

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ И СТРУКТУРА АДРОНОВ

Б. Н. Калинин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. Л. Шмонин

Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

Дано систематическое изложение результатов цикла исследований, в которых развиваются новые представления о картине множественного рождения адронов в адрон-ядерных столкновениях при высоких энергиях.

Описание этого доминирующего для сильных взаимодействий канала проводится в рамках пространственно-временной схемы.

Представленная феноменологическая модель качественно и количественно достаточно хорошо согласуется с большей частью экспериментальных данных.

The review represents systematically the results of studies which develop new ideas on the picture of multihadron production in high-energy hadron-nucleus collisions.

This channel dominating for strong interactions is described within the space-time scheme.

The presented phenomenological model is in a satisfactory agreement both qualitatively and quantitatively with a bulk of experimental data.

ВВЕДЕНИЕ

Основной результат предпринятого в последнее десятилетие интенсивного исследования адрон-ядерных столкновений заключается в установлении важности роли пространственно-временных факторов в динамике процессов с сильным взаимодействием. Результат этот носит качественный характер. Необходимым условием получения количественной информации о развитии процесса в пространстве и времени является построение возможно более полно отражающей реальную ситуацию модели, которая сводила бы всю совокупность данных по процессам множественного рождения к минимальному числу предположений и параметров.

Многочисленные попытки решить эту проблему привели к существующему в настоящее время обилию моделей адрон-ядерных взаимодействий. Нетрудно, однако, убедиться в том, что многообразию моделей отнюдь не соответствует многообразие

принципиально различных физических подходов. Круг таких подходов, в действительности, весьма ограничен. Как правило, новая модель представляет собой попытку устранить некоторые трудности в рамках одной из двух наиболее широко распространенных схем: каскадного типа и типа «трубки».

В наиболее простом варианте каскадная модель рассматривает адрон-ядерное взаимодействие как совокупность независимых адрон-нуклонных столкновений. При этом предполагается, что в каждом таком столкновении происходит мгновенное образование частиц с характеристиками, идентичными характеристикам адронов. Такое предположение оказалось непригодным для описания процесса в ядерном веществе, где за время обособления вновь рождаемой частицы промежуточная система успевает пройти путь порядка и даже больше размеров ядра. Это обстоятельство было понято довольно давно [1] и практически оно целиком исключает каскадный механизм рождения при высоких энергиях. Несмотря на столь очевидное логическое противоречие, существуют многочисленные попытки сохранить элементы каскадной схемы в качестве основы механизма адрон-ядерных взаимодействий. Они выражаются, в частности, в появлении моделей типа каскада лидирующей частицы в рамках подходов, описывающих многократное рассеяние (см., например, [2]). Необходимая степень подавления каскадного процесса достигается в них совершенно необоснованным пренебрежением взаимодействиями всех вторичных частиц в ядре, за исключением наиболее энергичной — лидирующей. Однако даже такой ценой эти модели не удается согласовать с экспериментом по ряду основных характеристик. (Этот вопрос кратко обсудим в разд. 1.)

В некоторых работах предприняты попытки частично исправить положение путем переноса каскадной схемы на партонный уровень [3]. Однако и на этом уровне принципиальные трудности, свойственные каскадному механизму, сохраняются, лишь несколько изменив свою форму, а уже сделанные сопоставления указывают на несоответствие результатов расчета по схеме, приведенной в [3], эксперименту (подробно рассмотрено в разд. 2).

Необходимость корректного учета пространственно-временных факторов в процессе рождения следует также из несостоятельности идеи, противоположной идее каскадного механизма, согласно которой процесс растянут во времени настолько, что налетающий адрон взаимодействует с трубкой ядерного вещества как с единым целым. Наиболее известными примерами подходов такого рода являются гидродинамическая модель [4] и модель когерентной трубки [5]. (По-видимому, впервые на принципиальную возможность когерентного взаимодействия налетающей частицы с нуклонами ядра указано в первой из работ [5]. В остальных работах [5] эта идея реализуется в виде слишком грубой модели.)

Внутренняя противоречивость гидродинамической схемы в ее наиболее широко распространенном и разработанном виде [4] убедительно показана в [6] (см. также [7] и ссылки в ней): до сих пор не удалось преодолеть несоответствие формулировки начальной фазы процесса с квантовомеханическим принципом неопределенностей. Модели каскадного и гидродинамического типа являются (как правильно отмечено в обзоре [8]) противоположными крайностями, не реализующимися в действительности.

Серьезные трудности возникают и перед моделью когерентной трубки в связи с интерпретацией экспериментов, наиболее чувствительных к степени коллективизации адрон-ядерных взаимодействий. В работе [9] показано, что предсказания этой модели находятся в резком противоречии с экспериментами по кумулятивному пинообразованию, рождению μ^\pm -пар, образованию частиц с большими поперечными импульсами на ядрах. На несоответствие выводов этой модели с данными по множественному рождению в адрон-ядерных взаимодействиях указано также в работах [10].

Таким образом, общая ситуация в рассматриваемой области адронной физики свидетельствует о необходимости поиска других путей. Один из них представлен в данной статье. Она посвящена систематическому изложению конкретной картины множественного рождения в адрон-ядерных взаимодействиях, разработанной в цикле исследований, выполненных в течение последних шести лет [11—18], в рамках пространственно-временной схемы, учитывающей конечность интервала, внутри которого развивается процесс. Альтернативные подходы обсуждаются лишь в порядке сопоставления с данной схемой.

В противоположность прежним моделям — каскадной и гидродинамической, которые представлены в большом числе обзоров, обсуждаемый подход достаточно полно еще не излагался.

Из всех существующих в настоящее время схем она объясняет пока наибольшее количество характеристик, относящихся к адрон-ядерному взаимодействию при высоких энергиях. Хотя первоначально модель складывалась как феноменологическая, она оказалась самым тесным образом связанной с современными представлениями о структуре адрона и природе сильных взаимодействий: с кварк-глюонной моделью адрона и квантовой хромодинамикой. Более того, она не только может подтвердить ряд важных положений этих представлений, но и стать средством для извлечения дополнительной полезной информации об адронной структуре и динамике адронных процессов. Нам представляется, что эти цели должны быть главными при изучении адрон-ядерных взаимодействий.

Ниже мы рассматриваем основной канал адрон-ядерных взаимодействий — множественное рождение. Настоящая работа не охватила широкий круг интересных вопросов, связанных с про-

цессами кумулятивного типа. Пространственно-временной подход к их описанию, являющийся предельным случаем излагаемой здесь модели, развит в работах [19]. Краткая характеристика этого предельного случая и его связь с основным каналом даны в приложении.

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Полезно начать изложение модели с феноменологического варианта [14—16]. Прежде всего такая формулировка представляет самостоятельный интерес.

Далее, феноменологический вариант не опирается на частную картину строения адрона и в рамках своей аксиоматики может существовать независимо от нее. Практически это означает, что возможный в будущем коренной пересмотр существующих в настоящее время представлений о структуре адрона не обязательно должен привести к сильной модификации модели адрон-ядерных взаимодействий.

Более того, в случае успеха эту модель можно рассматривать как некоторые дополнительные феноменологически сформулированные условия, вытекающие из широкого набора экспериментальных данных по множественному рождению в адрон-ядерных взаимодействиях, которым также не должны противоречить следствия, вытекающие из рассматриваемых моделей структуры адрона.

Основные предположения. Модель опирается на ряд допущений, среди которых принципиальное значение имеют два основных предположения.

Первое предположение заключается в том, что адронная система, образованная в столкновении первичного адрона с одним из ядерных нуклонов и дающая начало подавляющему числу рожденных частиц («пионизационная» область спектра), на первой стадии своего развития при взаимодействии с остальными ядерными нуклонами выступает как единый объект — кластер, в котором выделение частиц не завершено.

Это предположение является достаточно правдоподобным по той причине, что первая стадия связана с локализацией адронного сильно возбужденного вещества в малом объеме (характерный размер — радиус сильного взаимодействия, размер нуклона). Интенсивные процессы обмена, обусловленные высокой плотностью энергии, не допускают выделения в такой системе определенного числа реальных частиц. Фактически этот аргумент использовался уже давно в некоторых моделях множественного рождения адронов в элементарном акте (см., например, [20]).

Разумеется, через некоторый интервал времени, пройдя определенный путь, расширившись и распавшись на реальные частицы,

кластер перестает быть единым объектом. В рассматриваемой нами области энергий распад кластера происходит, как правило, вне ядра.

Наглядным свидетельством того, что рождающиеся частицы не обособляются внутри ядра, является отсутствие зависимости среднего поперечного импульса рожденных частиц от размера ядра-мишени (см., например, [21]), поскольку повторные взаимодействия приводили бы к росту $\langle p_{\perp} \rangle$.

Вторым предположением модели является утверждение, что компонента, проявляющаяся в итоге процесса в виде малого числа наиболее энергичных частиц («лидирующая» группа), взаимодействует с веществом значительно слабее, чем кластер или реальный адрон. В принципе к существованию такой возможности можно прийти логическим путем даже без привлечения конкретных моделей строения адрона, допуская лишь сам факт его композитности. В самом деле, уже первый акт неупругого взаимодействия налетающего нуклона (π -мезона) с ядерным нуклоном, по существу, играет роль селектора, отделяющего сильновзаимодействующие компоненты (что приводит к образованию кластера) от сравнительно слабовзаимодействующих компонент сталкивающихся адронов. Лидирующая система в среднем должна быть конечным продуктом слабовзаимодействующей компоненты (и потому теряющим малую часть своего первоначального импульса). Но тогда в пределах пространственно-временного интервала порядка ядерного вслед за своим возникновением такая система должна оставаться слабовзаимодействующей с нуклонами в дальнейших столкновениях. По истечении достаточно большого времени, благодаря внутренней перестройке, лидирующая система реализуется в виде «нормального» адрона (адронов), обладающего способностью «нормально» взаимодействовать.

Восстановление свойств адрона требует временного интервала, не меньшего, чем

$$\tau_0 \approx \langle r_h \rangle / c \approx (2 \div 3) \cdot 10^{-24} \text{ с}, \quad (1)$$

где $\langle r_h \rangle$ — среднеквадратичный радиус адрона. Средний пробег лидирующей частицы до восстановления нормальных свойств

$$l \approx \gamma_{\perp} \tau_0 c, \quad (2)$$

где γ_{\perp} — ее лоренц-фактор. Поскольку средний коэффициент неупругости в pp -взаимодействии $\approx 0,5$, а лидирующая система может быть возбужденной системой с массой $M \approx 2 \text{ ГэВ}$,

$$\gamma_{\perp} \approx 0,5 E^{\text{in}} / M \approx E^{\text{in}} / 4, \quad (3)$$

т. е.

$$l \gtrsim 0,2 E^{\text{in}} \text{ ферми}. \quad (4)$$

Таким образом, при $E^{\text{in}} \approx 10$ ГэВ l превышает межнуклонное расстояние в ядрах, а при $E^{\text{in}} \approx 100$ ГэВ — диаметр тяжелых ядер. Следовательно, представление о том, что лидирующая частица в повторных взаимодействиях в ядре проявляет те же свойства, что и адрон в адрон-нуклонных столкновениях, противоречит принципу причинности, на котором основана оценка (1) — (4).

Существует немало экспериментальных фактов, свидетельствующих о том, что свойства лидирующих частиц в повторных взаимодействиях внутри ядра существенно отличаются от свойств нормальных адронов.

Рассмотрим некоторые из них.

а) Выше уже упоминалось о том, что средний коэффициент неупругости $\langle k \rangle$ является очень слабо растущей функцией атомной массы ядра-мишени A . Если зависимость $\langle k \rangle$ от A аппроксимировать выражением $\langle k \rangle \sim A^\alpha$, то экспериментальное значение $\alpha = 0,06 \pm 0,02$ [22] для протон-ядерных взаимодействий и $\alpha = 0,05 \pm 0,01$ [23] для пион-ядерных. Значение α , получаемое в модели многократного рассеяния с постоянным сечением взаимодействия лидирующей системы с нуклонами ядра $\sigma \approx 32$ мб существенно выше: $\alpha = 0,12 \div 0,17$ при $\langle k_{NN} \rangle = 0,5 \div 0,4$ (расчет проведен в предположении фермиевского распределения плотности нуклонов в ядре). Если предположить, что в результате первого взаимодействия изменяется лишь сечение лидирующего адрона на фактор $1/n$, а остальные свойства сохраняются, то в соответствии с моделью многократного рассеяния можно получить зависимость α от n , приведенную на рис. 1. Из рис. 1 следует, что для достижения согласия с экспериментом в рамках этого предположения сечение повторных взаимодействий лидирующей частицы должно быть уменьшено в несколько раз. К такому же выводу приходят авторы работы [24] при исследовании пион-ядерных взаимодействий.

б) На рис. 2 приведена зависимость средней множественности ливневых частиц от энергии для p Ag-, Вг-взаимодействий и резуль-

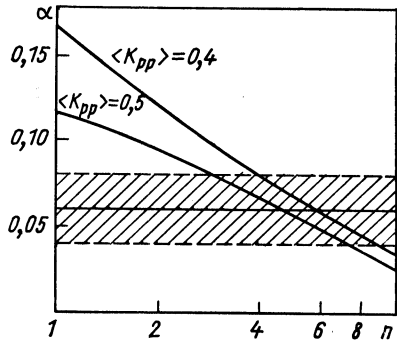


Рис. 1. Зависимость α при параметризации $\langle k_{pA} \rangle \sim A^\alpha$ от фактора n в выражении $\sigma_l = \sigma_{NN}^{\text{in}}/n$ в схеме каскадирования лидирующей частицы при разных $\langle k_{pN} \rangle$ (сплощенные линии).

Заштрихован коридор ошибок для значений, удовлетворяющих экспериментальным данным

таты расчета этой зависимости по модели многократного рассеяния при различных значениях n . При этом взаимодействия вторичных частиц не учитывались. Из рис. 2 видно, что, за исключением небольших значений энергий (≈ 20 ГэВ), модель многократного рассеяния удается согласовать с экспериментальными данными [25], лишь уменьшив сечение взаимодействия лидирующей системы в несколько раз.

в) Аналогичная ситуация имеет место для зависимости от энергии отношения $\langle n_s \rangle / D$, где D — дисперсия распределения по числу n_s релятивистских частиц. Это видно из рис. 3, на котором при-

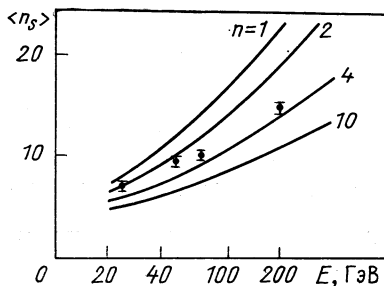


Рис. 2. Зависимость $\langle n_s \rangle$ в рамках модели каскада лидирующих частиц для разных $\sigma_{лN} = \sigma_{лN}^{\text{ин}}/n$

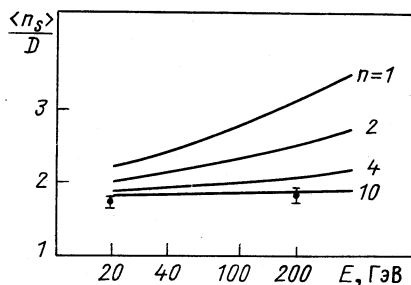


Рис. 3. Величина $\langle n_s \rangle / D$ при тех же предположениях, что на рис. 1,2

ведены результаты расчета $\langle n_s \rangle / D$ по модели многократного рассеяния и в pE_{π} -взаимодействиях (соответствующие экспериментальные данные взяты из [26]).

г) Неоднократно указывалось на то, что предположение о нормальных свойствах лидирующего адрона в повторных взаимодействиях в ядре противоречит данным по спектрам лидирующих адронов.

Так, в работе [15] показано, что число γ -квантов от распада π^0 -мезонов в области фрагментации налетающей частицы в π -С-взаимодействиях при $E_{\pi}^{\text{ин}} = 40$ ГэВ не зависит от числа сопровождающих нерелятивистских n_g протонов, характеризующего пробег лидирующего адрона в ядре. Такое поведение спектров γ -квантов можно объяснить, лишь уменьшив сечение повторного взаимодействия лидирующей частицы в несколько (~ 8 [15]) раз.

Недавно в тех же π -С-взаимодействиях при $E_{\pi}^{\text{ин}} = 40$ ГэВ анализировались импульсные спектры заряженных частиц [27]. В частности, их сравнивали с результатами расчета по модели многократного рассеяния. При этом также сделан вывод о том, что предположение о нормальных свойствах лидирующей частицы в повторных взаимодействиях не реализуется, поскольку приво-

дит к занижению выхода частиц с большими импульсами. Подобный вывод сделан также в [28] на основе анализа спектров энергичных частиц, образованных при взаимодействии протонов ($E_p^{\text{in}} \approx 20$ ГэВ) с набором чистых мишеней и в [24] на основе исследования распределения лидирующих частиц по p_{\perp} в πE_{cm} -взаимодействиях при $E_{\pi}^{\text{in}} = 50$ ГэВ.

Перечисленные факты (их набор далеко не исчерпан) убедительно подтверждают выдвигавшуюся ранее [29] гипотезу о том, что после первого столкновения в ядре адрон некоторое время находится в «голом», молодом состоянии, свойства которого коренным образом отличаются от нормальных. Следует, однако, заметить, что существующие попытки количественного описания этих свойств носят пока еще в значительной степени условный характер. Непонимание этого обстоятельства нередко приводит к недоразумениям и ошибочным выводам в вопросах, связанных с проблемой «голых» адронов.

Во-первых, оценки сечения взаимодействия лидирующей системы в ядре делаются в предположении, что остальные свойства (коэффициент неупругости, средняя множественность и т. п.) такие же, как у нормальных адронов. Вследствие этого оценки сечения повторного взаимодействия лидирующей системы с нуклонами ядра, сделанные на основе разных наблюдаемых характеристик, могут существенным образом различаться. Не исключена возможность и того, что лидирующая система взаимодействует с весьма большим и даже приближающимся к σ_{NN}^{in} сечением, однако, главным образом, упруго, с малыми передачами импульса. Такие взаимодействия не дают вклада в среднюю множественность и коэффициент неупругости, однако существенно влияют на распределения лидирующих частиц по поперечному импульсу и некоторые другие характеристики.

Во-вторых, не все взаимодействия адронов приводят к сильному нарушению их структуры. Так, например, в дифракционных процессах, парциальное сечение которых приблизительно $(0,2 \div 0,3) \sigma_{NN}^{\text{in}}$, лидирующий адрон находится в основном или слабо-возбужденном состоянии. Маловероятно, чтобы его свойства существенным образом отличались от свойств обычных адронов. Неучет этого фактора приводит к завышению оценки сечения повторных взаимодействий лидирующих частиц, образованных в пионизационном процессе.

