

3604

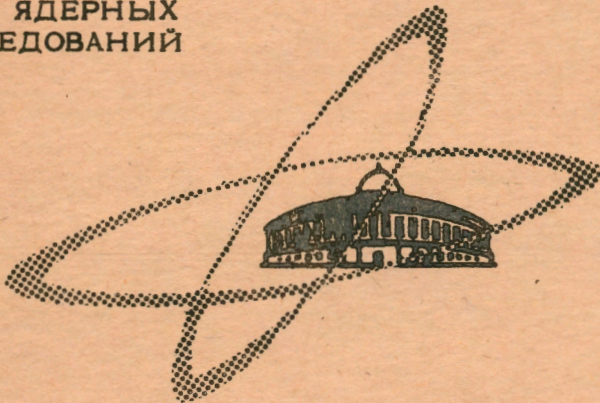
Иссл. Phys., 1968, в. В6, №1, р. 11.

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3604



И.З.Артыков, В.С.Барашенков, С.М.Елисеев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ВНУТРИЯДЕРНЫЕ КАСКАДЫ
С МНОГОЧАСТИЧНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

1967.

P2 - 3604

И.З.Артыков, В.С.Барашенков, С.М.Елисеев

**ВНУТРИЯДЕРНЫЕ КАСКАДЫ
С МНОГОЧАСТИЧНЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. В в е д е н и е

В работах^{/1-3/} было показано, что в области ускорительных энергий, хорошо согласующейся с опытом, механизм внутриядерных каскадов, рассматриваемых как серии последовательных двухчастичных взаимодействий, приводит к резкому расхождению с экспериментальными данными при космических энергиях $T \geq 100$ Гэв. Расхождения оказываются слишком значительными, чтобы их можно было устранить подбором величины параметров модели и варьированием в пределах, допустимых ошибками измерений, используемых при расчетах экспериментальных данных по элементарным $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиям внутри ядра.

Подробный анализ изменения характеристик каскада в зависимости от числа внутриядерных столкновений показал, что расхождения с опытом обусловлены, в основном, тем, что на протяжении всего развития каскада существует выделенная "стержневая" частица, которая медленно теряет свою энергию ($\Delta E/E \approx 30\%$) и потому при каждом ее столкновении с внутриядерным нуклоном рождается слишком много частиц.

Однако следует ожидать, что вследствие релятивистского сжатия углов вторичные частицы, образующиеся в высокоэнергетическом столкновении, вылетают в очень узком конусе, поэтому значительная их часть будет взаимодействовать далее лишь с каким-то одним внутриядерным нуклоном (рис. 1). Это должно существенно снижать суммарную множественность частиц, вылетающих из ядра-мишени.

При расчетах внутриядерных каскадов эффект таких многочастичных взаимодействий никогда не рассматривался.

Учет многочастичных взаимодействий приводит к значительному увеличению трудоемкости расчетов, така как при этом для каждого нуклон-ядерного

столкновения требуется не только статически разыграть и запомнить координаты всех внутриядерных нуклонов, но и сохранить в памяти, сколько частиц уже поглотил тот или иной нуклон. Тем не менее современные быстродействующие машины, во всяком случае при некоторых упрощениях, позволяют выполнять такие вычисления с достаточно хорошей точностью.

Принципиальная трудоемкость, связанная с учетом многочастичных взаимодействий, заключается в том, что в настоящее время мы практически совершенно ничего не знаем о свойствах таких взаимодействий, не говоря уже о численном значении их характеристик, необходимых для расчета каскадов.

В настоящее время более разумной представляется обратная постановка задачи: получить сведения о свойствах многочастичных взаимодействий из сравнения результатов каскадных расчетов с известными экспериментальными данными о взаимодействиях пионов и нуклонов с различными атомными ядрами в широком диапазоне энергий. Расчет следует, конечно, начинать с максимально простых и наиболее общих предположений о характере таких взаимодействий и детализировать их лишь по мере того, как это становится совершенно необходимым для согласования результатов расчетов с опытом. Можно надеяться, что такой подход дает определенные гарантии против включения в теорию необоснованного спекулятивного элемента.

Следует подчеркнуть, что неупругие столкновения высокоэнергетических частиц с ядрами представляют сейчас уникальную возможность экспериментально подойти к исследованию многочастичных взаимодействий элементарных частиц.

Ниже будут описаны наиболее существенные детали расчета внутриядерных каскадов с учетом таких взаимодействий. При вычислениях мы старались как можно ближе придерживаться метода расчета и экспериментальных данных об элементарных $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиях внутри ядра, использованных нами ранее в работах /1-3/, с тем, чтобы более четко выделить эффекты, обусловленные многочастичными взаимодействиями.

II. Модель и схема расчетов

Для описания атомного ядра мы использовали модель ферми-газа. Радиус ядра с массовым числом A полагался равным $R = r_0 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, где $r_0 = 1.4$. Диффузностью границы ядра мы пренебрегли.

В обычной каскадой теории ядро рассматривается как некоторая непрерывная среда, каждая точка которой может стать независимым центром испускания новых частиц. Однако, если с внутриядерным нуклоном сталкивается частица очень высокой энергии, то пробеги образовавшихся при этом вторичных частиц часто оканчиваются в точках, отстоящих друг от друга на расстояниях, меньших диаметра нуклона. В этом случае уже необходимо принимать во внимание размеры внутриядерных нуклонов и достаточно точно знать расположение их центров внутри ядра.

