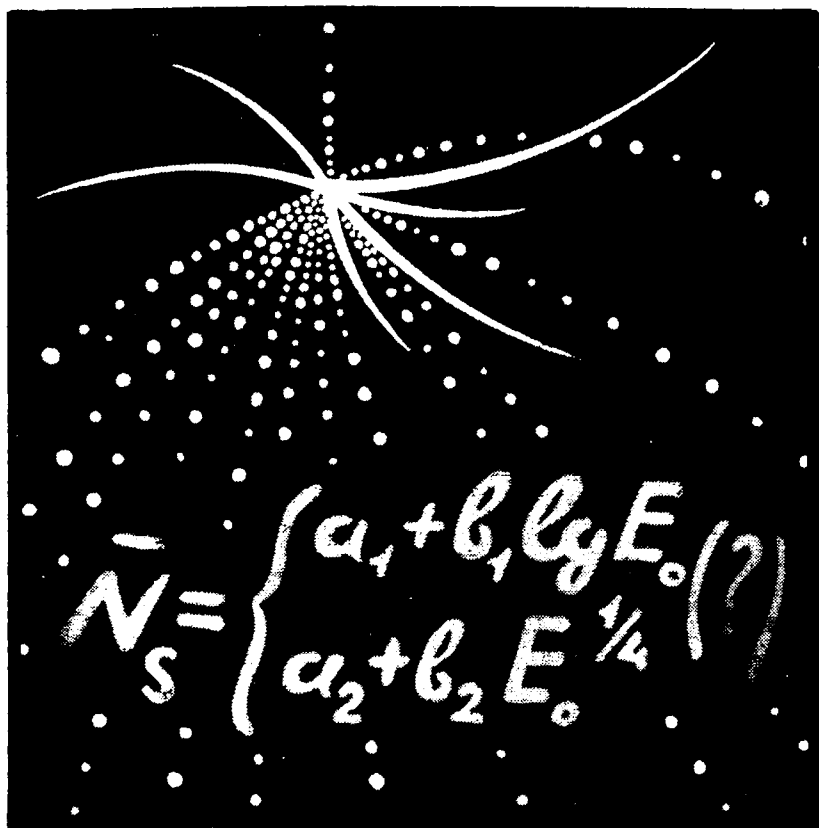
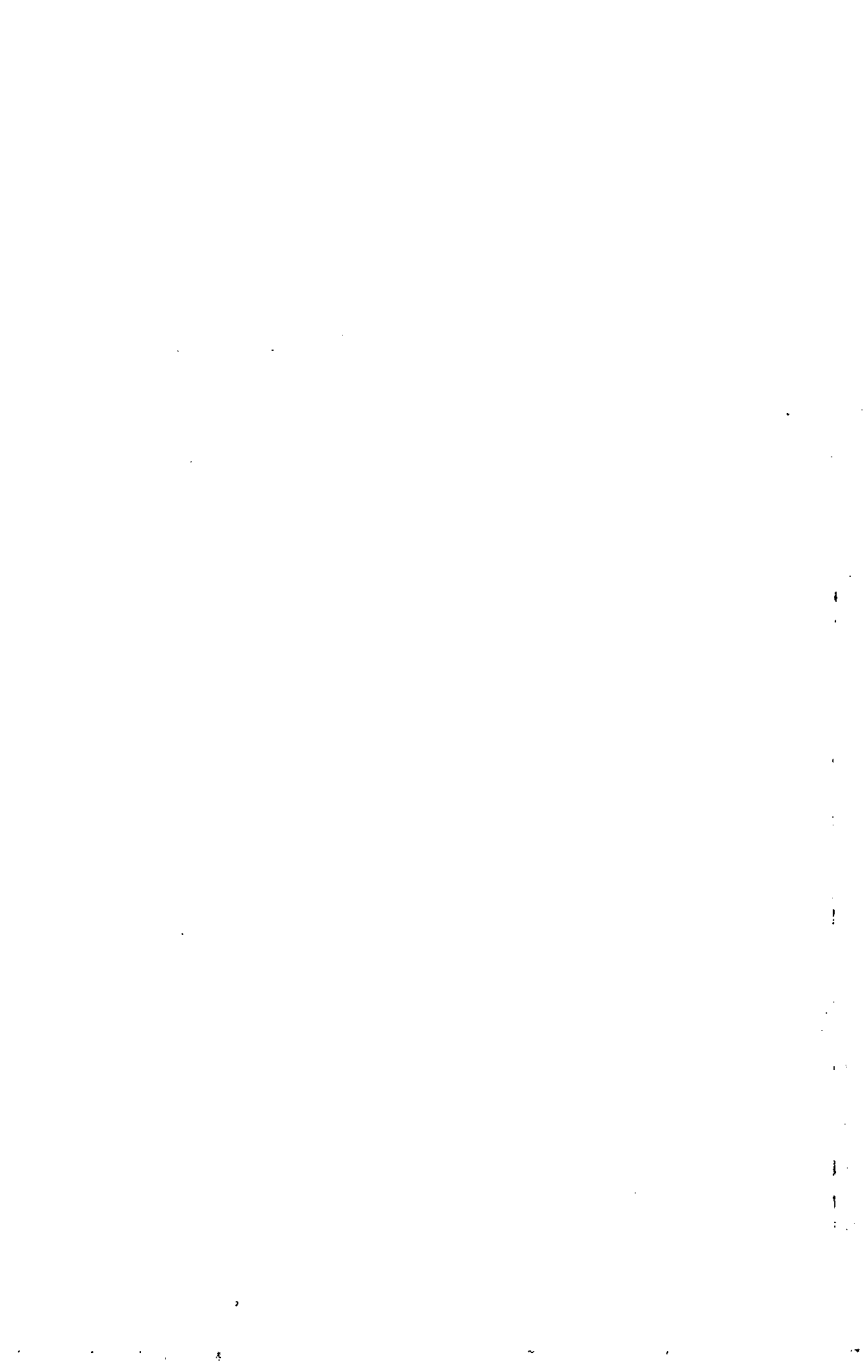


Г. Б. ЖДАНОВ

МНОЖЕСТВЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ





АКАДЕМИЯ НАУК СССР
Серия «Проблемы науки
и технического прогресса»

Г. Б. ЖДАНОВ

МНОЖЕСТВЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1974

44-153556

24
940

Новые астрофизические открытия познакомили нас с миром сверхвысоких температур и давлений. В этих условиях частицы атомных ядер — нуклоны — могут ускоряться до энергий, которые эквивалентны нагреву материи в триллионы градусов. При столкновениях таких частиц концентрируется невообразимо высокая энергия, что приводит к одновременному рождению (генерации) множества новых частиц — мезонов, возбужденных нуклонов и античастиц. О методах экспериментального изучения процессов множественной генерации частиц с помощью космических лучей и мощных ускорителей заряженных частиц и рассказывает эта книга.

В мире сверхвысоких температур

По мере того как наука проникает в глубь Вселенной, все чаще приходится сталкиваться с очень высокими температурами и очень большими энергиями частиц материи. Конечно, эпитеты «очень высокий» и «очень большой» относительны, особенно для физика. Например, наше Солнце обязано своей ослепительной яркостью тепловому излучению наружных слоев, температуру которых можно назвать очень низкой — всего 6000° Кельвина. «Очень низка» эта температура потому, что ей соответствует средняя энергия хаотического движения частиц солнечного вещества лишь порядка 0,6 электрон-вольта, а вся ядерная физика начинается с энергий частиц, измеряемых многими тысячами электрон-вольт.

Недавно выяснилось, что Вселенная равномерно заполнена излучением, свойства которого свидетельствуют о существовании в далеком прошлом сверхгорячей стадии ее развития. Предпринимаются, пока не очень успешные, попытки измерить температуру недр Солнца методом регистрации выходящих наружу сверхпроникающих частиц — нейтрино. В лабораториях создаются установки, имитирующие условия солнечных недр и вселяющие надежду человечеству вскоре овладеть термоядерными источниками энергии. В Галактике открыты уже десятки рентгеновских звезд, излучение которых говорит о том, что в их оболочках циркулируют направленные потоки частиц с энергиями во много миллионов электрон-вольт, а это соответствует температурам, исчисляемым по крайней мере десятками миллиардов градусов (10^{10} град).

Открыты и другие, еще более удивительные звезды — пульсары, представляющие собой нечто вроде сверхгигантских атомных ядер с характерными для ядер значениями плотностей и давлений, с внутренней температу-

рой, вероятно, порядка 10^{12} градусов. В Дубне и Серпухове, Новосибирске и Женеве, в Орсе, под Парижем, и в Батавии, недалеко от Чикаго работают мощные ускорители частиц. Пучки частиц, выпускаемые из этих ускорителей и фокусируемые на специальных мишенях, на ничтожные доли секунды создают микроскопические, но зато сверхъяркие «звезды» — сгустки материи, раскаленной до температуры в триллион градусов ($\sim 10^{12}$ град). Эти звезды многие физики называют фэйрболами (огненными шарами). Иногда такие же, заметные только в особых приборах «звезды» вспыхивают и в окружающей нас природе и даже внутри каждого из нас — под действием космических лучей. Хотя еще нет полной ясности в том, что именно можно и нужно вкладывать в термин «фэйрбол», наблюдения позволяют детально изучать свойства испускаемых фэйрболами излучений. Подобные излучения совсем не похожи на свет, это уже не порции электромагнитного поля, лишенные массы покоя, а тяжелые кванты особого типа — мезоны, кванты поля сильных взаимодействий. Энергии этих квантов даже при самых малых скоростях более чем в сто миллионов раз превосходят полные энергии фотонов оптического диапазона и в десятки тысяч раз — полные энергии рентгеновских фотонов.

Не удивительно, что законы испускания и последующих разнообразных перевоплощений тяжелых квантов, называемых мезонами, фундаментально отличаются от всего известного для легких квантов — фотонов. Одно из наиболее существенных отличий состоит в том, что мезонов рождается, как правило, сразу много. При достаточно высоких энергиях сильно взаимодействующие частицы могут рождать при каждом столкновении десятки и даже сотни мезонов, тогда как фотоны в столкновениях горячих атомов и молекул рождаются только поодиночке. Причина этого коренного отличия — интенсивность (или сила) взаимодействия между частицами — она примерно в 100 раз больше, чем в электромагнитных процессах.

Сильный характер взаимодействий частиц высокой энергии приводит еще к одному необычному следствию. Оказалось, что во многих случаях излучение тяжелых квантов проходит через промежуточную стадию образования разнообразных резонансов. Это удивительные, ни

на что не похожие порции материи с невероятно малым временем самостоятельного существования (порядка 10^{-23} секунды) и в связи с этим с весьма неопределенным значением массы и энергии. Все это — совсем особый, как бы «мерцающий» мир «не вполне созданных» и уж во всяком случае крайне неустойчивых созданий природы. Интерес к тому, что происходит в этом странном мире, важен не только для удовлетворения любопытства к диковинкам природы, но и для понимания явлений, происходящих сейчас в «горячих цехах» Вселенной и происходивших во всей Вселенной на самой заре ее развития.

Основные силы природы

Окружающий нас мир находится в состоянии непрерывного движения и непрерывного изменения. Это — мир явлений, а не просто мир предметов, хотя движение и изменение невозможно без предметов. Как в любой законченной фразе, сказуемое невозможно без подлежащего (хотя бы только подразумеваемого), так и человеческая мысль, не запутавшаяся в дебрях идеализма, не в состоянии представить себе движение без того, что же именно движется. Немудрено поэтому, что вопрос о причинах движения, а точнее — о причинах изменения состояний движения издавна находился в центре внимания философов и физиков.

Две великие исторические заслуги Ньютона как раз и состоят в том, что он уже в начале XVIII в. четко сформулировал законы двух типов. Это, во-первых, законы динамики (связь между ускорениями и силами) и, во-вторых, — закон гравитации, закон, определяющий силу взаимодействия (притяжения) любых двух тел. Эти законы позволили очень четко объяснить, как писал сам Ньютон, «все движения небесных тел и моря» (имеются в виду морские приливы). Но те же законы не могут описать большинство явлений, происходящих в окружающем человека повседневном земном мире.

Понадобилось еще полтора столетия, чтобы Кулон, Фарадей, Максвелл и другие физики XVIII и XIX вв. обнаружили и изучили законы действия принципиально новых сил. Речь идет об электрических и магнитных силах, которые оказались тесно связанными друг с другом

в едином электромагнитном взаимодействии любых электрически заряженных, а иногда и нейтральных в целом тел. Как выяснилось впоследствии, именно эти силы в конечном счете определяют собой как строение атомов и молекул всех веществ, так и агрегатное состояние любой порции вещества.

Прошло еще почти столетия, и Резерфорд обнаружил силы нового типа, на которых «держится» вся структура исключительно плотной материи атомного ядра и которые получили впоследствии название сильных взаимодействий. В отличие от электростатических и гравитационных сильные взаимодействия оказались необычайно короткодействующими, но зато и гораздо более интенсивными.

В чем состоит показатель «интенсивности» сил, мы сможем подробно объяснить лишь впоследствии. Пока отметим лишь то, что в основном благодаря изучению сильных взаимодействий и обусловленных ими явлений природы выяснилось, что представления об атомах вещества как о качественно неизменных и неделимых простейших «кирпичиках» мироздания несостоятельны.

Впрочем, большой вклад в осознание изменчивости элементарных структурных единиц материи внесло и открытие взаимодействий еще одного типа — слабых взаимодействий. Именно из-за слабости этих взаимодействий их характерный носитель — нейтрино оказался практически всепроникающей и почти неуловимой частицей, впервые «пойманной» лишь около 15 лет тому назад Ф. Райнесом и К. Коуэном с помощью ядерного реактора — мощного источника нейтрино.

Слабые взаимодействия оказались действительно крайне слабыми — они в 10^{10} (10 млрд.) раз слабее электромагнитных и в 10^{12} (триллион) раз слабее сильных. Но самое интересное состоит в том, что даже слабые взаимодействия оказываются (во всяком случае, по современным концепциям) гораздо более сильными и потому более важными для понимания устойчивости и структуры элементарных частиц, чем давно обнаруженные в природе гравитационные взаимодействия. Своеобразие этой ситуации в том, что, хотя гравитация «общедоступна», универсальна, действует между любыми материальными телами и относится к наиболее далекодействующим силам, в мире элементарных частиц она никак не проявляется.

Кроме того, из-за слабости гравитации ее носитель в чистом виде (гравитационные волны) обнаружен, да и то не слишком уверенно, лишь в самые последние годы с помощью исключительно чувствительных приборов.

Каждая из четырех фундаментальных сил природы (сильные, электромагнитные, слабые и гравитационные взаимодействия) имеет своего типичного «носителя» в виде определенной дискретной «порции» — кванта. Для сильных взаимодействий таким квантом является пи-мезон или кратко пион, для электромагнитных взаимодействий — фотон (квант света), для слабых — нейтрино, для гравитационных — гравитон (впрочем, гравитон как частица экспериментаторам пока недоступен).

Помимо этих четырех частиц физиками обнаружены и исследованы многие десятки других. Как правило, каждая частица может участвовать во взаимодействиях двух или более типов. Так, например, электрон, позитрон и гораздо более тяжелые, но очень похожие на них μ -мезоны могут участвовать и в слабых, и в электромагнитных взаимодействиях. Вместе с нейтрино и антинейтрино эти частицы образуют семейство лептонов.

Нейтрон почти не отзывается на электромагнитные сигналы, но зато очень активен при сильных взаимодействиях. Протон и π -мезон участвуют и в слабых, и в электромагнитных, и в сильных взаимодействиях. Все сильно взаимодействующие частицы образуют семейство адронов.

С помощью сильных взаимодействий, как уже отмечалось, «цементируются» атомные ядра, основа всех веществ во Вселенной, многочисленные комбинации всего двух простейших «кирпичиков» — протона и нейтрона. На этих же взаимодействиях «держатся» и столь же разнообразные, сколь и ядра, но самые «эфемерные», короткоживущие объекты микромира — резонансы, распадающиеся спонтанно (самопроизвольно) всего за 10^{-23} секунды! Во много раз долговечнее резонансов оказываются частицы, которые разрушаются только в результате слабых взаимодействий, особенно нейтрон, «живущий» в свободном виде в среднем около 15 минут. Таким образом, различие в интенсивности взаимодействия неизбежно проявляется и в масштабах времени, необходимого для превращения частиц.

Рождение, гибель и сохранение — три «кита» эволюции живого и неживого мира

В каждом конкретном случае взаимодействия материальных тел можно четко выделить две взаимно дополняющие друг друга компоненты. Первая — это источник силы взаимодействия, который количественно можно охарактеризовать величиной соответствующего заряда. Поскольку взаимодействия бывают разные, то и понятие заряда можно обобщить, рассматривая заряд адронный, лептонный и, наконец, гравитационный. В последнем случае речь идет фактически о массе тела, но надо помнить, что в физике четко различаются два понятия массы — «инертная» масса (мера инерции) и «тяжелая» масса (гравитационная). Пропорциональность этих масс (которая превращается в численное равенство при надлежащем выборе единиц измерения) нагляднее всего проявляется в состоянии невесомости внутри космического корабля, и это само по себе — важный закон природы, ибо он ниоткуда не следует априори.

Важными особенностями любого заряда являются, во-первых, его сохранение в процессе взаимодействия (точнее — сохранение суммарного заряда всех участвующих во взаимодействии частиц), а во-вторых — дискретность (квантованность) его значений, т. е. способность принимать только такие (в том числе и отрицательные) значения, в которых целое число раз укладывается определенный «эталон». Разные знаки зарядов связаны с существованием античастиц: у протона электрический заряд $+1$, у антипротона -1 , у электрона, наоборот, заряд -1 в отличие от его античастицы — позитрона; у нейтрино и антинейтрино электрические заряды равны нулю, зато отличаются по знаку лептонные («слабые») заряды, а заодно и направления спинов (собственных моментов количества движения).

Вторая компонента взаимодействия, не менее материальная, чем первая, получила у физиков название поля. В случае статических (например, электростатических или гравитационных) взаимодействий понятие поля охватывает просто определенную область проявления сил, характеризуемую количественно величиной силы, действующей на единичный (пробный) заряд. Однако более общий случай — переменное (во времени) поле, которое можно

условно представить как совокупность волн, или частиц. Благодаря успехам квантовой физики выяснилось, что волны и частицы — это две стороны одной и той же медали (поэтому в предыдущей фразе и стоит запятая перед словом «или»). Эти волны-частицы, или, иначе говоря, кванты излучения, и являются переносчиками взаимодействия своих источников (зарядов), но в принципе они сколь угодно долго могут сохранять свое самостоятельное, независимое от источников существование. Пожалуй, наиболее яркая иллюстрация этого утверждения — недавно обнаруженное (в 1965 г.) реликтовое космическое радиоизлучение, оставшееся нам в «наследство» от горячей стадии развития Вселенной. За истекшие миллиарды лет оно сильно остыло, но тем не менее сохранило свой характерный облик — свое спектральное распределение, описываемое законом Планка.

Процесс взаимодействия заключается в том, что один источник силового поля испускает, а другой поглощает кванты излучения. Важно, что при этом состояние обоих источников, вообще говоря, изменяется, и лишь в статическом случае (как при движении планет вокруг Солнца или электронов вокруг атомного ядра) остается неизменным, если не считать изменения положения в пространстве, своего рода «отдачи» при «выстрелах» квантов поля. Изменение состояния каждого источника ограничено определенными законами сохранения, но еще более строгим законам подчиняется состояние всей взаимодействующей системы в целом. Так, например, протон и нейтрон могут обмениваться электрически заряженным пионом; при этом заряд каждой частицы в отдельности изменится, но общий заряд всегда должен оставаться равным $+1$ (в единицах заряда электрона). Одним из «партнеров» взаимодействия может быть и поле, как, например, при поглощении фотона высокой энергии в сильном электрическом поле атомного ядра. Фотон, исчезая, превращается в пару частиц — электрон и позитрон. Но суммарный электрический заряд этой пары остается равным нулю, как и заряд фотона.

Одна и та же частица может один раз выступать в качестве источника излучения, другой — в качестве кванта излучения. Так, заряженный пион является источником электромагнитного излучения и квантом поля при сильных взаимодействиях.

Атомистическое учение древних о строении материи претерпело существенное изменение. Вместо комбинирования одних и тех же неизменных и неделимых атомов в мире самых малых, элементарных, частиц происходят, особенно при высоких энергиях, многообразные превращения с исчезновением одних частиц и появлением «на свет» других. Относительно неизменными остаются лишь свойства симметрии частиц, отражаемые законами сохранения различных зарядов. Эта ситуация напоминает эволюцию форм живой материи с ее непрерывной гибелью одних организмов, рождением других и сохранением «программы жизни» — наследственной информации, управляющей сложными сочетаниями реакций обмена веществ.

Загадка вторичного космического излучения и множественное рождение мезонов

Смелое предположение о том, что носителями короткодействующих взаимодействий между составными частями атомного ядра — нуклонами — должны быть какие-то особые, достаточно массивные кванты, было высказано впервые японским физиком Х. Юкава еще в 1935 г. Несколько лет спустя заряженные частицы с массой, промежуточной между массами электрона и протона (и названные поэтому мезотронами, или мезонами), были действительно открыты К. Андерсоном и С. Нидермайером в космических лучах. Казалось бы, это событие может служить образцом блестящих возможностей раскрытия законов природы теоретической физикой.

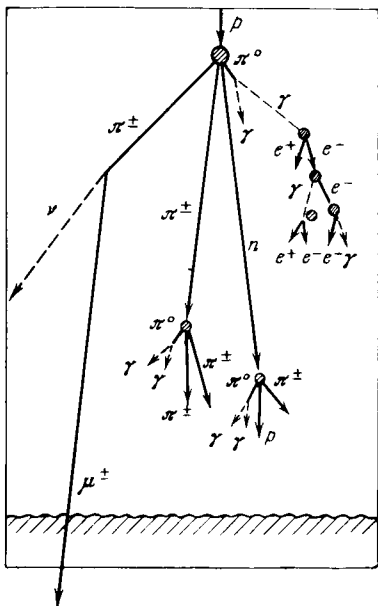
На деле же все оказалось далеко не так просто. Правда, было хорошо известно, что космические лучи — это потоки в основном заряженных частиц огромной энергии и огромной проникающей способности. Наряду с этим выяснились довольно странные вещи. Оказалось, что первичные, т. е. приходящие непосредственно из космического пространства частицы — это протоны, среди наблюдаемых в глубине земной атмосферы частиц больше всего электронов, а под большими толщами вещества (под землей) остаются почему-то именно частицы промежуточной массы, названные мезонами. Но если мезоны так хорошо проникают сквозь вещество, то непонятно,

Рис. 1. Фотография электронно-ядерного ливня в камере Вильсона со свинцовыми пластинами (С. Чао)

Первичная частица (указана стрелкой) в 5-й сверху пластине образовала две проникающие частицы (вторая слева вызвала ядерное расщепление в 7-й пластине) и два электронных каскада в правой нижней части камеры

Рис. 2. Образование вторичного космического излучения в земной атмосфере в процессе множественного рождения заряженных (π^\pm) и нейтральных (π^0) пионов

Нуклоны (p , n) вместе с нераспавшимися мезонами (π^\pm) образуют ядерно-активную компоненту, распавшиеся π^\pm -мезоны — проникающую компоненту (μ^\pm , ν), распавшиеся π^0 -мезоны — электронно-фотонную (e^\pm , γ) компоненту вторичного излучения



почему они плохо поглощаются атомными ядрами; ведь ядерные частицы — нуклоны и есть источники мезонов — частиц, переносящих сильные взаимодействия. Во всяком случае, получалось так, что генерация мезонов протонами осуществляется с гораздо большей вероятностью, чем обратный процесс — их поглощение.

Кроме того, появление электронов очень трудно было приписать непосредственному воздействию первичных протонов. Правда, уже был обнаружен процесс образования пары частиц — электрона и позитрона одним фотоном. Но зато испускание самого фотона такой массивной частицей, как протон, — заведомо очень редкий процесс.

Для решения всех этих трудностей понадобился десяток лет напряженной работы физиков многих стран, в том числе — советских ученых, которые ставили опыты в высокогорных районах Памира и путем стратосферных полетов. Ближе всего к решению этой проблемы подвели опыты с камерой Вильсона, при которых получались иногда снимки, подобные приведенному на рис. 1.

В камере Вильсона находилось 8 свинцовых пластин толщиной около 13 мм каждая. Какая-то проникающая частица (это мог быть как протон, так и мезон) пересекла четыре пластины камеры и лишь в пятой сверху создала конусообразно расходящийся пучок частиц. Крайняя слева частица этого пучка опять-таки оказалась проникающей (по-видимому, мезоном), но основная часть конуса образована двумя пучками с постепенно нарастающим числом частиц в каждом из них. Опытный глаз экспериментатора установил, что оба пучка вновь рожденных частиц состоят из электронов.

Все сложные явления подобного рода получили название электронно-ядерных ливней в отличие от более простых каскадных ливней с участием одних электронов. Была высказана догадка, что во всех этих случаях электроны рождаются не непосредственно, что сначала появляется какая-то промежуточная, весьма короткоживущая частица. Дальше догадки дело не пошло, пока физики не научились получать протоны высокой энергии на ускорителях. Тогда и выяснилось, что такая частица, распадающаяся на два фотона за ничтожно малое время, действительно существует в природе. Эта частица получила название π^0 -мезона.

Тем временем появились новые, крайне важные данные и о космических лучах. В 1947 г. С. Ф. Пауэлл (Англия) с группой сотрудников в ходе длительных опытов с ядерными фотоэмульсиями обнаружил совершенно новое явление. Во всех случаях на фотоснимках был виден сравнительно «жирный» след, еще утолщающийся к концу и примыкающий к началу более тонкого следа другой заряженной частицы. Этот след, в свою очередь утолщаясь, примыкает к началу совсем тонкого прерывистого следа третьей частицы. Тщательное изучение характеристик всех трех следов показало, что фотоэмульсия регистрирует процесс 2-ступенчатого распада по схеме

$$\pi \rightarrow \mu \rightarrow e.$$

При этом частица π , названная авторами пи-мезоном (или пионом), примерно в 1,3 раза тяжелее частицы μ (мю-мезон), а последняя, в 200 с лишним раз более тяжелая, чем электрон, совпала с частицей, обнаруженной Андерсоном и Нидермайером. В то же время частица π очень близка по массе к короткоживущей частице, обнаруженной позднее на ускорителях и распадающейся по схеме $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Частица π^0 , как было вскоре установлено, — нейтральная разновидность π -мезона.

Так удалось нащупать все основные процессы, приводящие к преобразованию первичного космического излучения во вторичное. Общая схема разыгрывающихся «действий» представлена на рис. 2. В результате столкновения протона высокой энергии с ядром какого-либо атома в воздухе образуется путем сильного взаимодействия сразу несколько заряженных (π^+ , π^-) и нейтральных (π^0) пионов. Совершенно аналогичный процесс рождения нескольких новых π^+ , π^- и π^0 -мезонов на ядрах может идти и далее. Вследствие этого и протоны и π^\pm мезоны объединяются в категорию ядерноактивных частиц.

Наряду с этим заряженные пионы, распадаясь на мю-мезоны в итоге слабого взаимодействия, могут давать начало проникающей компоненте космических лучей. А π^0 -мезоны вызывают цепочку процессов:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \text{ (спонтанный распад),} \quad (1)$$

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \text{ (рождение пары частиц фотоном),} \quad (2)$$

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \text{ (излучение электромагнитного кванта).} \quad (3)$$

Последовательное повторение все новых и новых стадий (2) и (3) дает начало электронной компоненте вторичного излучения, которая развивается путем электромагнитных взаимодействий. Итак, разгадка проблемы вторичного космического излучения (активное рождение пассивных частиц) привела к открытию совершенно нового, уникального процесса множественного образования распадающихся частиц (пионов) в результате столкновений первичных сильно взаимодействующих частиц достаточно высокой энергии. Рубежом «достаточно высоких» энергий оказалась характерная для космических лучей энергия 1—3 млрд. электрон-вольт (сокращенно *Гэв* — гигаэлектрон-вольт). Этот рубеж определяется законами сохранения энергии и импульса, он связан с необходимостью затратить около 0,14 *Гэв* на образование массы покоя каждого пиона. Для сравнения отметим, что энергетический рубеж процессов каскадного образования и последовательного развития электронных ливней в сотни раз меньше; это связано с тем, что образование массы покоя пары легких частиц (электрона и позитрона) требует энергии лишь немногим более 1 млн. электрон-вольт.

Та четверть столетия, в течение которой физики усиленно изучают процессы множественного рождения частиц, характеризуется своеобразной конкуренцией между специалистами по космическим лучам и специалистами по физике частиц высоких энергий, полученных на ускорителях. Верхний предел энергии частиц космических лучей практически неограничен (он в миллиарды раз превосходит рубеж множественного рождения пионов). Однако с ростом энергии катастрофически падает поток частиц, т. е. доступное изучению число взаимодействий соответствующих «бесплатных» частиц космического излучения. Условия работы на мощных ускорительных машинах гораздо более благоприятны. Сложилось своеобразное разделение труда — дальняя, но очень приближенная разведка в космических лучах и детальное и строго количественное изучение явлений на ускорителях.

ПО СЛЕДАМ НЕВИДИМОК

**Не всегда надо увидеть,
чтобы обнаружить и узнать частицы**

Даже после того как советский физик Д. В. Скобельцын впервые увидел с помощью камеры Вильсона следы заряженных частиц космического излучения (это было в 1927 г.), многие физики продолжали и продолжают изучать свойства этого излучения с одной только электронной аппаратурой. Существует три различных метода, которыми можно «почувствовать» заряженную частицу высокой энергии и перевести это «ощущение» на язык электроники.

Во-первых, можно пропустить эту частицу через замкнутый объем газа и воспользоваться ее способностью разбивать нейтральные атомы газа на положительно заряженные ионы и электроны. Введя в сосуд с газом специальные электроды и подавая на них разность потенциалов, можно либо просто собирать «готовые» ионы на катод, а электроны — на анод, либо добиться ударной ионизации новых атомов уже имеющимися электронами и этим резко увеличить заряды, собирающиеся на электродах (рис. 3). По первому рецепту работают ионизационные камеры, по второму — газоразрядные счетчики.

Для регистрации исходной частицы, а точнее — оставленного ею следа осуществляется запуск счетчика-нумератора от прошедшего во внешней цепи электрического импульса. Вследствие сравнительно медленного продвижения образовавшихся зарядов по объему камеры и счетчика оба эти детектора обладают плохим разрешением во времени¹ прохождения частицы (не лучше

¹ Под разрешением во времени понимается не только та точность, с которой прибор устанавливает момент прохождения частицы, но и тот минимальный промежуток времени, спустя который может быть зарегистрирована новая частица.

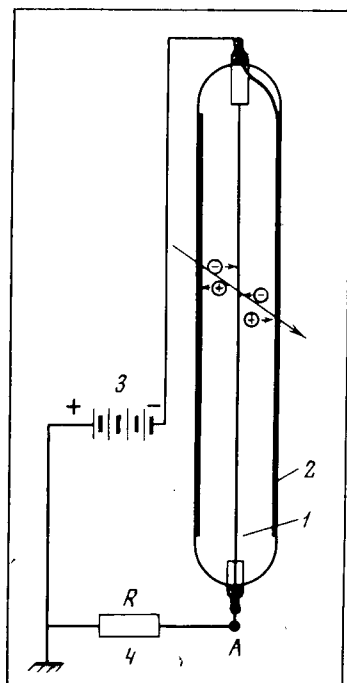


Рис. 3. Схема газоразрядного счетчика частиц

Возникшие при ионизации газа электроны, разгоняясь сильным электрическим полем между анодом 1 и катодом 2, дают начало лавинам новых электронов и ионов. Это приводит к появлению значительного электрического импульса в точке А внешней цепи; 3 — батарея, 4 — сопротивление

чем 10^{-6} или 10^{-7} сек) и поэтому практически не употребляются при работе на ускорителях.

Во-вторых, можно пропустить нужную нам частицу сквозь специально изготовленное прозрачное твердое вещество, обладающее высокой эффективностью люминесценции, т. е. перевода энергии возбуждения молекул в энергию видимого света.

Такое вещество называется

люминофором. В подходящем органическом веществе на это требуется время порядка 10^{-9} сек. Световой сигнал в свою очередь переводится на язык электроники с помощью фотоэлектронного умножителя (рис. 4).

И, наконец, можно использовать свечение Черенкова. Это свечение возникает при прохождении очень быстрых частиц в таких средах, где их скорость превышает скорость света¹. Техника черенковских счетчиков за последние годы достигла высокой степени совершенства. В качестве примера можно привести изготовленный недавно в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) дифференциальный изохронный счетчик длиной 5,5 м, позволяющий «настраиваться» на частицы, скорости которых фиксированы с точностью до шестого знака, т. е. до десятитысячной доли процента (рис. 5).

¹ При этом речь идет не о скорости распространения светового сигнала в среде, а о скорости, которая определяет собой запаздывание фазы колебания электромагнитного поля от точки к точке по ходу светового луча.

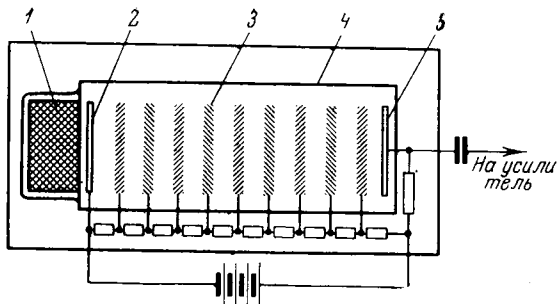


Рис. 4. Сцинтилляционный (люминесцентный) счетчик с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ)

Энергия, затраченная ионизирующей частицей в веществе люминофора 1, частично высвечивается фотонами, которые вырывают электроны с фотокатода 2, а последние размножаются на динодах 3 ФЭУ 4 за счет вторичной электронной эмиссии и собираются на коллекторе 5

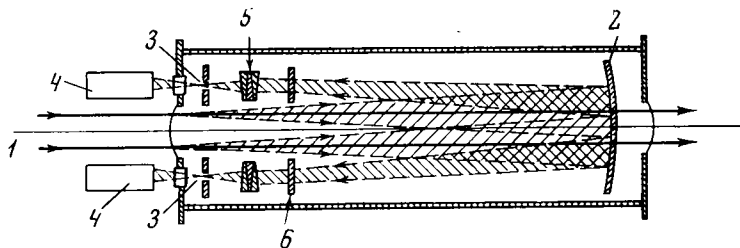


Рис. 5. Большой газовый дифференциальный черенковский счетчик в разрезе. Зеркальная оптическая система 2 фокусирует черенковское свечение частиц пучка 1 на диафрагму 3 при строго определенной скорости частиц пучка 1, и это свечение регистрируется фотоумножителями 4. Настройка на заданное значение скорости осуществляется изменением давления газа и требует коррекции на хроматическую (5) и сферическую (6) абберацию (счетчик изготовлен в ЦЕРНе)

Для получения такого же разрешения по времени пролета со сцинтилляционными счетчиками и наносекундной техникой¹ понадобилась бы установка длиной около 100 км.

В 1961 г. советские физики А. И. Алиханян и Г. М. Гарибян с сотрудниками разработали еще один тип счет-

¹ Напомним, что этим термином обозначается аппаратура с разрешающим временем порядка одной миллиардной секунды (10^{-9} сек).

чика, основанный на явлении так называемого переходного излучения. Это — излучение, возникающее при переходе легких, но очень энергичных заряженных частиц (электроны и позитроны) из одной среды в другую. В отличие от черенковского излучения, интенсивность которого быстро достигает насыщения с ростом скорости частицы, переходное излучение продолжает непрерывно расти с ростом отношения полной энергии частицы к ее энергии покоя. Для электрона или позитрона с энергией порядка 1 Гэв достаточно поставить на пути «вафлю» из нескольких сот очень тонких слоев вещества с воздушными промежутками, чтобы с вероятностью $\sim 50\%$ зарегистрировать сзади «вафли» один или несколько γ -квантов переходного излучения (рис. 6). Еще проще использовать для этой цели кусок пористого вещества типа пенопласта.

Электронные и световые детекторы, обладая большим быстродействием, позволяют за сравнительно небольшое время работы ускорителя собрать огромный, исчисляемый миллионами микрособытий, экспериментальный материал. Немаловажно и то, что данные от сложной комбинации электронных приборов сразу получаются в форме, доступной обработке на электронных вычислительных машинах. Поэтому предварительный «сырой» итог сложного эксперимента получается сразу же по его окончании, несмотря на обилие громоздких промежуточных вычислений, и может быть представлен не только в табличном, но и в графическом виде.

Электронная аппаратура очень удобна тогда, когда надо регистрировать, хотя и очень быстро, но малое число частиц одновременно и при этом не требуется высокой степени пространственного разрешения. Используя различного рода взаимодействия нейтральных и заряженных частиц, можно «мобилизовать» электронную аппаратуру для счета и измерений (косвенным образом) нейтральных частиц, в частности фотонов, π^0 -мезонов и нейтронов.

Электронике можно поручать не только обнаружение и счет частиц, обладающих теми или иными физическими характеристиками, но и более сложную задачу их «узнавания». Для этой цели часто бывает достаточно определить массу частиц, хотя бы и не очень точно. Для определения массы можно в свою очередь использовать

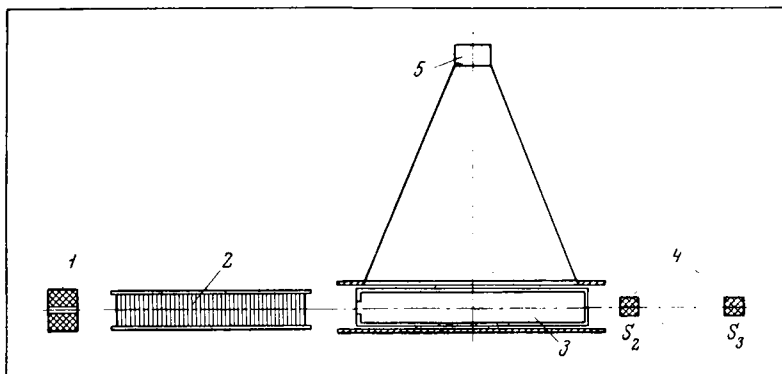


Рис 6. Детектор переходного излучения (изготовлен в ФИАНе)

Излучение возникает при многочисленных переходах заряженной частицы из воздуха в плотную среду и обратно и, распространяясь вдоль траектории частицы, превращается в электроны в объеме искровой камеры; 1 — коллиматор; 2 — слоистая мишень; 3 — искровая камера; 4 — сцинтилляционные счетчики, управляющие запуском камеры; 5 — фотоаппарат

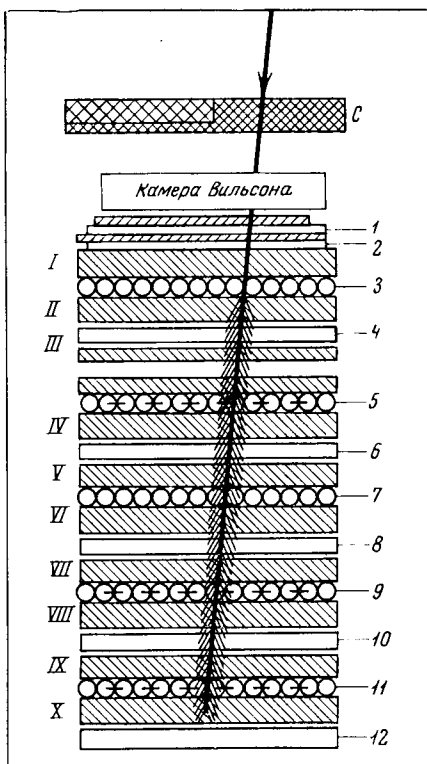


Рис. 7. Ионизационный калориметр для измерения энергии частиц (установка В. С. Мурзина, Л. И. Сарычевой, МГУ)

Входящая сверху ядерно-активная частица создает в мишени C и слоях железа I—X фотонно-электронные каскады, энергии которых измеряются 12-ю рядами ионизационных камер (1—12)

две какие-нибудь независимые характеристики, связанные со скоростью и массой частицы. Во многих случаях при работе на ускорителях импульс уже задан условиями пропускания частиц сквозь какой-либо канал за счет использования электромагнитного оборудования, фокусирующего пучки частиц определенного знака заряда и близких по значению импульса.

Основной частью такой электронной оптики служат обычно квадрупольные линзы — обмотки, создающие точно регулируемые, неоднородные магнитные поля с кольцевой симметрией. Тогда в качестве второй характеристики можно использовать, например, скорость, определяемую в свою очередь либо по наличию черенковского свечения (как в обычных счетчиках), либо по углу испускания этого свечения (в дифференциальном черенковском счетчике), либо по ионизирующей способности частицы (в пропорциональном счетчике). Вместо скорости можно использовать пробег частиц, который при заданном импульсе зависит от удельных энергетических потерь на ионизацию вещества.

Ряд важных физических задач, особенно при исследовании космических лучей, требует знания энергии частицы. Энергию можно определить методом полного поглощения всех продуктов взаимодействия частицы с веществом. В случае электронов используются вторичные электромагнитные процессы, приводящие к сравнительно быстрому развитию и затуханию каскадной лавины электронов и позитронов. Если применить для поглощения тяжелый прозрачный материал (например, свинцовое стекло), то можно зарегистрировать и измерить суммарный поток черенковского свечения, испущенного всеми частицами лавины. Подобный прибор называют обычно спектрометром полного поглощения.

В случае сильно взаимодействующих частиц (адронов) надо ставить поглотитель всех продуктов последовательных ядерно-каскадных взаимодействий, для чего требуются фильтры гораздо большей толщины. В качестве меры выделенной энергии можно использовать либо суммарное количество пар ионов, возникших в нескольких рядах ионизационных камер, как это сделано впервые в ионизационном калориметре (рис. 7), разработанном в МГУ В. С. Мурзиным, Н. Л. Григоровым и И. Д. Раппопортом, либо суммарный поток света, возникше-

го в последовательных рядах черенковских счетчиков, как это сделано С. А. Азимовым, Т. Юлдашбаевым и др. на установке Кум-бель в Узбекистане¹.

! Это огромные установки, обеспечивающие, однако, вполне приемлемую для масштабов микромира точность измерения. Достаточно сказать, что при толщинах фильтров порядка $1 \text{ кг на } 1 \text{ см}^2$ площади, перекрываемые ионизационным калориметром современных установок, исчисляются многими квадратными метрами. Стало быть полный вес содержащихся в них фильтров, обычно железных чушек — десятки тонн. Между тем точность измерения энергии, начиная со $150\text{--}200 \text{ Гэв}$ ($\sim 0,3 \text{ эрг}$, или $\sim 10^{-8} \text{ кал}$), можно довести до $20\text{--}30\%$. Если бы такое же энерговыделение мы захотели измерять не электроникой, а тепловыми приборами (как в обычном калориметре), то пришлось бы иметь дело с мгновенным повышением температуры железа на величину порядка 10^{-15} градуса.

Для определения существенно новой, зависящей от скорости, а не от массы частицы характеристики, очень полезным оказался многорядный пропорциональный счетчик, примененный, в частности, В. С. Мурзиным и Л. И. Сарычевой на высокогорной станции на горе Арагац. Несмотря на большой разброс числа ионов, создаваемых в объеме каждого счетчика заряженной частицей с данной скоростью, набор импульсов от многорядного счетчика оказывается достаточно точной мерой скорости. В таком счетчике удастся, как правило, различать пионы и протоны с энергиями до 10^{12} электрон-вольт.

Есть и другие задачи, для решения которых важна не столько высокая точность измерения ионизирующей способности, сколько возможность определения (с разумной точностью) координаты проходящей частицы, а также времени ее прохождения. Для этой цели в ЦЕРНе (Женева) были сконструированы многонитяные пропорциональные камеры. Каждая камера представляет собой сравнительно легкую (весом $\simeq 6 \text{ кг}$) плоскую прямоугольную коробку площадью $\simeq 0,5 \text{ м}^2$, внутри которой с шагом $\simeq 2 \text{ мм}$ натянуты тонкие металлические нити. Каждая нить выполняет функцию независимого счетчика,

¹ Эти приборы рассчитаны на полное поглощение испускаемого всей лавиной света, поэтому они тоже называются спектрометрами полного поглощения.