Возможно, что основной вклад в A -зависимость коэффициента неупругости и других характеристик, связанных с повторным взаимодействием лидирующих частиц, дают те события, в которых в первом акте взаимодействия налетающего адрона с нуклоном ядра происходит дифракционный процесс. Такая гипотеза подтверждается тем, что:

а) оценки сечения взаимодействия лидирующей частицы, основанные на анализе всех событий, приводят к значениям $\sigma_{\pi} \approx \approx (1/6 \div 1/3) \sigma_{NN}^{\text{in}}$ [24, 27], близким к сечению дифракционных процессов $(0,2 \div 0,3) \sigma_{NN}^{\text{in}}$;

б) с ростом n_h при $n_h > 10$ увеличение коэффициента неупругости прекращается [30] (рис. 4) ($n_h = n_g + n_b$; здесь n_g — число «серых», а n_b — число «черных» треков в соответствии с принятой в фотоэмульсионной методике терминологией). Это

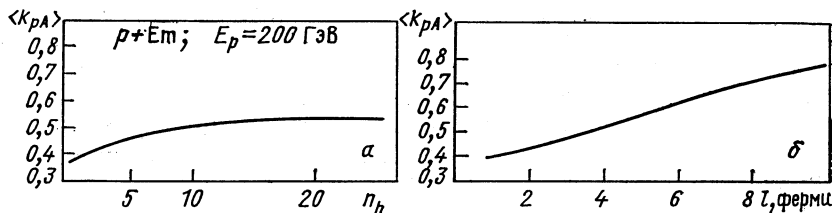


Рис. 4. Зависимости k_{pA} от n_h [30] (а) и толщины ядерного вещества в рамках модели аддитивных кварков (б)

можно связать с вымиранием дифракционных каналов на пробегах в ядре, соответствующих $n_h \lesssim 5$, и пренебрежимо малым взаимодействием лидирующих частиц, образованных в пионизационном процессе.

Отсюда следует, что попытки оценить сечение взаимодействия лидирующей частицы в событиях с малой потерей энергии ($x_{\pi} \approx \approx 0,8 \div 1$) могут приводить к результату: $\sigma_{\pi} \approx \sigma^{\text{in}}$, поскольку доминирующий вклад в события с малым энерговыделением дают периферические столкновения, в которых структура налетающего адрона не нарушается.

Таким образом, основные предположения модели требуют явного учета пространственно-временных факторов в описании процесса множественного рождения адронов в ядерном веществе. При этом с практической точки зрения второе предположение позволяет в первом приближении пренебречь эффектами, обусловленными вторичными взаимодействиями лидирующей системы с ядерными нуклонами.

Интерпретация указанных предположений с точки зрения современных представлений о структуре адрона дана в разд. 2.

Сделаем еще одно замечание. В модели принято, что процесс множественного рождения в адрон-ядерных взаимодействиях начинается со столкновения налетающего адрона с одним из нуклонов ядра. Данные по рождению μ^{\pm} -пар на ядрах свидетельствуют о том, что такая ситуация реализуется с высокой точностью. В работе [10] показано, что даже малая добавка ($\approx 6\%$) взаимодей-

ствий с динуклонами приводит к резкому расхождению с экспериментом.

Уравнения модели. Построение модели требует разработки математического аппарата, позволяющего производить конкретные расчеты. Задача эта непростая, для ее решения вряд ли удастся использовать какую-либо готовую схему.

Пренебрежение взаимодействием лидирующей компоненты приводит к тому, что в рамках модели основной причиной различия характеристик множественного рождения в адрон-адронном и адрон-ядерном взаимодействии при одной и той же энергии, является взаимодействие кластера с ядерным веществом.

Особая роль кластера, а также отличие его свойств от свойств обычных частиц, обусловленное тем, что он является сильно возбужденной и абсолютно нестабильной системой, привели к необходимости сформулировать специальные уравнения, описывающие его движение в веществе.

Из основных свойств кластера [11] следует, что уравнения должны описывать картину, адекватную движению в среде объекта с растущими массой и поперечными размерами, затрачивающего часть своей энергии на возбуждение среды. Такие уравнения сформулированы в работах [11]. Пренебрегая упругими процессами, эти уравнения для однородной ядерной среды можно представить в виде:

$$dE/dz = -\bar{\epsilon}\rho\sigma_{KN}(z); \quad (5a)$$

$$dE_0/dz = T_{KN}(z)\rho\sigma_{KN}(z), \quad (5b)$$

где

$$\sigma_{KN}(z) = \pi \left[r_0 + \int_{z_0}^z dz' / \sqrt{\gamma^2(z') - 1} \right]^2; \quad (6)$$

$$\gamma(z) = E(z) / E_0(z); \quad (7)$$

$$T_{KN}(z) = \langle k_{KN} \rangle \{ \sqrt{2m\gamma(E) E_0 + E_0^2 + m^2} - (E_0 + m) \}. \quad (8)$$

В (5) и (7) E — полная; E_0 — внутренняя энергия кластера; γ — его лоренц-фактор в л. с.; z_0 — точка его рождения в ядре; z — координата вдоль траектории движения; ρ — плотность нуклонов в ядре; $r_0 \approx \hbar/\mu_{\pi c}$ — размер области, занимаемой кластером в момент рождения.

В уравнении (5a) $\bar{\epsilon}$ — средняя кинетическая энергия нуклона отдачи в кластер-нуклонном взаимодействии. В [11—15] величина $\bar{\epsilon}$ считается параметром модели, подлежащим фиксации путем сравнения с экспериментом. Однако последовательный учет законов сохранения приводит к тому, что величина $\bar{\epsilon}$ определяет-

ся кинематикой кластер-нуклонного столкновения, т. е. массой кластера, коэффициентом неупругости этого столкновения и переданным нуклону отдачи поперечным импульсом [16]:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\bar{p}_{\parallel}^2 + \bar{p}_{\perp}^2 + m^2} - m, \quad (9)$$

где m — масса нуклона; p_{\parallel} и p_{\perp} — продольный и поперечный импульсы нуклона отдачи, причем

$$p_{\parallel} = \frac{p [2m(E+m) - (E_0^{*2} - E_0^2)]}{2(2mE + E_0^2 + m^2)} \times \\ \times \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4(E+m)^2(\bar{p}_{\perp}^2 + m^2) - [2m(E+m) - (E_0^{*2} - E_0^2)]^2}{p^2 [2m(E+m) - (E_0^{*2} - E_0^2)]^2}} \right\} \times \\ \times \sqrt{2mE + E_0^2 + m^2}. \quad (10)$$

В (10) E_0 и E_0^* — внутренняя энергия кластера до и после рассматриваемого соударения. Последняя определяется величиной E_0 и динамикой KN -соударения, заложенной в уравнении (5б). В расчетах величина p_{\perp} для нуклона отдачи в адронных соударениях в соответствии с [31] полагалась равной $\sim 0,45$ ГэВ/с.

Первое уравнение системы (5) связывает потерю энергии кластером в веществе на единицу длины пути с сечением σ_{KN} его взаимодействия с нуклоном. Второй член в скобках в выражении для σ_{KN} учитывает изменение поперечного размера кластера, расширяющегося в собственной системе с околосветовой скоростью. Во втором уравнении $T_{KN}(z)$ — величина, на которую увеличивается масса кластера в результате KN -взаимодействия (8); $\langle K_{KN} \rangle$ — среднее значение коэффициента неупругости этого взаимодействия. Таким образом, второе уравнение описывает изменение внутренней энергии кластера в веществе. Возможность классического приближения обусловлена малостью дебройлевской длины волны кластера по сравнению с межнуклонными расстояниями, а прямолинейность траектории — малостью среднего поперечного импульса кластера. Схема движения кластера приведена на рис. 5.

Рассмотрим вопрос о числе параметров модели, определяющих решение уравнений (5).

На первый взгляд, к их числу можно отнести величины $E_0(0)$, $E(0)$, r_0 . Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать наиболее вероятный канал множественного рождения, определяемый

в основном средними величинами,

$$E_0(0) \approx \langle k_{NN} \rangle \sqrt{s}, \quad \langle k_{NN} \rangle \approx 0,4 \div 0,5, \quad (11)$$

где $\langle k_{NN} \rangle$ — средний коэффициент неупругости в NN -столкновениях. Обычно считают, что экспериментальные данные свидетельствуют об отсутствии заметной зависимости $\langle k_{NN} \rangle$ от $E_{\text{л}}$. Таким образом, $E_0(0)$ и ее зависимость от $E_{\text{л}}$ полностью определены соотношением (11).

Далее, из $\gamma(0) \approx \gamma_{\text{с.ц.п.}}$ следует: $E(0) = E_0(0) \gamma_{\text{с.ц.п.}}$. Следовательно, величины $E(0)$ и $E_0(0)$ не являются параметрами модели, а определяются величиной $E_{\text{л}}$ и коэффициентом неупругости первичного акта.

В (5) входит также величина r_0 — начальный поперечный размер рожденного кластера, т. е. размер области, заполненной адронной материей, которая распределена в момент соударения по объемам сталкивающихся нуклонов. В соответствии с представлением о протяженном адроне радиус этой области ограничен снизу величиной $r_0 \approx \langle r_N \rangle$ (при полном перекрытии), а сверху $r_0 \approx 2 \langle r_N \rangle$ (при периферических соударениях). Используя известное значение $\langle r_N \rangle \approx 0,8$ ферми, нетрудно получить, что среднее значение $r_0 \approx 1,24$ ферми. Это значение (точнее, $r_0 = 1,2$ ферми) используется в конкретных расчетах.

Полезно также сделать замечание о возможной зависимости r_0 от $E_{\text{л}}$. Из ряда микроскопических моделей, например [32], следует, что радиус сильного взаимодействия должен расти с энергией. Правда, эта зависимость весьма слабая, логарифмическая. О возможной степени роста r_0 в интересующем нас интервале энергий 20—400 ГэВ (энергии, доступные ускорителям, при которых, как мы ожидаем, наша модель должна «работать») можно судить по увеличению полного сечения pp -взаимодействия. Это увеличение (серпуховский эффект) составляет всего лишь несколько процентов. Следовательно, рост самого r_0 еще меньше. Ясно, что указанный эффект находится за пределами точности обсуждаемой модели. Поэтому разумно считать r_0 константой.

Значение $\langle k_{KN} \rangle$ — среднего коэффициента неупругости кластер-нуклонного взаимодействия — заранее неизвестно. Эту вели-

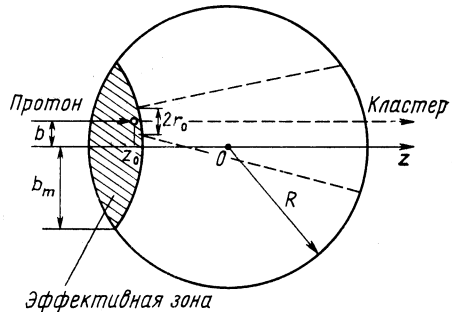


Рис. 5. Общая схема движения кластера в ядре.

Заштрихованная область — эффективная зона точек рождения кластера, способного вызвать «полный» развал ядра

чину следует считать параметром. В некоторых случаях систему уравнений (5) удобно представить в безразмерном виде [11]:

$$d\eta/d\xi = - \left[s_0 + \int_0^\xi d\xi' / \sqrt{\gamma^2(\xi') - 1} \right]^2; \quad (12a)$$

$$dx/d\xi = L \left\{ \sqrt{\kappa^2 + 2 \frac{m}{E_0(0)} + \frac{m^2}{(E_0(0))^2}} - \kappa - \frac{m}{E_0(0)} \right\} \times \\ \times \left[s_0 + \int_0^\xi d\xi' / \sqrt{\gamma^2(\xi') - 1} \right]^2, \quad (12b)$$

где

$$\eta(\xi) = E(\xi) / E_0(0); \quad \kappa(\xi) = E_0(\xi) / E_0(0); \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \xi &= (z - z_0) \sqrt[3]{\pi r \bar{\epsilon} / E_0(0)}, \quad s_0 = r_0 \sqrt[3]{\pi r \bar{\epsilon} / E_0(0)}; \\ L &= \langle k_{KN} \rangle E_0(0) / \bar{\epsilon}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

При сравнении результатов модели и экспериментальных данных следует иметь в виду обстоятельство, которое позволит избежать в дальнейшем некоторых недоразумений. Речь идет о величинах, непосредственно определяемых в модели.

Как мы видели, основу математического аппарата модели составляют уравнения (5). Решая (5), мы должны в результате получить функции $E(z)$ и $E_0(z)$, т. е. энергию и массу кластера, вышедшего из ядра. Соотношение (13) позволяет оценить и лоренц-фактор кластера. На основании этих решений можно получить также средние значения \bar{E} и \bar{E}_0 на акт взаимодействия. Таким образом, для сравнения предсказаний модели с экспериментом требуется определить на опыте именно указанные величины, для чего необходима информация о суммарной энергии продуктов разрушения ядра и спектрально-угловых характеристиках всех рожденных частиц в каждом акте взаимодействия.

Однако используемые в настоящее время экспериментальные методы исследования адрон-ядерного взаимодействия не дают, как правило, столь полной картины процесса. Переход от характеристик процесса, вычисляемых в модели, к величинам, непосредственно наблюдаемым в эксперименте, требует привлечения некоторых дополнительных предположений. При этом форма такого перехода может определяться методикой конкретного эксперимента и не являться органической частью модели.

Переход от решений системы уравнений (5) к наблюдаемому. Связь характеристик релятивистских частиц с решениями системы (5) основана на предположении о том, что нормированные спектры частиц, образующихся при распаде кластера в (hA) -

и (hp) -столкновениях ($E^{\text{in}} = \text{const}$) в системе его покоя приближенно идентичны:

$$\frac{1}{\langle n_{hA} \rangle} \left(\frac{d^3 f(\mathbf{p})}{d^3 p} \right)_{h,A} \approx \frac{1}{\langle n_{hp} \rangle} \left(\frac{d^3 f(\mathbf{p})}{d^3 p} \right)_{h,p}. \quad (15)$$

Из (15) непосредственно следует равенство средних энергий рожденных частиц $\bar{\varepsilon}_c$. Поскольку среднее число частиц при распаде кластера с массой E_0 равно

$$\langle n \rangle \approx E_0 / \bar{\varepsilon}_c, \quad (16)$$

из (16) получаем

$$\langle n_s \rangle_{hA} / \langle n \rangle_{hp} \approx E_{0,hA} / E_0(0). \quad (17)$$

В случае однокластерного механизма рождения предположение (15) эквивалентно предположению о существовании универсальности фазового перехода кварк-глюонного вещества кластеров в адроны, — процесса адронизации. Следовательно, в первом приближении (15) не зависит от массы кластеров.

В качестве примера частной модельной реализации множественного рождения в (h, p) -взаимодействии, иллюстрирующего соотношения (15) и (17), можно привести схему, рассмотренную в [33]. Она опирается на предположения: а) о термодинамическом распаде кластера с распределением по импульсам, характерным для «черного» излучения, и б) о постоянстве среднего времени адронизации τ_h , что при $E_{\text{л}} \leq 200 \div 300$ ГэВ приводит к постоянству среднего распадного объема V_h кластера (подробнее об этом см. в [33]).

Предположение а), примененное для кластеров с массами, отличающимися не слишком сильно, соответствует (15). Используя модель [33], можно оценить степень выполнения и соотношения (17). Из [33] следует, что:

$$\langle n \rangle \sim V_h^{0,18} E_0^{0,82}. \quad (18)$$

Зависимость (18) очень слабо отличается от линейной. Например, для ядер фотоэмульсии имеем $\bar{n} = \bar{E}_0 / E_0(0) \approx 1,6 \div 1,7$. Это приводит к разнице между (17) и (18) не более 8—9%. Оценка является верхней, так как «ядерный» кластер распадается при большем объеме из-за затяжки процесса адронизации в результате его повторных неупругих взаимодействий. Это еще больше сближает зависимость (17) и (18). В результате, принимая во внимание точность модели и эксперимента, их можно считать одинаковыми.

Далее, для вычисления распределения по числу релятивистских частиц в модели используется также весьма общий принцип,

закрывающийся в предположении, что приближенно имеет место

$$\text{КНО-скейлинг.} \quad (19)$$

Мы полагаем, что форма распределения по числу n_s в первом приближении не зависит от массы кластера. Разумеется, в фактических расчетах характеристик релятивистских частиц необходимо использовать конкретный вид функций, описывающих спектрально-угловые распределения (15), распределения в соответствии с КНО-скейлингом, а также вносить некоторые необходимые поправки.

Например, в (17) необходимо учесть поправку на вклад частиц лидирующей компоненты, число которых приблизительно постоянно и равно 1,6. Они не принимают участия в процессе увеличения массы кластера. Внося это уточнение, вместо соотношения (17) получаем

$$\langle n_s \rangle_{hA} = [\langle n_s \rangle_{hD} - 1,6] E_{0,hA} / E_0(0) + 1,6. \quad (20)$$

В соответствии с предположениями (15) и (19) в модели использована следующая процедура перехода к наблюдаемым.

1. Для распределения по множественности s -частиц, использовано выражение, полученное в работе [34] для pp -столкновений и не противоречащее КНО-скейлингу:

$$\left. \begin{aligned} F(n_s) &= n_s (\psi + \mu w) \exp(-vw), \\ v &= 1,31; \psi = 0,93; \mu = 0,49; w = (\pi/4) (n_s / \langle n_s \rangle)^2, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где $\langle n_s \rangle$ соотношением (17) связано с E_0 — решением системы уравнений (5).

2. Распределение по $\lambda = \lg \lg \theta$ описывается выражением

$$F(\lambda) \sim \exp \{ - [(\lambda - \lg \kappa) / \bar{\lambda}]^2 / 2\sigma^2 \}, \quad (22)$$

где $\bar{\lambda}$ — среднее значение λ в pp -столкновении; $\sigma = 0,65$, а $\kappa = E_0 / E_0(0)$ — решение уравнений (5). Такая аппроксимация $F(\lambda)$ для pp -столкновений проведена в [31].

3. Определение числа g -частиц, характеризующего реакцию ядра на проходящий в нем процесс множественного рождения, производится следующим образом.

Полагая, что вылетевший при разрушении ядра нуклон с вероятностью Z/A оказывается протоном, вероятность вылета данного числа n_g g -частиц при передаче кластером ядру энергии ΔE можно представить в виде

$$C_{n_g}^n (Z/A)^{n_g} (1 - Z/A)^{n - n_g}, \quad (23)$$

где

$$n = \Delta E / \bar{\epsilon}, \quad \bar{\epsilon} \approx \bar{\epsilon}_g + \bar{\epsilon}_{св} + (1,5 \div 2,0) (\bar{\epsilon}_b + \bar{\epsilon}_{св}); \quad (24)$$

$\bar{\epsilon}_s$ и $\bar{\epsilon}_{св}$ — средняя энергия b -частиц и средняя энергия связи нуклона в ядре. Коэффициент $(1,5 \div 2)$ в (24) отражает экспериментально наблюдаемое соотношение $n_s \approx (1,5 \div 2) n_g$, выполняющееся в среднем для ядер различной массы. Оно нарушается в редких событиях, близких к «полному развалу» ядра [35]. Однако из-за малости $\bar{\epsilon}_s$ соответствующая поправка в $\bar{\epsilon}$ несущественна.

