

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ И ЯДЕР ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ****В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский,
В. Д. Тонеев****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	91
2. Механизм внутриядерных каскадов	93
3. Модель ядра и расчет столкновений частиц с внутриядерными нуклонами	96
4. Общая схема каскадных расчетов	103
5. Сравнение каскадной модели с опытом	105
6. Модель внутриядерных каскадов в области энергий больше нескольких гигаэлектрон-вольт	117
7. Внутриядерные каскады при сверхвысоких энергиях $T \gg 10 \text{ Гэв}$	126
8. Теория неупругих столкновений двух ядер	129
9. Заключение	133
Цитированная литература	133

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерная физика высоких энергий в течение долгого времени оставалась плохо исследованной «ничейной землей» между физикой элементарных частиц и традиционной низкоэнергетической физикой атомного ядра. Многие из тех, кто занимался изучением элементарных частиц, долгое время считали, что исследование взаимодействий частиц с такой сложной системой, какой является атомное ядро, лишь сильно усложняет и запутывает картину и поэтому не может дать ничего полезного для физики элементарных частиц. В то же время физики, занимавшиеся исследованием самого ядра, в свою очередь относились к процессам при высоких энергиях с большим недоверием, считая, что необходимость учета сложных процессов, связанных с пионообразованием и рождением частиц других типов, по существу, уводит их в сторону от вопросов физики атомного ядра.

Ситуация радикально изменилась лишь после того, как было выяснено, что ядерная физика высоких энергий имеет важное практическое применение: к расчету радиационной защиты высотных самолетов и космических кораблей, к так называемому «электроядерному методу» получения атомной энергии и накопления редких изотопов, к рассмотрению вопросов радиационной стойкости материалов и т. д. ¹⁻⁴.

Последующие исследования убедительно показали, что изучение явлений, протекающих при столкновениях высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами, является важным, а во многих случаях уникальным средством получить сведения, относящиеся как к элементарным частицам,

так и к физике атомного ядра. В частности, информацию о взаимодействиях частиц при сверхвысоких энергиях $T \gtrsim 10^3$ Гэв сейчас можно получить лишь из анализа столкновений космических частиц и ядер с ядрами тяжелых и легких мишеней. Детали внутреннего строения ядер также можно по-настоящему исследовать лишь в реакциях с участием частиц, имеющих очень малую длину дебройлевской волны λ . Процессы расщепления ядер при облучении их в интенсивных пучках высокоэнергетических частиц представляют интересные возможности для изучения и исследования свойств «экзотических» ядер, далеких от линии стабильности.

Особый интерес к ядерной физике высоких энергий возник после того, как была выяснена возможность создания в ближайшем будущем интенсивных пучков релятивистских ядер на синхрофазотроне в Дубне и других ускорителях *). Такие пучки можно использовать для многих важных исследований по ядерной физике и физике элементарных частиц ⁵. В частности, в опытах с релятивистскими ядрами мы имеем уникальную возможность исследовать сложные и во многом остающиеся пока неясными вопросы, касающиеся физического смысла и возможностей конкретного описания внутренней структуры релятивистских объектов. В отличие от элементарных частиц, изучение структуры которых *всегда* связано с релятивистскими эффектами (этим, например, обусловлена известная проблема временной протяженности частицы ⁶), в случае ядер мы имеем замечательную возможность рассматривать структуру одного и того же объекта как с релятивистской точки зрения (подобно тому, как это делается для элементарных частиц), так и нерелятивистским образом — методами обычной ядерной физики.

Возникнув всего лишь около четверти века назад, ядерная физика высоких энергий представляет собой в настоящее время один из наиболее быстро развивающихся разделов физики. Это весьма обширная и информативная область, сколько-нибудь обстоятельное обсуждение которой потребовало бы написания объемистой монографии (такая монография В. С. Барашенкова и В. Д. Тонеева «Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами» вышла в издательстве «Атомиздат» в 1972 г.). Цель данного обзора — привлечь внимание широких кругов читателей к этой интересной и очень перспективной области физики, рассказать об основных чертах происходящих здесь весьма сложных явлений и представить современное состояние теории, подчеркивая те моменты, которые остаются пока еще неясными и требуют дальнейшего исследования **).

Ниже мы будем называть высокоэнергетическими все частицы и ядра с длиной волны λ , в несколько раз меньшей размеров ядра-мишени. Для нуклонов и мезонов это соответствует области энергий T больше нескольких десятков мегаэлектрон-вольт ***).

Мы ограничимся рассмотрением лишь неупругих ядерных взаимодействий. Что касается упругих взаимодействий, то в этой области имеется ряд обстоятельных монографий и обзоров (см., например, ⁷⁻¹⁰, где можно найти дальнейшую библиографию).

*) Пучок релятивистских дейтронов с энергией около 5 Гэв/нуклон получают в Дубне с 1970 г.

**) Обзор представляет собой расширенную версию лекций, прочитанных участниками Школы по физике высоких энергий, проводившейся в июне 1971 г. в Варне совместно ОИЯИ и ЦЕРН.

***) Мы везде будем обозначать через T кинетические энергии первичных частиц в лабораторной системе координат и через $\mathcal{T}$ — соответствующие энергии вторичных частиц.

2. МЕХАНИЗМ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

Неупругое столкновение высокоэнергетической частицы с ядром, а тем более столкновение двух ядер, представляет собой очень сложное и многогранное явление, аналитическое описание которого встречает значительные трудности. В последние годы все расчеты таких столкновений выполняются, как правило, путем статистического моделирования, методом Монте-Карло.

Впервые такой подход был, по-видимому, развит в работе Гольдбергера¹¹, который в свою очередь основывался на идее Гейзенберга и Сербера о внутриядерных каскадах как серии последовательных квазисвободных столкновений быстрой первичной частицы с отдельными нуклонами ядра.

За два десятилетия, прошедших со времени опубликования работы Гольдбергера, применение метода Монте-Карло к расчету внутриядерных каскадов изучали многие авторы; за это время была существенно усовершенствована методика расчетов, стали использовать более точную модель ядра, значительно возросла и улучшилась информация о внутриядерных πN - и NN -взаимодействиях. Однако в большинстве работ рассматривались лишь взаимодействия при энергиях $T < 0,5 - 0,7$ Гэв, где можно было пренебречь процессами пинообразования, благодаря чему расчеты значительно упрощались.

Рождение мезонов впервые было учтено в известной работе Метрополиса и соавторов¹² и в работах, выполненных в Дубне¹³⁻¹⁷. Значительного успеха в этом отношении достиг Бертини¹⁸. Большие трудности были связаны также с одновременным учетом при монте-карловских розыгрышах закона сохранения энергии-импульса; достаточно удовлетворительно справиться с этой трудностью удалось лишь недавно^{14, 19}.

Особого внимания заслуживает область очень высоких энергий $T \gg 10$ Гэв, где необходимо учитывать процессы, при которых внутриядерный нуклон поглощает сразу несколько высокоэнергетических мезонов (так называемые «многочастичные взаимодействия»)^{16, 17}.

Нетрудно видеть, что основным условием применимости модели внутриядерных каскадов является достаточная малость длины дебройлевской волны λ участвующих во взаимодействии частиц: необходимо, чтобы для большинства этих частиц λ была меньше среднего расстояния между внутриядерными нуклонами $\Delta \sim 10^{-13}$ см. Лишь в этом случае картина приобретает квазиклассические черты и мы приближенно можем говорить о траекториях частиц и о двухчастичных соударениях внутри ядра. Ясно, что для этого энергия первичной частицы T должна быть больше нескольких десятков мегаэлектрон-вольт.

Другое важное условие применимости модели внутриядерных каскадов заключается в требовании, чтобы время, в течение которого в среднем реализуется отдельный акт двухчастичного внутриядерного столкновения, $\tau \sim 10^{-23}$ сек, было меньше интервала времени между двумя такими последовательными взаимодействиями

$$\Delta t = l/c \gtrsim 4\pi R^3/3A\sigma \gtrsim 3 \cdot 10^{-22}/\sigma \text{ (мбн) сек,}$$

где l — средний пробег каскадной частицы до взаимодействия, c — скорость света, $R = r_0 A^{1/3}$ — средний радиус ядра, σ — сечение взаимодействия с внутриядерным нуклоном. Это позволяет свести взаимодействие падающей частицы с ядром к совокупности отдельных статистически независимых внутриядерных столкновений.

Требование $\tau < \Delta t$ эквивалентно требованию достаточной малости сечения внутриядерных взаимодействий: $\sigma \lesssim 100\xi$, где коэффициент $\xi \sim 1$.

Так как энергия частиц, участвующих в каскаде, достаточно велика — как правило, значительно больше энергии связи внутриядерных нуклонов, — для взаимодействия каскадных частиц внутри ядра можно использовать те же характеристики, что и для взаимодействий свободных частиц.

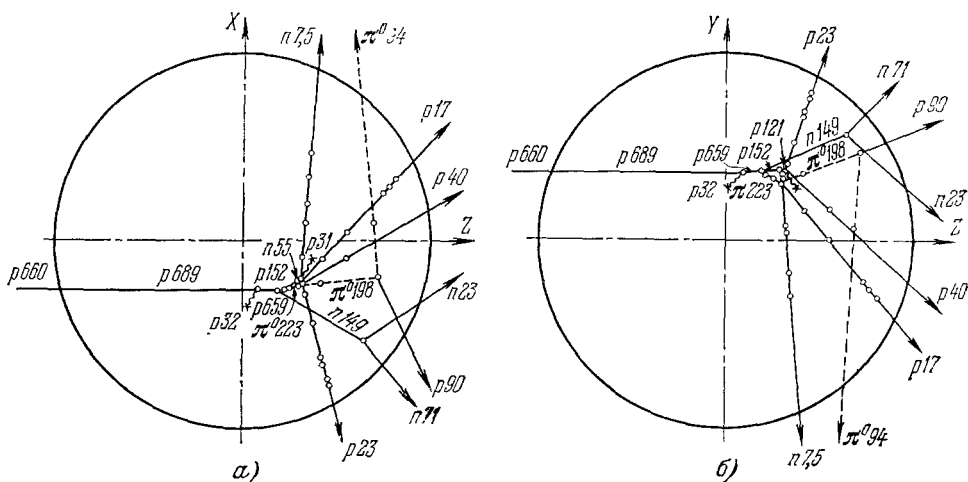


Рис. 1. Внутриядерный каскад, инициированный в ядре Ru^{100} протоном с энергией 660 Мэв.

а) Проекция в плоскости X, Z ; б) проекция в плоскости Y, Z . Числа рядом с символами частиц — их кинетическая энергия в мегаэлектрон-вольтах. Кружки на траекториях частиц — точки столкновений, которые могли произойти, но были запрещены принципом Паули. Волнистыми линиями указаны траектории нуклонов отдачи, оставшихся внутри ядра, штриховыми линиями — траектории π -мезонов.

Влияние других внутриядерных нуклонов учитывается введением некоторого усредненного потенциала V , а также действием принципа Паули *).

Можно сказать, что влетевшая в ядро высокоэнергетическая частица пролетает как бы через «газ» свободных нуклонов, вызывая при этом каскад (лаvinу) вторичных частиц. Часть этих вторичных частиц покидает ядро, другая часть поглощается, возбуждая ядро до некоторой энергии E^* .

На рис. 1 показан пример «истории» протона с энергией 660 Мэв внутри ядра Ru^{100} (с деталями расчета таких «историй» мы подробнее познакомимся ниже). Как видно из рисунка, первичный протон, войдя в ядро и увеличив свою энергию на величину, равную глубине потенциальной ямы, упруго рассеялся на внутриядерном протоне. Протон отдачи с энергией $\mathcal{T} = 32 \text{ Мэв}$ «затерялся» в ядре, поскольку его кинетическая энергия $\mathcal{T} \approx V_{\text{п}}$, где $V_{\text{п}} \approx 31 \text{ Мэв}$ — глубина потенциальной ямы для протона в ядре Ru^{100} . После упругого рассеяния первичный протон, несколько изменив направление своего движения и потеряв энергию $\Delta\mathcal{T} \approx 30 \text{ Мэв}$, вновь сталкивается — на этот раз неупруго — с внутри-

*) Ядро рассматривается как вырожденный ферми-газ нуклонов, заключенных в ядерный объем. В соответствии с принципом Паули нуклоны после внутриядерного столкновения должны обладать энергиями выше граничной энергии Ферми; в противном случае такое взаимодействие запрещается. Эффективно действие принципа Паули приводит к увеличению свободного пробега быстрых частиц внутри ядра.

ядерным нейтроном, породив π^0 -мезон с энергией $\mathcal{E} = 223 \text{ Мэв}$. Нейтрон испытал еще одно столкновение внутри ядра, после чего обе вторичные частицы (нейтроны) вылетели из ядра с энергиями 23 и 71 Мэв (за вычетом потенциальной энергии $V \approx 35 \text{ Мэв}$). Протон в свою очередь еще дважды упруго рассеялся, сначала на нейтроне, затем на протоне, что привело к вылету из ядра двух протонов и нейтрона с энергиями соответственно 23, 40 и 7,5 Мэв.

Заметим, что нейтрон тоже испытал в ядре одно упругое рассеяние, однако энергия протона отдачи ($\mathcal{E} \approx 31 \text{ Мэв}$) оказалась недостаточной для того, чтобы этот протон мог вылететь из ядра. Образовавшийся π^0 -мезон последовательно рассеялся на двух внутриядерных протонах и покинул ядро, имея энергию 94 Мэв (за вычетом потенциальной энергии $V_\pi \approx 25 \text{ Мэв}$). Протоны отдачи также вылетели из ядра.

Из рис. 1 видно, что внутриядерных столкновений могло бы быть намного больше, если бы значительная часть их (особенно для низкоэнергетических частиц) не была запрещена принципом Паули. Важно подчеркнуть, что рассмотренный пример представляет собой отдельное, единичное событие и не дает ответа на вопрос о том, каковы характеристики протон-ядерного взаимодействия при $T = 660 \text{ Мэв}$. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо рассмотреть достаточно большое число отдельных, не связанных друг с другом «историй». Однако уже и на этом примере видны основные моменты, из которых складывается процесс расчета неупругих взаимодействий частиц с ядрами.

После взаимодействия, изображенного на рис. 1, осталось ядро с энергией возбуждения около 105 Мэв (последнее непосредственно следует из энергетического баланса реакции). Между нуклонами этого ядра, как правило, успевает установиться статистическое равновесие, и последующий переход в нижние возбужденные состояния происходит путем последовательного (а иногда и кратного) испускания нуклонов и легких ядер d , t , He^3 и He^4 . Переход в основное состояние осуществляется путем испускания γ -квантов.

В легких ядрах, где энергия возбуждения весьма велика по сравнению с полной энергией связи, более предпочтительным оказывается не процесс последовательного испускания частиц, а непосредственный распад ядра на нуклоны и более тяжелые осколки подобно тому, как это имеет место, например, в теории множественного рождения частиц Ферми при распаде «компаунд-системы», образовавшейся в результате столкновения двух высокоэнергетических частиц.

Существенно отметить, что если каскадная (быстрая) стадия взаимодействия происходит за время порядка 10^{-22} — 10^{-23} сек , то распад возбужденного остаточного ядра (медленная стадия) характеризуется значительно большими временами. Вместе с тем наряду с равновесными процессами распада ядра происходят и сравнительно быстрые неравновесные явления, когда ядро «остывает» за счет испускания одной-двух частиц, после чего устанавливается равновесие и происходят указанные выше стационарные процессы распада.

Вклад неравновесных процессов возрастает с увеличением энергии возбуждения E^* и становится очень важным при высоких энергиях налетающих частиц T . Расчет распада возбужденных ядер сейчас, как правило, также выполняется методом Монте-Карло (так называемый «испарительный каскад»). Мы видим, что расчет неупругого взаимодействия высокоэнергетической частицы представляет собой сложную физическую и математическую задачу.

3. МОДЕЛЬ ЯДРА И РАСЧЕТ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ С ВНУТРИЯДЕРНЫМИ НУКЛОНАМИ

Прежде чем рассчитывать внутриядерные каскады, в память вычислительной машины должны быть введены описания структуры ядра и свойств упругих и неупругих pN - и NN -взаимодействий внутри ядра (их сечения, характеристики вторичных частиц).

Поскольку мы имеем дело с областью достаточно высоких энергий, где энергии каскадных частиц, как правило, значительно превышают энергию связи внутриядерных нуклонов, детали строения ядра-мишени сравнительно слабо сказываются на результатах расчетов. В пределах точности современных экспериментальных данных оказывается вполне достаточным рассматривать ядро как вырожденный ферми-газ протонов и нейтронов, заключенных внутри сферической ямы с диффузной границей. Параметры этой ямы определяются из сравнения результатов расчетов с опытом и оказываются весьма близкими к тому, что следует из опытов с рассеянием быстрых электронов (различия можно приписать в основном влиянию конечных размеров первичной частицы).

Влияние ядерных нуклонов на частицу, попавшую в ядро, можно учесть, добавив к ее кинетической энергии некоторый усредненный потенциал $V(r)$. Пространственное распределение этого потенциала обычно выбирается таким же, как и распределение плотности внутриядерных нуклонов.

За исключением последних результатов бруклейвенской группы (Г. Фридлендер, К. Чен, Д. Миллер и др.), ни в одной из работ, выполненных до настоящего времени, не учитывалась зависимость ядерного потенциала от энергии быстрой частицы, хотя анализ экспериментальных данных с помощью оптической модели говорит в пользу такой зависимости. По существу, величина потенциала V является сейчас параметром теории, хотя в случае нуклонов можно получить некоторые теоретические оценки этой величины.

Одна из наиболее серьезных трудностей, возникающих при расчете внутриядерных каскадов, заключается в необходимости иметь внутри вычислительной машины подробную информацию о неупругих взаимодействиях частиц при различных энергиях. Это не только предъявляет высокие требования к объему памяти машины, но во многих случаях — особенно в области энергий, когда существенно множественное рождение частиц — оказывается вообще невозможным ввиду отсутствия необходимых экспериментальных данных.

В настоящее время известны два различных подхода, позволяющих, по крайней мере частично, обойти указанное затруднение. В первом из них для описания неупругого взаимодействия частиц используются какие-либо теоретические модели (например, предположение о том, что все пинообразование происходит благодаря распаду pN -резонансов $N_{33}^*(1236)$ ¹⁸, или различные варианты периферических и мультипериферических моделей²⁰). Однако, поскольку мы не располагаем теорией сильных взаимодействий, все эти модели представляют собой грубые, а главное — весьма ограниченные приближения и, кроме того, часто связаны с громоздкими численными расчетами (в частности, когда применяются периферические и мультипериферические модели *).

) Следует отметить успех приближения, основанного на модели распада Λ^ -резонансов. Как показали расчеты Бертини¹⁸, несмотря на явную грубость, такой подход дает весьма неплохие численные результаты вплоть до энергий $T \approx 3$ Гэв, при этом в расчетном отношении метод оказывается весьма простым.

Вместе с тем мы хотим предостеречь от использования так называемых «случайных звезд» из работы Кошыллова²¹. Угловые распределения частиц в этих звездах не имеют ничего общего с экспериментом. Это обусловлено тем, что расчет этих звезд основан на модели Ферми, которая по самой своей сути не может применяться для описания угловых распределений.

Большие сомнения вызывают и все последующие работы, посвященные составлению «атласов случайных звезд» на основе расчета известных аналитических выражений. В сущности, вместо того, чтобы иметь стандартную программу расчета значений некоторого аналитического выражения и точно вычислять эти значения для заданных параметров каждый раз, когда это требуется, при таком подходе предлагается заготовить впрок большое количество рассчитанных значений и получать приближенные величины последующей статистической их обработкой.

Второй подход основан на использовании средних экспериментальных распределений (угловых, импульсных и т. д.), из которых с помощью метода Монте-Карло делаются выборки, позволяющие статистически восстановить результат отдельного акта неупругого взаимодействия.

Как показали детальные вычисления, в течение ряда лет выполнявшиеся в Дубне, такой подход оказывается весьма эффективным и может быть с успехом реализован на вычислительных машинах даже с относительно небольшим объемом памяти (4—8 тысяч слов).