В общем случае такая задача очень сложна, поэтому мы ограничились несколько более простой картиной и считали, что нуклоны приблизительно равномерно распределены в сферических слоях с толщиной $\Delta R = (\frac{\sqrt{3}}{2}) \cdot \ell$, где $\ell \approx 2,26 \cdot 10^{-13}$ см - среднее расстояние между нуклонами в ядре; если в некотором слое нуклоны нельзя было расположить друг от друга точно на расстоянии ℓ , то какие-то два из них располагались на расстоянии, несколько меньшем или большем ℓ . Чтобы обеспечить более равномерное распределение, положения центров нуклонов в двух соседних слоях были сдвинуты друг относительно друга (см.рис.2).

Положение каждого нуклона в ядре характеризуется тремя числами: номером соответствующего сферического слоя n и углами ϕ^* и θ^* в некоторой жестко связанной с ядром системе координат (использованное нами распределение нуклонов позволяет найти аналитическое выражение для ϕ^* и θ^* - в этом и заключается его удобство). В лабораторной системе координат соответственно $\phi = \phi_0 + \phi^*$, $\theta = \theta_0 + \theta^*$, где общие для всех нуклонов углы ϕ_0 и θ_0 разыгрывались независимо друг от друга при каждом новом взаимодействии первичной частицы с ядром.

Все вычисления выполнялись методом Монте-Карло в рамках трехмерной релятивистской кинематики. В общих чертах эти вычисления сводились к следующему (см.рис.3):

1. Определялись координаты внутриядерных нуклонов в лабораторной системе координат и точка входа первичной частицы в ядро.

2. По экспериментальным значениям полных сечений $\pi - N$ или $N - N$ взаимодействий $\sigma_{\pi N}^{\pi N}(T)$ и $\sigma_{NN}^{NN}(T)$ в предположении, что ядро в среднем является однородной средой, определялся

столкновения требуется не только статически разыграть и запомнить координаты всех внутриядерных нуклонов, но и сохранить в памяти, сколько частиц уже поглотил тот или иной нуклон. Тем не менее современные быстродействующие машины, во всяком случае при некоторых упрощениях, позволяют выполнять такие вычисления с достаточно хорошей точностью.

Принципиальная трудоемкость, связанная с учетом многочастичных взаимодействий, заключается в том, что в настоящее время мы практически совершенно ничего не знаем о свойствах таких взаимодействий, не говоря уже о численном значении их характеристик, необходимых для расчета каскадов.

В настоящее время более разумной представляется обратная постановка задачи: получить сведения о свойствах многочастичных взаимодействий из сравнения результатов каскадных расчетов с известными экспериментальными данными о взаимодействиях пионов и нуклонов с различными атомными ядрами в широком диапазоне энергий. Расчет следует, конечно, начинать с максимально простых и наиболее общих предположений о характере таких взаимодействий и детализировать их лишь по мере того, как это становится совершенно необходимым для согласования результатов расчетов с опытом. Можно надеяться, что такой подход дает определенные гарантии против включения в теорию необоснованного спекулятивного элемента.

Следует подчеркнуть, что неупругие столкновения высокоэнергетических частиц с ядрами представляют сейчас уникальную возможность экспериментально подойти к исследованию многочастичных взаимодействий элементарных частиц.

Ниже будут описаны наиболее существенные детали расчета внутриядерных каскадов с учетом таких взаимодействий. При вычислениях мы старались как можно ближе придерживаться метода расчета и экспериментальных данных об элементарных $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиях внутри ядра, использованных нами ранее в работах /1-3/, с тем, чтобы более четко выделить эффекты, обусловленные многочастичными взаимодействиями.

II. Модель и схема расчетов

Для описания атомного ядра мы использовали модель ферми-газа. Радиус ядра с массовым числом A полагался равным $R = r_0 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, где $r_0 = 1.4$. Диффузностью границы ядра мы пренебрегли.

В обычной каскадой теории ядро рассматривается как некоторая непрерывная среда, каждая точка которой может стать независимым центром испускания новых частиц. Однако, если с внутриядерным нуклоном сталкивается частица очень высокой энергии, то пробеги образовавшихся при этом вторичных частиц часто оканчиваются в точках, отстоящих друг от друга на расстояниях, меньших диаметра нуклона. В этом случае уже необходимо принимать во внимание размеры внутриядерных нуклонов и достаточно точно знать расположение их центров внутри ядра.

В общем случае такая задача очень сложна, поэтому мы ограничились несколько более простой картиной и считали, что нуклоны приблизительно равномерно распределены в сферических слоях с толщиной $\Delta R = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \ell$, где $\ell \approx 2,26 \cdot 10^{-13}$ см - среднее расстояние между нуклонами в ядре; если в некотором слое нуклоны нельзя было расположить друг от друга точно на расстоянии ℓ , то какие-то два из них располагались на расстоянии, несколько меньшем или большем ℓ . Чтобы обеспечить более равномерное распределение, положения центров нуклонов в двух соседних слоях были сдвинуты друг относительно друга (см.рис.2).