Существует убеждение, что средняя энергия g -частиц $\bar{\epsilon}_g$ практически не зависит от энергии первичного адрона. Эксперименты пока подтверждают это. Средняя энергия приближенно равна $\bar{\epsilon}_g = 0,13$ ГэВ. Полагая $\bar{\epsilon}_s \approx \bar{\epsilon}_{св} \approx 0,01$ ГэВ, получим

$$\bar{\epsilon} \approx 0,18 \text{ ГэВ.} \quad (25)$$

Соотношения (24) предполагают независимость $\bar{\epsilon}_g$ от числа g -частиц, что не противоречит экспериментальным данным [36].

Заметим, что в первой приближенной версии модели [11] величины средней энергии нуклона отдачи $\bar{\epsilon}$, средней энергии $\bar{\epsilon}_g$ и $\bar{\epsilon}$ отождествлялись. Это было связано с пренебрежением диссипацией части энергии на образование и вылет b -частиц из ядра.

Подчеркнем, что $\bar{\epsilon}$ не является параметром модели. Эта величина вычисляется, как описано выше, и служит лишь для представления результата модели — энергии ΔE через число g -частиц.

4. Корреляции между числами релятивистских s - и нерелятивистских g -частиц получаются из произведения распределений (21) и (23) усреднением по одной из переменных: по n_s для $\langle n_s \rangle = f_1(n_g)$ или по n_g для $\langle n_g \rangle = f_2(n_s)$. Например, для расчета функции корреляции $\langle n_g \rangle = f_2(n_s)$ это произведение следует умножить на n_g , просуммировать по этой переменной. Легко видеть, что, как и распределения (21) — (23), полученная функция

$$\langle n_g(l) \rangle = \sum_{n_g} F[n_s(l)] F(n_g, l) n_g \quad (26)$$

зависит от длины пробега кластера в ядре l , тем самым, от точки его рождения (b, z_0) ; b — прицельный параметр налетающего первичного адрона.

Аналогично можно построить и другие функции корреляции при заданном значении длины пробега.

Для вычисления распределений и функций корреляций для ядра в целом выражения (21) — (23) и (26) и аналогичные, как

и обычно, усредняются по точкам рождения с весом:

$$\frac{2\pi}{\sigma_{pA}^{\text{in}}} \sigma_{pN}^{\text{in}} \rho \left\{ \exp \left[-\sigma_{pN}^{\text{in}} \int_{-\infty}^{z_0} \rho(b, z') dz' \right] \right\} b db dz_0. \quad (27)$$

Основные следствия модели. Накопленные в последние годы качественно новые факты по адрон-ядерному взаимодействию поставили перед теорией интересные вопросы.

Большую часть этих фактов можно сопоставить с моделью [11] без детального решения системы уравнений (5). Для этого достаточно воспользоваться некоторыми предельными переходами и аксиоматикой модели.

Рассмотрим эти следствия.

1. Если пренебречь взаимодействиями лидирующей компоненты, то коэффициенты неупругости адрон-ядерного и адрон-адронного взаимодействия должны быть близки друг к другу; должна отсутствовать зависимость этого коэффициента от A или от $n_h = n_g + n_b$. Действительно, часть энергии первичной частицы, затрачиваемая на образование кластера, распределяется на тем большее число s -частиц, чем больше его пробег в ядерном веществе (т. е. n_h или n_g). Эта закономерность подтверждается экспериментом с указанной точностью [30] (см. рис. 4а).

2. Поскольку в рамках представленной картины процесса кластер распадается на реальные частицы, как правило, за пределами ядра, то непосредственным следствием исходных предположений является совпадение среднего значения поперечного импульса рожденных частиц в pp - и pA -взаимодействиях.

В случае каскадной схемы процесса следовало бы ожидать значительного увеличения $\langle p_{\perp} \rangle$. Наблюдаемое поведение $\langle p_{\perp} \rangle$ свидетельствует не в пользу такой схемы. Этот аргумент является общепризнанным. Для объективности следует упомянуть здесь работу [37], в которой он оспаривается. Авторы [37] считают, что такое поведение $\langle p_{\perp} \rangle$ не является «антикаскадным тезисом», поскольку оно наблюдается для всех частиц, в то время как для π -мезонов с $p_{\perp} > 1$ ГэВ/с $\langle p_{\perp} \rangle$ растет при увеличении A .

Однако этот эффект не может служить указанием на каскадирование быстрых частиц, так как является тривиальным следствием кинематики процесса. Известно, что между поперечной и продольной компонентами импульса, отнесенными к с. ц. и. сталкивающихся частиц, существует корреляция, положительная в центральной области. Схематически она представлена на рис. 6. При торможении кластера в ядре его лоренц-фактор уменьшается в κ раз, κ — решение системы (12). Следовательно, если в элементарном акте пионы с импульсом $p > p_{\text{л.с.}}$ попадают в интервал

$$p_{\parallel}^* > p_a \approx p_{\text{л.с.}} (\gamma_{\text{с.ц.и.}} - \sqrt{\gamma_{\text{с.ц.и.}}^2 - 1}),$$

то в адрон-ядерных столкновениях такими пионами могут быть лишь пионы с продольным импульсом:

$$p_{\parallel}^* > p_b \approx p_{\text{л.с.}}(\kappa\gamma_{\text{с.ц.и.}} - \sqrt{\kappa^2\gamma_{\text{с.ц.и.}}^2 - 1}) \approx \\ \approx p_a + (p_{\text{л.с.}}/2\gamma_{\text{с.ц.и.}})(\kappa - 1).$$

Естественно, что $\langle p_{\perp} \rangle$ для них выше (см. рис. 6).

Здесь же следует отметить, что наблюдаемое поведение $\langle p_{\perp} \rangle$ при переходе от адрон-адронных к адрон-ядерным взаимодействиям трудно понять в рамках партонных каскадных моделей [3].

3. Вполне закономерный с точки зрения модели результат получен недавно в работе [38], где исследовано рождение антипротонов на ядрах Ве, Al, Cu, Au протонами с энергией $E_p^{\text{ин}} = 10$ ГэВ. В ней показано, что для объяснения наблюдаемых сечений образования \tilde{p} необходимо исключить возможность поглощения антипротона из-за аннигиляции на отрезке $\Delta z \approx 5 \div 9$ ферми от точки рождения. Это естественно, поскольку продукты первого акта проходят практически весь путь в ядре в кластерном состоянии, в котором антипротона, как такового, еще не существует. Попытка же авторов [38] объяснить свой результат в рамках партонной модели [3] лишена оснований, поскольку отрезок пути, на котором происходит «одевание» партонов, оценивается из анализа процессов множественного рождения соотношением $\Delta z \approx 0,07\gamma_0$ [39] (γ_0 — лоренц-фактор). Для наблюдаемых в [38] \tilde{p} с импульсом 0,71 ГэВ/с это приводит к $\Delta z \approx 0,1$ ферми.

4. В [40] отмечено, что поведение отношения квадрата средней множественности к дисперсии $\langle n \rangle^2/D^2$ зависит от допущений о характере процесса множественного рождения в ядре. Если процесс состоит из ряда независимых актов, то это отношение должно обнаруживать значительный рост с ростом числа n_g (или n_h). Если рождение обусловлено в основном распадом одной системы (например, кластера), то при этом допущении и с точностью до учета поправки от взаимодействия лидирующей частицы отношение $\langle n \rangle^2/D^2$ должно быть практически постоянным. В [14] показано, что учет последнего фактора может увеличить это отношение при больших n_g на 20—30%.

При высоких энергиях ($E_{\text{л}} \approx 200$ ГэВ) возможно проявление и еще одного фактора — перехода к новому режиму генерации.

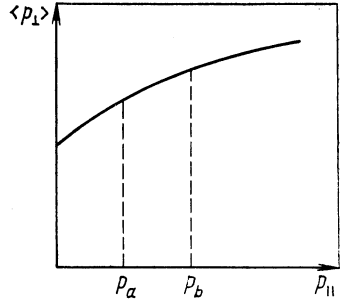


Рис. 6. Схема, иллюстрирующая корреляцию $\langle p_{\perp} \rangle \leftrightarrow p_{\parallel}$ в центральной области

Этот эффект также может вызвать некоторый подъем указанной функции в зависимости от n_g .

В целом эксперимент согласуется с кластерной трактовкой механизма множественного рождения.

5. Установлено, что при высоких энергиях отношение средних множественностей на ядрах и на водородной мишени от E_L не зависит [41]. Этот факт является простым следствием системы уравнений (12). При больших E_L велико и $\gamma_{с.ц.и.}$. Тогда в (12) можно пренебречь членами, учитывающими расширение кластера, и система уравнений «расцепляется». Из (12б), пренебрегая членом $m/E_0(0)$ и переходя к переменной z , получаем

$$d\kappa/dz = \rho\pi r_0^2 \langle k_{KN} \rangle (\sqrt{\kappa^2 + 1/\langle k_{NN} \rangle} - \kappa). \quad (28)$$

Величины в правой части (28) практически не зависят от энергии E_L . С указанной точностью имеем

$$\langle n_s \rangle_{pA} / \langle n_s \rangle_{pp} \approx \langle n_s \rangle_{pp} \langle \kappa \rangle / \langle n_s \rangle_{pp} = \langle \kappa \rangle = \text{const}(E_L). \quad (29)$$

6. Далее, при достаточно высоких энергиях из системы (12) следует уравнение

$$(1/\langle n_s \rangle) dn_s/d\Delta E \approx (\langle k_{KN} \rangle / \bar{\epsilon}) (\sqrt{\kappa^2 + 1/\langle k_{NN} \rangle} - \kappa). \quad (30)$$

Его правая часть с точностью до небольшого изменения в значении $\bar{\epsilon}$ одинакова при разных энергиях. Отсюда следует

$$dn_s(E_{L,1})/dn_s(E_{L,2}) \approx \langle n_s \rangle_{pp}(E_{L,1}) / \langle n_s \rangle_{pp}(E_{L,2}) \quad (31)$$

и далее

$$n_s(E_{L,1})/n_s(E_{L,2}) \approx \langle n_s \rangle_{pp}(E_{L,1}) / \langle n_s \rangle_{pp}(E_{L,2}). \quad (32)$$

Таким образом, отношение множественностей приближенно не зависит от энергии, переданной ядру (т. е. от n_h, n_g), и равно их отношению для процесса множественного рождения в pp -столкновениях при тех же энергиях.

Соотношение (32) соответствует экспериментальным данным [30].

7. Тесно связан с предыдущим следствием и другой факт, установленный экспериментально [30]. Запишем уравнение (30) в виде

$$dn_s/d\Delta E = \langle n_s \rangle_{pp}(E_L) \langle k_{KN} \rangle (\sqrt{\kappa^2 + 1/\langle k_{NN} \rangle} - \kappa). \quad (33)$$

Отсюда для наклонов корреляционных функций при разных энергиях получаем

$$\frac{dn_s}{d\Delta E}(E_{L,1}) / \frac{dn_s}{d\Delta E}(E_{L,2}) \approx \frac{\langle n_s \rangle_{pp}(E_{L,1})}{\langle n_s \rangle_{pp}(E_{L,2})}, \quad (34)$$

Из (34) следует, что наклон корреляционной функции $n_s(n_h)$ монотонно растет с энергией. Именно это и наблюдается в эксперименте [30].

8. В ряде работ значительное внимание уделяется факту, установленному при изучении углового распределения частиц, рожденных при $E_{\text{л}} = 200, 300$ ГэВ на ядерной мишени [30]. Их число в переднем конусе, соответствующем $\theta_{1/2}^{(s)}$ — половинному углу в элементарном акте, не зависит от энергии ($\sim n_h$), переданной ядру.

Модель допускает простую интерпретацию и этого факта. Во-первых, в передний конус дают вклад быстрые частицы, возникшие при распаде лидирующей компоненты, которая слабо взаимодействует с ядром. Во-вторых, интегральный вклад частиц — продуктов распада кластера в данный конус — также очень слабо зависит от n_h . Предполагая, что угловое распределение продуктов распада кластера в его с. ц. и. описывается выражением

$$(dn_s/d\theta)_{\text{с.ц.и.}} \sim 1 + d \cos^2 \theta, \quad \ddagger$$

можно показать, что отношение Δn_s — числа частиц в этом угловом интервале к $(\Delta n_s)_{pp}$ — числу частиц в нем при pp -столкновении имеет вид

$$\Delta n_s / (\Delta n_s)_{pp} \approx [2\kappa / (\kappa^2 + 1)] [1 + d(\kappa^2 - 1) / 6]. \quad (35)$$

Функция κ — решение уравнений (12) — изменяется в зависимости от длины пробега кластера в ядре фотоэмульсии от 1 до 2,5—3,0. Поэтому (35) при $d = 0$ изменяется от 1 до 0,7—0,6 соответственно. При $d \neq 0$ это изменение еще меньше. Такое слабое изменение объясняется приближенной компенсацией двух эффектов. С одной стороны, с «обрастанием» кластера уменьшается его γ , т. е. увеличивается $\theta_{1/2}^{(s)}$, а с другой стороны, обрастание приводит к росту числа s -частиц, попадающих в изменившийся угловой интервал.

Совместное влияние обеих причин и приводит к отсутствию зависимости $\Delta n_s(n_h)$.

Итак, как видно, перечисленные результаты демонстрируют хорошее соответствие расчета наблюдениям и получены из модели с помощью весьма простых средств.

Особенности решения уравнения (5) для движения кластера в реальных ядрах. Однако модель позволяет извлечь и целый ряд других результатов для средних $\langle n_s \rangle$, $\langle n_g \rangle$ — в зависимости от A и т. д.) и дифференциальных величин (например, распределения $F(n_s)$, $F(\lg \lg \theta)$, корреляционные функции $\langle n_s \rangle(n_g)$, $\langle n_g \rangle(n_s)$ и т. д.). В [11—15] указанные величины получены на основе полуаналитического и весьма грубого решения уравнений (5).

Здесь, как и в [16], мы используем более корректное решение. Разумеется, добиваться точности, превосходящей точность исход-

ных данных, не имеет смысла. Однако, имея в виду успех модели уже в грубом приближении, желательно учесть такие физические факторы, которые могут повлиять на результат на современном уровне погрешности (20%). Каковы эти физические факторы?

1. В работах [11—15] не учитывалась диффузность границы ядра. Ядро считалось сферой радиуса R с резким краем. В работе [16] принята более реалистическая фермиевская форма распределения плотности ядерного вещества:

$$\rho(r) = B / \{1 + \exp[(r - R)/a]\}, \quad (36)$$

где $R = 1,08 A^{1/3}$ ферми; $a = 0,55$ ферми; B — нормировочная постоянная. Учет диффузности заметно изменяет решения уравнений системы (5).

2. Поскольку поперечные размеры кластера могут достигать значительной величины, следует учитывать также изменение плотности вещества в пределах области ядра, перекрываемой кластером. (В [11—15] указанный факт не учитывался, плотность ядерного вещества принималась одинаковой в зоне взаимодействия кластера с нуклонами.) Это можно сделать, если задано распределение (36), известны координаты центра массы кластера и его радиус как функция координат. Учет размеров кластера особенно важен при оценке вклада периферических столкновений.

3. Чтобы использовать модель в более широком интервале энергий и массовых чисел A , надо учесть также ограниченность значения сечения кластер-нуклонного взаимодействия:

$$\sigma_{KN}(z) = \pi \left[r_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma^2(z') - 1}} \right]^2, \quad (37)$$

входящего в систему уравнений (5). На важность этого обстоятельства неоднократно указывалось [11, 12]. При достаточно больших пробегах и невысокой начальной энергии ($E_{\pi} = 20 \div 40$ ГэВ) кластер, расширяясь с околосветовой скоростью, успевает сильно затормозиться, т. е. его лоренц-фактор стремится к $\gamma = 1$. Тогда, как видно из (37), сечение формально устремляется к бесконечности, что с физической точки зрения бессмысленно. Сечение должно быть ограничено. Это нетрудно понять, приняв во внимание следующие два аргумента.

Во-первых, образование и расширение кластера можно рассматривать как точечный взрыв, происходящий с околосветовой скоростью. Однако в дальнейшем по мере расширения давление внутри кластера резко падает и становится сравнимым с реакцией среды на взрыв, что проявляется как «противодавление» (мы используем терминологию монографии [42] для описания взрыва в средах). В результате процесс расширения практически прекра-

щается. Такая ситуация возникает, когда радиус кластера достигает значений, близких к распадному [33]:

$$r_K \approx r_0 + c\tau_h \approx 2,5 \text{ ферми.} \quad (38)$$

(В работах [11] подобная оценка производилась на основе модели И. Я. Померанчука [20].)

Во-вторых, при тех же условиях ограниченность σ_{KN} вытекает из того факта, что кластер на следующем этапе должен реализоваться в s -частицах, в основном π -мезонах. Тогда очевидно, что'

$$(\sigma_{KN})^{\text{макс}} \leq \langle n_s \rangle \sigma_{\pi N}, \quad (39)$$

где $\sigma_{\pi N}$ — сечение πN -взаимодействия. Знак « \leq » в (39) соответствует наличию частичного взаимного «затенения» только что родившихся π -мезонов в процессе их столкновения с ядерными нуклонами.

В соответствии с рассмотренным фактором, на каждом этапе решения уравнений (5) следует осуществить контроль за размером кластера, требуя, чтобы его радиус

$$r \leq r_K \langle n_s \rangle, \quad (40)$$

при этом $\langle n_s \rangle$ можно оценивать по модели [33]. Совершенно ясно, что эффективный учет перечисленных трех факторов возможен лишь при численном решении системы уравнений (5). Представленные в [16] иллюстрации свидетельствуют о желательности одновременного учета этих факторов, так как он заметно влияет на поведение величин ΔE , ΔE_0 . Недооценка некоторых из них приводит к искажению следствий из модели. Примером такой недооценки является работа [43].

Из уравнений (5) и комментариев к ним видно, что взаимодействие кластера с нуклонами ядра-мишени рассматриваются как двухчастичные. Это допущение является заведомо разумным, когда размеры кластера еще невелики — порядка r_0 . Однако, когда его размеры и масса сильно возрастают, оно становится уже не столь беспспорным.

Полезно выяснить чувствительность полученных результатов к предположению о характере взаимодействия кластера с ядерным веществом. Допустим, что кластер одновременно взаимодействует с группой нуклонов, оказавшихся в зоне действия его сил. Объем V_h этой зоны ограничим поперечным сечением кластера и отрезком r_l в продольном направлении. В этом случае уравнение (12б) имеет вид

$$d\kappa/dz = \langle \langle k_{KN} \rangle | r_l \rangle [\sqrt{\kappa^2 + 2\eta M/E_0(0) - M^2/(E_0(0))^2} - \kappa - M/E_0(0)], \quad (41)$$

где $M = m \int \rho dV_K$ — масса группы нуклонов, с которой осуществляется взаимодействие.

Численный расчет, выполненный для (41) с r_l до 2 ферми, что по порядку величины приближается к распадному значению радиуса кластера при высоких энергиях, приводит к результатам, отличающимся от прежних на 5—7%. Причем это отличие для ΔE и ΔE_0 наблюдается только в области сравнительно небольших энергий (20—30 ГэВ), где больше относительная роль кластерных конфигураций с большим радиусом.