Вместо дифференциальных распределений $w_\theta(\cos \theta)$ и $w_p(p)$ для этого более удобным оказывается взять за основу соответствующие интегральные распределения

$$W_\theta(\cos \theta) = \int_0^{\cos \theta} w_\theta(2z-1) dz \left(\int_0^1 w_\theta(2z-1) dz \right)^{-1},$$

$$W_p(p) = \int_0^p w_p(zp_{\max}) dz \left(\int_0^1 w_p(zp_{\max}) dz \right)^{-1},$$

являющиеся более плавными функциями угла и импульса.

При монте-карловском розыгрыше величины угла и импульса определяются для каждой частицы как обратные функции $\cos \theta = W_\theta^{-1}(\xi)$ и $p = W_p^{-1}(\xi)$ случайного числа ξ , равномерно распределенного на интервале $[0, 1]$. Учет закона сохранения энергии при этом автоматически дает значение средней множественности вторичных частиц $\bar{n}$.

Следует подчеркнуть, что такой подход ни в коей мере нельзя рассматривать, конечно, как теорию неупругого взаимодействия двух частиц; это всего лишь феноменологическое описание отдельных важных для нас характеристик взаимодействия. Пригодность такого описания оправдывается лишь сравнением с опытом.

Использование дополнительных условий в виде браковки выборок в соответствии с экспериментальными распределениями тех или иных новых характеристик (например, требование, чтобы выборки величин, получаемых розыгрышем угловых и энергетических распределений, согласовались с экспериментальным распределением поперечного импульса) позволяет значительно расширить границы воспроизводимых характеристик. Конечно, при этом увеличивается время расчета, так как расчет забракованных случаев приходится повторять заново.

Вычисления еще более упрощаются, если для $W_0^{-1}(\xi)$ и $W_p^{-1}(\xi)$ использовать полиномиальные аппроксимации

$$\cos \theta = 2\xi^{1/2} \left[\sum_{n=0}^N a_n \xi^n + \left(1 - \sum_{n=0}^N a_n\right) \xi^{N+1} \right] - 1,$$

$$p = p_{\max} \xi^{1/2} \left[\sum_{n=0}^N b_n \xi^n + \left(1 - \sum_{n=0}^N b_n\right) \xi^{N+1} \right],$$

где $p_{\max}$ — наибольшее наблюдаемое значение импульса в экспериментальном спектре,

$$a_n = \sum_{k=0}^M a_{nk} T^k, \quad b_n = \sum_{k=0}^M b_{nk} T^k, \quad p_{\max} = \sum_{k=0}^N c_k T^k.$$

Коэффициенты a_{nk} , b_{nk} , c_k можно рассматривать как постоянные величины для широких интервалов ΔT .

Нахождение таких аппроксимаций связано с весьма трудоемким численным анализом большого количества экспериментальных данных, однако после того, как он выполнен, полученные аппроксимации можно использовать для расчета каскадов в различных ядрах и при различных энергиях. Детали расчетов и таблицы коэффициентов, аппроксимирующие экспериментальные угловые и энергетические распределения рождающихся частиц для интервала энергий от нескольких десятков мегаэлектрон-вольт до $T \sim 10^3$ Гэв, можно найти в работах ^{19, 20 *}).

Таблица I

Распределение неупругих pp -взаимодействий по числу рождающихся заряженных частиц $n_{\pm}$ (в %)

T , Гэв		$n_{\pm}$					
		2	4	6	8	10	12
2	Теория	88,4±3,0	11,6±1,1				
	Опыт ²³	88,9±1,7	11,1±0,6				
9	Теория	32,0±1,8	47,8±2,2	18,6±1,4	1,6±0,4		
	Опыт ²⁴	44,8±4,2	42,2±4,1	10,6±2,1	2,4±0,6		
14	Теория	25,6±1,6	50,8±2,3	21,2±1,4	2,4±0,5		
	Опыт ²⁵	33,3±4,6	42,8±5,2	20,8±3,6	2,5±1,3	0,6±0,6	
27	Теория	14,4±1,2	35,2±1,9	33,6±1,8	14,0±1,2	2,8±0,5	0
	Опыт ²⁶	19,8±2,9	33,9±3,4	28,1±3,2	13,0±2,4	4,0±2,4	1,0±0,7

Примеры согласия расчетных и экспериментальных величин показаны в табл. I и на рис. 2—5. Интересно отметить, что таким образом удается

*) При вычислениях в области очень высоких энергий, больше нескольких десятков гигаэлектрон-вольт, необходимо отдельно с помощью коэффициента неупругости K учитывать вклад так называемой *лидирующей частицы*, которая в лабораторной системе координат уносит в среднем около 60% энергии первичной частицы. Экспериментальные распределения коэффициента неупругости также хорошо восстанавливаются с помощью полиномиальных аппроксимаций. Энергетическая зависимость величин a_n , b_n , $p_{\max}$ в области $T \gg 10$ Гэв оказывается более плавной и может

быть аппроксимирована логарифмическими членами типа $\sum_{k=0}^M b_{nk} (\ln T)^k$ (подробнее об этом см. в работе ²²).

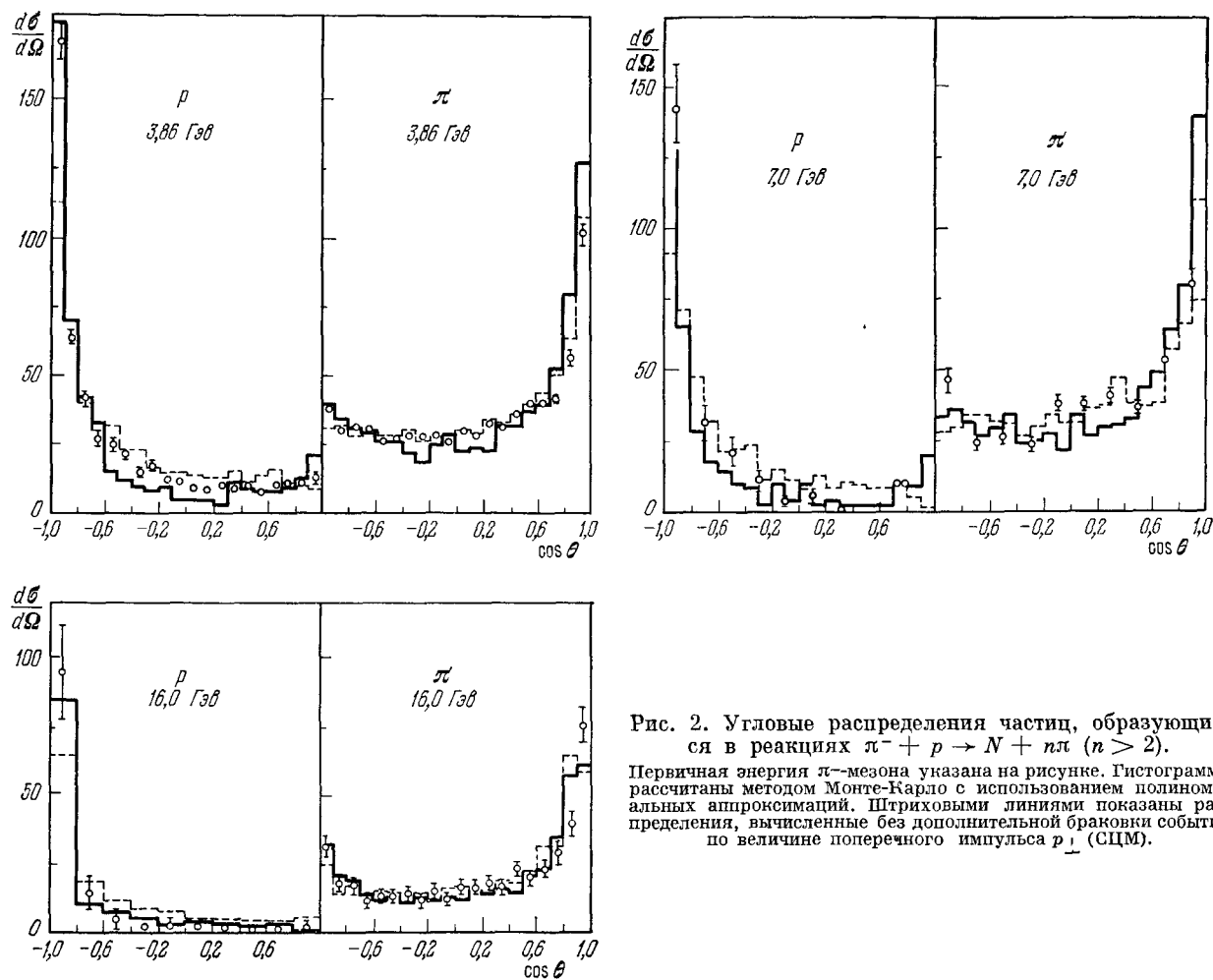


Рис. 2. Угловые распределения частиц, образующихся в реакциях $\pi^- + p \rightarrow N + n\pi$ ($n \geq 2$).

Первичная энергия π -мезона указана на рисунке. Гистограммы рассчитаны методом Монте-Карло с использованием полиномиальных аппроксимаций. Штриховыми линиями показаны распределения, вычисленные без дополнительной браковки событий по величине поперечного импульса $p_{\perp}$ (СЦМ).

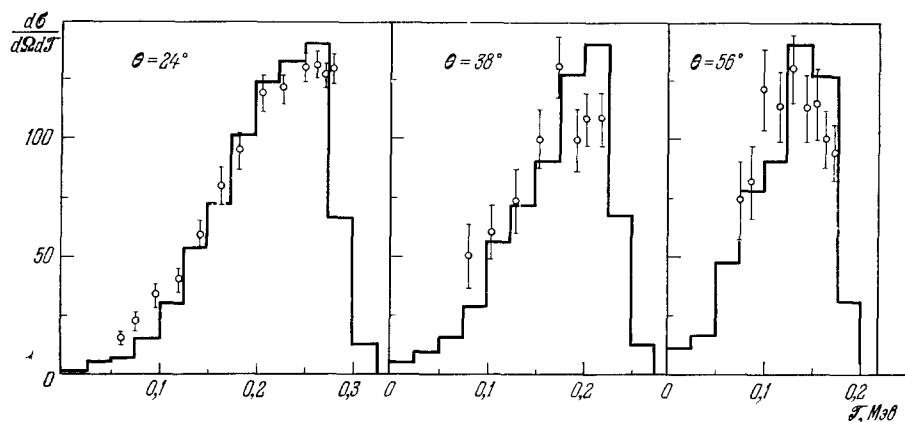


Рис. 3. Энергетические спектры заряженных мезонов под углом θ в реакции $p + p \rightarrow 2N + \pi$ при $T = 670$ Мэв.
Гистограммы — результат монте-карловского расчета (JICK).

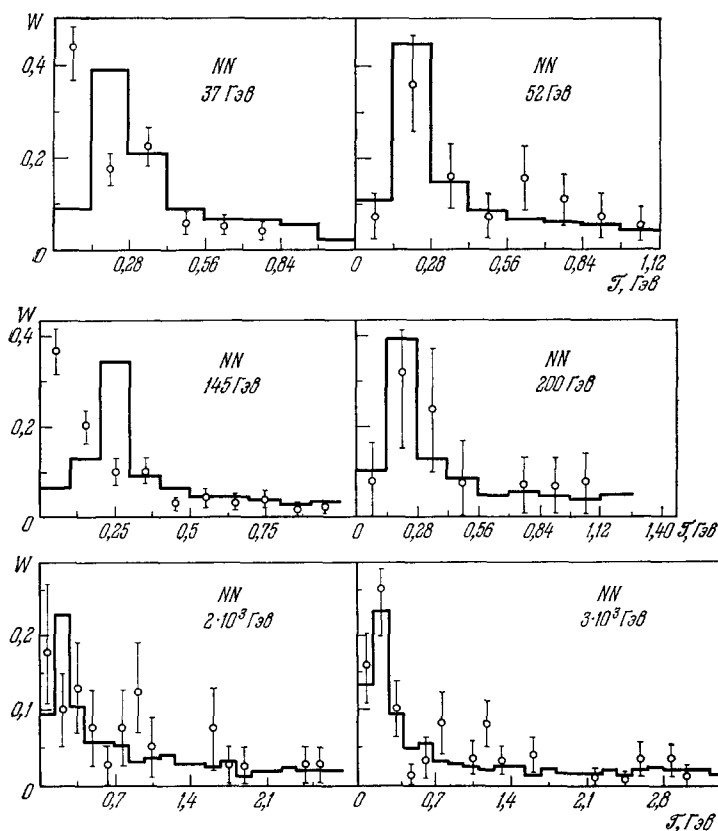


Рис. 4. Распределение кинетических энергий вторичных частиц в неупругих NN -столкновениях при различных средних энергиях T .
Система центра масс, гистограммы — результат расчета; экспериментальные точки взяты из работ 27-29.

Рис. 5. Распределение коэффициента неупругости в NN -столкновениях при $T > 10$ Гэв.

Гистограмма — расчет, точки — средние экспериментальные данные для интервала $T = 20 - 5 \cdot 10^4$ Гэв из работ ^{27,28,30}. Указаны средние значения $\bar{K}$ ($\bar{K}_{\text{эксп}}$ для $T = 200 - 400$ Гэв) (СЦМ).

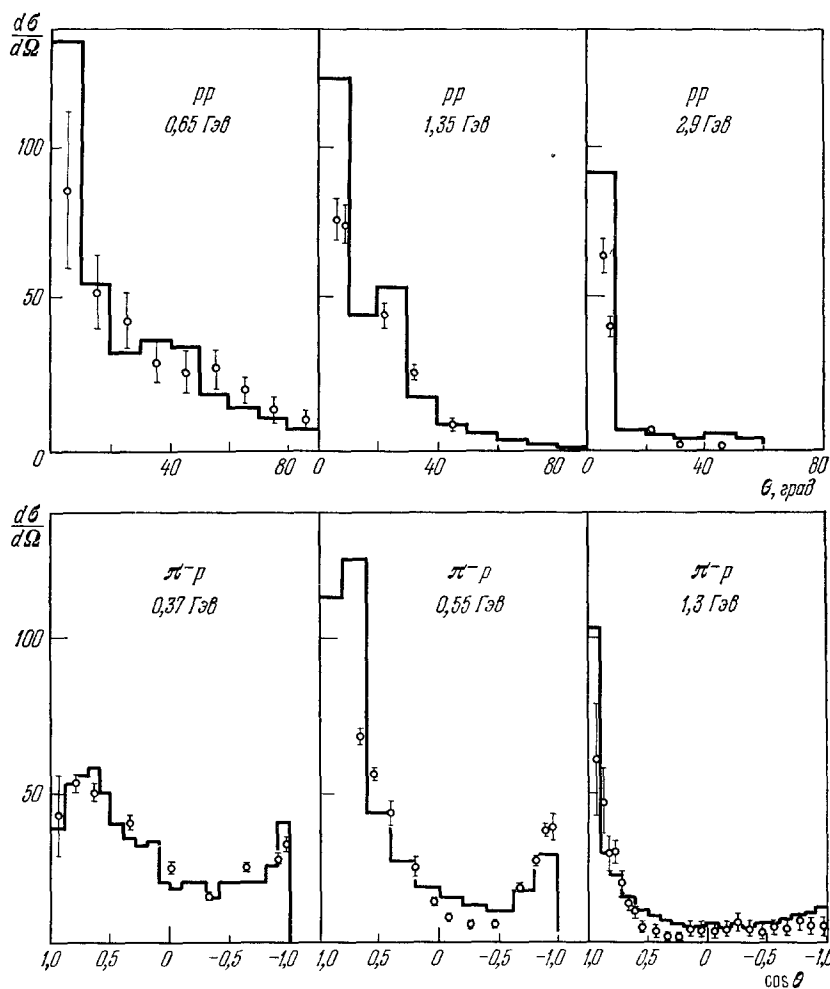
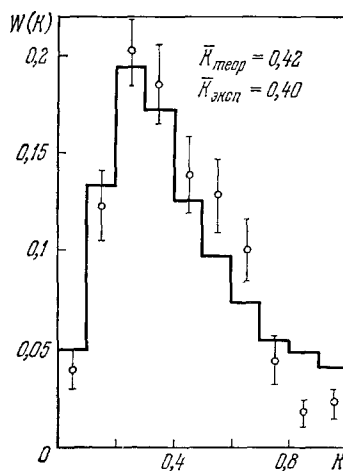


Рис. 6. Угловые распределения упруго рассеянных частиц.

Гистограмма — результат монте-карловского расчета с использованием полиномиальных аппроксимаций (СЦМ).

хорошо описать не только неупругие взаимодействия, но и угловые распределения упруго рассеянных частиц (рис. 6).

Еще одно обстоятельство, которое существенно влияет на точность каскадных расчетов, — это необходимость точного соблюдения законов сохранения энергии и импульса при монте-карловском воспроизведении

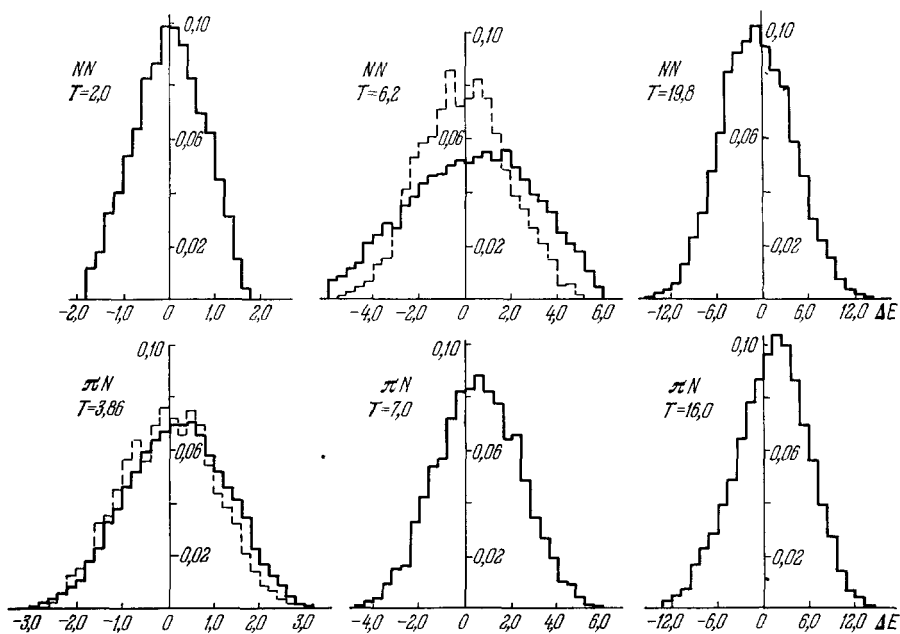


Рис. 7. Распределение разности энергий ΔE (Гэв, лабораторная система координат) в NN - и πN -взаимодействиях при энергии T , Гэв.

Штриховой линией показаны распределения, вычисленные при упрощающем предположении об изотропном вылете рождающихся частиц.

каждого акта неупругого πN - или NN -взаимодействия. Для вычисления интегральных средних величин, таких, как средняя множественность и средняя энергия вторичных частиц, достаточно учесть эти законы лишь статистически, в среднем по большому числу взаимодействий^{16, 17, 20, 31}. Неплохие результаты получаются при этом также для суммарных угловых и энергетических распределений.

На рис. 7 для различных типов и энергий налетающих частиц показано распределение разности полных энергий системы частиц до и после взаимодействия. Среднее значение разности энергий действительно практически не отличается от нуля, однако дисперсия оказывается неожиданно большой и «хвост» распределения простирается вплоть до значения $\Delta E \approx T$. Это может приводить к весьма значительным ошибкам в таких характеристиках, как число частиц в некотором энергетическом интервале, спектр частиц под определенным углом и т. п.; особенно чувствительной оказывается энергия возбуждения ядра-остатка и, следовательно, число черных лучей в звезде³².