Положение каждого нуклона в ядре характеризуется тремя числами: номером соответствующего сферического слоя n и углами ϕ^* и θ^* в некоторой жестко связанной с ядром системе координат (использованное нами распределение нуклонов позволяет найти аналитическое выражение для ϕ^* и θ^* - в этом и заключается его удобство). В лабораторной системе координат соответственно $\phi = \phi_0 + \phi^*$, $\theta = \theta_0 + \theta^*$, где общие для всех нуклонов углы ϕ_0 и θ_0 разыгрывались независимо друг от друга при каждом новом взаимодействии первичной частицы с ядром.

Все вычисления выполнялись методом Монте-Карло в рамках трехмерной релятивистской кинематики. В общих чертах эти вычисления сводились к следующему (см.рис.3):

1. Определялись координаты внутриядерных нуклонов в лабораторной системе координат и точка входа первичной частицы в ядро.

2. По экспериментальным значениям полных сечений $\pi - N$ или $N - N$ взаимодействий $\sigma_{\pi N}^{TN}(T)$ и $\sigma_{NN}^{NN}(T)$ в предположении, что ядро в среднем является однородной средой, определялся

пробег частицы λ^x) и вычислялся вектор точки взаимодействия \vec{r} (для центра ядра $\vec{r} = 0$). Если $r \geq R$, то в зависимости от того, рассматривается ли первичная частица или же частица, образовавшаяся в каком-то предыдущем внутриядерном столкновении (эти случаи мы будем различать значениями параметра $\alpha = 0$ и $\alpha = 1$), делается переход соответственно к блоку 1 или к блоку 3. Число переходов к блоку 1 определяет полное сечение реакции σ_{in} ; если статистика на этом заканчивается. Если $r < R$, то для $\alpha = 0$ делается переход к блоку 5, а для $\alpha = 1$ - к блоку 4.

3. Выходной блок, где строились суммарные распределения различных характеристик вылетающих из ядра частиц.

4. Вычислялись координаты (ρ, ϕ, θ) внутриядерного нуклона, с которым произошло взаимодействие. Считалось, что с нуклоном взаимодействуют все частицы, пробеги которых заканчиваются в ячейке, соответствующей этому нуклону (см. рис.2); это соответствует наиболее простому предположению о сечении многочастичных взаимодействий. Случаи, в которых число таких частиц $n = 1$, будем характеризовать параметром $\beta = 0$, случаи с $n > 1$ (многочастичные взаимодействия) - параметром $\beta = 1$. Вычислялась ордината центра нуклона в лабораторной системе координат z ; для взаимодействия с минимальным значением z (см. рис.4) делался переход к блоку 5.

5. Разыгрывался трехмерный импульс Ферми \vec{p}_F . С учетом \vec{p}_F делался переход к системе центра масс сталкивающихся частиц и к такой системе координат L^* , где $\vec{p}_F = 0$. Далее в зависимости от величины β делался переход блоком 6 или 12.

6. По экспериментальным сечениям $\pi - N$ или $N - N$ взаимодействий $\sigma_{el}(T^*)$ и $\sigma_{in}(T^*)$, где T^* - кинетическая энергия частицы (пиона или нуклона) в системе L^* , разыгрывался тип взаимодействия - упругое или неупругое - и в зависимости от этого делался переход к блокам 7 и 9.

7. Расчет неупругого столкновения двух частиц. Эта часть расчетов выполнялась в точности так же, как в нашей предыдущей работе ^{/2/}. Углы и импульсы родившихся частиц переводились в лабораторную систему координат, после чего делался переход к блоку 8.

8. Обрыв каскада на заданном числе внутриядерных столкновений N^* . Если число предшествовавших столкновений $N < N^*$, то для каждой частицы делался переход к блоку 2; если же $N = N^*$, то переход к блоку 3. Для контроля вычислений результаты выдавались иногда для $N^* = 1, 2, 3$; однако для расчета полного каскада значение N^* полагалось равным одному из наибольших машинных чисел, так что учитывались заведомо все внутриядерные столкновения.

9. Расчет упругого столкновения двух частиц. Эта часть расчетов также выполнялась аналогично нашей предыдущей работе ^{/2/}. Если кинетические энергии частиц после столкновения T_1 и T_2 оказывались большими энергии Ферми T_F , то делался переход к блоку 10, если же T_1 , или T_2 были меньше T_F , то - переход к блоку 8.

10. Определение захвата частиц ядром. Все частицы энергий T , меньшей энергии захвата T_0 , поступают в блок 11, частицы с энергией $T > T_0$ переходят в блок 8.

11. Суммирование энергии возбуждения ядра. Расчет процесса испарения.

12. Расчет многочастичного взаимодействия. Этот расчет выполнялся в общем по той же схеме, как и обычные двухчастичные столкновения в работе ^{/2/}, с тем лишь различием, что для характеристики взаимодействия использовалась не кинетическая, а "свободная" энергия

$$\epsilon = \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2} - \sum_i M_i,$$

которая может быть затрачена на образование новых частиц. Здесь E_i - полные энергии, M_i - массы, \vec{p}_i - импульсы взаимодействующих частиц (для внутриядерного нуклона-мишени $\vec{p}_1 = \vec{p}_F$, см. выше пункт 5). Вся область энергий была разделена

$$< 2, 2-3, 3-7, 7-10, 10-30, > 30.$$

Для каждого из этих интервалов в системе центра масс задавались угловые и энергетические распределения рождающихся частиц $W(\theta)$ и $W(r)$, по которым разыгрывались характеристики этих частиц; закон сохранения энергии и импульса учитывался при этом тем же способом, что и в работах ^{/2,4/}. Расчеты выполнялись как с учетом образования лидирующей частицы, так и без нее (см. ниже). Энергия лидирующей частицы определялась для заданного зна-

^{x)} E - полная, T - кинетическая энергия частицы в лабораторной системе координат.