дающего очень короткий ($25 \cdot 10^{-10}$ сек) импульс, амплитуда которого пропорциональна ионизирующей способности проходящей частицы и тем самым является мерой скорости этой частицы. Несколько таких камер, помещенных в магнитное поле, могут давать информацию, достаточную для определения импульса той же частицы по кривизне ее траектории. По известным импульсу и скорости нетрудно узнать массу частиц.

А как все-таки сфотографировать частицы?

Чтобы документально запечатлеть сцены из человеческой жизни, мы проектируем оптические изображения этих сцен на киноплёнку, а полученные на ней скрытые изображения событий проявляем и фиксируем. Чтобы столь же документально зафиксировать «сцены из жизни» элементарных частиц, движущихся со скоростью, близкой к скорости света, физики заставляют работать сами частицы. Любая заряженная частица оставляет свой след в веществе — это цепочка «поврежденных», электрически заряженных атомов и молекул.

Проще всего заставить частицы «действовать» внутри достаточно толстого слоя фотографической эмульсии. Однако после первых идей подобного рода, высказанных, в частности, еще в 1927 г. Л. В. Мысовским (СССР), прошло около 20 лет, прежде чем фотоэмульсии для элементарных частиц приобрели необходимую физикам чувствительность и стабильность характеристик. При всей своей простоте и дешевизне метод фотоэмульсий имеет ряд серьезных недостатков.

Прежде всего картинки взаимодействий частиц получаются объемными. Казалось бы, на первый взгляд, это лучше, чем плоские проекции. Однако при дальнейшем рассмотрении возникают серьезные трудности с просмотром и измерениями следов. Это невероятно кропотливая и медленная работа, которую крайне трудно автоматизировать. Поэтому приходится выносить суждения и делать выводы на основании анализа нескольких сот событий.

Для изучения микромира, в котором все процессы подвержены «капризам» вероятности, требуется солидная статистическая обеспеченность, и фотоэмульсионные данные оставляют чувство неудовлетворенности.

Кроме того, ядерный состав фотоэмульсий очень неод-

нороден и сложен. Правда, существуют хорошо проверенные рецепты выделения взаимодействий падающих частиц с отдельными, почти свободными нуклонами ядер, но это «почти» может иногда заметно исказить и «размазать» картину явления.

Есть у фотоэмульсии и достоинства. Малый размер зерен бромистого серебра, образующих следы частиц (примерно 0,1—0,2 микрона), позволяет разглядеть мельчайшие детали событий, получить высокое пространственное разрешение. В фотоэмульсии можно даже подметить распад нейтрального π^0 -мезона — частицы, живущей меньше, чем 10^{-16} секунды! Особенно ценным это качество фотоэмульсий оказывается, когда в игру вступают частицы с гигантской энергией — 10^{13} электрон-вольт и выше. Сталкиваясь с неподвижными ядрами, эти частицы создают очень узкие пучки вторичных частиц с углами расхождения, измеряемыми минутами.

Для изучения процессов множественного рождения элементарных частиц серьезнейшим конкурентом фотоэмульсий явились пузырьковые камеры, изобретенные Д. Глезером (США) в 1952 г. Принцип их действия состоит в том, что ионизация вещества заряженными частицами благоприятствует конденсации пузырьков паров перегретых жидкостей. Доведение жидкости до перегретого рабочего состояния производится путем сброса давления специальным поршнем, после чего начинают образовываться и расти пузырьки вдоль следов частиц. Когда размеры пузырьков достигают примерно 50 микрон, их можно сфотографировать при достаточно сильном освещении (разумеется, в прозрачных жидкостях).

Удобными рабочими веществами пузырьковых камер оказались немногие жидкости, среди них — жидкий водород, ядра которого — элементарные частицы протоны. Используется также жидкий тяжелый водород — дейтерий, в ядрах которого помимо протона по одному нейтрону. В тех случаях, когда надо изучать π^0 -мезоны, можно использовать их свойство практически мгновенно распадаться на фотоны с последующим превращением (конверсией) фотонов в пары заряженных частиц — электронов и позитронов. Для обеспечения эффективной конверсии фотонов подходят тяжелые жидкости, в частности, жидкий неон или холодильные смеси — фреоны. Если же нужно изучить процесс образования π^0 -мезонов (наряду с заря-

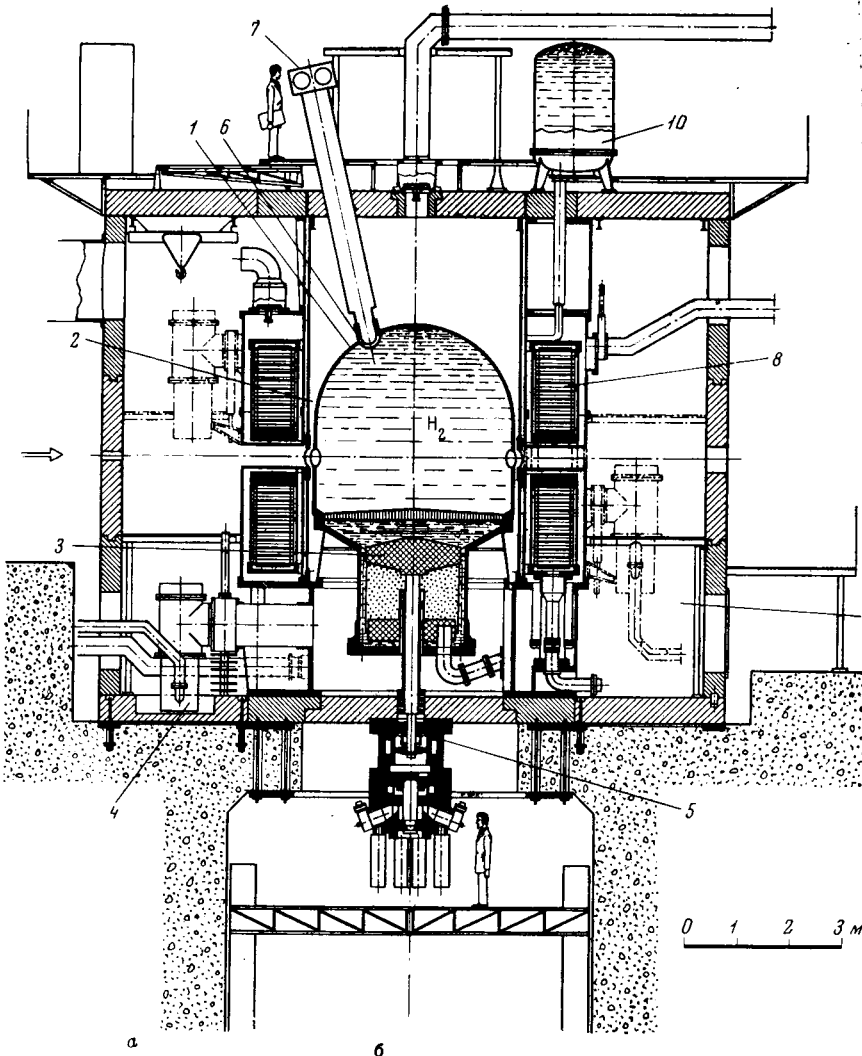
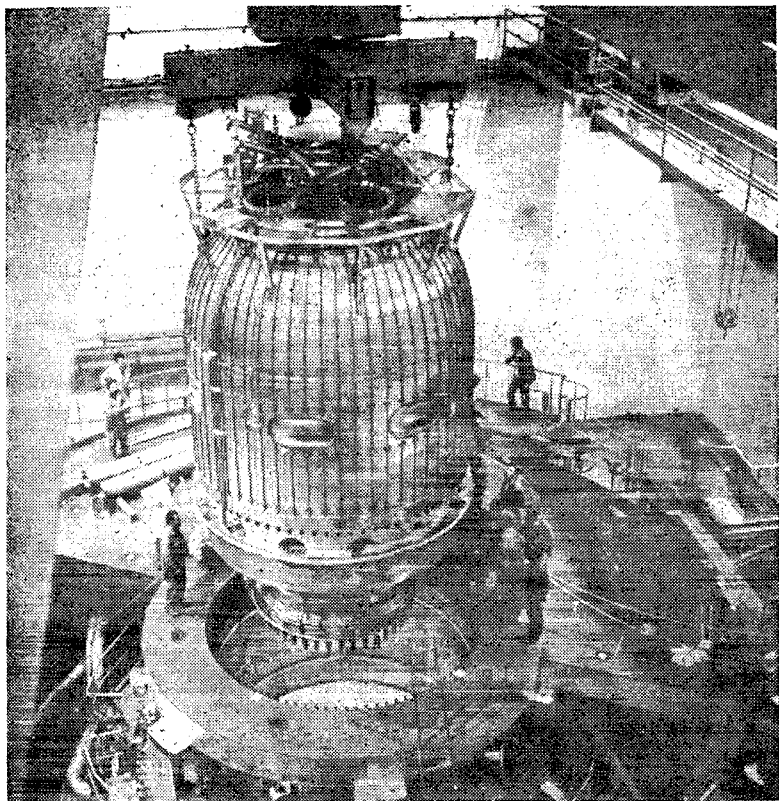


Рис. 8. Большая Европейская пузырьковая камера с полезным объемом жидкого водорода $21,5 \text{ м}^3$, работающая в магнитном поле $35\,000 \text{ гаусс}$ (ЦЕРН, Женева)

а) Разрез камеры

1 — корпус, 2 — вакуумный бак, 3 — поршень, 4 — вакуумные насосы, 5 — мотор механизма расширения, 6 — широкоугольная линза (по типу рыбьего глаза), 7 — фотоаппарат, 8 — сверхпроводящие обмотки, 9 — жидкий азот, 10 — жидкий гелий. Справа внизу — масштаб

б) Установка корпуса камеры в вакуумный бак (см. стр. 25)



6

женными пионами) на протонах, то на пути пучка частиц, идущих от ускорителя, ставят внутренний цилиндрический сосуд с жидким водородом, а во внешний сосуд заливают смесь из водорода и неона. При тщательном конструктивном исполнении на фотоснимках почти невозможно различить границу двух камер.

Современные пузырьковые камеры делаются очень больших размеров, и в них можно залить многие кубометры жидкого водорода или тяжелой жидкости (рис. 8). Эти камеры помещаются между полюсами огромных электромагнитов; недавно стали делать магниты со сверхпроводящими обмотками. По искривлению траекторий частиц в магнитном поле, достигающем 10—20 тысяч гаусс и даже

более, можно измерить их импульсы с хорошими точностями (до 1—2%).

Эти эксперименты дорого стоят. Многомиллионные затраты на аппаратуру увеличиваются еще и тем, что стереофотоснимки пузырьковых камер приходится обрабатывать на сложных автоматах, работающих в сочетании с мощными электронными вычислительными машинами, чтобы обеспечить высокую производительность необходимых измерений. Много усилий требуется и для составления программ обработки измеренных данных. Зато ЭВМ выдает почти готовый физический результат, вплоть до оценки правдоподобия различных предположений о характере наблюдаемого процесса, количества родившихся невидимых (нейтральных) частиц и т. д.

Производительность современных пузырьковых камер исчисляется многими тысячами фотоснимков (появилась даже специальная единица измерений числа снимков — «килокартинка»). А в 1972 г. в ЦЕРНе был отмечен особый рекорд — 20 миллионов снимков 2-метровой водородной камеры (правда, лишь сравнительно небольшая часть снимков, не более 10%, представляла интерес для физиков и была пущена в обработку).

При всех своих бесспорных достоинствах пузырьковые камеры не «безгрешны» — они почти нацело лишены «памяти». Беда заключается в том, что следы частиц составлены из отдельных ионов, которые могут продержаться в нейтральной жидкости в свободном виде меньше, чем 10^{-10} секунды. За это время совершенно невозможно осуществить механическим путем сброс давления, требуемый для образования пузырьков газовой фазы вещества. Поэтому сигнал на срабатывание поршня приходится давать заблаговременно, синхронизируя его во времени с импульсным режимом работы ускорителя.

Помимо чисто практических неудобств (сложность устройства, дороговизна, большие размеры, взрывоопасность) пузырьковые камеры страдают и одним принципиальным недостатком. Эти приборы недостаточно «оперативны» — им требуется несколько (до 10) миллисекунд для сброса давления и роста газовых пузырьков на следах частиц и еще десятки (а то и сотни) миллисекунд на возвращение в исходное состояние.

Для изучения процессов, происходящих в космических лучах, пузырьковая камера не используется из-за невоз-

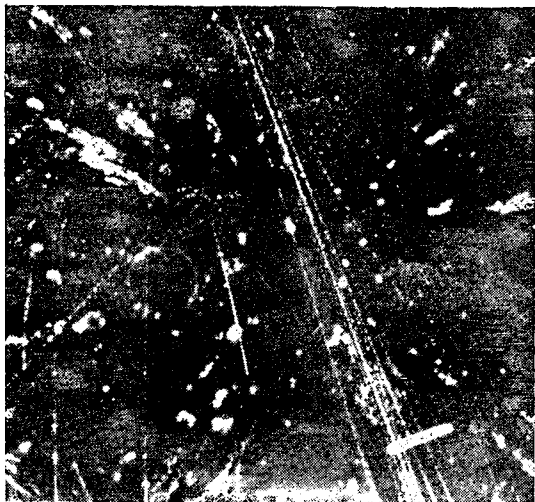


Рис. 9. Снимок множественного рождения частиц в камере Вильсона с магнитным полем (Тянь-Шанская станция ФИАН). В мишени из LiH над камерой образовалось около 20 заряженных пионов. Первичная энергия (измеренная ионизационным калориметром) $E = 820 \text{ Гэв}$

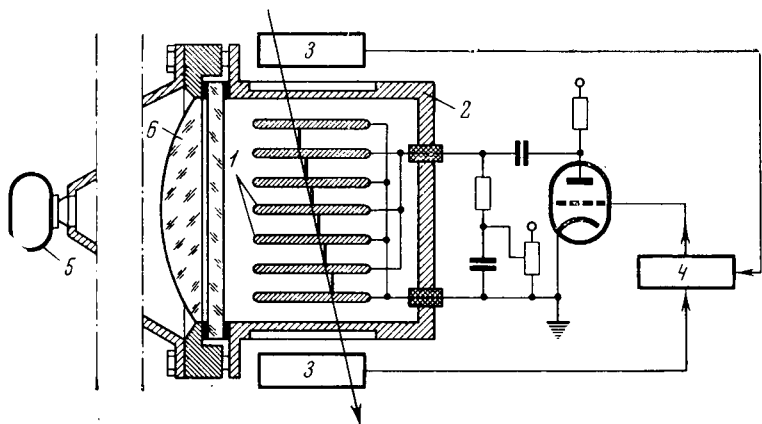
возможности опережающего управления. На выручку приходит здесь старый друг физиков — «облачная» камера (буквальный перевод английского термина *cloud chamber*), изобретенная Ч. Вильсоном еще в 1912 г. и получившая у нас название камеры Вильсона. Как и в пузырьковой камере, здесь тоже есть поршень, в нужный момент сбрасывающий давление, но этот сброс вызывает противоположный эффект — конденсацию молекул жидкости из газа, окружающего цепочку ионов на следе частицы. Поскольку в газовой среде ионы гораздо более долговечны, чем в жидкой, «память» у камеры Вильсона в миллионы раз лучше. Ее можно запускать «задним числом», после прохождения нужных частиц сквозь камеру. Все проблемы, связанные с созданием магнитного поля, освещением следов частиц, их фотографированием, обработкой фотографий и обчислением измерительных данных, в принципе остаются теми же. Однако даже при больших площадях установок интересные для физика явления наблюдаются редко — в лучшем случае по несколько раз в сутки.

На рис. 9 воспроизведен снимок одного из таких явлений — образование 20 заряженных ионов в мишени, над камерой Вильсона. Из-за высокой энергии первичной частицы пучок вторичных частиц получается узким. Это затрудняет разделение частиц и точное измерение углов. На снимке видно немало следов «посторонних» частиц небольшой энергии.

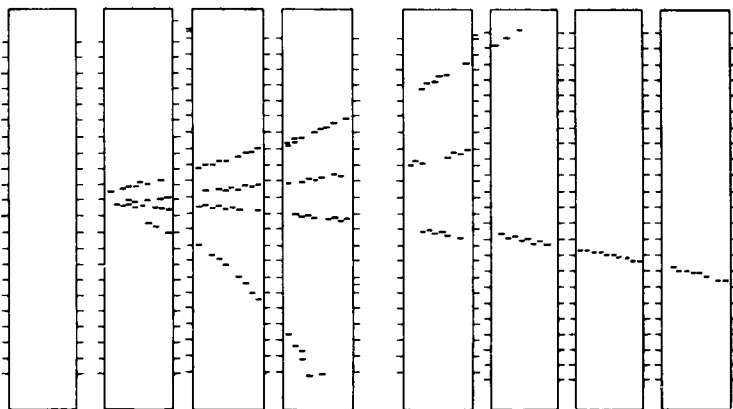
Неудобство работы с камерой Вильсона заключается в малой плотности газа по сравнению с жидкостью: из-за этого в качестве ядерных мишеней для эффективного «обстрела» частицами высокой энергии приходится специально вводить внутрь камеры (или ставить непосредственно над ней) пластины из твердого вещества. Что происходит внутри пластин, не видно; к тому же с твердым водородом работать практически нельзя (камера Вильсона боится перепада температур), поэтому остается использовать сложные вещества, типа, скажем, гидрида лития (LiH). Таким образом, условия постановки опытов с камерой Вильсона для космических лучей не столь чисты, как с пузырьковой камерой на ускорителях.

В работу включаются видимые и невидимые искры

В 1957 г. был впервые сконструирован прибор нового типа — искровая камера, в которой ионные следы (треки) частиц становятся видимыми за счет развития электрического лавинообразного разряда в газовом промежутке между двумя проводящими пластинами — электродами (рис. 10, а). Управление искровой камерой осуществляется с помощью двух или более установленных около нее счетчиков частиц. При прохождении заряженной частицы в нужном направлении электрические импульсы от счетчиков, пройдя через специальный блок совпадений, включают подачу высокого напряжения на рабочие электроды. Электроны, оставшиеся после прохождения частицы, двигаясь в сильном электрическом поле, дают начало искровому разряду в том месте, где прошла исходная частица. Искровая камера сама по себе очень проста, основная забота — изготовление или приобретение источника высокого напряжения (на десятки, а иногда и на сотни киловольт, при широких межэлектродных промежутках)



a



б

Рис. 10. Искровая камера

а) Схемакамеры: 1 — электроды, 2 — корпус, 3 — управляющие счетчики, 4 — блок совпадений, 5 — фотоаппарат, 6 — линза

б) Событие, зарегистрированное на искровом (из 8 камер) спектрометре типа «Омега» (ЦЕРН) с последующей телевизионной передачей и автоматической обработкой всех данных на ЭВМ

Рабочий цикл такой камеры можно сократить до 10 миллисекунд, а время «памяти» — до 1 микросекунды. Последнее важно при работе на ускорителях, ибо позволяет отделаться от нежелательного фона посторонних частиц.

Выигрыш в темпах работы сопровождается, к сожалению, проигрышем в пространственной точности определе-

ния координат частиц. Данные искровой камеры ограничиваются точностями 0,2—0,3 мм, поэтому для обеспечения высокой угловой точности измерения (например, при изучении упругого рассеяния частиц) приходится использовать набор искровых камер, разнесенных друг от друга иногда на десятки метров. Впрочем, при изучении редких событий в космических лучах этот недостаток можно исправить, дополнив искровые промежутки «этажеркой» с ядерными фотоэмульсиями. Тогда искры служат только для указания частиц, а их координаты и, следовательно, углы отклонения частиц в магнитном поле, а также получаемые из этих измерений импульсы уточняются путем фотоэмульсионных измерений.

Низкая точность регистрации координат частиц в сравнительно простых задачах, для решения которых привлекаются искровые камеры, позволяет существенно упростить методику регистрации следов. Фотографирование камер на пленку с последующим промером искр на фотографиях можно заменить измерением положения искр по временам прихода звука от соответствующей «микромолнии» на специальные электроакустические приемники. Часто применяются и беззвучные, чисто электрические методы измерения: путем установки координатной сетки из тонких проволочек можно записывать электрические сигналы, наведенные на этих проволочках проходящими вблизи искрами.

Основное достоинство обоих вариантов электрической записи — широкие возможности автоматизации обработки экспериментальных данных с помощью ЭВМ. Немаловажен бывает и дистанционный характер регистрации данных, особенно, когда по условиям работы (скажем, в космическом эксперименте) почему-либо неудобна транспортировка заснятой фотопленки в лабораторию, где производится обработка данных.

Впрочем, автоматизация возможна и при фотографическом способе получения информации. Для этой цели изображение искры проектируют на передающую телевизионную трубку, а последующий его анализ осуществляют методом электронного обзора (сканирования). Как и на хорошем домашнем телевизоре, получается достаточно четкое изображение без применения фотохимической обработки (рис. 10, б).

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ И СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Электронный «сверхмикроскоп» и структура нуклонов

Чтобы рассмотреть внешний вид очень мелких объектов, мы пользуемся микроскопом, который дает возможность узнать не только их форму, но и цвет. А чем определяется цвет? Только способностью к поглощению, отражению и преломлению световых волн различной длины. Так, например, спектр цветов радуги обусловлен разложением солнечного света на волны разной длины, отражаемые от водяных капель под разными углами.

Для выяснения внутренней структуры веществ, строения их кристаллической решетки существует, например, метод рентгеноструктурного анализа. Он основан на том, что в зависимости от расстояния между атомами в решетке (точнее — от отношения этого расстояния к длине падающей волны) электромагнитные волны, рассеиваемые атомами вещества, испытывают дифракцию, т. е. усиливают друг друга в определенных направлениях, и наоборот, гасят в других направлениях.

Таким образом, пользуясь явлением дифракции электромагнитных волн, мы можем получать очень хорошую, с высоким пространственным разрешением трехмерную картину вещества, но зато вопрос о его «цвете» в этом случае теряет всякий смысл. Однако можно несколько изменить рентгеновский метод, применяя флуоресцентный анализ. Он основан на том, что облученные рентгеновским «светом» вещества начинают испускать свое излучение с характерными для каждого из химических элементов длинами волн.

Но в этом случае кванты рассеиваются с изменением частот и энергий каждого кванта. Такой процесс называется неупругим рассеянием.

А что сделать, чтобы от анализа кристаллической структуры вещества перейти к анализу еще более тонкой структуры его атомных ядер или даже отдельных ядерных

частиц — нуклонов? Вспомним, что существует обратная зависимость между длиной волны света и его частотой, а следовательно, и энергией каждого светового кванта. Для исследования тонкой структуры надо использовать в качестве орудия «просвечивания» кванты очень высокой энергии. Для рассмотрения очень мелких частиц (типа вирусов) приходится оптический микроскоп заменять электронным, в котором «работают» кванты с энергиями 20—50 тысяч электрон-вольт и соответственно длинами волн в десятые доли ангстрема ($1 \text{ ангстрем} = 10^{-8} \text{ см}$). Тем более удобно повысить разрешающую способность прибора, когда в распоряжении исследователя ускоритель электронов высокой энергии. Однако электронный микроскоп дает выигрыш по сравнению с оптическим всего в сотни раз, а для наблюдения атомного ядра надо увеличить разрешающую способность, а значит, и энергию квантов во много миллионов раз.

Такова была логика исследований, опубликованных впервые в 1958 г. группой Р. Хофштадтера (США), получившего за них впоследствии Нобелевскую премию по физике. Имея в распоряжении ускоритель электронов с энергиями до 1 Гэв , Хофштадтер стал изучать характер углового распределения упруго рассеянных электронов сначала на сложных ядрах различных элементов, а затем — только на двух простейших ядрах — ядрах обычного водорода (протонах) и тяжелого водорода (дейтонах). Предполагая с полным основанием, что и протон и входящий вместе с ним в состав дейтона нейтрон сферически симметричны, Хофштадтер свел задачу к одномерной. Он изучал интенсивность рассеяния электронов только как функцию зенитного угла θ и не обращал внимания на азимутальный угол ϕ (рис. 11, а), считая распределение по ϕ однородным.

Чтобы оценить по достоинству электроны как орудие исследования других частиц, надо иметь в виду, что в хорошем приближении их можно считать материальными точками. В соответствии с хорошо проверенными на опыте законами квантовой электродинамики процесс рассеяния электрона на протоне может быть представлен следующей символической диаграммой, впервые введенной американским физиком Р. Фейнманом (рис. 11, б). В какой-то момент времени (этот момент соответствует точке разветвления линий, так называемой вершине) электрон

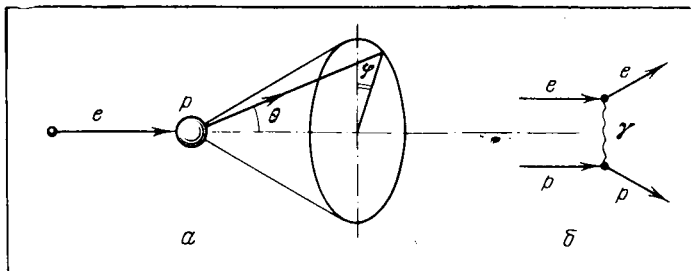


Рис. 11. Упругое рассеяние электрона (e) на протоне (p)

- а) Схема рассеяния: θ — зенитный угол, ϕ — азимутальный угол;
 б) Диаграмма Фейнмана для ep -рассеяния с обменом виртуальным γ -квантом

испускает квант электромагнитного поля, поглощаемый затем протоном, вследствие чего обе частицы испытывают отдачу — рассеиваются. При этом в отличие от обычного, свободного фотона этот квант является виртуальным.

Чтобы разъяснить понятие виртуальности, нам придется обратиться к теории относительности, в которой выводится соотношение между энергией E и импульсом p свободной частицы

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4,$$

где m_0 — масса покоя, а c — скорость света. Для частицы, которая находится в связанном состоянии, т. е. в состоянии взаимодействия с другими телами (как, например, электрон в твердом теле), можно оставить в силе то же самое соотношение, добавив в правую часть уравнения некоторую отрицательную величину — U^2 . Это — как бы «замаскированная» часть энергии, она может быть объединена с квадратом массы m_0^2 в новую величину, которая может рассматриваться как квадрат обобщенной массы $(m^*)^2$. Важно, что при достаточно большой энергии связи U квадрат обобщенной массы $(m^*)^2$ может стать отрицательным, а следовательно, сама масса — мнимой. Часто вводят более удобную величину $k^2 = (m^* c^2)^2$, которая служит хорошей количественной мерой связи частицы и называется ее виртуальностью. Принято говорить, что частица, для которой виртуальность совпадает с квадратом энергии покоя $(m_0 c^2)^2$, находится на массовой оболочке. Если же частица «сходит с массовой оболочки», то она попадает в разряд виртуальных частиц.

В соответствии с основными положениями квантовой механики уход частицы с массовой оболочки на время Δt и связанная с этим неопределенность энергии ее состояния ΔE должны подчиняться соотношению

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h,$$

где h — постоянная Планка. Если рассмотреть в качестве примера виртуальные пионы, обеспечивающие взаимодействие нуклонов внутри ядра, то для них $\Delta t \sim 10^{-23}$ сек; эта ничтожно малая величина и дает представление о характерной длительности внутриядерных процессов.

Если подвергнуть виртуальную частицу каким-либо внешним воздействиям, мы можем вернуть массу m^* к исходному значению m_0 , и тем самым превратить виртуальную частицу в свободную.

По результатам опытов Хофштадтера вероятность рассеяния электрона на данный угол θ на протоне и нейтроне (точнее, эффективное сечение рассеяния, т. е. вероятность, отнесенная к одной рассеивающей частице) спадает с ростом угла быстрее, чем при рассеянии на электроне. Это различие выражается количественно произведением «электронной» вероятности и фактора, зависящего от виртуальности фотона, который получил название форм-фактора. Этим термином физики хотят сказать, что в отличие от точечных электронов протоны и нейтроны имеют определенную форму, они как бы «размазаны» в пространстве по какой-то небольшой области (причем «размазан» не только электрический заряд, но и присущий как протону, так и нейтрону магнитный момент).

Для разъяснения очень важного понятия «форм-фактора» элементарной частицы нам придется обратиться к одному из основных положений квантовой механики — соотношению неопределенностей. Оказывается, любой микроскопический объект обладает неопределенностью («размазкой») положения в пространстве Δx и неопределенностью импульса Δp , причем произведение этих неопределенностей никогда не бывает меньше некоторой фиксированной величины (она равна уже упомянутой выше постоянной Планка h). Если бы протон и нейтрон были точечными частицами (как электрон), то при взаимодействии с электронами через виртуальные фотоны они получали бы от них дополнительную «размазку» (которую можно заранее рассчитать) за счет эффекта отдачи, и тем большую,

чем больше виртуальность фотонов. В опытах по рассеянию электронов отдача оказалась не столь сильной, как ожидалось (это сказывается больше всего на уменьшении вероятности рассеяния электронов на большие углы). Объясняют это расхождение тем, что электрон может проникать как бы «внутри» реального протона или нейтрона, которые обладают конечной протяженностью и определенной геометрической формой.

Опыты показали, что у протона имеется «размазанный» электрический заряд (положительный) со средним радиусом около $0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Кроме того, имеется примерно столь же «размазанная» намагниченность — магнитный момент (рис. 12). Более того, у нейтрона, в целом электрически нейтрального, был тоже обнаружен небольшой знакопеременный электрический заряд. А главное — был четко обнаружен магнитный момент, в целом отрицательный, который оказался у него «размазанным» так же сильно, как и положительный момент у протона.

Наличие резко спадающих с увеличением расстояния от центра, явно неточечных электрического и магнитного форм-факторов нуклонов можно представить себе так, как будто каждый нуклон находится в состоянии своеобразного динамического равновесия, непрерывно обмениваясь виртуальными квантами поля — мезонами с другими нуклонами.

В отличие от световых квантов (фотонов), испускаемых неравномерно движущимся электрическим зарядом, свободные кванты мезонного «облака» нуклона обладают конечной массой. Приближенную оценку этой массы произвел еще в 1935 г. японский теоретик Х. Юкава, исходя

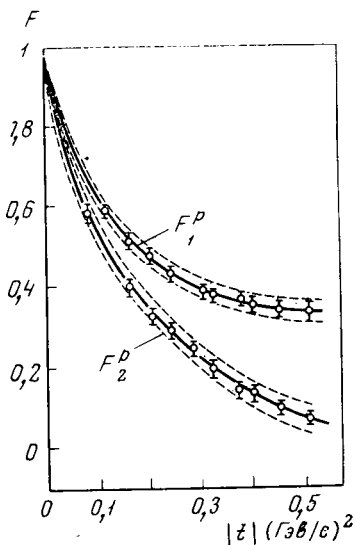


Рис. 12. Форм-факторы протона (вероятности рассеяния, отнесенные к случаю точечной мишени). $|t|$ — квадрат переданного электрону импульса,

F_1^p — электрический, F_2^p — магнитный форм-фактор

из резко ограниченного (в пространстве и времени) действия ядерных сил ¹. Сама же идея обменной природы ядерных сил была высказана еще до этого советским физиком И. Е. Таммом.

Кое-что о пользе физически бессмысленных значений величин

Обнаруженная с помощью электронного «сверхмикроскопа» структура элементарных частиц навела физиков на весьма глубокие размышления. В их представлении нуклоны остались по-прежнему элементарными, т. е. физически неделимыми частицами только до известных пределов. Само понятие структуры означает принципиальную возможность как-то разделить нуклоны на их «составные» части. Один из способов состоит, как уже было отмечено, в том, чтобы затратить достаточно много энергии на превращение виртуальных мезонов в реальные, т. е. свободные.

Другой способ — подробное изучение упругого рассеяния уже рожденных свободных мезонов на нуклонах. Для этого нужно заменить электронный ускоритель мезонной «фабрикой» (так называют протонные ускорители с мощными пучками вторичных мезонов). Обладая источником искусственных космических лучей — ускорителем протонов, можно с помощью этих протонов создавать, например, пучки отрицательно заряженных пионов, «обстреливая» протонами подходящие мишени, а затем фокусируя рожденные пионы на мишенях из жидкого водорода.

Посмотрим теперь, как можно математически описать процесс упругого рассеяния частиц и какими физическими величинами он характеризуется. Наиболее простое описание этого процесса получается в системе центра инерции, т. е. такой системе координат, где частицы движутся навстречу друг другу с одинаковыми скоростями v , а значит, и импульсами p ($p = mv$, m — масса каждой

¹ Для грубой оценки массы π -мезона m_π по максимальному радиусу обменного взаимодействия нуклонов $r_0 \sim 3 \cdot 10^{-13}$ см можно воспользоваться квантowo-механическим соотношением неопределенностей $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$, принимая для энергетической неопределенности $\Delta E \sim 3m_\pi c^2$, для времени обменного процесса $\Delta t \sim \frac{r_0}{c}$ ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек) и учитывая также, что $\hbar = 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг/сек — $= 4 \cdot 10^{-15}$ эв/сек.

частицы). Раз до столкновения импульсы частиц были равны по величине и противоположны по направлению ($\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$), то и после столкновения должно выполняться то же условие ($\vec{p}_1' = -\vec{p}_2'$). Результат столкновения может быть описан вероятностью W рассеяния каждой из частиц на один и тот же угол θ . Вероятность W — математическая функция двух величин. Одна из них — величина начальных импульсов p (их направление роли не играет), или, что вполне эквивалентно, суммарная энергия обеих частиц. Другая величина — либо угол рассеяния θ , либо абсолютная величина векторной разности конечного и начального импульсов $\Delta\vec{p} = |\vec{p}_1 - \vec{p}_1| = |\vec{p}_2 - \vec{p}_2|$, которая равна переданному частицами импульсу. Поскольку важна именно величина передаваемого импульса, то (при прочих равных условиях) углы рассеяния должны уменьшаться обратно пропорционально исходным импульсам сталкивающихся частиц¹.

Из соображений удобства вместо вероятности вводится другая, комплексная величина $A = A_1 + iA_2$, получившая название амплитуды вероятности рассеяния (или просто амплитуды рассеяния); вероятность и амплитуда связаны между собой соотношением $W = A_1^2 + A_2^2$. Оказывается, именно мнимая часть амплитуды рассеяния важна для таких рассеяний, при которых каждая из сталкивающихся частиц может играть роль черного (абсолютно поглощающего) шарика для налетающей частицы-волны. Здесь мы впервые сталкиваемся с неразрывной связью между поглощением как крайним случаем неупругого взаимодействия частиц и их взаимным упругим рассеянием: поглощение волн вблизи препятствия вызывает искажение волн, а следовательно, и возможность упругого рассеяния любых частиц, имеющих волновые свойства. Действительная же часть амплитуды рассеяния связана с преломлением падающей волны на частично прозрачном («сером») шарике — мишени.

Суммарная энергия тоже не очень «устраивает» теоретиков, удобнее иметь дело с квадратом энергии, вернее — с квадратом суммарного импульса $s = (p_1 + p_2)^2$. Наконец, вместо переданных импульсов вводят квадрат их разности, да еще взятый с обратным знаком $t = -(\vec{p}_1 -$

¹ Действительно, при упругом рассеянии $\sin \theta = \Delta p/p_1$, а вследствие малости углов $\sin \theta \simeq \theta$.

— \vec{p}_2)². Таким образом, процесс упругого рассеяния описывается функцией A от переменных s и t , первая из которых всегда положительна, вторая — отрицательна.

В описание процесса рассеяния включается также относительный момент количества движения сталкивающихся частиц l , который, согласно квантовой физике, у свободных частиц должен принимать только дискретные значения — целые или полуцелые в единицах постоянной Планка. При этом, как показывает квантовая механика, чем больше начальная энергия частиц, тем большее число связанных с ними волн, обладающих все возрастающими значениями момента l , могут принимать «активное» участие в процессе рассеяния.

Теперь мы подходим к изложению довольно абстрактной, но очень плодотворной физико-математической модели, которую начали разрабатывать физики-теоретики, исходя из идеи итальянца Т. Редже. В честь автора исходной идеи все направление работ получило несколько жаргонное название «реджистика». Один из постулатов этой теории состоит в том, что момент количества движения виртуальной частицы считают величиной, могущей принимать любое комплексное значение.

Идея этого обобщения станет понятной, если вспомнить упомянутую выше параллель между виртуальной и сильно связанной частицей. Если виртуальную частицу можно уподобить, например, электрону, связанному в атоме водорода, то приходится учитывать, что кроме собственного момента (спина) у нее должен быть и «орбитальный» момент количества движения.

Как показывает основное уравнение квантовой механики для атома (уравнение Шредингера), этот орбитальный момент (а следовательно, и полный момент, который можно назвать спином связанной частицы) зависит от энергии связи U , принимая целочисленные значения при вполне определенных значениях U , называемых энергетическими уровнями атома. Отсюда нетрудно прийти и к обобщению понятия спина для виртуальной частицы; изменяя непрерывно энергию U , мы должны получать непрерывно меняющиеся (в том числе и комплексные) значения спина, причем спин будет однозначной функцией полной энергии и массы. Величина массы принимает целочисленные (действительные) значения как раз тогда, когда виртуальной частице «разрешается» стать свободной.

Таким образом можно прийти и к представлению о семействах родственных (по всем физическим свойствам, кроме спина и массы) частиц, представляющих собой как бы возбужденные состояния различных «исходных» частиц, обладающих определенной внутренней структурой.

Второй постулат заключается в предположении, что амплитуда взаимного рассеяния частиц a и b всегда должна быть аналитической функцией своих аргументов s и t . Это означает, что детальное изучение поведения этой функции даже на небольшом отрезке изменений величин s и t позволяет в принципе узнать ее ход во всем диапазоне возможных значений s и t упруго рассеянной частицы a . Полезно рассмотреть и поглощение соответствующей античастицы \bar{a} (аннигиляция) с последующим выходом античастицы \bar{b} (вместо прихода частицы b) и частицы a . Рассмотрение такого дополнительного аннигиляционного «канала» реакции позволяет перейти в область отрицательных значений энергетической переменной s и положительных значений импульсной переменной t .

Для процесса упругого рассеяния отрицательные энергии и отрицательные квадраты передаваемых импульсов, т. е. положительные значения t , сами по себе никакого физического смысла не имеют (в частности, положительное значение t могло бы получиться лишь в том случае, если бы косинус угла рассеяния частиц θ стал больше единицы). Однако вся теория в целом позволяет получить очень изящное математическое описание упругого рассеяния, предсказать некоторые на первый взгляд крайне удивительные особенности этого процесса, обнаружить его глубокую внутреннюю связь с процессом возбуждения элементарных частиц до резонансных состояний, а также предсказать существование определенных классов, или семейств возбужденных состояний, характеризующихся определенным набором дискретных характеристик (квантовых чисел) и определенным, закономерным соотношением масс и угловых моментов (спинов).

Хорошо объясняемой реджистикой удивительной особенностью упругого рассеяния оказалось, в частности, то, что в некоторых важных случаях (при рассеянии протона на протоне) передаваемые при рассеянии импульсы уменьшаются с ростом начальной энергии сталкивающихся частиц. Своеобразие ситуации заключается в том, что на первый взгляд процесс рассеяния должен быть

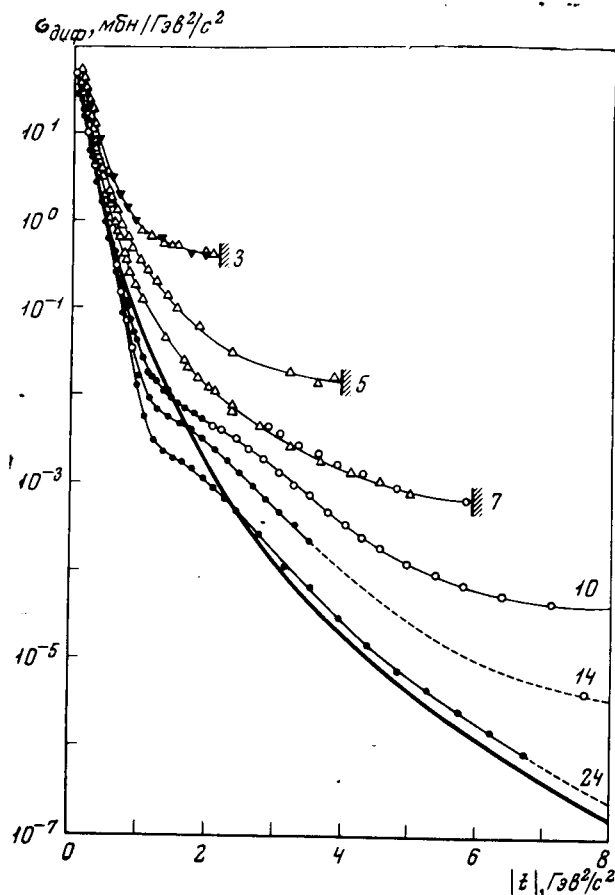


Рис. 13. Распределение передаваемых импульсов при упругом рассеянии протонов на протонах (дифференциальные сечения $\sigma_{\text{диф}}$)

Цифры у кривых (справа) указывают энергию первичного протона (Гэв)
 Расчетная кривая (жирная) получена из данных по ep -рассеянию

аналогичен дифракции рентгеновских лучей на кристаллах, а картина дифракции не зависит от энергии рентгеновских квантов, она определяется только геометрическими параметрами (размерами) кристаллической решетки. Между тем оказалось, что сталкивающиеся между собой протоны с ростом энергии как бы слегка «разбухают», а углы их взаимного дифракционного рассеяния уменьшаются быстрее, чем этого требует просто рост импульсов частиц.

Так, например, при возрастании энергии протонов от 3 до 60 Гэв (в 20 раз) их эффективные размеры возрастают примерно вдвое¹.

Интересно сопоставить сведения о «форме» протона, полученные с помощью электрона, который служит идеальным точечным «зондом», со сведениями, полученными из упругого рассеяния протона на протоне. В последнем случае можно предвидеть, что форм-фактор протона проявится дважды, ибо протон является одновременно и источником, и поглотителем виртуальных частиц. Рис. 13 показывает, что эти ожидания начинают оправдываться, когда энергия приближается к 25 Гэв. Действительно, для перехода от свойств точечных частиц к свойствам реальных протонов приходится дважды умножать сечение рассеяния точечных частиц на квадрат электромагнитного форм-фактора протона, а в конечном итоге — вводить уже четвертую степень форм-фактора.

Резонансы — новые частицы или новые состояния известных частиц?

В 1952 г. известный итальянский физик Э. Ферми в Чикагском университете начал вместе со своими коллегами серию исследований по рассеянию положительных и отрицательных пионов на протонах. Схема их эксперимента была очень простой (рис. 14, а) уже потому, что энергии пионов тогда не превышали 150 Мэв, и ничего, кроме упругого рассеяния частиц, ожидать не приходилось. Спустя три года, когда вступил в строй космотрон в Брукгевене, эти опыты в значительно более совершенном исполнении были продолжены Линденбаумом и Юанем. Этим физикам удалось продвинуться в область значительно более высоких энергий пионов (примерно до 2 Гэв). Кроме того, они смогли измерить не только вероятности рассеяния на какие-то определенные углы (45, 90 и 135°, как в опытах Ферми), но определить и суммарную, полную вероятность рассеяния на любой угол частиц при прохождении через мишень.

¹ Под эффективными размерами мы понимаем величины, которые в соответствии с соотношением неопределенностей обратно пропорциональны средним величинам импульсов отдачи частиц в процессе их рассеяния, ибо других способов измерять размеры элементарных частиц не существует.

