



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1100/
2-80

18/3-80

P2 - 12933

В.С. Барашенков, А.М. Задорожный,
Б.Ф. Костенко, С.Ю. Шамаков

МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ И ЛЕГКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ

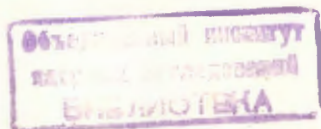
1979

В последние годы получена большая экспериментальная информация о свойствах неупругих взаимодействий высокоэнергетических частиц и ионов с ядрами. Многие модели, успешно применявшиеся ранее для объяснения экспериментов, оказываются теперь уже недостаточными - по крайней мере в количественном отношении. В связи с этим возрос интерес к анализу уже существующих и разработке новых теоретических подходов с тем, чтобы не только иметь возможность разносторонне интерпретировать и сопоставлять между собой получаемые экспериментальные данные, но и получить указания на перспективные направления дальнейших исследований.

Изучение высокоэнергетических реакций предоставляет уникальные возможности для ядерной физики; ядро-мишень в этом случае оказывается заполненным большим числом посторонних для него частиц, благодаря чему с большой вероятностью могут осуществляться специфические типы ядерных взаимодействий, невозможные или крайне редкие в условиях низкоэнергетических реакций.

В литературе обсуждается большое число моделей, которые по форме и деталям часто весьма значительно отличаются одна от другой. Однако в их основе, как правило, лежит один из двух механизмов внутриядерных взаимодействий: каскадный механизм, когда суммарное взаимодействие рассматривается как разветвленная последовательность "дерево" некогерентных взаимодействий быстрых частиц с отдельными внутриядерными нуклонами, и коллективный механизм, при котором взаимодействие быстрой частицы происходит когерентно сразу с несколькими внутриядерными нуклонами.

Эти два основных типа взаимодействий, конечно, не являются абсолютно изолированными, и могут переходить один в другой по мере того, как когерентные взаимодействия, реализующиеся в отдельных узлах каскадного дерева, постепенно захватывают все это дерево /или, наоборот, когда единое коллективное взаимодействие распадается на отдельные обособленные блоки/.



Каскадный механизм будет иметь место в том случае, если время взаимодействия частицы с внутриядерным нуклоном τ_{b3} меньше временного интервала Δt , разделяющего два таких последовательных взаимодействия, которые только при этом условии могут рассматриваться как независимые, с точностью до налагаемых законами сохранения кинематических связей. В противном случае взаимодействие быстрой частицы с двумя внутриядерными нуклонами может реализоваться лишь как единый коллективный акт.

Если отвлечься от резонансных взаимодействий, которые в рамках каскадной модели рассматриваются отдельно - как образование частиц-резонансов, участвующих далее в каскадной лавине наряду с π -мезонами и нуклонами^{1/}, то продолжительность взаимодействия быстрой частицы с внутриядерным нуклоном $\tau_{b3} = \tau_0 \gamma$, где $\tau_0 \sim 10^{-24}$ с - характерное время сильных взаимодействий, γ - фактор релятивистского замедления времени*. Поскольку пока еще не существует теории сильных взаимодействий, которая позволяла бы точно рассчитать величину γ , ограничимся двумя крайними случаями: центральными столкновениями с небольшими параметрами удара, когда образуется единая быстро движущаяся "компаунд-система", распадающаяся затем на отдельные частицы, и периферическими столкновениями, при которых взаимодействующие частицы не теряют полностью своей индивидуальности, и весь процесс происходит за время пролета частицы сквозь периферию нуклона.

В первом случае $\gamma = \sqrt{E/2M}$, где $E = T + m$ - полная энергия сталкивающейся с внутриядерным нуклоном частицы, M - масса этого нуклона. При этом $\tau_{b3} \approx \text{const}$, если $T < 1$ ГэВ, и $\tau_{b3} \sim \sqrt{T}$, если $T \gg 1$ ГэВ. Во втором случае $\gamma \approx 1$, и, независимо от энергии частицы, время ее взаимодействия с нуклоном $\tau_{b3} \approx \tau_0$.

Поскольку τ_{b3} может зависеть от энергии частицы, то наиболее критическим для оценки применимости каскадной модели является интервал между первым и следующим за ним внутриядерным столкновениями, когда энергия каскадных частиц, а следовательно, и величина τ_{b3} , имеют наибольшее значение /эта энергия очень быстро уменьшается с ростом числа столкновений^{1/2/} /.