Для того чтобы обойти эту трудность, в нашей лаборатории был разработан специальный метод монте-карловского моделирования неупругих взаимодействий элементарных частиц при точном учете законов сохранения энергии и импульса в каждом отдельном акте взаимодействия (подробнее об этом см. в работах¹⁹).

4. ОБЩАЯ СХЕМА КАСКАДНЫХ РАСЧЕТОВ

После того, как выбраны модель ядра и алгоритм определения характеристик πN - и NN -взаимодействий (для этого в память вычислительной машины необходимо ввести еще значения интегральных сечений упругих и неупругих взаимодействий $\sigma_{el}(T)$ и $\sigma_{in}(T)$), расчет внутриядерного каскада выполняется по схеме, изображенной на рис. 8. Прямоуголь-

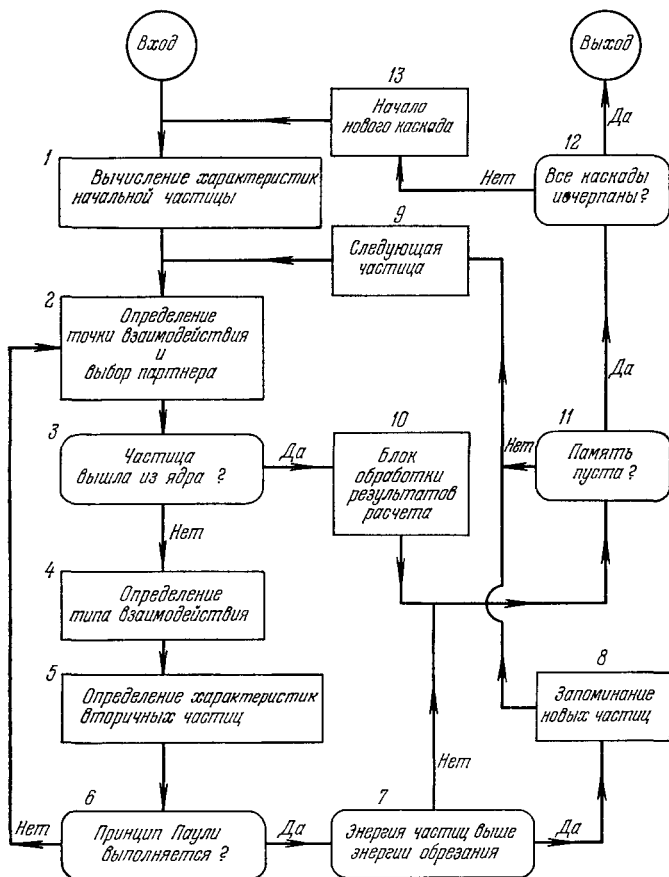


Рис. 8. Общая схема расчета внутриядерного каскада.

ными блоками на этой схеме изображены операторы, представляющие собой определенные логически замкнутые части программы расчетов. Овальные блоки относятся к логическим операторам, управляющим различными разветвлениями программы (условия отбора).

В блоке 1 учитывается изменение импульса первичной частицы, обусловленное влиянием внутриядерного потенциала и эффектами преломления и отражения дебройлевской волны частицы на границе ядра.

В следующем блоке 2 разыгрываются импульс и изоспин (протон или нейтрон) внутри ядерного нуклона, с которым происходит взаимодействие (этот нуклон мы далее для краткости будем называть «партнером»), и по заданному элементарному сечению $\sigma_t(t) = \sigma_{el}(t) + \sigma_{in}(t)$ (где t — относительная энергия первичной частицы и партнера, участвую-

щего во внутриядерном движении) вычисляется свободный пробег частицы в ядерном веществе $L = L(\sigma_t)$ и определяется точка взаимодействия.

В блоке 3 проверяется, находится ли эта точка взаимодействия внутри ядра. Если нет, то частица считается прошедшей ядро без взаимодействия. Отношение числа таких частиц к полному числу рассмотренных взаимодействий с ядром N_t характеризует, очевидно, сечение реакции σ_{in} .

Если точка взаимодействия располагается внутри ядра, то в блоке 4 по известным сечениям $\sigma_{el}(t)$ и $\sigma_{in}(t)$ определяется тип взаимодействия: упругое оно или неупругое.

В блоке 5 в соответствии с выбранным типом взаимодействия определяются характеристики вторичных частиц (их природа, число, энергии и углы вылета).

Блок 6 — это проверка выполнения принципа Паули. Взаимодействия, не удовлетворяющие этому принципу, считаются запрещенными, и траектория частицы прослеживается далее от точки запрета (на рис. 1 такие запрещенные точки на траекториях частиц отмечены кружками, их достаточно много).

В следующем блоке 7 энергия частицы $\mathcal{E}$ сравнивается с некоторой заранее обусловленной «энергией обрезания» $\mathcal{E}_{обр}$, которая определяет, является ли данная частица достаточно энергичной (?) ($\mathcal{E} > \mathcal{E}_{обр}$), чтобы далее участвовать в развитии внутриядерного каскада, или же ее энергия настолько мала ($\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{обр}$), что частица просто поглощается ядром. В первом случае частица прослеживается далее так, как это было описано выше. (Для этого параметры всех каскадных частиц с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_{обр}$ запоминаются в блоке 8 и далее для каждой из них поочередно повторяется расчет каскада путем перехода к блокам 9 и 2.) Во втором случае рассмотрение данной частицы прекращается, в блоке 10 эта частица дает вклад в энергию возбуждения ядра-остатка.

Расчет выполняется до тех пор, пока все частицы не поглотятся или не выйдут из ядра. За это ответственны операторы в блоках 8, 9 и 11. Если «история» одной частицы, вошедшей в ядро, «разыграна» полностью (т. е. память машины пуста; см. блок 11), то необходимо перейти к моделированию «истории» следующей частицы (блоки 12 и 13), и т. д.

В блоке 10 происходит накопление и обработка результирующей информации: запись на магнитную ленту, составление и печать гистограмм требуемого типа, вычисление средних, оценка статистических погрешностей расчета и т. п.

В общую схему, изображенную на рис. 8, можно уложить любой каскадный расчет при не очень высоких энергиях, когда еще можно не учитывать многочастичных взаимодействий и изменение плотности внутриядерных нуклонов (см. об этом ниже). Конкретный вид блоковых операторов, их сложность определяются выбором ядерной модели и тем разнообразием числа и свойств элементарных процессов, которое считается необходимым принять во внимание в данном расчете. Более подробно с расчетом отдельных блоков можно познакомиться в работах ¹⁹.

Что касается распада возбужденного ядра-остатка, то эту часть процесса мы сейчас рассматривать не будем, так как это увело бы нас далеко в область ядерной физики «низких энергий». Тех, кому это интересно, мы отсылаем к работам ³³⁻⁵⁵, где можно найти дальнейшую библиографию.

5. СРАВНЕНИЕ КАСКАДНОЙ МОДЕЛИ С ОПЫТОМ

Сравнение модели внутриядерных каскадов с опытом проводилось во многих работах (см., в частности, работы 2, 12, 36, 37, где приведена библиография). Однако это сравнение ограничивалось главным образом областью относительно низких энергий, где можно было пренебречь процессами мезообразования.

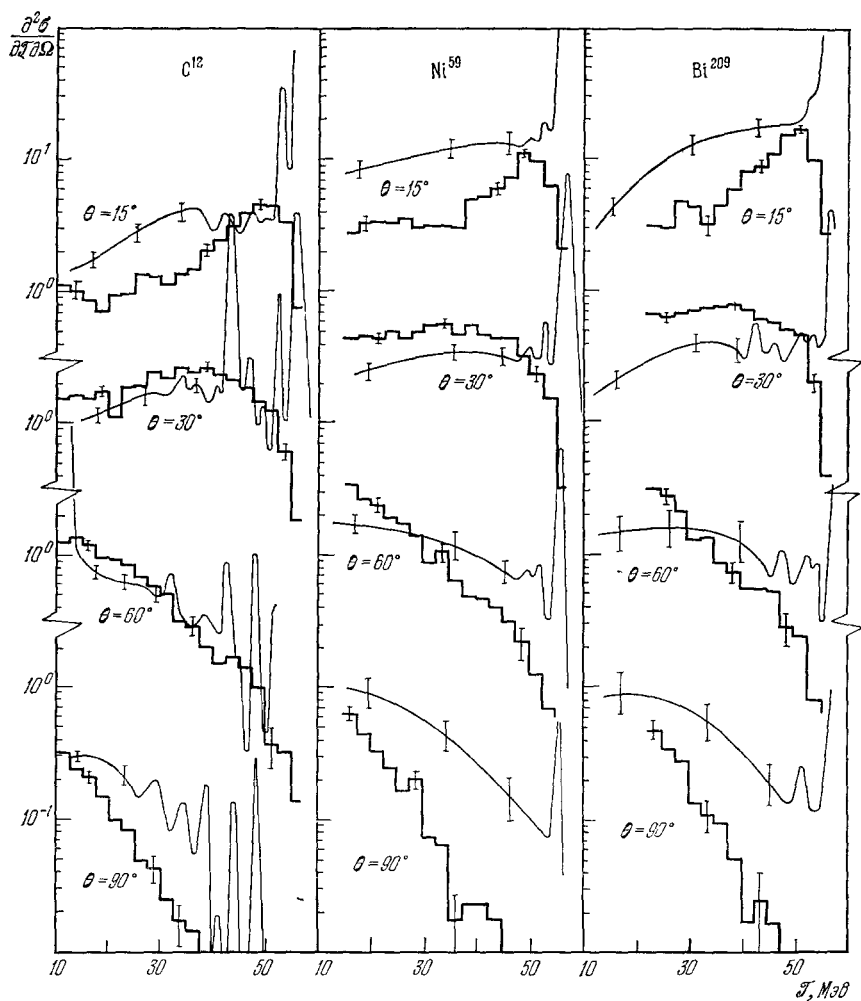


Рис. 9. Энергетические спектры протонов, вылетающих под углом θ из различных ядер, облученных в пучке протонов с энергией $T = 57$ Мэв (в единицах $\text{мбн}/\text{Мэв} \cdot \text{стер}$). Гистограммы — расчет, экспериментальные кривые взяты из работы 40.

При больших энергиях с экспериментом в основном сравнивались лишь средние характеристики взаимодействий и только в отдельных случаях были рассмотрены дифференциальные угловые и импульсные распределения. Такое сравнение позволяет получить правильное общее представление о характере процесса взаимодействия частицы с ядром, однако некоторые важные детали при этом могут быть пропущены, тем

более, что расчеты, выполненные различными авторами, относятся к различным областям энергий, а использование для описания πN - и NV -взаимодействий внутри ядра экспериментальных данных, усредненных

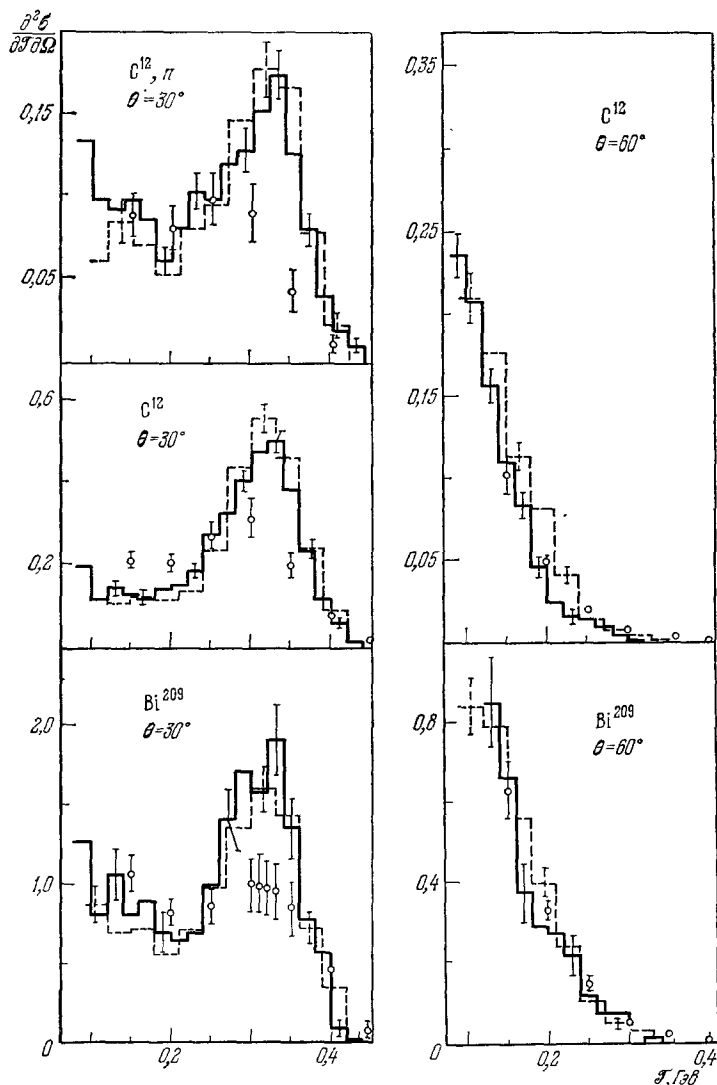


Рис. 10. Энергетические спектры протонов и нейтронов (левый верхний рисунок), вылетающих из ядер углерода и висмута под действием первичных протонов с энергией $T = 450$ Мэв (в единицах мбн/Мэв·стер).

Сплошные гистограммы — наш расчет, штриховые — расчет Бертини¹⁸; экспериментальные точки взяты из работы⁴¹.

по широким и изменяющимся от работы к работе энергетическим интервалам, может замаскировать аномалии в поведении расчетных величин.

Дополнительным источником неточности расчетов служит использование грубой модели ядра без учета диффузности его границы, пренебрежение потенциалом, действующим на мезоны внутри ядра, пренебрежение законами сохранения энергии и импульса.

За исключением области очень высоких космических энергий, где эксперименты очень трудны, и области $T \leq 200$ Мэв, где вычисления упрощаются благодаря тому, что здесь не нужно учитывать пинообразование, точность всех выполненных до последнего времени каскадных

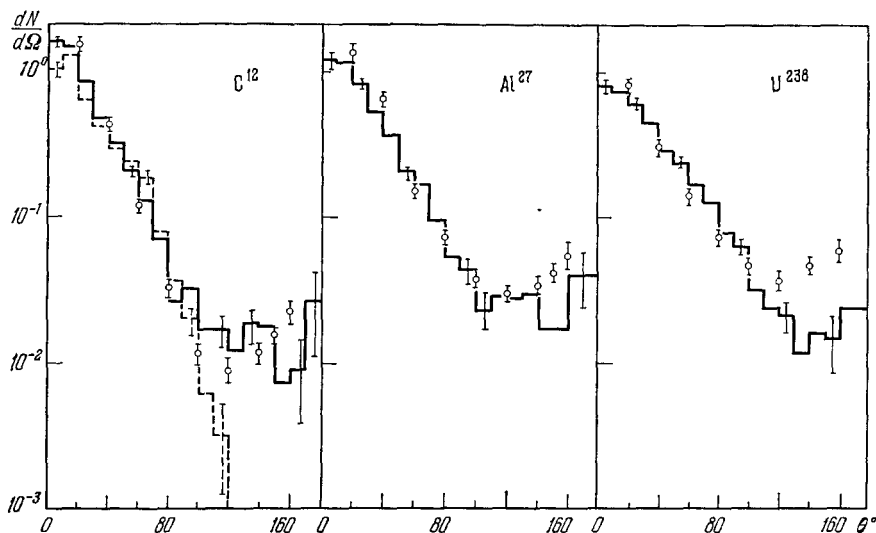


Рис. 11. Угловые распределения нуклонов с энергией $T > 60$ Мэв, образующихся при взаимодействиях протонов с энергией 660 Мэв с различными ядрами (в единицах нуклон/Мэв·стер·протон).

Гистограммы — расчет, штриховой линией для C^{12} показаны результаты расчетов, не учитывающих процессов пинообразования; экспериментальные точки взяты из работы ⁴².

расчетов была заметно ниже экспериментальной. Достаточно точные расчеты в области энергий вплоть до нескольких гигаэлектрон-вольт и выше выполнены лишь совсем недавно 14, 15, 18, 35, 38, 39 *).

Таблица II

Распределение числа серых следов n_g в фотоэмульсионных звездах (в %), содержащих протоны с энергиями больше 30 и 100 Мэв (энергия первичных протонов $T = 385$ Мэв)

n_g	$T > 30$ Мэв		$T > 100$ Мэв	
	Теория	Опыт 47	Теория	Опыт 47
0	31 ± 5	35 ± 3	60 ± 4	57 ± 4
1	56 ± 6	54 ± 4	34 ± 3	40 ± 4
2	10 ± 1	9 ± 2	6 ± 1	$2,5 \pm 1$
3	$2,5 \pm 1,0$	$1,7 \pm 0,7$	0	—
4	$0,5 \pm 0,3$	—	0	—

*) Существенное отличие этих расчетов от выполненных во всех более ранних работах состоит прежде всего в значительно более точном моделировании πN - и NN -столкновений внутри ядра. При вычислениях каскадов учитывалась диффузность ядерной границы и ядерного потенциала (параметры ядерной плотности были взяты из опытов с рассеянием электронов); учитывалось, что внутри ядра на π -мезон, как и на нуклон, действует отличный от нуля потенциал V_π ; учитывалась возможность поглощения медленного π -мезона связанными нуклонами ядра. Распад возбужденного остаточного ядра рассчитывался методом Монте-Карло по теории испарения.

согласия теоретических и экспериментальных данных видна из рис. 9—16 и табл. II и III.

Таблица III

Распределение доли фотоэмulsionных звезд, содержащих протоны с энергиями больше 30 и 100 Мэв, по числу черных следов (в %) (энергия первичных протонов $T = 385$ Мэв)

n_b	$\mathcal{T} > 30$ Мэв		$\mathcal{T} > 100$ Мэв	
	Теория	Опыт 47	Теория	Опыт 47
0	98 ± 6	—	82 ± 7	—
1	86 ± 5	81 ± 13	62 ± 6	68 ± 12
2	80 ± 5	77 ± 13	49 ± 3	49 ± 8
3	71 ± 4	66 ± 12	41 ± 3	40 ± 8
4	80 ± 6	61 ± 12	40 ± 5	24 ± 7
5	40 ± 6	52 ± 12	12 ± 8	19 ± 7
6	45 ± 8	23 ± 2	0	12 ± 7
7	0	7 ± 7	0	0

Если ограничиться областью энергий, не превышающих нескольких гигаэлектрон-вольт (о более высоких энергиях речь пойдет ниже), то значительные расхождения имеют место лишь при энергиях $T \approx 50 - 100$ Мэв,

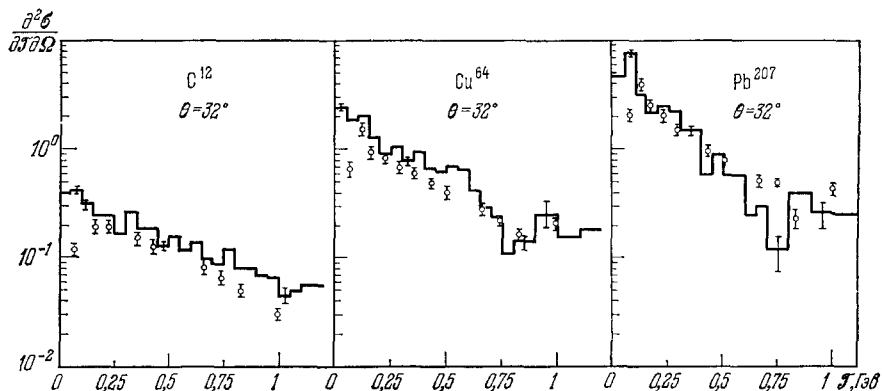


Рис. 12. Энергетические спектры протонов, вылетающих из различных ядер под действием первичных протонов с энергией $T = 3$ Гэв (в единицах $\text{мбн}/\text{Мэв} \cdot \text{стер}$).

Гистограмма — расчет, экспериментальные точки взяты из работы ⁴³.