чения коэффициента неупругости K по формулам, приведенным в работе /2/ (рассматривались различные значения от $K = 0,5$ до $K = 0,7$).

Тот факт, что существенно выделенной по энергии предполагается всего лишь одна, а не несколько вторичных частиц, обусловлен тем соображением, что в обычных $\pi - N$ и $N - N$ столкновениях образуется лишь одна лидирующая частица, поэтому в последующих многочастичных взаимодействиях с нуклонами ядра среди начальных частиц одна частица оказывается превосходящей по энергии другие. Эта частица в значительной степени и определяет кинематику многочастичного взаимодействия.

Мы считали, что в системе центра масс лидирующей частицей всегда является нуклон, хотя в области высоких энергий различие масс частиц сказывается весьма слабо и результаты расчетов остаются практически теми же самыми, если в качестве лидирующей частицы выбрать π - мезон.

Предполагалось, что после отделения лидирующей частицы, а также в тех случаях, когда она вообще не учитывалась, угловые и энергетические распределения рождающихся частиц являются в среднем одинаковыми для всех типов многочастичных взаимодействий независимо от того, сталкиваются три, четыре или большее число частиц (некоторые из них могут "слипаться" в резонаны или даже составлять "файер-болл"). Оправдание этому можно видеть в том экспериментальном факте, что при аннигиляции, а также в неупругих $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействиях в области $T \gg 1$ Гэв эти распределения очень слабо зависят от сорта сталкивающихся частиц и определяются, в основном, лишь величиной энергии ϵ /5,6/.

Многочастичные взаимодействия могут, конечно, происходить и таким образом, что указанное усреднение будет иметь место лишь для части частиц, а остальные частицы будут иметь распределения, как при упругом рассеянии. Однако при высоких энергиях сечения упругих взаимодействий всех сильно взаимодействующих частиц составляют сравнительно небольшую долю от их полных сечений, поэтому на современном этапе такая детализация неупругих многочастичных взаимодействий представляется еще преждевременной. Вместе с тем мы отдельно учли вклад упругого дифракционного рассеяния соответствующего многочастичным взаимодействием. При этом мы предположили, что сечение $\sigma_{el} = \sigma_{dif} = 1/4 d_t$ и угол рассеяния в среднем $\approx \frac{\lambda}{r}$, где λ - дебройлевская длина волны рассеивающейся частицы, а $r \approx 10^{-13}$ см - средний радиус многочастичной системы, равный по порядку величины радиусу сильных

взаимодействий. Считалось, что энергии частиц после рассеяния остаются практически такими же, как и до рассеяния; энергия нуклона отдачи определялась из того условия, что в системе центра масс этот нуклон вылетает в сторону, противоположную направлениям вылета рассеявшихся частиц. После релятивистского преобразования к лабораторной системе координат кинетическая энергия нуклона отдачи составляла $\approx 100 - 150$ Мэв.

Число вторичных тяжелых частиц n_h при очень высоких энергиях предполагалось равным суммарному барионному числу ($n_h = B$), а для области очень высоких энергий считалось, что n_h составляет около 20% от полного числа вторичных частиц: $n_h = 0,2 n$. В качестве граничного использовалось приблизительно то же значение ϵ , что и в случае двухчастичных взаимодействий /2/. Если числа n и n_h (одно или оба) оказывались дробными, то по правилам, указанным в /2/, разыгрывалось ближайшее целое число.

Окончательно углы и энергии всех вторичных частиц в блоке 12 переводились в лабораторную систему координат, после чего делался переход к блоку 8.

III. Результаты расчетов. Сравнение с опытом

Первоначальная серия вычислений была выполнена в предположении, что все вторичные частицы, образующиеся при неупругом многочастичном столкновении, разлетаются в системе центра масс изотропно и имеют одинаковое энергетическое распределение, близкое к среднему распределению из неупругих $\pi - N$ и $N - N$ взаимодействий (этот вариант близок к статическим теориям типа Ферми).

При космических энергиях $T \geq 100$ Гэв согласие с экспериментом при этом оказывается, вообще говоря, заметно лучшим, чем в случае каскада, не учитывающего многочастичные взаимодействия, однако, величина поперечного импульса ливневых частиц значительно превосходит наблюдаемую на опыте. Например, в расчете на взаимодействие со средним ядром фотоземлюсии при $T = (20 - 100)$ Гэв $v_{1,0} = (0,90 \pm 0,10)$ Гэв/с, в то время как экспериментальное значение $v_{1,0} = 0,5$ Гэв/с. Существенно завышенной по сравнению с экспериментом оказывается и средняя кинетическая энергия ливневых частиц T_n . Напри-

мер, при $T=100$ ГэВ она составляет $7,5 \pm 0,5$ ГэВ, а экспериментальное значение $(2,4 \pm 0,9)$ ГэВ. Попытка снизить P_{\perp} и T , соответствующим изменением импульсных распределений приводит к недопустимому увеличению множественности ливневых частиц n .^{х)} Заметное расхождение экспериментальных и теоретических величин имеет место уже в области ускорительных энергий $T=(10-20)$ ГэВ.