Несколько слов о пределах применимости модели.

Из предыдущего ясно, что модель разумно применять в ситуациях, когда имеет место развитый процесс пионизации. Это определяет границы области ее применения для интервала энергий первичной частицы E_{π} и для совокупности каналов процесса рождения.

Например, для описания каналов с малой множественностью релятивистских частиц она непригодна. Отсюда вытекает, в частности, что при исследовании распределения по числу n_s , а также корреляционной функции $\langle n_g \rangle = f(n_s)$, зона малых значений n_s должна, строго говоря, рассматриваться особо [13]. По той же причине для описания средних характеристик адрон-ядерного взаимодействия модель следует применять, начиная с $E_{\pi} = 20 \div 30$ ГэВ.

Однако модель можно применять и при меньших энергиях $E_{\pi} \approx 10$ ГэВ, но лишь для канала с коэффициентом неупругости $k_{NN} \rightarrow 1$, соответствующего образованию объектов кластерной природы.

Что касается верхнего предела, то в сформулированном виде модель практически еще не вступает в противоречие с экспериментом при $E_{\pi} \approx 200$ ГэВ. Верхний предел применимости такой модели, вообще говоря, связан с возможностью ее использования без существенных изменений, т. е. когда пионизационная часть спектра может описываться хотя бы приближенно (или эффективно) в рамках рождения одного кластера. Однако, как будет показано в разд. 3, простая модификация позволяет использовать ее и при более высоких энергиях.

Результаты, полученные путем численного решения системы уравнений (5). Решение уравнений (5) и использование описанного выше способа перехода к функциям распределения и корреляций позволяет получить ряд результатов для наиболее важных характеристик процесса. В расчетах принято $\langle k_{KN} \rangle = 0,4$.

На рис. 7 даны распределения по множественности n_s для фотоэмульсии при различных энергиях E_p^{in} [25,44].

Интересно отметить, что если использовать (21), но для $F_{\text{Em}}(n_s)$ с вычисленным по модели $\langle n_s \rangle_{\text{Em}}$, то получим кривые,

обозначенные на рис. 7 штриховыми линиями ($E_p^{\text{in}} = 300$ и 50 ГэВ). Таким образом, в рамках модели имеет место приближенный ядерный скейлинг распределений по множественности.

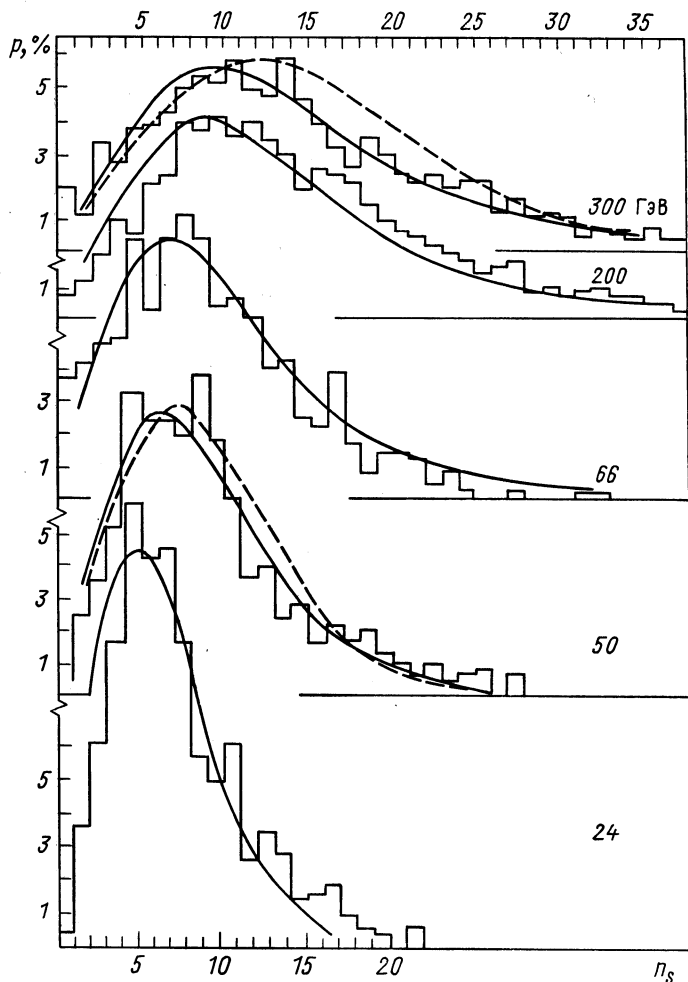


Рис. 7. Распределения $F_{Em}(n_s)$ при различных энергиях E_p^{in}

Результаты для распределения $F(\lambda)$ приведены на рис. 8 [25]. В ряде работ (см., например, [45]) при анализе распределения по $y = -\ln \text{tg}(\theta/2)$ отмечается отсутствие зависимости от энергии разности $y_{\text{макс}} - y_0$, где $y_{\text{макс}} = \ln(2E^{\text{in}}/m)$, а y_0 определяется из условия

$$\frac{1}{\sigma_{pA}} \frac{d\sigma_{pA}}{dy} \Big|_{y=y_0} = \frac{1}{\sigma_{pN}} \frac{d\sigma_{pN}}{dy} \Big|_{y=y_0}$$

Экспериментальные данные из [45] для характеристик $y_{\text{макс}} - y_0$ и $r_y = \sigma_{pp} (d\sigma_{pA}/dy) / \sigma_{pA} (d\sigma_{pp}/dy)$ сравниваются с моделью, изло-

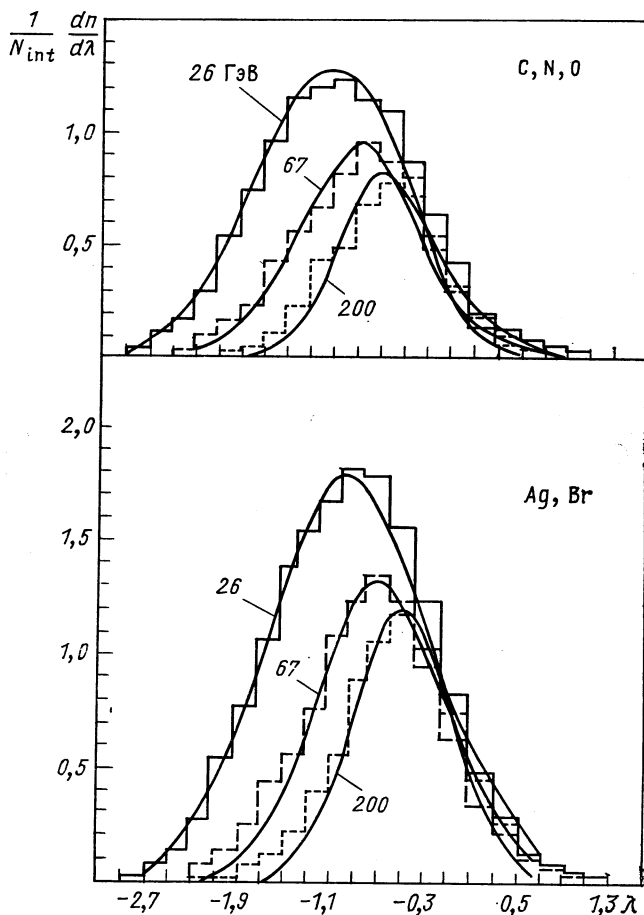


Рис. 8. Распределения $F_A(\lambda)$ при $A_1 = \text{C, N, O}$ и $A_2 = \text{Ag, Br}$ для различных E_p^{in}

женной здесь (рис. 9, а, б, сплошные кривые), и моделью партонного каскада [3] (рис. 9, а, б, пунктирные кривые). Модель партонного каскада резко расходится с экспериментом (результаты для нее заимствованы из [45]).

При расчете r_y в области фрагментации налетающей частицы необходим учет вкладов от распада лидирующей системы и от непионизационных каналов. Их оценка обсуждается в работе [14].

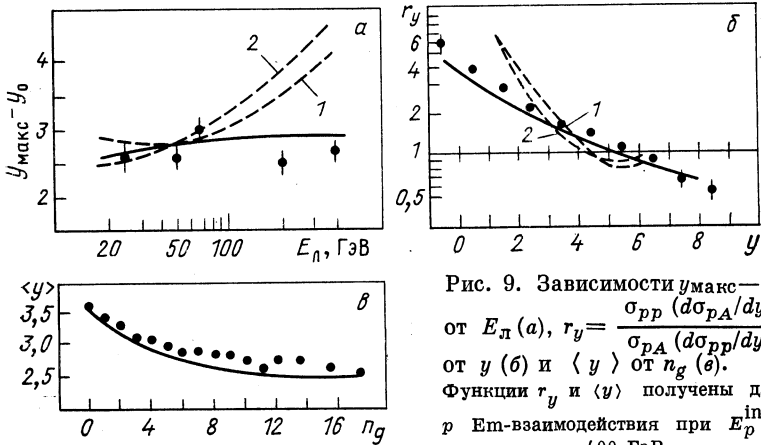


Рис. 9. Зависимости $y_{\text{макс}} - y_0$ от E_L (а), $r_y = \frac{\sigma_{pp}(d\sigma_{pA}/dy)}{\sigma_{pA}(d\sigma_{pp}/dy)}$ от y (б) и $\langle y \rangle$ от n_g (в).
 Функции r_y и $\langle y \rangle$ получены для p $E_{\text{п}}$ -взаимодействия при $E_p^{\text{ин}} = 400$ ГэВ

Нетрудно также установить связь между значением $\langle y \rangle$ и числом n_g :

$$\langle y \rangle (n_g) = \langle y_{pp} \rangle - \ln \langle x(n_g) \rangle, \tag{42}$$

где $\langle x(n_g) \rangle$ — решение уравнений (12), усредненное по точкам (b, z_0) при заданном n_g .

На рис. 9, в эта зависимость сравнивается с экспериментальными данными [45], полученными в p $E_{\text{п}}$ -взаимодействиях при $E_p^{\text{ин}} = 400$ ГэВ.

Корреляции $\langle n_s \rangle (n_g)$ и $\langle n_g \rangle (n_s)$ представлены на рис. 10 (экспериментальные данные [46, 47]). На рис. 11 даны распределения $F(n_g)$ для легких (C, N, O) и тяжелых (Ag, Br) ядер фотозульсии при $E_p^{\text{ин}} = 200$ ГэВ [14]. Вид этих распределений отражает принятое в модели расширение кластера по мере его движения в ядре. В этой связи укажем на работу [48], в которой проведен общий анализ таких распределений, не опирающийся на конкретную модель адрон-ядерных взаимодействий. В ней было показано, что наблюдаемая форма $F(n_g)$ действительно свидетельствует о росте суммарного сечения проходящих в ядре адронных систем по мере развития множественного рождения.

Этот результат указывает на недостаточность некоторых моделей, пренебрегающих ростом поперечных размеров кластера, и тем более моделей, предполагающих их уменьшение [49].

На рис. 12 показаны зависимости от A средних значений $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_g \rangle$, а также зависимости $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_s \rangle$ от E_L (эксперимен-

тальные данные из [25, 50]). Видно, что $\langle n_g(E_{\pi}) \rangle_{\text{теор}}$ в интервале $20 \leq E_{\pi} \leq 200$ ГэВ приблизительно постоянно и соответствует эксперименту, однако при $E_{\pi} > 200$ ГэВ наблюдается расхождение: теоретические результаты располагаются ниже экспериментальных. Падение $\langle n_g \rangle$ вызвано ростом γ для кластера, что приводит к недостаточно быстрому росту его поперечных размеров при таких высоких энергиях. Этот факт может служить указанием

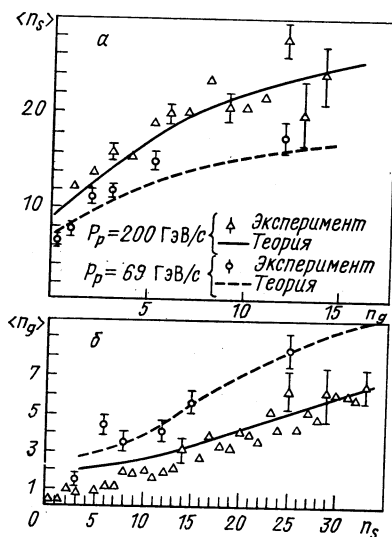


Рис. 10. Корреляции $\langle n_g \rangle \leftrightarrow n_g$ (а) и $\langle n_g \rangle \leftrightarrow n_s$ (б)

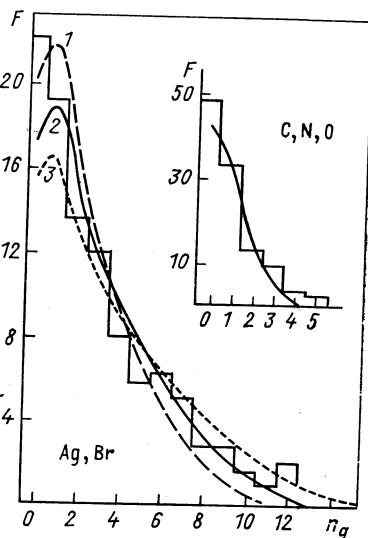


Рис. 11. Распределение $F(n_g)$. Кривые 1 и 3 получены для $\delta = 0,28 \pm 0,08$

на то, что описание в рамках модели с одним эффективным кластером в этой области становится слишком грубым. Дальнейшее обсуждение указанного эффекта продолжено в разд. 3. Далее из рис. 12, в видно, что A -зависимости процессов рождения s -частиц и испускания g -частиц, несмотря на единство причины их образования — движение кластера в ядре, существенно различны. Заметим, что разница в A -зависимостях иногда ошибочно трактуется, как указание на весьма слабую связь этих процессов (см. вторую ссылку в [31], с. 90).

Иллюстрации демонстрируют в целом хорошее соответствие модели и экспериментальных данных.

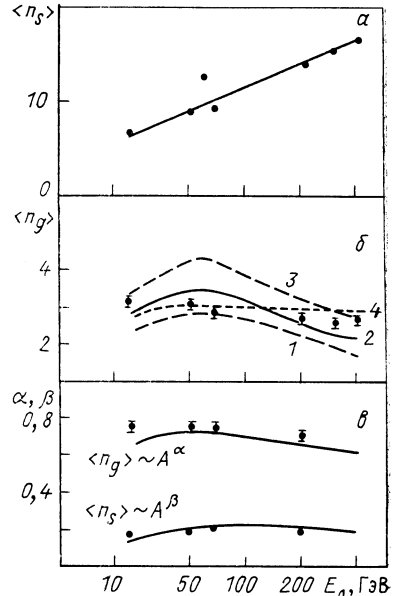
Большая часть данных, приведенных в настоящем разделе, получена с помощью фотозумльсионной методики. Ряд характеристик для множественных процессов, относящихся к заряженным и нейтральным π -мезонам, исследован с помощью двухметровой пропановой камеры ОИЯИ. Первоначально они сравнивались

с моделью на основе ее полуаналитических приближенных решений [41]. Недавно сравнение было выполнено в новых условиях: использовали экспериментальный материал, включающий намного большую статистику, а модель — в изложенном здесь виде [51]. Авторы [51] отмечают хорошее соответствие между теорией и экспериментом (рис. 13).

Интересное применение модели реализовано и в работе [52], в которой исследуется рождение антипротонов на тяжелых ядрах в pA -процессе. При этом учитываются дополнительные факторы, которые возникают в данной задаче (например, возможность поглощения антипротонов, испущенных сильно заторможенным в ядре кластером), т. е. случаи малой начальной энергии налетающего протона и больших пробегов кластера в ядре. Авторы пришли к заключению, что «модель дает уменьшение выхода быстрых частиц и увеличение выхода медленных частиц по сравнению

Рис. 12. Зависимости $\langle n_s \rangle (E_p^{\text{in}})$ (а) и $\langle n_g \rangle (E_p^{\text{in}})$ (б), а также A -зависимости этих величин (в):

1, 3 — кварк-глюонная интерпретация при $\delta = 0,28 \pm 0,08$; 2 — феноменологический вариант модели; 4 — учет коллективного движения в кластере при больших E



с pp -столкновениями, наблюдающееся экспериментально». В [52] получены и другие характеристики. На рис. 14, а сравниваются экспериментальные спектры антипротонов в зависимости от угла наблюдения, а на рис. 14, б такое сравнение проводится для A -зависимости ($E d^3\sigma/dp^3 \sim A^{\alpha(p_\perp)}$) выхода медленных антипротонов при разных p_\perp , вылетающих назад в с. ц. и. pN -столкновения. Видно, что и эти характеристики неплохо согласуются с расчетами по модели.

Итак, изложенный нами феноменологический вариант модели в состоянии интерпретировать большой объем качественно различной экспериментальной информации об адрон-ядерном взаимодействии при высоких энергиях.

Явление полного развала ядер релятивистскими адронами. В заключение этого раздела отметим, что сформулированная

модель позволяет удовлетворительно описывать не только средний акт множественного рождения в ядерном веществе. Она помогает

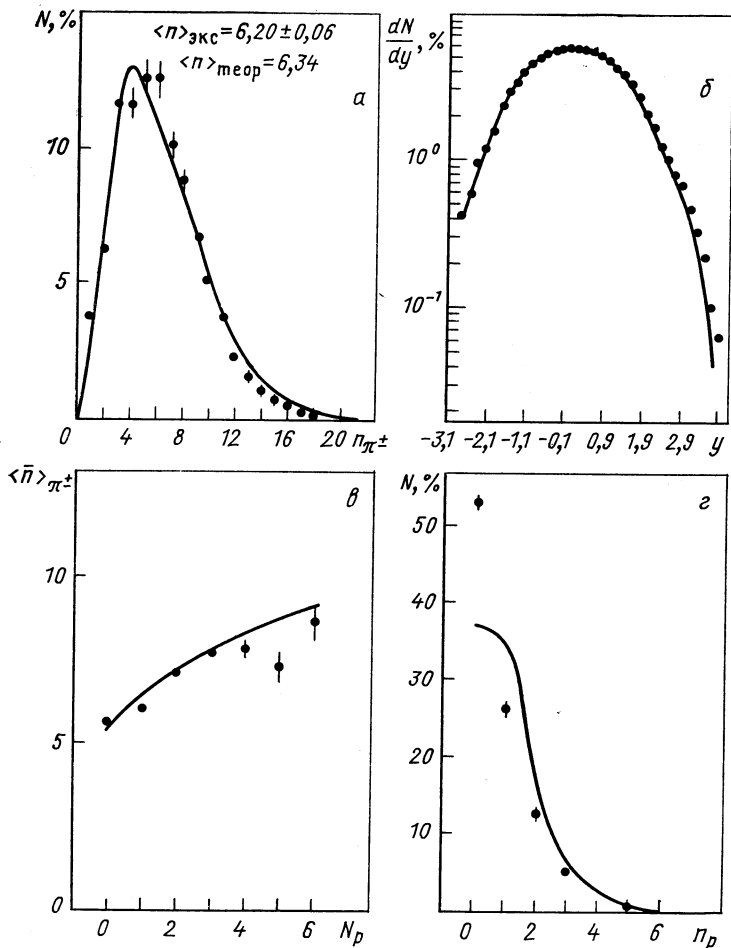


Рис. 13. Некоторые характеристики множественного рождения в процессе $\pi^{12}\text{C} \rightarrow \pi + X$ [51]:

а — распределение по n_{π^\pm} ; б — распределение по y ; в — $(n)_{\pi^\pm} \leftrightarrow n_p$ -корреляция (здесь $n_p \equiv n_g$); г — распределение по n_p ($\equiv n_g$); $E_\pi^{\text{in}} = 40$ ГэВ

понять основные черты даже таких экзотических процессов, какими является полный развал ядер релятивистскими частицами.