и то, когда дело касается двойных дифференциальных распределений; в интегральных величинах различия уже не так заметны ⁴⁸. (Напомним, что при энергиях порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт длины дебройлевских волн каскадных частиц становятся уже сравнимыми с размерами ядра-мишени; в этом случае необходим уже более строгий учет квантовых эффектов.)

Некоторое расхождение экспериментальных и расчетных распределений $d^2\sigma/d\Omega d\mathcal{T}$ наблюдается также в районе пика «квазиупругого рассеяния» ³⁹. Однако эти расхождения не очень критические, и их, по-видимому, можно устранить путем более детального подбора параметров

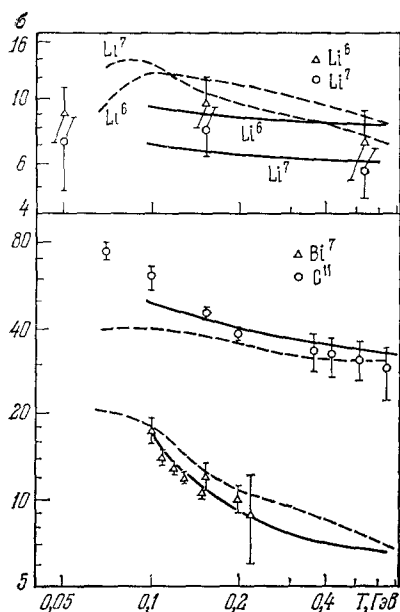


Рис. 13. Энергетическая зависимость сечений образования различных изотопов в реакциях $p + C^{12}$ (в мбн). Кривые — результат расчетов. Штриховой линией показаны данные, полученные без учета диффузности ядерной границы и процессов пинообразования. Библиография статей, откуда взяты экспериментальные точки, приведена в работе ³⁴.

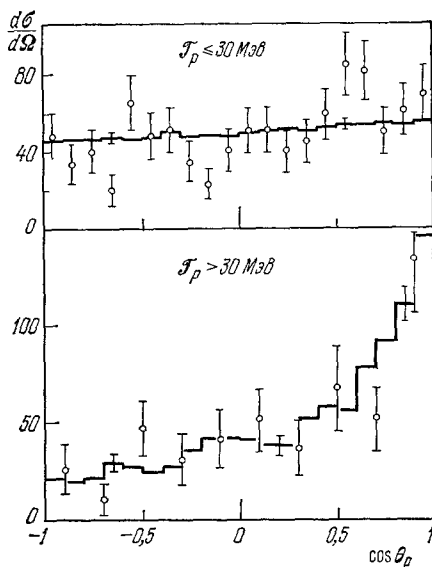


Рис. 14. Сравнение с теорией экспериментальных угловых распределений протонов из звезд с числом лучей $n \geq 2$, образованных в фотоэмульсии тормозными γ -квантами с энергией $T \leq T_{\max} = 1150 \text{ Мэв}$ (в произв. ед.). Гистограммы — расчет, экспериментальные точки взяты из работы ⁴⁴.

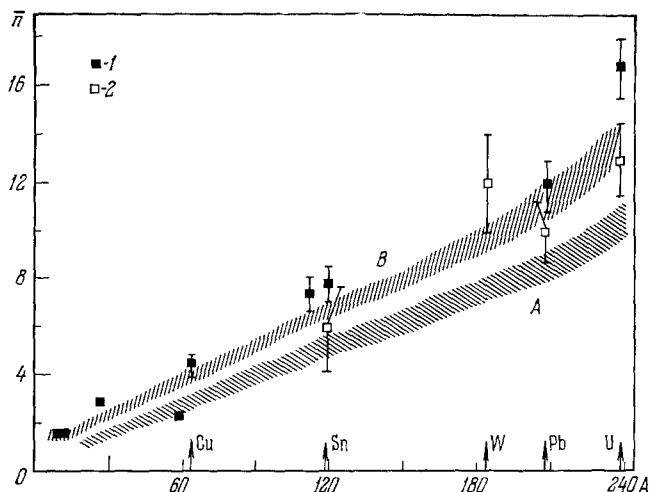


Рис. 15. Зависимость среднего числа низкоэнергетических нейтронов от массового числа ядра-мишени.

Энергия первичного протона $T = 660 \text{ Мэв}$. Заштрихованные области указывают неопределенность расчета: А — для нейтронов с энергией $T < 30 \text{ Мэв}$, В — для той части нейтронов, которые вылетают под углами $\theta \geq 30^\circ$. Значками 1 и 2 нанесены экспериментальные точки из работ ⁴⁵ ⁴⁶.

модели и более тщательной аппроксимации актов NN -взаимодействий внутри ядра.

То же можно сказать и о других расхождениях между экспериментом и теорией, отмечавшихся в некоторых работах при $T \lesssim 1$ Гэв. Как

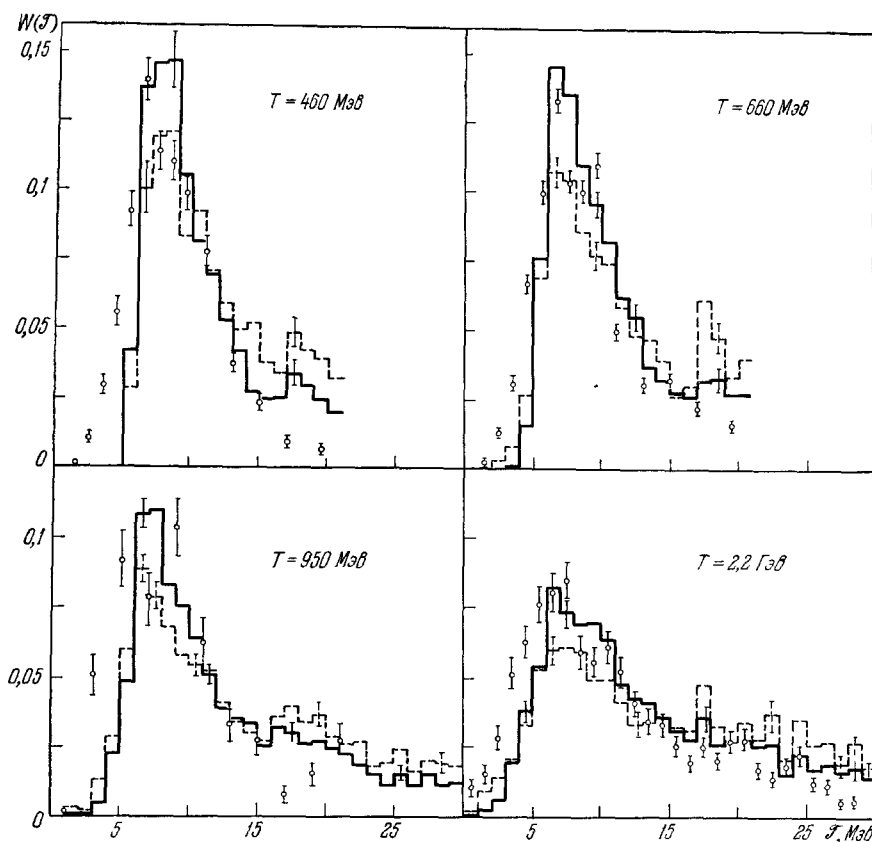


Рис. 16. Энергетические спектры протонов, испаряющихся из тяжелых ядер фотоэмюльсии, облученных протонами с энергией T (в отн. ед.).

Сплошные и птриховые гистограммы — расчет для параметра плотности уровней соответственно $a = A/10$ и $A/20$. Библиография статей, откуда взяты экспериментальные точки, указана в работе ³⁵.

правило, эти расхождения оказываются связанными не с нарушением каскадного механизма, а с несовершенством использовавшегося конкретного варианта каскадной теории ^{35, 38}.

Кроме того, для сравнения очень важно учитывать специфику эксперимента, что хорошо видно, например, из рис. 15. В работе Берковича и др. ⁴⁵ информация о среднем числе низкоэнергетических нейтронов $\bar{n}_n$ получена из опытов с космическими лучами, где использовались толстые мишени, что приводит к несколько завышенным значениям $\bar{n}_n$. В работе Василькова и др. ⁴⁶ «низкоэнергетическими» назывались все нейтроны, вылетающие под углами $\theta > 30^\circ$; понятно, что при этом, кроме «испарительных», регистрировалась также и значительная часть каскадных частиц. Учет вклада этих частиц существенно улучшает согласие теории и эксперимента.

В области энергий $T \lesssim 300$ Мэв, где не существенно пионообразование, результаты наших расчетов ^{35, 38} близки к данным Бертини ³⁶. Однако имеют место заметные различия в выходе пионов, особенно при $T \approx 300$ Мэв. Возможно, здесь проявляется несколько различающийся выбор мезон-ядерного потенциала V_π у нас и в работах Бертини, а при $T \approx 300$ Мэв также и тот факт, что Бертини не учитывал процессы мезонообразования. (Следует заметить, что для согласования с опытом расчетных данных для π -мезонов весьма существенным оказывается учет потенциала $V_\pi \approx 25$ Мэв и поглощения π -мезонов парами внутриядерных нуклонов ¹⁴.)

Сравнение с опубликованными результатами вычислений при больших энергиях (см. работы ^{2, 12, 49}) обнаруживает различие в целом ряде пунктов. Анализ показал, что расхождения расчетов, выполненных в Дубне ^{35, 38}, с данными Метрополиса и др. ¹², например, обусловлены тем, что в работах ¹² использовалась более грубая модель ядра и к описанию неупругих столкновений каскадных частиц применялся очень упрощенный подход. (Все эти различия подробно обсуждаются в работах ^{35, 38}.)

В случае низкоэнергетических («испарительных») частиц заметные расхождения с теорией наблюдаются в основном лишь для наиболее мягкой части энергетических спектров: для нейтронов — в области $\mathcal{T} < 2$ Мэв, для заряженных частиц — при $\mathcal{T} \approx V_{\text{кул}}$, где $V_{\text{кул}}$ — эффективный кулоновский барьер (см. рис. 16 и 17).

Для того чтобы получить представление о возможных причинах этих расхождений, оценим среднюю величину времени жизни возбужденных ядер, образовавшихся после завершения каскадной стадии взаимодействия. При $T \approx 150 - 200$ Мэв в области средних массовых чисел

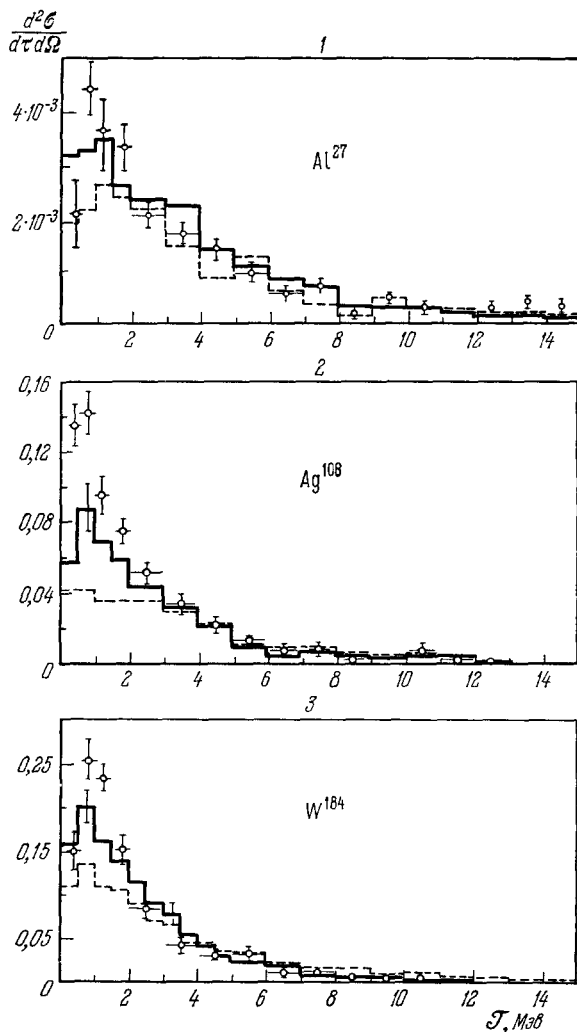


Рис. 17. Энергетические спектры испарительных нейтронов (в ед. бн/Мэв·стер), вылетающих под углом $\theta = 180^\circ$ из ядер алюминия, серебра и вольфрама, облученных протонами с энергией $T = 150$ Мэв.

Все обозначения, как на рис. 16.

($A \approx 100$) средняя энергия возбуждения $E^* \approx 50$ Мэв (рис. 18). Тогда по порядку величины время жизни возбужденного остаточного ядра до его распада

$$\tau_{\text{исп}} \sim 1/w_n \sim (30 - 50) \tau_{\text{каск}},$$

где w_n — рассчитываемая по формулам статистической теории испарения вероятность испускания нейтрона³⁵, $\tau_{\text{каск}}$ — время, характеризующее длительность каскадной стадии взаимодействия и определяемое как

время пролета первичной частицей расстояния порядка размеров ядра.

Мы видим, что время жизни возбужденных ядер сравнимо с временем релаксации таких систем $\tau_{\text{ред}}$, которое грубо можно оценить как $\tau_{\text{ред}} \approx (5 - 10) \tau_{\text{каск}}$ ⁵⁰.

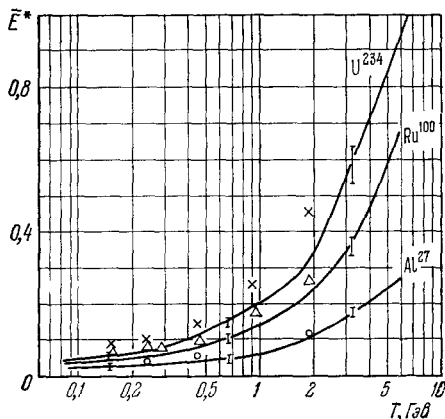
Напомним, что сейчас речь идет лишь о средней энергии возбуждения, в то время как в распределении $W(E^*)$ присутствует заметная доля ядер и с большими возбуждениями, вплоть до значений $E^* \approx T$, которым соответствует $\tau_{\text{исп}} \leq 10 \tau_{\text{каск}}$. Таким образом, уже при энергиях $T \approx 150 - 200$ Мэв вполне может и должно происходить испускание частиц из возбужденных остаточных ядер, в которых еще не установилось статистическое равновесие, а при энергиях T , соответствующих средней энергии возбуждения $E^* \approx 200$ Мэв, само разделение взаимодействия на каскадную и испарительную стадии становится весьма условным.

Рис. 18. Средняя энергия возбуждения ядер (в Гэв), образовавшихся после окончания внутриядерного каскада³⁸, инициированного протоном с энергией T в ядрах урана, рутения и алюминия.

Показаны статистические ошибки расчета. Кругами, треугольниками и крестиками нанесены результаты аналогичных вычислений Метрополиса и др.¹².

До настоящего времени не выполнено еще ни одного расчета испускания частиц из неравновесного возбужденного ядра, образовавшегося в результате столкновения с высокоэнергетической частицей, но тем не менее качественно можно представить себе влияние неравновесного испускания частиц, если воспользоваться для этого моделью, ранее предложенной Гриффином⁵¹ и Бланом⁵² для области энергий в несколько десятков мегаэлектрон-вольт.

Приняв во внимание двухчастичные остаточные взаимодействия, Гриффин и Блан смогли единым образом описать испускание частиц как в стадии статистического равновесия (обычная теория испарения), так и в процессе его установления — в предравновесной стадии. Оказалось, что частицы, испущенные в предравновесной стадии, дают вклад в ту или иную область спектра $W(\mathcal{E})$ в зависимости от того, насколько ядро «охвачено» возбуждением (в зависимости от числа «экситонов» — в терминах модели Гриффина — Блана^{51, 52}). При небольших возбуждениях, когда число «экситонов» еще невелико, возможно испускание частиц с большими энергиями $\mathcal{E}$, что качественно позволяет объяснить высокоэнергетический «хвост» в спектрах вторичных частиц для энергии первичных протонов T в несколько десятков мегаэлектрон-вольт. «Много-



экситонные» возбуждения с большой вероятностью приводят к испусканию низкоэнергетических частиц в предравновесном состоянии. Поскольку возбуждения ядер, остающихся после прохождения внутриядерного каскада, как правило, имеют именно такой характер, можно заключить, что неравновесное испускание частиц должно приводить к заметному смягчению спектров и, по крайней мере качественно, может объяснить отмеченные выше расхождения между экспериментальными и теоретическими спектрами низкоэнергетических нейтронов и протонов.

В связи с этим особенно интересными представляются достаточно точные измерения спектров низкоэнергетических нейтронов и заряженных частиц как при меньших ($T \approx 100$ Мэв), так и при больших энергиях, чем это исследовалось до сих пор. В частности, при переходе в область больших энергий следует ожидать увеличения различий между расчетными и наблюдаемыми величинами *).

Мы хотели бы также отметить, что для исследования стационарных и нестационарных процессов распада сильно возбужденных ядер более удобным является использование реакций с тяжелыми ионами, чем рассмотрение протон- и мезон-ядерных столкновений. В этих столкновениях каскадными частицами уносится различная часть энергии первичной частицы, благодаря чему в эксперименте мы всегда имеем дело с широким спектром энергий возбуждения, где высокие возбуждения соответствуют лишь «хвосту» распределения. В реакциях с тяжелыми ионами при энергиях $T \approx 5 - 10$ Мэв/нуклон, когда в результате столкновения образуется возбужденная компаунд-система, энергия возбуждения E^* известна достаточно точно. Кроме того, в реакциях с тяжелыми ионами можно получить весьма высокие значения E^* .

По этой же причине реакции с тяжелыми ионами удобны для исследования конкуренции процессов деления и испарения возбужденных ядер **).

Хорошее согласие каскадно-испарительной модели с опытом в области энергий от нескольких десятков мегаэлектрон-вольт до нескольких гигаэлектрон-вольт позволило составить «атлас» основных характеристик неупругих взаимодействий л-мезонов и нуклонов с ядрами — множественности вторичных частиц различных сортов, их угловых и энергетических распределений, величины энергии возбуждения, средних угловых моментов и импульсов остаточных ядер, распределений их по массовому и зарядовому числам и т. д. Эти данные получены для различных мишеней и различных энергий первичных частиц и представляют собой удобный материал для интерполяции промежуточных значений ³⁵, ³⁶. Для вычисления более детальных характеристик имеются отлаженные программы.

Следует особо остановиться на расчете неупругих взаимодействий быстрых частиц с легкими ядрами типа углерода. Уметь рассчитывать такие взаимодействия очень важно, в частности, для оценки доз, получаемых биологическими объектами в полях радиационных излучений. Для согласования с опытом расчетных данных о взаимодействиях с легкими ядрами оказывается необходимым учитывать α -кластеры; расчет распада сильно возбужденного остаточного ядра в этом случае можно

*) По сравнению со спектрами заряженных частиц изучение спектров нейтронов с теоретической точки зрения является более предпочтительным, поскольку в этом случае нет неопределенности, обусловленной плохим знанием величины кулоновского барьера.

**) Мы не касаемся сейчас процессов деления возбужденных остаточных ядер, так как теория этого явления в настоящее время разработана еще очень плохо и результаты расчетов имеют, в сущности, полуколичественный, а то и просто качественный характер.

выполнить с помощью вычисления соответствующих фазовых объемов. Результаты расчетов получаются также весьма близкими к экспериментальным данным (см. рис. 13). При этом оказывается очень важным учесть некоторый порог — минимальную энергию возбуждения, ниже которого остаточное ядро не может расщепляться; это существенно повышает долю остаточных ядер с массовыми числами, близкими к массовому числу ядра-мишени³⁴.