Учет анизотропии вылета рождающихся частиц в системе центра масс не устраняет этих расхождений, если по-прежнему считать, что угловые и энергетические распределения рождающихся частиц не зависят от их сорта.

В следующей серии расчетов энергии и углы вылета π -мезонов и более тяжелых частиц считались различными. При этом предполагалось, что как и в элементарных $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействиях, мезоны и тяжелые частицы стараются сохранить направление движения первичных мезона и нуклона. Это позволило значительно улучшить согласие с опытом. В частности, при ускорительных энергиях $T=(6-25)$ ГэВ удалось получить согласие со всеми известными фотоэмульсионными данными, однако, при энергиях $T \geq 100$ ГэВ получить хорошее согласие с опытом и в этом случае очень затруднительно. Поперечный импульс и энергия рождающихся частиц по-прежнему остаются больше экспериментальных. Например, в крайнем случае, когда при $T=500$ ГэВ все рождающиеся π -мезоны предполагаются вылетающими в системе центра масс строго вперед, а нуклоны - строго назад, $P_{\perp} = 0,60 \pm 0,05$ ГэВ/с. При более реальных предположениях $P_{\perp} \approx 0,7$ ГэВ/с.

Хорошее согласие со всеми известными космическими фотоэмульсионными данными удастся получить лишь в том случае, если предположить, что при многочастичных взаимодействиях, так же как и при высокоэнергетических неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействиях, образуется лидирующая частица, уносящая около 50-70% всей первоначальной энергии.

В области космических энергий варьирование коэффициента неупругости в интервале 0,5-0,7 изменяет средние результаты расчетов на 10-20%. Эти изменения не выходят за пределы точности известных сейчас экспериментальных данных, все приведенные ниже численные результаты расчетов относятся к зна-

х) Здесь и далее индексы s , g и b относятся к частицам, энергия которых такова, что в фотоэмульсии они оставляют соответственно тонкие, серые и черные следы (так называемые ливневые, каскадные и медленные частицы; см. рис. 1). Индексом b будут отмечаться суммарные данные для g - и b -частиц.

чениям $K=0,7$ для неупругих двухчастичных взаимодействий $K \approx 0,5$ для многочастичных двухчастичных взаимодействий (в системе центра масс).

Следует отметить, что предположение о лидирующей частице соответствует картине периферических взаимодействий нескольких сталкивающихся частиц, для расчета которых можно использовать обычные диаграммные методы. Однако на настоящем этапе расчетов мы предпочли определить характеристики многочастичных взаимодействий из сравнения с опытом, такой подход представляется нам сейчас более интересным.

Полученные таким образом угловые и энергетические распределения π -мезонов и тяжелых частиц из многочастичных взаимодействий для нескольких интервалов энергии ϵ приведены на рис.5 и 6. Эти распределения весьма близки к средним распределениям частиц из неупругих $\pi-N$ взаимодействий и сравнительно медленно изменяются с ростом сталкивающихся частиц^{х)}.

В области ускорительных энергий специальный учет лидирующей частицы мало изменяет результат расчетов, так как ее параметры еще сравнительно мало отличаются от параметров остальных частиц.

Конечно, к деталям распределений на рис.5 и 6 сейчас пока еще нельзя относиться слишком серьезно: они заметно изменяются от одного варианта расчета к другому. Достаточно надежными являются следующие два качественных заключения: сам факт существования многочастичных взаимодействий и то, что характеристики частиц, образующихся при таких взаимодействиях, не сильно отличаются от того, что имеет место в случае обычных двухчастичных взаимодействий при высоких энергиях: в частности, наличие лидирующей частицы и асимметричный характер угловых распределений остальных частиц.

Для более уверенных заключений необходимы более детальные и точные экспериментальные данные о взаимодействиях частиц с атомными ядрами при $T \geq 100$ ГэВ.

В таблицах I - III приведены результаты расчетов множественности, энергии и углов вылета частиц, образующихся при взаимодействиях нуклонов с различными атомными ядрами. (В рассматриваемой области высоких энергий характеристики взаимодействий протонов и нейтронов с ядрами оказываются близкими именно к $\pi-N$, а не к $N-N$ взаимодействиям, можно объяснить тем, что при высоких энергиях ливневые частицы внутри ядра состоят, в основном, из π -мезонов.

одинаковыми). Приведены средние значения множественности для всех частиц и отдельно только для заряженных; последние отмечены значком \pm . В тех случаях, когда известны экспериментальные данные, они указаны в скобках. Если известно сразу несколько экспериментальных значений, то в таблицах указывается их средне-квадратичное.

Расчеты выполнены для среднего, средне-легкого и средне-тяжелого ядер фотоэмульсии (для этих ядер $A \approx 14,70$ и 94). Соответствующие случаи обозначены в таблицах как LEm , Em , HEm .

В таблицах, кроме того, приведены расчетные данные для ядер Al^{27} и Fe^{56} . Хотя для этих ядер сейчас почти нет экспериментальных данных чисел, которые можно было бы сравнить с теорией, в целом таблицы I и III позволяют с помощью простой интерполяции получить соответствующие оценки для промежуточных ядер, что важно для расчета мишеней в ускорительных и космических экспериментах. Тот факт, что расчетные величины в таблицах хорошо согласуются с известными экспериментальными значениями, позволяет надеяться на удовлетворительное согласие теории с опытом и при других значениях A и T .