Этот эффект наблюдался в экспериментах при облучении фотоэмульсии протонами при энергии $E_p^{\text{in}} = 9,6$ и 69 ГэВ [35], а также

π -мезонами при энергии $E_{\pi}^{\text{in}} = 60$ ГэВ [53]. Отбор звезд с большим числом нерелятивистских частиц ($n_h \geq 28$) привел к следующим результатам.

Вероятность процесса слабо зависит от энергии E_p и составляет довольно заметную величину: 3—4% от всех взаимодействий с тяжелым ядром фотоэмульсии.

Угловой конус, характеризуемый половинным углом $\theta_{1/2}$ s -частиц, резко уширяется (приблизительно вдвое) по сравнению с его значением для «средней» звезды.

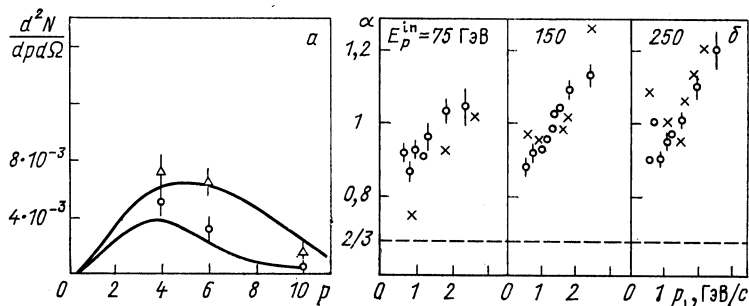


Рис. 14. Сравнение модели с некоторыми экспериментальными данными по рождению антипротонов на ядрах:

a — спектры под углом $0,017$ (Δ) и $0,087$ рад (\circ) в процессе $p\text{Pb} \rightarrow \bar{p} + \dots$; $E_p^{\text{in}} = 24$ ГэВ; b — A -зависимость вида $A^{\alpha(p_{\perp})}$ при разных E_p^{in} ; \circ — эксперимент, \times — расчет по модели

Половинный угол для g - и b -частиц слабо зависит от энергии E_p , причем последние вылетают почти изотропно.

Интересны также следующие факты: в спектре b -частиц много «подбарьерных», а средняя энергия b -частиц уменьшается при переходе от $E_p = 9,6$ ГэВ к $E_p = 69$ ГэВ. Несколько уменьшается и их число. Суммарная энергия, переданная нуклонам ядра в таком событии, составляет, по оценкам [35], 3,5—4,0 ГэВ.

С позиции кластерной модели этот предельный случай hA -взаимодействия подробно рассмотрен в [12]. Для краткости мы остановимся лишь на эксперименте при $E_p = 69$ ГэВ [35] и только на главных характеристиках.

Процесс развивается по схеме, изображенной на рис. 5. Очевидно, что для передачи ядру максимальной энергии кластер должен образоваться в столкновении с малым прицельным параметром вблизи передней границы ядра. Соответствующая таким событиям область в плоскости (b, z_0) на рис. 5 заштрихована. Ее размер определяется из условия $\Delta E \geq 3,5$ ГэВ, накладывае-

мого на решения системы уравнений (5). Соответствующий этой области объем $V_{п.р}'$ определяет сечение реакции полного развала:

$$\sigma_{п.р} \approx \rho V_{п.р} \sigma_{п.к} \quad (43)$$

где $\sigma_{п.к}$ — сечение образования пионизационного кластера.

Полученная в соответствии с (43) в [12] оценка дает правильный порядок величины $\sigma_{п.р} \approx 0,04 \sigma_{р.А}$. Усредняя решение уравнений (5) по объему, нетрудно получить среднюю множественность релятивистских частиц $\langle n_s \rangle = 18$ и их половинный угол $\theta_{1/2}^{(s)} \approx 29^\circ$. Эти значения находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами ($\langle n_s \rangle_{\text{эксп}} \approx 17$, $(\theta_{1/2}^{(s)})_{\text{эксп}} \approx 30^\circ$ [35]).

2. СВЯЗЬ С СОВРЕМЕННЫМИ СТРУКТУРНЫМИ МОДЕЛЯМИ АДРОНА

Важные сдвиги в понимании механизма процессов множественного рождения произошли в связи с разработкой и развитием партонных и особенно кварк-глюонных моделей адрона.

Вопрос о соответствии картины адрон-ядерных взаимодействий основным результатам исследования структуры адронов имеет принципиальное значение. С одной стороны, отсутствие противоречий с этими результатами является дополнительным критерием при выборе механизма адрон-ядерных взаимодействий. С другой стороны, только при наличии тесной связи такой модели со структурой адрона можно надеяться извлечь дополнительную информацию о динамике множественных процессов. Качественная интерпретация основных положений феноменологического варианта с точки зрения адронной структуры обсуждалась в ряде работ (см., например, [11, 54] и др.). В [17] дан вариант модели с кварк-глюонной картиной строения адрона, допускающий количественную оценку тех же характеристик. Здесь мы кратко обсудим эти вопросы.

Сначала качественно сопоставим два основных предположения модели с партонной картиной. Они выглядят весьма естественно. Обратимся к схеме, часто используемой сторонниками такого подхода. Взаимодействие адронов следует рассматривать как совокупность взаимодействий составляющих их партонов. В с. ц. и. сталквивающихся адронов N_1 и N_2 спектры их партонов выглядят в первом приближении так, как это представлено на рис. 15, а.

Исходя из самых общих и не очень жестких предположений, можно показать, что сечение взаимодействия партонов имеет вид [55]:

$$\sigma_{пп} \sim \exp(-\Delta y), \quad (44)$$

где Δy — разность их быстрот.

Тогда из (44) следует, что с наибольшей вероятностью взаимодействуют «мягкие» партоны (для них Δy мало) (на рис. 15, а — заштрихованные области спектров сталкивающихся нуклонов). Эти партоны, взаимодействуя и тормозясь, дают начало образованию кластерной системы. Легко видеть, что по той же причине указанная система в дальнейших столкновениях с другими ядерными нуклонами будет взаимодействовать не слабее, чем это имело место в первом акте нуклон-нуклонного взаимодействия.

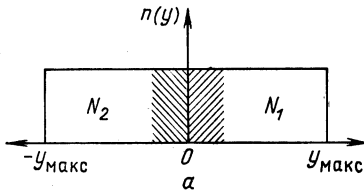
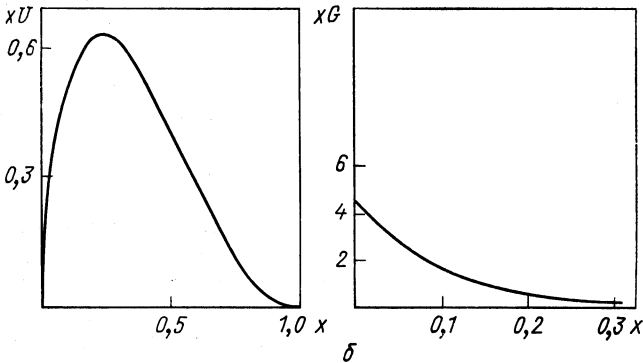


Рис. 15. К обсуждению связи с партонной (а) и кварк-глюонной (б) моделями адрона



Это оправдывает первое предположение феноменологического варианта hA -взаимодействия.

Напротив, быстрая часть партонов, для которых Δy велико, практически не испытывавшая взаимодействия в первом акте и таким образом отсепарированная, должна слабо взаимодействовать и в дальнейших столкновениях в течение некоторого конечного промежутка времени, необходимого для ее перестройки. Очевидно, быстрая часть партонного спектра дает начало лидирующей системе. Этим оправдывается и второе предположение.

Более детальное сопоставление характерных закономерностей множественных процессов со свойствами адронной структуры допускает кварк-глюонная модель (КГМ) строения адрона.

КГМ явно учитывает тот факт, что в глубоконеупругие процессы (ep , μp и νp) дает вклад лишь некоторая доля $1 - \delta$ импульса протона, приходящаяся на кварки. Остальная часть δ не дает вклада в такие процессы, поскольку связана с наличием нейтраль-

ного глюонного поля. В варианте КГМ [54] (связь с которым изложенной в разд. 1 модели была установлена на качественном уровне) принято, что эффективное взаимодействие между кварками, а также между кварками и глюонами слабее, чем между глюонами.

Такое допущение оправдывается различием структурных функций кварков и глюонов в адроне. Примеры этих функций представлены на рис. 15, б (см. первую ссылку [56]). Как видно из рис. 15, б, кварки распределены практически во всем интервале $0 < x < 1$. Глюоны же сосредоточены, главным образом, в области малых x , и потому их взаимодействие как точечноподобных частиц является эффективно более сильным. По той же причине кварк-глюонное взаимодействие занимает промежуточное место по эффективности между кварк-кварковым и глюон-глюонным.

Существенно также, что сечение рассеяния на большие углы в глюон-глюонном взаимодействии более чем на порядок превосходит аналогичное сечение для взаимодействия кварков и почти на порядок — для взаимодействия кварка с глюоном (см. вторую ссылку в [56]).

Относительная пассивность кварков подтверждается эффектом преимущественного сохранения лидирующей частицей квантовых чисел первичного адрона, поскольку они переносятся валентными кварками. Слабость кварк-глюонного взаимодействия, по-видимому, подтверждается и анализом уровня чармония [57].

Одним из наиболее важных аргументов, свидетельствующих в пользу пассивности кварков в адронных столкновениях, следует, на наш взгляд, считать полученную в [54] связь между спектром лидирующих протонов в недифракционных pp -взаимодействиях и спектрами валентных кварков протона, извлекаемых из данных по глубоконеупругому рассеянию. В кратком изложении этот результат состоит в следующем. Пусть $g(x_1, x_2, x_3)$ — распределение валентных кварков в протоне. Тогда распределение по импульсу одного кварка определяется выражением

$$f_i(x) = \int g(x_1, x_2, x_3) \delta(x - x_i) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (45)$$

Функции $f_i(x)$ входят в выражения для структурных функций адронов, которые определяются в процессах глубоконеупругого рассеяния. Например, для ep -рассеяния

$$\nu W_2 = (8/9) f_u(x) + (1/9) f_d(x), \quad (46)$$

где $f_u(x)$ и $f_d(x)$ — распределения по x u - и d -кварков в протоне.

Вместе с тем спектр лидирующих протонов также определяется функцией $g(x_1, x_2, x_3)$ согласно соотношению

$$F(x) = \int g(x_1, x_2, x_3) \delta(x - x_1 - x_2 - x_3) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (47)$$

В работе [54] построена такая функция $g(x_1, x_2, x_3)$, которая одновременно описывает и данные по глубоконеупругому ep -рассеянию, и спектр лидирующих протонов в pp -взаимодействиях.

Следовательно, валентные кварки, составляющие лидирующий адрон, не изменяют существенно свой импульс в процессе множественного рождения в адронных столкновениях. Это означает, что в адрон-ядерных взаимодействиях компонента, представленная валентными кварками, относительно пассивна не только в повторных столкновениях, но и в первом взаимодействии налетающего адрона с нуклоном ядра. Разумеется, лидирующая система через промежуток времени τ_h , необходимый для ее адронизации («одевания»), восстановит свою способность к нормальному взаимодействию и будет вести себя как обычный адрон. В лабораторной системе процесс «одевания» происходит на длине пути (подробнее см. в [33]):

$$L_h \approx c\tau_h\gamma_{\parallel} \approx 1,2\gamma_{\parallel} \text{ ферми,}$$

где γ_{\parallel} — лоренц-фактор лидирующей системы. Из этого выражения видно, что уже при $\gamma_{\parallel} \approx 10$ L_h превышает диаметр тяжелых ядер.

Таким образом, эффект лидирования в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях является проявлением адронной структуры, подтверждающим данные о ней, полученные из глубоконеупругих процессов.

Сильное же взаимодействие кластера с нуклонами ядра связано с сильным глюон-глюонным взаимодействием, а сам механизм кластер-нуклонного взаимодействия, принятый в модели, описанной в [17], состоит в срыве глюонных полей нуклонов ядра кластером.

В соответствии с таким представлением начальный размер кластера r_0 определяется размером адрона, как это принято в модели, поскольку медленные глюоны занимают весь объем адрона. Результаты расчета с меньшим r_0 резко противоречат эксперименту.

Однако КГМ сопоставляется с феноменологическим вариантом не только качественно.

Рассматривая кластер-нуклонное взаимодействие как захват кластером глюонного поля нуклона, нетрудно получить, что изменение T_{KN} массы кластера E_0 в результате такого взаимодействия определяется выражением [17]:

$$T_{KN} = \sqrt{(E_0 + E_N - E'_N)^2 - (p_N - p'_{N\parallel})^2 - p'^2_{N\perp}} - E_0, \quad (48)$$

причем

$$p'_N = \sqrt{p'^2_{N\parallel} + p'^2_{N\perp}} = (1 - \delta) p_N. \quad (49)$$

Здесь E_N и p_N — энергия и импульс нуклона до столкновения в системе покоя кластера; E'_N и p'_N — те же величины после столкновения. Поперечный импульс нуклона $p'_{N\perp}$, приобретенный в результате взаимодействия, как и прежде, принят равным среднему поперечному импульсу отдачи в нуклонных столкновениях $\langle p'_{N\perp} \rangle = 0,45$ ГэВ/с.

Энергия, переданная ядру при взаимодействии кластера с нуклоном, т. е. кинетическая энергия нуклонов отдачи в системе покоя ядра, определяется соотношением

$$\varepsilon = (E'_N - \beta_K p'_{N\parallel}) \gamma_K - m_N, \quad (50)$$

где γ_K и β_K — лоренц-фактор и скорость кластера в единицах скорости света в л. с. Уравнения движения кластера в ядре остаются прежними.

Начальные значения $E(z_0)$ и $E_0(z_0)$ (учитывая, что в рамках КГМ величина δ и коэффициент неупругости NN -взаимодействия практически одно и то же) определяются соотношениями:

$$E(z_0) \approx \delta E^{\text{in}}; \quad E_0(z_0) \approx \delta \sqrt{s}.$$

Допущение, что скорость расширения кластера близка к световой, на современном языке квантовой хромодинамики соответствует безмассовому глюонному полю.

Таким образом, в рамках КГМ система уравнений не содержит свободных параметров, специфических для адрон-ядерных взаимодействий.

Разумеется, результаты зависят от значения δ , характерного для кварк-глюонной модели адрона. Поскольку сильнее всего от него зависит $\langle n_g \rangle$, выбор δ можно произвести, сопоставляя расчеты с данными об этой характеристике. На рис. 12, б такое сопоставление проведено. Видно, что соответствие с экспериментом определяет допустимый интервал значений δ :

$$\delta \approx 0,28 \pm 0,08. \quad (51)$$

На рис. 11 даны также теоретические и экспериментальные распределения по числу n_g в зависимости от δ .

Отметим, что значение (51) очень близко к оценке, полученной при исследовании глубоконеупругого процесса μp [58]:

$$\delta \approx 0,30 \pm 0,08. \quad (52)$$

Результаты для других характеристик и распределений, представленных в разд. 1, с погрешностью до нескольких процентов совпадают с новыми расчетами при $\delta = 0,28$ (подробнее см. [17]).

Таким образом, закономерности, наблюдаемые в адрон-ядерных взаимодействиях, согласуются с представлением о двухкомпонент-

ной структуре адронов в рамках КГМ, а изложенная ранее феноменологическая модель оказывается связанной с ней самым тесным образом.

Из обсуждения, проведенного в настоящем разделе, не должно сложиться впечатление, что данные об адрон-ядерных взаимодействиях согласуются со всеми существующими подходами к структуре адронов и сопутствующими им предположениями о механизме взаимодействия.

Например, основные предположения феноменологии адрон-ядерных взаимодействий качественно объясняются партонной моделью. Однако, как мы видели выше (см. также [27, 59]), количественные результаты для ряда важных характеристик hA -взаимодействия, полученные по модели партонного каскада, определенно противостоят эксперименту. В данном случае это расхождение свидетельствует не только о грубости самой структурной модели, но и о том, что каскадирование партонов — не тот механизм, который способен объяснить взаимодействие. По-видимому, время адрон-адронного столкновения и характерное время ветвления в узле партонной «гребенки» одного порядка и каскад не успевает развиваться. Но возникновение такой трудности для каскадного механизма в сильных взаимодействиях нельзя считать ни неожиданным, ни странным. Это следует уже из анализа неудач механизма каскадирования нуклонов и мезонов в ядре при высоких энергиях. Поэтому механический перенос неоправдавшей себя схемы взаимодействий в анализ родственной во многом ситуации заведомо нецелесообразен.

Другим примером может служить модель аддитивных кварков, которая в последнее время довольно часто упоминается в литературе в связи с проблемами hA -взаимодействий. Мы не разделяем мнения некоторых авторов (см., например, [59—61]), полагающих, что указанная модель хорошо согласуется с экспериментом. Приведем лишь некоторые аргументы.

1. История исследования hA -взаимодействий свидетельствует о том, что для суждения о справедливости модели совершенно необходимо сравнить ее выводы с экспериментом по широкому кругу качественно различных характеристик множественных процессов. К сожалению, в рамках указанной модели получено пока слишком мало результатов.

Это, главным образом, свойства функции $R(y) = (1/\sigma_{hA}) \times (d\sigma_{hA}/dy)/(1/\sigma_{hp}) d\sigma_{hp}/dy$ для частиц во фрагментационной области: ее вид и A -зависимость. Данные представлены на рис. 16 [61]. Видно, что при переходе к пионизационной области модель резко расходится с экспериментом. Слабым местом модели аддитивных кварков является также полное отсутствие выводов о реакции ядра-мишени на проходящий в нем процесс.