Расчеты⁵³ показали, что особенно чувствительны к α -кластерной структуре легких ядер длиннопробежные α -частицы с энергией больше

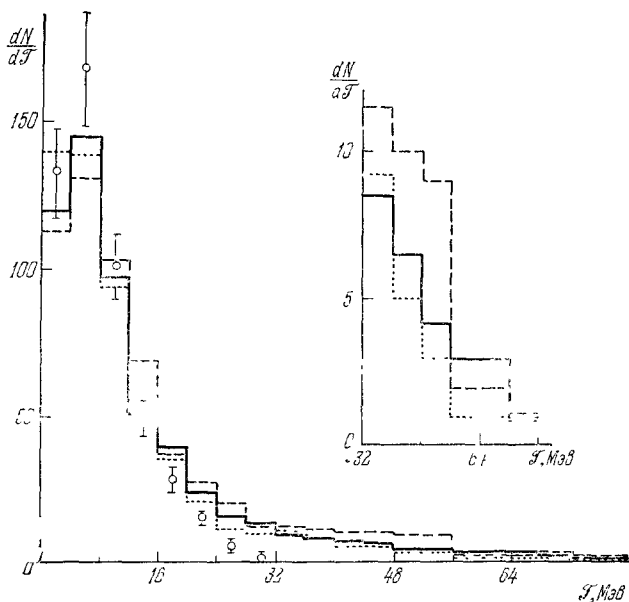


Рис. 19. Энергетический спектр α -частиц, вылетающих из ядер C^{12} , облученных протонами с энергией 660 Мэв.

Сплошная, штриховая и точечная гистограммы — результат расчета соответственно для вариантов А, В, С, перечисленных в табл. IV; экспериментальные точки взяты из работы⁵⁴.

нескольких десятков мегаэлектрон-вольт. Если не учитывать кластеров, то в рамках каскадной модели вообще не удается объяснить большое число таких частиц, наблюдаемое в эксперименте. Например, при неупругих взаимодействиях протонов с энергией 660 Мэв с ядрами углерода около четверти всех вторичных α -частиц обладает энергией $E \geq 32$ Мэв⁵⁴, в то время как обычная каскадная модель, не учитывающая кластеров, предсказывает долю таких частиц $\approx 3\%$ ^{34, 53}.

Наилучшее согласие с опытом (рис. 19, 20 и табл. IV) получается, если предположить, что α -кластеры распределяются преимущественно на периферии ядра и их число N_α в ядре приблизительно равно 0,7—0,8, что соответствует вероятности «коагуляции» нуклонов в α -кластеры $W_\alpha \sim 4N_\alpha/12 \approx 20 - 25\%$. Из рис. 19 также видно, что после выделения длиннопробежных α -частиц распределение остальных частиц с энергиями $E < 32$ Мэв слабо зависит от кластерной структуры ядра-мишени.

Длиннопробежные α -частицы вылетают в основном в области больших углов, $\theta \sim 80^\circ$ (см. рис. 20). Расхождение между расчетом и опытом здесь, видимо, можно объяснить тем, что при небольших углах в экспе-

риментальные значения $dN/d\Omega$ существенный вклад могли давать неотделавшиеся на опыте ядра He^3 . Представляет интерес более тщательное исследование свойств длиннопробежных α -частиц, в частности измерение их спектров под различными углами.

Таблица IV

Число α -кластеров в сферическом слое с радиусами r_1-r_2 (n_α —число вылетевших из ядра каскадных α -частиц; $n_\alpha^{\text{экс}} = 0,15 \pm 0,02$ ⁵⁴, в скобках указано суммарное число каскадных и «распадных» α -частиц; $\sigma_{\text{ин}}$ —сечение неупругих взаимодействий p ^{12}C , $\sigma_{\text{ин}}^{\text{экс}} = 227 \pm 12$ мбн ⁵⁵)

r_1-r_2 , 10^{-13} см	Вариант расчета		
	A	B	C
0—1,14	0,1	0,1	0,1
1,14—2,93	0,1	0,2	0,2
2,93—4,53	0,83	0,56	0,28
n_α	0,16 (0,53)	0,17 (0,54)	0,11 (0,49)
$\sigma_{\text{ин}}$, мбн	210	223	230

Каскадно-испарительная модель также весьма эффективна для расчета взаимодействий γ -квантов с ядрами в области энергий выше гигантского резонанса ⁵⁶. В этой области взаимодействие γ -кванта с внутриядерными нуклонами приводит к образованию двух или трех быстрых частиц в результате процессов фоторождения мезонов или поглощения γ -кванта квазидейтронной парой нуклонов *). Относительную вероятность этих процессов и «свободный» пробег γ -кванта в ядре можно определить с помощью экспериментальных сечений. При этом, так же как и в случае πN - и NN -столкновений, для восстановления элементарного акта γN -взаимодействия внутри ядра удобно использовать полиномиальные аппроксимации соответствующих экспериментальных распределений (таблицы коэффициентов таких аппроксимаций приведены в работе ⁵⁷).

Следует отметить, что в опытах с фотоядерными реакциями, как правило, имеют дело с γ -квантами, распределенными по весьма широкому

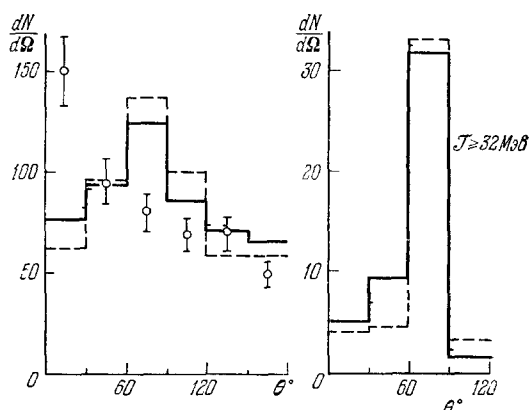


Рис. 20. Угловое распределение α -частиц, вылетающих из ядер C^{12} под действием протонов с энергией 660 Мэв.

Все обозначения, как на рис. 19. Отдельно показано угловое распределение α -частиц с энергиями $T > 32$ Мэв

*) Комптон-эффектом на внутриядерном нуклоне можно пренебречь, поскольку его сечение мало по сравнению с сечениями других процессов.

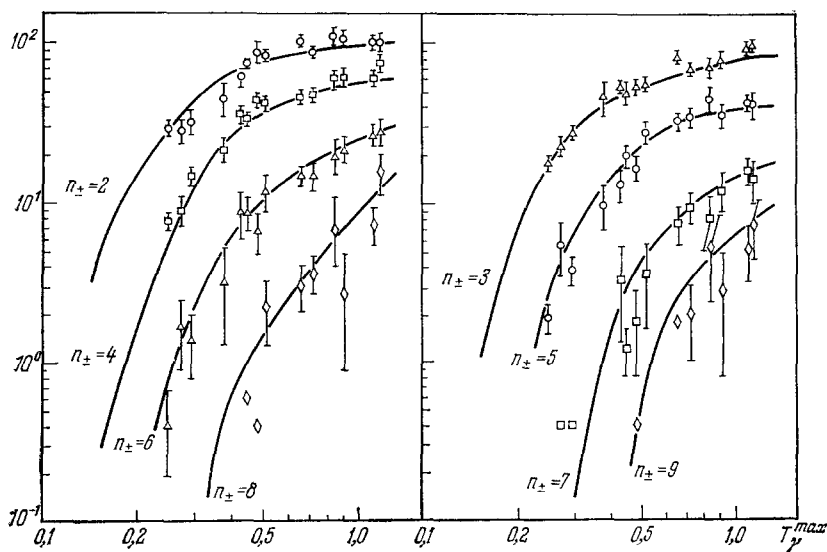


Рис. 21. Выход «звезд» с числом заряженных частиц $n_{\pm}$ в фотоэмульсии, облученной тормозными γ -квантами с максимальной энергией $T_{\gamma}^{\max}$.

Кривые — результат расчета для ядра Ti^{80} , экспериментальные точки взяты из работы ⁴⁴.

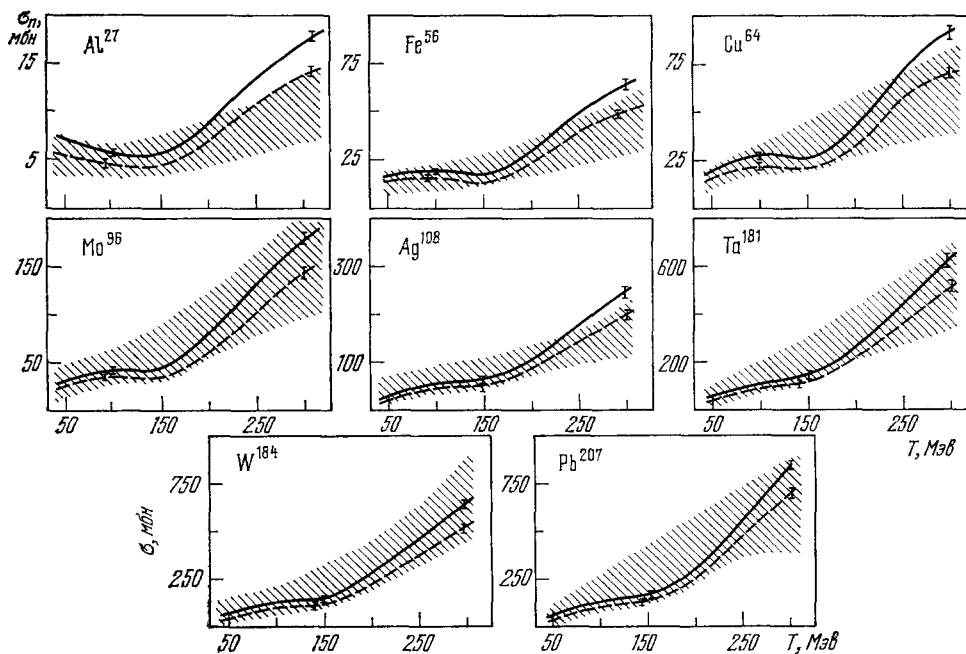


Рис. 22. Сечение фоторождения нейтронов с энергией $T < 15$ Мэв на различных ядрах. Заштрихованные области указывают неопределенности эксперимента ⁵⁸. Сплошная и штриховая кривые — расчет со значениями параметра плотности уровней соответственно $a = A/10$ и $A/20$.

тормозному спектру. Это несколько усложняет расчет, но благодаря дополнительному усреднению понижает требования к точности используемых данных об элементарных γN -, πN - и NN -взаимодействиях. Хорошее согласие расчетных данных с опытом иллюстрируется рис. 14, 21, 22.

6. МОДЕЛЬ ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БОЛЬШЕ НЕСКОЛЬКИХ ГИГАЭЛЕКТРОН-ВОЛЬТ

В области $T \approx 3 - 5$ Гэв обсуждавшаяся выше каскадная модель обнаруживает заметные и быстро увеличивающиеся с ростом T расхождения с опытом. Эти расхождения проявляются прежде всего в характеристиках рождающихся низкоэнергетических частиц. Например, из

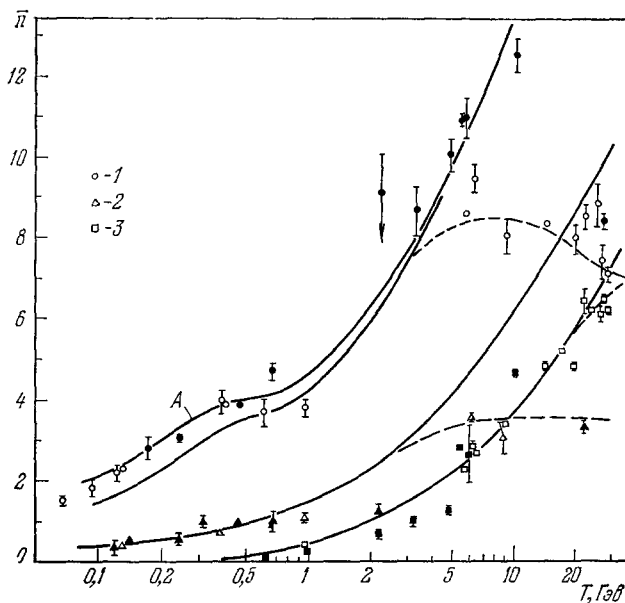


Рис. 23. Зависимость среднего числа s -, g - и h -частиц в фотоэмульсионных звездах от энергии первичного протона T .

Сплошные кривые — расчет; кривая A — расчет $\bar{n}_h(T)$ для звезд с $n_h > 1$. Штриховой линией нанесены кривые, аппроксимирующие наиболее достоверные экспериментальные точки. Значками 1—3 нанесены соответственно экспериментальные значения $\bar{n}_h$, $\bar{n}_g$, $\bar{n}_s$, полученные просмотром «вдоль следа», темные значки относятся к значениям, полученным путем просмотра эмульсии «по площади».

рис. 23 видно, что теоретические значения средней множественности $\bar{n}_g$ и $\bar{n}_h$ в протон-ядерных столкновениях, хорошо согласующиеся с опытом при $T \lesssim 3 - 5$ Гэв, не передают экспериментально наблюдаемого «насыщения» при больших энергиях. Расчетные значения $\bar{n}_s$ очень близки к экспериментальным вплоть до $T \approx 20$ Гэв, где также начинают проявляться заметные расхождения.

Аналогичные результаты были получены и для пион-ядерных взаимодействий⁵⁹.

Различие теоретических и экспериментальных характеристик проявляется более наглядно, если рассмотреть корреляции частиц. Из рис. 24 видно, что при $T \lesssim 3 - 5$ Гэв зависимость $\bar{n}_s$ от числа h -следов в звезде

хорошо согласуется с опытом, в то время как при больших энергиях расчетные гистограммы заметно отличаются от измеренных.

Что касается зависимости среднего числа серых следов от числа s -частиц, то при $T > 3 - 5$ Гэв нельзя говорить даже о качественном согласии с опытом (рис. 25). При меньших энергиях прямые измерения отсутствуют, однако характер корреляций при $T = 3,2$ Гэв в протон-ядерных взаимодействиях будет примерно таким же, как и в столкнове-

ниях π -мезонов с ядрами при $T = 1,87$ Гэв, где наблюдается уменьшение среднего числа g -следов с ростом n_s ⁶¹.

Можно указать несколько причин расхождений каскадных расчетов с опытом при энергиях больше нескольких гигаэлектрон-вольт. Прежде всего

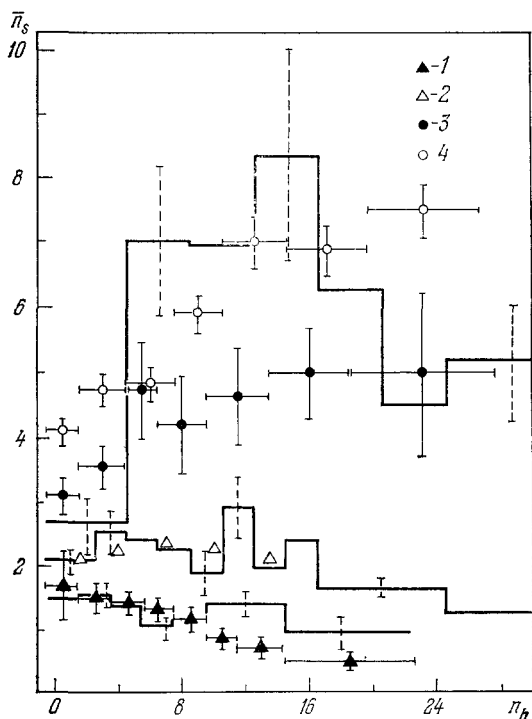


Рис. 24. Корреляция среднего числа s -следов и числа h -следов в фотоэмульсионных звездах, образованных π -мезонами.

Значками 1—4 отмечены экспериментальные данные соответственно для $T = 1,87$; 4,2; 10 и 16,1 Гэв; гистограммы — расчет для $T = 1,87$; 4,2 и 16,1 Гэв.

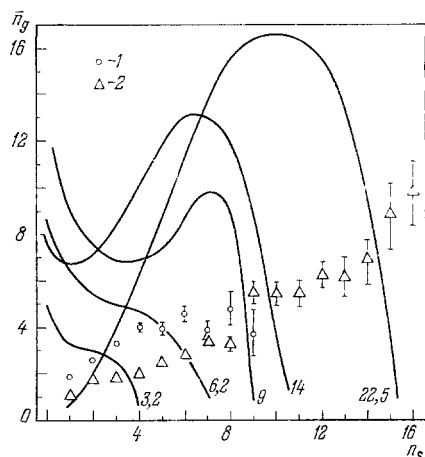


Рис. 25. Зависимость средней множественности g -следов от числа s -частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами.

Кривые — расчет; числа около кривых указывают энергию первичного протона в гигаэлектрон-вольтах. 1 и 2 — экспериментальные данные Винцелера⁶⁰ соответственно для $T = 6,2$ и 22,5 Гэв.

следует иметь в виду, что во всех выполненных до сих пор расчетах полностью игнорируется тот факт, что по мере развития каскада в него вовлекается все большее число внутриядерных нуклонов, благодаря чему низкоэнергетическая компонента каскадных частиц встречает на своем пути меньшую плотность ядерного вещества. Соответственно уменьшается при этом и энергия возбуждения остаточного ядра, а следовательно, и число «испарительных» частиц.

Для того чтобы учесть этот эффект (его можно было бы назвать *эффектом «траления ядра»*), мы вместо непрерывного распределения внутриядерного вещества должны рассматривать ядро состоящим из отдельных нуклонов, положение центров которых следует «разыграть» методом Монте-Карло по соответствующему распределению плотности $\rho(r)$, полу-

ченному в опытах с рассеянием электронов. При этом на размещение нуклонов налагается условие, чтобы расстояние между их центрами не было меньше $2r_c$, где $r_c = 0,4 \cdot 10^{-13}$ см — радиус ядра нуклона. Координаты всех внутриядерных нуклонов запоминаются машиной^{62, 63}.

Быстрая частица (первичная частица или частица, образовавшаяся в ходе внутриядерного каскада) может взаимодействовать с любым внутриядерным нуклоном, оказавшимся внутри цилиндра с радиусом $r_{int} + \lambda$ и осью вдоль вектора скорости частицы (здесь r_{int} — величина, близкая к радиусу сильного взаимодействия, а λ — длина дебройлевской волны рассматриваемой быстрой частицы).

Вероятность взаимодействия с i -м внутриядерным нуклоном определяется биномиальным распределением

$$w_i = q^{i-1} (1 - q),$$

где q — средняя вероятность того, что частица не провзаимодействует с нуклоном.

Для того чтобы оценить эту вероятность, заметим, что в обычной каскадной модели с непрерывным распределением ядерного вещества «розыгрыш» точки взаимодействия основан на распределении Пуассона для длин свободного пробега. В этом случае вероятность того, что частица с сечением σ_t испытает k столкновений на пути l в веществе с плотностью ρ , равна

$$w(k) = e^{-\rho\sigma_t l} (\rho\sigma_t l)^k / k!.$$

Если же на длине l имеется n отдельных центров взаимодействия, вероятность столкновения с каждым из которых равна p , то соответствующее распределение Пуассона для вероятности испытать на отрезке l k столкновений имеет вид

$$w(k, \lambda) = e^{-\lambda} \lambda^k / k!,$$

где $\lambda = np$.

При прохождении частицы сквозь ядро, когда число центров взаимодействия мало, распределение вероятностей будет биномиальным для соответствующей серии испытаний Бернулли с вероятностью успеха p и неудачи q :

$$w(k, n, p) = [n! / k! (n - k)!] p^k q^{n-k}.$$

Это распределение переходит в обычное пуассоновское распределение $w(k)$ при $n \rightarrow \infty$, $p \rightarrow 0$ и $\lambda = np = \text{const}$.

Когда n достаточно велико, распределения $w(k)$ и $w(k, \lambda)$ должны совпадать; в этом случае

$$\lambda = \rho\sigma_t l$$

и из выражения для $w(k, \lambda)$ следует

$$p = \rho\sigma_t l / n.$$

Учитывая далее, что $n = \pi (r_{int} + \lambda)^2 l$, получим окончательно

$$p = 1 - q = \sigma_t / \pi (r_{int} + \lambda)^2.$$

Можно определить величину p еще и другим способом. Из пуассоновского распределения $w(k)$ следует, что вероятность частице не испытать столкновений на отрезке l равна

$$w(0) = e^{-\rho\sigma_t l}.$$

Та же вероятность, полученная из распределения $w(k, n, p)$, равна

$$w(0, n, p) = (1 - p)^n = q^n.$$

Если считать, что $w(0) = w(0, n, p)$, то

$$q = \exp(-\rho \sigma_t l / n) = \exp[-\sigma_t / \pi (r_{\text{int}} + \lambda)^2].$$

При $\sigma_t / \pi (r_{\text{int}} + \lambda)^2 \ll 1$ оба подхода, очевидно, дают одинаковый результат.