Все указанные ошибки расчетных величин являются чисто статистическими. Так как число рассчитанных каскадов несколько изменялось от случая к случаю, то иногда оказывается, что равные величины имеют различающиеся ошибки.

Из таблицы I видно, что множественность ливневых частиц возрастает заметно быстрее чем $T^{1/4}$, особенно в тяжелых ядрах, в то время как число каскадных и испарительных частиц изменяется весьма медленно: n_c приблизительно как $\ln T$, а n_b - еще медленнее ^{x)}.

При переходе от легких ядер к тяжелым число ливневых частиц приблизительно пропорционально атомному весу, в то время как число каскадных и испарительных частиц увеличивается заметно быстрее. Каскадные и испарительные частицы состоят, в основном, из нуклонов, доля π -мезонов в них

x) Для легких ядер испарительная модель работает плохо, поэтому значения n_b и n_c для LEm в таблице I не указаны.

весь мала. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментом (см., например, /11,29/x).

В таблице II приведены значения средней кинетической энергии T_s всех рождающихся ливневых частиц за вычетом лидирующей частицы и отдельно величина энергии этой частицы T_l . Соответствующий ядерный коэффициент неупругости

$$K_n = (T - T_l) / T$$

не зависит от энергии T и при переходе от легких LEm к тяжелым ядрам HEm возрастает приблизительно пропорционально A . Доля первичной энергии, уносимая лидирующей частицей ($= 1 - K_n$), составляет около 65% для легкого и всего лишь около 45% для тяжелого ядра фотоэмульсии.

Понятно, что рассчитанные значения T_l и K_n весьма чувствительны к предположению о величине коэффициента неупругости в элементарном акте.

В области ускорительных энергий, где характеристики лидирующей частицы не сильно отличаются от характеристик остальных частиц, лидирующая частица не выделялась и значения T_l в таблице II для этих энергий не указаны.

Импульсные и энергетические распределения ливневых частиц, вычисленные с учетом многочастичных взаимодействий при $T \leq 100$ Гэв, оказываются довольно близкими к распределениям, полученным в рамках обычной каскадной теории (см. рис. 7 и 8); при больших энергиях T ливневые частицы в теории с многочастичными взаимодействиями являются значительно более жесткими. Следует подчеркнуть, что значения T_s сильно изменяются

x) В недавней работе /29/ для числа каскадных π -мезонов, образующихся при взаимодействии 17-Гэвных π^- -мезонов с тяжелыми ядрами фотоэмульсии, получено значение, вдвое меньшее, чем ранее известные экспериментальные значения, хорошо согласующиеся с теорией /30/. Уменьшение n_{π}^{\pm} в работе /29/ получено благодаря введению некоторого дополнительного и, вообще говоря, недостаточного ясного критерия отбора взаимодействия с ядрами HEm . Этот вопрос требует еще дальнейшего экспериментального изучения.

Одновременно следует подчеркнуть, что в области высоких энергий T каскадные π -мезоны образуются за счет "хвостов" распределений и их характеристики довольно чувствительны к деталям использовавшихся при расчетах данных о взаимодействиях частиц внутри ядра, хотя во всех случаях число n_{π} оказывается намного меньшим n_N .

в зависимости от предположений о величине коэффициента неупругости много-частичного взаимодействия.

Из таблицы II видно, что кинетические энергии каскадных и испарительных частиц T_a и T_b остаются практически постоянными, не зависящими ни от T , ни от A .

В таблице III приведены значения среднего поперечного импульса ливневых и каскадных частиц $P_{\perp a}$ и $P_{\perp b}$ и значения углов $\theta_{\frac{1}{2}a}$ и $\theta_{\frac{1}{2}b}$, в которые вылетает соответственно половина ливневых и половина каскадных частиц (испарительные частицы разлетаются изотропно. На рис. 9-12 сравниваются экспериментальные и теоретические распределения).

Значения $P_{\perp a}$ и $P_{\perp b}$ оказываются не зависящими от типа ядра и очень медленно возрастают с увеличением T . Правда, последний результат связан с выбором угловых и энергетических распределений частиц, рождающихся во внутриядерных столкновениях, и его нельзя считать достаточно надежным.

Половинный угол $\theta_{\frac{1}{2}}$ n -частиц приблизительно пропорционален величине n и быстро убывает с ростом энергии T ; угол $\theta_{\frac{1}{2}g}$ очень слабо зависит от A и не чувствителен к величине энергии T .

На рис. 13 и 14 показан относительный вклад многочастичных взаимодействий во внутриядерном каскаде (по отношению к полному числу упругих и неупругих внутриядерных столкновений). Как видно, уже при энергии $T=10$ Гэв этот тип взаимодействий составляет около 30% всех взаимодействий, однако, характеристики рождающихся при этом частиц сравнительно мало отличаются от того, что имеет место в обычном столкновении двух частиц. Заметные различия начинают проявляться лишь при энергиях, больших нескольких десятков Гэв.

Вклад многочастичных взаимодействий более отчетливо проявляется в легких ядрах, в тяжелых ядрах он несколько затушевывается влиянием двухчастичных взаимодействий, вероятность которых возрастает по мере того, как ливневые частицы растрчивают свою энергию в последовательности внутриядерных столкновений.