*Время $\tau = d_c / c$, где d_c - диаметр керна нуклона, c - скорость света. В каскадных моделях обычно считается, что минимальное расстояние между внутриядерными нуклонами $\Delta r_{\text{min}}^- = d_c = 0,8$ фм. Такое значение d_c хорошо согласуется с данными, полученными из анализа упругих и неупругих π -N и N-N-взаимодействий.

Время между первым и вторым столкновениями $\Delta t = \ell / v$, где ℓ - средний свободный пробег образовавшейся "компаунд-системы", v - ее скорость. Точная величина сечения взаимодействия этой системы с нуклонами неизвестна, однако ее размеры определяются эффективным радиусом сильного взаимодействия, поэтому сечение ее взаимодействия, а следовательно, и длина пробега внутри ядра должны быть приблизительно такими же, как и для каскадных мезонов и нуклонов. Это позволяет для оценки величины ℓ использовать соответствующий средний пробег каскадных частиц.

Как видно из табл. 1, где приведены данные, полученные путем непосредственного моделирования каскадов в тяжелом

Таблица 1

Средний свободный пробег каскадных частиц в протон-ядерных столкновениях при различных энергиях первичных протонов T /в единицах среднего межнуклонного расстояния $d = 1,7 \cdot 10^{-13}$ см/ ℓ - длина пробега между первым и вторым столкновениями.

T , ГэВ	$p + {}^{12}\text{C}$	$p + {}^{207}\text{Pb}$
0,1	1,1	1,9
0,5	1,1	1,5
1	1,0	1,7
5	1,1	1,7
10	1,2	1,8

ядре, пробег каскадных частиц ℓ в полтора-два раза превосходит среднее межнуклонное расстояние $d = (4\pi/3A)^{1/3} \cdot R / A$ - массовое число, R - радиус ядра/. Это связано с тем, что часть столкновений быстрых частиц с внутриядерными нуклонами запрещена принципом Паули /энергия нуклона, образовавшегося в результате взаимодействия, оказывается ниже поверхности Ферми, где все уровни заняты/. В легком ядре величина пробега меньше, так как большая часть длиннопробежных каскадных частиц оказывается вне ядра еще до второго столкновения*.

В тех случаях, когда частицы вылетают из ядра /имеют пробег, больший размеров этого ядра/, отношение $\tau_{b3} / \Delta t$

* Например, в случае взаимодействия $p + {}^{12}\text{C}$ около 70-80% частиц, родившихся в первом внутриядерном столкновении, имеют пробег, больший размеров ядра-мишени.

можно считать равным нулю, независимо от величины τ_{b3} , поэтому эффективная величина отношения, определяющая применимость каскадного механизма

$$\left(\frac{\tau_{b3}}{\Delta t}\right)_{\text{эф.}} = \frac{\tau_0 \cdot \gamma \cdot c}{\ell} \cdot \frac{N_2}{N_2 + N_{\text{ввл.}}},$$

где N_2 и $N_{\text{ввл.}}$ - соответственно число частиц, испытавших второе внутриядерное столкновение и вылетевших из ядра.

На рис. 1 показана энергетическая зависимость отношения $(\tau_{b3}/\Delta t)_{\text{эф.}}$. В случае периферических столкновений это отношение во много раз меньше единицы, и очень слабо, лишь через величину пробега ℓ и отношения $N_2/(N_2 + N_{\text{ввл.}})$, зависит

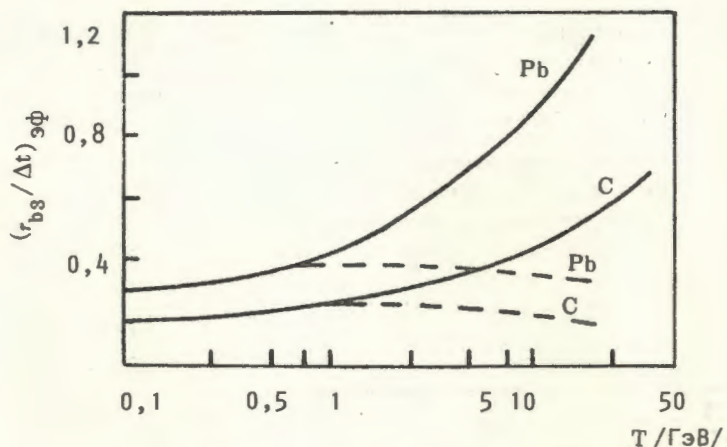


Рис. 1. Отношение продолжительности элементарного акта к среднему интервалу времени между первым и вторым внутриядерными взаимодействиями. Сплошная и пунктирная кривые относятся соответственно к центральному и периферическому элементарным актам.