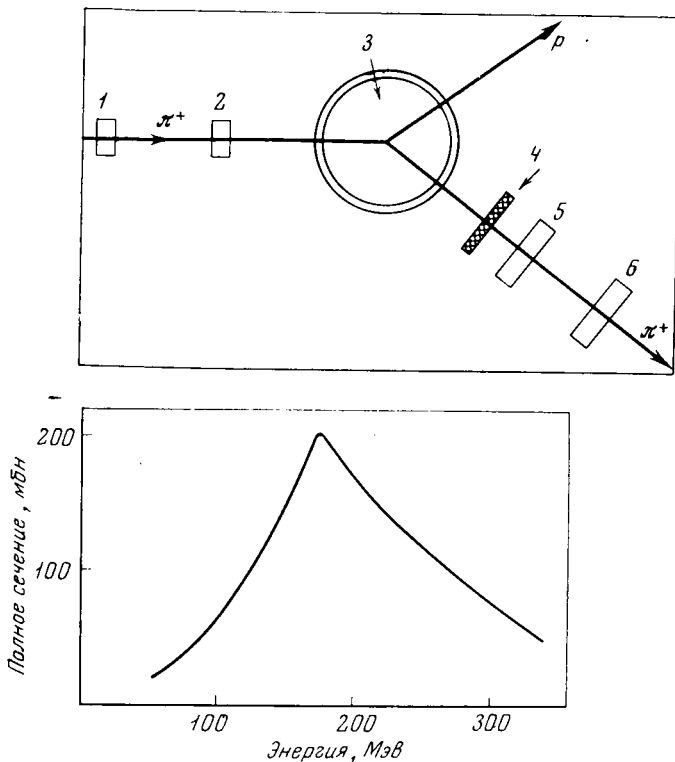


Рис. 14. а) Схема эксперимента по упругому π^+p -рассеянию
 1, 2 — счетчики первичных частиц; 3 — жидкий водород; 4 — свинцовый
 фильтр; 5, 6 — счетчики рассеянных частиц;
 б) Результат опыта, показывающий резонансный характер процесса

Полная вероятность W выражается обычно через величину полного сечения процесса σ_t :

$$W = \frac{1}{\sigma_t N_0}.$$

Здесь N_0 — число атомов водорода в каждом квадратном сантиметре мишени, «обстреливаемой» пучком пионов. Если бы падающий на мишень пион был материальной точкой, то величиной σ_t определялось бы поперечное сечение каждого непрозрачного шарика, эквивалентного рассеивающему центру — протону. Но падающий на мишень

пион обладает волновыми свойствами, причем длина волны $\lambda = h/p$, где p — импульс частицы. При этом, как показывает квантовая физика, максимально возможное сечение выражается величиной $\sigma_t = \lambda (2I + 1)$, где I — угловой момент рассеиваемой частицы (в единицах постоянной Планка), а λ — длина волны.

Один из основных результатов, относящийся к мезонам с энергиями до 350 Мэв, представлен на рис. 14, б. Видно, что при энергии 195 Мэв полное сечение достигает острого максимума (около 200 миллибарн, или $2 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$)¹, значение которого близко к теоретическому, если считать угловой момент рассеиваемой волны равным $3/2$. Удалось установить также, что рассеянная волна сильно отличается по фазе от падающей, и эта разность фаз постепенно возрастает с ростом энергии пиона, достигая 90° там, где сечение максимально.

Можно провести аналогию с резонансной передачей колебаний между маятниками разной длины, подвешенными на общей нити. В этом случае у маятника, совпадающего по длине с «ведущим» (раскачиваемым внешней силой), амплитуда колебаний максимальна, а фаза отличается на 90° (когда «ведущий» маятник максимально отклонен, ведомый проходит через вертикальное положение).

Спустя еще несколько лет, в 1959 г. группа физиков из радиационной лаборатории имени Лоуренса в США (Дж. Чу и др.) высказала гипотезу о том, что резонансное состояние нескольких сильно взаимодействующих частиц в природе отнюдь не ограничивается этим единственным случаем. Подробно анализируя результаты Хофштадтера по электромагнитной структуре протона и нейтрона, они пришли к выводу, что эти частицы имеют мезонные «облака», состоящие из одиночных виртуальных пионов примерно на 25%. Значительный же вклад в эти «облака» должны давать системы, состоящие из резонансно взаимодействующих друг с другом пар и троек пионов.

Довольно скоро были проведены успешные экспериментальные поиски тройных систем группой физиков из той же лаборатории во главе с Л. Альварецем (удостоенным впоследствии Нобелевской премии). Эти ученые исследовали с помощью водородной пузырьковой камеры процесс

¹ В ядерной физике и физике элементарных частиц иногда используется единица измерения сечений 1 барн (1 бн = 10^{-24} см^2), но значительно чаще — 1 миллибарн (1 мбн = 10^{-27} см^2).

аннигиляции открытых незадолго до этого антипротонов с протонами. Они измеряли импульсы и углы вылета образующихся при аннигиляции заряженных пионов. При этом они обратили особое внимание на те 800 событий, когда выпускалось 4 заряженных пиона и, кроме того, из условий сохранения полной энергии и импульса следовало ожидать наличия еще одного нейтрального пиона (π^0). Узнав (из того же сохранения энергии и импульса) векторное значение импульса π^0 -частицы, они построили распределение так называемых эффективных масс всех возможных троек частиц (π^+ , π^- , π^0), приведенное на рис. 15. Речь идет об энергии, измеренной в центре тяжести такой системы из связанных воедино частиц π^+ , π^- , π^0 , после распада которой получались бы наблюдаемые на опыте импульсы свободных частиц π^+ , π^- и рассчитанный импульс π^0 . Необходимо вспомнить при этом, что энергия E связана с массой $M_{эф}$ (она-то и называется эффективной массой) соотношением Эйнштейна $E = M_{эф}c^2$ (c — скорость света). На рис. 15 на фоне плавной кривой общего распределения по эффективным массам выделяется небольшая особая группа случаев (для них масса $M_{эф}$, измеренная в энергетических единицах, лежит вблизи $790 M_{эв}$). Было высказано утверждение, что именно в таких случаях происходит кратковременное образование и распад особой резонансной системы из трех пионов, названной омега-резонансом (ω^0). Из ширины ΔE дополнительного пика на гистограмме¹ распределения по массам, трактуя эту ширину как неопределенность энергии (а значит, и массы) ω^0 -резонанса, можно вычислить его время жизни τ . Из квантовомеханического соотношения неопределенностей

$$\Delta E \cdot \tau \simeq h$$

получается $\tau \sim 10^{-22}$ сек.

Аналогично (но только в других исходных процессах) было открыто другое связанное, резонансное состояние, на этот раз — пионных пар, получившее название ро-резонанса (ρ). Масса ρ -резонанса оказалась равной $765 M_{эв}$, а время его жизни примерно в 10 раз меньше, чем у ω -резонанса.

¹ Гистограмма — эта ломаная линия, каждый отрезок которой имеет ординату, равную числу случаев, когда измеряемая величина попадает в данный интервал значений.

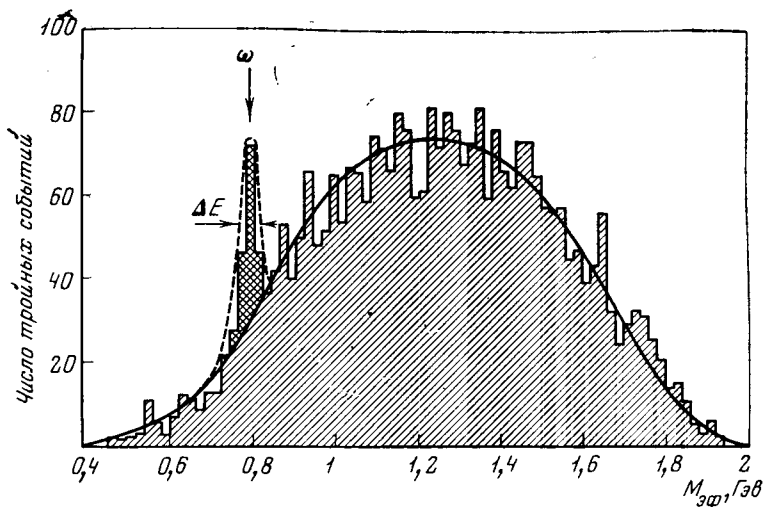


Рис. 15. Выделение ω -резонанса по распределению эффективных масс $M_{эф}$ трехпионных систем ($\pi^+ + \pi^- + \pi^0$)
 ΔE — энергетическая полуширина резонанса

Измерение эффективных масс парных резонансов по продуктам их распада, вообще говоря, эквивалентно измерению энергий в точках резонансного максимума сечения процесса упругого рассеяния тех же самых частиц. В этом можно убедиться, сопоставив последовательные пики на кривых энергетического хода полных сечений π^+p - и π^-p -рассеяния с «выбросами» на кривых распределения эффективных масс в «подходящих» реакциях множественного рождения пионов при неупругих взаимодействиях нуклонов (рис. 16).

Все резонансные пики на рис. 16, обозначенные символами Δ или N , соответствуют определенным, указанным в скобках у соответствующего символа эффективным массам резонансов. В отличие от рассмотренных выше мезонных резонансов все эти резонансы принято называть барионными, поскольку они включают в себя тяжелую частицу — барион (в данном случае — протон). Сопоставляя друг с другом эффективные массы резонансных состояний различных комбинаций частиц, можно увидеть, что очень часто одни и те же резонансные состояния могут распадаться по-разному. Так, например, известен ней-

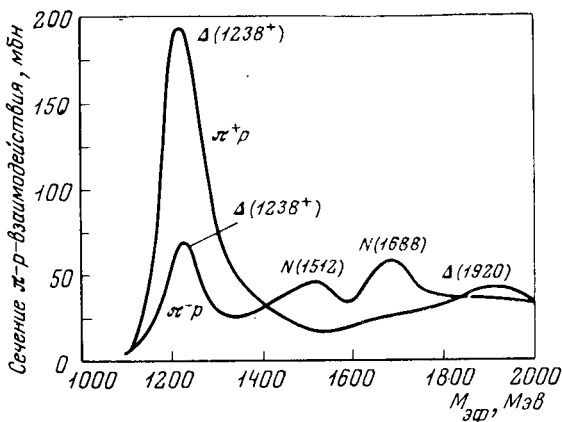


Рис. 16. Соответствие между массами резонансов и пиками полных сечений для упругого рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на протонах

тральный резонанс η^0 (эта-частица) с массой 549 Мэв, который в 39% случаев распадается в 2γ -кванта, в 30% случаев — на 3 π^0 -мезона, в 23% случаев — на π^+ , π^- и π^0 -мезоны (подобно ω -частице) и, кроме того, имеет еще 3 или 4 способа распада. При этом время жизни η^0 -резонанса всего на 2 порядка величины меньше, чем у ρ^0 -мезона.

Различные внутренние характеристики — квантовые числа (типа углового момента) у резонансов столь же четко и однозначно определены, как и у «обычных» нестабильных частиц (в частности, набор квантовых чисел определяет и все возможные способы распада). Напрашивается вывод, что граница между понятиями «элементарная частица» и «резонансное состояние взаимодействия нескольких частиц» практически отсутствует, это — физические микрообъекты одного и того же типа. Гораздо более важно различие, например, между барионными частицами и резонансами, с одной стороны, и мезонными — с другой, хотя бы уже потому, что первые (начиная с протона и нейтрона) никогда не могут превращаться полностью в частицы второго типа. Это запрещено законом сохранения специальной величины (барионного квантового числа), которая равна нулю у мезонов, $+1$ у барионов и -1 у антибарионов; благодаря этому лишь барионы с антибарионами могут, взаимно аннигилируя, превращаться в мезоны (как частицы, так и резонансы).

ДИФРАКЦИОННЫЕ И КОГЕРЕНТНЫЕ СПОСОБЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Дифракция частиц и ее неожиданные последствия

Еще в 1927 г. опытами Дэвисона и Джермера (США) было показано, что при прохождении пучка электронов сквозь пленки кристаллических веществ может происходить в точности то же явление дифракции, что и в опытах с рентгеновским излучением: на фотопластинке, поставленной за препятствием, образуется четкая система темных и светлых колец. Тогда-то и была впервые подтверждена гипотеза французского физика Луи де Бройля о том, что любая частица материи, несущая импульс p , является в то же время и волной, длина λ которой связана с импульсом соотношением

$$p \cdot \lambda = h.$$

В это соотношение входит уже упоминавшаяся выше постоянная Планка $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.

Рассмотрим немного подробнее простейший случай дифракции волны-частицы на сферическом полностью непрозрачном препятствии радиуса R , которым может быть любая другая сильно взаимодействующая с первой частица, например нуклон (рис. 17). На всем пространстве за препятствием волна искажается, причем степень этого искажения зависит от угла рассеяния θ . Действительно, амплитуда волны меняется в пространстве по закону $\sin \frac{\Delta L}{\lambda} \pi$, поэтому две волны, «обходящие» препятствие с разных сторон, полностью гасят друг друга при условии

$$\Delta L = 2 R \sin \theta = \lambda/2 = h/2p$$

и, наоборот, совсем не мешают друг другу, находясь в одинаковой фазе при $\Delta L = 0$, т. е. при $\theta = 0$.

В итоге в центре изображения, создаваемого волной на фотопластинке, должно быть черное пятно, а радиус первого светлого кольца обратно пропорционален им-

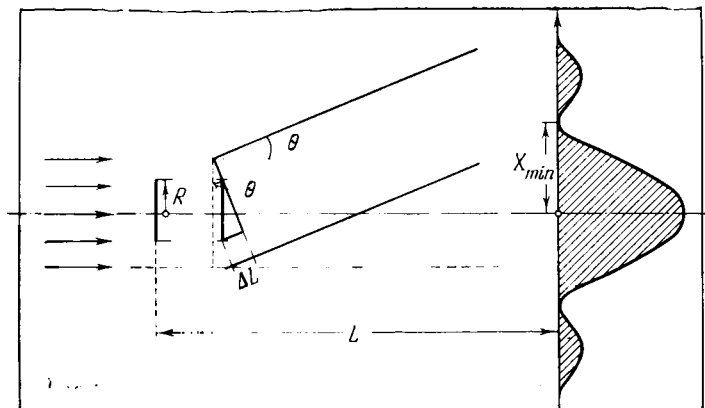


Рис. 17. Дифракция волны на сферическом непрозрачном препятствии

Положение x_{\min} — первого минимума интенсивности рассеянной волны соответствует условию $\Delta L = 2R \sin \theta_1 = \lambda/2$ при $x_{\min} = L \sin \theta_1$ (λ — длина волны, R — радиус препятствия, L — расстояние до экрана)

пульсу падающей частицы-волны и размерам неподвижной частицы-препятствия — и равен (в угловом выражении) $\theta_1 = h/4Rp$. Если в это соотношение подставить конкретные величины, то, например, пион с энергией 10 Гэв ($\sim 10^{-2} \text{ эрг}$) и, следовательно, с импульсом $\sim 10 \text{ Гэв}/c$ (c — скорость света) на нуклоне радиусом $r_0 \sim 10^{-13} \text{ см}$ должен давать дифракционный конус шириной примерно в два угловых градуса.

Возвращаясь опять к корпускулярной картине явления, можно сказать, что здесь происходит рассеяние падающих частиц, причем вероятность рассеяния убывает с ростом угла. Иными словами, падающей частице сообщаются в разных случаях разные поперечные импульсы $p_{\perp} = p \sin \theta$, вероятностное распределение которых спадает с ростом угла рассеяния θ , а значит, и величины импульса p_{\perp} по строго определенному закону.

Важно, что характерная величина поперечного импульса при сильных взаимодействиях по порядку величины совпадает с массой пиона, умноженной на скорость света ($p_{\perp} \sim mc$). Соизмеримость этих величин вполне естественна, если рассматривать всю картину взаимодействия как обмен виртуальными пионами, «облако» которых и определяет собой пространственную структуру ядерных час-

тиц. Как мы увидим впоследствии, тот же порядок величин поперечных импульсов характерен практически для любых (в том числе и неупругих) сильных взаимодействий, сопровождающихся множественным рождением частиц.

Посмотрим теперь, что изменится, если падающая частица встретится не с одним нуклоном, а с целым ядром. Прежде всего ядро — это препятствие большего размера. Поскольку нуклоны всегда примерно одинаково плотно «упакованы» в ядре (это связано, в частности, с короткодействием сильных взаимодействий), то общий объем ядра пропорционален атомному весу вещества A , а радиус — $\sqrt[3]{A}$. Структура каждого нуклона определяется испусканием виртуальных пионов, а это приводит к тому, что размер каждого нуклона r_0 связан с массой пиона m_π соотношением $r_0 \sim h/m_\pi c$ (опять-таки из-за соотношения неопределенностей).

Итак, в первом приближении ядро — это почти непрозрачный шар (далее мы увидим, насколько важна эта оговорка «почти») с радиусом $R = r_0 \sqrt[3]{A}$.

Потребуем теперь, чтобы условия взаимодействия налетающей частицы — волны с каждым из нуклонов ядра были одинаковы. С волновой точки зрения это означает прежде всего, что соотношение фаз рассеянных волн должно быть примерно постоянным на всем протяжении ядра. Тогда все взаимодействия с нуклонами ядра будут в фазе, или, как обычно говорят, когерентны, что приведет к их взаимному усилению. Но это условие в свою очередь требует, чтобы изменение длины волны было мало по сравнению с размерами ядра R . Если обратиться теперь к выписанным выше значениям для R и r_0 и вспомнить соотношение неопределенностей между длиной волны и импульсом, то окажется, что необходимым условием когерентности является малость передаваемой ядру продольной составляющей импульса по сравнению с величиной $m_\pi c / \sqrt[3]{A}$, а не только по сравнению с его начальной величиной.

Советские физики И. Я. Померанчук и Е. Л. Фейнберг первыми обратили внимание на то, что, несмотря на малую величину передаваемых импульсов, взаимодействие частиц может оставаться когерентным и дифракционным, и тем не менее «с точки зрения» налетающей частицы оказаться существенно неупругим. При этом частица-мишень будет

играть роль не только непрозрачного, но и неизменного препятствия, а частица-снаряд развалится (диссоциирует) на отдельные части, суммарная масса которых превысит массу исходного «снаряда».

На первый взгляд получается совершенно парадоксальная ситуация. Один из «партнеров» взаимодействия нисколько не изменяет своего состояния, за исключением сравнительно небольшой «отдачи», второй же, будучи элементарной частицей, тем не менее возбуждается, превращаясь в значительно более тяжелую (и притом очень нестабильную) систему, совсем не проникая в мишень и даже как будто не касаясь ее.

И тем не менее никакого нарушения принципа причинности в этом явлении нет. Все дело в том, что здесь существенным образом сказываются волновые свойства элементарных частиц. Непрозрачное препятствие при высоких энергиях очень сильно искажает падающую волну, что приводит к коренному изменению ее характеристик и в первую очередь — к изменению соотношения между величиной энергии и импульса, несмотря на относительно очень малое изменение величины импульса. Действительно, вспомним соотношение между энергией частицы E , ее импульсом p и массой M :

$$E^2 = p^2 c^2 + M^2 c^4.$$

Из него видно, что при очень большом (по сравнению с величиной Mc) импульсе даже небольшое его уменьшение при сохранении энергии оказывается возможным лишь при условии значительного возрастания массы. В то же время некоторое уменьшение импульса при встрече с препятствием является неизбежным следствием волновой природы элементарных частиц.

Предсказание теории получило впоследствии (в 1964—1965 гг.) блестящее подтверждение в опытах на больших ускорителях. Оказалось, что при энергии порядка 10 Гэв падающий на ядерную мишень заряженный пион в некоторых, не столь уж редких случаях может «разваливаться» сразу на три, как правило, заряженных пиона, а падающий протон — на такой же протон и, сверх того, два, обычно заряженных, пиона. Особенно хорошо такие процессы наблюдаются в фотоэмульсиях (рис. 18). В них отчетливо виден след падающей частицы и 3 следа разлетающихся под очень малыми (порядка нескольких граду-

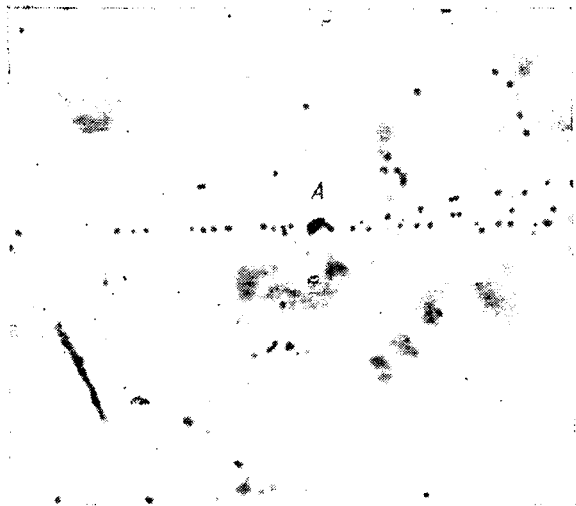


Рис. 18. Микрофотография типичного случая дифракционного процесса $\pi + A \rightarrow 3\pi + A$ на ядрах фотоэмульсии при энергии пиона 60 Гэв. Слева идет след первичного пиона, от точки A расходятся следы трех вторичных (данные М. И. Третьяковой, ФИАН)

сов) углами вторичных частиц. Никаких других следов, которые могли бы указывать на возбуждение ядра-мишени, из точки взаимодействия не выходит.

Опытный взгляд специалиста без труда узнает это событие на фоне большого числа «нормальных» процессов множественного рождения частиц, если известна энергия первичной частицы E_0 . Действительно, в системе центра инерции падающего протона и одного из нуклонов мишени должна выполняться симметрия разлета частиц относительно плоскости, перпендикулярной к направлению падающей частицы. В той системе координат, где мы наблюдаем данное событие (лабораторной системе), эта плоскость преобразуется в конус с углом раствора, равным $1/\gamma_c$ радиан, причем величина γ_c (Лоренц-фактор¹ системы центра инерции взаимодействующих частиц)

¹ Лоренц-фактором вообще называется величина $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$, где v — скорость данной системы (или частицы), а c — скорость света. Величина γ является очень важной характеристикой быстро движущейся частицы уже потому, что она равна отношению ее полной энергии к энергии покоя.

достаточно просто выражается через энергию

$$\gamma_c \approx \sqrt{\frac{E_0}{2M}} \quad (M - \text{масса «мишени»}).$$

Если бы мишенью был один из нуклонов ядра, то, подставив конкретные значения ($E_0 = 60 \text{ Гэв}$, $M = 1 \text{ Гэв}$), установим, что угловой раствор конуса симметрии составляет около 10° , т. е. значительно больше, чем углы вылета всех наблюдаемых частиц. Необычный характер события объясняется тем, что мишень (ядро фотоэмульсии) не имеет отношения к системе центра инерции наблюдаемых частиц. Лоренц-фактор такой системы $\gamma' = E_0/M_b \approx 60$ лишь несколько меньше, чем у первичной частицы. (Масса возбужденной первичной частицы $M_b \approx 1 \text{ Гэв}$.) Отсутствие каких-либо следов возбуждения ядра (из него не вылетело медленных осколков) подтверждает поставленный «диагноз».

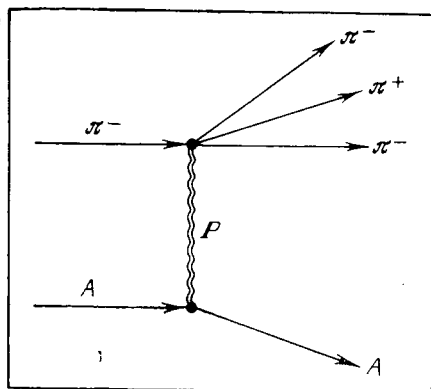
В дальнейшем выяснилось и то, что явление дифракционного рождения частиц почти полностью пропадает при начальных энергиях ниже $3\text{--}5 \text{ Гэв}$ и, наоборот, его вероятность продолжает возрастать с ростом энергий по крайней мере вплоть до 200 Гэв (такие энергии стали доступны после запуска уникального советского ускорителя в Серпухове, а затем и ускорителя в Батавии, США).

Можно ли обмениваться порцией вакуума?

Вспомним теперь о том, как во второй главе обсуждалась модель упругого рассеяния реальных частиц, обусловленного обменом виртуальной частицей. Попробуем связать рассмотренный выше дифракционный процесс с обменом некоторым виртуальным объектом, обладающим вполне определенным набором физических характеристик, которые необязательно должны быть такими же, как у реальных частиц. Для символического изображения подобных процессов используются уже упоминавшиеся (см. рис. 11,б) диаграммы Фейнмана.

На рис. 19 изображены диаграммы Фейнмана для процесса превращения одного отрицательно заряженного пиона в тройку пионов за счет дифракции на атомном ядре. На этой диаграмме промежуточная (виртуальная) частица, которая служит переносчиком импульса, обозна-

Рис. 19. Диаграмма Фейнмана для дифракционного рождения пионов на ядрах. P — померон



чена символом P . Это померон — частица, впервые введенная в «обиход» теоретиков известным советским физиком И. Я. Померанчуком. Померон не может переносить никаких других физических величин, кроме импульса. По этой причине померон можно считать квантом вакуума, ибо его важнейшие физические характеристики, а прежде всего — электрический заряд равны нулю, как и у вакуума. Именно поэтому, в результате дифракции может образоваться только нечетное число заряженных частиц, так, чтобы суммарный электрический заряд был равен заряду первичной частицы, т. е. — 1: вакуумный полюс не переносит электрический заряд. Казалось бы, еще может появиться один нейтральный пион, однако на самом деле нейтральные пионы рождаются только парами. Причиной тому — необходимость сохранять еще одно квантовое число G — четность, которая равна — 1 у любого пиона, $(-1)^2 = +1$ у пары пионов и, наконец, $(-1)^3 = -1$ — у тройки пионов. Зато при наличии достаточного запаса энергии возможно рождение двух пар пионов. Все эти условия выполняются при образовании одной тяжелой частицы (точнее резонанса), получившей название A_1 -мезона и обладающей массой 1070 Мэв . Нельзя исключить и того, что вместо одного быстро распадающегося A_1 -резонанса создается комбинация π^- -мезона с нейтральным ρ -мезоном, частицей столь же короткоживущей, как и A_1 .

А нельзя ли подтвердить справедливость диаграммы, изображенной на рис. 19, а заодно и всей связанной с ней идеологии, отыскав в природе померон в «чистом», свобод-

ном виде? Среди многообразного «ассортимента» наблюдавшихся за последние 6 лет процессов с образованием частиц при распаде свободных резонансов действительно появилось два кандидата с необходимым набором квантовых чисел. Первый — нейтральный f -мезон, частица с массой около $1270 M_{\pi}$, распадающаяся в 80% случаев на два пиона, а иногда также на две пары пионов или на K -мезон в паре с его античастицей (\bar{K}). Вторым кандидатом — тоже нейтральная частица, f' -мезон, тяжелый «двойник» f -мезона с массой около $1515 M_{\pi}$, распадающийся примерно в 70% случаев на пару $K + \bar{K}$. Время жизни обеих частиц около 10^{-23} секунды.

Пусть читателя не смущает то обстоятельство, что кандидатов на пост квантовой «порции» вакуума оказалось больше одного. Между ними не может быть никакой «конкуренции» в борьбе за этот важный пост. Дело в том, что по теории Редже (которая отражает наличие соответствующих процессов обмена импульсов при рассеянии, в том числе и дифракции) виртуальные состояния должны обязательно находить свое естественное продолжение в виде свободных резонансов (или просто частиц) по мере изменения их углового момента, и это повторяется каждый раз, как только угловой момент принимает целочисленные значения, отличающиеся друг от друга на 2 постоянные Планка.

Таким образом, вместо конкуренции соответствующих свободных состояний получается, как говорят идеологи «реджистики», их «рекурренция», т. е. своего рода периодическое возрождение по мере движения полюса вдоль определенной траектории на плоскости угловых моментов и связанное с этим увеличение квадрата массы каждый раз на одну и ту же величину.

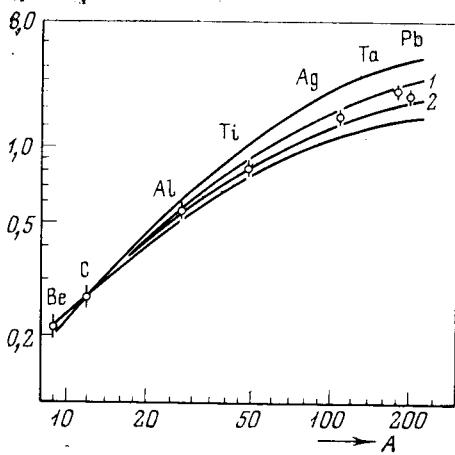
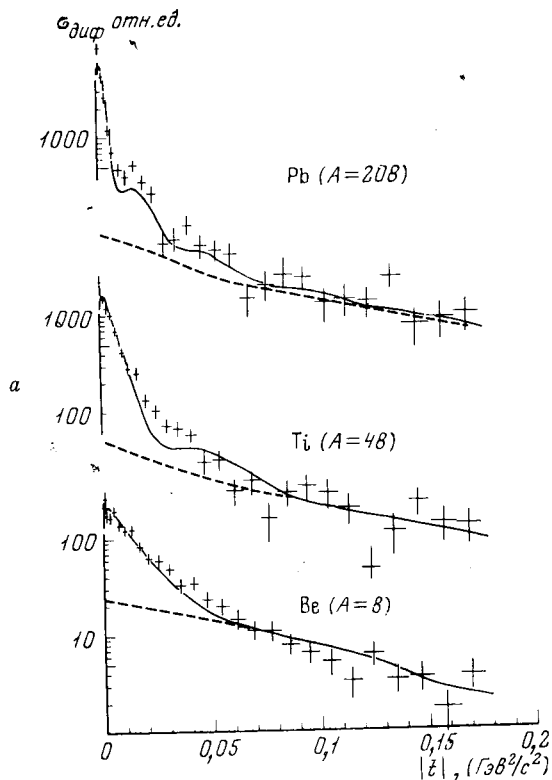
О свойствах того, что почти не существует

Процессы дифракционного рождения частиц — не просто своеобразный курьез, парадокс, необычный даже для мира сильных взаимодействий частиц высокой энергии. Для физиков-экспериментаторов это явление послужило уникальным инструментом для выяснения некоторых важных свойств резонансов, казалось бы, неуловимых из-за своей недолговечности.

Посмотрим, чем могут отличаться процессы дифракционной генерации резонансов на ядрах различного размера. Во-первых, как следует из основных условий дифракции волн-частиц, с ростом общего числа нуклонов ядра A , а следовательно, и его поперечных размеров должны уменьшаться углы испускания вторичных волн. Это приведет к тому, что кривые дифференциальных сечений $\sigma_{\text{диф}}$, выражающие собой зависимость сечения процесса от величины передаваемого рожденному резонансу импульса t (рис. 20, а), с ростом A будут все круче и круче «задираться» вверх при t , стремящемся к 0. Эта особенность дифференциальных сечений удобна тем, что позволяет отчетливо разделять дифракционные процессы рождения частиц, идущие на ядре в целом, от рождения тех же частиц, но при дифракции на отдельных нуклонах ядра.

Во-вторых, поскольку весь процесс носит когерентный характер, т. е. взаимодействия с отдельными нуклонами ядра находятся практически в фазе, и их амплитуды складываются, полная амплитуда пропорциональна числу нуклонов ядра A , и поэтому для легких ядер вероятность процесса пропорциональна A^2 . При достаточно большом числе нуклонов продольные размеры ядра (в направлении первичной частицы) возрастают настолько, что вероятность поглощения родившегося резонанса в веществе ядра оказывается уже значительной и снижает первоначальный квадратичный рост выхода резонансов. Если изобразить выход резонансов данного типа (при заданном импульсе первичной частицы) в виде плавной функции числа нуклонов в ядре, то общий характер этой функции (рис. 20, б) будет зависеть от величины сечения взаимодействия этих резонансов с отдельными нуклонами ядра σ_b . Исследуя экспериментально зависимость выхода резонансов от числа нуклонов в ядре и сравнивая результаты с теоретическими расчетами для разных сечений σ_b , можно определить истинную величину сечения σ_b .

На конференции физиков в январе 1968 г. в ЦЕРНе была доложена экспериментальная работа большого коллектива ученых на электронном ускорителе ДЭЗИ в Гамбурге. Изучалось когерентное рождение трех резонансов (ρ , φ , ω), относящихся к одному и тому же семейству векторных мезонов, на различных ядрах в очень широком диапазоне, от бериллия до свинца. Авторы работы сумели



определить значения сечений ядерного поглощения и по крайней мере для двух резонансов (ρ и ω) доказать, что они находятся в хорошем соответствии с предсказаниями теории.

Следует отметить одно обстоятельство, о котором подробней будет рассказано в седьмой главе. Существующая теория сильно взаимодействующих частиц (адронов) исходит из наличия некоторой (нарушенной лишь слабыми взаимодействиями) симметрии основных физических свойств частиц, которые по своим квантовым числам (в частности, по величине спина) могут быть объединены в замкнутые группы, семейства. Поэтому, зная определенные свойства и, в частности, сечения взаимодействия для наиболее «долговечных» членов семейства, можно количественно предсказать те же сечения и для входящих в то же семейство «эффемерных» частиц-резонансов. Для более трудных случаев (как это было для семейства мезонов со спином 1, включающего в себя ρ -, ω - и ϕ -мезон), когда ни одного долговечного члена семейства нет, можно вычислить из теории относительные значения сечений и, сопоставив с экспериментом, получить подтверждение исходной теоретической концепции.

Таким образом, несмотря на то, что времена жизни резонансов сравнимы с временами их образования и характерными временами осуществления сильных взаимодействий вообще, физики ухитрились найти надежных свидетелей их существования. Этими свидетелями оказались нуклоны того самого ядра, на котором рождаются резонансы. Такая ситуация не случайна. Поскольку все ядро «держится» именно за счет сильных взаимодействий составляющих его нуклонов, расстояние между соседними нуклонами оказывается достаточно малым для того, чтобы любая частица, летящая со скоростью, близкой к скорости света, могла его преодолеть за время, требуемое на реализацию одного элементарного акта сильного взаимодействия. По мере возрастания энергии рожденного на ядре резонанса возможности его наблюдения облегчаются еще и тем, что у быстро летящих объектов, в соответствии с теорией относительности все масштабы времени растягиваются. Этот релятивистский эффект сказывается и на временах жизни частиц, причем эти времена удлиняются как раз во столько раз, во сколько полная энергия движущейся частицы больше ее энергии в состоянии покоя.

Таблица 1

Наиболее распространенные резонансы

Символ	Заряд. состоя- ния	Спин, \hbar	Масса, $M_{\pi\pi}$	Время жизни, сек	Характерные реакции образования	Максималь- ное сечение σ_m (мбн) и энергия E_0 (Гэв) первичной частицы	Основные схемы распада	Вероят- ности соответ- ствующих распадов, %	Примечание
А. Мезонные резонансы									
η	0	0	549	$2,5 \cdot 10^{-19}$	$\pi^- p \rightarrow \eta p$	~ 3 ($E_0 \sim 1$)	$\rightarrow 2\gamma$ $\rightarrow 3\pi^0$ $\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	38 30 24	Чаще относится к стабильным частицам
ρ	$+, 0, -$	1	765	$1,3 \cdot 10^{-24}$	$\pi^- p \rightarrow \rho^- p$ $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$	$2-3$ ($E_0 \sim 3$)	$\rightarrow 2\pi$	≈ 100	
ω	0	1	784	$1,7 \cdot 10^{-23}$	$\pi^+ n \rightarrow \omega p$	~ 2 ($E_0 = 1-2$)	$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\rightarrow \pi^0 \gamma$	≈ 90 ~ 9	
K^*	$+, 0$	1	892	$3,5 \cdot 10^{-24}$	$K^+ p \rightarrow K^{*+} p$ $K^- p \rightarrow K^{*0} n$	~ 2 ($E_0 \sim 2$)	$\rightarrow K\pi$	100	Возможно соче- тание ρ - и π -ме- зонов
A_1	$+, 0, -$	1	1070	?	$\pi^- p \rightarrow A_1^- p$	$\sim 0,5$ ($E_0 \sim 4$)	$\rightarrow \rho\pi$	100	
f	0	2	1270	$1,1 \cdot 10^{-24}$	$\pi^+ p \rightarrow f\pi^+ p$	$\sim 0,3$ ($E \sim 5$)	$\rightarrow 2\pi$	≈ 80	
A_2	$+, 0, -$	2	1310	$1,7 \cdot 10^{-24}$	$\pi^- p \rightarrow A_2^- p$		$\rightarrow \rho\pi$ $\rightarrow \eta\pi$	77 16	Основной резо- нанс в πp -реак- циях с $E_0 > 10$ Гэв

Таблица 1 (окончание)

Символ	Заряд. состоя- ния	Спин, \hbar	Масса, $M_{\text{эв}}$	Время жизни, сек	Характерные реакции образования	Максималь- ное сечение σ_m (мбн) и энергия E_0 (Гэв) первичной частицы	Основные схемы распада	Вероят- ности соответ- ствующих распадов, %	Примечание
Б. Барийные резонансы (изобары)									
Δ	+2, +1, 0, -1	$\frac{3}{2}$	1230—1236 *	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$pp \rightarrow \Delta^{++}n$	~ 10 ($E_0 \sim 3$)	$\rightarrow N\pi$	99,5	* Средние значе- ния масс в раз- ных реакциях получены в ука- занных преде- лах
$N' (1440)$	+, 0	$\frac{1}{2}$	1435—1505 *	10^{-24}	$\pi^- p \rightarrow N' + \pi^-$	$\sim 0,7$ ($E_0 = 10-30$)	$\rightarrow N\pi$ $\rightarrow N2\pi$	60 40	
$N' (1520)$	+, 0	$\frac{3}{2}$	1510—1540 *	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$pp \rightarrow N' + p$	$\sim 0,4$ ($E_0 = 10-30$)	$\rightarrow N\pi$ $\rightarrow N\pi$	50 50	
$N' (1690)$	+, 0	$\frac{5}{2}$	1680—1692 *	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$\pi^+ p \rightarrow N' + \pi^+$	$\sim 0,8$ ($E_0 = 10-30$)	$\rightarrow N\pi$ $\rightarrow N2\pi$	60 40	

Теперь мы убедились, что резонансы могут существовать не только в виртуальном виде (как носители взаимодействий между частицами), но и в свободном, как «продукт» возбуждения одной «элементарной» частицы при дифракционном процессе. Вернемся к вопросу, поставленному в предыдущей главе: что же такое резонанс?

Само название «резонанс» отражает исторически сложившееся представление об этих необычных объектах как о системе, состоящей из двух или более частиц, находящихся в относительно устойчивом состоянии резонансного взаимодействия. Однако постепенно выяснилось, что резонансы обладают всеми теми же свойствами, какими обладают и «нормальные», считавшиеся прежде элементарными, частицы. В частности, длительность их существования во времени не столь уже кардинально выходит за пределы долговечности настоящих частиц (скажем, π^0 -мезона), а пространственная «протяженность» (характеризуемая сечением поглощения в ядерной материи) и вовсе не отличается от размеров элементарных частиц.

Кроме того, «бывшие» элементарные частицы, скажем, мезон или барион, могут превращаться в соответствующий резонанс мезонного (целый спин) или барионного (полуполный спин) типа. Это означает, что, во-первых, «элементарные» частицы обладают не менее сложной структурой, чем резонансы, а во-вторых, различия между разными семействами частиц и резонансов могут быть значительно больше, чем между частицами и резонансами, объединенными по ряду существенных физических характеристик (в которые не входит масса) в одно и то же семейство. Последнее время принято проводить условную грань между «стабильными» (к распаду за счет сильных взаимодействий) частицами и резонансами по их времени жизни на уровне $\sim 10^{-22}$ сек. Ниже этой границы «долговечностей» связанная с быстрым распадом неопределенность массы резонанса становится уже сравнимой с ее средним значением.

Из большого числа известных к настоящему времени частиц-резонансов (их свыше ста, не считая античастиц) в табл. 1 отмечены свойства 24 наиболее распространенных.

Точнее, в таблице представлены 11 зарядовых мультиплетов, т. е. маленьких групп «родственных» частиц, отличающихся друг от друга только зарядами (подобно тому

как различаются π^+ -, π^0 - и π^- -мезоны или протон и нейтрон). Как следует из 1-й строки таблицы, ближайший «кандидат» в стабильные частицы — η -мезон не столь уж сильно отличается по своим физическим свойствам от π -мезонов, поскольку π^+ -мезоны имеют время жизни $\sim 10^{-8}$ сек, а π^0 -мезон $\sim 10^{-16}$ сек.

Одним из основных критериев распространенности является относительная вероятность образования резонанса при взаимодействии двух сильно взаимодействующих частиц — пиона, каона или протона с протоном.

К табл. 1 полезно привести несколько комментариев.

Во-первых, обращает на себя внимание то, что все мезонные резонансы имеют целочисленный (в единицах деленной на 2π постоянной Планка \hbar), а все барионные — полуцелый спин. Как будет подробно рассказано в главе 7, это можно объяснить тем, что первые состоят из четного, а вторые — из нечетного числа одних и тех же «субчастиц» со спином $\hbar/2$ у каждой.

Во-вторых, мезонные резонансы, как правило, легче барионных, и они не столь сильно отличаются между собой как, например, пион и протон.

В-третьих, времена жизни почти у всех резонансов слишком коротки, поэтому неопределенности в массах (в соответствии с законами квантовой механики) становятся величинами, сравнимыми с самой массой.

Наконец, вероятности образования большинства резонансов, вообще говоря, падают с ростом энергии рождающих их частиц. Однако три последних барионных резонанса рождаются достаточно эффективно и при энергиях в десятки Гэв. Это связано с тем, что по своей природе они родственны нуклонам (поэтому и обозначаются тем же символом N , что и нуклоны), а их рождение происходит путем дифракционного процесса, который осуществляется при обмене помероном; это, «спасает» их от «вымирания» с ростом энергии сталкивающихся частиц.

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

«Память», инерция и структура частиц

Вернемся к процессам образования вторичного космического излучения в атмосфере Земли. Как было отмечено во введении, к началу 50-х годов физики уже знали, что именно благодаря сильным взаимодействиям с ядрами атомов воздуха первичные частицы — протоны дают начало всем трем компонентам вторичного излучения. В каждом из таких взаимодействий могут рождаться заряженные пионы (π^+ и π^-), дающие начало (за счет распада) проникающей, или жесткой, μ -мезонной компоненте. В тех же процессах, через образование π^0 -мезонов, осуществляется первый этап формирования быстро поглощаемой (мягкой) электронной компоненты. И, наконец, нераспадающиеся в воздухе продукты тех же взаимодействий — нуклоны входят в состав ядерно-активной компоненты, которая способна расщеплять все новые и новые ядра атомов на составные части, пока полностью не потеряет свою энергию.

Для понимания сущности происходящих процессов необходимо было от качественного анализа явлений перейти к количественному и, прежде всего, измерить энергетические соотношения. Одна из возможностей энергетического анализа была реализована Н. Л. Григоровым и его сотрудниками в МГУ с помощью электронной аппаратуры (счетчики, ионизационные камеры), поднимаемой на небольших воздушных шарах-баллонах в верхние слои атмосферы. Проводя измерения под различными толщами свинца, они могли на каждом уровне наблюдений определять поток энергии электронно-фотонной компоненты. Проследивая показания приборов по всем высотам, ученые измеряли полное выделение энергии всеми π^0 -мезонами. Наконец, осуществив параллельные измерения на двух широтах (31° и 55° сев. широты) и зная критическую энергию, необходимую первичным протонам для преодоле-

ния геомагнитного отклоняющего «барьера» на каждой из них, авторы работы смогли оценить средние энергии исходных протонов.

Последующая математическая обработка данных в сочетании с весьма правдоподобными предположениями (в частности, о равноправии π^+ , π^- и π^0 -мезонов) позволила установить два очень важных факта. Во-первых, при энергиях 3 Гэв и 20 Гэв каждый нуклон затрачивает на рождение пионов в сильных взаимодействиях с легкими ядрами в среднем не более 30% своей энергии. Во-вторых, большую часть от оставшихся 70% энергии уносит, как правило, только один вторичный нуклон (либо протон, либо нейтрон). Правда, более поздние исследования показали, что не все исходные предпосылки авторов оказались правильными, в частности, пришлось пересмотреть данные о среднем пробеге нуклона до взаимодействия с ядром. Тем не менее основной качественный результат — резкую выделенность нуклона среди всех прочих вторичных частиц и по энергии, и по направлению — остался в силе.