2. Если воспользоваться аксиоматикой обсуждаемой модели

в современном ее виде, т. е. принять, что сечение кварк-нуклонного неупругого взаимодействия σ_q приблизительно равно $\sigma_{NN}^{in}/3$, а коэффициент неупругости их столкновения практически единица, то можно оценить поведение среднего коэффициента неупруго-

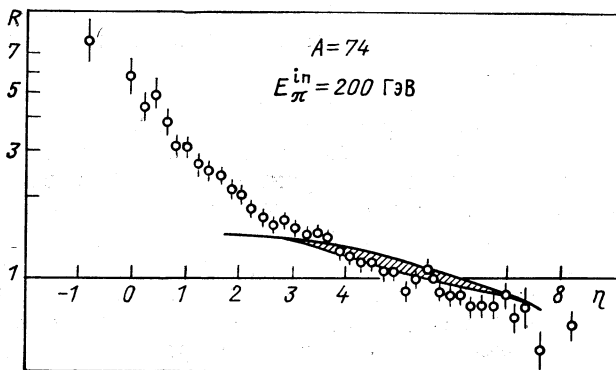


Рис. 16. Функция R в области фрагментации налетающей частицы

сти hA -взаимодействия в зависимости от A . В модели задаются вероятности взаимодействия в ядре одного, двух и трех кварков [60]:

$$\left. \begin{aligned} V_1(A) &= \frac{3}{\sigma_{pA}} \int d^2b \exp[-2\sigma_q T(b)] \{1 - \exp[-\sigma_q T(b)]\}; \\ V_2(A) &= \frac{3}{\sigma_{pA}} \int d^2b \exp[-\sigma_q T(b)] \{1 - \exp[-\sigma_q T(b)]\}^2; \\ V_3(A) &= \frac{1}{\sigma_{pA}} \int d^2b [1 - \exp[-\sigma_q T(b)]]^3, \end{aligned} \right\} (53)$$

где

$$T(b) = A \int \rho(b, z) dz.$$

Используя (53), для коэффициента неупругости в hA -взаимодействии имеем

$$\langle k \rangle = (1/3) V_1(A) + (2/3) V_2(A) + V_3(A) \sim A^\alpha. \quad (54)$$

Расчеты дают

$$\alpha \approx 0,20. \quad (55)$$

Это значение сильно расходится с экспериментальным: $\alpha_{\text{эксп}} = 0,05 \div 0,06$ (см. рис. 1).

3. Тот же эффект проявляется в зависимости k от числа n_h . С ростом пробега адрона в ядре модельное значение k монотонно растет, стремясь асимптотически к единице. Поведение экспериментального значения k , как видно из рис. 4, б, иное.

Отсюда следует, что модель аддитивных кварков в современном ее виде является слишком грубой, и ядро «не принимает» эти огрубления.

Скорее всего, после ряда усовершенствований ее можно будет использовать для рассмотрения некоторых вопросов в ограниченной области (фрагментация налетающей частицы), а не всей проблемы hA -взаимодействия в целом.

3. ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО ПРОЦЕССА

В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $E^{\text{in}} \gtrsim 200 \div 300$ ГЭВ

Используя связь феноменологии с КГМ, можно попытаться интерпретировать экспериментальные данные и при более высоких энергиях.

В работах [33] именно с позиций КГМ анализируются некоторые характеристики процесса множественного рождения в hp -взаимодействиях. Показано, что экспериментальные данные по зависимости множественности рожденных частиц, их среднего поперечного импульса и качественного состава от энергии можно согласовать, предположив, что при $E^{\text{in}} \gtrsim 200 \div 300$ ГЭВ в кластере возникает продольное коллективное движение, вызванное неполным взаимным торможением глюонных полей сталкивающихся адронов, что, в свою очередь, обусловлено ограниченностью глюон-глюонного взаимодействия. Это коллективное движение можно в первом приближении представить как движение друг относительно друга двух частей кластера, соответствующих двум глюонным полям первичных адронов. В рамках такой схемы в полной внутренней энергии кластера E_0 можно выделить энергию коллективного движения $E_{\text{кол}}$, определив тем самым массы и лоренц-факторы двух частей кластера [33].

В [33] указывалось на то, что при прохождении такого кластера в ядре его части, движущиеся с различными скоростями, будут взаимодействовать со средой по-разному. Это обусловлено прежде всего разными темпами роста поперечных размеров частей кластера, замедленными на соответствующие лоренц-факторы $\gamma_{1,2}$.

То обстоятельство, что медленная в л. с. часть кластера взаимодействует со средой более интенсивно, приводит к усилению данной моды коллективного движения в кластере. Увеличение расстояния между центрами масс частей кластера в пространстве быстрот приводит к уширению распределения по квазибыстроте, а при достаточной величине эффекта — к появлению двух макси-

мумов в этом распределении. Именно таков механизм появления бимодальности в распределении по $\eta = \ln \operatorname{tg} (\theta/2)$ в π - E_{π} -взаимодействиях при $E_{\pi}^{\text{in}} = 200$ ГэВ, отсутствующей в π - p -взаимодействиях при той же энергии [18]. Первые количественные оценки этого эффекта сделаны в [18].

Сложность описания прохождения в среде кластера, обладающего внутренним движением, вынуждает каким-либо образом упростить задачу. В качестве такого упрощения мы пренебрежем обменом энергией между частями кластера и будем рассматривать их прохождение в ядре независимо, учитывая лишь взаимную экранировку. Тогда систему уравнений движения кластера в ядре можно представить в виде, аналогичном (5) (число уравнений по сравнению с прежним вариантом удваивается):

$$dE_i/dz = -\bar{\varepsilon}_i \rho \sigma_i(z); \quad (56a)$$

$$dE_{i,0}/dz = T_{KN}(z) \rho \sigma_i(z), \quad (56b)$$

где (56a) описывает изменение полной, а (56b) — внутренней энергии i -й ($i = 1$ для быстрой, $i = 2$ для медленной частей кластера) части кластера. Остальные обозначения имеют прежний смысл. При этом энергия, переданная ядру при взаимодействии кластера с нуклоном, т. е. кинетическая энергия нуклонов отдачи в системе покоя ядра, определяется соотношением

$$\varepsilon_{1,2} = (E'_N - \beta_{1,2} p'_N) \gamma_{1,2} - m_N, \quad (57)$$

где γ и β — лоренц-фактор и скорость одной из двух частей кластера в л. с.; $\sigma_i(z)$ — сечение взаимодействия i -й части кластера с нуклоном ядра, приводящего к захвату глюонного поля нуклона:

$$\sigma_1(z) = \eta \pi \left[r_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma_1^2(z') - 1}} \right]^2; \quad (58)$$

$$\sigma_2(z) = \pi \left[r_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma_2^2(z) - 1}} \right]^2 - \sigma_1(z). \quad (59)$$

В уравнениях (5), (6) $r_0 \approx 1$ ферми — начальный размер кластера, z_0 — точка рождения кластера, z — текущая координата движения его центра инерции. Выражения (58), (59) учитывают рост сечения кластера вследствие его расширения с околосветовой скоростью в собственной системе. Запись выражения (59) предполагает, что сечение взаимодействия медленной части кластера, приводящего к срыву глюонного поля нуклона, равно геометрическому. Аналогичное предположение делалось ранее для кластера в целом. Конкуренция со стороны быстрой части кластера учиты-

вается вычитанием в (59) его эффективного сечения из геометрического сечения медленной части.

Введенный в (58) дополнительный фактор $\eta < 1$ учитывает следующее обстоятельство. Поскольку как быстрая, так и медленная части кластера движутся в системе покоя ядра с релятивистскими скоростями, т. е. их лоренц-факторы $\gamma_{1,2} \gg 1$, разность их скоростей

$$\beta_1 - \beta_2 \ll 1.$$

Вследствие этого при прохождении кластера в ядре две его части пространственно не разделены и взаимодействуют с нуклонами ядра, попавшими в область их перекрытия «одновременно». Фактор η есть вероятность захвата глюонного поля такого нуклона быстрой частью кластера. Соответственно $1 - \eta$ — вероятность его захвата медленной частью. Значение параметра η и возможную зависимость его от энергии следует установить из сравнения с экспериментом. Это даст информацию о парциальном сечении взаимодействия глюонных полей, приводящего к их слиянию в единую статистическую систему. Поскольку при энергиях порядка нескольких сотен гигаэлектронвольт такая система не образуется [33], можно ожидать, что $\eta \ll 1$. Начальные условия для системы (56) определяются энергией кластера E_0 и ее частью, приходящейся на коллективное движение $E_{\text{кол}}$, значения которых для pp - и πp -взаимодействий приведены в работах [33]. Полные энергии частей кластера в с. ц. и. сталкивающихся адронов определяются выражением

$$\varepsilon_i = E_i - \sqrt{(1 - \delta_i)^2 p^2 + m_i^2}, \quad (60)$$

где E_i — энергии, а p — импульсы адронов до столкновения, m_i — массы лидирующих адронов после столкновения.

Массы частей кластера μ_i находятся из соотношения

$$\mu_1 + \mu_2 = E_0 - E_{\text{кол}}, \quad (61)$$

где

$$\mu_i = \sqrt{\varepsilon_i^2 - q_i^2}; \quad (62)$$

$$q_i = \delta_i p - Q \quad (63)$$

(Q — импульс, погашенный при взаимном торможении глюонных полей). Подставляя (62) и (63) в (61), определим Q , а затем согласно (62), (63) — массы частей кластера и их импульсы. Начальные условия для системы (56) находим лоренц-преобразованием величин ε_i и q_i в л. с. к.

Перейдем к сопоставлению такой картины с экспериментом.

В работе [33] показано, что коллективное движение в πp -взаимодействиях возникает при меньших значениях энергии налета

тающей частицы, чем в pp -столкновениях. Это обусловлено большей долей импульса, принадлежащего глюонному полю π -мезона (согласно [17] $\delta_\pi/\delta_p \approx 1,4$). Неудивительно поэтому, что при $E_\pi^{\text{in}} = 200$ ГэВ в пион-ядерных взаимодействиях имеет место проявление коллективного движения в кластере в виде бимодальности распределения по квазибыстроте, а в протон-ядерных при той же энергии оно отсутствует. В pA -взаимодействиях первые признаки появления двух максимумов в распределении по квазибыстроте замечены при $E_p^{\text{in}} = 400$ гэВ [45]. Однако они не столь явны, как в πA -столкновениях при $E_\pi^{\text{in}} = 200$ ГэВ [62]. Поэтому сопоставление с экспериментом мы будем производить, используя, главным образом, данные о πA -столкновениях при $E_\pi^{\text{in}} = 200$ ГэВ.

В принятом приближенном варианте описания коллективного движения в кластере утверждения (20), (21), (22), определяющие

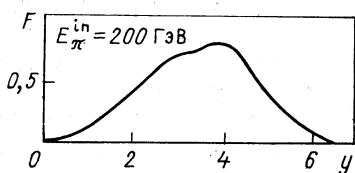


Рис. 17. Функция $F(y)$ для π - p -процесса при $E_\pi^{\text{in}} = 200$ ГэВ

переход к наблюдаемым переменным, должны применяться к каждой из двух частей кластера в отдельности. Разумеется, эта процедура является весьма грубой, поскольку переход от рождения одного кластера к двум практически независимым занимает по шкале энергий большой интервал [33]. Тем не менее она представляется правдоподобной, так как применяется к той части энергии

системы, которая непосредственно затрачивается на рождение новых частиц. Напротив, будучи примененной ко всей кластерной системе в целом (с учетом коллективной части энергии), процедура приводит к результатам, не согласующимся с экспериментом (ср., например, вид функций $F(y)$ на рис. 17 и рис. 18 для $n_g = 3, 4, 5$).

Предполагая, что каждая из двух частей кластера распадается изотропно в собственной системе для частиц, образованных при распаде кластера, получим распределение по квазибыстроте $E(y)$, изображенное на рис. 17. Массы и лоренц-факторы частей кластера в л. с. к. вычислены в соответствии с (60) — (63):

$$\mu_1 = 2,77; \mu_2 = 2,26; \gamma_1 = 23,4; \gamma_2 = 5,67. \quad (64)$$

С помощью распределения $F(y)$ невозможно детально описать распределение по квазибыстроте в π - N -взаимодействиях, поскольку в него не включены частицы внекластерного происхождения (лидирующие), а также не учтен ряд факторов, например возможные флуктуации параметра δ , флуктуации распадного объема. Такая цель не преследуется на данном уровне исследования. Задача состоит в выделении главного эффекта — влияния среды

на затравочное коллективное движение в кластере и его способности отразить наблюдаемые в эксперименте тенденции.

На рис. 18 приведены распределения по y для различных n_g . При получении модельных распределений предполагалось, что увеличение числа частиц, образованных при распаде данной

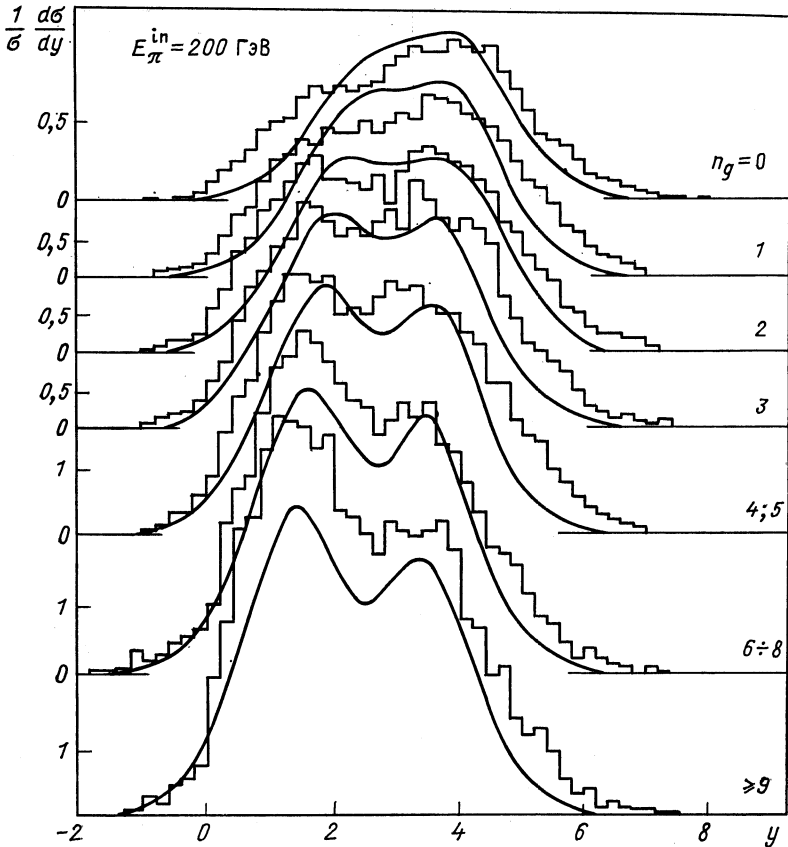


Рис. 18. Зависимость $d\sigma/dy$ от y в процессе π -E π при $E_{\pi}^{\text{in}} = 200$ ГэВ

части кластера, пропорционально увеличению его массы. Из рис. 18 видно, что с увеличением числа n_g , т. е. с увеличением длины пробега кластера в ядре, расстояние между центрами частей кластера в пространстве быстро увеличивается. Это и приводит к появлению двух максимумов в распределении $F(y)$. Наилучшее согласие с экспериментом достигается при $\eta = 1/4$.

Другой характеристикой, чувствительной к наличию коллективного движения в кластере, является число серых следов n_g ,

отражающее реакцию среды на происходящий в ней процесс рождения. Поскольку лоренц-фактор медленной части кластера γ_2 меньше, чем лоренц-фактор движения его центра масс $\gamma_{ц}$, темп ее расширения выше, чем темп расширения единого кластера с тем же $\gamma_{ц}$ без учета коллективного движения. Таким образом,

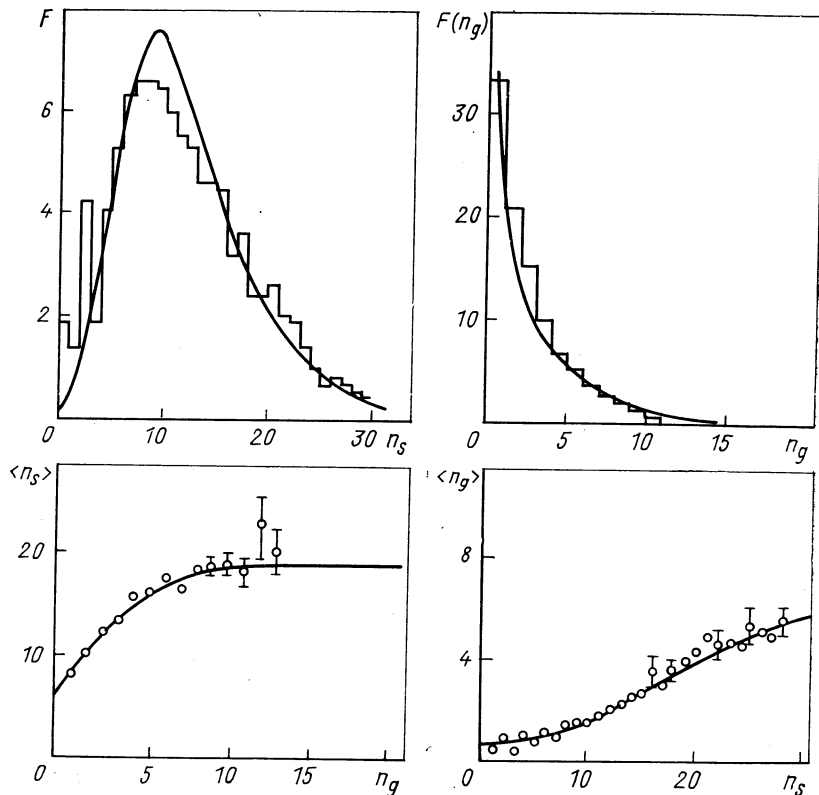


Рис. 19. Некоторые характеристики множественного рождения в процессе π -Ем при $E_{\pi}^{\text{in}} = 200$ ГэВ с учетом коллективного движения в кластере.

Обозначения те же, что и на предыдущих рисунках

при наличии коллективного движения число нуклонов ядра, провазимодействовавших с кластером, больше, что на опыте приводит к большему числу продуктов разрушения ядра-мишени (g -частиц). Поскольку с ростом E^{in} $\gamma_{ц}$ увеличивается примерно, как $\sqrt{E^{\text{in}}}$, а γ_2 практически не меняется [48], среднее число g -частиц при энергиях $E^{\text{in}} > 100$ ГэВ практически не зависит от E^{in} , а не уменьшается, как в случае единого кластера с лоренц-фактором $\gamma_{ц}$.

На рис. 12, б приведена зависимость $\langle n_g \rangle$ от энергии протона, взаимодействующего с ядром с учетом коллективного движения в кластере (кривая 4). Различие между кривыми 4 и 2 в области $E^{\text{in}} < 200$ ГэВ вызвано изменением параметра $\bar{\epsilon}$. В данном расчете мы приняли $\bar{\epsilon} = 0,20$ вместо прежнего $\bar{\epsilon} = 0,18$. Это изменение находится в пределах неточности оценки $\bar{\epsilon}$. Рис. 12, б свидетельствует о том, что учет коллективного движения в кластере существенно улучшает согласие зависимости $\langle n_g \rangle$ от E^{in} с экспериментом.

На рис. 19 приведены некоторые характеристики πE_{π} -взаимодействий при $E_{\pi}^{\text{in}} = 200$ ГэВ, в которых наличие коллективного движения в кластере не столь выражено. И здесь имеет место вполне удовлетворительное согласие результатов модели и экспериментальных данных.

Приведенные результаты исследования влияния коллективного движения в кластере на развитие множественного процесса в веществе позволяют сделать следующие выводы.

1. Сформулированное в работе [18] представление о характере внутреннего коллективного движения в кластере, образованном в адронных столкновениях, не противоречит существующим экспериментальным данным по адрон-ядерным взаимодействиям при энергиях порядка нескольких сотен гигаэлектронвольт.