от энергии первичной частицы T . Для центральных столкновений величина $\tau_{b3}/\Delta t$ возрастает с увеличением энергии первичной частицы, так что условие применимости простого каскадного механизма, когда образовавшаяся при столкновении "компанунд-система" успевает распасться на длине пробега ℓ , оказывается нарушенным в легких ядрах при $T \geq 50$ ГэВ, в тяжелых - при $T \geq 10$ ГэВ.

Из анализа экспериментальных данных по высокоэнергетическим π -N и N-N взаимодействиям следует, что вероятность периферических столкновений частиц намного превосходит вероятность их центральных столкновений. Поэтому можно ожидать, что каскадный механизм внутриядерных взаимодействий останется преобладающим вплоть до очень высоких энергий. Вместе с тем за счет "хвоста" распределения уже при энергиях в несколько десятков ГэВ может быть примесь коллективных многонуклонных взаимодействий.

Понятно, что все эти оценки имеют лишь ориентировочное значение. Точный ответ на вопрос, где происходит верхняя граница применимости каскадного механизма, а также оценку вклада коллективных взаимодействий можно получить путем сравнения каскадных моделей с экспериментом. При этом очень важно ограничиться минимальным числом новых предположений и не вводить в расчет не взаимодействующие с ядерным веществом кластеры, фиброболы или какие-либо другие гипотетические объекты, пока для объяснения экспериментов достаточны более привычные подходы.

Следует также подчеркнуть, что применение каскадного механизма не требует, чтобы условие $\tau_{b3} < \Delta t$ выполнялось для любых пар внутриядерных столкновений. Это условие должно выполняться для последовательных взаимодействий с различными нуклонами, взаимодействия с одним и тем же нуклоном могут происходить в течение промежутков времени $\Delta t < \tau_{b3}$. Это - так называемые многочастичные взаимодействия ^{1,2/}. Нельзя согласиться с теми авторами /см., напр., обзор ^{3/} /, которые считают, что многочастичные взаимодействия представляют собой выход за рамки "идеи каскадирования".

Еще одним обязательным условием реализации внутриядерного каскада является требование, чтобы длина дебройлевских волн каскадных частиц была во много раз меньше размеров ядра-мишени*. Это условие часто используется как интуитивное обоснование модели каскадов в непрерывной ядерной среде, где каскадные частицы движутся по классическим траекториям и взаимодействуют лишь с теми внутриядерными нуклонами, центры которых расположены на этих траекториях. Как видно из табл. 2, уже при энергиях первичных частиц $T \approx 0,1$ ГэВ средняя величина λ значительно меньше диаметра ядра. Даже те каскадные нуклоны и мезоны, кинетическая энергия которых

* Авторы работы ^{3/} требуют, чтобы длина волн λ была мала по сравнению с межнауклонными расстояниями d . Такое требование является чрезмерным.

Таблица 2

Отношение средней длины дебройлевской волны каскадных частиц внутри ядра-мишени к диаметру этого ядра $D = 2,14A^{1/3}$

$T, \text{ ГэВ}$	$p + {}^{12}\text{C}$	$p + {}^{207}\text{Pb}$
0,1	0,087	0,037
1	0,069	0,038
10	0,067	0,041

вне ядра $T_{\text{out}} \approx 0$, имеют в поле внутриядерного потенциала длину волны, меньшую диаметра ядра-мишени $D = 2,14A^{1/2}$ *.

Если ядерная среда рассматривается как облако обособленных частиц-нуклонов, с которыми каскадная частица вероятностным образом взаимодействует в цилиндре с радиусом $r_0 + \lambda$ вдоль ее классической траектории / r_0 - радиус сильного взаимодействия, рис. 2/, то требование малости λ становится еще менее важным. Во всех этих случаях вероятность одно-временного взаимодействия частицы сразу с несколькими нуклонами оказывается малой по сравнению с вероятностью одно-нуклонных взаимодействий **.