В экспериментах других советских физиков, работавших в Физическом институте им. П. Н. Лебедева и применявших камеры Вильсона в сочетании с магнитным полем, удалось совсем иным, более наглядным способом подтвердить эти результаты. Для измерения энергии падающего на ядро нуклона использовался ионизационный калориметр. Энергии (точнее — импульсы p) вторичных заряженных частиц (в основном это были пионы) измеряли по искривлению их следов в магнитном поле, основываясь на простом соотношении

$$pc = 300 H\rho$$

(c — скорость света, H — магнитное поле в гауссах, ρ — радиус кривизны следа в сантиметрах, pc — импульс в электрон-вольтах). В исследованиях с камерой Вильсона нередко обнаруживалось, что множественное рождение пионов сопровождается вылетом из ядра одного медленного протона, уносящего энергию всего несколько сотен Мэв (т. е. порядка 1% от энергии первичной частицы). Вполне логично было считать эту медленную частицу вторым партнером сильного взаимодействия, испытывавшим сравнительно небольшую (по величине полученной энергии и импульса) отдачу. Для понимания особенностей процесса взаимодействия важно уметь оперировать с характери-

ками движения, не зависящими от выбора системы координат. Простейшая из этих характеристик — проекция импульса на плоскость, перпендикулярную направлению движения первичной частицы. Она обозначается обычно символом p_{\perp} и сохраняет свое значение в любой системе координат, движущейся в направлении налетающей частицы, т. е., как говорят физики, является инвариантом преобразования.

Проекция импульса на направление движения первичной частицы (p_{\parallel}) или сокращенно продольный импульс вторичных частиц в качестве инвариантной характеристики их движения уже не годится, точно так же, как изменение энергии (ΔE) или импульса (Δp) какой-то определенной частицы в результате ее взаимодействия с другой частицей — например, упругого рассеяния. Однако простая комбинация из двух величин, выражающих потерю импульса и энергии при взаимодействии, а именно величина

$$t = (\Delta pc)^2 - (\Delta E)^2$$

(где c — скорость света) — уже инвариант; t — это та самая инвариантная квадратичная величина, которая вводилась уже нами при упоминании о «реджистике». Она является хорошей мерой передач импульса при упругих и неупругих столкновениях частиц.

Для частицы с массой M , которая до столкновения была неподвижна (мишень), имеет место простое соотношение

$$-t = 2ME_{\text{кин}},$$

т. е. кинетическая энергия отдачи ($E_{\text{кин}}$) — тоже возможная мера инвариантной передачи импульса.

Какие же главные результаты получены в экспериментах по рождению мезонов при неупругом столкновении двух нуклонов (в мишени над камерой Вильсона)? Оказалось, как и предполагал Григоров, что каждый из нуклонов, как правило, испытывает небольшую (по сравнению с начальной энергией) потерю импульса, если ее выражать величиной t , и остается поэтому энергетически выделенной (как часто говорят, «лидирующей») среди всех вторичных частиц. Иными словами, природа первичной частицы как бы «запоминается» одной вторичной частицей одновременно с примерным сохранением энергии и направ-

ления движения. Эту ситуацию можно считать результатом того, что каждый из нуклонов сталкивается как бы с небольшим «кусочком», структурным элементом другого нуклона. Поскольку из предыдущего мы знаем, что нуклон можно представить себе как некоторую сердцевину («кern»), окруженную мезонной «атмосферой», получается, что в процессе взаимодействия участвует обычно лишь «периферия» нуклона. Таким образом, у физиков возникло представление о периферической природе взаимодействия как в упругом рассеянии, так и при множественном рождении частиц.

Интересно отметить, что «инерция» первичных частиц сказывается тем сильнее, чем меньше рождается новых частиц (пионов). Примерно то же самое наблюдается и в случае столкновения пиона с нуклоном с той разницей, что «лидирующими» частицами часто оказываются два или даже три пиона и что при малом числе рожденных частиц их разлет оказывается асимметричным (в системе инерции пиона с протоном бóльшая часть частиц летит в направлении исходного пиона). Последний факт можно истолковать как следствие того, что мезон имеет «атмосферу», состоящую из более тяжелых виртуальных частиц, чем «атмосфера» нуклона (скажем, из ρ -мезонов или связанных нуклон-антинуклонных пар). Не исключена и другая интерпретация (с ней мы познакомимся подробнее в последней главе): может быть, число структурных элементов у пиона меньше, чем у нуклона; тогда, даже при равных абсолютных массах этих структурных элементов, играющих роль истинных «снаряда» и «мишени» при столкновении частиц, их относительные массы будут уже различными для пиона и нуклона.

**Как можно получить
одно неупругое взаимодействие
из «половины» упругого**

Периферический характер процесса образования пионов лучше всего сказывается и проще всего описывается при малом их числе. Рассмотрим простейшую модель, описывающую явления при помощи символической записи процесса, близкой к диаграмме Фейнмана. Пусть при столкновении двух протонов рождается всего один пион. Один

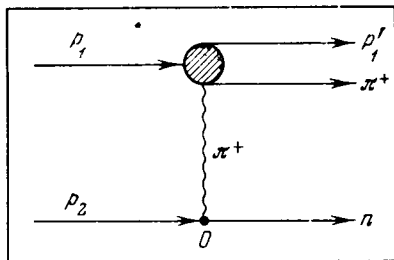


Рис. 21. Один из вариантов одно-пионного обмена в реакции с рождением одного пиона и pp -взаимодействии

из возможных периферических процессов, протекающих при этом, представлен на диаграмме (рис. 21). В этом процессе один из протонов испускает виртуальный пион в момент O (вершина диаграммы), а затем другой протон поглощает тот же пион, образуя возбужденную «подсистему» с массой M (на рис. заштрихована). Можно предположить, что образование нового пиона сводится просто к упругому рассеянию виртуального пиона протоном p_1 , а протон p_2 испытал перезарядку, превратившись в нейтрон.

При математическом описании процессов, сопровождающихся испусканием виртуальной частицы (не обязательно пиона), один из главных факторов — учет величины, называемой функцией пропагатора; эта функция связывает вероятность испускания виртуальной частицы с массой μ и величиной передаваемого с ее помощью квадрата импульса — t (напомним, что через t принято обозначать квадрат передаваемого импульса со знаком минус). Функция пропагатора имеет довольно простой вид

$$F(t) = \frac{1}{(t - \mu^2 c^2)^2} = \frac{1}{(|t| + \mu^2 c^2)^2}.$$

Главная ее особенность — резкое преобладание малых (сравнимых по величине с μc) передач импульса, что связано с виртуальной природой главного «действующего лица». В частности, если в качестве виртуальной частицы выступает пион, для которого $\mu^2 c^2 \simeq 0,02 \text{ Гэв}^2/c^2$, то вероятность отдачи обменивающихся им нуклонов падает от $t = 0$ до $t = 1 \text{ Гэв}^2/c^2$ уже в 50 раз (как следует из приведенной ранее формулы, кинетическая энергия нуклона достигает при этом $0,5 \text{ Гэв}$).

Решающая роль функции пропагатора для определения основных особенностей явления хорошо видна на примере квазидвухчастичных реакций (рис. 22, а), в которых

одна или обе сталкивающиеся частицы могут не просто испытывать отдачу, но и резонансно возбуждаться до состояния, характеризуемого новыми квантовыми числами. На рис. 22, б показаны характерные экспериментальные значения вероятностей передачи каждой из этих систем того или иного значения квадрата импульса и там же для сравнения — функция пропагатора.

При малых энергиях сталкивающихся протонов ($1,5-3$ Гэв) образование пиона идет главным образом через промежуточную стадию образования резонанса с массой 1236 Мэв. Это — самый легкий резонанс барионного типа (изобара), и большая вероятность его образования находится в полном соответствии с резким выбросом сечения упругого рассеяния свободных π^+ -мезонов на протонах (см. рис. 14, б). Одной из особенностей такого процесса является большое (5-кратное) преобладание рождения π^+ -мезона над рождением π^0 -мезона.

При более высоких энергиях протонов (выше 10 Гэв) все большую роль начинает играть образование (в качестве промежуточной возбужденной системы) более тяжелых изобар с массами 1440 , 1520 и 1690 Мэв. После распада каждой из них могут испускаться примерно с равной вероятностью как один, так и два пиона. Эти изобары не отличаются по своим квантовым числам от нуклонов и поэтому могут рождаться дифракционным способом, т. е.

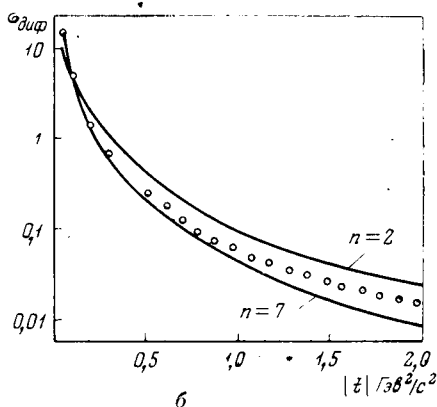
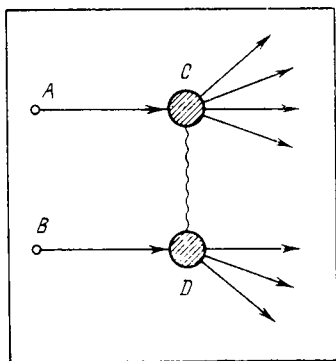
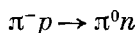


Рис. 22. а) Общая схема квазидвухчастичного процесса множественного рождения; б) — распределения по передаваемым импульсам $|t|$ в реакциях $\pi^- p \rightarrow p + n\pi$ при энергии 16 Гэв. Крестиками указаны значения функции пропагатора $1/(t - \mu^2 c^2)^2$

путем обмена нуклонов одним помероном. Вероятность такого обмена в отличие от однопионного сначала растет, а затем почти не убывает с ростом начальной энергии сталкивающихся нуклонов (в то время как при пионном обмене эта вероятность после достижения максимума уменьшается обратно пропорционально квадрату энергии).

Процессы образования небольшого числа пионов при столкновении пиона с протоном, как правило, труднее поддаются объяснению в рамках простой периферической модели обмена одной виртуальной частицей. Во всяком случае, часто приходится учитывать два или даже три возможных способа обмена; ρ -мезоном (с массой 765 Мэв), ω -мезоном (с массой 785 Мэв) или A_2 -мезоном (с массой 1310 Мэв). «Приятное» исключение составляет лишь реакция упругой «перезарядки» — превращения π -мезона в π^0 -мезон, — для которой «разрешен» только ρ -обмен. Поэтому реакция



с интересом изучается в последнее время и дает неплохое подтверждение основных законов «реджистики» в наиболее чистых условиях в большом диапазоне энергий сталкивающихся частиц.

Обратимся еще раз к диаграмме типа приведенной на рис. 21. Очевидно, что в силу симметрии начальных условий протон 1 («снаряд») и протон 2 («мишень») могут меняться ролями — каждый из них может превратиться в возбужденную систему. При распаде этой системы испускается помимо бариона еще 1—2 пиона, вылетающие обычно в направлении, близком к направлению исходного протона. При этом надо учесть, что протон-мишень, который в системе координат центра инерции двух частиц движется в обратном направлении, после преобразования к лабораторной системе окажется летящим тоже вперед, но под большим углом, а более быстрый мезон может иногда вылететь под углом больше 90° даже в лабораторной системе. Взглянув на таблицу резонансов со схемами их распада, мы можем убедиться, что квазидвухчастичный процесс позволяет получить в конечном состоянии не более 4—6 свободных частиц (включая нейтральные).

Однако, несмотря на ограниченность своего «репертуара», квазидвухчастичные и сводимые к ним реакции пред-

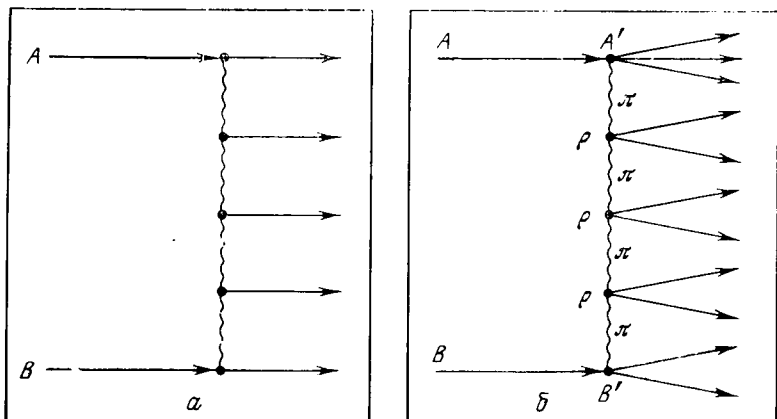


Рис. 23. Два возможных варианта мультипериферического процесса

а) общий вид диаграммы мультипериферического процесса;

б) один из вариантов процесса с обменом виртуальными π -мезонами и рождением частиц через ρ -резонансы

тавляют собой богатейшее «учебное поле» для экспериментатора, так как они позволяют получить исчерпывающую информацию о свойствах любых виртуальных частиц.

Пожалуй, подробнее всего изучены реакции типа $NN \rightarrow N\Delta$ (с участием нуклонов N и рождением резонанса Δ), а также реакции типа $\pi N \rightarrow \rho N$, $\pi N \rightarrow fN$, $\pi N \rightarrow \rho\Delta$ и $\pi N \rightarrow f\Delta$ (с участием пиона и нуклона). Все эти реакции хорошо описываются заданием единого закона взаимодействия виртуального пиона со свободными (реальными) нуклонами и пионами.

Очень интересна также реакция $pN \rightarrow NNK\bar{K}$, которая позволяет узнать законы обмена «почти свободным» K -мезоном в процессе рождения свободных K - и анти- K -частиц (\bar{K}).

Столь же простые реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \eta n$ и $\pi^- p \rightarrow \rho^- p$ позволяют узнавать, как ведут себя в качестве виртуальных частиц резонансы ρ , A_2 и Δ . Наконец, особый случай представляет изучение импульсного распределения протонов вблизи верхней границы возможных энергий в реакциях, которые можно условно представить как

$$p + p \rightarrow p + X,$$

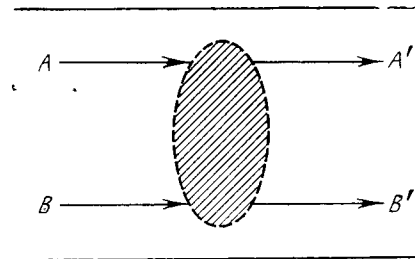
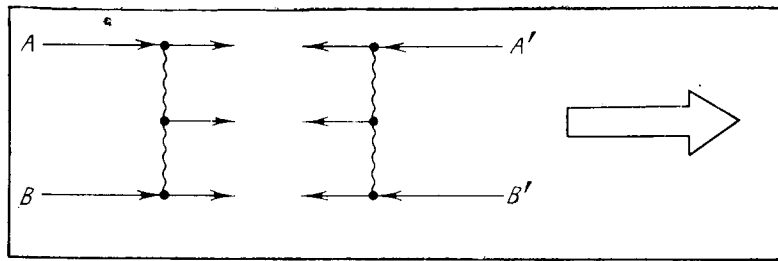


Рис. 24. Представление упругого рассеяния как результата двух последовательных (прямого и обратного) процессов мультипериферического множественного рождения частиц

объединяя в систему X все рожденные частицы, кроме одного быстрого протона. Теория показывает, что такая реакция дает ценную информацию о сечении взаимодействия поперона P с протоном.

Вообще основная идея о существовании какого-то простого двухступенчатого процесса, связанного с первоначальным возбуждением и последующим независимым распадом сталкивающихся между собой частиц, оказалась очень плодотворной. Еще в 1949 г. Г. Т. Зацепин (СССР), а в 1952 г. С. Такаги (Япония) предложили объяснять основные черты картины образования вторичного космического излучения явлением возбуждения сталкивающихся между собой нуклонов высокой энергии. Совершенно независимо от результатов, полученных с космическим излучением, базируясь лишь на данных ускорителя, известный китайский теоретик, работающий в США, лауреат Нобелевской премии Ч. Янг в 1970 г. на Международной конференции в Киеве выдвинул модель предельной фрагментации. На этот раз утверждалось, что многие существенные черты множественного рождения (в частности, приближенное постоянство сечения процесса и подобие энергетических спектров при неограниченном возрастании начальных энергий) могут считаться простым следствием аналогичной модели возбуждения и развала (фрагментации) сталкивающихся частиц, если не ограничиваться требованием резонансного характера процесса (с образованием изобар на промежуточной стадии процесса).

Наконец, уже в 1972 г. из опытов на ускорителе со встречными пучками с эквивалентной энергией $\sim 10^{12}$ эв некоторые физики пытались найти обоснование для модели «Нова», оперирующей представлением об изложенной в главе 3 дифракционной генерации частиц путем возбуждения каждого из сталкивающихся нуклонов. По-

скольку во всех этих построениях возбуждение нуклонов не ограничивалось образованием уже известных резонансов и предполагалась возможность получения сколь угодно больших возбужденных масс, допускалось в принципе и сколь угодно большое число рожденных частиц.

По мере продвижения эксперимента в область все более высоких энергий физикам-теоретикам, работавшим над развитием модели одночастичного обмена, становилось все труднее и труднее сводить концы с концами. Одна из капитальных трудностей состоит в необходимости объяснить, каким образом сохраняется полное сечение взаимодействия частиц при увеличении их энергии. Как доказывалось в «реджистике», это сечение однозначно связано и просто пропорционально амплитуде упругого рассеяния на нулевой угол.

Одна из попыток преодоления этой трудности состояла в усовершенствовании теории заменой простого одночастичного обмена мультипериферическим процессом, схематически представленным в разных его вариантах на рис. 23, а и б. Он отличается учетом возможности многоступенчатого испускания виртуальных мезонов (в частности, π -мезонов) и взаимодействия их друг с другом. Это само по себе кажется вполне естественным обобщением простейшей периферической модели; казалось бы, виртуальные частицы могут вести себя так же, как и свободные, а их возможности благодаря непостоянному значению массы и отсутствию необходимости «считаться» с законом сохранения энергии в промежуточном состоянии неизмеримо больше. Одной из возможных проверок теории является проверка предсказываемой ею возможности вычисления вероятности упругого процесса как суммы произведений вероятностей всех возможных прямых и обратных неупругих процессов множественного рождения (см. рис. 24).

И вот оказалось, что с учетом всех законов сохранения физических величин в конечном состоянии никак не удастся набрать достаточное число возможностей множественного мультипериферического рождения частиц, чтобы обеспечить необходимую вероятность возврата в исходное состояние, т. е. упругого рассеяния сталкивающихся частиц на нулевой угол. Попытка собрать заново умозрительно разобранный механизм промежуточных взаимодействий частиц потерпела провал из-за недостатка «винтиков» и «деталей» конструкции (у неумелых часовщиков почему-то получается, как правило, обратная ситуация — избыток деталей). Наиболее удачная обнаруженная позднее возможность полной «сборки» упругого взаимодействия из всех неупругих состоит в «разрешении» использовать достаточно тяжелые «детали», на которых «держится» вся «лестница» механизма, символически изображенного на рис. 23, б. К этому вопросу мы еще вернемся в шестой главе.

Несмотря на большие вычислительные трудности и неопределенность выбора между различными вариантами, мультипериферическая модель в последние годы приобрела огромную популярность у физиков и особенно у теоретиков. Можно указать и причины этого успеха.

Во-первых, оказалось, что можно на опыте детально изучить простейшие типы периферических процессов, связанные с одноступенчатым обменом виртуальными пионами (таковы, в частности, реакции $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0$ и $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \omega$ при начальном импульсе π^+ -мезона $3,7 \text{ Гэв}/c$). Для этих реакций характерно неравномерное (анизотропное) распределение рождаемых частиц по азимутальным углам. Если бы виртуальный пион, подобно реальному, обладал нулевым значением собственного момента количества движения (спина), то не было бы причины для появления анизотропии в распределении азимутальных углов. Отсюда с неизбежностью следует вывод, что спин виртуального пиона (и вообще любой виртуальной частицы) отличается от спина соответствующей реальной частицы и в соответствии с основной гипотезой реджистики изменяется с изменением массы частицы и передаваемого ею импульса. Этим важным обстоятельством вызвано использование в периферических моделях «реджизованных» виртуальных частиц.

Во-вторых, выяснилось, что доля частиц, рождаемых через промежуточную стадию образования и распада ре-

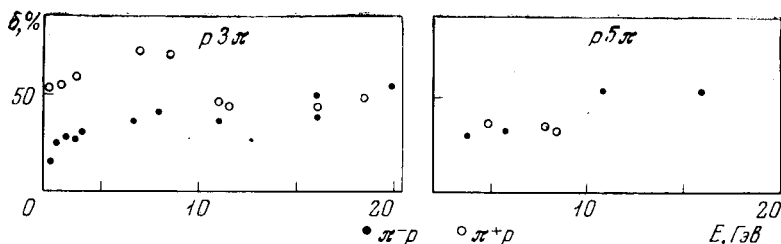


Рис. 25. Доля пионов δ , рождаемых через промежуточную стадию резонансов, в $\pi^- p$ - (●) и $\pi^+ p$ - (○) взаимодействиях разной энергии, для реакций $\pi p \rightarrow 3\pi p$ и $\pi p \rightarrow 5\pi p$

зонансов, вообще говоря, довольно велика и главное не так уж сильно меняется с ростом множественности процесса. Так, например, общая доля пионов, рождаемых при взаимодействии их с протонами путем образования пяти наиболее «популярных» резонансов ρ , f , ω , η и Δ^{++} , уменьшается примерно вдвое (от 50 до 25%), когда общее число пионов растет от трех до пяти, и при этом слабо зависит от начальной энергии сталкивающихся частиц (рис. 25). Поэтому и «соблазнительно» было считать, что рождение резонансов протекает путем резонансного взаимодействия сталкивающихся между собой виртуальных частиц в мультипериферической цепочке типа изображенной на рис. 23, б.

Сложные пути «реджистики», успехи и трудности мультипериферической модели

Отметим еще раз две основные особенности сильных взаимодействий при высоких энергиях. Первая — это наличие очень тесной связи между упругим рассеянием и множественным рождением частиц. Вторая — характерная для множественного рождения сравнительно высокая доля энергии, сохранившейся (хотя бы в среднем) у одной частицы (в лабораторной системе координат).

Для изучения процессов было бы очень хорошо построить модель, с помощью которой можно строго вывести все основные свойства упругого и неупругого процесса. Такие модели неоднократно предлагались. Пожалуй, наиболее популярной и детально разработанной оказалась

Модель, основанная на представлении об обмене виртуальными частицами, трактуемая математически на основе идей Редже с использованием амплитуд как аналитических функций комплексных угловых моментов.

Первым пробным камнем «реджистики» было объяснение энергетического хода полного (упругого и неупругого) сечения сильных взаимодействий основных частиц (нуклонов, пионов и K -мезонов) и их античастиц с протонами и с нейтронами. На рис. 26 приведена сводка современных экспериментальных данных вместе с теоретическими кривыми. Как видно, теория очень хорошо согласуется с экспериментом по крайней мере вплоть до энергии 60 Гэв, т. е. в пределах, достигнутых с помощью советского ускорителя в Серпухове.

При увеличении энергии происходит постепенное сближение сечений античастиц и соответствующих им частиц

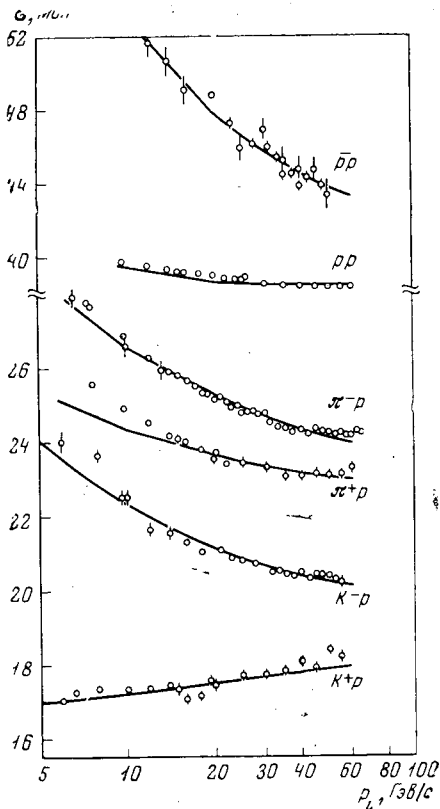


Рис. 26. Экспериментальные данные по энергетическому ходу полных сечений взаимодействия частиц и античастиц (протоны, пионы, каоны) с протонами и результаты расчетов по модели Редже (сплошные кривые)

(более медленное — для пионов), которые должны практически сойтись при энергиях порядка 10^{12} эв. Советский физик Померанчук теоретически предсказал это постепенное (асимптотическое) сближение сечений при неограниченном росте энергий.

Для той же асимптотической области должно осуществиться совершенно определенное отношение сечений протонов, пионов и каонов (K -мезонов), которое достигнуто пока лишь в довольно грубом приближении.

Удалось теоретически объяснить, почему с ростом энергии может происходить не только уменьшение сечений, но и их последующее возрастание (в одних случаях раньше, как это случилось для K^+ -мезонов, в других — позже).

Следует отметить, что согласие теории с экспериментом обошлось довольно дорого. Во-первых, понадобилось учесть возможности обмена виртуальными частицами 5 типов, каждому из которых соответствует своя траектория Редже, т. е. свой закон изменения положения полюса амплитуды взаимодействия с величиной переданного импульса t . Речь идет о траекториях ρ , ω , A , P и P' , причем последние два соответствуют вакуумным полюсам, которые переносят с собой только нулевые квантовые числа и поэтому могут участвовать в «невывирающих» с ростом энергии процессах дифракционного типа. Общее число свободных параметров, которыми располагали теоретики для «подгонки» энергетического хода сечений под эксперимент, превышает 30!

Во-вторых, пришлось учесть, что при продвижении к более высоким энергиям возрастает роль особенностей амплитуд, более сложных, чем полюса.

Не вдаваясь в дебри теории аналитических функций комплексного переменного, можно наглядно объяснить эту ситуацию как неизбежность обмена парами виртуальных частиц или процесса перерасеяния адронов. Сама возможность и необходимость перерасеяния вытекает из сильного характера взаимодействий. Действительно, «сильное взаимодействие» означает взаимодействие через виртуальные частицы, вероятность испускания которых близка к единице, в отличие от электромагнитных взаимодействий, где в выражении для вероятности появляется дополнительный коэффициент $1/137$. Поэтому при отсутствии ограничений в энергии вероятность повторного обмена

виртуальными частицами становится достаточно высокой. На примере полных сечений мы сталкиваемся с ситуацией, характерной для всех проблем, которые рассматривает «реджистика». Можно ожидать, что в области асимптотически стремящихся к бесконечности энергий все формулы и соотношения этой теории станут существенно более простыми. К сожалению, теория не имеет четких критериев для ответа на вопрос, при каких же энергиях будет достигнута эта «идиллия». Впрочем, сопоставляя темпы сближения полных сечений $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий, с одной стороны, π^-p - и π^+p -взаимодействий, с — другой, можно предположить, что для разных процессов границы асимптотической области могут оказаться разными. Это связано с тем, что вклад, вносимый обменами различными виртуальными частицами, различен.

Совсем по-новому вопрос об асимптотическом поведении сечений предстал в 1973 г., когда были опубликованы данные, относящиеся к протон-протонным столкновениям с энергиями от 200 до 1500 Гэв (эти данные получены на ускорителях Батавии и Женева). Оказалось, что после прохождения очень пологого минимума сечения начинают снова расти — медленно, но верно. Интересно, что еще задолго до этого Н. Л. Григоров с сотрудниками обнаружили аналогичное (примерно на 15%) возрастание сечений на ядрах углерода в опытах с космическими лучами, но их данным не придали тогда особого значения.

Следующий пробный камень теории — проблема лидирующих, т. е. энергетически выделенных частиц, испускаемых в процессе множественного рождения. Наибольший успех в описании этого характерного явления достигнут с помощью мультипериферической модели (сокращенно МРМ). Интернациональный коллектив теоретиков (китайский ученый Чан, польский — Я. Лоскевич и американский — В. Аллисон) в 1967 г. впервые разработал и просчитал эту модель в деталях, добившись хорошего согласия с опытом. По начальным буквам фамилий авторов их модель получила «кодовое» название ЧЛА.

Итак, в чем же состоят основные методы и главные результаты модели ЧЛА?

За исходный пункт модели берется множественность генерации — число рожденных частиц N , после чего рассматривается независимо каждая из «ступенек» лестничной диаграммы (рис. 23, а).

Математическая формулировка модели состоит в том, что амплитуда процесса в целом представляется как произведение амплитуд, относящихся к каждому из звеньев «лестницы». На первый взгляд степеней свободы оказывается слишком много, даже при заданном числе рожденных частиц, и произвол авторов модели практически неограничен. Однако физический смысл этого формализма проступает довольно четко, если обратиться к двум предельным случаям — очень больших и достаточно малых значений энергии каждой пары взаимодействующих между собой виртуальных частиц. Первый случай, когда эти энергии значительно превышают 1 Гэв , наступает либо при больших энергиях сталкивающихся между собой реальных частиц (адронов), либо при малом числе «ступенек» лестничной диаграммы (см. рис. 23, а), т. е. при малом числе рожденных частиц. При этом основная формула модели (мы не будем здесь ее выписывать из-за сложности) приводит к тому, что оба первичных адрона оказываются после взаимодействия энергетически выделенными среди всех рожденных частиц.

Второй предельный случай наступает, когда энергия сталкивающихся частиц (в системе их центра инерции), деленная на число рожденных частиц, уменьшается примерно до $0,5 \text{ Гэв}$. В этом случае все рожденные частицы становятся равноправными, и их угловое и импульсное распределение управляется случайной комбинаторикой с учетом законов сохранения суммарной энергии и суммарного импульса. Та же модель предсказывает (в согласии с опытом), что при дальнейшем увеличении числа рожденных частиц, когда их средняя энергия становится ниже $0,5 \text{ Гэв}$, вероятность всего процесса быстро падает.

В конечном итоге вся модель построена на том опытном факте, что с уменьшением числа вторичных частиц N или с ростом начальной энергии вследствие роста энергии каждой пары рожденных частиц должен происходить плавный переход от полного «перемешивания» всех рожденных частиц к резкому выделению двух лидирующих. Подбором параметров (это делалось с помощью ЭВМ) удалось добиться неплохого согласия с опытом для распределения продольных импульсов частиц разной природы (π^+ , π^- , π^0 и p) в p -взаимодействиях с энергиями 8 Гэв и 16 Гэв .

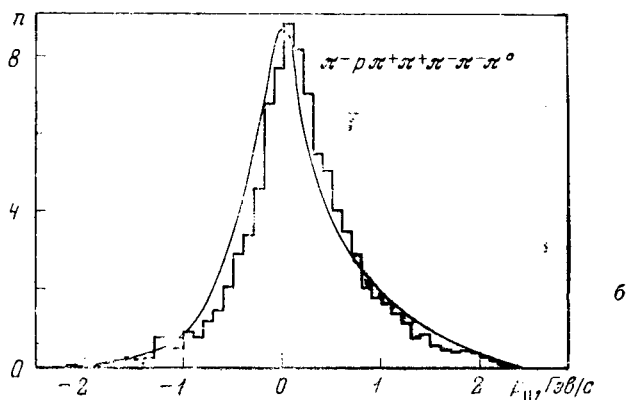
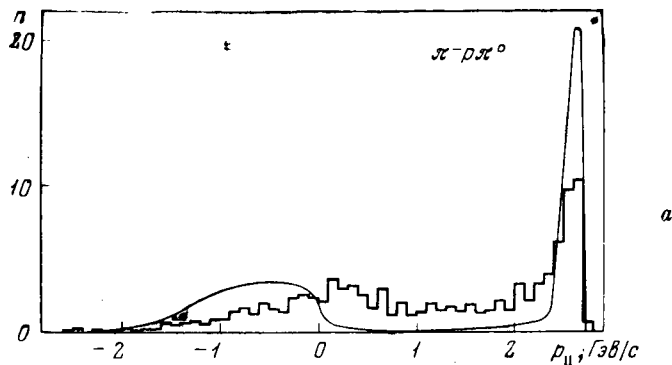


Рис. 27. Распределения продольных импульсов пионов, рожденных в π^-p -взаимодействиях разной множественности (начальный импульс 16 ГэВ/с)

Ломаные линии — эксперимент, плавные кривые — предсказания периферической модели для реакций $\pi^-p \rightarrow \pi^-p \pi^0$ (а) и $\pi^-p \rightarrow \pi^-p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ (б)

Ломаные линии на рис. 27 построены на основании огромного числа экспериментальных данных (многие тысячи измерений в пузырьковой камере), полученных краковской группой О. Чижевского. Теоретически рассчитанные плавные линии хорошо согласуются с экспериментом.

Моделью ЧЛА предсказано не зависящее от множественности постоянное значение среднего поперечного импульса частиц, как протонов, так и пионов. Это значение близко к 0,4 ГэВ/с. В дальнейшем мы увидим, что это действительно фундаментальная характеристика множественного рождения частиц, но ее истолкование в разных моделях выглядит совершенно по-разному.

Возвращаясь снова к продольным импульсам частиц, мы можем отметить одну особенность, характерную именно для «лестничной» диаграммы процесса. «Выстроив» все рожденные частицы в порядке возрастания продольного импульса, мы должны получить подобие геометрической прогрессии, когда каждый последующий импульс примерно в одно и то же число раз больше предыдущего. При не очень малых продольных импульсах та же геометрическая прогрессия должна быть справедлива и для полных импульсов частиц. Если считать, что вид геометрической прогрессии не зависит ни от множественности N , ни от начальной энергии (т. е. отношение последующего импульса к предыдущему сохраняется постоянным), то должна быть столь же постоянная арифметическая прогрессия в логарифмической шкале энергий, а кроме того, пропорциональность между средним числом рожденных частиц и логарифмом начальной энергии: $\bar{N} \sim \lg E_0$.

Наряду с продольной составляющей импульса частиц (p_{\parallel}) важна и поперечная составляющая импульса (p_{\perp}), поскольку эта величина не зависит от выбора системы координат. Особую роль для теоретического анализа экспериментальных данных играет также величина, получившая название быстроты (y).

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E - p_{\parallel}}{E + p_{\parallel}}.$$

Вначале эта величина казалась мало привлекательной и необычной, особенно экспериментаторам. Однако путем несложных математических преобразований (которые мы предоставляем читателю) можно убедиться, что шкала быстрот приближенно соответствует логарифмической шкале углов θ , точнее

$$y \simeq \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}.$$

Это уже позволяет сопоставлять эксперимент с теорией, не прибегая к измерениям импульсов (или энергий) рождаемых частиц и ограничиваясь только измерениями углов.

Другим преобразованием можно получить и другое простое приближенное выражение для быстроты

$$y \simeq \ln \frac{2E}{m_{\perp}}.$$

Здесь E — энергия рождаемой частицы, а $m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + \mu^2 c^2} / c$ не зависит от выбора системы координат, но зато зависит от природы частицы, точнее — от массы μ (c — скорость света).

Таким образом, при наличии энергетических (или импульсных) измерений можно использовать шкалу быстрот как логарифмическую шкалу энергий, но только с той оговоркой, что единица масштаба этой шкалы зависит и от массы μ , и от поперечной составляющей импульса частицы p_{\perp} ¹.

Важным преимуществом введения быстроты вместо продольного импульса или энергии является то, что при переходе из одной системы координат в другую, сколь угодно сильно отличающуюся от первой скоростью своего движения в направлении первичной частицы, быстроты всех вторичных частиц (независимо от их скорости и массы) изменяются на одну и ту же постоянную. Следовательно, любое, сколь угодно сложное распределение этих частиц по быстройтам при таком переходе в точности сохраняет свой вид, лишь сдвигаясь по шкале быстрот влево или вправо.

Еще одно достоинство этой величины, как показали последние опыты на ускорителях наиболее высокой энергии, состоит в том, что (в отличие от продольного импульса) с изменением быстроты средний поперечный импульс и все распределение поперечных импульсов остается неизменным. Таким образом, быстрота и поперечный импульс — это две дополняющие друг друга инвариантные характеристики рождаемых частиц.

Расчеты по мультипериферической модели показали, что при достаточно высоких первичных энергиях распределение рожденных частиц по быстройтам должно иметь простой, почти «столообразный» характер (рис. 28). При этом сами быстроты образуют арифметическую прогрессию, а ширина «стола» и число рожденных частиц пропорциональны логарифму начальной энергии, а следовательно, и быстройте первичной частицы.

В некоторых случаях анализируют также азимутальные углы, т. е. углы между поперечными импульсами

При реальных значениях p_{\perp} , которые малы по сравнению с массой протона, умноженной на скорость света, величина γ для протонов почти не зависит от p_{\perp} .

частиц, получающиеся при проектировании импульсов на плоскость, перпендикулярную направлению первичной частицы. Когда мы в процессах мультипериферического типа «выстраиваем» частицы в порядке возрастания продольного импульса, то тем самым продвигаемся и вдоль «лестницы» по диаграмме, изображенной на рис. 23,а.

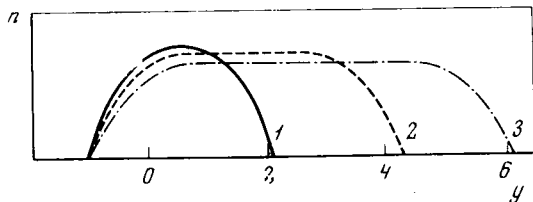


Рис. 28. Предсказание мультипериферической модели об изменении распределений вторичных π^- -мезонов по быстротам y при взаимодействиях $\pi^+ + p$ с изменением быстроты y_0 первичного π^+ -мезона ($y_0 = 2, 4$ и 6)

При этом каждая частица должна была бы сильнее всего реагировать на углы вылета своих ближайших соседей, испытывая (хотя бы частично) соответствующую отдачу в экваториальной плоскости. Детальный анализ ожидаемых угловых корреляций показал, что эффектов подобного типа не существует. Создается впечатление, что независимо от получаемого продольного импульса разлет всех пионов происходит как бы из единого центра испускания. К сожалению, с ростом начальной энергии и соответственно с ростом множественности процесса электронно-вычислительной машине приходится перебирать все большее число различных комбинаций импульсов частиц, а ведь на вычисления уходят десятки часов даже при сравнительно умеренных энергиях $E_0 \sim 30$ Гэв. Не удивительно, что многие физики стали искать выхода в «конструировании» других, более простых для расчета моделей, в которых за основу берется уже не последовательный обмен цепочкой виртуальных частиц, а более или менее равноправное «перемешивание» рождаемых частиц.

СТАТИСТИКА, ГИДРОДИНАМИКА И ТЕРМОДИНАМИКА «ВНУТРИ» ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЧАСТИЦЫ

Фазовый объем — краеугольный камень статистики

По мере того как растет энергия рождения частиц в неупругих столкновениях адронов и параллельно с этим — полное число родившихся частиц, растут и трудности, возникающие перед теорией периферических процессов. Приходится учитывать все большее число каналов реакции, т. е. различных комбинаций вторичных частиц разной природы, поэтому даже при участии мощных ЭВМ на об-счет всех конкретных возможностей (скажем, для мульти-периферической модели) требуются десятки и сотни часов чистых вычислений. Мешает также и обилие параметров — численных характеристик, управляющих поведением вир-туальных частиц, ведь эти параметры приходится нахо-дить «подгонкой» под экспериментальные результаты.

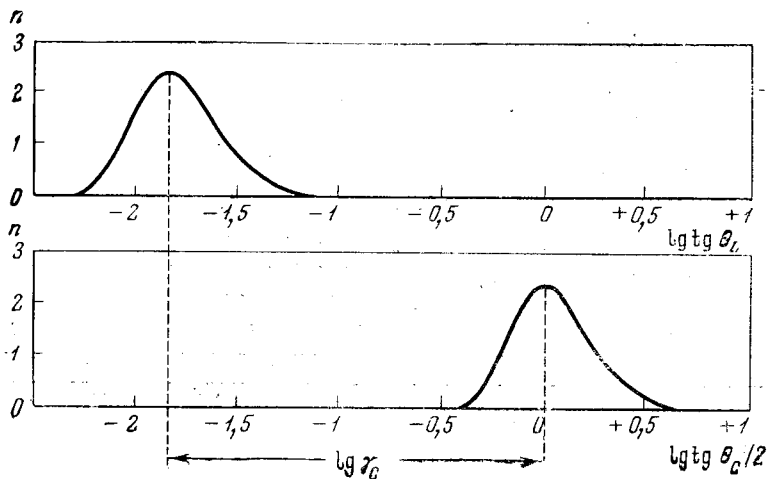
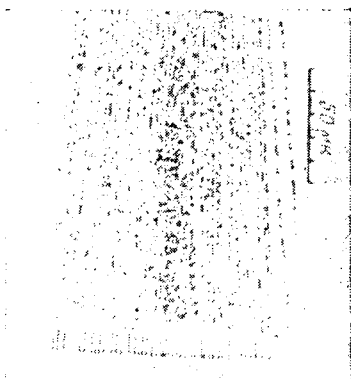
С другой стороны, уже давно в космических лучах на-чали обнаруживать такие столкновения адронов (особен-но при участии сложных ядер), когда рождаются одно-временно десятки и даже сотни частиц (рис. 29). Можно думать, что в таких случаях, т. е. при усреднении по большому числу возможных направлений, скоростей ис-пускания и внутренних свойств рожденных частиц, начи-нают сказываться определенные закономерности.

Посмотрите внимательней на рис. 29. На первый взгляд различные кинематические возможности испускания час-тиц (т. е. возможности испускания под различными углами и с различными скоростями) далеко не равновероятны: все они движутся в пределах сравнительно узкого конуса и среди них практически отсутствуют медленные частицы, отличающиеся повышенной плотностью следов. Поло-жение дел существенно меняется, если все кинематическое описание процесса производить в движущейся системе координат (системе инерции), в которой суммарный им-пульс сталкивающихся между собой частиц равен нулю. Для перехода к этой системе координат надо использо-

Рис. 29. Фотоэмульсионный снимок (микропроекция) редкого процесса рождения ≈ 330 заряженных частиц первичным тяжелым ядром космического излучения с энергией ≈ 200 Гэв/миллон. Между верхней и нижней частями снимка — интервал 650 мн, что позволяет показать разделение плотной центральной части на треки отдельных частиц. Справа — масштаб снимка



Рис. 30. Сравнение угловых распределений рожденных частиц в системах координат лабораторной (вверху) и центра инерции (внизу). Распределение сдвигается (без искажения) вправо на величину $\lg \gamma_c$, где γ_c — Лоренц-фактор центра инерции



вать формулы специальной теории относительности, называемые преобразованиями Лоренца. В том простейшем случае, когда речь идет только о зенитном угле θ , а скорости частиц в системе центра инерции достаточно близки к скорости самого центра инерции, преобразование Лоренца имеет вид

$$\operatorname{ctg} \theta_L = \gamma_C \operatorname{ctg} \frac{\theta_C}{2}.$$

В этой формуле θ_L и θ_C — углы вылета частицы в неподвижной (лабораторной) системе и системе центра инерции соответственно, а величина

$$\gamma_C = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2},$$

связанная со скоростью центра инерции v , выраженной в долях скорости света c , называется Лоренц-фактором. Если приведенную выше формулу прологарифмировать, то видно (рис. 30), что любое распределение частиц по углам θ_C превращается в распределение по непосредственно наблюдаемым углам θ_L путем параллельного переноса без деформации.

Приведенное здесь преобразование углов позволяет любому экспериментатору убить сразу двух зайцев. Во-первых, можно знать, каков «истинный» (т. е. отнесенный к системе центра инерции) вид углового распределения рожденных частиц. Во-вторых, определяется скорость системы центра инерции, а значит, и энергия падающей частицы E_0 , поскольку

$$E_0 \simeq 2\gamma_C^2 M$$

(масса падающей частицы M предполагается такой же, как и масса неподвижной мишени, например, нуклона).

После применения преобразования Лоренца к событию, изображенному на рис. 29, можно убедиться, что в системе центра инерции угловое распределение частиц изотропно, т. е. любые углы вылета равновероятны.

Наряду с углами важнейшая кинематическая характеристика рожденных частиц — это их импульсы $p = mv$, где масса m — простая функция скорости v . Масса m отличается от постоянной массы покоя множителем, совпадающим по величине с Лоренц-фактором γ . Нельзя просто предположить, что любые импульсы равноверо-

ятны, так как импульс p связан с энергией E (при больших скоростях p и E численно равны и отличаются только выбором единиц измерения), а полный запас энергии ограничен тем, что приносит с собой первичная частица. Однако вполне естественно думать, что в пределах, максимально допустимых законом сохранения импульса, все возможные значения импульсов равновероятны.