IV. Заключение

Таким образом, учет многочастичных взаимодействий при вполне разумных предположениях об их свойствах позволяет согласовать всю совокупность известных экспериментальных данных по взаимодействиям высокоэнергетических частиц с атомными ядрами в области энергий вплоть до нескольких тысяч Гэв. Для более детальных заключений необходимо уточнение экспериментальных данных, особенно величины энергии ливневых частиц.

С этой точки зрения весьма интересными представляются эксперименты на Серпуховском ускорителе, где энергия достаточно высока и в то же время могут быть достигнуты значительно лучшие точности, чем в космических лучах.

Из таблиц видно, насколько еще мала известна сейчас экспериментальная информация.

Отметим, что хотя при вычислениях мы нигде явно не учитывали того обстоятельства, что при столкновениях частиц внутри ядра возможно рождение резонансов, а при очень высоких энергиях, возможно, и "файер-боллов", однако, механизм многочастичных взаимодействий косвенно эффективно учитывает возможность таких процессов, так как характеристики частиц, рождающихся в многочастичных взаимодействиях, определяются, в основном, лишь величиной свободной энергии ϵ независимо от того, каково было начальное состояние многочастичной системы. Тип частиц в начальном состоянии сказывается, главным образом, только на величине сечения многочастичного взаимодействия, о чем мы сейчас все равно можем говорить лишь чисто феноменологически.

Ядерные сечения не зависят от того, учитываются многочастичные взаимодействия или нет, так как в обоих случаях первое внутриядерное столкновение является двухчастичным.

Мы пользуемся случаем выразить нашу благодарность В.Д. Гонееву за плодотворные дискуссии и Д.И. Блохинцеву за обсуждение результатов.

Таблица I

Среднее число частиц, рождавшихся при неупругом взаимодействии протона с атомным ядром

T, ГэВ	Ядро	n_s	n_s^+	n_s^+	n_e	n_e^+	n_h^+
6,2	Em	4,3±0,2	2,7±0,1 (2,84±0,05) ^[7-9]	2,3±0,1	6,7±0,3	5,5±0,3	7,8±0,4 (9,7±0,3) ^[7] (8,8) ^[10]
9	L Em	4,8±0,3	2,9±0,2 (3,0±0,1) ^[11]	1,3±0,1 (1,4±0,1) ^[11]			
	Al	5,2±0,3	3,1±0,2	2,2±0,2	5,8±0,4	4,8±0,4	7,0±0,4
	Fe	5,5±0,3	3,2±0,2	2,4±0,2	6,5±0,4	5,4±0,2	7,8±0,4
	Em	5,7±0,3	3,4±0,2 (3,2±0,2) ^[11]	2,9±0,1 (3,1±0,4) ^[11]	6,8±0,3	5,6±0,3 (4,7±0,5) ^[11]	8,5±0,4 (7,7±0,4) ^[10,11]
	H Em	6,1±0,3	3,8±0,2 (4,5±0,1) ^[11,12]	3,5±0,2 (4,1±0,5) ^[11]	8,8±0,5	7,2±0,4 (6,1±0,8) ^[11]	10,7±0,6 (10,2±1,1) ^[11]
17	Em	8,3±0,4	5,3±0,3 (5,89±0,06) ^[28++]	3,0±0,1	7,8±0,4	6,0±0,9	9,0±0,4 (8,5±0,1) ^[28++]
25	L Em	7,5±0,4	4,6±0,3 (4,9±0,15) ^[13,14]	1,7±0,1			
	Al	7,8±0,5	5,0±0,3	2,1±0,1	6,1±0,4	5,1±0,2	7,2±0,3
	Fe	9,4±0,6	6,0±0,4	3,0±0,2	7,5±0,5	5,7±0,3	8,7±0,5
	Em	9,3±0,5	6,2±0,3 (6,4±0,05) ^[13,15-17]	3,3±0,2 (3,38±0,14) ^[15,16]	8,0±0,4	6,4±0,3	9,7±0,5 (6,7±0,2) ^[17] (8,4) ^[17]
H Em	12,6±0,6	7,9±0,4 (8,2±0,02) ^[13,18,19]	4,7±0,3 (6,2±0,5) ^[8,19]	12,9±0,6	10,5±0,5	15,2±0,8	
100	L Em	12,1±0,6	7,9±0,4 (7,4±0,5) ^[20]	1,7±0,1			
	Al	13,5±0,9	8,7±0,6	2,7±0,2	7,2±0,5	5,8±0,3	8,5±0,5
	Fe	14,5±1,1	9,9±0,6	3,0±0,2	9,1±0,6	6,9±0,4	9,9±0,6
	Em	16,0±0,8	10,3±0,5 (8,0±0,5) ^[21]	3,6±0,2 (5,0±1,6) ^[22++]	11,9±0,8	9,0±0,4	12,6±0,6
H Em	19,5±1,0	12,4±0,6	4,5±0,2	15,6±0,8	11,8±0,6	16,3±0,8	