Квантовые эффекты делают невозможной строгую локализацию пространственных положений каскадной частицы также и вдоль направления ее движения. Для низкоэнергетических частиц, особенно мезонов, энергия которых фиксируется с точностью $\Delta T \approx 10$ МэВ, "размазка" пространственного положения вдоль направления движения $\Delta x < h/2 \cdot \Delta p$ может пре-

* Кинетическая энергия частицы внутри ядра $T_{\text{int}} = T_{\text{out}} + V$, где $V \approx 30-40$ МэВ, - глубина потенциальной ямы. Кроме того, следует учитывать влияние кулоновских сил ≈ 10 МэВ/ на границе ядра /1/. Поэтому длина волны частиц, которые могут войти и выйти из ядра, $\lambda_p \leq 2$ Фм, $\lambda_N \leq 0,7$ Фм. Это объясняет, почему многие аспекты каскадных расчетов оказываются в неожиданно хорошем согласии с экспериментом при энергиях первичных частиц, равных всего лишь нескольким десяткам МэВ.

** Исключение составляет процесс поглощения π -мезона парой внутриядерных нуклонов, который очень существен для медленных мезонов и может проявляться даже при энергиях в несколько ГэВ. Этот процесс всегда учитывается в каскадных расчетах как отдельный канал взаимодействия каскадной частицы /1,2,4/.

восходить межнуклонное расстояние. Однако расчетные характеристики вылетающих из ядра низкоэнергетических частиц неплохо согласуются с экспериментом, что опять-таки указывает на преобладающий вклад взаимодействий с отдельными внутриядерными нуклонами. Для высокоэнергетических частиц продольная размазка Δx значительно меньше, и при заданной относительной точности описания уменьшается с ростом энергии как $T^{-1/2}$.

Вывод об относительно малом вкладе взаимодействий одновременно с двумя и большим числом нуклонов подтверждается также расчетами амплитуд упругих и неупругих адрон-ядерных процессов на основе аналитического подхода, рассмотренного впервые Глаубером /см. например, /5, 6/. Эти расчеты представляют собой фактически реализацию той же идеи внутриядерных каскадов, что и квазиклассические модели, использующие монте-карловскую имитацию внутриядерных взаимодействий *. Однако в "глауберовских моделях" внутриядерный каскад рассматривается на языке амплитуд. Это - более общее рассмотрение, хотя за большую общность пока приходится расплачиваться весьма грубыми аппроксимациями, без которых не удастся получить численных результатов.

Мы рассмотрели наглядный физический смысл ограничений применимости каскадного механизма. Переход к каскадной модели от строгого квантового, амплитудного рассмотрения был изучен недавно В.Е.Бунаковым с сотрудниками /7, 8/. Этот переход удастся достаточно хорошо обосновать уже при энергиях в несколько десятков МэВ. С ростом энергии первичных частиц квантовые поправки быстро затухают.

Работы /7,8/, а также результаты, полученные В.Д.Тонеевым /9/, являются в настоящее время наиболее обстоятельным изучением квантового обоснования использующихся каскадных моделей.

* Исторически развитие теории происходило таким образом, что глауберовский подход первоначально был развит для расчета упругого рассеяния, а монте-карловские модели - для рассмотрения глубоконеупругих процессов. В последующем метод Глаубера был распространен на неупругие реакции, а с помощью квазиклассического монте-карловского моделирования можно рассмотреть упругое, в том числе и дифракционное рассеяние. В последнем случае вероятность неупругих взаимодействий следует рассматривать как функцию параметра удара ρ : $\sigma_{\text{in}} = f(\rho) \rho^2$, и из определяемых методом Монте-Карло парциальных сечений $\sigma_{\text{in}}(\rho)$ вычислить фазы рассеяния $\eta_l = \eta_\rho = \lambda l$, через которые выражается сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{el}}(\theta)$.

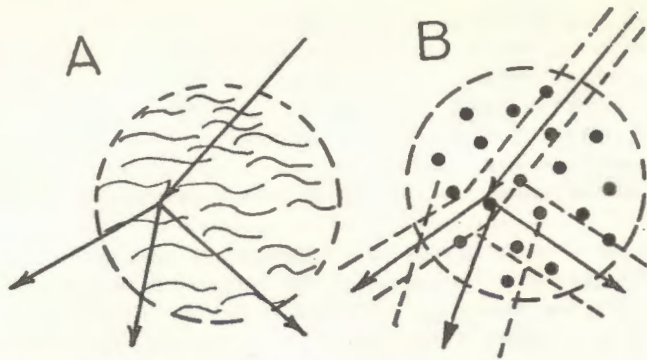


Рис. 2. В модели с непрерывной ядерной средой /А/ каскадная частица взаимодействует только с теми нуклонами, которые расположены на ее траектории. В модели, где ядро представляется в виде облака протяженных дискретных частиц-нуклонов /В/, каскадная частица может провзаимодействовать с любым нуклоном, центр которого находится внутри цилиндра с осью вдоль направления движения частицы.