Поскольку импульс — трехмерная векторная величина, то равновероятность направлений и абсолютных величин импульса означает равномерное заполнение объема сферы радиуса $r = p_{\max}$. Эту сферу можно изобразить условно в некотором абстрактном пространстве, которое получило название фазового пространства. В фазовом пространстве помимо трех обычных геометрических координат вводятся еще три координаты, по которым откладываются импульсы.

Раз уж мы вышли за пределы 3-мерной геометрии, почему бы в случае системы из N частиц не увеличить число измерений до $6N$ и перейти из обычного в фазовое пространство. Этот физико-геометрический «фокус» можно с успехом применять для изучения элементарных частиц. Для этого надо допустить, как это сделал впервые Г. В. Ватагин в 1943 г., а затем более подробно Э. Ферми, что при рождении частиц фазовые объемы систем из любого числа частиц N равномерно заполняются с плотностью, определяемой удельной концентрацией энергии на первой стадии столкновения частиц. Плотность энергии начального состояния можно найти, зная полную энергию столкнувшихся частиц в системе их центра инерции и радиусы этих частиц, определяемые радиусом сильных взаимодействий.

Пользуясь идеей равномерного заполнения фазового пространства, Ферми сумел вычислить не только средние энергии частиц (а тем самым и температуру их системы в момент разлета), но и среднее число рожденных частиц и античастиц разной массы.

В расчетах Ферми было учтено еще одно важное обстоятельство. Согласно теории относительности, любое быстро движущееся тело сжимается в своих продольных (по направлению движения) размерах, причем коэффициент сжатия равен опять-таки Лоренц-фактору γ_c . Таким образом, перед самым столкновением имеет место картина, условно представленная на рис. 31, а. После столкновения

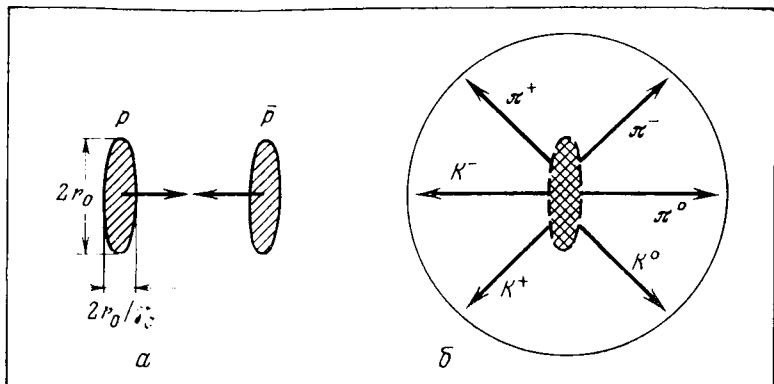


Рис. 31. а) Начальная стадия процесса взаимодействия двух адронов на примере протон-протонной аннигиляции
 б) Конечная стадия процесса взаимодействия двух адронов на примере протон-протонной аннигиляции (модель Померанчука)

обе чечевицеобразные частицы сливаются в одно столь же сплюсненное, но уже сильно разогретое «тело», которое распадается на отдельные свободные частицы, равномерно заполняющие весь доступный им фазовый объем.

При количественном сопоставлении с экспериментом гипотеза Ватагина — Ферми потерпела явную неудачу. Она предсказывала слишком высокие температуры, при которых средние энергии частиц исчисляются миллиардами электрон-вольт, да еще и растут с увеличением начальной энергии. Из-за этого получилась и слишком большая вероятность образования пар массивных частиц и античастиц (в частности, антипротонов).

На самом деле средняя энергия рожденных частиц близка к $0,5 \text{ Гэв}$ (млрд. эв), это соответствует температуре «всего лишь» 10^{12} градусов, или 10^8 эв в энергетических единицах¹. Выход K -мезонов составляет $\sim 10\%$ от полного числа частиц. Основная масса рожденных частиц — пионы. Зато соотношение между π^+ -, π^- - и π^0 -частицами действительно близко к ожидаемому ($1 : 1 : 1$), особенно при большом числе частиц, когда

¹ Возможность измерения температур в энергетических единицах связана с тем, что температура в абсолютной шкале Кельвина пропорциональна средней энергии частиц.

небольшой исходный заряд сталкивающихся частиц уже не играет роли.

Наиболее простыми оказываются все соотношения в случае аннигиляции останавливающегося антипротона с одним из протонов ядра окружающего вещества. Полный заряд и все квантовые числа получившейся возбужденной системы равны нулю, угловое распределение частиц в лабораторной системе строго изотропно, числа частиц и античастиц (в частности, π^+ и π^-) одинаковы, число π^0 -мезонов в среднем равно числу π^+ или π^- . Это — классический случай сгустка сильно возбужденной материи (но уже не вещества!), распадающейся по законам статистики, нечто вроде микроскопической мгновенно взрывающейся шаровой молнии (с той разницей, что разогрев сгустка материи осуществляется за счет сильных, а не электромагнитных взаимодействий)¹. Здесь опять-таки средняя энергия частиц равна 0,5 Гэв, а среднее их число — около 4, поскольку суммарная масса двух аннигилирующих протонов (в энергетических единицах) составляет около 1,9 Гэв. «Примесь» К-мезонов оказывается в этом случае ~ 5% вместо 30%, предсказываемых по методу Ферми.

Несмотря на первую неудачу, простая модель Ферми оказалась в дальнейшем очень плодотворной. Она подсказала, в частности, возможность распространения многих понятий физики, пригодных, казалось бы, только для состоящих из огромного числа молекул сплошных сред, на процессы превращения элементарных частиц, а в значительной мере — даже на процессы, происходящие внутри этих частиц. Приобрело реальный физический смысл понятие температуры системы рождаемых частиц, обосновано и применение законов термодинамики. Дело в том, что термодинамика имеет дело с равновесными (или почти равновесными) состояниями систем, в которых энергия распределяется по многим степеням свободы, а это как раз и осуществляется при множественном рождении частиц, особенно в тех случаях, когда им «дозволено» равномерное распределение по фазовому объему. Именно законы термодинамики, в частности, закон зависимости плотности

¹ По современным представлениям, шаровая молния — это сгусток сильно разогретой плазмы, находящейся в относительно устойчивом состоянии (существует гипотеза о том, что устойчивость обеспечивается изоляцией ионов друг от друга комплексами молекул воды).

энергии E от температуры T ($E \sim T^4$), позволили Ферми более или менее правильно предсказать зависимость среднего числа рожденных частиц N от энергии первичной частицы E_L ($\bar{N} \sim \sqrt[4]{E_L}$).

Законы движения «мезонной жидкости» и поперечные импульсы частиц

Сразу же после опубликования работы Ферми советский физик-теоретик И. Я. Померанчук обнаружил в его рассуждениях некоторую непоследовательность и даже противоречивость. Действительно, переход всей энергии сталкивающихся между собой нуклонов в мезонное излучение, занимающее тот же объем, что и сами нуклоны, требует очень сильного, практически неограниченного торможения при непрерывном взаимодействии самих нуклонов. В то же время полная энергия рожденных частиц подсчитывается так, как будто они мгновенно превратились в свободные частицы, еще не успев разойтись. Между тем известно, что мезоны взаимодействуют друг с другом почти так же сильно, как и нуклоны. Поэтому промежуточный этап взаимодействия, сопровождающийся взаимным поглощением и изменением числа мезонов, должен продолжаться до тех пор, пока они не разлетятся друг от друга на расстояния r того же порядка, что и двойной радиус сильных взаимодействий, т. е. на расстояния $r \sim 2/\mu c$, где μ — масса пиона.

Таким образом, Померанчук пришел к предположению о существовании промежуточного этапа расширения и охлаждения всей системы (рис. 31, б) до температуры, при которой средняя энергия пионов отличается лишь небольшим ($\sim 3,5$) коэффициентом от их энергии покоя (μc^2) и уже недостаточна для рождения новых пионов.⁴

Обсуждая работу Померанчука (еще до выхода ее из печати), другой выдающийся советский физик — Л. Д. Ландау обратил внимание еще на одно важное обстоятельство. В процессе расширения сгустка первоначально сжатой и сильно перегретой материи, выделяющей свободные мезоны, подобно молекулам пара из кипящей жидкости, отдельные частицы должны испытывать ускорение, вызванное эффектом взаимного давления частиц. Поскольку пробег до взаимодействия частиц в этом сгустке не превышает расстояния между ними, а какая-либо ре-

Рис. 32. Зависимость среднего поперечного импульса (\bar{p}_\perp) от числа рожденных частиц (N) для π^-p -взаимодействий с энергией 16 Гэв

□ — данные краковской группы; 1 — предсказания мультипериферической модели; 2 — расчет по статистической модели

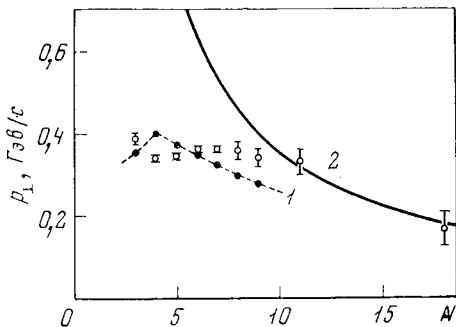


Рис. 33. Экспериментальные распределения по поперечным импульсам (p_\perp) при продольных импульсах $\bar{p}_\parallel = 0,2$ Гэв/с (а) и $\bar{p}_\parallel = 1,0$ Гэв/с (б) в π^+p -взаимодействиях с энергией 18,5 Гэв и сравнение с кривыми Планка для температуры 118 Мэв (в энергетических единицах)

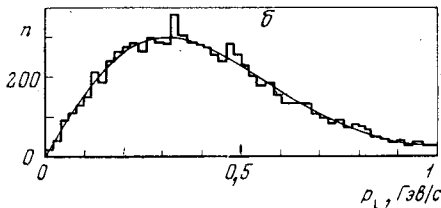
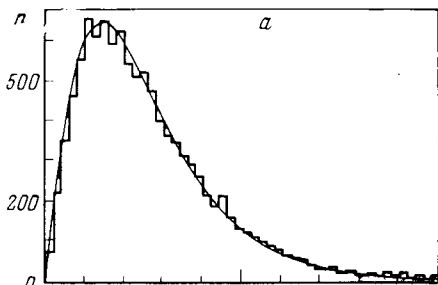
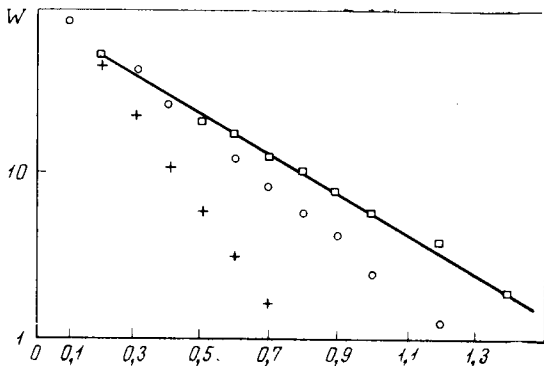


Рис. 34. Интегральные распределения величин $p_\perp^2 (\text{Гэв}^2/\text{с}^2)$

W — число частиц с квадратом поперечного импульса выше данного значения при разных первичных энергиях E_0 .
+ — $E_0 < 6$ Гэв, \circ — $E_0 > 10^3$ Гэв, \square — $E_0 \sim 10^6$ Гэв. Сплошная кривая — расчет по теории Ландау для $E_0 = 10^6$ Гэв



гулярная пространственная структура отсутствует, логично считать, что состояние этой материи похоже не на газообразное и не на твердое, а на жидкое состояние. Так возникла идея о применении законов, выведенных в свое время в гидродинамике (теории движущихся жидкостей), причем для того особого — релятивистского случая, когда скорости движения частиц жидкости близки к скорости света.

Проделав ряд изящных и стройных математических операций, Ландау получил из уравнений гидродинамики основные свойства процесса множественного рождения частиц при достаточно высоких начальных энергиях ($\sim 10^{12}$ эв). На этот раз требование «достаточно высоких» энергий означало по существу требование достаточно большого числа (хотя бы около 10) рожденных частиц.

Теория Ландау вызвала большой интерес, потому что она весьма естественным образом предсказала значения поперечной (по отношению к направлению движения сталкивающихся частиц) составляющей импульсов рождаемых частиц. Как показали в дальнейшем многочисленные исследования ядерных взаимодействий в космических лучах, а затем и на ускорителях, средние поперечные импульсы частиц \bar{p}_{\perp} слабо зависят от их массы и почти не зависят от условий образования. Так, они не зависят от числа рождаемых частиц, угла их вылета и энергии первичной частицы. В то же время в простой статистической модели ожидалось весьма заметное падение \bar{p}_{\perp} с ростом множественности (рис. 32). Физической причиной приближенного постоянства или по крайней мере существенной ограниченности поперечных импульсов является, по теории Померанчука — Ландау, постоянство той конечной температуры, при которой происходит разлет рожденных частиц в свободном виде.

Конкретные функции распределения поперечных импульсов (при заданном продольном импульсе) показаны на рис. 33, относящемся к взаимодействиям с энергией около 20 Гэв. Эта функция сначала растет от нуля до максимального, наиболее вероятного значения, что связано просто с увеличением фазового объема, т. е. числа возможных положений 2-мерного вектора поперечного импульса в пространстве. После максимума происходит быстрый спад по экспоненциальному закону, характерному для теплового движения частиц. При этом, отбирая частицы с более вы-

соким продольным импульсом, мы встречаемся и с более высокими (в среднем) поперечными импульсами. Как видно из рисунка, теория достаточно хорошо согласуется с опытом.

То, что величина среднего поперечного импульса рождаемых частиц постоянна и лежит обычно в пределах $0,3—0,4 \text{ Гэв/с}$, имеет важное методическое значение для экспериментаторов. Это позволяет, измеряя только углы испускания заряженных частиц θ , приближенно оценить полную выделенную в данном взаимодействии энергию по формуле

$$E = \frac{3}{2} p_{\perp} c \sum \operatorname{cosec} \theta_L,$$

в которой коэффициент $3/2$ учитывает вклад обычно невидимых π^0 -мезонов. Если же возникает вопрос, под какими максимальными углами θ_{\max} следует искать частицы, рожденные с минимальной энергией $E_{\min} = 10 \text{ Гэв}$, то, пользуясь функцией распределения поперечных импульсов и выделяя на ней область, содержащую 95% частиц, можно затем воспользоваться соотношением

$$\sin \theta_{\max} = \frac{p_{\perp \max}}{E_{\min}} \simeq 0,1, \text{ откуда } \theta_{\max} \simeq 6^\circ.$$

Детальные измерения поперечных импульсов частиц (в том числе π^0 -мезонов) были проделаны и в космических лучах, и на ускорителях для широкого диапазона первичных энергий. Сводка типичных результатов приведена на рис. 34. На графике отмечены интегральные распределения квадратов поперечных импульсов, т. е. числа вторичных заряженных частиц (пионов), обладающих значениями p_{\perp}^2 , выше данного. Видно, что с ростом первичной энергии возрастают поперечные импульсы, а следовательно, и температуры мезонных жидкостей. Самый верхний ряд экспериментальных точек, относящийся к огромной энергии $\sim 10^{15} \text{ эв}$, хорошо согласуется с предсказаниями теории.

Второе достижение гидродинамической теории — это объяснение анизотропного (неравномерного) распределения частиц по углам их вылета в системе центра инерции. Действительно, продольные составляющие импульсов в отличие от поперечных по этой теории обусловлены не только тепловым (т. е. хаотическим), но еще и направленным движением, вызванным давлением первоначально сжатых,

а затем расширяющихся сгустков возбужденной мезонной жидкости, возникающей в результате сильного удара «сплюснутых» первичных частиц друг о друга и полного их «слипания». Эти коллективные ускорения приводят к преобладанию углов вылета, приближающихся к 0° и 180° над углами, близкими к 90° . В логарифмической шкале углов это явление отражается как постепенно расширяющееся с ростом первичной энергии колоколообразной формы распределение, близкое к хорошо известной физикам кривой Гаусса (рис. 35).

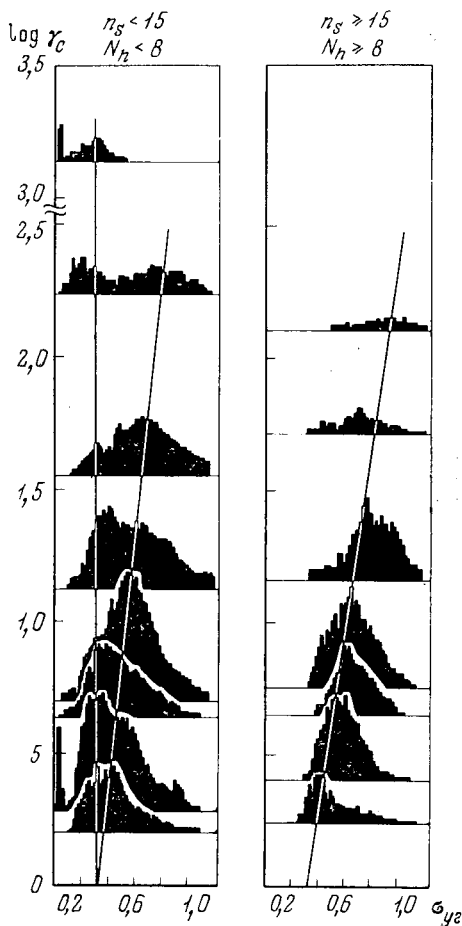


Рис. 35. Возрастание анизотропии $\sigma_{\text{уг}}$ углового распределения рождаемых частиц (мерой анизотропии является ширина распределения в логарифмической шкале) с ростом энергии первичных частиц (мера энергии γ_c — Лоренц-фактор системы центра инерции)

n_s — число быстрых; N_h — число медленных вторичных частиц

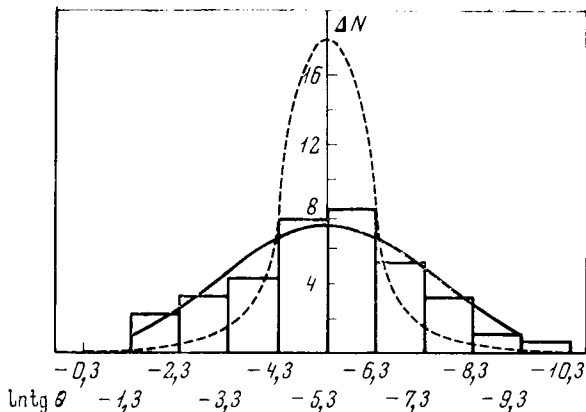


Рис. 36. Экспериментальное угловое распределение частиц для фотоэмульсионной «струи» типа $1 + 0 + 37\alpha$ (вызвана α -частицей с энергией $E_0 \sim 8 \cdot 10^{13}$ эв), сравнение с теорией Ландау (сплошная кривая) и изотропным распределением (пунктир). Данные И. М. Граменицкого и др., ФИАН

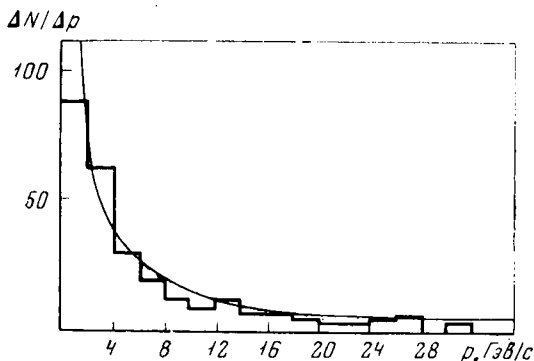


Рис. 37. Импульсное распределение рожденных частиц при энергии $\simeq 300$ Гэв (данные Н. А. Добротина и др., ФИАН) и сравнение с расчетами по гидродинамической модели (Е. И. Дайбог, Л. И. Розенталь)

Вскоре после опубликования теории Ландау автору книги и его сотрудникам удалось наблюдать с помощью фотоэмульсии редкий случай рождения 37 частиц, вызванного первичной α -частицей с энергией около 10^{14} эв. Несмотря на сравнительно узкую, связанную с очень высокой первичной энергией направленность потока основной массы частиц (подобные события получили даже специаль-

ное название «струй»), они испускаются в большом диапазоне углов в соответствии с ожиданием теории (рис. 36).

Третье предсказание касается импульсного распределения (спектра) рожденных частиц. Это распределение в хорошем согласии с опытом (рис. 37) имеет вид круто падающей кривой, отличаясь заметным преобладанием частиц сравнительно невысокой энергии. Интересно отметить, что если вместо импульсного спектра построить распределение потока энергии, уносимой вторичными частицами с разными импульсами, то эти потоки будут зависеть от энергии лишь в очень слабой степени.

Четвертое предсказание теории — образование ударных волн в мезонной жидкости. Оно связано с тем, что первичные частицы движутся навстречу друг другу со скоростями, существенно превышающими скорость звука в данной среде, подобно сверхзвуковым самолетам, обрушивающим иногда на землю громкие звуки ударных волн. Теория требует, чтобы ударная волна, бегущая в мезонной жидкости после столкновения адронов, «выплескивалась» наружу в виде очень небольшого числа (1—2) «лидирующих» частиц, каждая из которых уносит с собой десятки процентов начальной энергии. В случае, показанном на рис. 36, такой лидирующей частицей оказался нейтральный пион, давший начало (после распада на 2 γ -кванта) мощной электронной лавине, хорошо заметной в фотоэмульсии даже невооруженным глазом.

Согласно теории, частица любой природы — будь это протон или нейтрон, π -мезон с любым знаком заряда или нейтральный мезон π^0 — может стать лидирующей с равной вероятностью. Вероятности «лидирования» для каждой из этих частиц мало зависят от природы первичных частиц, ибо в процессе расширения «выкипающей» мезонной жидкости всякая индивидуальность частиц стирается и нужно учитывать только закон сохранения числа барионов. Единственное ограничение накладывается теорией на число новых частиц, более тяжелых, чем мезон. Это связано с относительно низкой температурой, до которой остывает мезонная жидкость в конце расширения.

Работа Ландау с ее очень строгими и детальными расчетами основных характеристик процесса множественного рождения мезонов вызвала живой отклик у многих физиков, особенно у теоретиков. Прежде всего возник вопрос, почему некоторые результаты заметно отличаются от предсказаний другой гидродинамической модели, предложенной незадолго до этого В. Гейзенбергом, но не столь детально разработанной. В частности, число рождаемых частиц у Гейзенберга получалось больше, быстрее возрастало с ростом первичной энергии (как корень третьей, а не четвертой степени из этой энергии). Наконец, удалось выяснить (это сделал молодой советский теоретик Г. А. Милехин), что мезонная жидкость, с которой «оперировал» в своей модели Гейзенберг, отличалась основным уравнением состояния, в данном случае — соотношением между плотностью и давлением. Следствием этого отличия и оказалась характерная для модели Гейзенберга «перекачка» большой доли начальной энергии в турбулентное (вихревое) движение мезонной жидкости.

Следующий вопрос, волновавший теоретиков: не следует ли ожидать у мезонной жидкости заметной вязкости, которая может сказаться на процессе расширения (после начального удара) и в связи с этим — на окончательном числе рожденных частиц. И если в расчетах Ландау, предполагавшего жидкость идеальной, совсем не вязкой, число частиц возрастало как корень четвертой степени из энергии, то вязкость жидкости Гейзенберга способствовала более быстрому (пропорционально кубическому корню) росту множественности с увеличением энергии. Несколько (хотя и не сильно) изменялся и вид углового распределения рожденных частиц.

Однако с точки зрения экспериментаторов, прежде чем разбираться в тонкостях поведения мезонной жидкости, следовало бы решить сначала один более фундаментальный вопрос. Он состоит в том, можно ли вообще пренебречь структурой сталкивающихся частиц, столь важной при рассмотрении процессов генерации малого числа частиц. Действительно, начальная стадия процесса, рассматриваемого с гидродинамических позиций, состоит в образовании единой сильно возбужденной системы, в которую

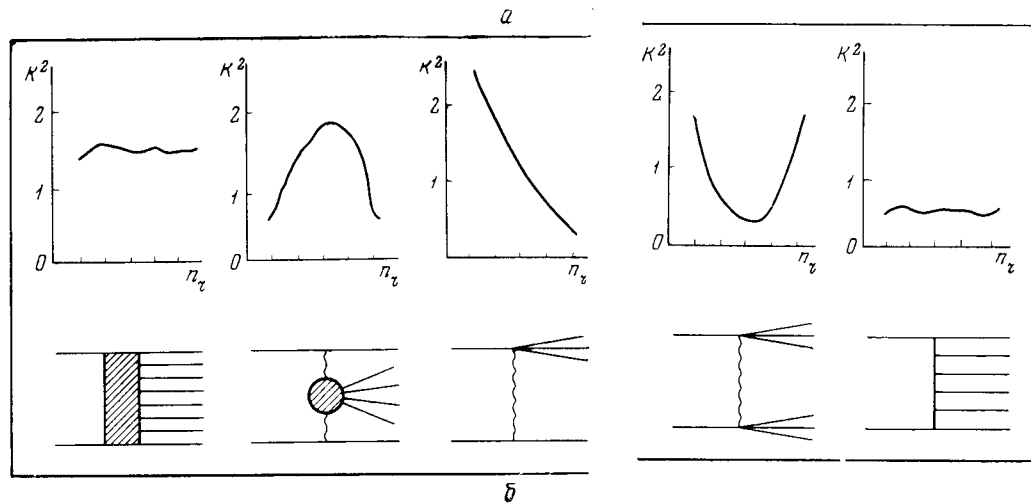


Рис. 38. а) Пять наблюдавшихся на опыте типов распределения по k^2 (М. М. Чернявский, ФИАН)

k^2 выражено в $\Gamma\omega^2/c^2$, n_q — число частиц, объединяемых в одну группу

б) Соответствующие типы взаимодействий в символике Фейнмана

«заложена» вся энергия сталкивающихся адронов. Иными словами, с самого начала предлагается исключить из рассмотрения какие-либо периферические процессы и ограничиться только центральными ударами.

Один из путей подхода к решению этого вопроса состоит в рассмотрении вида флуктуаций, в частности закона распределения отклонений числа рожденных частиц от среднего при данной энергии. И как раз в этом пункте эксперимент вступил в резкое противоречие с предсказаниями теоретиков. Оказалось, что флуктуации по крайней мере вдвое больше предсказанных теорией. Этот факт в сочетании с явными успехами описания событий малой множественности моделями одночастичного обмена (особенно при не очень высоких энергиях, до $10 \Gamma\omega$) постепенно укрепил многих физиков в мнении, что гидродинамический и вообще какой-бы то ни было статистический подход к явлениям множественной генерации частиц возможен далеко не всегда.

К числу тех «классических» событий, когда статистический подход хорошо описывает реальную ситуацию, относится аннигиляция нуклона с антинуклоном. Свойства такого процесса будут подробно обсуждаться в следующем разделе.

Размышляя о том, как можно оправдать применимость статистических методов к анализу процессов множествен-

ного рождения при столкновении двух нуклонов, И. М. Дремин (ФИАН) предложил простой, хотя и несколько громоздкий по математическим выкладкам метод. Он основан на том, что частицы, возникающие при распаде какой-то единой сильно возбужденной системы, всегда имеют возможность обмениваться между собой большими импульсами. Допустим, мы изучаем неупругое взаимодействие двух нуклонов. Рассмотрим «взаимоотношения» вторичных нуклонов с остальными частицами, возникшими в итоге столкновения. Группируя последовательно возрастающее число пионов, расположенных по величине угла их вылета с одним из вторичных нуклонов, будем вычислять каждый раз квадрат импульса (k^2), который получает вся группа как целое от всех остальных частиц. Чтобы результат вычисления не зависел от выбора системы координат, рассматриваются 4-мерные векторные величины, в которых первые три компоненты — составляющие «настоящего» импульса, а 4-я компонента — энергия. Получающиеся значения k^2 откладываются по оси ординат, по оси абсцисс отмеряются отрезки, пропорциональные числу частиц в группе, и вся совокупность полученных для данного взаимодействия точек соединяется плавной линией. На подобных графиках (называемых диаграммами Дремина) были изображены данные о процессах рождения четырех и более заряженных пионов при взаимодействиях

нуклонов с энергией ~ 20 Гэв, зарегистрированных в ядерной фотоэмульсии. Оказалось, что в разных случаях диаграмма Дремина выглядит по-разному, но можно наметить 5 основных классов взаимодействий (рис. 38, а). Для первого из них квадраты импульсов k^2 , передаваемых группам с любым числом частиц, велики; для второго, довольно редкого при этих энергиях класса k^2 для одиночных нуклонов малы (речь идет об импульсе, передаваемом первичным протоном соответствующему вторичному), но по мере присоединения к ним все большего числа пионов величина k^2 проходит через довольно большое максимальное значение; в третьем и четвертом классах наблюдается постепенный спад импульса k^2 по мере присоединения к одному из нуклонов (либо к каждому из них) все большего числа пионов.

Наконец, для пятого, весьма распространенного класса характерны малые передачи импульсов между группами из любого числа частиц: все значения k^2 значительно меньше квадрата массы нуклона (в импульсных единицах).

На рис. 38, б каждому классу взаимодействия сопоставлена соответствующая диаграмма Фейнмана. В первом случае происходит центральное взаимодействие, т. е. образование единой, сильно возбужденной системы вторичных частиц, распадающейся затем по законам статистической теории. События второго класса носят периферический характер для каждого из сталкивающихся протонов, но при столкновении испущенных ими виртуальных частиц создается некоторая новая подсистема с последующим распадом статистического типа. Третий и четвертый классы — это столкновения, сопровождающиеся сильным возбуждением одного или двух нуклонов с последующим их распадом.

События пятого класса очень похожи на те, которые предсказывает мультипериферическая модель, поскольку все передаваемые вдоль цепочки виртуальных частиц значения k^2 оказываются того же порядка, что и квадрат массы пиона.

Итак, намечен новый подход к явлениям, которые можно пытаться объяснить теоретическими моделями «гибридного» типа, объединяющими в себе специфические черты как периферических, так и центральных взаимодействий. Об одной из таких моделей мы расскажем в следующей главе, а пока вернемся к возможностям использования законов термодинамики.

Мы уже говорили о том, что статистическая теория основана на идее равновероятной реализации всех возможностей заполнения объема в фазовом пространстве координат и импульсов частиц, ограниченного законом сохранения энергии. Обычную геометрическую часть этого объема V , согласно основной идее Померанчука, можно вычислить из соотношения

$$V = \frac{4}{3} N \frac{\pi \hbar^3}{(\mu c)^3},$$

где N — число рожденных частиц, μ — масса пиона. Физический смысл коэффициента $4\pi/3$ очень прост — это объем, занимаемый одной свободной частицей, поскольку величина $\hbar/\mu c$ — просто радиус сильных взаимодействий. Строго говоря, этот радиус, определяемый из соотношения неопределенностей квантовой механики, известен только с точностью до коэффициента порядка 1, однако из сравнения с опытом следует, что этот коэффициент с довольно хорошей точностью можно принять равным единице.

Кроме того, следует учесть, что нам приходится иметь дело не с обычной, а с квантовой статистикой, в которой частице каждого сорта в фазовом пространстве «отводится» ячейка объемом $\hbar^3 g_i$ (коэффициент g_i указывает число возможных ориентаций спина, например, для пионов $g_i = 3$).]

И, наконец, третий, решающий фактор, выражающий самую суть термодинамической модели, представлен в простейшем случае множителем

$$f(E, T) = 1/(e^{E/kT} \pm 1)$$

и учитывает различную степень заполнения ячеек фазового объема рождаемыми частицами при заданной энергии частиц E и температуре системы T (k — постоянная Больцмана). Необходимость проставлять в этом множителе иногда знак плюс, а иногда — минус обусловлена тем, что все частицы микромира делятся на два основных «сорта». Для частиц с целым спином (в том числе — пионов) всегда ставится плюс, для частиц с полуцелым спином (в том числе — нуклонов) — всегда минус. Физический смысл фактора $f(E, T)$ состоит в том, что путем «общения»

с окружающим тепловым резервуаром (т. е. с другими частицами и полями) данная частица может приобрести ту или иную энергию E с вероятностью, зависящей от средней энергии теплового движения в данной системе.

Окончательная формула для числа частиц данного сорта, получивших импульс \vec{p} в интервале $\Delta\vec{p}$, такова:

$$\Delta N_i = \frac{g_i}{h^3} V \Delta p f(E, T).$$

Если известна температура T , то, суммируя (точнее, интегрируя) приведенное выражение по импульсам, можно найти полное число образовавшихся частиц N_i и полную их энергию E_i . Если же температура заранее неизвестна, можно определить ее приближенно, поскольку мы знаем из опыта, что основная часть энергии всей системы выделяется с частицами наименьшей массы — пионами. Пренебрегая вкладом других частиц и приравнивая энергию пионов начальной энергии W , можно определить как среднюю энергию пионов \bar{E} , так и температуру T : они оказываются равными 0,43 и 0,135 Гэв, соответственно.

Чтобы перевести энергетические единицы в градусы Кельвина, надо умножить численные значения температур, выраженные в электрон-вольтах, на 11 600 град/эв. В результате термодинамическая модель предсказывает, что множественное рождение частиц должно происходить при характерной температуре $1,6 \cdot 10^{12}$ град (1,6 триллиона градусов).

Чтобы в полной мере проявились гидродинамические эффекты, связанные с ускоряющим действием давления и с наличием ударной волны в мезонной жидкости, нужна достаточно высокая начальная энергия и много (не меньше десяти) рожденных частиц. Поэтому, чтобы как следует проверить не осложняемый влиянием давления термодинамический процесс, полезно обратиться к таким «классическим» образцам, как аннигиляция нуклона с антинуклоном при полной энергии W не более 5—6 Гэв в системе центра инерции. Это — как раз та область, которая детально изучена с помощью ускорителей типа дубненского и женеvского синхрофазотрона. Уже в 15 экспериментах подобного рода измерялась энергия рождаемых частиц, и она оказалась в среднем равной 0,41 Гэв, что совпадает с предсказаниями теории с точностью до 5%.

А что происходит в менее чистых условиях, когда применимость термодинамической модели далеко не очевидна? Для ответа на этот вопрос можно использовать (как это сделал недавно в своем подробном обзоре Е. Л. Фейнберг) данные по нуклон-нуклонным взаимодействиям при начальной энергии 10 Гэв и выше и по пион-нуклонным взаимодействиям при энергии $\geq 4,5 \text{ Гэв}$. Средние энергии рожденных пионов оказались равными $0,46 \text{ Гэв}$ в первом случае и $0,54 \text{ Гэв}$ во втором. Можно подозревать, что небольшое превышение этих величин по сравнению с предсказаниями термодинамической модели связано с «примесью» частиц, рождаемых по периферическим каналам. Диаграммы 1, 3, 4, 5 на рис. 38,б дают схематическое представление о характере этих каналов.

Сложнее обстоит дело при сравнении с опытом не средней энергии, а среднего числа рожденных частиц. Для этого нужно как-то учесть, что «лидирующие», не участвующие в термодинамическом равновесии вторичные частицы уносят с собой значительную часть начальной энергии. Если предположить, что эта часть составляет 60% , можно получить примерное согласие термодинамической модели с опытом и для числа заряженных пионов, рождаемых

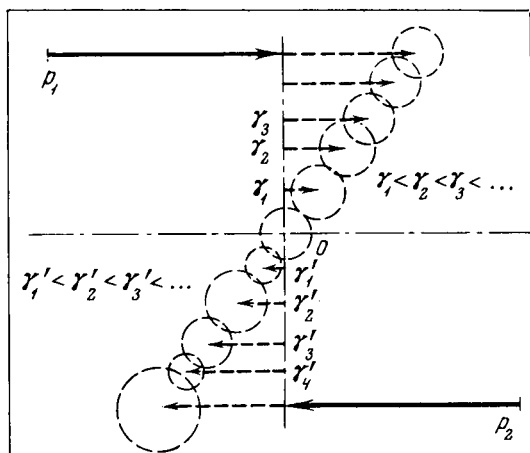


Рис. 39. Схема термодинамической модели Хагедорна

p_1, p_2 — импульсы сталкивающихся частиц; γ_1, γ_2 и т. д. — Лоренц-факторы распадающихся возбужденных подсистем в системе общего центра инерции

в нуклон-нуклонных столкновениях при энергиях 20 — 30 Гэв: оно составляет в среднем около 4 частиц.

При более высоких энергиях сталкивающихся частиц (порядка 100 Гэв и выше) не помогает даже грубый учет периферических «каналов»: средняя энергия рожденных частиц (отнесенная к системе центра инерции) начинает неуклонно возрастать в явном противоречии с термодинамикой. Гидродинамическая модель объясняет этот рост тем, что давление расширяющейся мезонной жидкости приводит к заметному коллективному ускорению частиц в направлении оси удара.

А нельзя ли улучшить согласие с опытом в рамках одной термодинамики? Подобные попытки предпринимались физиками в двух направлениях.

Один путь состоял в том, чтобы чисто формальным образом ввести представление о двух температурах — поперечной и продольной — с тем, чтобы продольная как-то учитывала влияние коллективных ускорений. Оказалось, что при энергиях порядка 200—500 Гэв достаточно увеличить эквивалентную продольную температуру в 1,5—2 раза по сравнению с поперечной и можно получить все импульсные и угловые характеристики рожденных частиц (в системе их общего центра инерции).

Другой, более сложный путь был разработан в Швейцарии Р. Хагедорном и его школой. Они ввели в рассмотрение уже не одну, а бесконечное число возбужденных подсистем, распадающихся по законам термодинамики (рис. 39). Массы этих подсистем могут быть самыми разнообразными — начиная от массы одного пиона и до массы, максимально возможной при данной энергии столкновения. Более того, предполагается, что число возможных состояний (и соответственно масс) с ростом самой массы становится все больше и больше. Это предположение довольно естественно: во-первых, оно согласуется с быстрым ростом числа известных резонансов по мере перехода в область все более тяжелых частиц, а во-вторых, если рассматривать каждую подсистему как «комплект» пионов, то число возможных вариантов этого комплекта должно быстро расти с ростом числа «деталей».

Вторая, существенная черта модели Хагедорна состоит в том, что для каждой подсистемы возрастание плотности энергии внутреннего движения (за счет возбуждения) идет параллельно уменьшению скорости ее движения как

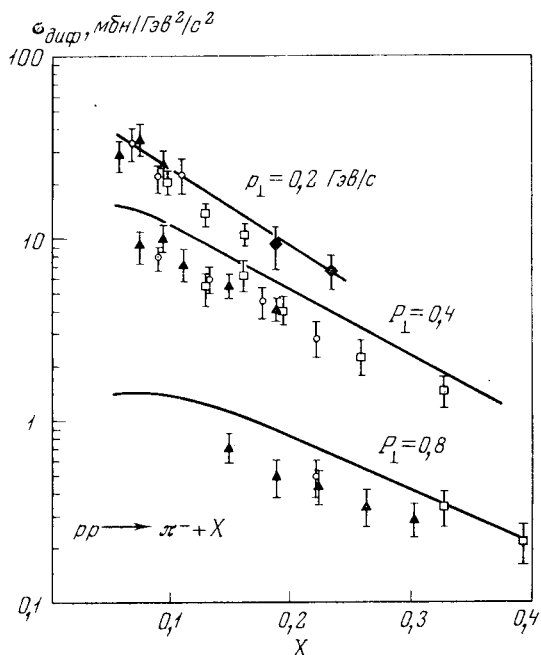


Рис. 40. Экспериментальные распределения относительных продольных импульсов X (при разных поперечных импульсах p_{\perp}) на ускорителе со встречными пучками (ЦЕРН) и сравнение с расчетами по модели Хагедорна (сплошные линии)

целого. Между начальной (до столкновения) и конечной (непосредственно перед распадом) плотностью энергии подсистемы E выполняется соотношение

$$E_0 \gamma_0 = E' \gamma',$$

где γ_0 и γ' — соответствующие значения Лоренц-факторов (напомним, что $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$). Таким образом, чем ближе к центру столкновения (точка O на рис. 39), тем большая часть первоначальной кинетической энергии относительного движения двух «кусков» материи переходит в энергию возбуждения, иными словами — в тепло. Чтобы количественно учесть эффект превращения энергии, вводится функция распределения подсистем по Лоренц-факторам $F(\gamma)$, и вид этой функции определяется «подгонкой» под эксперимент. Одна из трудностей модели заключается

в том, что для правильного предсказания импульсов и углов испускания вторичных частиц приходится вводить для каждого сорта частиц свою функцию F , в частности для нуклонов и для пионов эти функции имеют совершенно различный вид. Так обходным путем учитывается структура сталкивающихся частиц и частично — периферические черты взаимодействия. Сложность модели усугубляется и тем, что каждая из этих функций F оказывается зависящей от начальной энергии.

На рис. 40 показано, что модель Хагедорна неплохо описывает основные импульсные характеристики рождающихся частиц (в частности, пионов) вплоть до энергий сталкивающихся частиц (нуклонов) порядка 10^{12} электрон-вольт. Тем не менее, в целом эта модель вызывает чувство неудовлетворенности из-за отсутствия строгой и последовательной логики построения. Правда, сама идея образования многих возбужденных подсистем (они получили специальное название *файрболов*, или «огненных шаров», в переводе с английского) не очень нова (подробней об этом рассказывается в следующей главе). Однако математические функции, описывающие свойства промежуточных подсистем — *файрболов*, вводятся искусственно, вне всякой связи с законами термодинамики, которым подчинен этап распада *файрболов*. Получается модель, надстроенная над термодинамикой, как иногда шутят физики, руками, а не головой, т. е. путем «подгонки» под эксперимент и главное — путем введения формального математического описания, не связанного органически с природой и свойствами рассматриваемых физических объектов.

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ФАЙРБОЛ?

**«Шаровая молния» как будто появляется
в космических лучах**

Простейший способ регистрации процесса множественного рождения частиц при высоких энергиях (10^{12} эв и выше) — подъем стопок фотоэмульсионных пластинок на баллонах в стратосферу на высоту около 30 км и облучение их там первичными космическими лучами. Уже при объемах фотоэмульсии 2—4 литра после проявления и тщательного просмотра под микроскопом можно найти немало следов такого процесса.

Для отбора взаимодействий достаточно высокой энергии издавна были известны три способа. Во-первых, это — отбор узко направленных расходящихся пучков частиц — «струй», для которых оценка энергии основана на определении угла раствора конуса, охватывающего половину всех тонких следов ($\theta_{1/2}$). Раньше уже отмечалось, что этот угол очень просто связан с Лоренц-фактором системы центра инерции сталкивающихся частиц ($\gamma_c \simeq 1/\theta_{1/2}$), и углы $\theta_{1/2} \sim 2-3^\circ$ соответствуют первичной энергии $\sim 10^{12}$ эв. Во-вторых, можно находить (при надлежащей сноровке — даже невооруженным глазом) плотные пучки почти параллельных частиц, возникающих в фотоэмульсии за счет развития электронных лавин, инициированных хотя бы одним вторичным π^0 -мезоном с энергией порядка 10^{12} эв. И наконец, можно искать случаи развала тяжелых ядер на отдельные нуклоны, их сравнительно просто отличить от рождения новых частиц. Проследивая затем следы ядерных осколков (протонов, иногда α -частиц) на пути длиной около 5 см каждый, можно найти вторичные взаимодействия. При этом энергию всех частиц, вызывающих вторичные взаимодействия, можно оценить по углам разлета в точке развала первичного ядра; получается нечто вроде миниатюрного, очень маломощного природного ускорителя, предоставляющего физику пучок из 12—16, а иногда и более частиц (протонов и нейтронов) примерно одинаковой, приближенно известной энергии.