Существенной деталью рассматриваемой модели является то, что нуклон ядра, с которым произошло взаимодействие, в дальнейшем уже рассматривается как каскадная частица, а не как составная часть ядерной системы; следствием этого является изменение ядерной плотности при прохождении каскадной лавины.

Что касается элементарного акта πN - или NN -взаимодействия, то его расчет производится точно таким же способом, как это было описано выше.

При моделировании «судьбы» каскадных частиц в ядре в первую очередь следует проследивать наиболее быструю частицу. Это позволяет приблизительно учесть развитие внутриядерного каскада во времени.

На рис. 26 показана энергетическая зависимость множественности ливневых и медленных частиц, вычисленная с учетом уменьшения плотности внутриядерных нуклонов. Мы видим, что в этом случае действительно достигается нужный эффект. Существенно, что при меньших энергиях результаты вычислений практически совпадают с данными, получающимися на основе обычной каскадной модели^{62, 63}.

Рис. 26. Энергетическая зависимость средней множественности s -, g - и h -частиц, вычисленной с учетом изменения плотности внутриядерных нуклонов. Штриховой линией показаны результаты расчета, выполненного при условии $n_h > 1$; все остальные обозначения, как на рис. 23.

То же самое можно сказать и о расчетных значениях корреляций частиц (рис. 27 и 28).

Теоретические величины на рис. 22–24 получены для значения параметра $r_{\text{int}} = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см. Варьирование значений r_{int} в пределах 20–30% хотя и влияет на абсолютные значения множественности вторичных частиц, но не меняет общего характера расчетных кривых. Результаты расчетов еще менее чувствительны к выбору величины r_c .

Важно подчеркнуть, что результаты расчетов оказываются весьма чувствительными к условиям отбора событий по величине n_h . В опытах с фотоэмульсией этот пункт является весьма деликатным: отделение взаимодействий с водородом фотоэмульсии, как правило, производится благодаря критерию $n_h > 1$, однако при этом может быть потеряна и значительная часть взаимодействий с ядрами, а это в свою очередь может весьма существенно сказаться на величине $\bar{n}_s$ и $\bar{n}_h$.

Интересно, что в обычной каскадно-испарительной модели, которая дает монотонный рост $\bar{n}_g(T)$ и $\bar{n}_h(T)$, роль критериев отбора уменьшается

при увеличении энергии T , а в области $T > 1$ Гэв ими можно вообще пренебречь¹⁴.

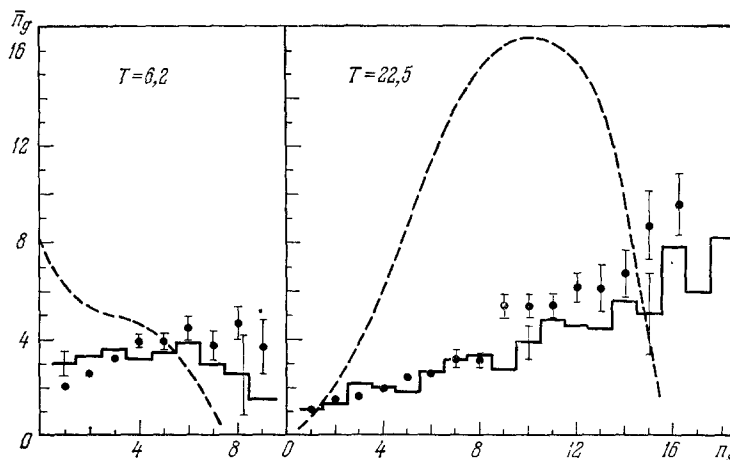


Рис. 27. То же, что и на рис. 25 (сплошные гистограммы — расчет с учетом изменения плотности внутриядерных нуклонов).

Величина энергии T , при которой множественность $\bar{n}_g(T)$ и $\bar{n}_h(T)$ выходит на «плато» (или достигает некоторого максимума; см. рис. 26), зависит от типа ядра-мишени. В частности, для легких ядер типа C^{12} насыщение достигается уже при $T \approx 0,5 - 1$ Гэв *).

Уменьшение плотности внутриядерного вещества по мере развития каскада приводит к «насыщению» числа нуклонов отдачи и величины энергии возбуждения ядра-остатка. Это позволяет качественно объяснить ряд важных фактов, касающихся явлений фрагментации и деления ядер. Так, если считать, что фрагменты представляют собой нуклонные ассоциации, выбитые из ядра каскадными нуклонами или образовавшиеся в результате испарения из возбужденного ядра-остатка, то рост сечений их образования должен замедляться при энергиях T порядка нескольких гигаэлектрон-вольт, что действительно наблюдается на опыте. Далее, поскольку на h -частицы приходится основная часть массы, теряемой ядром-мишенью, параметры, характеризующие распределение массы

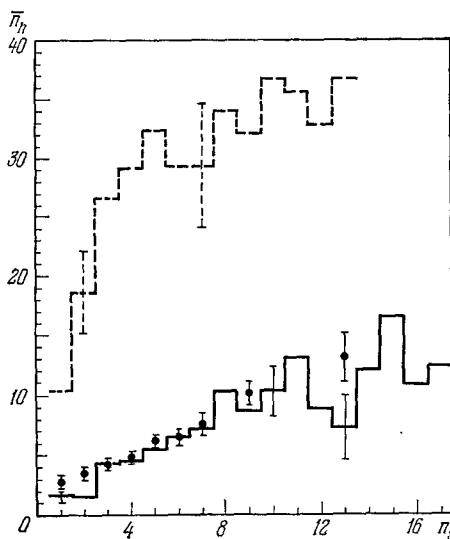


Рис. 28. Зависимость средней множественности h -частиц от числа тонких следов в фотоэмульсионной звезде, образованной π -мезоном с энергией $T = 17,2$ Гэв.

Все обозначения, как на рис. 27; экспериментальные точки взяты из работы⁴⁴.

*) Расчеты показывают, что на энергетические и угловые характеристики рождающихся частиц эффект «траления ядер» влияет значительно слабее¹⁴. Этим и объясняется достаточно хорошее согласие с опытом расчетов, выполнявшихся ранее по обычной каскадной модели.

ядер-остатков в зависимости от энергии T , тоже должны достигать «насыщения» в области энергии порядка нескольких гигаэлектрон-вольт. Анализ радиохимических измерений для ядер в середине таблицы Менделеева подтверждает этот вывод.

В области энергий больше нескольких сотен мегаэлектрон-вольт при дальнейшем увеличении энергии первичного протона рост энергии возбуждения лишь частично компенсирует увеличение барьера деления, обусловленное все более глубоким расщеплением ядер. Это приводит к уменьшению сечения деления σ_f с ростом T . Однако при энергиях порядка нескольких гигаэлектрон-вольт и выше это уменьшение должно замедлиться. Этот вывод также подтверждается результатами недавних измерений^{65, 66}. Ни один из только что перечисленных эффектов не объясняется обычной каскадной моделью.

Кроме изменения плотности внутриядерных нуклонов, есть еще один эффект, который обычно не учитывается в каскадных расчетах и который, в принципе, может дать заметный вклад при $T > 1$ Гэв. Этот эффект заключается в том, что при энергиях больше нескольких гигаэлектрон-вольт в pN - и NN -столкновениях начинают интенсивно рождаться резонансы, которые, если время жизни их достаточно велико, далее могут вовлекаться во внутриядерный каскад. Действительно, для резонансов с ширинами $\Gamma \sim 100\text{--}200$ Мэв время жизни в собственной системе координат $\sim (0,7\text{--}0,3) \cdot 10^{-23}$ сек. Если теперь принять во внимание релятивистское удлинение времени и учесть принцип Паули (последнее существенно для низкоэнергетических изобар), то этого времени вполне достаточно для того, чтобы резонанс, прежде чем он распадется, успел провзаимодействовать с нуклоном ядра. С кинематической точки зрения это равносильно тому, что с внутриядерным нуклоном взаимодействует сразу несколько «слипшихся» частиц. Эффективное число внутриядерных столкновений должно при этом уменьшиться, а это повлечет за собой уменьшение энергии возбуждения ядра и числа медленных частиц, которые состоят в основном из нуклонов отдачи.

В работе⁶⁷ оценивалось влияние эффекта образования резонансов на те характеристики вторичных частиц, в которых наблюдаются заметные отклонения от предсказаний обычной каскадно-испарительной модели при высоких энергиях. Расчеты были выполнены методом Монте-Карло таким образом, чтобы в рамках разумных предположений о сечениях взаимодействий и других свойствах резонансов вклад их был наибольшим. Поскольку информация о сечениях рождения резонансов и тем более о взаимодействии их с нуклонами очень бедна, были сделаны следующие предположения об образовании и дальнейшей судьбе резонансов в ядре:

а) Сечения рождения наиболее полно измерены для случая ρ - и ω -мезонов и изобары Δ (1236) (см. компиляцию⁶⁸ и цитируемую там литературу). Анализ показывает, что относительный вклад резонансных каналов в реакции с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии особенно велик в области энергий от порога реакции и до значений $T \approx 1\text{--}2$ Гэв, достигая $\approx 80\text{--}100\%$. С дальнейшим повышением энергии доля событий с образованием резонансов падает и при энергиях $T \approx 10$ Гэв составляет примерно 10—60% в зависимости от типа реакции. Что касается столкновений с большим числом частиц в конечном состоянии, а также сечений рождения других резонансов, то соответствующая информация имеет весьма фрагментарный характер. Однако имеющиеся данные указывают на то, что в рассматриваемой области энергий $T < 30$ Гэв вероят-

ность одновременного рождения двух и более резонансов сравнительно мала. Таким образом, неплохой оценкой вероятности образования резонансов является предположение о том, что в *каждом неупругом* столкновении рождается *один* резонанс.

б) *Кинематические характеристики* резонансов моделировались путем объединения в одну двух частиц, образованных в элементарном неупругом взаимодействии:

$$\mathbf{p}_{\text{рез}} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \quad E_{\text{рез}} = E_1 + E_2,$$

где $\mathbf{p}_i$ и E_i — импульс и энергия i -й вторичной частицы, при этом массу резонанса определим соотношением $M_{\text{рез}} = (E_{\text{рез}}^2 - p_{\text{рез}}^2)^{1/2}$. Несмотря на некоторый произвол такой процедуры, сохраняются прежняя правильная множественность и вид угловых и энергетических распределений вторичных частиц в каждом элементарном акте (после развала резонанса). Кроме того, использование экспериментальных данных для нахождения значений $\mathbf{p}_i$ позволяет надеяться, что некоторые аномалии, содержащиеся в экспериментальных распределениях, будут восстанавливаться, что должно найти свое отражение и в спектре масс $M_{\text{рез}}$. Последнее обстоятельство, по-видимому, наиболее существенно для трехчастичного канала, характеристики которого в этом рассмотрении выделены особо¹⁹.

Путем объединения различных пар вторичных частиц можно получить как мезонные, так и барионные резонансы. Для простоты будем учитывать пока лишь барионные резонансы, группируя соответственно нуклон и π -мезон.

в) Сведения о *взаимодействии нестабильных частиц* с нуклонами практически полностью отсутствуют*). Поэтому считалось, что характеристики взаимодействия резонанса с частицей те же самые, что и для NN -столкновения (или πN -взаимодействия в случае мезонного резонанса) при одинаковой энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц. Сказанное относится к сечениям взаимодействия, ко всем характеристикам упругого и неупругого столкновений, а также к потенциальному взаимодействию резонанса с ядром.

г) *Время жизни* образовавшегося резонанса всегда предполагалось достаточно большим, чтобы можно было пренебречь вероятностью его распада внутри ядра.

Сделанные предположения (которые ниже мы будем называть основным вариантом или вариантом I), будучи правоподобными, во многом определяются также сформулированной выше целью исследования. Это непосредственно следует из пунктов а) и г). Кроме того, в данной модели появляется новый процесс — процесс «выживания» резонанса:

$$N_1^* + N \rightarrow N + (N + \pi) \rightarrow N + N_2^*, \quad (1)$$

который также действует в сторону завышения эффекта образования резонансов на глобальные характеристики ядерной реакции.

На рис. 29 представлены результаты расчета средней множественности s -, g - и h -частиц, образованных высокоэнергетическим протоном при столкновении с ядром фотоэмульсии. Там же для сравнения приведены результаты вычислений по обычной каскадной модели, не учитывающей процессов рождения резонансов. Как видно, оба расчета оказываются

*) В опытах по фоторождению мезонов на ядрах получены оценки сечений взаимодействия ρ - и ω -мезонов с нуклонами. Согласно данным последних работ $\sigma_{\rho N} \approx \sigma_{\omega N} \approx \sigma_{\pi N}$ ⁶⁸⁻⁷⁰.

довольно близки друг другу и не передают наблюдаемого на опыте насыщения средней множественности $\bar{n}_h(T)$ и $\bar{n}_g(T)$ при энергиях выше

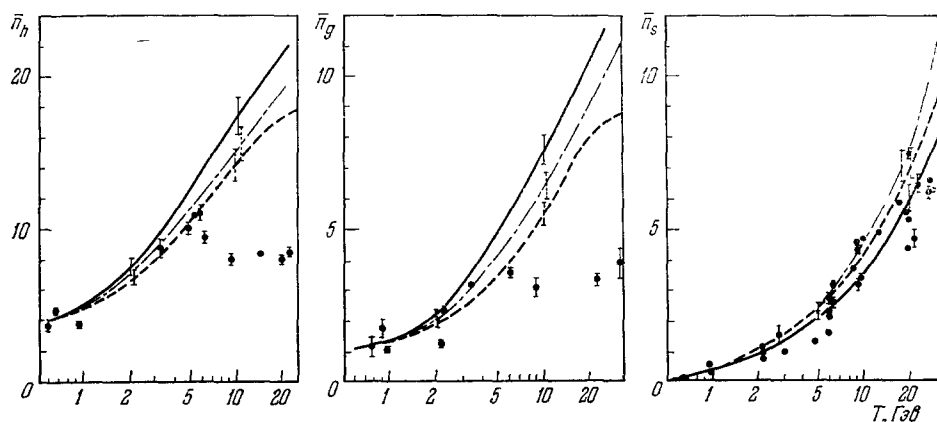


Рис. 29. Энергетическая зависимость средней множественности s -, g - и h -частиц, образованных при взаимодействии протонов с ядрами фотоэмульсии.

Сплошные, штрих-пунктирные и штриховые кривые относятся соответственно к расчету по обычной каскадной модели и к вариантам, когда в каждом неупругом столкновении рождаются один и два резонанса соответственно (детали см. в работе ⁴⁷); экспериментальные точки — те же, что и на рис. 23.

3—5 Гэв. Различие между этими моделями становится заметнее, если рассмотреть среднее число внутриядерных столкновений $\bar{n}_{ст}$ (табл. V). При

Таблица V

Среднее число внутриядерных столкновений при взаимодействии с ядром Ga^{70} протонов с энергией T (предположения, сделанные в каждом варианте расчета, объяснены в тексте, указанные ошибки — чисто статистические)

Вариант	$T, \text{Гэв}$						
	0,6	1	2	5	10	20	30
Обычная каскадная модель		$7,95 \pm 0,46$	$12,1 \pm 0,7$	$23,7 \pm 1,4$	$38,1 \pm 2,6$	$59,2 \pm 4,4$	$80,0 \pm 4,6$
I	$4,85 \pm 0,30$	$5,68 \pm 0,33$	$8,35 \pm 0,50$	$17,6 \pm 1,1$	$31,1 \pm 2,4$	$48,0 \pm 3,6$	
II			$8,70 \pm 0,49$	$17,5 \pm 1,2$	$24,9 \pm 1,9$	$40,6 \pm 0,3$	
III	$4,58 \pm 0,27$	$5,88 \pm 0,34$	$7,30 \pm 0,44$	$16,7 \pm 1,0$	$29,2 \pm 2,0$	$42,6 \pm 3,3$	
IV	$4,84 \pm 0,29$	$6,15 \pm 0,36$	$9,40 \pm 0,54$	$16,3 \pm 1,0$	$29,1 \pm 2,2$	$49,1 \pm 3,6$	
V			$8,5 \pm 0,5$	$20,0 \pm 1,2$	$29,7 \pm 1,7$	$49,0 \pm 3,7$	$72,0 \pm 5,7$
VI		$5,44 \pm 0,32$	$7,90 \pm 0,46$	$14,4 \pm 0,8$	$23,2 \pm 1,5$	$39,0 \pm 3,0$	$43,5 \pm 3,2$

энергии $T = 20 \text{ Гэв}$ учет образования резонансов приводит примерно к 20%-ному уменьшению $\bar{n}_{ст}$. Для сравнения следует напомнить, что учет уменьшения плотности ядерного вещества при развитии внутриядерного каскада в этой энергетической области дает в десять раз меньшие значения $\bar{n}_{ст}$.

Для выяснения чувствительности полученного результата к неточностям параметров, характеризующих процессы с участием резонансов, была выполнена дополнительная серия расчетов.

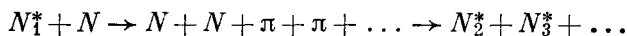
Имеются определенные экспериментальные указания на то, что мезонные резонансы рождаются преимущественно в πN -столкновениях, а барионные — при взаимодействии двух нуклонов. Этот факт учтен во втором варианте расчета (см. табл. V). Следует подчеркнуть, что вследствие большого различия сечений πN - и NN -взаимодействий (особенно в области энергий $T \lesssim 5 \text{ Гэв}$) сильно изменяется также величина сечения взаимодействия резонанс — частица. Можно ожидать, что влияние резонансов проявится еще сильнее, если взаимодействию резонанса с частицей ставить в соответствие данные для πN - и NN -столкновений не при одной и той же полной энергии в системе центра масс, а при одинаковой относительной энергии (вариант III). Как видно из табл. V, в обоих случаях величина $\bar{n}_{\text{ст}}$ действительно несколько убывает по сравнению с основным вариантом, но этого далеко не достаточно для объяснения наблюдаемого на опыте эффекта.

Столкновения барионных резонансов с внутриядерными нуклонами приводят к появлению нового процесса поглощения π -мезонов⁷¹:



Эта возможность учтена в варианте IV, причем считалось, что вместо квазидвухчастичной реакции (1) идет реакция (2), а остальные предположения точно такие же, как в основном варианте. Роль нового механизма поглощения π -мезонов чрезвычайно усилена в варианте V, где в дополнение к условиям расчета третьего варианта предполагалось, что вместо упругого рассеяния резонансов реализуется реакция по схеме (2). Но и ценой этих предположений не удалось добиться какого-либо улучшения результатов.

Наконец, было усилено предположение а), а именно допускалось, что неупругие столкновения с образованием четырех и более вторичных частиц идут *всегда* с рождением *двух* резонансов (вариант VI). Это приводит не только к «выживанию» резонансов, но и к их «размножению»:



Однако даже для такой, весьма завышенной оценки число столкновений $\bar{n}_{\text{ст}}$ при $T \approx 30 \text{ Гэв}$ уменьшается лишь вдвое, что совершенно недостаточно для объяснения экспериментально наблюдаемого «насыщения» $\bar{n}_g(T)$ и $\bar{n}_h(T)$ (см. рис. 29).

Все рассмотренные варианты не объясняют и поведения корреляций средней множественности g -частиц с числом релятивистских треков в «звезде», а эта характеристика наиболее чувствительна к механизму ядерной реакции. Таким образом, наблюдаемое расхождение расчетных и экспериментальных данных в области $T > 3 - 5 \text{ Гэв}$ обусловлено главным образом уменьшением плотности числа внутриядерных нуклонов, а не вкладом резонансов. Качественно этот вывод можно пояснить из следующих простых соображений. Уменьшение средней множественности вторичных частиц будет тем значительнее, чем больше каскадных частиц «объединено» в резонансы. Однако, принимая во внимание величины средних энергий частиц, нетрудно убедиться, что вплоть до $T \sim 20 \text{ Гэв}$ в образовании резонансов участвуют главным образом лишь частицы первого и второго поколений, а их доля по отношению к полному числу частиц в каскадной лавине сравнительно невелика.