К началу 70-х гг. в Брукхэвене, Ок-Ридже и Дубне были разработаны три версии каскадной модели ^{2,10-13/}, которые весьма существенно различались в деталях /параметризацией внутриядерного потенциала, способом расчета π -N и N-N - взаимодействий внутри ядра, алгоритмами розыгрыша пробегов каскадных частиц и т.д./, и это в ряде случаев приводило к значительным расхождениям на промежуточных этапах расчета, однако окончательные результаты получались очень близкими ^{14/}. Было выполнено большое количество расчетов, которые в широкой области энергий от нескольких десятков МэВ до нескольких ГэВ хорошо согласовались с экспериментом, а те небольшие различия, которые иногда проявлялись, можно было надеяться устранить путем усовершенствования деталей модели и лучшим подбором параметров, характеризующих структуру ядра-мишени и внутриядерные адрон-нуклонные столкновения /см. обзоры ^{1, 2, 15, 16/}/. Хорошее согласие получается и в случае очень тяжелых ядер, когда внутриядерный каскад сопровождается делением возбужденных остаточных ядер, конкурирующим с процессом их испарения /см. рис. 3, а также работы ^{17/}/. Систематические различия проявляются лишь при очень низких энергиях $T \approx 50-100$ МэВ, где становятся существенными неучитываемые в каскадной модели детали

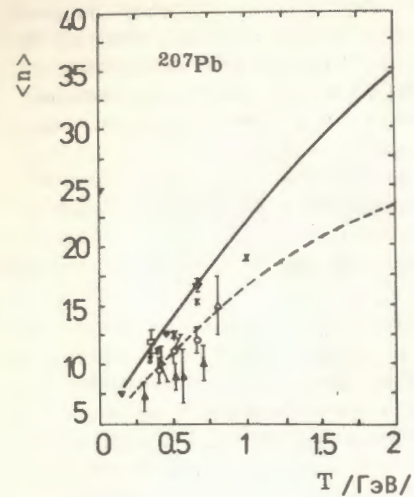


Рис. 3. Энергетическая зависимость среднего числа нейтронов /пунктир/ и полного числа вторичных частиц /сплошная кривая/, вылетающих из ядер свинца, бомбардируемых протонами с энергией T . Для числа нейтронов значком * нанесены расчетные точки из работы ^{18/}. ∇ - экспериментальные данные для полного числа частиц, остальные точки - измерения выхода нейтронов, выполненные различными авторами.

структуры ядра /хотя и в этом случае каскадная модель правильно передает среднее поведение величин/ и в области высоких энергий $T \geq 3-5$ ГэВ, где теория предсказывает слишком большую множественность вторичных частиц.

Такие же расхождения между теорией и экспериментом наблюдаются и в случае, когда с ядром-мишенью сталкивается быстрый ион дейтерия или α -частица с энергией, большей нескольких десятков МэВ/нукл. Образующийся при этом в ядре-мишени каскад можно рассматривать как наложение каскадов, инициируемых отдельными нуклонами налетающего иона в ядре-мишени, и обратного расщепления нуклонами ядра-мишени самого налетающего иона. Соответствующая теория получается прямым обобщением теории адрон-ядерного каскада*.

Расхождение каскадных расчетов с экспериментом в области высоких энергий указывает на необходимость принимать во внимание изменение свойств ядра-мишени в процессе взаимодействия, когда значительная часть нуклонов может быть выбитой нарастающей лавиной каскадных частиц /так называемый

* При расчетах, особенно в области небольших энергий, необходимо учитывать "размазку" энергии налетающих нуклонов, отражающую распределение импульсов этих нуклонов внутри иона. Модель можно распространить на столкновения тяжелых ядер. Вследствие большого наполнения ядра-мишени нуклонами налетающего ядра возникают специфические проблемы, обсуждение которых выходит за рамки нашей статьи /см. об этом работу ^{19/}/.