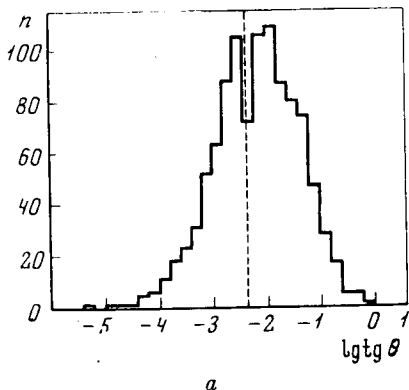
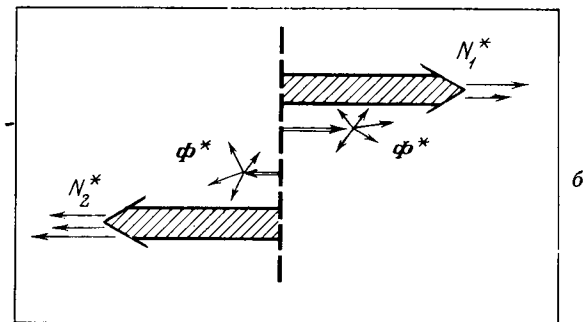


Рис. 41. а) Угловое распределение частиц в комбинированном пучке, составленном из 54 отдельных взаимодействий близкой энергии

Пунктир соответствует $\theta_c = 90^\circ$ в системе центра инерции (данные К. Рыбицкого и В. Вольтера)
б) Интерпретация углового распределения с «провалом» при $\theta_c = 90^\circ$ в духе двухфайрбольной модели

N_1^*, N_2^* — нуклоны после взаимодействия, Φ^* — файрболы. Длины двойных стрелок пропорциональны соответствующим Лоренц-факторам



Еще 15 лет тому назад группа польских физиков из Кракова во главе с М. Я. Менсовичем впервые с успехом использовала второй, а затем и третий методы. Тщательные измерения углов вылета частиц во взаимодействиях нуклонов с энергией $\sim 10^{12}$ эв привели этих ученых к поразительному результату. Угловые распределения рожденных частиц, изображенные в логарифмической шкале тангенсов ($\lg \tg \theta$), имели, как правило, характерный двугорбый вид (рис. 41, а). Картина процесса выглядела так, как будто все рожденные частицы разбивались на две примерно равные группы, разлетающиеся изотропно в системе своего центра инерции. Воспользовавшись затем законом приближенного постоянства поперечного импульса, можно было установить, что оставшийся после взаимодействия первичный нуклон движется быстрее, чем каждая

из групп. Отсюда следовал вывод, что взаимодействия высокой энергии приводят к образованию двух сгустков какой-то сильно возбужденной материи, практически мгновенно распадающейся на 5—8 заряженных и, вероятно, 3—4 нейтральных пионов каждый (рис. 41,б).

Какова природа этих сгустков? Если опять-таки использовать оценку величины поперечного импульса, то можно было установить, что на каждую заряженную частицу при распаде сгустка приходится энергия около $0,5 \text{ Гэв}$. Это именно та энергия, которая упоминалась в предыдущем разделе в связи с термодинамической теорией процесса множественного рождения частиц. По аналогии с шаровой молнией — неустойчивым сгустком раскаленной плазмы, взрывающимся вскоре после образования, Менсович и его коллеги в 1958 г. назвали открытые ими сгустки огненными шарами, или фэйрболами. Тот же термин предложили независимо от поляков и другие физики, в частности итальянец Дж. Коккони и японец К. Ниу.

Несмотря на всю свою необычность, гипотеза Менсовича и его коллег, не вникающих особенно глубоко в дебри теоретической физики, привлекает своей простотой и эвристической ценностью. Она легко позволяет описать наиболее характерные черты явления множественного рождения частиц, в частности, угловые и импульсные их распределения: ограниченность поперечных импульсов; переход от изотропного углового распределения частиц при малых энергиях (когда энергии хватает только на один фэйрбол) к анизотропному, вытянутому по оси столкновения при больших; заметное, но все же не очень сильное превышение (в среднем) продольных составляющих импульса над поперечными и, наконец, наличие лидирующей частицы — нуклона, как бы «вырвавшегося» из густой мезонной «каши».

Как показали последующие опыты Н. А. Добротина, С. А. Славатинского и их коллег на Памире, при энергиях порядка 100 Гэв образуется, как правило, всего один фэйрбол. Но для того чтобы «справиться» как следует с изучением хотя бы одного фэйрбола, понадобилась весьма солидная установка, состоящая из большой камеры Вильсона, очень внушительного по весу калориметра из ионизационных камер и огромного электромагнита для создания мощного магнитного поля внутри камеры Вильсона. После многолетнего набора и обработки эксперимен-

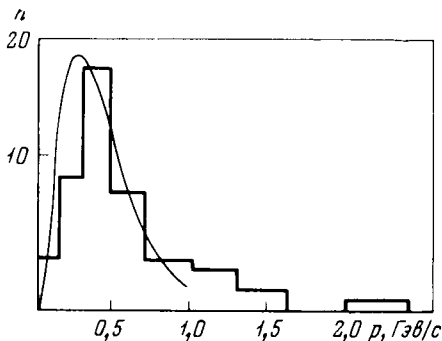


Рис. 42. Импульсное распределение частиц в системе центра инерции фэйрбола (ломаная линия) и его сравнение с термодинамическим распределением Планка (плавная линия). Данные Н. А. Добротина и др. (ФИАН)

тального материала, состоящего (увы!) всего из нескольких десятков событий разной энергии, получился следующий результат (рис. 42).

В системе центра инерции фэйрбола импульсы частиц (как положительных, так и отрицательных) распределены почти в точном соответствии с формулой Планка, предсказанной термодинамикой для равновесного теплового излучения частиц. Слово «почти» означает, что на самом деле в распределении присутствует небольшой избыточный «хвост» слишком больших импульсов.

Однако последнее обстоятельство не очень смутило экспериментаторов. Дело в том, что оторвавшийся от фэйрбола нуклон мог испытать, так сказать, сильное «потрясение» и возбудиться до состояния того или иного резонанса — изобары. Перебирая свойства известных изобар, нетрудно было найти среди них все, что надо для объяснения импульсного, а заодно и углового распределения частиц «хвоста». Хорошо объясняется, в частности, поведение наиболее медленных частиц, которые связаны с возбуждением нуклона — мишени.

Схема образования фэйрбола, приведенная на рис. 41, б, заметно отличается от предсказаний мультипериферической модели (рис. 23, б). Все же она дает лишь качественное объяснение процесса и не претендует на детали. Это связано с неизбежно приближенным, сильно ограниченным в числе наблюдений экспериментальным материалом космиков. Поэтому физиков, связавших свою научную деятельность с ускорительными машинами, с самого начала одолевал традиционный скептицизм, стремление как

следует проверить, доказать или опровергнуть не вполне строгую, на их взгляд, модель фэйрболов.

К сожалению, вплоть до 1970 г. энергетические пределы экспериментов на протонных ускорителях не поднимались выше 30 Гэв, а детальные исследования на пионных пучках ограничивались обычно энергией всего 16 Гэв, поскольку интенсивность этих пучков при дальнейшем повышении энергии довольно резко падала. Однако и при энергии 16 Гэв (около 5,5 Гэв в системе центра инерции сталкивающихся частиц) можно было рассчитывать на образование космического фэйрбола, поскольку его средняя энергия покоя должна составлять всего около 3 Гэв.

Кроме того, экспериментаторы прежде всего обращали внимание на процессы множественного рождения небольшого числа частиц (до 4), которые, как правило, хорошо укладывались в схемы периферических взаимодействий квазидвухчастичного типа и давали наиболее ценные сведения о свойствах различных резонансов.

Лишь в последние 5—7 лет, когда таблица известных резонансов разрослась до огромных размеров, а принципиально новых идей в объяснении их взаимосвязи не появлялось, повысился интерес и к многочастичным реакциям. Естественно было в первую очередь воспользоваться моделью, диаметрально противоположной периферической — статистической моделью с равномерным (а точнее — статистически «взвешенным») распределением частиц по фазовому объему.

Довольно скоро выяснилось, однако, что чисто статистическая модель здесь не годится; в частности, она не проходит для наиболее исследованных взаимодействий π^- -мезонов с протоном. Тогда вспомнили, что распределение частиц по ячейкам фазового объема — только первое приближение, которое, вообще говоря, необязательно. Согласно квантовой теории вероятность попадания частиц в ту или иную часть «разрешенного» фазового объема определяется не только статистическим весом, но и специфической величиной, которая образуется по определенным правилам из волновых функций начального и конечного состояния системы частиц и из линейного оператора, выражающего свойства сильного взаимодействия. Такая величина называется матричным элементом взаимодействия. Поскольку строгой теории сильного взаимодействия еще не существует, по поводу вида матричных элементов

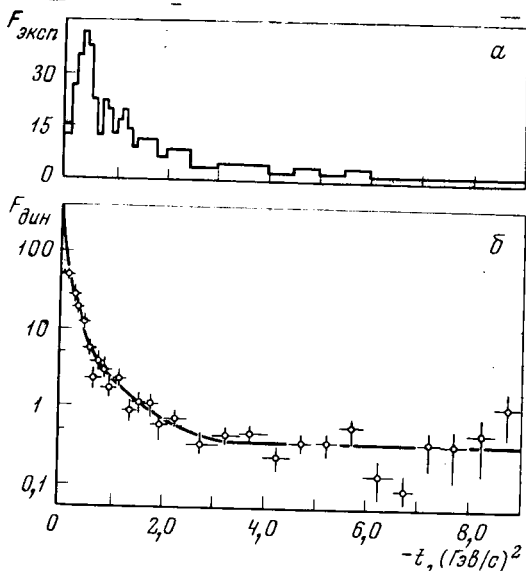


Рис. 43. Распределение по импульсам «отдачи» протонов во взаимодействиях $\pi^+p \rightarrow p3\pi+2\pi^-$ при энергии 8 Гэв

а) непосредственно наблюдаемое $F_{\text{эксп}}$;

б) динамический фактор $F_{\text{дин}}$, получаемый делением наблюдаемого числа случаев на соответствующий объем в фазовом пространстве

можно строить лишь какие-то более или менее правдоподобные догадки.

Простейшая догадка состоит в том, что матричный элемент является простой функцией импульса, теряемого протоном в процессе πp -взаимодействия. Эта догадка оказалась очень удачной. Оказалось (рис. 43), что подходящая, быстро спадающая с ростом импульса функция F неплохо дополняет статистическую модель для процессов образования самого разного числа частиц в πp -взаимодействиях с энергией 8 Гэв и 16 Гэв.

К тому же эта функция имеет примерно тот же «полюсной» вид, что и в случае чисто периферического, в том числе упругого процесса, отражая собой свойства пропагатора взаимодействий, наличие которого (как уже говорилось в главе четвертой), неразрывно связанное с переносом взаимодействия виртуальными частицами, обеспечивает возрастание амплитуд процесса по мере приближения

величины передаваемого импульса к «нефизической» точке, соответствующей массе реальной частицы.

Детальный анализ экспериментальных данных привел к следующему выводу: в процессе рождения многих частиц в pp -взаимодействии (по крайней мере при энергии 8 Гэв) образуется подсистема, которая распадается по законам «чистой статистики» на отдельные пионы. Кроме того, имеется выделенная лидирующая частица — протон, отдача которого определяется его форм-фактором. Оказалось, что пионная статистическая подсистема (она называется иногда «кластером», т. е. «сгустком частиц») мало отличается от уже знакомого космикам фэйрбола, только среднее значение массы у нее ниже. Можно предположить, что кластер — это как бы «недоразвитый» фэйрбол. Вот уже 15 лет вокруг проблемы природы фэйрбола, этой странной «шаровой молнии», раскаленной до триллиона градусов, не утихают ожесточенные споры физиков.

Похоже на то, что фэйрбол — это объект, масса которого (даже в среднем) в отличие от тяжелого резонанса, непостоянна и зависит от условий образования. Поэтому со всей остротой встает «проклятый вопрос»: что же такое фэйрбол? Поскольку в разгадку этой тайны уже давно и с большим энтузиазмом включились физики-теоретики, нам придется снова отступить в область довольно абстрактных понятий и построений квантовой теории.

Мультипериферические столкновения и рождение фэйрболов

Во второй и четвертой главах мы уже говорили о некоторых наиболее употребительных понятиях и методах квантовой теории сильных взаимодействий при высоких энергиях. К ним относятся, в частности, энергетические (s) и импульсные (t или k^2) квадратичные величины, функция пропагатора виртуальных частиц, характеризующая динамику процесса взаимодействия, амплитуды самих процессов, перекрестная симметрия между амплитудами процессов аннигиляции (s -канал) и рассеяния (t -канал) и, наконец, глубокая внутренняя связь между процессами упругого рассеяния и множественного рождения адронов. За последние 5—7 лет в Физическом институте им. П. Н. Лебедева И. М. Дреминым, И. И. Ройзеном, Д. С. Чернав-

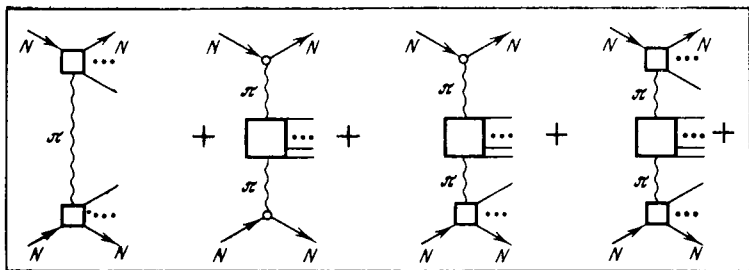


Рис. 44. Новый вариант мультипериферического процесса взаимодействия двух нуклонов (N) представляется символически суммой диаграмм, учитывающих обмен виртуальными π -мезонами, возбуждение нуклонов до состояния изобары (малые квадраты) и образование фэйрбола (большие квадраты) с последующим распадом изобары и фэйрбола

ским и их сотрудниками был разработан оригинальный подход к проблеме мультипериферических взаимодействий. Этот подход связан с попыткой разделения тех вкладов, которые вносят в мультипериферический процесс взаимодействия двух крайних типов. С одной стороны, это — сугубо периферические процессы, определяемые испусканием только одного виртуального пиона (в случае упругих рассеяний — двух пионов), с другой — непериферические (центральные) столкновения частиц, в том числе — виртуальных. В процессе решения проблемы получается бесконечная цепочка символических диаграмм фейнмановского типа. Затем было показано, что для конкретных, не очень высоких значений первичных энергий, доступных современным исследованиям в космических лучах и на ускорителях (до 10^{12} эв), эту цепочку можно ограничить небольшим числом слагаемых. В частности, для протон-протонных взаимодействий с энергией 200 Гэв решающими оказались 4 диаграммы, представленные на рис. 44. На этих диаграммах малые квадраты в верхнем и нижнем узлах соответствуют процессу возбуждения сталкивающихся нуклонов до состояния изобары (с последующим ее распадом на 2—3 частицы), а большой квадрат в середине — процессу образования тяжелого сгустка (типа фэйрбола), опять-таки быстро распадающегося на отдельные частицы — в данном случае пионы.

На этом конкретном примере задачу удалось решить до конца, сначала вычислив угловые и импульсные рас-

пределения всех вторичных частиц, а затем искусственно искажив их влиянием реальных условий — аппаратурных ограничений и ошибок измерения. Таким способом А. М. Лебедеву и С. А. Славатинскому удалось обеспечить имитацию множественного рождения со скоростью 5—10 событий в минуту с помощью ЭВМ М-220 и доказать полное совпадение всех основных характеристик этих событий с экспериментально изученными той же группой процессами в космических лучах.

В более общем виде изложенная здесь мультифайрбольная модель дала ряд важных предсказаний о числе рождаемых промежуточных образований — файрболов и об их массе. Установлено, в частности, что число образующихся файрболов пропорционально логарифму энергии. Тем самым теория предсказывает и логарифмический закон возрастания полного числа рожденных частиц с ростом энергии.

Попутно теория предсказывает и то, что масса файрбола пропорциональна числу частиц, на которые он распадается. В среднем эта масса составляет около 3 Гэв (в энергетических единицах), и это соответствует распаду в среднем на 6—7 пионов. От случая к случаю масса файрбола может флуктуировать вокруг этой средней величины. Более того, даже само среднее значение может расти с ростом первичной энергии до тех пор, пока не становится «выгодным» (с точки зрения возможностей заполнения фазового пространства) увеличить не массы файрболов, а их число.

Что же все-таки представляет собой с точки зрения рассмотренной здесь модели этот загадочный объект — файрбол? Анализируя ситуацию в целом, авторы модели приходят к выводу, что это сильно возбужденная неустойчивая система, подчиняющаяся законам классической, а не квантовой физики. Файрбол — не резонанс с характерными для резонанса фиксированной средней массой и определенным набором квантовых чисел, и даже не набор резонансов. Каждый файрбол имеет довольно неопределенное значение спина, и это может приводить к некоторой, правда, не очень большой анизотропии углового распределения частиц (пионов), на которые он распадается.

Впрочем, анизотропию разлета частиц при распаде файрбола можно трактовать и на основе гидродинамической картины, ограничив сферу ее применения только столкновением виртуальных частиц и тем самым объеди-

нив структурный (периферический) подход со статистикой. Важным достоинством мультифайрбольной модели Чернавского — Ройзена — Дремина является и то, что одновременно с множественным рождением частиц она рассматривает тесно связанные с ним свойства упругого рассеяния, получая ряд важных предсказаний и в этой области. Одно из предсказаний, хорошо согласующееся с опытом, касается энергетической зависимости ширины углового конуса, в котором испускаются частицы при упругом рассеянии. Ряд других (также согласующихся с опытом) важных предсказаний касается основных свойств траекторий Редже для наиболее важных виртуальных частиц и обусловленных ими процессов упругого (или почти упругого) типа.

Встречные пучки готовят серьезное испытание

Тем не менее решающая проверка файрбольной модели оказалась впереди. Чтобы понять, в чем здесь дело, рассмотрим главные аргументы противников этой модели. Они утверждают, что основные черты процесса множественного рождения частиц определяются всего двумя факторами: во-первых, ограниченностью поперечных импульсов, приобретаемых всеми частицами в результате сильного взаимодействия, во-вторых, энергетической выделенностью исходных частиц (в частности, нуклонов) или, что то же самое, ограниченностью теряемых ими импульсов (в 4-мерной форме). Такая точка зрения имеет свои основания и, чтобы ее опровергнуть на опыте, возможен единственный путь — продвижение в область энергий 10^{12} эв и выше.

Действительно, только когда доступные вновь рожденным частицам продольные импульсы становятся значительно (хотя бы в 3—5 раз) больше поперечных, может сказаться характерное для файрбольной модели «размежевание» сильно возбужденного сгустка частиц, не меньше, чем на две независимо распадающиеся части. Именно эта особенность и проявлялась в наблюдениях польских физиков в виде «провала» в угловом распределении частиц при углах, близких к 90° (в системе центра инерции). Однако данные, полученные из опытов с космическими лучами, нуждались в серьезной проверке по ряду причин, в частности

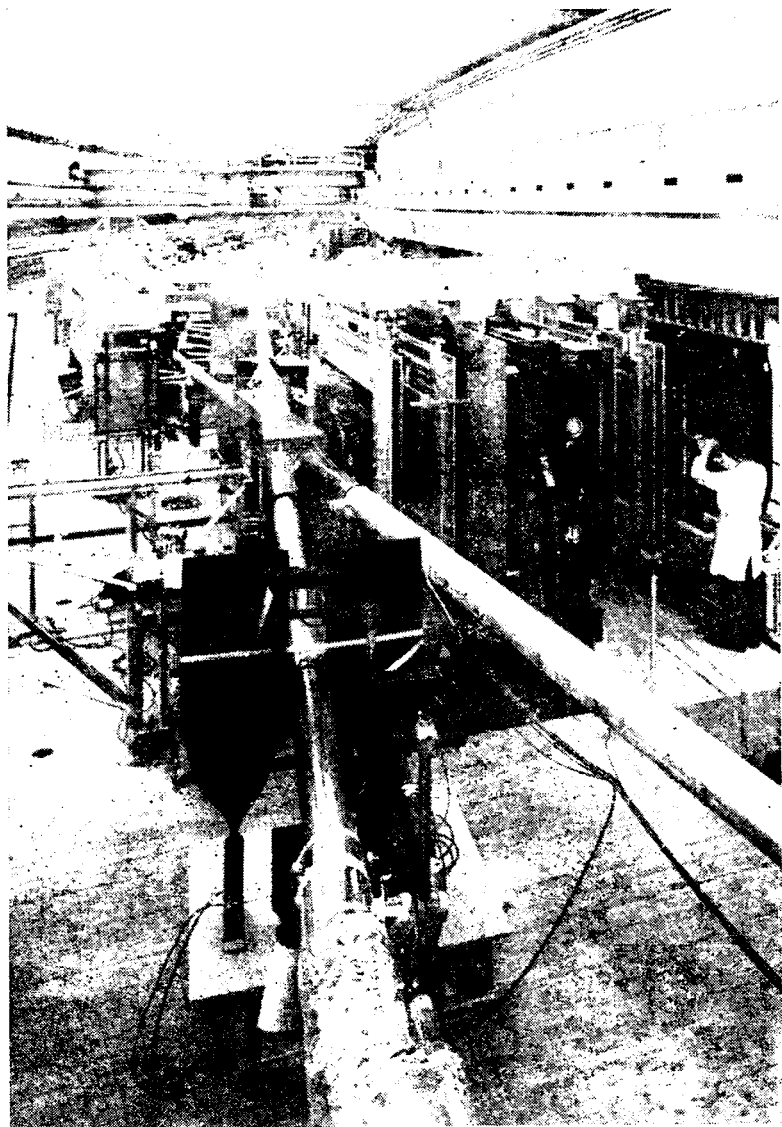


Рис. 45. Пересекающиеся кольца с накопленными в них встречными пучками протонов высокой энергии (ЦЕРН)

из-за немногочисленности наблюдений и сложного состава мишени (ядра фотоэмульсии с дополнительной выборкой квазисвободных нуклонов).

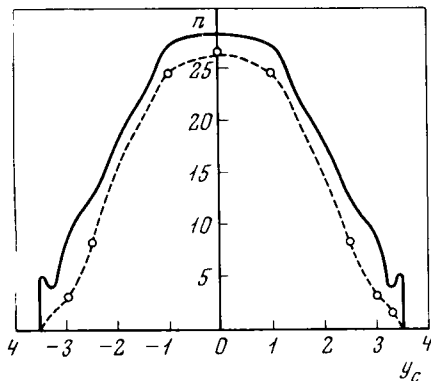
Решающая проверка космических данных началась в 1970 г., после запуска встречных пучков ускорителя в ЦЕРНе (Женева). Женевский ускоритель позволяет разгонять протоны до энергий 15—30 Гэв, накапливать их пучки в специальных кольцах, а затем осуществлять столкновение пучков в местах пересечения колец (рис. 45). Такая постановка опыта имеет важные преимущества перед обычным ускорителем. Здесь практически вся энергия сталкивающихся частиц может быть затрачена «с пользой», пойти на рождение новых частиц, поскольку не приходится обеспечивать сохранение большого первичного импульса. В данном случае выигрыш в энергии получается очень заметным, в 30—60 раз, поскольку полная энергия в системе центра инерции W_C в случае неподвижной мишени связана с энергией падающей частицы E_0 и массой мишени M соотношением $W_C = \sqrt{2E_0 M}$. Кроме того, экспериментатор с самого начала ведет наблюдения практически в системе центра инерции сталкивающихся частиц. Это обстоятельство позволяет осуществлять измерение углов и импульсов частиц независимо друг от друга (к тому же сами углы оказываются большими, а импульсы — малыми по сравнению с обычным ускорителем).

Польские физики (Е. Геруля и его коллеги) облучили ядерные фотопластинки в непосредственной близости от места встречи пучков. Сначала результат хорошо согласовался с их же космическими данными: при углах, близких к 90° , действительно получался значительный «провал» в угловом распределении.

Однако впоследствии выяснилось, что произошло досадное недоразумение. Вторичные частицы на пути от ускорителя до фотоэмульсионных стопок пересекали довольно массивные железные детали. π^0 -мезоны, распавшиеся на 2 γ -кванта каждый, успевали создавать в железе электронные лавины, мощность которых возрастала с уменьшением угла вылета π^0 -мезонов из-за роста их энергии.

После устранения этих помех измерения были повторены, причем не только с фотоэмульсиями, но и при помощи счетчиков. Полученный результат (рис. 46) оказался настоящим сюрпризом — приятным для противников и

Рис. 46. Угловые распределения вторичных (заряженных) частиц, полученные на ускорителе со встречными протонными пучками при энергиях 30 (пунктир) и 52 Гэв (ЦЕРН)



неприятным для сторонников фэйрбольной модели. Угловое распределение частиц, показанное в шкале быстрот $\eta = \ln \operatorname{tg} \theta_c/2$ (θ_c — угол в системе центра инерции), имело вид широкого, плоского «плато», без каких-либо намеков на «провал» вблизи 90° .

Означает ли отсутствие провала в угловом распределении провал всей модели двух фэйрболов? Ответ на этот «каверзный» вопрос далеко не очевиден, ибо предполагавшийся провал в углах может, но отнюдь не обязан быть прямым следствием модели фэйрболов. Ведь усреднение результатов многих взаимодействий неизбежно приводит к сглаживанию провала из-за различной в разных случаях скорости движения каждого из двух фэйрболов; кроме того, «размытию» провала способствует и то обстоятельство, что иногда может рождаться только один фэйрбол, приводящий как раз к избытку частиц вблизи угла 90° .

К числу недостатков ускорителя на встречных пучках относится невозможность прямого наблюдения процесса взаимодействия сталкивающихся частиц трековыми детекторами и связанная с этим трудность одновременной регистрации всех продуктов каждого столкновения частиц.

Существует простой метод обхода этой трудности, связанный с изучением корреляций. Вблизи места пересечения двух встречных пучков ускорителя (см. рис. 45) расположим счетчик, регистрирующий заряженные частицы, вылетающие под углом $\theta_1 = 90^\circ$ к оси столкновения. Включим на совпадения с ним другой счетчик, положение которого (угол θ_2) можно изменять от опыта к опыту, и будем регистрировать вероятность одновременного вылета

двух частиц (в частности, заряженной частицы и γ -кванта) как функцию разности углов, а лучше — разности быстрот. Если все взаимодействия протекают одинаково, а процесс взаимодействия описывается «лестничной» диаграммой мультипериферической модели, то направление вылета одной из частиц «ощущается» только ее ближайшими соседями по «лестнице». Углы вылета всех остальных

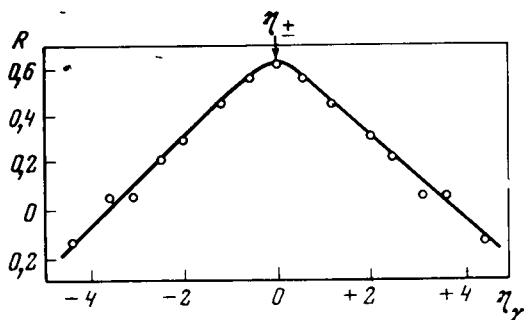


Рис. 47. Угловая корреляция между испусканием заряженных частиц и γ -квантов при взаимодействии встречных протонных пучков с энергиями 15 Гэв. По вертикали отложен коэффициент корреляции R , по горизонтали — быстрота

частиц будут определяться законами случая, а это означает, что вероятность совпадения углов θ_1 и θ_2 для них должна равняться произведению вероятностей вылета любой частицы под углами θ_1 и θ_2 . Если определить коэффициент корреляции R , пропорциональный разности парной вероятности $W(\theta_1, \theta_2)$ и произведения одиночных вероятностей $W(\theta_1) \cdot W(\theta_2)$, то при достаточно большом (примерно в 10 раз) отличии углов θ_1 и θ_2 он должен обратиться в нуль, а при равенстве этих углов будет сравнительно невелик. Говорят, что в этом случае корреляции невелики и носят «короткопробежный», или «близодействующий» характер¹.

Предположим теперь, что на самом деле в природе реализуется фэйрболльный вариант мультипериферической модели, описываемый набором диаграмм, представленных на рис. 44. Тогда появление центрального фэйрбола (вторая слева диаграмма) будет значительно повышать вероят-

¹ Понятия «близодействия» или «дальнодействия» корреляций определяются теми предельными расстояниями по шкале быстрот, на которых коэффициент корреляции еще не равен нулю, а следовательно, испускание одной частицы еще влияет на испускание другой.

ность испускания второй частицы под углами θ_2 , близкими к 90° , и, наоборот, снижать вероятность углов θ_2 , далеких от 90° . Коэффициент корреляции существенно вырастет (приближаясь к единице) вблизи 90° и перейдет в область отрицательных величин вдали от 90° .

Опыт показал (рис. 47), что примерно такая картина больших и «дальнодействующих» корреляций действительно имеет место. Опасаясь слишком злоупотреблять моделью двух фэйрболов в ее простейшем виде, считают, что данные по корреляциям свидетельствуют о тенденции к образованию каких-то массивных сгустков («кластеров») частиц в процессе их множественного рождения.

Зачем понадобился тяжелый фэйрбол

Чтобы судить о том, в какой степени оправданы претензии той или иной модели на объяснение или хотя бы на приближенное описание явления множественного рождения частиц, важна не только подробная информация об этом явлении в некоторой области энергий, но и возможность охватить достаточно широкий диапазон энергий. И если первое условие может быть удовлетворено только путем опытов на ускорителях, то в погоне за все более высокими энергиями приходится «охотиться» за космическим излучением.

Немаловажен и вопрос о выборе метода регистрации. В тех случаях, когда энергия первичной частицы заметно превышает 10^{12} электрон-вольт, нужно прежде всего думать о высоком пространственном разрешении детектора, так как углы разлета самых быстрых вторичных частиц исчисляются тысячными долями радиана, или единицами угловых минут.

Не удивительно поэтому, что именно фотоэмульсионная техника с ее уникальным разрешением неизменно пользуется вниманием космиков, интересующихся частицами максимально высоких энергий, невзирая на то, что с ростом энергии стремительно падает интенсивность потока. Но при этом неизбежно встает «роковой» вопрос: как убедиться, что энергия действительно высока и как выделить события высокой энергии на фоне огромного числа взаимодействий при низких энергиях.

Простейший способ поиска и изучения событий достаточно высокой энергии ($\geq 10^{13}$ эв) состоит в том, чтобы

облучать многолитровые стопки фотоэмульсионных слоев на больших высотах, где поток первичных частиц высокой энергии еще не уменьшился из-за поглощения в земной атмосфере, а затем «шарить» наудачу по всему объему стопки в поисках интересных событий. При этом можно использовать косвенную оценку энергии из углового распределения частиц, пользуясь законом приближенного постоянства поперечного импульса.

Именно такой метод привел автора, М. И. Третьякову и их сотрудников в 1961 г. к наблюдению очень необычного взаимодействия с испусканием пяти медленных и 40 быстрых заряженных частиц.

Анализ углов вылета быстрых частиц (дающих прерывистые следы в фотоэмульсии) позволил получить следующую оценку полного энергосвечения:

$$E_0 = 1,5\bar{p}_\perp \sum \frac{1}{\sin\theta_j} \approx 1,5T_{эв}$$

(1 $T_{эв} = 10^{12}$ эв).

Угловое распределение частиц отличается от большинства случаев подобного рода тем, что оно укладывается в небольшой интервал углов ($3/4$ всех частиц лежат в интервале $10' - 1^\circ$) и соответствует практически изотропному распределению по крайней мере 38 частиц в системе их общего центра инерции.

Возникло предположение, что в данном случае образовался аномально тяжелый фэйрбол с массой не менее 20 $G_{эв}$, поскольку при изотропном распределении и нормальной величине среднего поперечного импульса на каждую частицу приходится энергия около 0,5 $G_{эв}$.

Впоследствии, анализируя тонкую структуру углового распределения, авторы пришли к выводу, что на самом деле могло произойти образование четырех «нормальных» фэйрболов, однако их угловые распределения были искажены из-за больших поперечных импульсов, полученных каждым фэйрболом как целым. В качестве возможной причины возникновения таких импульсов обсуждалась идея о каскадном характере процесса: сначала мог возникнуть тяжелый фэйрбол, который затем распался на несколько «нормальных», после чего произошел распад последних на отдельные пионы. Кстати, подобная гипотеза образования и каскадного распада фэйрболов упоминалась в работах школы Хагедорна.

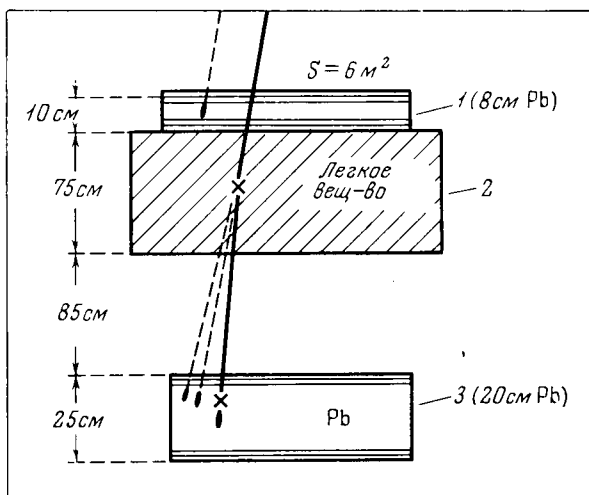


Рис. 48. Один из вариантов большой фотоэмульсионной камеры для исследования ядерных взаимодействий сверхвысокой энергии в атмосфере

1 — верхняя камера (детектор электронов e и фотонов γ , приходящих из воздуха), 2 — генератор вторичных e и γ ; 3 — нижняя камера (детектор вторичных e и γ). Крестиками показаны ядерные взаимодействия, сплошными линиями — траектории ядерно-активных частиц, пунктиром — электроны и фотоны. Камера была установлена на г. Чакалтая (Боливия) в 1965—1966 гг.

Единичному случаю наблюдения изотропного углового распределения большой группы частиц, по-видимому, не придали бы большого значения, если бы не появились новые наблюдения, относящиеся к значительно более высоким энергиям. Когда физики осознали невозможность далеко продвинуться с обычными фотоэмульсионными стопками, поднимаемыми на короткое время (30—40 часов) в стратосферу, возникла и получила широкое распространение новая методика. Идея заключалась в том, чтобы высоко в горах устанавливать фотоэмульсионные камеры, имеющие вид огромных «сэндвичей» из чередующихся слоев фотоэмульсии и свинца, а в качестве мишени использовать земную атмосферу (рис. 48). В дополнение к ядерным фотоэмульсиям стали использовать также «коврики» из значительно более дешевых тонких рентгеновских пленок. В некоторых работах для этой цели использовались и длительные специальные рейсы самолетов на высотах 10—12 км.

В высокогорных исследованиях снижение высоты расположения аппаратуры с лихвой компенсировалось возрастанием площади установки (до 150 м^2) и длительностью эксперимента (до одного года). Отметим, что на каждый квадратный метр на границу атмосферы за месяц приходит около 500 частиц с энергией 10^{14} эв и более, а до высоты 5 км доходит около 1% этого потока.

Переслаивание фотоэмульсии свинцом позволяет прослеживать отдельные приходящие из воздуха γ -кванты и электроны высокой энергии и по развитию электронных лавин с достаточной точностью ($\sim 30\%$) измерять их энергии, если они превышают $0,2\text{--}0,3 \text{ Тэв}$. Этим открывается в принципе возможность изучать характеристики (углы вылета и энергии) отдельных π^0 -мезонов, возникших в процессе множественного рождения частиц на ядрах воздуха. Преимущества воздушной мишени над плотными веществом сказываются в том, что для заметного расхождения двух γ -квантов, возникающих при распаде одного π^0 -мезона с энергией $\sim 100 \text{ Гэв}$ в воздухе, требуется не менее 100 м пути. С другой стороны, если высота зарождения π^0 -мезонов превышает 500 м, то вещества самой атмосферы набирается достаточно для развития в ней электронно-фотонной лавины. Тогда и разделение π^0 -мезонов или хотя бы «дочерних» γ -квантов становится весьма затруднительным.

Н. И. Григоров и его сотрудники (МГУ) усовершенствовали аппаратуру: они поместили под фотоэмульсиями большой ионизационный калориметр. Калориметр позволяет, во-первых, осуществить измерение суммарной энергии всех падающих на установку заряженных пионов и отдельно — всех продуктов распада π^0 -мезонов, а во-вторых, дать сигнал о попадании пучка частиц на ту или иную секцию установки. Так возник метод, получивший название метода «контролируемых фотоэмульсий».

В экспериментах с использованием атмосферы в качестве мишени для процессов множественного рождения наибольших успехов добились японские физики, хотя они и не применяли метода контролируемых фотоэмульсий. В течение многих лет они собирали фотоэмульсионные камеры все возрастающей площади сначала в Японии, на горе Норикура (на высоте 2,8 км), а затем, в сотрудничестве с бразильской группой, на самой высокогорной в мире станции на горе Чакалтая в Боливии (на высоте 5,2 км).

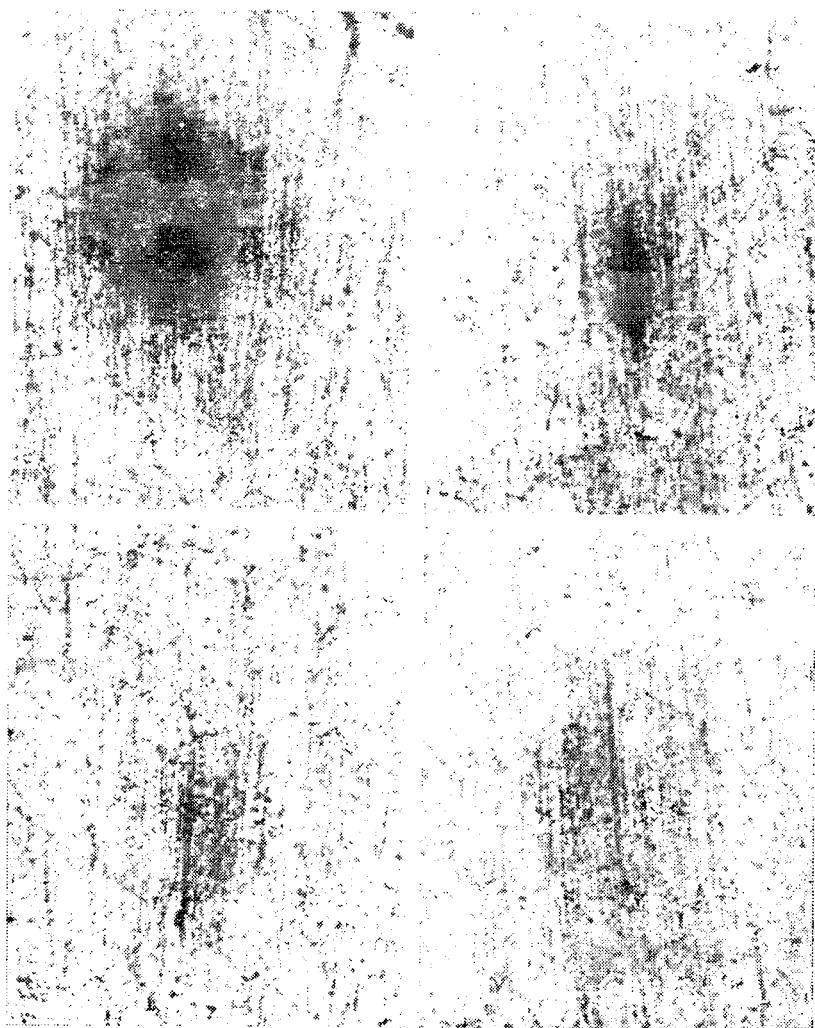


Рис. 49. Семейство каскадных ливней, вызванных группой электронов и фотонов, возникших в результате множественного рождения π^0 - и π^\pm -мезонов в атмосфере над установкой. Приведены 4 фрагмента фотоэмульсионной микро-Фотографии, представляющие наиболее мощные каскады семейства (данные ФИАН, А. В. Апанасенко и др.)

Общая мощность всех работавших камер характеризуется их суммарной «светосилой», т. е. потоком прошедших за все время измерений частиц космического излучения. Светосила каждой отдельной камеры выражается произведением общей площади фотоэмульсионных слоев одного ряда (в м^2) на время измерений (в сутках). Суммарная светосила всей серии опытов около 50 тысяч. Это эквивалентно установке площадью в 1 гектар, работающей непрерывно в течение 5 суток.

При такой светосиле можно было рассчитывать на обнаружение взаимодействий по крайней мере 1000 частиц с энергией выше 10^{14} эв (100 Тэв), из них порядка 10 частиц — с энергией выше 10^{15} эв. Каждое взаимодействие приводит к падению на установку большой группы (такую группу привыкли называть «семейством») электронных каскадов с практически параллельными осями. При надлежащей сноровке из общей картины распределения каскадов в фотоэмульсии (рис. 49) удастся приблизительно восстановить картину углового и энергетического распределения почти всех γ -квантов с энергией выше 1 Тэв , возникших в исходном взаимодействии первичной частицы с ядром, либо в воздухе на высоте нескольких сот метров над установкой, либо в специальном слое плотного вещества на высоте 1,5 м.

Тщательный анализ многолетних наблюдений производился обычно по следующей схеме.

Прежде всего при надлежащем подборе Лоренц-фактора системы центра инерции угловое распределение γ -квантов в этой системе (а отсюда и «родительских» π^0 -мезонов) оказывается, как правило, близким к изотропному. Последующий анализ энергетического распределения, которое можно согласовать с формулой Планка, приводит к заключению, что в качестве промежуточной стадии процесс проходит через образование фэйрбола.

Но если это действительно так, то из простого преобразования энергий (по формулам теории относительности) можно найти важное соотношение между полной энергией всех γ -квантов ($\sum E_\gamma$), Лоренц-фактором γ_s и массой фэйрбола $\mathfrak{M}_{f.b.}$.

$$3 \sum E_\gamma = \gamma_s \cdot \mathfrak{M}_{f.b.}$$

Множитель 3 в левой части уравнения связан с предположением, что π^\pm и π^- -мезоны, не наблюдаемые непосред-

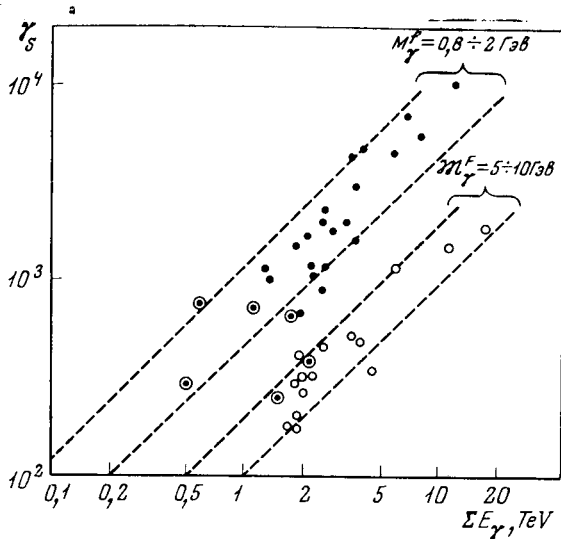


Рис. 50. Распределение групп γ -квантов, наблюдаемых бристольско-бомбейской группой физиков, по двум основным характеристикам

γ_s — Лоренц-фактор предполагаемого фэйрбола; ΣE_γ — общая энергия всех γ -квантов группы; \odot — энергетически выделенные γ -кванты («торпеды»)

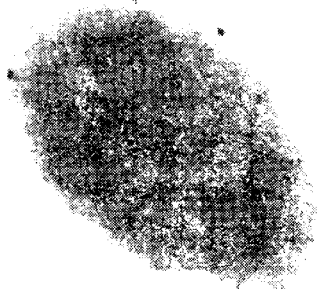


Рис. 51. Зарегистрированный в рентгеновской пленке мощный сгусток электронных каскадов («Андромеда»), которому приписывается суммарная энергия $\sim 4 \cdot 10^{14}$ эв. В ядерной фотоэмульсии в пределах черного пятна было выделено около 30 отдельных каскадов с энергией каждого свыше 10^{12} эв

ственно на опыте, испускаются в том же числе и обладают такими же энергиями, как и регистрируемые (по их «потомкам») π^0 -мезоны.

Все наблюдавшиеся события наносились в двойном логарифмическом масштабе на график (рис. 50), в котором по одной оси откладывается Лоренц-фактор γ_s , а по другой — суммарная энергия соответствующего семейства γ -квантов (ΣE_γ). Получилась очень любопытная картина. Большинство событий группируется в пределах двух полос, одна из которых (левая) соответствует «обычным» фэйрболам с массами от 2,5 до 6 $Gэв$, а вторая — тяжелым фэйрболам с массами 15—30 $Gэв$. Японские физики называли эти фэйрболы тяжелыми и супертяжелыми квантами. Интересно, что массы тяжелых фэйрболов оказались близкими к значениям, полученным из уникального изотропного события, наблюдавшегося нами в фотоэмульсии в 1961 г.