2. Некоторые характеристики адрон-ядерных взаимодействий чувствительны к наличию коллективного движения в кластере, и могут служить эффективным инструментом его исследования.

3. Найденное из сопоставления с экспериментом значение вероятности захвата быстрым кластером глюонного поля нуклона находится в соответствии с вероятностью образования компаунд-систем в адронных взаимодействиях, определенной из анализа кумулятивных процессов [19].

Об ограниченности изложенной модели. Как мы видели, в целом уровень модели вполне соответствует уровню экспериментальных данных.

Однако нельзя не видеть и ограничений, с которыми она сталкивается или может столкнуться.

Прежде всего ясно, что ее точность ограничена сверху точностью данных об элементарном акте, точностью эксперимента на ядерных мишенях, а также возможностями самой модели.

Как и всякая другая, данная модель не предназначена объяснять абсолютно всю информацию о множественном рождении на ядрах и сопутствующих ему явлениях. Это обусловлено принятой системой предположений и приближений, а также характером постановки задачи, вызванных стремлением упростить ее в разумных пределах и сделать решаемой. Ясно, что приближения различны. С одними из них еще значительное время можно будет

мириться, другие при необходимости можно в дальнейшем устрани-ть, а третьи, вероятнее всего, не удастся органически вписать в аппарат модели и они должны рассматриваться дополнительно, как поправочные факторы.

Обсудим кратко некоторые аспекты этого вопроса.

1. В модели предполагается, что в первом взаимодействии налетающего адрона с нуклоном ядра происходит акт пионизации. Такое приближение оправдано для описания инклюзивных характеристик рожденных частиц в центральной области. Однако при этом из рассмотрения выпадают каналы непионизационной природы, вклады которых в область инклюзивного спектра при больших x и в события с малой множественностью, по-видимому, доминируют. Следовательно, в данной формулировке модель не может претендовать на корректное описание упомянутых характеристик.

Тем не менее в принципе она допускает включение процессов такого типа в свою схему. Поскольку в непионизационном процессе срыва глюонного поля не происходит, свойства налетающего адрона, которые он проявляет в следующем столкновении, не должны существенно отличаться от «нормальных». Следовательно, он способен вызвать пионизацию, которую в дальнейшем можно описывать по модели. Так как сечение пионизационного канала по сравнению с непионизационным велико, последнее должно «вымирать» на ядре примерно как $A^{-1/3}$. Именно такой A -зависимости подчиняются инклюзивные спектры быстрых частиц в области $x \approx 0,7$ [60]. Для корректного включения этого канала необходимо иметь информацию о его вкладе в наблюдаемые в элементарном акте характеристики. В [14] показано, что при разумных предположениях о величине вклада можно удовлетворительно описать измененные спектры в области фрагментации протона в p Em-столкновении при $E_p^{\text{in}} = 200$ ГэВ. Однако указанные оценки имеют пока только методическое значение.

2. В уравнениях движения (1) кластера в ядерном веществе используется $\langle k_{KN} \rangle$ — средний коэффициент неупругости KN -взаимодействия [или δ — в уравнениях (49)]. Такое описание соответствует большей части информации по hA -взаимодействию. Однако на некоторые характеристики, например $D/\langle n_s \rangle$, могут оказывать влияние флуктуации величин $\langle k_{KN} \rangle$ или δ . Более высокий уровень точности будущих экспериментов несомненно потребует учета этих флуктуаций. Легко видеть, что такой учет возможен уже сейчас. К сожалению, мы пока не располагаем данными или надежными соображениями относительно характера и величины этих флуктуаций.

3. Как мы видели, в модели не учитывается взаимодействие лидирующих частиц. Оправданием этому служат результаты, полученные в указанном приближении, теоретические соображения, приведенные выше, а также приведенные в настоящем обзоре

факты, составляющие логическую цепь доказательств от противного. Однако относительная малость эффектов, вызванных взаимодействием лидирующих частиц — не причина, чтобы в дальнейших исследованиях им по-прежнему пренебрегать. Нам представляется, что это взаимодействие в пределах ядерных расстояний не будет приводить к образованию объектов кластерной природы, так как основной компонентой лидирующей системы являются валентные кварки. Следовательно, описание такого взаимодействия и его результата выходит за рамки аппарата модели и должно учитываться дополнительно с помощью иных методов.

4. В обсуждаемой модели не рассматривается процесс взаимодействия с ядерным веществом нуклонов отдачи, образованных в кластер-нуклонных столкновениях. И для этого имеется веское основание — такое взаимодействие является более поздней стадией в общей картине иерархии времен, когда релятивистский «акт» всей «пьесы» завершился. Схематично иерархию времен можно представить в следующем виде: а) быстрый релятивистский процесс, приводящий к множественному рождению и возникновению нуклонов отдачи; б) более медленная трансформация энергии, унесенной нуклонами отдачи, в энергию g -частиц благодаря взаимодействию первых с ядерным веществом; в) наконец, совсем медленный процесс девозбуждения ядра-остатка с испусканием малоэнергичных b -частиц, который в некоторых случаях можно представить как «испарение».

Таким образом, с точки зрения выполнения минимальных условий для достаточно ясного понимания развития собственно процесса множественного рождения детализация механизма диссипации энергии, переданной релятивистской системой — кластером — ядерному веществу, происходящего на следующей по времени стадии, является излишней.

Поэтому в модели при переходе к числу g -частиц, характеризующих реакцию ядра-мишени, использовалось соотношение энергетического баланса (24). Следствие этого шага — утрата информации о спектрально-угловых характеристиках «серых» частиц.

Итак, по нашему мнению, для модели множественного рождения достаточно знать полную энергию частиц — продуктов фрагментации ядра-мишени, по крайней мере, в первом и весьма неплохом приближении.

Что же касается изучения спектрально-угловых характеристик этих фрагментов, то указанная проблема представляет самостоятельный интерес и относится, скорее всего, к ядерной физике промежуточных энергий. При этом начальные условия задачи, как мы видели, формулируются с помощью результатов, полученных в рамках описанной в данном обзоре модели.

В этой связи сделаем небольшое замечание. Нам представляется, что и для описания прохождения нуклонов отдачи через ядер-

ное вещество и обмена с ним энергией нельзя использовать каскадную схему. Один из аргументов против такого подхода приведен в работе [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При обсуждении наиболее важных моментов множественного рождения был сделан ряд выводов. Напомним о самых главных из них, а затем, не претендуя на полноту, лишь в качестве примеров укажем на некоторые важные следствия.

1. Учет пространственно-временных факторов процесса множественного рождения в адрон-ядерных взаимодействиях позволяет сформулировать феноменологическую модель, обладающую с физической точки зрения большой степенью правдоподобия. Она содержит всего один параметр — коэффициент неупругости кластер-нуклонного взаимодействия, значение которого определяется путем сравнения с экспериментом.

2. Удовлетворительное соответствие между результатами модели и широким кругом качественно разнообразных экспериментальных данных позволяет рассматривать ее аксиоматику как дополнительные требования к структурным моделям адрона, сформулированные на основе анализа особого класса взаимодействий — адрон-ядерных взаимодействий.

3. Использование подхода в таком качестве приводит к выводу, что двухкомпонентная кварк-глюонная модель удовлетворяет этим требованиям.

В то же время простая партонная модель и модель аддитивных кварков оказываются чересчур грубыми и не в состоянии объяснить совокупность главных характеристик рождения в ядерном веществе.

4. Результаты представленного направления исследований можно использовать для построения новых вариантов механизма множественного рождения в элементарном акте.

Например, в основу такой модели для pp -столкновения [33] положены два следствия из представленного анализа. Во-первых, возможность использования однокластерного приближения в pA -взаимодействиях вплоть до 200—300 ГэВ. Во-вторых, положение о расширении кластера в собственной системе с околосветовой скоростью. При допущении универсальности времени адронизации оно эквивалентно приближенному постоянству распадного объема кластера.

Теперь остановимся на обсуждении двух вопросов, которые иллюстрируют (но не исчерпывают) перспективы, основанные на следствиях, вытекающих из логической схемы изложенной картины.

Первый вопрос связан с переходом к изучению множественных процессов, инициированных столкновением релятивистских ядер.

Подтверждение гипотезы о существенно различном поведении двух компонент адрона в процессах рождения при высоких энергиях может послужить основой для разработки механизма столкновений релятивистских ядер. В соответствии с выводами о свойствах кварков и глюонов механизм столкновения перекрытых частей ядер можно рассматривать как коллективный срыв глюонных полей нуклонов с образованием одного глюонного кластера в центральной области и двух барионных кластеров в областях фрагментации ядер. Первая попытка построить картину процесса по такой схеме предпринята в работе [63]. Результаты не противоречат экспериментальным данным как по пионизационной [64], так и по фрагментационной [65] частям процесса.

Естественно ожидать, что с увеличением энергии до нескольких сотен гигаэлектронвольт на нуклон в пионизационном кластере возникает коллективное движение, аналогичное тому, которое имеет место в hp - и hA -столкновениях (см. разд. 3).

Второй вопрос — проблема описания множественного рождения в адрон-адронных столкновениях при очень высоких (до 10^5 ГэВ) и даже ультравысоких ($E^{in} > 10^5$ ГэВ) энергиях.

К настоящему времени накоплено немало экспериментальных результатов, свидетельствующих об изменении режима множественной генерации в области энергий $\cong 100$ ТэВ (см., например, обзоры [66]). Наиболее важные выводы из анализа этих результатов:

- а) коэффициент неупругости в процессах рождения становится близким к единице;
- б) энергетическая выделенность лидирующих частиц уменьшается, а число их растет;
- в) увеличивается среднее значение поперечного импульса вторичных частиц;
- г) множественность резко возрастает, закон изменения множественности приближается к $(E^{in})^{1/2}$;
- д) значительная доля энергии адронного каскада ($\cong 20\%$) передается частицам, которые поглощаются в веществе в несколько раз слабее, чем пионы.

Важной особенностью нового режима генерации является то обстоятельство, что переход к нему выглядит как пороговый эффект: качественные изменения характеристик процесса происходят на участке роста энергии всего лишь на порядок.

Опираясь на основные результаты данного обзора в их кварк-глюонном варианте, можно прийти к вполне определенной интерпретации перечисленных выше явлений.

С одной стороны, из этой картины следует, что использование атомных ядер, а не протонов в качестве мишени не может быть

причиной такого рода эффектов. С другой стороны, простая экстраполяция модели [33] не приводит к наблюдаемым изменениям коэффициента неупругости и характера эффекта лидирования и да-

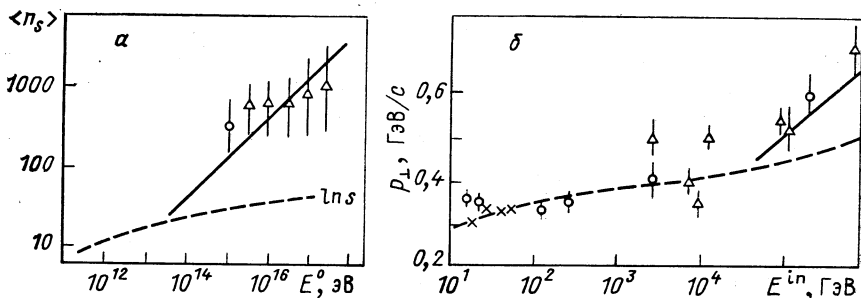


Рис. 20 Зависимость $\langle n_s \rangle$ (а) и $\langle p_{\perp} \rangle$ (б) от E^{in}

ет слишком медленный рост $\langle n_s \rangle$ и $\langle p_{\perp} \rangle$ при увеличении энергии (см. пунктирные кривые на рис. 20, а, б).

Для того чтобы привести картину процесса в соответствие с изложенными выше выводами, остается лишь одна возможность.

Необходимо допустить, что при энергиях $E^{in} \gtrsim 100$ ТэВ кварки утрачивают роль пассивных наблюдателей и начинают неупруго взаимодействовать с большим сечением. Такое поведение qq -взаимодействия не кажется ни странным, ни неожиданным. Напротив, было бы крайне удивительным, если бы оказалось, что кварковый уровень является последним в иерархии строения материи. Вопрос заключается лишь в том, при какой энергии будет вскрыт следующий уровень в структуре вещества. Судя по данным экспе-

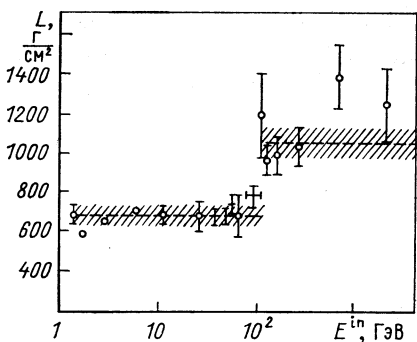


Рис. 21. Зависимость средней длины ливня в свинце от E^{in}

римента, соответствующий порог преодолевается при энергиях 10^4 — 10^5 ГэВ.

Наиболее четко пороговое явление перехода к новому режиму проявляется в экспериментах по измерению средней длины поглощения ливня в калориметре в зависимости от энергии [66]: резкое изменение длины ливня от 700 до 1100 г/см² в свинце происходит в интервале от 50 до 100 ТэВ (рис. 21). Поскольку средний импульс кварка $p_q \approx (1 - \delta) p_h/3$, то $\sqrt{s_{qq}} = 70$ и 100 ГэВ для $E^{in} = 50$

и 100 ТэВ. Если разрушение кварка вблизи порога представляет собой рождение пары тяжелых частиц, то масса такой частицы $M \approx \sqrt{s}/2 \approx 35 \div 50$ ГэВ (эта величина близка к теоретическим оценкам массы гипотетических W -бозонов).

Высокая «энергоемкость» разрушения кварков позволяет полагать, что, по крайней мере, в пределах одного-двух порядков по энергии выше порога образованная система представляет собой

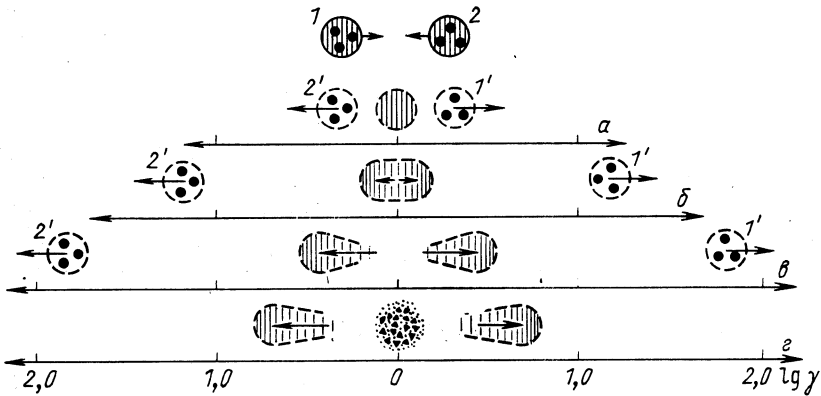


Рис. 22. Схематическое изображение качественных изменений в механизме множественного рождения с изменением энергии:

10 — $(2 \div 3) \cdot 10^2$ ГэВ (а); $(2 \div 3) \cdot 10^2$ ГэВ — $3 \div 5$ ГэВ (б); $3 \div 5$ ГэВ — $n \cdot 10$ ТэВ (в); ≥ 100 ТэВ (г); заштрихованы G -кластеры

очень тяжелый кластер, покоящийся в среднем в с. п. и. сталкивающихся адронов. Практически вся его масса затрачивается на рождение частиц, а распад близок к изотропному. Будем называть такой кластер Q -кластером в отличие от G -кластеров, образующихся из глюонных полей сталкивающихся адронов.

Смена режимов множественной генерации в основном ее канале с изменением энергии схематически представлена на рис. 22. При энергиях $E^{\text{in}} \approx 20 \div 200$ ГэВ доминирует пионизационный процесс с образованием одного практически равновесного G -кластера (см. рис. 22, а). При энергиях 200—300 ГэВ в G -кластере возникает коллективное движение, усиливающееся с ростом E^{in} (рис. 22, б). Однако вплоть до 3—5 ТэВ в pp -столкновении G -кластер еще можно рассматривать как единый объект. Наконец, при $E^{\text{in}} \gtrsim 5$ ТэВ основная масса G -кластера разрывается на две квазинезависимо распадающиеся части (рис. 22, в). В рамках модели [33] эти три стадии переходят одна в другую естественным образом. Качественное изменение режима генерации при $E^{\text{in}} \approx \approx 100$ ГэВ обусловлено возникновением Q -кластера (рис. 22, г).

Приняв такую точку зрения, нетрудно объяснить основные черты этого изменения.

Близость к единице коэффициента неупругости тривиально следует из самого определения Q -кластера.

Изменение характера эффекта лидирования видно из сопоставления рис. 22, *г*, *в*. В первом случае лидирующие адроны образуются при адронизации системы валентных кварков, распадающейся на 2—3 частицы, во втором случае — при адронизации части G -кластера, вылетающей в переднюю полусферу. Число заряженных частиц, образующихся при ее распаде, 10—12, а лоренц-фактор существенно меньше лоренц-фактора лидирующей системы, образованной валентными кварками. Таким образом, число лидирующих частиц растет, а их энергетическая выделенность падает.

Средний поперечный импульс и среднюю множественность заряженных частиц, образующихся при распаде Q -кластера, можно оценить в соответствии со схемой, описанной в [33], предполагая, что связь между плотностью энергии ε и температурой T определяется соотношением между ε и T для кварк-глюонной плазмы [67]:

$$\varepsilon \approx 2 \cdot 10^3 T^4.$$

Результаты такой оценки для π -мезонов приведены на рис. 20. При оценке $\langle n_s \rangle$ учитывались вклады от распада ρ -мезонов и G -кластера. В целом модель удовлетворительно описывает наблюдаемое поведение.

В чем же причина образования длиннопробежных ливней, т. е. массового рождения адронов, слабо взаимодействующих с веществом? Среди известных адронов такими свойствами обладают частицы с шармом [68]. Появление их в большом количестве подтверждает допущение о реализации Q -кластера.

Действительно, образование Q -кластера сопровождается колоссальным энерговыделением в малом объеме, соответствующем лоренцево сжатому объему нуклона. Оценка начальной температуры таких состояний приводит к $T = 1,7$ ГэВ при $E^{\text{in}} = 100$ ТэВ и $T = 3$ ГэВ при $E^{\text{in}} = 10000$ ТэВ. При таких температурах масса кварков с шармом роли не играет, и они присутствуют в кварк-глюонной плазме в том же количестве, что и u -, d - или s -кварки. Следовательно, на них приходится примерно четверть всей энергии Q -кластера. При резком падении T , вызванном расширением кластера, s -кварки, обладая большой массой, слабо обмениваются энергией с другими компонентами кластера, унося приобретенную ими на ранней стадии долю энергии плазмы в виде частиц с шармом.

Таким образом, учет размораживания нового уровня в структуре при $E^{\text{in}} \approx 100$ ТэВ можно естественным образом вписать в картину множественных процессов, принятую на основе анали-

за адрон-ядерных и адрон-адронных столкновений при меньших энергиях. При этом сохраняются все основные ее положения: двухкомпонентность строения адрона, пространственное расширение кластера, постоянство времени и статистический характер адронизации.