"эффект трейлинга"/. Учет этих изменений - сложная задача, так как в этом случае приходится отказаться от простой модели с непрерывной плотностью внутриядерного вещества, заменив ее моделью пылевого облака из A частиц-нуклонов / A - массовое число ядра-мишени/, и с самого начала каскадного процесса следить за судьбой каждого из них *. Такая модель была разработана в Дубне в 1970-1971 гг. /20/, и это позволило устранить расхождения с экспериментом: результаты расчетов хорошо согласовались с известной в то время экспериментальной информацией во всей области ускорительных энергий $T \lesssim 25$ ГэВ /1, 21-23/.

Ситуация в области больших энергий оставалась менее ясной. В работе /23/ эксперимент и теорию удалось согласовать вплоть до $T \approx 100$ ГэВ /при больших энергиях наблюдалось существенное завышение расчетной множественности частиц/, однако известная в то время информация об адрон-ядерных взаимодействиях при $T \approx 30 \div 100$ ГэВ была ограничена лишь небольшим числом средних характеристик, содержавших к тому же большие ошибки.

Существенные разногласия с каскадными расчетами обнаружись после того, как были выполнены фотозмульсионные эксперименты на ускорителях в Серпухове и Батавии для интервала энергий $50 \div 400$ ГэВ. Выяснилось, что правильно передавая характер энергетической зависимости числа рождающихся частиц /быстрое увеличение числа ливневых нуклонов и мезонов, "насыщение" множественности низкоэнергетических частиц/, каскадная модель предсказывала в этой области энергий значительно большие множественности s -, g - и h -частиц, чем наблюдалось в экспериментах /рис. 4/**. Различия возрастают при переходе к более тяжелым ядрам /рис. 5/.

Обнаруженные расхождения послужили основой для часто повторяющихся в последнее время в литературе утверждений о принципиальной неприменимости идеи внутриядерного каскада при $T \geq 10$ ГэВ.

Безусловно, область существования каскадного механизма, как и любого физического явления, ограничена, и обязательно

* В применении к столкновению двух ядер учет эффекта трейлинга означает, что взаимодействия уже нельзя рассматривать как простую суперпозицию независимых каскадов, порождаемых нуклонами налетающего ядра. Суммарный каскад в этом случае представляет собой сложную "интерференцию" отдельных каскадов, слившихся в единый процесс /20/.

** Здесь и везде ниже мы используем стандартные обозначения, принятые в экспериментах с фотозмульсией.

найдутся экспериментальные факты, которые будут в принципиальном противоречии с теорией. Однако в каскадных моделях еще много неиспользованных возможностей дальнейшего их усовершенствования /в том числе и в некоторых принципиальных аспектах/, поэтому уверенно говорить о замене каскадного механизма каким-то новым типом внутриядерных взаимодействий пока нет достаточных оснований.

Одна из причин, в силу которых некоторые авторы приходят к выводу о непригодности каскадных моделей, состоит в том, что каскадные расчеты очень сложны, для составления и отладки на ЭВМ достаточно детальной и надежной программы, как правило, требуется несколько лет, поэтому во многих случаях расчеты выполняются на основе огрубленных аналитических выражений. В то же время практика моделирования внутриядерных каскадов на ЭВМ показывает, что иногда, казалось бы, не очень существенное огрубление алгоритма /например, изменение условий поглощения низкоэнергетических частиц или способа розыгрыша характеристик частиц, рождающихся в π - N и N - N -столкновениях/ приводит к весьма значительным количественным изменениям результатов расчета *.

Другую причину можно видеть в том, что для сравнения новых моделей с экспериментом часто рассматриваются характеристики одних только ливневых частиц, на которые сильно влияют кинематические факторы перехода от системы центра масс к лабораторной системе координат, маскирующие действительное соотношение теории и эксперимента. Такие характеристики значительно легче согласовать с опытом, чем параметры

* Как один из "основных антикаскадных тезисов" /см., напр., обзор /3/ / часто отмечается наблюдаемый на опыте факт различия поперечных импульсов рождающихся ливневых протонов и π -мезонов: в случае взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами средний поперечный импульс π -мезонов оказывается таким же, как в случае N - N -взаимодействий, в то время как средний поперечный импульс протонов в N - A -взаимодействиях увеличивается приблизительно в полтора раза по сравнению с N - N -взаимодействиями. Это рассматривается как указание на резко противоречащее любой каскадной модели "отсутствие каскадирования π -мезонов". Однако более аккуратные каскадные расчеты показывают /24/, что наблюдаемое в эксперименте различие поперечных импульсов частиц $\langle p_{\perp} \rangle$ объясняется влиянием принципа Паули, "срезающего" низкоэнергетические нуклоны с относительно малым значением p_{\perp} и не действующего на π -мезоны. С учетом этого обстоятельства расчетные и измеренные значения p_{\perp} хорошо согласуются между собой.