Следует, конечно, иметь в виду, что речь сейчас идет лишь об основных характеристиках взаимодействия; для отдельных каналов реакции

заведомо можно указать величины, которые будут существенно зависеть от образования резонансов. Однако это особая проблема.

С кинематической точки зрения поглощение внутриядерным нуклоном резонанса в известной степени эквивалентно процессу, когда с нуклоном взаимодействует сразу несколько «слипшихся» мезонов, что в области очень высоких энергий эффективно учитывается механизмом «много-частичных взаимодействий», к обсуждению которого мы сейчас и переходим.

В заключение этого раздела кратко остановимся на сенсационных результатах работы ⁷², касающихся возможности нуклон-ядерных процессов с аномально большой передачей импульса ядру-мишени.

В этой работе мишень из вольфрама продолжительное время облучалась протонами с энергией 24 Гэв, после чего было выполнено химическое выделение фракций различных элементов, и в ртутной фракции был обнаружен неизвестный спонтанно делящийся излучатель. Поскольку ртуть спонтанного деления не испытывает, наблюдаемое излучение было приписано химическому аналогу ртути — элементу с зарядом $Z = 112$, который мог образоваться при делении сверхтяжелого ядра, полученного в результате слияния двух ядер вольфрама — ядра мишени и ядра отдачи. Для того чтобы произошло такое слияние, энергия ядра отдачи должна превышать кулоновский барьер реакции $V_{\text{кул}} \approx 1$ Гэв. По оценкам авторов работы ⁷², для объяснения наблюдаемого выхода спонтанно делящегося излучателя сечение образования ядер вольфрама с энергией $\mathcal{E} > 1$ Гэв должно быть около 10^{-30} см².

Для проверки этого вывода были выполнены эксперименты по непосредственной регистрации ядер отдачи с зарядом $Z \gtrsim 15 - 20$ и с кинетической энергией $\mathcal{E} > 4 - 6$ Мэв/кулон при облучении ядер Та нейтронами высокой энергии на ускорителе на 76 Гэв в Серпухове ⁷³ и при облучении ядер W, Au и U протонами с энергией 24 Гэв на ускорителе на 32 Гэв в Брукхейвене ⁷⁴. Эти эксперименты дали верхнюю границу суммарного сечения образования таких ядер $(2 - 6) \cdot 10^{-33}$ см², что в 200—500 раз меньше определенного в работе ⁷². На основании этих данных заключение авторов работы ⁷² о наблюдении ими элемента с $Z = 112$ и соответственно вывод о существовании каких-то процессов с аномально большой передачей импульса ядру мишени представляется по меньшей мере спорным.

7. ВНУТРИЯДЕРНЫЕ КАСКАДЫ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ $T \gg 10$ Гэв

При переходе в область очень высоких энергий углы вылета частиц, рождающихся в pN - и NN -столкновениях, вследствие релятивистского сжатия становятся настолько малыми, что какая-либо дискриминация времен взаимодействий этих частиц с внутриядерным нуклоном становится бессмысленной; другими словами, в этом случае происходит одно-временное рассеяние и поглощение одним нуклоном сразу нескольких частиц (рис. 30) ^{16, 17}. При этом лавина быстрых частиц оказывается локализованной вдоль сравнительно узкого канала, поэтому в первом приближении эффектом «траления ядер» можно пренебречь.

Поскольку о свойствах многочастичных взаимодействий мы сейчас практически ничего не знаем, целесообразно рассмотреть обратную задачу — попытаться получить сведения об этих взаимодействиях на основе анализа экспериментальных данных, полученных в опытах с космическими лучами. Расчет следует начинать, конечно, с наиболее общих

Таблица VI

Сравнение с экспериментом результатов каскадных расчетов, учитывающих многочастичные взаимодействия

$T, \text{Гэв}$	Взаимодействие	Характеристика	Теория	Опыт *)
100	$p + \text{LEm}$	$\bar{n}_s$	$7,9 \pm 0,4$	$7,4 \pm 0,5$
		$\bar{\mathcal{F}}_s, \text{Гэв}$	$3,1 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,3$
	$p + \text{Fm}$	$\bar{n}_s$	$10,3 \pm 0,5$	$8,0 \pm 0,5$
		$\bar{n}_g$	$3,6 \pm 0,2$	$5,0 \pm 1,6$
200	$\pi^- + \text{LEm}$	$\bar{\mathcal{F}}_s, \text{Гэв}$	$2,8 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,9$
		$\bar{n}_s$	$9,7 \pm 0,4$	$8,0 \pm 0,9$
	$\pi^- + \text{Em}$	$\theta_{1/2s}^0$	$6,5 \pm 0,3$	$6,2 \pm 0,4$
		$\bar{n}_s$	$11,2 \pm 0,6$	$10,8 \pm 0,9$
	$\pi^- + \text{HEm}$	$\theta_{1/2s}^0$	$9,0 \pm 0,5$	$8,3 \pm 0,6$
		$\bar{n}_s$	$14,7 \pm 0,7$	$14,7 \pm 2,0$
500	$p + \text{Em}$	$\theta_{1/2s}^0$	$12,0 \pm 0,6$	$11,0 \pm 1,1$
		$\bar{n}_s$	$18,0 \pm 0,9$	$18,8 \pm 4,2$
10^3	$p + \text{Em}$	$\bar{n}_g$	$3,7 \pm 0,2$	$4,0 \pm 0,8$
		$\bar{n}_s$	$12,1 \pm 0,6$	$9,9 \pm 1,4$
		$\bar{n}_g$	$20,5 \pm 1,1$	$22,5 \pm 3,0$
		$\bar{n}_g$	$3,6 \pm 0,2$	$4 \pm 1,6$

*) Библиографию см. в работах ¹⁷. LEm, Em, HEm — среднее легкое, среднее и среднее тяжелое ядра фотоэмульсии; $\bar{\mathcal{F}}_s$ — средняя энергия вторичных частиц (за вычетом лидирующей); $\theta_{1/2s}^0$ — угол, в который вылетает половина s -частиц (в лабораторной системе координат).

предположений о характере многочастичных взаимодействий и детализировать их лишь по мере того, как это становится совершенно необходимым для согласования результатов расчета с опытом. Это послужит определенной гарантией от внесения необоснованных предположений.

Расчеты показали, что в этом случае удастся получить ряд вполне определенных и достаточно общих выводов ¹⁷. В частности, можно считать надежно установленным сам факт существования многочастичных взаимодействий и то обстоятельство, что характеристики частиц, образующихся при таких взаимодействиях, близки к тому, что наблюдается в обычных двухчастичных взаимодействиях при высоких энергиях, например наличие лидирующей частицы и асимметричный характер угловых распределений остальных частиц (рис. 31 и 32). Насколько хорошо согласуются с опытом расчетные величины, учитывающие многочастичные взаимодействия, иллюстрируется табл. VI и рис. 33.

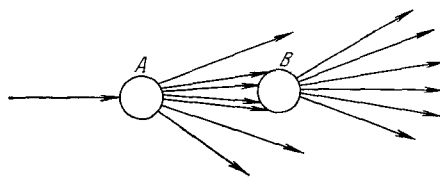


Рис. 30. В точке A произошло обычное «двухчастичное» неупругое взаимодействие, в точке B произошло многочастичное взаимодействие.

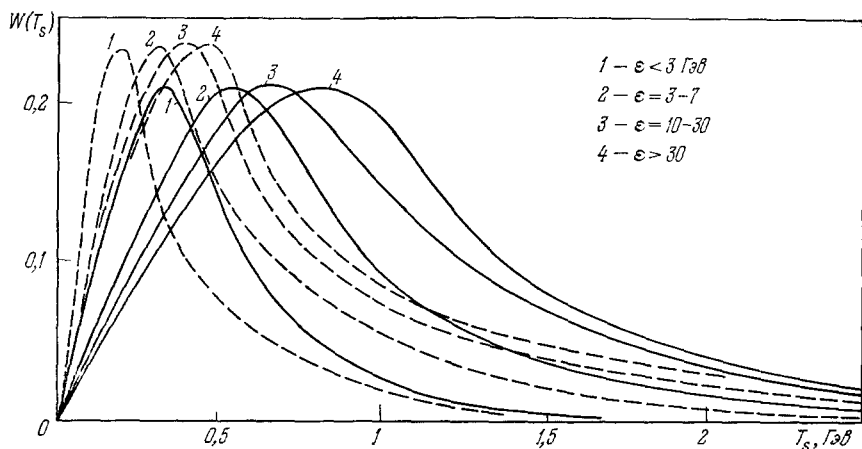


Рис. 31. Энергетические распределения пионов (штриховые линии) и тяжелых частиц (сплошные), образующихся в неупругих многочастичных взаимодействиях.

Система центра масс; $\epsilon = [(\sum E_i)^2 - (\sum p_i)^2]^{1/2} - \sum M_i$ — «свободная» энергия, которая может быть затрачена на образование новых частиц (E_i , M_i , p_i — энергии, массы и импульсы частиц).

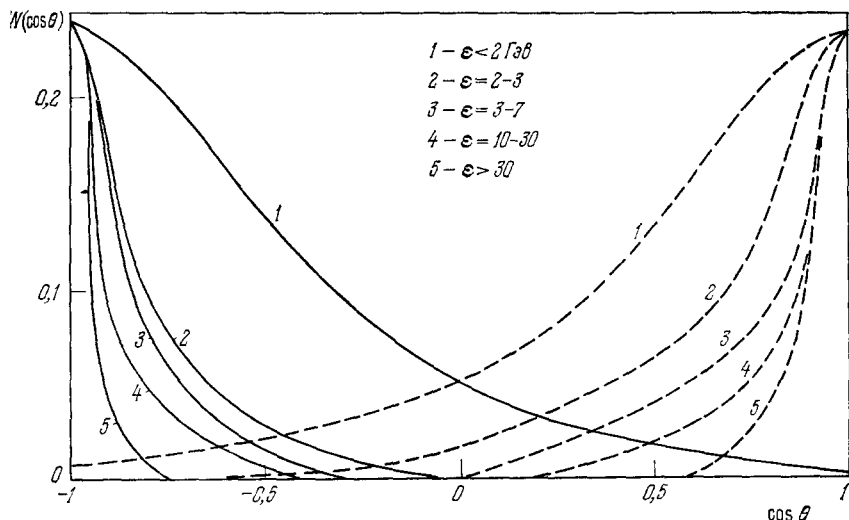


Рис. 32. Угловые распределения пионов и тяжелых частиц, образующихся в неупругих многочастичных взаимодействиях (СЦМ, обозначения, как на рис. 31).

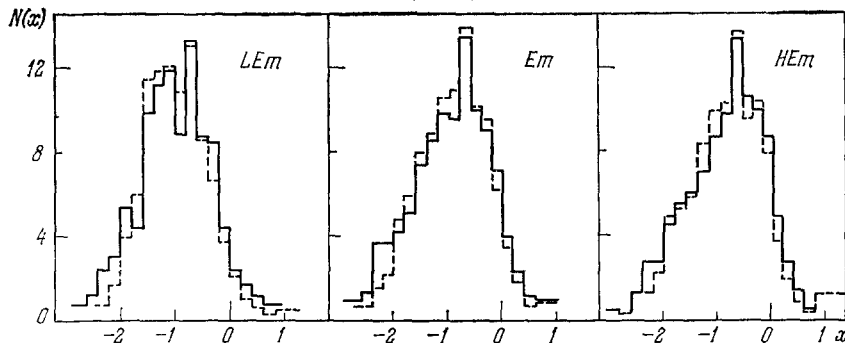


Рис. 33. Распределение тонких следов в фотоэмульсионных звездах, образованных π -мезонами с энергией $T \approx 200 \Gamma\beta\beta$, по величине $x = \log \lg \theta$.

Сплошные гистограммы — экспериментальные данные⁷⁵, штриховые кривые — результат расчета. LEm и HEm — взаимодействие с легкими и тяжелыми ядрами фотоэмульсии, Em — взаимодействие в расчете на среднее ядро фотоэмульсии.

В области энергий порядка нескольких сотен гигаэлектрон-вольт число многочастичных взаимодействий составляет несколько десятков процентов числа всех внутриядерных столкновений¹⁷. При энергиях порядка нескольких десятков гигаэлектрон-вольт ситуация более сложная, так как здесь необходимо одновременно с многочастичными взаимодействиями учитывать эффект «траления ядер». Расчеты, где учитывались оба эти эффекта, пока еще не выполнено. Величина вклада многочастичных взаимодействий в области $T \approx 10 - 100$ Гэв требует выяснения. Мы видим, что в области энергий $T \gg 1$ Гэв многие аспекты механизма внутриядерных каскадов остаются еще неясными. В частности, эксперименты на ускорителе на 70 Гэв в Серпухове и предполагаемые измерения при $T \approx \approx 500$ Гэв на ускорителе в Батавии могут существенно прояснить картину многочастичных взаимодействий — этого существенно нового типа взаимодействий элементарных частиц.

Следует также отметить, что при очень высоких энергиях результаты расчетов, полученные с помощью стационарной теории испарения, согласуются с опытом значительно хуже, чем в области $T \lesssim 1$ Гэв. Например, среднее число низкоэнергетических частиц и их энергия оказываются значительно выше экспериментальных¹⁷. Причина такого расхождения требует выяснения.

8. ТЕОРИЯ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ДВУХ ЯДЕР

Значительную часть информации о сильных взаимодействиях в области ультравысоких энергий мы получаем сейчас из анализа неупругих столкновений ядер, поэтому изучение механизма таких столкновений является весьма актуальной задачей. Научиться рассчитывать процессы, происходящие при столкновениях ядер с энергией больше нескольких сотен мегаэлектрон-вольт на нуклон, чрезвычайно важно также в связи с расчетами радиационной защиты и конструированием сильноточных ускорителей. В настоящее время выполнению таких расчетов препятствуют как большие математические трудности, так и неясность физической картины процесса. Пока остается неясным, как учесть изменение свойств ядра-мишени по мере наполнения его нуклонами налетающего ядра; неясен также вопрос, какой вклад дает интерференция каскадов, порожденных различными нуклонами налетающего ядра, и ряд других вопросов.

Сейчас успешно рассчитываются взаимодействия лишь с самыми простейшими ядрами: дейтронами, тритием и ядрами гелия He^3 и He^4 . Внутриядерные каскады в этих случаях являются суммой каскадов, порождаемых в ядре-мишени отдельными нуклонами налетающего ядра. В области высоких энергий при этом весьма существенным оказывается учет уменьшения плотности ядра-мишени за счет выбивания составляющих его нуклонов; как и следовало ожидать, для взаимодействий ядро + ядро этот эффект проявляется при меньших энергиях, чем для пион- и нуклон-ядерных столкновений. Например, для столкновений тритий + ядро этот эффект нужно учитывать уже при $T \approx 1$ Гэв/нуклон (рис. 34).

В случае дейтрон-ядерных взаимодействий для описания дифференциальных распределений в области небольших углов существенным оказывается также учет периферических дифракционных расщеплений дейтронов. Насколько этот процесс, а также кулоновское расщепление важны для более тяжелых ядер, пока неясно, и прежде всего из-за отсутствия экспериментальных данных, с которыми можно было бы сравнить результаты расчетов.

Распад возбужденных остаточных ядер, как и в случае взаимодействия частиц с ядрами, рассчитывается по теории испарения. Несмотря на расхождения с опытом в отдельных деталях, причина которых остается неясной (не исключено, что в значительной степени это обусловлено также

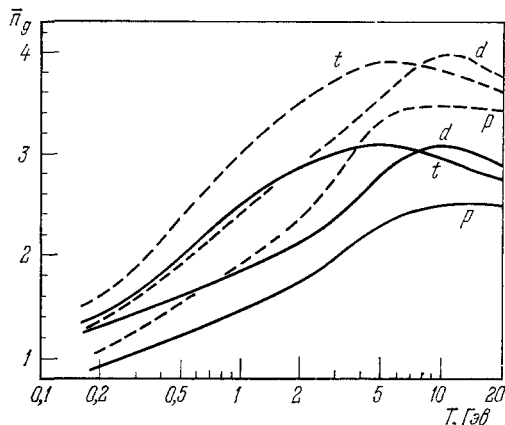


Рис. 34. Энергетическая зависимость средней множественности серых следов, образующихся при неупругих столкновениях протонов, дейтронов и ядер трития с ядрами фотоэмульсии.

Сплошные кривые относятся ко всем неупругим взаимодействиям, штриховые — к событиям с $n_h > 1$.

и экспериментальными ошибками), в целом результаты, получаемые с помощью каскадно-испарительной модели, неплохо воспроизводят известные экспериментальные данные. Насколько хорошим является согласие, видно из табл. VII, VIII и из рис. 35—37, 39. Более подробные данные приведены в работах ⁸³.

Что касается более тяжелых налетающих ядер, то это пока — terra incognita. Эксперименты в этом направлении могут дать весьма интересные результаты, имеющие к тому же определенное прикладное значение. Так, например, в процессах с большой передачей импульса при столкновениях ядер имеется принципиальная возможность получения вторич-

ных мезонов с энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя. Это следует из сформулированной недавно Балдиным ⁸⁴

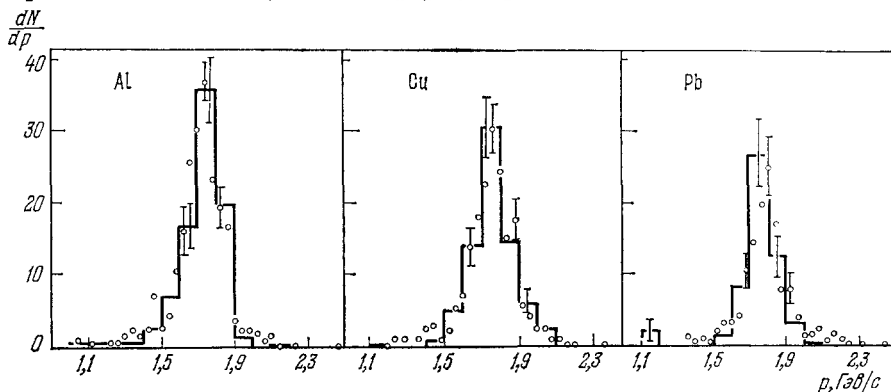


Рис. 35. Импульсные распределения протонов, образующихся в неупругих столкновениях дейтронов с ядрами при $T = 1,05$ Гэв/нуклон.

Гистограммы — результат расчета, экспериментальные точки взяты из работы ⁷⁹.

«масштабной инвариантности» сильных взаимодействий. Спектры вторичных высокоэнергетических частиц, образующихся при столкновении релятивистских ядер, определяются в основном локальными свойствами адронной материи, геометрические характеристики сталкивающихся объектов играют при этом второстепенную роль ⁸⁴. Можно ожидать, что эти спектры и спектры частиц из «элементарных» pN - и NN -взаимо-

действий будут описываться одной и той же универсальной функцией $f(p_2/p_1)$, где p_1 — импульс налетающего ядра, а p_2 — импульс вторичной частицы. Если взаимодействие ядер с большой передачей импульса рассматривать при этом как результат многочастичного взаимодействия, то абсолютное значение сечения образования вторичных частиц с аномально высокими энергиями

Таблица VII

Сечения неупругих дейтрон-ядерных взаимодействий при энергии $T = 80$ Мэв/нуклон (в барнах)

Мишень	Теория	Опыт 76
Al ²⁷	$1,16 \pm 0,06$	$0,966 \pm 0,05$
Cu ⁶⁴	$1,99 \pm 0,07$	$1,76 \pm 0,17$
Ta ¹⁸¹	$3,68 \pm 0,20$	$3,13 \pm 0,30$
Pb ²⁰⁷	$3,72 \pm 0,18$	$3,44 \pm 0,17$
U ²³⁸	$4,05 \pm 0,14$	$3,81 \pm 0,15$

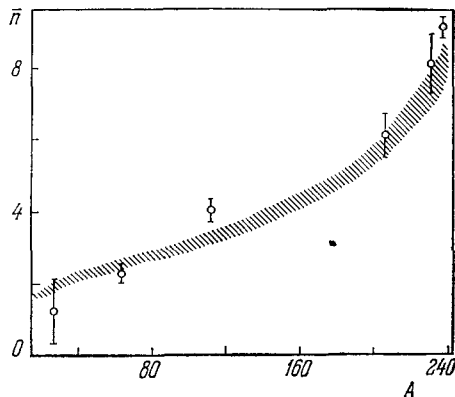


Рис. 36. Среднее число нейтронов, образующихся в неупругом дейтрон-ядерном взаимодействии при $T = 80$ Мэв/нуклон.