Можно не сомневаться, что дальнейшее изучение этой проблемы приведет к результатам, которые будут иметь для адронной физики исключительно важное значение.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

ПРОСТРАНСТВЕННО - ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ К ПРОЦЕССАМ КУМУЛЯТИВНОГО ТИПА

Модель кумулятивного рождения частиц [19] является результатом использования картины множественных процессов в рамках пространственно-временной схемы для интерпретации процессов, для которых характерна экстремальная ситуация, резко отличающаяся от реализующейся в наиболее вероятном, «среднем» акте. В описанном в данном обзоре подходе этот случай соответствует большим значениям, по крайней мере, следующих двух величин, характеризующих образование промежуточной системы и ее распад.

1. Коэффициент неупругости k для акта образования кластерной системы и для взаимодействия ее с ядерными нуклонами стремится к единице:

$$k \rightarrow 1. \quad (\text{П.1})$$

2. В конечном состоянии рассматриваются конфигурации, в которых присутствует рожденная частица, импульс которой

$$p \gg \langle p \rangle; \quad p > p_{hh}^{\text{макс}}, \quad (\text{П.2})$$

т. е. не только много больше его среднего значения, но и превышает максимальное значение импульса, разрешенного в кинематике адрон-адронного столкновения.

Из ограничений (П.1) и (П.2) вытекает ряд важных следствий.

а) Из (П.1) следует, что образующийся кластер включает в себя столкнувшиеся в начале нуклоны и нуклоны, захваченные им в процессе взаимодействия с ядром. В отличие от пионизационного кластера, образованного в «среднем» акте множественного рождения с барионным числом $B = 0$, рассматриваемый кластер имеет $B \geq 2$. Если учесть также и (П.2), то $B \geq 3$.

б) В отличие от случая пионизационного процесса сечение образования σ_c такой кластерной системы должно быть мало, так как этот канал является редким, т. е.

$$\sigma_c \ll \sigma_{NN}^{\text{ин}}. \quad (\text{П.3})$$

Сравнение с экспериментом дает $\sigma_c \approx (0,20 \div 0,25)\sigma_{NN}^{\text{ин}}$.

в) Выполнение условия (П.2) предполагает выбор канала с реализацией в кластерной системе малого по сравнению с пионизацией числа степеней свободы. Диссипация энергии в ней не успеваеет уйти далеко, а сам процесс завершается за времена, существенно меньшие, чем это имеет место в «среднем» пионизационном акте. Это должно найти выражение, в частности, и в том, что размеры кластерного состояния вплоть до его распада не успевают существенно измениться по сравнению с начальными. Поэтому в грубом приближении можно предположить, что и в последующих двух-трех столкновениях кластера с ядерными нуклонами имеет место (П.3).

г) Для выполнения расчетов процессов, протекающих, по крайней мере, в пределах первых двух-трех порядков кумуляции, отгадывает необходимость использовать сложные уравнения (5), предполагающие наличие быстро растущего сечения кластер-нуклонного взаимодействия. Пренебрегая потерями энергии на возбуждение ядра-остатка, можно построить довольно простой алгоритм вычисления характеристик процесса (см. [19]).

Разумеется, отличия кумулятивного процесса, как предельного по отношению к «среднему» акту, указанные в п. а)—г), вовсе не означают коренного изменения в подходе к процессу. И в данном случае принимается, что кластер, образованный в первом акте и живущий в течение некоторого конечного интервала времени, способен испытывать дальнейшие неупругие столкновения, захватывая ядерные нуклоны. Это приводит, как и прежде, к росту его массы, а следовательно, и к увеличению максимально возможного значения импульса рождаемой частицы по сравнению с его значением в NN -столкновении. Таким образом, кумуляцию можно рассматривать как пространственно-временной процесс «собирающая» нуклонов первичной частицей в компаунд-систему (кластер) с растущей массой. Отличия а)—г), соответствующие предельному переходу и некоторым упрощениям, приводят лишь к изменению математического аппарата.

Единообразие подходов в обоих случаях станет еще более очевидным, если рассмотреть также и способ описания распада состояния.

В самом деле, при описании распада в «среднем» акте, мы предполагали, что нормированные спектры частиц, образующихся при распаде кластеров в системе покоя в hA -и hp -взаимодействиях, приближенно одинаковы [см. (15) и замечания к нему]. Разумеется, это предположение касалось пионизационной части спектра. Аналогично при описании инвариантного инклюзивного сечения рождения кумулятивных частиц в [19] также предполагается одинаковость спектров $F(x)$ в hA -и hp -взаимодействиях, однако, как того требует конкретная задача, уже во фрагментационной их части. Поэтому в данном случае наиболее естественной переменной является фейнмановская $x = p_{\parallel}/p_{\parallel}^{\max}$, а сам принцип одинаковости приобретает форму предположения о реализации масштабной инвариантности $F(x)$ (при достаточно больших энергиях) или «идентичности» при одинаковых массах промежуточных систем в hA -и hp -взаимодействиях (при малых энергиях в несколько гигаэлектрон-вольт).

Итак, кумулятивная «собирающая» модель [19] является предельным частным случаем пространственно-временной картины развития процесса множественного рождения в веществе, основанной на учете самых общих физических принципов и представленной в данном обзоре. В этом одно из ее важнейших отличий от других часто обсуждаемых моделей кумуляции, которые формулируются специально лишь для объяснения указанного процесса, а сама его возможность ставится в зависимость от наличия у ядра-мишени определенных свойств (например, наличие ферми-движения его нуклонов или возникновение флуктуаций плотности адронного вещества в малом объеме).

Опишем кратко структуру модели [19] и первые результаты, полученные с ее помощью.

Общий вид инвариантного инклюзивного сечения рождения кумулятивных частиц в рамках обсуждаемой модели определяется выражением

$$R_A^{(i)} = \sum_n \rho_i(s, x_n, p_{\perp}) W_A^{(n)}, \quad (\text{II.4})$$

где

$$\rho_i(s, x_n, p_{\perp}) = (E/\sigma_{hh}^{\text{in}}) d^3\sigma/dp^3 \quad (\text{II.5})$$

— инвариантные инклюзивные плотности для рождения частиц вида i в hh -столкновении. Часто ρ_i выбирают в приближенном факторизованном виде:

$$\rho_i(s, x, p_{\perp}) \approx F_i(s, x) \exp(-a_i p_{\perp}^2). \quad (\text{II.6})$$

Масштабная инвариантность соответствует случаю, когда $F(s, x) \approx \text{const}(s)$.

В формуле (II.4) $W_A^{(n)}$ — парциальные сечения образования компаунд-систем с n собранными нуклонами ядра с массовым числом A . Согласно собирательной модели их можно записать следующим образом:

$$W_A^{(n)} \approx \frac{\pi}{2} \frac{(\sigma_c \rho)^n}{\prod_{\lambda=1, \dots, n} (\sigma_c \rho + a_{\lambda})} \left\{ 2R^2 + \sum_k^n C_k^{(n)} \frac{\gamma [2; 2(\sigma_c \rho + a_k) R]}{(\sigma_c \rho + a_k)^2} \right\}, \quad (\text{II.7})$$

причем $a_1 \equiv 0$,

$$C_{k \neq 1}^{(n)} = \prod_{\substack{\lambda=1, \dots, n \\ \lambda \neq k}} (\sigma_c \rho + a_{\lambda}) \left[\prod_{\substack{r=1, \dots, n \\ r \neq k}} (a_k - a_r) \right]^{-1}; \quad (\text{II.8})$$

$$C_{k=1}^{(n)} = - \left[1 + (-1)^n \sum_{k=2}^n C_k^{(n)} \right]. \quad (\text{II.9})$$

Величины a_n определяются соотношениями

$$a_n = \frac{1}{\tau_0 C} \frac{[(n')^2 + 1] m_p^2 + 2n' m_p E_p^{\text{in}}}{(E_p^{\text{in}2} - m_p^2)}, \quad (\text{II.10})$$

где E_p^{in} — энергия первичного протона; m_p — его масса, а τ_0 — параметр, определяющий масштаб временного интервала, в течение которого кластер остается способным эффективно излучать частицы с импульсом в кумулятивной области.

Подчеркнем также, что значения x_n — фейнмановской переменной для кумулятивного процесса — вычисляются в кинематике собирательного механизма n -го порядка, т. е. имеет место фактический контроль за соблюдением законов сохранения.

Таким образом, в модели имеется всего два свободных параметра σ_c и τ_0 . И тем не менее она оказывается в состоянии объяснить спектры частиц, их A -зависимость, угловые распределения и даже абсолютную величину выхода. Более того, модель позволяет вычислить спектры различных по массе и другим квантовым числам кумулятивных частиц на единой основе. Анализ выполненных экспериментов, а также некоторые предсказания для еще не исследованных реакций даны в [49].

К сожалению, некоторые авторы (см. например, [69]) ошибочно отождествляют изложенную модель с описанной в [70] моделью, являющейся чисто термодинамической и не имеющей абсолютной нормировки (т. е. она не дает абсолютной величины выхода частиц). В этой модели отсутствует и контроль за фактическим соблюдением законов сохранения, что допускает значительный произвол при интерпретации эксперимента. Далее, в то время как в [49] кинематика распадающегося кластера вычисляется на каждом этапе процесса кумуляции, в [70] основное соотношение (9), приводящее к определению «критической» скорости кластера, по существу, является лишь условием для начала кумулятивного процесса, что, естественно, не позволяет описывать

его поведение во всей допустимой начальными условиями области скоростей, где он эффективно действует.

К заключению о тождественности моделей, описанных в [19] и [70], можно прийти только в результате очень поверхностного их сравнения, ссылаясь лишь на наличие общего для них термина «кластер». Однако и здесь имеется существенное различие: авторы [70] используют представление о пионизационном кластере, ссылаясь на нашу работу [11] по множественному рождению (но, как известно, при энергиях $E_{in} \approx 10$ ГэВ, при которых выполнено большинство экспериментов по кумуляции, развитая пионизация отсутствует), а в модели, описанной в [19], используется кластер с $B \geq 3$. Это обстоятельство весьма важно для всей кинематики процесса.

Анализ имеющихся экспериментов с помощью собирательной модели кумуляции уже на данном, феноменологическом ее уровне позволил извлечь важную информацию.

Получена оценка времени формирования кумулятивных частиц в компаунд-системе, образованной в коллективном взаимодействии адронов.

В широком интервале начальных энергий впервые удалось установить значение и характер поведения сечения образования адронных компаунд-систем.

Фактам не противоречит вывод о том, что результаты распада промежуточной системы в адрон-адронных и в коллективных взаимодействиях одинаковы. Это может означать, в частности, что важную роль в формировании спектра рожденных адронов играет не только начальный внутренний (партоновый) спектр сталкивающихся адронов (как это часто считается), но и характер процесса адронизации, т. е. сам фазовый переход кварк-глюонного вещества в адроны, происходящий на конечной стадии реакции.

Таким образом, изучение кумулятивных процессов в данном подходе также может служить дополнительным источником сведений о динамике сильных взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грибов В. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1969, т. 56, с. 892.
2. Babecki J., Novak G. Report 970/PH, Krakov, 1977;
- Andersson V. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 73, p. 343.
3. Nikolaev N. N., Ostapchuk A. V.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 134, p. 729;
- Nikolaev N. N.— Landau Institute Preprint, N 18. Chernogolovka, 1975.
4. Ландау Л. Д.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51.
5. Фейнберг Е. Л.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1955, т. 28, с. 242;
- Berlad G. e.a.— Phys. Rev. D, 1976, v. 13, p. 161; Frederiksson S.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 111, p. 467; Bergstrom L., Frederiksson S.— Phys. Lett. B, 1977, v. 68, p. 1977; Afek Y. e.a. Technikon Haifa Preprint, TECHNION-PH-77-22, 1978.
6. Блохинцев Д. И.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1957, т. 32, с. 350.
7. Тяпкин А. А.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 3, с. 544.
8. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М.— Успехи физ. наук, 1977, т. 121, с. 3.
9. Kalinkin B. N., Cherbu A. V., Shmonin V. L.— Acta phys. polon. B, 1979, v. 10, p. 247.
10. Николаев Н. Н., Захаров В. И.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 434.
11. Калинин Б. Н., Шмонин В. Л.— Там же, 1975, т. 21, с. 628; Препринт ОИЯИ, Д1, 2-9224. Дубна, 1975; Preprint JINR, E2-9137. Dubna, 1975.
12. Калинин Б. Н., Шмонин В. Л. Сообщение ОИЯИ, P2-7871. Дубна 1974.
13. Иногамова Т. Я. и др.— Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 563.
14. Адамович М. И. и др. Препринт ФИАН, № 99. Москва, 1975.
15. Калинин Б. Н. и др.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 1064.

16. Kalinkin B. N. e.a. Preprint HEPI-55-77. Alma-Ata, 1977.
17. Kalinkin B. N., Shmonin V. L.— Z. Phys. A, 1978, Bd 288, S. 227.
18. Kalinkin B. N., Koltochnick S. N., Shmonin V. L. Preprint HEPI-79-79. Alma-Ata, 1979.
19. Калинин Б. Н., Чербу А. В., Шмонин В. Л. Препринты ОИЯИ, P2-10783, P2-10785, 1977; Acta phys. polon. B, 1978, v. 9, p. 375, 385, 393; Калинин Б. Н., Чербу А. В., Шмонин В. Л. Препринт ОИЯИ, P2-11621, P2-11622, P2-11802, 1978; Калинин Б. Н., Чербу А. В., Шмонин В. Л. Сообщение ОИЯИ, E2-12209. Дубна, 1979.
20. Померанчук И. Я.— Докл. АН СССР, 1951, т. 78, с. 889.
21. Масленникова Н. В. и др.— Краткие сообщ. по физике, 1974, № 7, с. 22.
22. Азимов С. А. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 898.
23. АДЛИМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН, № 150. М., 1976.
24. Анзон С. В. и др.— Изв. АН КазССР. Сер. физ., 1977, № 4, с. 19.
25. Азимов С. А. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 346.
26. Такибаев Ж. С., Боос Э. Г. Неупругие взаимодействия нуклонов при высоких энергиях. Алма-Ата, 1974.
27. Aliev F. K. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1978, v. 23, N 6, p. 212.
28. Мурзин В. С., Сарычева Л. И.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 382.
29. Зацепин Г. Т.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 5, с. 674.
30. Jain P. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 660.
31. Фейнберг Е. Л.— Успехи физ. наук, 1971, т. 104, № 4, с. 539; Гуламов К. Г. и др. В кн.: Множественные процессы при высоких энергиях. Ташкент, 1976.
32. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В. Препринт ИФВЭ, 75-68. Серпухов, 1975.
33. Kalinkin B. N., Cherbu A. V., Shmonin V. L.— Acta phys. austriaca, 1979, v. 50, p. 165; Kalinkin B. N., Shakhova Ts. I., Shmonin V. L. Preprint HEPI-77-79. Alma-Ata, 1979; Калинин Б. Н., Чербу А. В., Шмонин В. Л. Препринт ОИЯИ, P2-12330, Дубна, 1979.
34. Bugas A. J., Koba Z.— Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 6, N 16, p. 629.
35. Толстов К. Д., Хошмухамедов Р. А. Препринт ОИЯИ, P2-6897, Дубна, 1973.
36. Толстов К. Д. Препринт ОИЯИ, 1-4793, Дубна, 1969.
37. Гуламов К. Г., Гуламов У. Г., Чернов Г. М.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 3, с. 554.
38. Вейсенберг А. О. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, вып. 11, с. 719.
39. Давиденко Г. В., Николаев Н. Н.— Ядерная физика, 1976, т. 24.
40. Zalewski K. In: Proc. XVII Intern. Conf. High Energy Phys. London, 1974.
41. Zalewski K. In: Proc V Intern. Conf. High Energy Phys. Nucl. Struct., 79, Uppsala, 1973.
42. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., 1972.
43. Гуламов К. Г., Ужинский Б. В.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1095.
44. Hebert J. e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 1867.
45. AGMT-collaboration. Preprint HEPI-67-78. Alma-Ata, 1978.
46. Abdo K. M. e.a. Preprint JINR, E1-8121. Dubna, 1974.
47. ALMT-collaboration. Preprint FIAN, N 49. М., 1974.
48. Anzon Z. V. e.a. Preprint HEPI-51-77. Alma-Ata, 1977.
49. Teranaka M., Ogata T.— Progr. Theor. Phys., 1975, v. 54, N 6, p. 1727.
50. Otterlund I. e.a. In: Proc. 15th Intern. Cosmic Ray Conf. Provdiv, 1977.
51. Канарек Т. и др. Препринт ОИЯИ, P1-12438, Дубна, 1979.
52. Мёринг Г. Е., Таюрский В. А. Препринт ИЯФ, 78-2. Новосибирск, 1978.
53. Гагарин Ю. Ф. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, № 5, с. 988; Gagarin Yu. F. e.a. In: Conf. Papers 14th Intern. Cosmic. Ray Conf. München, 1975.
54. Van Hove L. Preprint CERN, TH-2 121 1976;— Acta phys. polon. B., 1976, v. 7, p. 339.

55. Грибов В. Н. В кн.: X зимняя школа ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., 1975.
56. Burgas A. J., Gaemers K. Y. F.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 132, p. 249; Cambridge B. L. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 234.
57. Вайнштейн А. И. и др.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, вып. 2, с. 217.
58. Politzer H. D.— Nucl. Phys., B, 1977, v. 122, p. 237.
59. Bialas A. Fermilab-Pub-78/75 THY, 1978.
60. Шехтер В. Н. В кн.: V Междунар. семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978; Anisovich V. V., Shekhter V. M.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 55, p. 455.
61. Bialas A., Czyz W. Raport INP-1027/PN. Krakov, 1978.
62. AGMT-Collaboration.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 129, p. 205.
63. Kalinkin B. N., Koltotechnick S. N., Shmonin V. L. Preprint HEPI-61-78. Alma-Ata, 1978.
64. Баранов Д. Г. и др. Препринт ФТИ им. Иоффе, № 562. Л., 1977; Письма в ЖЭТФ, 1978; т. 28, вып. 7, с. 475.
65. Варюхин В. В. и др. Препринт ФТИ им. Иоффе, № 616. Л., 1979.
66. Никольский С. И. В кн.: Междунар. семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978; Miyake S. In: Proc. 19th Intern. Conf. High Energy Physics. Tokyo, 1978, p. 433; Калинин Б. Н., Шмонин В. Л. Препринт ОИЯИ, P 2-12674. Дубна, 1979.
67. Hwa R. S., Lam C. S.— Phys. Lett. B, 1977, v. 79, N 45, p. 234.
68. Anderson R. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 263; Camerini U. e.a.— Ibid., 1975, v. 35, p. 483; Knapp V. e.a.— Ibid., 1975, v. 34, p. 1040.
69. Лукьянов В. К., Титов А. И.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 4, с. 815.
70. Горенштейн М. И. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 788; Corenstein M. I., Zinovjev G. M.— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 100.