Еще более массивный фэйрбол (или что-то похожее на него) удалось наблюдать на горе Чакалтая в 1971 г. На рис. 51 дана фотография этого рекордного события, получившего экзотическое имя «Андромеда» (видимо, по аналогии со снимком туманности Андромеды). На фотографии видно пятно сплошного почернения радиусом около 2 см, внутри которого с помощью ядерной эмульсии удалось выделить ~ 30 каскадов с общей энергией $\Sigma E_\gamma \sim 400 Tэв$, и еще 240 каскадов с энергией $\Sigma E_\gamma = 550 Tэв$ обнаружено за пределами пятна. Общая энергия — уже макроскопическая величина, ибо 10^{15} эв составляет примерно 1500 эрг, или около $1/30$ малой калории. Авторы наблюдения считают, что исходное событие произошло в атмосфере на высоте ~ 600 м над установкой и было вызвано частицей с энергией $\sim 10^{16}$ эв.

В заключение попробуем ответить на вопрос, поставленный в названии главы: существует ли фэйрбол?

Для ответа на этот вопрос надо прежде всего уточнить, что понимать под этим термином, в который разные ученые вкладывают несколько различное содержание. Чаще всего под фэйрболом понимается любой, достаточно массивный (с массой не всегда одинаковой, но не менее двух нуклонных масс) неустойчивый сгусток сильно возбужденной материи, распадающийся за очень малое время (порядка 10^{-24} сек) на отдельные свободные адроны (в основном заряженные и нейтральные пионы).

Образуются ли действительно такие сгустки при множественном рождении частиц? Как мы видели, достаточно убедительный, общепризнанный ответ на этот вопрос наукой пока не получен. Целый ряд экспериментальных и теоретических данных, рассмотренных в предыдущей главе, наводит на мысль о том, что при столкновении адронов очень высокой энергии такой сгусток нередко образуется, расширяется, а затем распадается на частицы по законам термодинамики или гидродинамики, и ничего кроме этого сгустка на первой стадии процесса нет.

Имеются, однако, и другие, не менее убедительные экспериментальные факты и теоретические соображения в пользу того, что уже на первой стадии процесса может образоваться не один, а несколько сгустков, а кроме них — отдельные свободные частицы или резонансы. Такая, более широкая и «либеральная» позиция кажется автору книги более обоснованной. Что касается более конкретных свойств упомянутых сгустков (масса, закон распада и т. д.), то их обсуждение иногда вырождается в малопродуктивный спор о словах («файрбол», «кластер», изобара и пр.), разгорающийся на фоне недостаточной информации по существу дела.

ИЗ ЧЕГО СОСТОИТ НУКЛОН

**«Строительный кирпич»
или деталь «архитектурного проекта»
частиц материи?**

Еще в начале XX в. физику трудно было представить себе вещи более несовместные, чем частица и волна, вещество и излучение (почти как пушкинские «гений и злодейство»). Квантовая физика 20-х годов, доказавшая волновые свойства частиц и корпускулярные свойства волн, впервые потрясла до основания этот образ мыслей. В 30-е годы начатое дело было продолжено. В опытах с космическим излучением было обнаружено превращение кванта излучения в пару «самых настоящих» частиц — электрон и позитрон. И тем не менее на сцене событий микромира с их практически всеобщим характером «перевоплощения» любых частиц материи остались в силе строгие запреты, ограничивающие простор возможных превращений. Этих запретов, которые физики привыкли выражать на языке квантовых чисел, существует по крайней мере три.

Первый запрет (почти заповедь, если говорить на языке «одухотворенных» частиц) состоит в законе сохранения электрического заряда Z , благодаря которому фотон «имеет право» превращаться именно в пару частиц с противоположными знаками зарядов.

Вторая «заповедь» проявляется в том, что хотя нуклоны (протон и нейтрон) могут возбуждаться до весьма разнообразных более массивных частиц и легко превращаться друг в друга, но еще ни разу за все время существования нашей Вселенной (~ 10 млрд. лет) не могло быть с заметной вероятностью (и это доказано экспериментально) процесса превращения, скажем, протона в позитрон или нейтрона в пару электрон — позитрон. Этот запрет получил название закона сохранения барионного числа B , которое равно $+1$ у протона и нейтрона и -1 у антипротона и антинейтрона. Именно поэтому ничто не может «запретить» превращение, скажем, пары протон — антипротон в несколько π^0 -мезонов, а после их распада — в «чистое» излучение, набор γ -квантов.

Третий запрет выражается законом сохранения особой величины S с необычным названием «странность». Оказалось, что в процессах множественного рождения сколько угодно могут рождаться нейтральные K -мезоны (с массой около $500 M_{\text{эв}}$) в паре с нейтральными же Λ -гиперонами (с массой около $1115 M_{\text{эв}}$), но никогда — только одна из них, хотя, казалось бы, энергетически это выгоднее. Еще сложнее обстоит дело с Ξ -гиперонами (масса $\sim 1530 M_{\text{эв}}$), взаимное превращение которых с нуклонами требует участия уже двух K -мезонов, и, наконец, с Ω -гиперонами (масса $1675 M_{\text{эв}}$), которым нужно целых 3 партнера «по дороге» к нуклону, как, например, в реакции $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$. Все стало «в порядке» лишь тогда, когда всем этим гиперонам приписали определенные величины — странности, численно равные — 1 у Λ , —2 у Ξ и —3 у Ω соответственно, а K -мезонам — странности +1 (у K^+ и K^0) или —1 (у K^- и \bar{K}^0 — античастицы K^0 -мезона).

Итак, электрический заряд Z , барионный «заряд» B и странность S — вот те три «кита», на которых держится своеобразная «юриспруденция» законов превращения частиц. Нередко, впрочем, вместо странности используют комбинацию $B + S = Y$, которая получила название «гиперзаряда», а вместо алгебраической (но всегда целочисленной) величины Z (в единицах заряда позитрона) — векторную величину T , проекции T_z (как бы на ось Z) которой могут принимать как целые, так и полуцелые значения. Квантовое число T получило название изотопического спина.

Девять различных комбинаций из квантовых чисел Z , B , S позволяют охватить свойства не только двух нуклонов и пяти гиперонов, но даже четырех резонансов одинаковой массы $1236 M_{\text{эв}}$, которые соответствуют четырем возможным проекциям изотопического спина T ($T_z = +3/2, +1/2, -1/2$ и $-3/2$) для барионных Δ -резонансов.

Поэтому не так уж удивительно, что у японского физика Саката еще в 1956 г. появилась идея «сконструировать» все известные ему частицы путем комбинирования трех основных «кирпичей» — протона, нейтрона и Λ -гиперона. Первый из них может «снабжать» составные частицы своим электрическим, барионным и гиперзарядом, второй — только барионным и гиперзарядом, третий — барионным зарядом и странностью. Нулевые значения всех этих кван-

товых чисел, в том числе — барионного заряда, легко обеспечить, комбинируя каждый раз подходящую частицу с одной из трех возможных античастиц. На первый взгляд, трудно обеспечить нужную массу у мезонов, которые, как правило, легче любого из трех барионных «кирпичей». Однако эта трудность устранима, если вспомнить о дефектах масс у атомных ядер: в каждом из них масса, приходящаяся на один нуклон, в среднем почти на 1% меньше, чем у свободных нуклонов, а численное значение дефекта массы в энергетических единицах равно энергии связи нуклона в ядре.

Достаточно предположить, что энергия связи может оказаться близкой к энергии покоя каждой свободной частицы, и сразу же масса всей «конструкции» может стать заметно меньше, чем масса каждой «детали» в отдельности. Правда, при этом напрашивается мысль, что взаимодействие «кирпичей» должно быть сильнее сильного, ответственного за дефект массы в атомном ядре. Однако Саката потерпел неудачу совсем не поэтому: его схема никак не смогла объяснить существование Ω^- -гиперона (для этого не хватит даже трех Λ -гиперонов), который был открыт в 1964 г. И все-таки исходная идея была успешно возрождена в том же 1964 г. Гелл-Манном, который в качестве элементарных «кирпичиков» предложил гипотетические частицы, названные им кварками.

Смелость и необычность этой гипотезы подчеркивается тем обстоятельством, что все кварки имеют дробные заряды, и не только электрический, но и барионный и гиперзаряд, и только странностям отводятся целочисленные значения. Свойства кварков представлены в табл. 2 (сна-

Таблица 2

Гипотетические свойства кварков

Квантовые числа	Кварки		
	q_1	q_2	q_3
Электрический заряд Z	$2/3$	$-1/3$	$-1/3$
Барионный заряд B	$1/3$	$1/3$	$1/3$
Гиперзаряд Y	$1/3$	$1/3$	$-2/3$
Изотопический спин T ($T_z = Z - Y/2$)	$1/2$	$1/2$	0
Странность $S = Y - B$	0	0	-1

чала даются 3 основных квантовых числа, а затем 2 «производных»).

Комбинацией из трех кварков (не обязательно разных) можно получить любой реально существующий барион (частицу с $B = +1$); последовательным нарастанием числа странных кварков (q_3) можно получить все гипероны вплоть до «самого странного» гиперона Ω^- (для которого $Z = -1$, $Y = -2$ и $S = -3$, поэтому $\Omega^- = q_3 + q_3 + q_3$).

Для «конструирования» мезонов следует использовать парные сочетания кварков с антикварками (только тогда получится нулевой барионный заряд $B = 0$), причем наличие одного странного кварка или антикварка (q_3, \bar{q}_3) обеспечивает получение «странных» мезонов, в частности, K -мезонов.

Использование кварков в качестве «деталей» для построения адронов дает возможность объяснить одно их общее свойство, получившее название унитарной симметрии сильных взаимодействий. Не вдаваясь в детали, скажем лишь, что это свойство можно расценивать как гипотезу о сочетании очень сильных взаимодействий, полностью независимых от всех трех основных квантовых чисел, умеренно сильных, которые зависят определенным образом только от странности частиц и совсем несильных (но и не слабых) — электромагнитных, зависящих еще и от электрического заряда¹. Комбинация этих сил природы позволяет количественно объяснить существование особых симметричных группировок частиц, называемых супермультиплетами, массы которых сравнительно слабо расщепляются за счет умеренно сильных взаимодействий и совсем немного — за счет электромагнитных. Находит, в частности, объяснение и закономерность возрастания масс от Δ -резонанса до Ω^- -гиперона через Σ^- и Ξ^- -гипероны, каждый раз почти на одну и ту же величину $\simeq 145 \text{ Мэв}$ (достаточно предположить, что именно такова разность между массой странного и обоих нестранных кварков).

Таким образом, кварки можно рассматривать как универсальные «кирпичики», из которых складываются любые адроны, как тяжелые (барионы), так и промежуточ-

¹ Одной из наглядных иллюстраций симметрии сильных взаимодействий является полное тождество процессов упругого рассеяния протонов на протонах и нейтронах в столь широком интервале переваемых импульсов, что вероятность рассеяния при этом изменяется в миллионы раз.

ные (мезоны). Но ведь барионы — это основа атомных ядер, а значит, и основа вещества вообще. Мезоны — это кванты поля сильных взаимодействий, т. е. кванты того самого излучения, посредством которого «общаются» между собой барионы. Поэтому можно считать, что гипотеза кварков направлена на полное стирание каких-либо границ между веществом и излучением.

Пример кварков оказался «заразительным» — по их образцу пытаются утвердить другие три «основы» и для легких частиц — лептонов. Однако такие попытки находятся еще в стадии предварительной разработки.

Фундаментальное значение гипотезы кварков было сразу же по достоинству оценено многими физиками (и не только физиками!). Недостатком этой гипотезы было «только» то, что свободных кварков никто никогда не наблюдал, но это же обстоятельство было и остается ее преимуществом, ибо дает возможность обнаружить принципиально новые явления природы. В памяти физиков хорошо сохранилась история с позитронами, которые были предсказаны П. Дираком чисто теоретически и служили сначала (пока не были обнаружены) главным аргументом против его концепции (даже в глазах самого автора!), зато после открытия обеспечили победное шествие теории.

Один из аргументов в пользу кварковой структуры адронов связан с сопоставлением эффективных сечений взаимодействия протонов с протонами и пионов с протонами. Поскольку протоны (как и все барионы) состоят из трех кварков, а пионы — только из двух, можно было ожидать, что при энергии, в полтора раза большей (но одинаковой в расчете на 1 кварк), протонные сечения будут в 1,5 раза больше пионных. Это подтвердилось на опыте: во-первых, при достаточно больших энергиях отношение полных сечений с точностью около 3% оказалось равным 1,6 (38,5 мбн для pp -взаимодействий и 23,7 мбн для среднего арифметического сечения π^+p - и π^-p -взаимодействий), во-вторых, сечения отдельных реакций с образованием определенного числа пионов в случае $p\bar{p}$ - и pp -взаимодействий изменяются с ростом энергии аналогичным образом, но с «растяжкой» энергетического масштаба также в 1,5—1,6 раза для первичных протонов по сравнению с первичными пионами.

Модель кварков в общих чертах объясняет и качественное изменение состава рожденных частиц с ростом начальной энергии, в частности, наблюдаемое на встречных пуч-

ках ускорителя в Женеве (при энергии ~ 1000 Гэв) 5-кратное возрастание относительного числа антипротонов и π^- -мезонов по сравнению с энергиями ~ 20 Гэв.

Главной отличительной особенностью кварков можно считать их дробный электрический заряд, а отсюда и резко пониженную (во всяком случае у кварков q_2 и q_3) ионизирующую способность. В трековых детекторах следы таких частиц было бы легко отличать от всех остальных. Не удивительно, что уже много лет с завидным упорством «просеиваются» миллионы частиц, рождающихся при сильных взаимодействиях высокой энергии на ускорителях.

Очень скоро стало ясно, что если свободные кварки и рождаются, то крайне редко, поэтому нужны исключительные предосторожности против всех возможных имитаций. Впрочем, и это не очень смутило физиков, уже имевших опыт открытия других, тоже сравнительно редких частиц — антипротонов.

Интересный маневр для обхода фоновых имитаций предприняли Л. Г. Ландсберг и его коллеги, работающие на протонном ускорителе в Серпухове. Они использовали то обстоятельство, что формирование пучков вторичных частиц, вылетающих с внутренней мишени ускорителя, определяется магнитным отклонением — силой Лоренца, которая пропорциональна заряду и импульсу частиц. Поэтому даже очень массивные частицы (с массой ~ 3 Гэв), рождаемые с нулевой кинетической энергией в системе центра инерции сталкивающихся частиц, будут вести себя в каналах экспериментального зала так же, как и однократно заряженные частицы с импульсом, превышающим импульс первичных частиц 70 Гэв/с (на рис. 52 вы видите схему опыта).

Еще один эксперимент по этой исключительно важной, но сложной проблеме проведен в 1972 г. на ускорителе со встречными пучками в Женеве. За время опыта сквозь установку было пропущено 600 млн. заряженных частиц, рожденных при встречном столкновении протонов с энергиями ~ 25 Гэв каждый. Отсутствие подходящих «кандидатов» в кварки с зарядами $1/3$ и $2/3$ позволило установить в этом опыте верхние пределы для возможных сечений образования кварков на уровне $(3 \div 6) \cdot 10^{-34}$ см², т. е. примерно в 100 млн. раз меньше полного сечения сильного взаимодействия двух протонов. Столь низкая оценка вероятности «выбивания» кварков из нуклонов справедлива

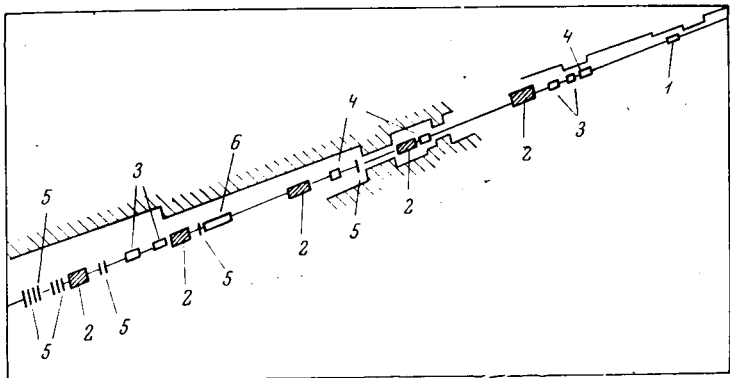


Рис. 52. Схема эксперимента по поиску кварков на ускорителе ИФВЭ в Серпухове

1 — внутренняя мишень ускорителя, 2 — отклоняющие магниты, 3 — квадрупольные линзы, 4 — коллиматоры, 5 — сцинтилляционные счетчики, 6 — черенковский (пороговый) счетчик

при условии, что их массы не превышают 22 (для заряда $\frac{1}{3}$) или 13 (для заряда $\frac{2}{3}$) Гэв.

Отрицательный результат, полученный в этих опытах, как и во всех предыдущих, не очень обескуражил физиков. Дело в том, что гипотеза Гелл-Манна не предсказывает массу кварков, она позволяет оценивать лишь порядок величины возможной нижней границы этой массы, которая на самом деле может оказаться очень высокой. Поэтому в программы исследований на всех будущих ускорителях без всяких колебаний включаются поиски процессов рождения кварков при максимально возможных первичных энергиях.

Естественно, что в решении столь важной проблемы активное участие приняли и специалисты по космическим лучам. Уже к концу 60-х годов они убедились, что возможная доля кварков в общем потоке космических лучей не превышает миллионных долей процента. Но если масса кварков велика, то для их «освобождения» могут понадобиться очень высокие энергии — порядка 10^{12} эв или выше. Поэтому наиболее серьезное внимание было обращено на широкие атмосферные ливни — процессы рождения в атмосфере очень большого числа частиц под действием первичных частиц с энергиями 10^{14} эв и выше.

Австралийский физик С. Мак-Каскер в 1969 г., казалось, обнаружил несколько «подходящих» малоплотных следов частиц при регистрации центральных частей широких ливней в камере Вильсона. Однако, судя по расчетам, эти «призраки» вполне могли оказаться следствием достаточно редких очень больших флуктуаций — отклонений ионизирующей способности частиц от средней величины.

Поэтому потребовались новые, значительно менее чувствительные к флуктуациям измерения ионизирующей способности частиц в широких ливнях. Западногерманские физики А. Бём с коллегами в 1972 г. опубликовали результаты, полученные ими на основании 2120 часов работы установки, содержащей 5 рядов пропорциональных счетчиков, расположенных под слоем свинца толщиной в 15 см (для «отсева» электронов). На этот раз ни одного кандидата в кварки на 107,5 тысяч измеренных частиц обнаружено не было. Отсюда был сделан вывод, что поток кварков в космических лучах (если они и существуют) не превышает одной частицы на 1 км^2 в секунду (в телесном угле 1стерадиан).

В настоящее время физики разделились на два основных лагеря. Одни по-прежнему уповают на экспериментальное открытие кварков, расценивая его как решающее подтверждение всей теории унитарной симметрии сильных взаимодействий. Другие же склонны считать более вероятным, что кварки вообще в свободном виде не существуют и представляют собой скорее основные элементы математической абстракции, описывающей симметрию свойств всей совокупности сильно взаимодействующих частиц, нечто вроде структурных принципов, лежащих в основе стандартных «архитектурных проектов» этих частиц. Нельзя, впрочем, исключить и третьей возможности, связанной с появлением каких-то принципиально новых концепций.

Неожиданный «взлом» нуклона с помощью виртуальных фотонов

Мы уже познакомились с классическими опытами Хофштадтера, который использовал электронный ускоритель в качестве своеобразного «сверхмикроскопа» для «рассматривания» внутреннего строения протона и нейтрона. В этих

опытах изучалось угловое распределение упруго рассеянных электронов с энергией ~ 1 Гэв и были определены форм-факторы в виде плавно спадающих от центра к периферии плотностей магнитного момента (у протона и нейтрона) и электрического заряда (у протона).

Спустя некоторое время, когда был достигнут значительный прогресс в строительстве электронных ускорителей, физикам захотелось повысить разрешающую силу прибора, чтобы проникнуть глубоко в «сердцевину» нуклона. Блестящая возможность на пути к этой цели открылась в 1968 г. перед В. Пановским и его коллегами в США (г. Стенфорд), когда они получили уникальный линейный ускоритель, дающий мощные пучки электронов с энергией до 20 Гэв.

В первых же экспериментах на специальном спектрометре с водородной мишенью измерялось не просто число электронов, рассеянных на разные углы, но и энергия электронов.

Большая интенсивность электронного пучка позволила обнаружить электроны, рассеянные без потери энергии вплоть до угла $\sim 15^\circ$, на который отклоняется только 1 электрон из 10^{18} падающих; для его появления достаточно сечения порядка 10^{-39} см². При этом спад интенсивности упругого рассеяния с углом, как и в прежних опытах, шел обратно пропорционально четвертой степени угла, а следовательно, и четвертой степени импульса, переданного нуклону.

Но самое интересное было не в этом. Измерения энергии показывали, что в ряде случаев электроны при рассеянии теряли значительную часть энергии, которая могла бы пойти на возбуждение нуклона до одного из уже известных резонансных состояний, подобно тому, как это действительно наблюдается при рассеянии на атомах электронов совсем малой энергии. В данном случае, однако, наряду с резонансными пиками в спектре рассеянных электронов с заметной вероятностью проявлялась и непрерывно спадающая с энергией нерезонансная часть, которая связана с процессом множественного рождения каких-то новых сильно взаимодействующих частиц. И вот у этой-то нерезонансной части были обнаружены две удивительные особенности.

Во-первых, полное число неупруго и нерезонансно рассеянных электронов падало с ростом угла гораздо медлен-

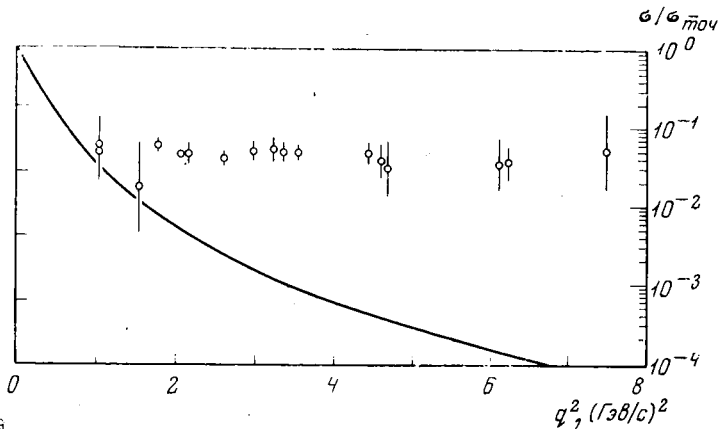


Рис. 53. Сравнение протонных форм-факторов для упругого (кривая) и неупругого (эксперимент. точки) рассеяния электронов при начальных энергиях от 3,5 до 19 Гэв и углах от 6 до 26°. По горизонтали отложен квадрат передаваемого протону импульса

нее, чем число упруго рассеянных, и примерно так же медленно, как предполагает теоретический расчет для точечной частицы.

Чтобы охарактеризовать количественно степень «размазанности» любой частицы — мишени, принято строить кривые форм-факторов, как это делается, в частности, при «зондировании» структуры протонов по упругому рассеянию электронов.

На рис. 53 отмечены форм-факторы одной и той же мишени — протона, полученные из двух разных опытов: один раз — из упругого рассеяния (сплошная кривая), а другой раз (экспериментальные точки) — из нерезонансного неупругого рассеяния с большой потерей энергии. Почти горизонтальный ход форм-фактора для неупругого процесса означает, что в этом случае протон выступает в «новом облике» — в качестве точечной мишени.

Во-вторых, ожидалось, что структурный фактор W (множитель, на который надо умножить сечение упругого рассеяния под углом $\theta = 0^\circ$, чтобы получить сечение нерезонансного рассеяния) будет зависеть от двух величин: потерянной электроном энергии ν и квадрата 4-мерного импульса (т. е. массы) виртуального фотона q^2 (вспомним, что масса для виртуальных частиц не постоянна). На самом же деле вероятность W , точнее — произведение этого

множителя на потерянную энергию ν — оказалась функцией всего лишь одной переменной ω , пропорциональной отношению энергии ν к массе q^2 . Это неожиданное свойство (проявляющееся лишь при достаточно больших потерях энергии ν) получило название масштабной инвариантности или скейлинга (от английского слова *scale* — масштаб).

Американский физик Р. Фейнман в 1969 г. предложил следующую гипотезу для объяснения явления скейлинга. Допустим, что мы будем рассматривать структуру нуклона — мишени, находясь в системе координат, движущейся со субсветовой скоростью. Можно ожидать, что вследствие предсказываемых теорией относительности эффектов замедления времени и сжатия продольных размеров при таких скоростях наблюдаемая структура будет носить статический, как бы застывший характер, включая в себя какие-то независимые друг от друга «субчастицы», лишенные пространственной протяженности (материальные точки), но обладающие конечной, не очень малой эффективной массой. При достаточно большой передаче энергии этой «субчастице» можно обеспечить такие условия, чтобы время взаимодействия фотона с субчастицей оказалось значительно меньше времени ее жизни; при этом сам процесс взаимодействия должен носить характер упругого рассеяния исходного электрона на одной точечной субчастице. Такая точечная, свободная и «почти» реальная субчастица в виде «детали», мгновенного слепка «конструкции» нуклона получила название партона (от английского слова *part* — часть).

Нельзя не отметить, что эта часть (как и кварк) по своей эффективной массе может заметно превосходить целый нуклон. Однако если в случае «классических» кварков подразумевалось, что «избыточная» масса почти начисто погашается энергией связи данного кварка с остальными, то в случае партона упор делается на их виртуальность и кратковременность взаимодействия. Вот почему так упорно живет надежда на обнаружение свободного кварка (по крайней мере того, который обладает наименьшей массой и должен быть вполне стабильным), но разговоры о свободных партонах вне нуклона, по-видимому, лишены всякого смысла¹.

¹ Впрочем, пока что не противоречит опыту и представление о партоне, как о виртуальном адроне.

В дальнейшем выяснилось, что гипотеза Фейнмана привлекательна своей возможностью подойти, хотя бы качественно, к объяснению аномально высоких вероятностей осуществления в природе двух неупругих процессов, связанных с множественным рождением адронов при большой затрате энергии, но каждый раз с участием лептонов — частиц, непосредственно не способных к сильным взаимодействиям. Первый из них представить себе очень легко, поставив на место электрона мюон — частицу, которая во всех отношениях (кроме значительно большей массы) является как бы «вторым изданием» электрона в природе.

Другой процесс — это рождение адронов при взаимодействии нейтрино высокой энергии с ядрами или нуклонами. Здесь дело обстоит сложнее: оказывается, нейтрино, как электрон или мюон, тоже может испытывать (хотя и очень редко) рассеяние на нуклонах, но при этом оно «попутно» превращается либо в электрон, либо в мюон — в своих «партнеров» по слабым взаимодействиям. Согласно существующим представлениям рассеяние частиц в процессе слабых взаимодействий очень похоже на рассеяние, идущее с участием электромагнитных сил. Однако вместо виртуальных квантов электромагнитного поля — фотонов — к рассмотрению привлекаются аналогичные им виртуальные частицы (кванты слабых взаимодействий), получившие специальное название *W*-бозонов, но пока еще не обнаруженные в свободном виде (возможно, из-за того, что их масса может оказаться рекордно высокой — выше 40 Гэв).

Эти два процесса, как и рассмотренный вначале процесс, названный глубоко неупругим рассеянием электронов, еще не позволяют пока детализировать свойства партонов.

Важно, что партоны «умеют» взаимодействовать с виртуальными фотонами, а это означает, что они должны иметь электрический заряд. В этой связи представляет интерес изучение относительного числа пионов разного знака, рожденных в процессе глубоко неупругого рассеяния электронов на протонах. Оказалось, что положительно заряженные пионы преобладают над отрицательными; это означает, что нейтральный виртуальный фотон «выбивает» из протонов в основном положительно заряженные партоны.

Партонная модель нуклона импонирует многим физикам еще и потому, что она возрождает интерес к поискам

той «праматерии», из которой могло бы получаться все огромное разнообразие элементарных (теперь уже в ограниченном смысле этого слова) частиц. Последним (но далеко не первым!), кто вел такие поиски, но не сумел их довести до победного конца, был уже упоминавшийся нами В. Гейзенберг. Его исходным пунктом была количественно разработанная концепция «праматерии», описываемой нелинейными дифференциальными уравнениями с входящей в них новой фундаментальной постоянной, имеющей смысл элементарной длины, или «кванта расстояния». В этой концепции «праматерия» фигурировала в виде некоторого универсального поля, которое только в предельных частных случаях приближенного описания линейными уравнениями могло быть проквантовано, т. е. представлено в виде совокупности почти не взаимодействующих друг с другом, или свободных частиц.

Партоны тоже можно представить себе как сильно концентрированные сгустки некоторой «праматерии», находящейся в состоянии непрерывной трансформации и рождающей такие сгустки по вероятностным законам в виде очень недолговечных (хотя и значительных по масштабам энергий) флуктуаций.

Ядерные каскады в космических лучах и партонная модель

Детальное изучение законов трансформации космических лучей по мере их прохождения сквозь атмосферу издавна является одной из главных задач исследователей космического излучения. Около 25 лет назад начались исследования ядерно-активной (адронной) компоненты космического излучения, и уже тогда физики постарались получить сведения об ее высотной и энергетической зависимости. Выяснилось, что высотная зависимость носит характер экспоненты — поток частиц с энергией выше заданной убывает в $e = 2,7$ раза по мере увеличения примерно на 120 г/см^2 удельной массы воздуха, отделяющей экспериментатора от границы атмосферы. Оказалось также, что величина 120 г/см^2 , называемая обычно средним пробегом поглощения потока частиц, если и зависит от эффективно-энергетического порога аппаратуры, то лишь в очень слабой степени.

Для правильного истолкования этого постоянства нужно было проверить, в какой степени соблюдается в природе постоянство другой величины — среднего пробега до взаимодействия тех же адронов с ядрами атомов атмосферы, а этот пробег однозначно определяется поперечным сечением ядер азота и кислорода. В связи с этим физики давно обратили внимание на то обстоятельство, что частицы самых высоких энергий (вплоть до 10^{19} — 10^{20} эв) создают мощные атмосферные ливни, и эти ливни успевают пройти максимум своего развития достаточно высоко над уровнем моря. Это означает, что даже в очень широком диапазоне энергий (почти 10 порядков величин) средний пробег для взаимодействия адронов с ядрами воздуха, если и возрастает, то лишь незначительно, в 1,5—2 раза.

Для количественного анализа всех этих закономерностей приходится составлять и решать кинетические дифференциальные уравнения. Эти уравнения учитывают баланс потока адронов любой заданной энергии на любом уровне атмосферы: убыль потока определяется только вероятностью взаимодействия адронов с ядрами (в бесконечно тонком слое), а прибыль — еще и энергетическим спектром вторичных частиц от всех взаимодействий более высокой энергии.

Анализ кинетических уравнений показывает, что независимость от энергии пробега до поглощения можно обеспечить в том случае, если в процессах множественного рождения частиц соблюдается масштабная инвариантность (скейлинг) спектров вторичных частиц. Это означает, что вид спектра не зависит от первичной энергии E_0 , если в качестве единицы энергетического масштаба для каждого взаимодействия брать соответствующую энергию E_0 . При этом же условии будет сохраняться вид энергетического спектра адронной компоненты в целом для всех уровней наблюдения.

Опыт показал, что в первом приближении независимость спектра адронной компоненты от высоты в довольно широких пределах высот и энергий действительно характерна для космических лучей (рис. 54). Здесь приходится сделать одну оговорку. Круто спадающий (почти как обратный куб энергии E^{-3}) вид энергетического спектра адронов приводит к тому, что в общем балансе частиц ре-

шающую роль играют всегда вторичные частицы с энергией, не слишком сильно отличающейся от первичной («лидирующие» частицы). Поэтому даже при строгой справедливости прямого утверждения (из скейлинга для взаимодействий следует неизменность энергетических спектров адронов на всех высотах) можно сделать лишь очень приближенный вывод о справедливости обратного утверждения: из неизменности спектров по высотам следует скейлинг для индивидуальных взаимодействий.

Приходится с сожалением констатировать, что многие (конечно, далеко не все!) физики, работающие на ускорителях, плохо знают достижения физики космических лучей, оправдывая свою неосведомленность приближенным, а иногда и противоречивым характером получаемых в этой области результатов. По-видимому, по этой причине возникла потребность заново «открыть Америку», исходя совсем из других соображений.

Автор модели партонной структуры нуклонов Р. Фейнман обратил внимание на то, что партоны могут проявляться не только в глубоко неупругих реакциях с участием электронов. Если рассматривать сталкивающиеся между собой нуклоны как источники партонов, то и множественное рождение адронов можно представить как результат взаимного столкновения партонов (рис. 55). Чтобы сделать количественные предсказания о множественном рождении адронов в такой модели, Фейнману пришлось ввести более или менее естественное предположение о спектре продольных импульсов, которые несут с собой партоны. Он предположил, что этот спектр похож на спектр фотонов, испускаемых электронами в процессе тормозного излучения при столкновениях с атомами (точнее, в электрических полях атомных ядер). Тормозной же спектр имеет особенно простой вид в логарифмической шкале импульсов. Число фотонов, испускаемых в данном диапазоне импульсов, пропорционально ширине этого диапазона: скажем, от 1 Мэв/с до 10 Мэв/с укладывается столько же частиц, сколько от 10 Мэв/с до 100 Мэв/с .

При таком спектре наиболее многочисленны (или, точнее, обладают наибольшей вероятностью испускания) частицы малых энергий (их часто называют «мягкими», поскольку обычные фотоны малой энергии очень легко поглощаются в веществе). Исходя из тормозного характера партонного спектра при дополнительном (тоже вполне

Рис. 54. Энергетические спектры адронов (протонов и пионов) космических лучей на разных глубинах атмосферы X

1 — первичное излучение ($X = 0$), 2—5 — различные данные ионизационных камер ($X = 200-1000 \text{ г/см}^2$), 6 — фотоэмульсии ($X = 220 \text{ г/см}^2$); 7, 8 — магнитный спектрометр ($X = 700-1000 \text{ г/см}^2$). Сплошные линии — расчет в предположении масштабной инвариантности спектров множественного рождения]

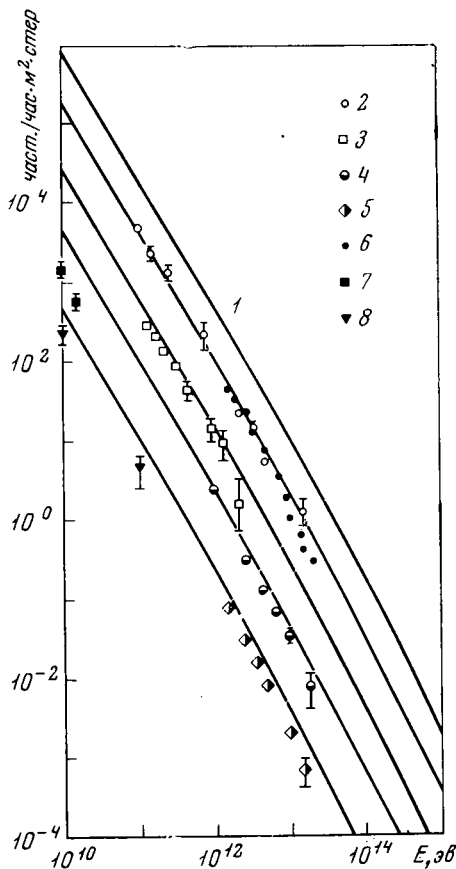
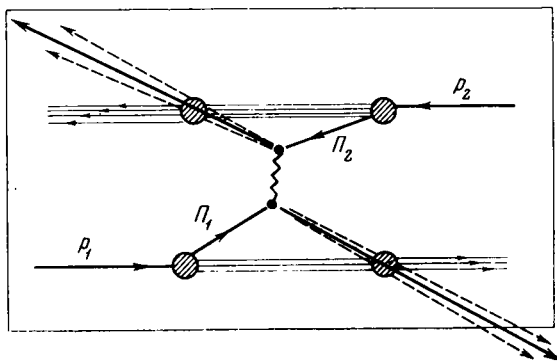


Рис. 55. Схема множественного рождения пионов в pp -взаимодействиях через взаимодействие партонов (Π_1, Π_2), обменивающиеся виртуальной частицей



естественном) предположении о малости их средних поперечных импульсов, Р. Фейнман предсказал масштабную инвариантность спектра частиц, возникающих при множественном рождении адронов нуклонами разных энергий. Напомним, что представление о свойствах партонов (как почти свободных материальных точек) годится только для «наблюдателя» (в том числе и второго партона), движущегося с очень большой скоростью. Это означает, что и гипотеза о скейлинге должна быть справедлива лишь в предельном переходе к бесконечно большим энергиям сталкивающихся нуклонов.

Остается выяснить, какие энергии можно считать «бесконечно большими» с этой точки зрения. На этот вопрос может и должен ответить только детальный эксперимент.

Простейший путь постановки эксперимента состоит в измерении угловых распределений рождаемых частиц. Действительно, если «свято» верить в закон постоянства среднего поперечного импульса, то характерному для скейлинга распределению продольных импульсов будет соответствовать столь же характерное «столообразное» распределение углов вылета частиц, если его выразить в логарифмической шкале переменных $\eta = \lg \tg \frac{\theta_c}{2}$, относя при этом все углы θ_c к системе центра инерции сталкивающихся нуклонов.

Как уже было отмечено, данные, полученные в Женеве на встречных пучках протонов с энергиями до 30 Гэв, подтвердили предсказания теории (см. рис. 46). Получилось действительно почти «столообразное» (с покатыми краями) угловое распределение рожденных частиц, причем ширина «стола» пропорциональна логарифму энергии сталкивающихся частиц, а его высота стремится к постоянному пределу.

Хорошее согласие с предсказаниями модели партонов получилось и при измерении импульсных спектров. Сначала было проведено сравнение для фотонов, рождаемых через промежуточную стадию π^0 -мезонов, а затем и для заряженных пионов (см. рис. 40). Бросается в глаза, что полученные распределения по относительным продольным импульсам ($X = p_{\parallel}/p_{\max}$) при фиксированном значении поперечного импульса p_{\perp} практически не зависят от первичной энергии E_0 , начиная с $E_0 = 500$ Гэв и выше.

Может возникнуть вопрос, как можно одни и те же данные, приведенные на рис. 40, с равным успехом объяснять и фэйрболами, по Хагедорну, и партонами, по Фейнману: ведь эти две модели, казалось, бы, не имеют ничего общего. На самом же деле, не говоря уже о широких возможностях «подгонки» каждой из этих моделей под экспериментальные данные, в них есть общие черты. Если внимательно взглянуть сначала на партонную схему множественного рождения (рис. 55), а затем — на фэйрбольную схему того же явления (рис. 41, б), то можно рассматривать первую из них как некоторую конкретизацию второй. Действительно, столкновение пучконов высокой энергии партонная модель сводит к столкновению между входящими в их состав партонами. Но если в результате столкновения оба партона выбиваются из соответствующих нуклонов, то из-за неустойчивости они сразу же становятся центрами испускания свободных адронов, так же как и предполагавшиеся ранее фэйрболы. Одновременно с этим и нуклоны после «вырывания» из них по одному партону могут оказаться в сильно возбужденном, неустойчивом состоянии, вполне имитируя собой то явление, которое раньше рассматривалось как образование и распад изобары.

Особый интерес приобрело в последнее время изучение распределений по поперечным импульсам рождаемых частиц p_{\perp} , особенно в области углов вылета, близких к 90° , когда продольный импульс $p_{\parallel} = 0$. Раньше считалось, что число частиц должно очень быстро спадать с ростом p_{\perp} , примерно как экспоненциальная функция от квадрата поперечного импульса. Партонная модель предсказывает, однако, что при достаточно больших значениях p_{\perp} обязательно должен сказаться эффект обмена встречающихся друг с другом партонов виртуальными фотонами, и это приведет к переходу распределения на более пологую кривую степенного вида (примерно по закону p_{\perp}^{-8}).

Проделанный для проверки этого явления специальный опыт на встречных пучках привел к новой неожиданности. Оказалось, что переход с экспоненциальной кривой на степенную происходит гораздо раньше, чем ожидалось (уже при $p_{\perp} \approx 1,5 \text{ Гэв/с}$), а вся степенная ветвь распределения идет выше расчетной кривой почти в 10 000 раз. Естественно объяснить этот «сюрприз» тем, что партоны могут обмениваться друг с другом не только фото-

нами, но и другими, в том числе сильно взаимодействующими виртуальными частицами, для которых вероятность испускания должна возрасти примерно в 137^2 раз.

Попутно выяснилось, что среди рожденных частиц с аномально большими поперечными импульсами ($p_{\perp} > 1,5 \text{ Гэв/с}$) аномально велика и доля тяжелых частиц (К-мезонов и протонов), она приближается к 50%. Это может быть связано с тем, что структура отдельно взятого партона качественно отличается от структуры нуклона в целом. Лишь в этом случае процесс, связанный с «выбиванием» одного партона и его последующим распадом на свободные устойчивые частицы, приводит к качественно иному составу рождаемых частиц по сравнению с периферическим взаимодействием нуклонов. Надо помнить лишь, что процесс глубоко неупругого типа, связанный с особенностью партонов как мгновенных точечных элементов структуры нуклона, начинает играть существенную роль лишь при очень высоких начальных энергиях.

Все рассмотренные в этом разделе результаты вселяют надежду на вступление в «обетованную землю» энергий столь высоких, что при дальнейшем стремлении к бесконечности никаких качественно новых закономерностей явления больше не появится. Эта область энергий получила на полуматематическом жаргоне физиков название асимптотической области или просто «асимптотики».

С другой стороны, указания на сверхтяжелые фэйрболы и другие явления, которые нащупывает физика космических лучей при энергии $\sim 10^{14} \text{ эв}$ и выше, позволяют думать, что, может быть, представление о точечных субчастицах (партонах) тоже ограничено и рано или поздно удастся вскрыть структурность и этих субчастиц.

О ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОБЛЕМАХ И НОВЫХ ПЕРСПЕКТИВАХ

Парадоксы внутри ядра

До сих пор речь шла почти исключительно о множественном рождении частиц при неупругом взаимодействии двух элементарных частиц. Между тем в природе процессы идут преимущественно с участием сложных ядер — как в недрах сверхгорячих и сверхплотных звезд (типа взрывающейся сверхновой), так и при взаимодействии ядер космического излучения с межзвездным веществом. Со спецификой ядерных мишеней приходится считаться и при использовании сложных по составу ядер детекторов типа ядерных фотоэмульсий, пропановых или фреоновых пузырьковых камер, а также при установке радиационных защит.

Однако изучение процессов, идущих с участием ядер, важно не только в прикладном и методическом аспектах. Как будет показано ниже, сами процессы множественного рождения частиц при переходе от элементарных частиц к ядрам видоизменяются весьма существенно и подчас даже загадочно.

Возьмем в качестве мишени для сильно взаимодействующих частиц сложное ядро и будем его рассматривать как нечто вроде мешка, плотно набитого яблоками. Действительно, если квадратный корень из сечения взаимодействия протона с разными ядрами откладывать как функцию линейных размеров (радиусов) этих ядер, то получающиеся точки (кроме водородной) довольно уверенно ложатся на прямую линию, идущую (при надлежащем выборе масштаба) под углом 45° из начала координат. Это легко можно понять, если учесть, что наружный слой «яблока» в ядерном «мешке» экранирует, заслоняет собой «яблоки» внутренних слоев; поэтому полное эффективное сечение ядра пропорционально не его объему, а только его геометрическому поперечному сечению.

В случае падающих на ядро пионов получается другая картина: сечение растет с ростом массового числа A

(т. е. числа нуклонов ядра) уже не пропорционально $\sqrt{A^3}$, а скорее как $\sqrt[3]{A^4}$ (или $A^{3/4}$). Аналогией служит здесь уже не «мешок» с яблоками, а скорее пакет с полупрозрачными елочными игрушками.