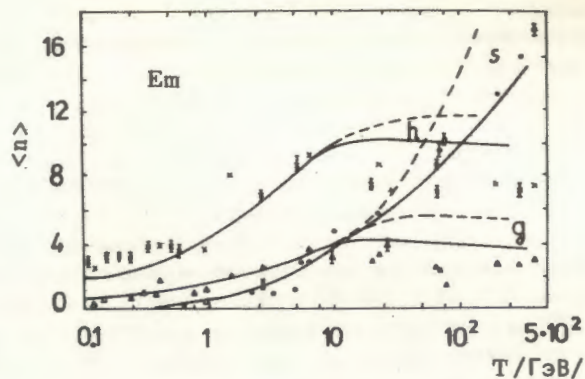


Рис. 4. Энергетическая зависимость среднего числа v^- , g^- и h^- -частиц, рождающихся при неупругих взаимодействиях протонов с ядрами фотозмульсии^{/26/}. Сплошные и пунктирные кривые - расчет соответственно с учетом и без учета временной координаты. Значками Δ , \bullet , $*$ нанесены экспериментальные данные для g^- , v^- и h^- -частиц.

низкоэнергетических частиц, чувствительные к особенностям внутриядерного процесса.

То, что в настоящее время можно утверждать с уверенностью, так это чрезмерная, по сравнению с экспериментом, разветвленность /интенсивность/ теоретического каскада при энергиях первичных частиц, больших нескольких десятков ГэВ, даже в тех случаях, когда учитывается увеличение "прозрачности" ядра за счет выбивания части его нуклонов^{/26/}.

Этот вывод сохраняется и по отношению к более совершенной каскадной модели, явно учитывающей временную координату.

В традиционной каскадной модели ветви каскадного дерева могут перебираться в различном порядке, безотносительно к временной последовательности внутриядерных столкновений. Такой подход оправдан при энергиях, меньших нескольких ГэВ, когда еще можно пренебречь изменением свойств ядра в ходе процесса. При больших энергиях, когда применяется модель с трейлингом, время учитывается косвенно - путем первоначального прослеживания судьбы наиболее быстрой каскадной частицы, которая обычно раньше других частиц приходит к точке взаимодействия. В явном виде временная координата впервые была введена в каскадные расчеты Г.Фридлендером, Я.М.Миллером и их сотрудниками^{/10/} путем рассмотрения положений всех каскадных частиц и точек их взаимодействия в по-

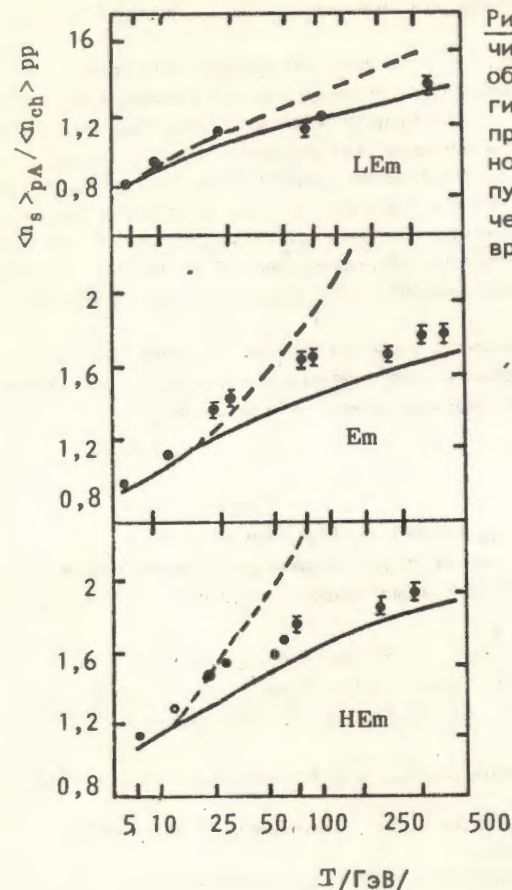


Рис. 5. Отношение средних чисел ливневых частиц, образующихся в неупругих протон-ядерных и протон-протонных столкновениях. Сплошные и пунктирные кривые - расчет с учетом и без учета времени.