Заштрихованная область соответствует неопределенности при расчете «испарительных» нейтронов; экспериментальные точки взяты из работы ⁸⁰.

будет определяться вероятностью попадания нуклонов в область многочастичного взаимодействия:

$$P_N = 1 - (1 - A^{-N})^{A^{1/N}! (A-N)!}.$$

Мы видим, что вероятность участия в многочастичном столкновении *всех* нуклонов ядра с большим массовым числом A пренебрежимо мала, но эта вероятность становится весьма значительной для сравнительно

Таблица VIII

Распределение по числу лучей $W(n)$ (в %) фотоэмульсионных звезд, образованных дейтронами с энергией T

n	$T = 110$ Мэв/нуклон		$T = 137$ Мэв/нуклон	
	Теория *)	Опыт 77	Теория	Опыт 78
0	$5,0 \pm 0,5$	—	$7,4 \pm 0,6$	$23,5 \pm 5,3$
1	$21,0 \pm 1,1$	$12,8 \pm 0,9$	$17,0 \pm 1,0$	$21,2 \pm 5,0$
2	$26,5 \pm 1,8$	$33,2 \pm 1,5$	$23,4 \pm 1,1$	$22,4 \pm 5,1$
3	$22,2 \pm 1,1$	$22,0 \pm 1,2$	$18,0 \pm 1,0$	$16,5 \pm 4,4$
4	$15,9 \pm 1,0$	$16,5 \pm 1,0$	$15,5 \pm 0,9$	$9,4 \pm 3,3$
5	$8,5 \pm 0,6$	$10,5 \pm 0,8$	$11,0 \pm 0,7$	$4,7 \pm 2,3$
6	$3,7 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,5$	$5,2 \pm 0,4$	$2,3 \pm 1,6$
7	$1,5 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,2$	0
8	$0,7 \pm 0,1$	0	$0,6 \pm 0,1$	0
9	—	—	$0,3 \pm 0,1$	0

*) Поскольку в работе 77 не рассматривались события, в которых образуются только нейтральные «звезды», теоретическое распределение $W(n)$ нормировано на полное число звезд с $n > 0$.

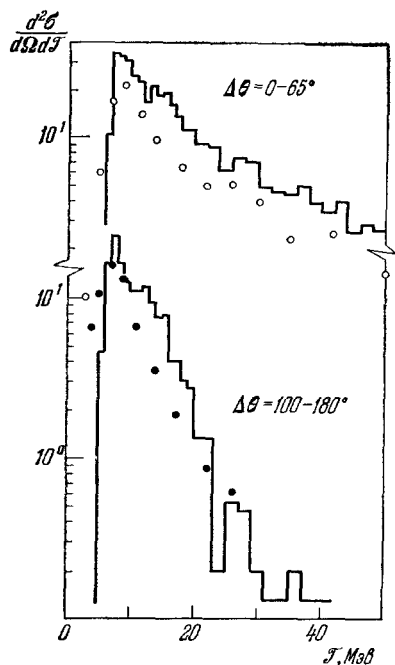


Рис. 37. Энергетические спектры протонов (в $\text{мбн/стер} \cdot \text{Мэв}$), вылетевших в угловой интервал $\Delta\theta$ при взаимодействии α -частиц с энергией 205 Мэв с ядрами серебра.

Гистограмма — результаты расчета, экспериментальные точки взяты из работы ⁸¹.

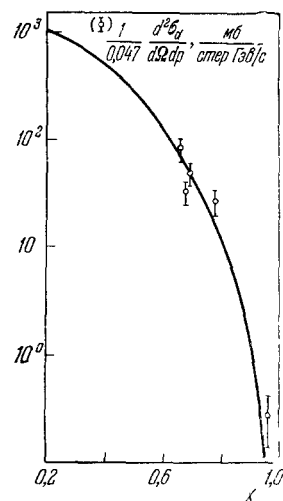


Рис. 38. Сравнение экспериментальных данных о сечении образования пионов дейтронами с теоретической функцией, описывающей сечение рождения пионов протонами.

X — отношение импульса рожденного пиона к максимально возможному в реакциях $d + N \rightarrow \pi^- +$ и $p + N \rightarrow \pi^+ +$

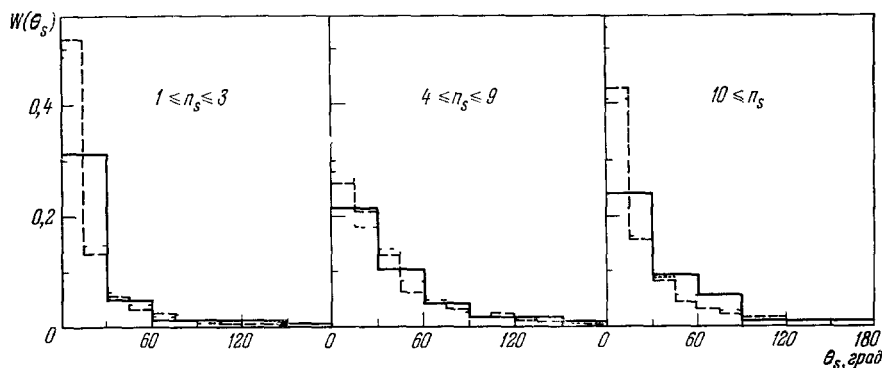


Рис. 39. Угловые распределения ливневых частиц в звездах с различным числом s -треков, образующихся при неупругих столкновениях космических α -частиц ($T > 600 \text{ Мэв}$) с ядрами фотоэмульсии.

Сплошная гистограмма — экспериментальные данные из работы ⁸², расчетные кривые приведены для двух видов энергетического распределения космического излучения $W(T) \sim (1+T)^{-2,5}$ (штриховая линия) и $W(T) \sim (1+T)^{-2,5}$ (точечная гистограмма)

больших групп нуклонов. Это открывает принципиальную возможность ценой определенного снижения интенсивности увеличить энергию частиц в ныне действующих ускорителях.

Гипотеза масштабной инвариантности нашла недавно свое подтверждение в эксперименте по наблюдению пионов высокой энергии, образующихся при столкновениях с ядрами релятивистских дейтронов (рис. 38).

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы видим, что модель внутриядерных каскадов позволяет получить согласие с экспериментом во всей области энергий от нескольких десятков мегаэлектрон-вольт до нескольких гигаэлектрон-вольт, а с учетом изменения плотности внутриядерного вещества и многочастичных взаимодействий — и при значительно больших энергиях. Вместе с тем с этой моделью связан целый ряд вопросов, требующих еще своего решения.

Труднее получить согласие для низкоэнергетических («испарительных») вторичных частиц при одном и том же наборе параметров, не зависящих от энергии первичной частицы. Для этого требуется разработка нестационарной теории испускания частиц из высоковозбужденных ядер.

Для дальнейшего усовершенствования каскадно-испарительной модели представляет интерес изучение не столько интегральных, средних характеристик, сколько дифференциальных распределений и корреляций между отдельными величинами. Особого внимания заслуживает низкоэнергетическая компонента рождающихся частиц.

В создании теории неупругих столкновений высокоэнергетических ядер сделаны лишь первые шаги. Значительная работа требуется также для объяснения явлений фрагментации и испускания быстрых ядер дейтерия, трития, гелия. В этой области теория еще значительно отстает от эксперимента.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Бобков, В. П. Демин, И. Б. Кеирим-Маркус, Е. Е. Ковалев, А. В. Ларичев, В. А. Сакович, Л. Н. Смиренный, М. А. Сычков, Радиационная безопасность при космических полетах, М., Атомиздат, 1964.
2. О. Д. Брилли, А. И. Вихров, С. С. Городков, Ф. П. Денисов, В. Е. Дудкин, Е. Е. Ковалев, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов, Л. Н. Смиренный, Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей, М., Атомиздат, 1968.
3. The AECL Study for an Intence Neutron Generator, ed. by C. A. Bartholomew and P. R. Tunichffe. Rept. AECL-2600, Chalk River, 1966.
4. Дискуссия по электроядерному методу получения энергии, АЭ 29, 151, 158, 162 (1970).
5. А. М. Балдин, Сообщение ОИЯИ Р7-5808, Дубна, 1971.
6. Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, Б. М. Барбашов, УФН 68, 417 (1959).
7. П. Ходгсон, Оптическая модель упругого рассеяния, М., Атомиздат, 1968, гл. 3.
8. R. J. Glauber, сборник Lectures in Theoretical Physics, v. 1, ed. by W. E. Brittin and L. G. Dunham, N. Y.—L., Interscience, 1959.
9. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, УФН 100, 425 (1970).

10. W. Czyz, L. C. Maximon, *Ann. Phys. (N.Y.)* **52**, 59 (1969).
11. M. L. Goldberger, *Phys. Rev.* **74**, 1268 (1948).
12. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. H. Miller, G. Friedlander, *ibid.* **110**, 185, 204 (1958).
13. V. S. Barashenkov, V. M. Maltsev, E. E. Mikhul, *Nucl. Phys.* **24**, 642 (1961).
14. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Acta Phys. Polon.* **36**, 457, 887 (1969).
15. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *ЯФ* **10**, 755 (1969).
16. I. Z. Artykov, V. S. Barashenkov, S. M. Eliseev, *Nucl. Phys.* **87**, 83, 243 (1966).
17. I. Z. Artykov, V. S. Barashenkov, S. M. Eliseev, *ibid.* **B6**, 11 (1968); I. Z. Artykov, V. S. Barashenkov, *ibid.*, p. 628.
18. H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **188**, 1711 (1969).
19. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Сообщения ОИЯИ Р2-4065 и Р2-4066*, Дубна, 1968; *Acta Phys. Polon.* **36**, 415 (1969).
20. E. Byckling, K. Kajantie, *Nucl. Phys.* **B9**, 568 (1969).
21. Г. И. Копылов, *ЖЭТФ* **35**, 1426 (1958); **39**, 1091 (1960).
22. В. С. Барашенков, С. М. Елисеев, *Сообщение ОИЯИ Р2-5331*, Дубна, 1970.
23. B. Baldoni, S. Focardi, H. Hromadnic, L. Monari, F. Saporetti, S. Feminó, F. Mezzanares, E. Bertolini, G. Gialanella, *Nuovo Cimento* **26**, 1376 (1962); W. J. Fickinger, E. Pickup, D. K. Robinson, E. O. Salant, *Phys. Rev.* **125**, 2082 (1962).
24. Т. Вишки, И. М. Граменицкий, З. Корбел, А. А. Номофил, М. И. Подгоревский, Л. Роб, В. Н. Стрельцов, Д. Тувдэндорж, М. С. Хвастунов, *ЖЭТФ* **41**, 1069 (1961).
25. M. Csejtheu-Barth, *Nuovo Cimento* **32**, 545 (1964).
26. Y. Bandinet-Robinet, M. Morand, Tsai Chü, C. Castagnoli, G. Dascola, S. Mora, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, A. Manfredini, *Nucl. Phys.* **32**, 452 (1962).
27. N. A. Dobrotin, V. V. Guseva, K. A. Kotelnikov, A. M. Lebedev, S. V. Ryabikov, S. A. Slavatskiy, N. G. Zelevinskaya, *ibid.* **35**, 152 (1962).
28. A. A. Kamal, G. K. Rao, *ibid.* **B2**, 135 (1967).
29. E. Lohrman, *Nuovo Cimento* **5**, 1074 (1967); С. Канеко, О. Кусумото, С. Матсумото, М. Такахата, *Труды Международной конференции по космическим лучам*, т. 1, М., «Наука», 1960; M. W. Teucher, D. M. Haskin, M. Schein, *Phys. Rev.* **111**, 1384 (1958); L. Montanet, J. A. Newth, G. Petrucci, R. A. Salmeron, A. Zichini, *Nuovo Cimento* **17**, 166 (1960); M. Schein, D. M. Haskin, E. Lohrman, M. W. Teucher, *Phys. Rev.* **116**, 1238 (1959); S. Matsumoto, *J. Phys. Soc. Japan* **18**, 1 (1963).
30. V. V. Guseva, N. A. Dobrotin, N. G. Zelevinskaya, K. A. Kotelnikov, A. M. Lebedev, S. A. Slavatskiy, *J. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A-III (1962).
31. И. З. Артыков, В. С. Барашенков, С. М. Елисеев, *ЯФ* **4**, 156 (1968).
32. Н. М. Соболевский, В. Д. Тонеев, *Acta Phys. Polon.* **35**, 367 (1969).
33. К. Дж. Ле Кутер, *сборник «Ядерные реакции»*, том 1, М., Госатомиздат, 1962; I. Dostrovsky, P. Rabinovitz, R. Bivins, *Phys. Rev.* **111**, 1659 (1958); I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, G. Friedlander, *ibid.* **116**, 683 (1959); В. С. Барашенков, В. М. Мальцев, В. Д. Тонеев, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **30**, 323, 337 (1966).
34. О. Б. Абдинов, В. С. Барашенков, *Сообщения ОИЯИ Р2-4788*, Дубна, 1969; *Р2-5023 и Р4-5479*, Дубна, 1970.
35. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский, В. Д. Тонеев, *Сообщение ОИЯИ Р2-5549*, Дубна, 1970.
36. H. W. Bertini, *Phys. Rev.* **131**, 1801 (1963); *Repts ORNL-3383* (1963); *ORNL-3787* (1966); *ORNL-TM-2699* (1966).
37. В. Д. Тонеев, *Препринт ОИЯИ Б1-2740*, Дубна, 1966.
38. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, *Сообщение ОИЯИ Р2-5118*, Дубна 1970.

39. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский, В. Д. Тонеев, Сообщение ОИЯИ Р2-5507, Дубна, 1970.
40. I. Nonaka, T. Saji, A. Suzuki, H. Yamaguchi, R. Eisberg, Y. Ishizaki, K. Kikuchi, K. Matsuda, T. Mikamo, Y. Nakajima, J. Phys. Soc. Japan **17**, 1817 (1962).
41. J. W. Washter, W. A. Gibson, W. R. Burgus, ORNL-TM-2253, Oak Ridge, 1968.
42. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, В. И. Регушевский, ЯФ **4**, 337 (1966).
43. R. D. Edge, D. H. Tompkins, G. W. Glenn, Phys. Rev. **183**, 849 (1969).
44. C. E. Roos, V. Z. Peterson, *ibid.* **124**, 1610 (1961).
45. M. Berkovitch, H. Carmichael, G. Hanna, E. Hincks, *ibid.* **119**, 412 (1960).
46. Р. Г. Васильков, В. В. Говорков, В. И. Гольданский, В. А. Коньшин, О. С. Лупанин, Е. С. Матусевич, Б. А. Пименов, С. С. Прохоров, С. Г. Цыпин, ЯФ **7**, 88 (1967).
47. C. Bernardini, R. T. Booth, S. J. Lindenbaum, Phys. Rev. **85**, 826 (1952).
48. В. С. Барашенков, В. М. Мальцев, В. Д. Тонеев, Изв. АН СССР, сер. физ. **30**, 232 (1966).
49. N. T. Porile, Phys. Rev. **120**, 572 (1960).
50. T. Ericson, Adv. Phys. **9**, 425 (1966).
51. J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. **17**, 478 (1966).
52. M. Blann, *ibid.* **21**, 1357 (1968).
53. О. А. Абдинов, В. С. Барашенков, Сообщение ОИЯИ Р2-5939, Дубна, 1971.
54. А. П. Жданов, П. И. Федотов, ЖЭТФ **43**, 835 (1962).
55. В. И. Москалев, Б. В. Гавриловский, ДАН СССР **110**, 972 (1956).
56. К. К. Гудима, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, Сообщения ОИЯИ Р2-4661 и Р2-4808, Дубна, 1969.
57. А. С. Ильинов, Канд. диссертация (ОИЯИ, 1971).
58. L. M. Jones, K. M. Terwilliger, Phys. Rev. **91**, 699 (1953).
59. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, ЯФ **10**, 755 (1969).
60. H. Winzeler, Nucl. Phys. **69**, 661 (1965).
61. B. E. Rönne, O. Danielson, Ark. Fys. **22**, 175 (1962).
62. V. S. Barashenkov, A. S. Iljinov, V. D. Tonnev, JINR Communication E2-5282, Dubna, 1970.
63. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, ЯФ **13**, 743 (1971).
64. J. M. Kohli, Nucl. Phys. **B14**, 500 (1969).
65. Е. С. Матусевич, В. Н. Регушевский, ЯФ **7**, 1187 (1968).
66. G. Hudis, S. Katcoff, Phys. Rev. **180**, 1122 (1969).
67. А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, Сообщение ОИЯИ Р2-5546, Дубна, 1971.
68. H. J. Behrend, F. Lobkowicz, E. H. Thorndike, A. A. Wehmann, Phys. Rev. Lett. **24**, 1246 (1970).
69. H. J. Behrend, F. Lobkowicz, E. H. Thorndike, A. A. Wehmann, *ibid.*, p. 333.
70. H. Alvensleben, U. Becker, W. K. Bertram, M. Chen, K. J. Cohen, T. M. Knasel, R. Marshall, D. J. Quinn, M. Rohde, G. H. Sanders, H. Schubel, S. C. C. Ting, *ibid.*, p. 786.
71. Z. Fraenkel, Phys. Rev. **130**, 2407 (1963).
72. A. Marinov, C. J. Batty, A. I. Kilvington, G. W. A. Newton, V. J. Robinson, J. D. Hemingway, Nature **229**, 464 (1971).
73. G. N. Flerov, Yu. P. Gangrsky, O. A. Orlova, JINR Communication E7-5887, Dubna, 1971.
74. S. Katcoff, M. L. Perlmann, Preprint BNL-15829, Brookhaven, 1971.
75. J. Gierula, S. Krzywdzinski, Nuovo Cimento **55**, 370 (1968).
76. C. P. Millburn, W. Birnbaum, W. E. Crandall, L. Scheeter, Phys. Rev. **95**, 1268 (1954).
77. Л. Н. Соловьева, ЖЭТФ **31**, 1086 (1956).
78. M. V. Appa Rao, P. J. Lavakare, Nuovo Cimento **29**, 321 (1963).

79. R. L. Lander, O. Piccioni, Nguyen-hen Xuong, P. Yager, Phys. Rev. **B137**, 1228 (1965).
 80. W. E. Crandall, G. P. Millburn, J. Appl. Phys. **29**, 698 (1958).
 81. L. E. Bailey, UCRL-3334 (Thesis), Berkeley, 1956.
 82. M. Ceccarelli, G. Quarenì, G. T. Zorn, Nuovo Cimento **1**, 669 (1955).
 83. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, ЯФ **9**, 528; **10**, 760 (1969); К. К. Гудима, А. Д. Кириллов, В. Д. Тонеев, Ю. П. Яковлев, Сообщение ОИЯИ P2-5261, Дубна, 1970; В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, Сообщение ОИЯИ P2-5548, Дубна, 1971; T. A. Gabriel, R. T. Santoro, R. G. Alsmiller, Jr., Preprint ORNL-TM-3153, Oak Ridge, 1970.
 84. А. М. Балдин, Кр. сообщ. физ. ФИАН СССР, № 1, 35 (1971).
 85. А. М. Балдин, Т. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, А. Д. Кириллов, В. А. Кузнецов, Н. С. Мороз, В. Б. Радоманов, В. Н. Рамлин, В. А. Свиридов, В. С. Ставинский, М. И. Яцута, Препринт ОИЯИ P1-5819, Дубна, 1971.
-