Наличие полной или хотя бы частичной экранировки нуклонов сложного ядра наводит на мысль рассматривать весь процесс множественного рождения частиц в ядре как результат последовательных (каскадных) взаимодействий внутри ядра с участием частиц второго и последующих «поколений». На первый взгляд такое представление согласуется по крайней мере качественно с фактором заметного возрастания множественности — числа рожденных быстрых частиц. В табл. 3 приведены данные, показывающие, как при начальных энергиях 8—20 Гэв изменяется среднее число рожденных пионами или протонами быстрых заряженных частиц при замене нуклонной мишени

Таблица 3

Рост среднего числа рожденных быстрых заряженных частиц (\bar{N}_s) при столкновениях пионов и протонов со сложными ядрами (по сравнению с нуклонной мишенью)

Первичная частица	Начальная энергия, Гэв	Отбор событий по «серым» (N_g) и «черным» (N_b) следам	$(\bar{N}_s) A$	Нуклонная мишень N_{so}	$\frac{(\bar{N}_s) A}{N_{so}}$
π	17	$N_g + N_b \geq 8$	$6,2 \pm 0,4$	3,8	$1,60 \pm 0,15$
p	9	$N_g + N_b \geq 8$	$5,5 \pm 0,3$	2,6	$2,10 \pm 0,15$
p	20	$N_g = 3 \div 5$	$6,4 \pm 0,4$	4,0	$1,6 \pm 0,1$
p	20	$N_g \geq 10$	$9,1 \pm 0,5$	4,0	$2,3 \pm 0,15$
p	200	Ядра W	$16,7 \pm 3,8$	$7,65 \pm 0,17$	$2,2 \pm 0,6$
$p, n (\pi)$	1300	Любые N_g, N_b	18 ± 3	11 ± 2	$1,65 \pm 0,4$

тяжёлым ядром серебра (Ag) или брома (Br). Отбор тяжелых мишеней производится по фотоэмульсионным данным, так, чтобы полное число медленных протонов, испущенных из ядра в результате прямой отдачи («серые» следы) или последующего «испарения» возбужденного ядра ¹ («чер-

¹ Понятие об «испарении» ядра основано на далеко идущей аналогии между ядром и каплей жидкости. При сильном (хотя бы локальном) нагреве ядра отдельные его частицы получают энергию, достаточную для преодоления сил сцепления с другими частицами, и вылетают за пределы ядра.

ные» следы), было не менее 8. При этом отбираются не просто любые столкновения с ядрами Ag или Br, а в основном «лобовые» столкновения, в которых на пути налетающей частицы попадает 4—5 нуклонов ядра. Особенно сильный эффект роста множественности по сравнению со столкновением двух протонов замечается, если вести отбор по числу «серых» следов N_g (протонов отдачи), не обращая внимания на число «черных» (N_b).

При количественном анализе как результатов, приведенных в табл. 3, так и многих других, был обнаружен ряд странных обстоятельств, роль которых усиливается с ростом начальной энергии. Самое главное состоит в том, что эффект внутриядерного каскада невелик (он ведет к возрастанию множественности только в 1,5—2 раза, несмотря на 3—4 последовательных каскада) и не имеет тенденции к росту даже при сильном росте начальной энергии. Создается впечатление, что в процессе внутриядерного каскада, как правило, только одна, самая энергичная (лидирующая) частица оказывается способной к дальнейшему рождению частиц.

Интересную попытку исследования множественного рождения частиц на очень тяжелых ядрах предприняла недавно группа из 7 американских физиков (Дж. Лорд с коллегами). Они облучили на ускорителе в Батавии протонами с энергией 200 Гэв специально приготовленную фотоэмульсию, содержащую в себе мелкодисперсный вольфрамный порошок с диаметром отдельных крупинок (гранул) в среднем 10—15 микрон. Сравнительно низкая вероятность взаимодействия первичных протонов именно с ядром вольфрама (на 181 взаимодействие в фотоэмульсии в первом опыте наблюдалось всего 8 взаимодействий внутри вольфрамовой гранулы) не помешала авторам установить ряд важных особенностей изучаемого явления.

Оказалось, что в среднем 3,5 быстрых заряженных частиц, испускаемых в случае протонной мишени под углами менее 90° в системе центра инерции двух сталкивающихся нуклонов (в переднем конусе), сохранились почти без изменения своего углового распределения и в случае вольфрамовой мишени. С возрастанием угла вылета возрастает и добавка частиц, обусловленная наличием тяжелого ядра. При этом сопоставление с процессами, происходящими на тяжелых и легких ядрах самой фотоэмульсии, привело к выводу, что полное число избыточных быстрых

частиц пропорционально $\sqrt[3]{A}$ (A — число нуклонов в ядре). Особенно сильно возросло среднее число медленных частиц (N_h), отличающихся повышенной плотностью следов. По сравнению со средним ядром фотоэмульсии это число увеличилось примерно в 4 раза, достигнув почти 30 частиц на каждое взаимодействие. Если считать, что все медленные частицы — это испытывавшие отдачу протоны ядра вольфрама и сравнить число медленных частиц с полным числом протонов в исходном ядре (равным 74), то придется заключить, что в процессе множественного рождения участвует не менее 40 % всех нуклонов ядра вольфрама.

Сами авторы склонны объяснять свои данные наличием внутриядерного каскада, при котором каждая из вторичных частиц, появившихся при столкновении первичного нуклона с первым встречным нуклоном ядра, затем испытывает вторичные, третичные и т. д. взаимодействия в том же ядре.

Однако это объяснение вряд ли может быть согласовано с удивительной неизменностью углового распределения быстрых частиц, вылетающих в пределах переднего конуса и уносящих с собой основную часть всей энергии первичного протона. Для выяснения этой загадки потребуются не только разрабатывать какие-то новые теоретические модели явления, но и проверять, в какой мере сохраняются импульсы частиц переднего конуса при прохождении сквозь ядро.

Для объяснения этих парадоксов привлекались различные гипотетические соображения.

Г и п о т е з а 1. Как было отмечено Г. Т. Зацепиным, а затем Е. Л. Фейнбергом и другими физиками, взаимодействие налетающего нуклона с первым из нуклонов ядра должно приводить к частичному отрыву его плотной мезонной оболочки («шубы»), ответственной за периферийный характер большинства процессов множественного рождения частиц. Поскольку на восстановление нормальной «шубы» такому «полуодетому» (или «полуголому») нуклону требуется конечное время, сравнимое со временем его пролета сквозь все ядро, при последующих столкновениях рождается меньше дополнительных частиц.

Г и п о т е з а 2. Из-за сокращения продольных размеров всех быстро движущихся тел, с точки зрения налетающей частицы, сложное ядро представляет собой уже не мешок «яблок», а скорее стопку «блинов». Поскольку

скорость распространения сильных взаимодействий конечна, падающая частица успевает практически одновременно провзаимодействовать со всей стопкой, точнее — с пересекаемой ею «колонкой» из «блинного теста». Этот эффект должен быть особенно сильным при энергиях, превышающих 100 Гэв, в этом случае он приводит как бы к «высверливанию» туннеля в «стопке блинов». Это объясняет, почему возбуждение ядра в целом оказывается сравнительно небольшим. Количественный расчет множественности рождения частиц может быть произведен в рамках гидродинамической модели; этот расчет показывает, что средняя множественность должна расти лишь как очень небольшая степень числа нуклонов ядра ($\sim A^{0,2}$).

Г и п о т е з а 3. Если исходить из модели фэйрболов, то можно предвидеть, что возрастание с энергией времени жизни быстрого фэйрбола, появившегося при взаимодействии с «наружным» нуклоном, в конце концов приведет к вылету из ядра нераспавшегося фэйрбола как целого. Число быстрых частиц при этом может измениться только за счет взаимодействий первичной частицы, уносящей остаток энергии. Зато если фэйрболов образовалось несколько, то наиболее медленный из них может успеть распасться в ядре, что исказит угловое и энергетическое распределение медленной части спектра рожденных частиц. По данным польских физиков, все эти качественные эффекты действительно наблюдались, они позволили получить приближенную оценку времени жизни фэйрбола.

Следует признать, однако, что лишь более детальное изучение взаимодействий с ядрами на самых мощных современных ускорителях даст возможность окончательно склонить чашу весов в пользу той или иной гипотезы.

Весьма нетривиальные черты процесса рождения частиц на ядрах выясняются и при изучении энергетического спектра частиц. С точки зрения примитивной «игрушечной» модели при столкновении друг с другом двух «пакетов с елочными украшениями» ни одному из «осколков» не удастся получить больше энергии, чем энергия, пришедшая на любую из падающих «игрушек», отдельно взятую. Правда, существуют процессы, имеющие место, скажем, при выбрасывании частиц лунного вещества падающими на Луну метеоритами, когда такое ограничение, по-видимому, не соблюдается. Но априори отнюдь неясно, в какой мере такие кумулятивные процессы, т. е. про-

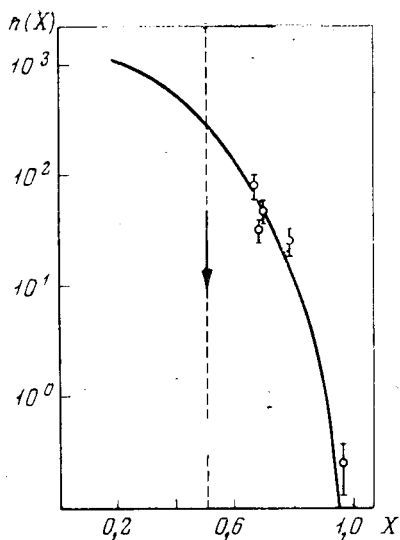


Рис. 56. Экспериментальные данные (\circ) по спектрам рождения π -мезонов дейтонами в той области ($X > 0,5$), где импульс пиона превышает импульс каждого из нуклонов дейтона и ожидаемый на основе кумулятивной модели расчетный спектр (сплошная кривая). Стрелка соответствует энергии 4,5 Гэв

нитными взаимодействиями частиц. Поэтому аналогия с метеоритным ударом еще ничего не доказывает.

В 1971 г. советский физик А. М. Балдин высказал предположение, что процессы кумулятивного типа должны иметь место и при множественном рождении адронов. Основным условием такого эффекта должна быть случайная встреча по крайней мере трех частиц высокой энергии в объеме с размерами, не превышающими радиуса сильных взаимодействий.

Прямым подтверждением этой смелой гипотезы явились результаты опыта, проведенного недавно на большом синхрофазотроне в Дубне В. С. Ставинским и его коллегами. Опыты состояли в изучении энергетического спектра пионов, рожденных дейтонами (ядрами тяжелого водорода), разогнанными до энергии $E_0 = 9$ Гэв. Оказалось, что в пионном спектре наблюдается довольно заметный «хвост» частиц, энергия которых превышает 4,5 Гэв (рис. 56). Расчеты показали, что вероятность такого внутриядерного кумулятивного эффекта можно определить, исходя из вероятности сближения трех нуклонов (двух падающих и одного неподвижного) на расстояние, не превышающее радиуса сильных взаимодействий.

На протяжении всей книги читатель имел возможность ознакомиться как с основными, изученными экспериментально свойствами и характерными чертами процесса множественного рождения частиц, так и с моделями, разработанными для теоретического описания и объяснения этих свойств, для понимания сущности явлений, предстоящих перед физиками в виде огромного разнообразия различных реакций с участием единиц, десятков, а иногда и сотен элементарных частиц.

Краткое резюме основных экспериментальных данных может быть сформулировано в следующих 7 утверждениях (если ограничиться только столкновениями адронов).

1. Полные сечения взаимодействий σ_t с протонами (включая как упругие, так и неупругие процессы) с возрастанием энергии E_0 постепенно выходят на почти постоянный уровень (который достигается обычно вблизи $E_0 \sim 50-70 \text{ ГэВ}$). При энергиях свыше 100 ГэВ сечение pp -взаимодействий начинает расти.

2. Множественность процесса в среднем (\bar{N}) растет с увеличением энергии примерно как $E_0^{1/2}$ вплоть до $50-70 \text{ ГэВ}$, а в дальнейшем имеет тенденцию к выходу на логарифмический закон.

Топологические, или парциальные сечения (для фиксированной множественности) после резкого роста при малых энергиях ($2-10 \text{ ГэВ}$) имеют тенденцию к переходу через максимум.

3. Угловые распределения $N(\theta_c)$, отнесенные к системе центра инерции сталкивающихся частиц, в среднем обнаруживают тенденцию к медленно нарастающей с ростом энергии анизотропии (вытягивание в направлениях 0° и 180°).

4. Распределения поперечных импульсов частиц $F_1(p_\perp)$ проходят через максимум при $p_\perp \sim m_\pi c$ (m_π — масса пиона); величины p_\perp^2 спадают с самого начала примерно по одному и тому же (экспоненциальному) закону, который нарушается лишь при $p_\perp \simeq 1,5 \text{ ГэВ}/c$.

5. В распределении по продольным импульсам (p_\parallel) выделяются, особенно при малой множественности, «лидирующие» частицы, уносящие импульс, сравнимый с первоначальным (p_{\max}), и стремящиеся сохранить квантовые характеристики первичной частицы (барионное число,

заряд и пр.). Распределение по относительным импульсам $X = p_{\parallel}/p_{\max}$ при достаточно больших энергиях (и фиксированном значении p_{\perp}) асимптотически стремится к своему предельному виду.

6. Состав рождаемых частиц при не очень высоких энергиях (десятки $G\text{эв}$) отличается резким преобладанием пионов с заметной примесью K -мезонов и малой добавкой антинуклонов. При энергиях в сотни и тысячи $G\text{эв}$ заметно возрастает доля K -мезонов и очень сильно — антинуклонов.

7. При энергиях $\geq 10 G\text{эв}$ и достаточной множественности на первой стадии взаимодействия имеет место тенденция к объединению частиц в более массивные сгустки («кластеры», или фэйрболы).

Для количественного описания этих семи фундаментальных фактов привлекается по крайней мере восемь теоретических моделей, классификация которых дается в табл. 4¹. Следует отметить, что в таблицу сознательно не включен еще ряд моделей, которые либо количественно слабо разработаны, либо имеют лишь исторический интерес и не выдержали «критерия практики» (таких очень немного), либо имеют слишком ограниченный диапазон применимости, либо, наконец, трудно поддаются наглядной физической интерпретации и носят формально математический характер.

В таблице отмечены знаком плюс те основные пункты, в которых данная модель согласуется с опытом (по крайней мере не противоречит ему).

При первом же взгляде на таблицу усматривается ситуация, которая нередко резюмируется на научных конференциях в виде тезиса «почти все модели описывают почти все экспериментальные факты»² (впрочем, любители категорических утверждений даже не пользуются оговоркой «почти»).

В связи с этим хотелось бы обратить особое внимание на тот столбец табл. 4, в котором сопоставляются различные предсказания зависимости средней множественности рождения частиц от энергии первичных адронов E_0 . Предсказание мультипериферических моделей состоит в том, что

¹ С точки зрения механизма множественного рождения частиц последние 2 модели являются лишь вариациями одной и той же идеи.

² Единственный знак минус в таблице означает не столько прямое противоречие гидродинамической модели опыту, сколько утверждение о тенденциозной интерпретации соответствующих опытных фактов.

Таблица 4

Основные модели множественного рождения частиц

Класс моделей	Модель	Основные авторы	Основные результаты (предсказания зависимостей)						
			$\sigma_t(E_0)$	$\bar{N}(E_0)$	$N(\theta)$	$F_1(p_{\perp})$	$F_2(p_{\parallel})$	состав частиц	файрболы (кластеры)
Периферические	Реджионный обмен	Тер-Мартirosян, 1963	+		+	+	+	+	
	Предельная фрагментация	Янг, 1970		+					+
	Мультипериферическая модель	Чан—Лоскевич—Аллисон, 1968		$\bar{N} \sim \lg E_0$	+	+	+		+
	Мультифайрбольная модель	Дремин — Ройзен — Чернавский, 1969	(+)*	$\bar{N} \sim \lg E_0$	+	+	+		+
Статистические	Термодинамика	Ферми 1950		$\bar{N} \sim E_0^{1/4}$	+	+		+	+
	Термодинамика (+ дополнит. предполож.)	Померанчук, 1951 Хагедорн, 1965			+	+	+	(+)*	(+)*
	Гидродинамика	Ландау, 1953		$\bar{N} \sim E_0^{1/4}$	+	+	+	+	—
Структурные	а) Модель кварков	Гелл-Манн, 1964						+	
	б) Модель партон-ов	Фейнман, 1969			+	+	+		

* Эти результаты не выводятся, а скорее постулируются.

выход на зависимость типа $\bar{N} \sim \lg E_0$ должен происходить тогда, когда продольные импульсы частиц в системе центра инерции начинают существенно (в несколько раз) превосходить поперечные. И действительно, при энергиях $E_0 \geq 50 \text{ Гэв}$ экспериментальные данные для среднего числа заряженных частиц неплохо укладываются в простую приближенную формулу

$$\bar{N}_s \simeq 3,5 \lg E_0 (\text{Гэв}).$$

Однако сторонники гидродинамической или термодинамической модели указывают на то, что их предсказания в доступном для современных ускорителей диапазоне энергий также неплохо согласуются с опытом. Некоторые авторы даже предлагают обобщенную формулу, которая определяет среднюю множественность при любых энергиях, а при достаточно больших E_0 приобретает особенно простой вид

$$\bar{N}_s \simeq 2E_0^{1/4} (\text{Гэв}),$$

Поэтому так важен «прорыв» к более высоким энергиям, который пытаются осуществить физики, занимающиеся космическими лучами и утверждающие, что логарифмический закон дает явно заниженную множественность при энергиях порядка 10^{14} эв и выше (энергиях, определяющих развитие широких атмосферных ливней).

Не менее важен и анализ распределения множественностей вокруг их среднего значения. Как отмечалось в главе 5, в гидродинамической модели трудно объяснить наблюдаемое на опыте широкое распределение (при котором средний квадратичный разброс вдвое превышает среднюю множественность), да и вообще строгий количественный анализ этого распределения пока не выполнен. Большой интерес в связи с этим представляет анализ парных корреляций между углами вылета частиц, выполненный в ряде работ на ускорителях со встречными пучками. Обнаружение явно выраженных корреляций в сочетании с «аномально» большим разбросом множественности рождения частиц приводит многих специалистов к выводу о существовании по крайней мере двух разных типов взаимодействия адронов. Один из них, возможно, укладывается в рамки мультипериферической модели, а другой, по-видимому, как-то связан с процессом дифракционной гене-

рации частиц. Правда, разобраться в свойствах этого второго процесса при энергиях порядка 10^{12} эв и выше пока что как следует не удалось.

Означает ли обилие более или менее «подходящих» моделей многозначность истины, какую-то уступку философскому релятивизму? Или, может быть, это — сугубо временное положение, когда ученые пробуют разные подходы к одному и тому же процессу, способы подчеркнуть его разные стороны; подходы, которые в будущем сольются в единую строгую теорию аналогично тому, как квантовая физика осуществила органический синтез волновых и корпускулярных описаний частиц материи? Или, наконец, произойдет в будущем «переоценка ценностей», когда какие-то исходные понятия окажутся бессмысленными, подобно случаям с флогистоном в науке о тепловых явлениях или с эфиром в теории электромагнетизма?

Автору представляется наиболее вероятным, что если не все, то большинство моделей не исключают, а скорее дополняют друг друга. И хотя между моделями существует глубокая внутренняя связь, в природе могут реализоваться процессы действительно разного типа даже при одинаковых начальных условиях столкновения.

Для обоснования этой точки зрения рассмотрим взаимоотношения моделей сначала в пределах одного класса, а затем и между классами.

Простые периферические модели типа одночастичного обмена, которых вполне достаточно, скажем, для описания дифракционной диссоциации, можно рассматривать как частный случай более общей мультипериферической модели. Последняя модель позволяет понять, как с ростом множественности происходит «кластеризация», объединение частиц в один сгусток, напоминающий фэйрбол. Как показали исследования советского теоретика В. Н. Грибова и его сотрудников, при достаточно высоких энергиях подобная модель логически неизбежно приводит к распаду единого сгустка на несколько четко отделенных друг от друга частей. Получается нечто вроде газа, находящегося в критическом состоянии и испытывающего тенденцию к конденсации в отдельные плотные сгустки вещества. Чтобы выяснить, в какой мере эффект «кластеризации» способен обеспечить распад единого сгустка на два (или более) фэйрбола, нужны более детальные исследования корреляций между импульсами частиц при энергиях

во много тысяч Гэв и выше; разобраться в этом как следует эксперимент пока не позволяет. Но если такая возможность осуществится, то мультипериферическая модель будет в известном отношении похожа на мультифайрбольтную.

Перейдем к статистическим моделям, которые полностью пренебрегают какой-либо внутренней структурой сталкивающихся частиц. Пренебрежение структурой, как отмечалось в пятой главе, может быть оправдано либо в таких специфических процессах, как аннигиляция частиц, либо для каких-то частей (подсистем) более сложной в структурном отношении системы. В модели Хагедорна как раз и предпринимается попытка искусственно разбить сложную структурную систему на очень большое число бесструктурных, подчиняющихся термодинамическим законам и участвующих в коллективных продольных движениях.

Физическое обоснование подобных коллективных движений на основе макроскопических аналогий с динамикой неравномерно сжатой жидкости дается в модели Ландау, и ее правомерность определяется в основном удачной конкретизацией этой аналогии (в частности, правильным выбором уравнения состояния жидкости).

Дополнительное обоснование законности этой макроскопической аналогии было получено при помощи квантовой теории поля. С другой стороны, специфика структуры начальных состояний (до столкновения) при большом числе рожденных частиц в этой модели считается несущественной. Возможно, что именно за это пренебрежение и приходится «расплачиваться» отсутствием конкретных предсказаний о природе лидирующих частиц.

Модели кварков и партонов опять возвращают нас к проблеме внутренней структуры адронов вообще и нуклонов в частности, причем кварки можно считать (пока это не противоречит опыту) просто одним из конкретных вариантов более общей партонной модели. На первый взгляд оба эти варианта структуры в корне отличаются от структурных моделей периферических теорий: если кварки и партоны — это нечто вроде зернышек, погруженных в «гущу» типа малинового варенья, то в обменах виртуальными частицами фигурирует скорее нечто вроде вишни с плотной сердцевинкой («косточкой») и рыхлой оболочкой. На самом деле обе эти грубые аналогии отнюдь не исключают друг друга. Уже на примере простейшего процесса —

упругого рассеяния — мы убедились, что форма (точнее — форм-фактор) сталкивающихся частиц постепенно меняется в зависимости от их относительной скорости. В принципе можно представить себе, как и почему при достаточно больших скоростях количественные изменения в структуре переходят в качественные. Между собой кварковая и партонная модели отличаются лишь малосущественными деталями. Главное же состоит в том, что они рассматривают разные аспекты внутренней структуры: партонная модель имеет дело с пространственно-временной характеристикой структурных элементов частиц, а кварковая модель — с теми степенями свободы, которые отображаются в понятиях квантовых чисел (заряд, гиперзаряд, изотопический спин) тех же структурных элементов. Поэтому кварки и можно считать конкретным проявлением партонов, заодно подготавливая почву для объяснения такой ситуации, когда единственной формой существования кварков могут оказаться виртуальные, а не свободные частицы. Опыт пока не исключает и совсем иной возможности, когда партоны окажутся более или менее обычными (за исключением виртуальности) адронами. Однако из общих соображений можно думать, что переход к структурным элементам малого масштаба будет сопровождаться большим ростом их массы.

Рассмотрим теперь взаимоотношения между разными классами моделей.

В начале пятой главы мы уже говорили о том, что фактор статистики в виде влияния фазовых объемов на полную вероятность тех или иных реакций проявляется во всех без исключения периферических процессах, вплоть до дифракционной диссоциации частиц. В любой из периферических моделей можно провести более или менее четкую грань между кинематикой, определяемой только величиной доступных объемов фазового пространства, (в первую очередь возможностью распределения импульсов среди заданного набора частиц), и динамикой. Последняя связана как с характеристиками сильного взаимодействия между частицами, так и с характером начального и конечного состояния системы (видом волновых функций), включая правила запрета, вытекающие из условия сохранения различных квантовых чисел системы.

Чисто статистические модели, совсем не учитывающие динамики взаимодействия, могут рассматриваться только

как предельные случаи, наступающие при полном «перемешивании» всех рожденных частиц, и одна из причин этого перемешивания — большое число частиц, настолько большое, что в первом приближении можно рассматривать систему рождающихся частиц как сплошную среду, находящуюся в равновесии с излучением.

Однако остается, во-первых, вопрос о том, как (термодинамически или гидродинамически) рассматривать состояние поля до того, как оно распалось на отдельные кванты — частицы, и, во-вторых, в какой мере и на какой стадии процесса допустимо корпускулярное рассмотрение.

Последний класс моделей мы условно называли структурным несмотря на то, что в периферических моделях тоже так или иначе учитывается структура исходных частиц — когда речь идет о динамике, связанной с обменом виртуальными частицами. Однако в кварковой или партонной модели речь идет о структуре более высокого порядка — недаром соответствующие процессы были названы (в случае электромагнитных взаимодействий) глубоко неупругими. Вспомним, что не только барионы, но любые мезоны и резонансы могут быть «сконструированы» из сильно связанных очень тяжелых субчастиц. Достаточно сделать вполне естественное допущение о том, что не все «субчастицы» одинаково связаны друг с другом, поэтому достаточно сильное возмущение не успевает вовремя распространиться на все внутренние связи (или степени свободы), как мы приходим к выводу, что при очень высоких энергиях определяющей может стать именно структура «второго порядка». Проявление этой более глубокой структуры на определенной стадии процесса (при распаде на свободные частицы) снова требует учета статистических закономерностей.

При рассмотрении партонной модели напрашивается сравнение нуклона с деревом, на ветках которого висят созревшие плоды: достаточно сравнительно небольшого, но резкого «встряхивания», чтобы отдельные плоды сорвались и в силу своей высокой энергетической насыщенности сразу же «лопнули» и распались на части.

Путь вверх по лестнице энергий

Сложные для понимания вещи встречаются не только в физике. Так, например, американский философ — антипозитивист Н. Хансон в книге «Восприятие и открытие»

дает следующее определение понятию научного факта: «факты — это те аспекты реального мира, которые могут быть поставлены в изоморфное соответствие с конструкциями дополнительных придаточных предложений». Эта на первый взгляд весьма заумная и даже отдающая идеализмом формулировка на самом деле подчеркивает тесную связь между результатом научного наблюдения и его интерпретацией с точки зрения существующих представлений о сущности и причинах соответствующих явлений природы.

Именно поэтому во всех предыдущих главах автор старался соблюдать не слишком большую дистанцию между изложением экспериментальных данных о множественном рождении частиц и рассказом о «подходящих» теоретических моделях этого сложного явления. Но ведь каждая модель — это гипотеза, а гипотеза — это не просто «черновик» одной из возможных теорий, а прежде всего вопрос, задаваемый природе. Осмысленность и ценность каждого такого вопроса лучше всего характеризуется его предсказательной силой, поэтому сам вопрос желательно сформулировать в виде логического следствия: если наблюдаемые нами факты A , B и т. д. действительно объясняются такой-то моделью явления, то отсюда неизбежно должны следовать новые факты A_1 , B_1 и т. д. (значит, надо проверить, так ли это?).

Теперь уже ясно, что убедительность и ценность каждой изложенной гипотезы определяется шириной охватываемого ею круга явлений, относящихся к физике сильных взаимодействий. Вот почему наиболее привлекательны те модели, которые позволяют с единой точки зрения описать как упругие и неупругие взаимодействия нуклонов, пионов, K -мезонов и других адронов, процессы рождения частиц в любом разумном числе и любой природы, так и изменение характерных особенностей этого процесса при изменении первичной энергии в очень широких масштабах. Более того, как мы убедились на примере партонной гипотезы, большие перспективы сулит анализ явлений, в которых сильные взаимодействия сочетаются с электромагнитными, а может быть, и слабыми.

Очень важно вскрыть глубокие и тесные связи, существующие между принципами классификации элементарных частиц (прежде всего — принципы симметрии сильных взаимодействий) и законами их множественного рождения.

Большие надежды возлагаются на область асимптотически высоких энергий, в которой ожидается, с одной стороны, более простой вид законов множественного рождения частиц, а с другой — стирание различий между частицами и античастицами, а может быть, и вообще между всеми адронами.

Все изложенные здесь аргументы позволяют оправдать и понять нетерпение и энтузиазм, которые проявляют физики (как экспериментаторы, так и теоретики) в отношении скорейшего ввода в строй ускорителей, рассчитанных на все более и более высокие энергии частиц различной природы (протоны, электроны, сложные ядра, вторичные пучки нестабильных частиц). Этот путь наверх по лестнице все возрастающих энергий частиц очень и очень труден, он требует непрерывного прогресса техники ускорения частиц и решения целого ряда «сопутствующих» инженерных задач высокого класса. Достаточно упомянуть такие требования, как огромные радиусы орбит ускоряемых частиц, растущие на обычных кольцевых ускорителях пропорционально достигнутой энергии, необходимость глубокого вакуума в очень больших объемах (особенно на ускорителях со встречными пучками), создание больших электромагнитов со сверхпроводящими обмотками (как для самих ускорителей, так и для регистрирующей аппаратуры), создание электронно-вычислительных машин с огромным объемом памяти при высокой скорости выполнения операций.

Для иллюстрации масштабов возникающих сооружений приведем масштабную схему двух действующих и одного запланированного (на энергию 300—500 Гэв) протонных ускорителей Европейского центра ядерных исследований в Женеве (рис. 57).

Примерно та же энергия (400 Гэв) уже достигнута сейчас на американском ускорителе диаметром около двух километров в Батавии (рис. 58)¹, где усиленно разрабатываются методы увеличения энергии протонов до 1000 Гэв. В Батавии имеется и вполне реальный проект осуществления накопительных колец и встречных пучков частиц той же энергии, что приведет к возможности наблюдения

¹ Автор пользуется случаем выразить глубокую благодарность Службе научной информации ЦЕРН, которой были присланы рисунки 8, 10б, 45 и 58 этой книги.

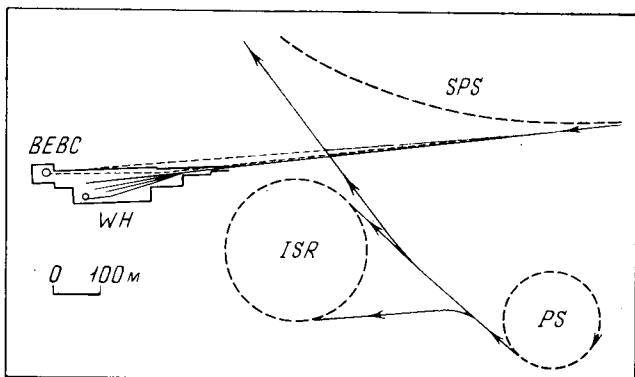


Рис. 57. План расположения (в масштабе) двух существующих и одного проектируемого ускорителя в ЦЕРНе

PS — протонный синхротрон, рассчитанный на энергию до 31,5 Гэв; ISR — накопительные кольца для встречных пучков; SPS — протонный «суперсинхротрон» на 300—500 Гэв; BEBC — большая европейская пузырьковая камера; WH — один из экспериментальных залов с выведенными пучками частиц

взаимодействий при эффективной энергии порядка 10^{14} — 10^{15} эв уже к началу 80-х годов.

Сейчас начинают привыкать к гигантским пузырьковым камерам типа 2-метровой водородной камеры «Мирабель», вступившей в строй в Серпухове в 1972 г. Накопленный опыт позволяет и дальше увеличивать объемы детекторов как этого типа, так и более простых, основанных, например, на использовании комплекта искровых камер в магнитном поле (магнитные спектрометры) и позволяющих измерять импульсы частиц с точностями $\sim 1\%$.

Новое «поколение» ускорителей, рассчитанных на энергии в сотни Гэв, уже начинает приносить первые «плоды». Получены, в частности очень важные данные о распределении по числу рождающихся при этих энергиях частиц и о корреляциях между углами их вылета. В самое ближайшее время предстоит решающая проверка тех моделей множественного рождения, которые категорически предвещают выход на логарифмический закон зависимости множественности от начальной энергии.

В связи с вынужденной и весьма дорогостоящей «гигантоманией» физики и инженеры усиленно работают и над принципиально новыми методами ускорения частиц. Очень

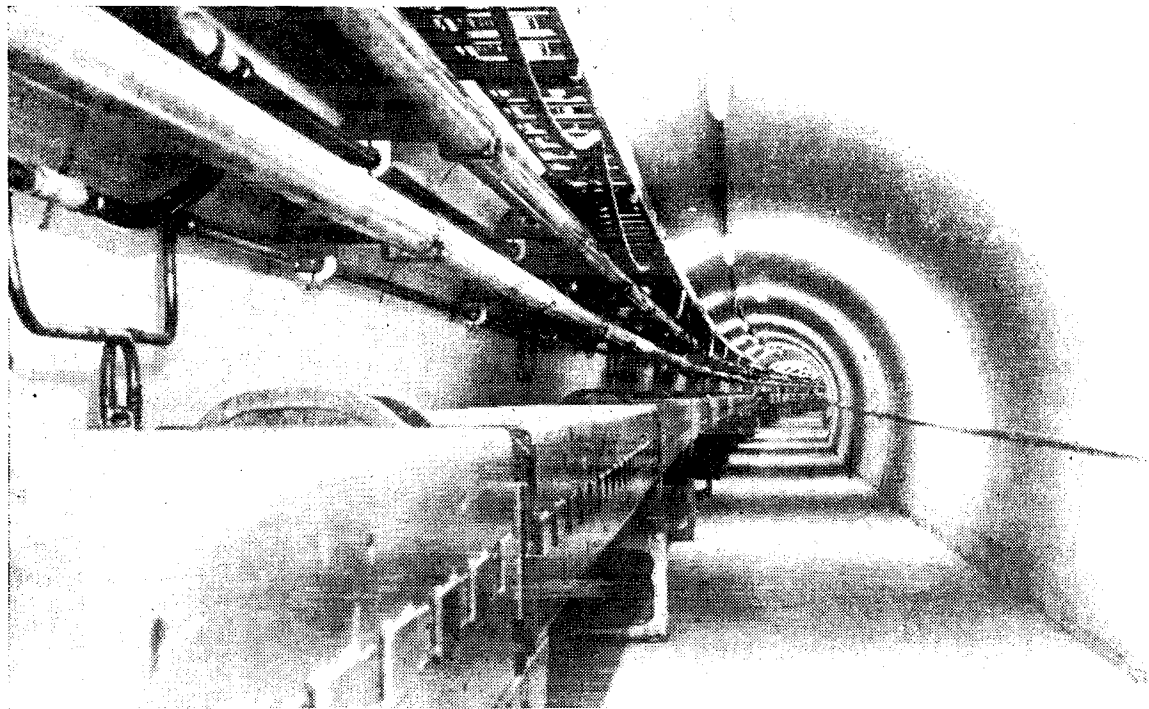


Рис. 58. Часть кольцевого тоннеля ускорителя в Батавии (США), на котором в декабре 1972 г. получены протоны с энергией 400 Гэв. Диаметр ускорителя — около 2 км

перспективной в этом отношении оказалась предложенная советским физиком В. И. Векслером идея коллективного ускорения протонов и ядер. Она заключается в том, чтобы ускорять не сами тяжелые частицы, а кольцевые электронные токи с ионами, «вкрапленными» между электронами. При этом кольцевой ток используется в качестве устойчивого сгустка плазмы, а входящие в плазму электроны как бы «подтягивают» за собой положительно заряженные ядерные частицы (в виде ионов). Опытная установка, работающая по этому принципу, была создана недавно в Дубне коллективом ученых и инженеров во главе с учеником Векслера В. П. Саранцевым.

Непрерывный прогресс ускорительной техники не оставляет равнодушными и физиков, изучающих космические лучи. В настоящее время в горах Памира (на высоте около 5 км) создается установка площадью порядка 1000 м², на которой будут разложены в несколько рядов рентгеновские пленки, переложенные свинцовыми фильтрами. Такая установка позволит изучать семейства γ -квантов, созданных (через промежуточную стадию π^0 -мезонов) в процессах множественного рождения частиц на ядрах атмосферы при энергиях по крайней мере до 10^{15} эв. Участники эксперимента собираются использовать адронные блоки — многослойные «сэндвичи» из свинца с фотоэмульсиями, которые позволят регистрировать и измерять энергии и углы вылета проникающих частиц (адронов), рождаемых одновременно с π^0 -мезонами. В связи с большой трудоемкостью и принципиальной важностью работы в ней принимают участие научные коллективы целого ряда лабораторий Москвы и союзных республик.

В настоящее время трудно, даже невозможно предвидеть, что даст человечеству глубокое проникновение в фундаментальные законы физики сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий частиц. Об этом можно сказать сейчас лишь в общих чертах. Прежде всего это — мудрость, понимание того, как устроены и ведут себя «кирпичики» окружающего мира, причем не только в обычных, земных условиях, но и в совершенно другой обстановке сверхвысоких температур, характерных и для очень горячих «точек» современной Вселенной и для сверхгорячей стадии развития всей Вселенной в далеком прошлом.

На этой основе могут появиться и самые разнообразные возможности технических применений, начиная от

повых источников высоко концентрированной энергии, методов ее хранения, преобразования и передачи и кончая новыми средствами связи, не знающими никаких преград и помех и пригодными, может быть, в масштабах дальнего космоса.

Придирчивый читатель здесь заметит, что автор воспарил в облака беспочвенных, необоснованных фантазий и догадок. В значительной мере это так. Но если не делать никаких догадок, то останется лишь сослаться на притчу о Евклиде. Когда один из его учеников стал настойчиво допытываться, каковы же практические применения учения о параллельных линиях, Евклид подозвал раба и сказал примерно так: «Дай этому юноше несколько монет и пусть уходит: он пришел ко мне не за знаниями, а за выгодой».

Двадцать веков отделяет нас от эпохи Евклида. Опыт развития человеческой цивилизации показывает, что разрыв между «чистым» знанием и его практическим использованием, выгодой остался, он даже углубился и в то же время сократился. Углубился — потому, что для постижения все более глубоких и универсальных, фундаментальных законов природы, особенно в физике, необходима очень высокая степень абстракции, оперирование понятиями и математическим аппаратом, имеющими лишь отдаленное отношение к тому, что может наблюдаться непосредственно даже в самом тонком лабораторном эксперименте.

И сократился — потому, что сократились сроки внедрения научных достижений в производство, резко возрос процент населения, занятого научной деятельностью, а экспериментальная наука опирается на самые передовые технические достижения эпохи.

В чисто практическом и даже финансовом плане расходы на фундаментальную науку не так уж велики. Как отмечено в одном из докладов нобелевского лауреата С. Ф. Пауэрла, «все, что было затрачено человечеством на эту благородную деятельность, окупается сейчас двухнедельной продукцией мировой индустрии». И в то же время вся экономика и вообще весь облик современной цивилизации в конечном счете опирается на прочный фундамент познания, так или иначе прошедшего через стадию чистого любопытства.

Введение	3
В мире сверхвысоких температур	3
Основные силы природы	5
Рождение, гибель и сохранение — три «кита» эволюции живого и неживого мира	8
Загадка вторичного космического излучения и множественное рождение мезонов	10
Глава 1. По следам невидимок	15
Не всегда надо увидеть, чтобы обнаружить и узнать частицы	15
А как все-таки сфотографировать частицы?	22
В работу включаются видимые и невидимые искры	28
Глава 2. Упругое рассеяние и структура элементарных частиц	31
Электронный «сверхмикроскоп» и структура нуклонов	31
Кое-что о пользе физически бессмысленных значений величин	36
Резонансы — новые частицы или новые состояния известных частиц?	41
Глава 3. Дифракционные и когерентные способы рождения частиц	47
Дифракция частиц и ее неожиданные последствия	47
Можно ли обмениваться порцией вакуума	52
О свойствах того, что почти не существует	54
Глава 4. Периферические процессы	62
«Память», инерция и структура частиц	62
Как можно получить одно неупругое взаимодействие из «половины» упругого	65
Сложные пути «реджистики», успехи и трудности мультипериферической модели	73
Глава 5. Статистика, гидродинамика и термодинамика «внутри» элементарной частицы	82
Фазовый объем — краеугольный камень статистики	82
Законы движения мезонной «жидкости» и поперечные импульсы частиц	88

Ревизия исходных положений гидродинамической теории	95
Можно ли обойтись только законами термодинамики?	99
Глава 6. Существует ли фэйрбол?	105
«Шаровая молния» как будто появляется в космических лучах	105
Мультипериферические столкновения и рождение фэйрболов	111
Встречные пучки готовят серьезное испытание	114
Зачем понадобился тяжелый фэйрбол	119
Глава 7. Из чего состоит нуклон	128
«Строительный кирпич» или деталь «архитектурного проекта» частиц материи?	128
Неожиданный «взлом» нуклона с помощью виртуальных фотонов	135
Ядерные каскады в космических лучах и партоновая модель	140
Заключение: О дополнительных проблемах и новых перспективах	147
Парадоксы внутри ядра	147
Не слишком ли много моделей?	153
Путь наверх по лестнице энергий	160

Георгий Борисович Жданов

МНОЖЕСТВЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ

*Утверждено к печати редколлегией
серии научно-популярных изданий Академии наук СССР*

Редактор Н. А. Минц Редактор издательства Е. М. Кляус

Художник В. П. Хлебников

Художественный редактор В. Н. Тихонов

Технические редакторы Л. В. Каскова, Н. Н. Плохова

Сдано в набор 22/XI 1973 г. Подписано к печати 14/III-1974 г. Формат 84×108^{1/32}

Бумага типографская № 2. Усл. печ. л. 8,81. Уч.-изд. л. 8,8. Тираж 12000

Т-05017

Тип. зак. 3244

Цена 54 коп.

Издательство «Наука» 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., д. 21
2-я тип. Издательства «Наука» 121099, Москва, Г-99 Шубинский пер., 10.

ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
58	10 столбец 2 св.	стабильным	квазистабильным
59	8 столбец 3 св.	$N\pi$	$N2\pi$
81	8 св.	π^- -мезонов	π -мезонов

54 коп.



ИЗДАТЕЛЬСТВО
«НАУКА»
ГОТОВИТСЯ К ПЕЧАТИ
КНИГА:

ГУБКИН А. Н. Электреты. 10 л.
65 к.

Электрет — это постоянно на-
электризованный диэлектрик,
несущий на одной стороне по-
ложительный заряд, а на дру-
гой — отрицательный и способ-
ный создать электрическое
поле в окружающем его про-
странстве. В последние годы
электреты находят все большее
применение в радиоэлектрон-
ной технике. Разработка новых
электретов, обладающих повы-
шенным стабильным зарядом,
требует исчерпывающих све-
дений о физической природе
электретного эффекта.

В книге дается описание мето-
дов изготовления электретов
из разных диэлектриков и из-
мерения их поверхностного за-
ряда, свойств электретов, тео-
рий электретного эффекта,
принципов работы различных
электретных приборов. Обсуж-
даются новые направления тех-
нического применения элект-
ретов.

Книга рассчитана на широкий

круг читателей: от школьников
старших классов и студентов
до научных работников и инже-
неров, интересующихся физи-
кой твердого тела, физикой
диэлектриков, радиоэлектрони-
кой.

Адреса магазинов
«Академкнига»:

480391 Алма-Ата, ул. Фурманова, 91/97;
370005 Баку, ул. Джапаридзе, 13;
320005 Днепропетровск, проспект Га-
гарина, 24; 734001 Душанбе, проспект
Ленина, 96; 664033 Иркутск, 33, ул. Лер-
монтова, 303; 252030 Киев, ул. Лени-
на, 42; 277012 Кишинев, ул. Пушкина,
31; 443002 Куйбышев, проспект Лени-
на, 2; 192104 Ленинград, Д-120. Ли-
тейный проспект, 57; 199164 Ленин-
град, Менделеевская линия, 1; 199004
Ленинград, 9 линия, 16; 103009 Моск-
ва, ул. Горького, 8; 117312 Москва,
ул. Вавилова, 55 7; 630090 Новоси-
бирск, Академгородок, Морской
проспект, 22; 630076 Новосибирск, 91;
Красный проспект, 51; 620131 Сверд-
ловск, ул. Мамина-Сибиряка, 137;
700029 Ташкент, Л-29, ул. Ленина, 73;
700100 Ташкент, ул. Шота Руставели,
43; 634050 Томск, наб. реки Ушайки,
18; 450073 Уфа, Коммунистическая ул.,
49; 450073 Уфа, проспект Октября, 129;
720001 Фрунзе, бульвар Дзержинско-
го, 42; 310003 Харьков, Уфимский пер.,
46.