следовательные моменты времени t , $t + \Delta t$, $t + 2 \cdot \Delta t$ и т.д., разделенные временным интервалом Δt - настолько малым, что дальнейшее его уменьшение фактически уже не сказывается на результатах вычислений. Однако при практической реализации этого метода интервал Δt и соответствующий шаг разбиения пробега $\Delta l(\Delta t)$ оказываются очень малыми $\Delta l = (1/20 - 1/30) \cdot l$, и для выполнения расчета требуется неоправданно большое время мощной ЭВМ. Более экономным является фиксирование времени только в точках взаимодействия, так как именно эти

точки, а не промежуточные положения частиц, входят в каскадный расчет ^{/26/}*

Из рис. 4 и 5 видно, что множественность ливневых частиц хорошо объясняется каскадной теорией, в то время как наблюдаемое на опыте число низкоэнергетических частиц при $T \geq 10$ ГэВ приблизительно на треть меньше расчетного.

Есть надежда, что противоречие удастся устранить, если учесть многочастичные столкновения, когда внутриядерный нуклон в одном акте взаимодействия поглощает сразу несколько быстрых каскадных частиц. Оценки, выполненные в рамках грубой модели ^{/1, 2/}, показывают, что этот эффект действует в нужном направлении.

Вместе с тем сравнение с опытом более точных каскадных расчетов позволит выделить коллективные эффекты, изучение которых представляется чрезвычайно интересным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, 109, с.91.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
3. Azimov S.A. et al. Proc. of the First Workshop on Ultrarelativistic Nuclear Collisions, LBL, Berkeley, 21-25 May 1979 (Eds. M.Guylassy, L.Schroeder).
4. Iijinov A.S., Nazaruk U.I., Chigrinov S.E. Nucl.Phys., 1976, A268, p.513.
5. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ОИЯИ, P2-7875, Дубна, 1974.
6. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, 25, с.666.
7. Бунаков В.Е., Нестеров М.М., Тарасов Н.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, 42, с.1893,2352.
8. Bunakov V.E. Preprint LNPI, 1978, No. 429.
9. Тонеев В.Д. Автореферат докторской диссертации. ОИЯИ, 2-12187, Дубна, 1979.
10. Chen K. et al. Phys.Rev., 1968, 166, p.949.

*Такой подход напоминает организацию соревнований по бегу, когда его ритм фиксируется лишь в "точках взаимодействия" с контролерами. Подобный метод для описания пространственно-временного развития каскада использован в работах ^{/19, 27/}.

11. Chen K., Friedlander G., Miller J.M. Phys.Rev., 1968, 176, p.1208.
12. Chen K. et al. Phys.Rev., 1971, C4, p.2234.
13. Bertini H.W. Phys.Rev., 1963, 131, p.1801; 1965, 138, AB2; 1969, 188, p.1711.
14. Barashenkov V.S. et al. Nucl.Phys., 1972, A187, p.531.
15. Bertini H.W. Phys.Rev., 1972, 6C, p.631.
16. Bertini H.W., Guthrie M.P., Culkowski A.H. Oak Ridge National Lab. report ORNL-TM-3148, 1972.
17. Barashenkov V.S. et al. Nucl.Phys., 1973, A206, p.131; 1974, A222, p.204.
18. Hahn R.L., Bertini H.W. Phys.Rev., 1972, C6, p.660.
19. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, 27, с.658.
20. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1971, 13, с.743.
21. Абдинов О.Б., Барашенков В.С. Acta Phys.Pol., 1972, 133, p.385.
22. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1973, 17, с.434.
23. Барашенков В.С., Елисеев С.М. ЯФ, 1973, 18, с.196.
24. Артыков И.З. и др. Acta Phys.Pol., (in print).
25. Барашенков В.С., Костенко Б.Ф. Acta Phys.Pol., 1979, vol. B10, No.6, p.69.
26. Barashenkov V.S., Zadogorny A.M., Kostenko B.F. Nucl. Phys. (in print).
27. Bertini H.W. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1382.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1979 года.

Вышел в свет очередной номер журнала "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 10, выпуск 6. Подписка на журнал проводится в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей печати.