500	L Em	16,3±0,8	10,5±0,5	1,9±0,1			
	Al	19,4±1,0	12,4±1,0	2,5±0,2	7,1±0,5	5,9±0,3	8,4±0,5
	Se	24,2±1,6	16,2±1,2	3,5±0,2	9,2±0,6	7,0±0,4	10,5±0,6
	Em	26,0±1,3	18,0±0,9 (18,8±4,2) ^[22-24]	3,7±0,2 (4,0±0,8) ^[22,25]	12,0±0,6	9,3±0,4	13±0,6
H Em	30,2±1,5	19,2±0,9	4,6±0,2	19,2±0,9	14,5±0,7	19,1±0,9	
10 ³	L Em	18,7±0,9	12,1±0,6 (9,9±1,4) ^[20]	2,0±0,1			
	Al	22,0±1,2	14,2±1,0	2,6±0,2	7,3±0,5	5,9±0,3	8,5±0,5
	Fe	29,0±2	18,6±1,3	3,3±0,2	9,5±0,6	7,5±0,5	10,8±0,7
	Em	32,5±1,6	20,5±1,1 (22,5±3,0) ^[26]	3,6±0,2 (4±1,6) ^[24]	13,1±0,6	10,5±0,5	14,1±0,7
	H Em	38,0±1,9	24,2±1,2	4,9±0,2	19,4±1,0	14,6±0,7	19,5±0,9

- ж) Для T ≈ 75 ГэВ
- жж) Для T ≈ 3500 ГэВ
- +) Для T ≈ 3000 ГэВ
- ++) Для T = 19,8 ГэВ

Таблица II

Средняя кинетическая энергия частиц из неупругого протон-ядерного столкновения

(x) Приведенное значение относится лишь к Δ -мезонам).

T, Гэв	Ядро	T _g , Гэв	T _s , Гэв	T _g , Мэв	T _g , Мэв
6,2	Em		1,00±0,05	148±7	10,6±0,5
9	Em		1,6±0,1	150±10 (132±20) [11]	
	Al		1,5±0,1	140±10	10,5±7
	Fe		1,4±0,1	140±10	10,3±0,8
	Em		1,30±0,06 (1,0±0,2) [11]	142±7 (120±10) [11]	10,6±0,5 (11±1) [11]
	H Em		1,20±0,06	140±7	11,5±0,6
17	Em		1,8±0,1	146±7 (170±15) [11]	12,5±0,6
25	Em		3,2±0,2	150±10	
	Al		3,0±0,2	140±10	11,3±0,8
	Fe		2,6±0,2	140±10	11,1±0,8
	Em		2,4±0,1 (2,3±0,2) [13]	140±7	12,5±0,6
	H Em		1,8±0,1 (2,1±0,2) [27]	140±7	13,4±0,7
100	Em	65±3	3,1±0,2 (2,9±0,3) [25]	160±10	
	Al	62±4	3,0±0,2	145±10	13,5±0,9
	Fe	53±3,5	2,9±0,2	140±10	13,0±0,9
	Em	50±2,5	2,8±0,2 (2,4±0,9) [21]	160±8	14,0±0,7
	H Em	46±2	2,5±0,1	150±7	14,0±0,7
500	El	325±15	10,4±0,5	160±10	
	Al	310±21	9,6±0,6	140±10	14±1
	Fe	265±18	9,3±0,6	145±10	13,5±0,9
	Em	250±13	9,1±0,5	150±8	14,0±0,7
	H Em	230±11	8,7±0,4	140±7	14,5±0,7
1000	Em	650±30	18,5±0,9	160±50	
	Al	615±40	17,3±1,2	145±10	14±1
	Fe	530±35	15,8±1,2	145±10	14±1
	Em	500±25	15,3±0,9	140±7	14,7±0,8
	H Em	460±23	13,9±0,7	150±7	15±0,8

Таблица II

Средний поперечный импульс и угол, в который вылетает половина всех частиц, рождающихся в неупругих протон-ядерных столкновениях

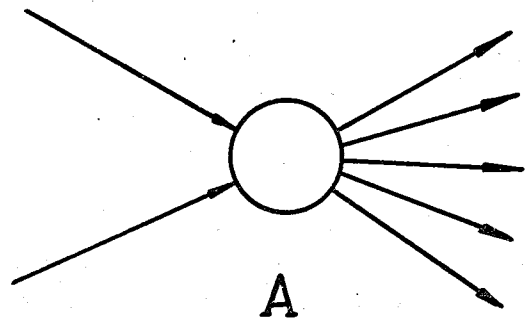
T, Гэв	Ядро	P _{1s} , Мэв/с	P _{1g} , Мэв/с	θ _{1s} (град.)	θ _{1g} (град.)
6,2	Em	420±20	340±17	29±1,5 (26,5±0,7) [7,8]	66±3
9	Em	435±25	340±20	21±1 (22,5±1,0) [11]	58±3 (56,5±3,0) [11]
	Al	410±27	350±20	23±1,5	61±4
	Fe	415±28	355±25	24±1,6	62±4
	Em	430±20 (370±70) [11]	340±17 (350±20) [11]	27±1,5 (25±1,5) [11]	64±3 (65±3) [11]
	H Em	440±25	340±17	28,7±1,5 (27,5±1,5) [11]	69±3 (65±3) [11]
17	Em	460±23	350±18	22±1	64±3
25	Em	470±30	350±20	14±0,7	61±3
	Al	420±28	370±25	16±1	63±4
	Fe	430±28	380±25	17±1,3	63±4
	Em	470±25 (265±45) [15]	350±18 (265±45) [15]	19±1 (20,0±1,8) [15]	64±3
	H Em	460±23 (480±20) [27]	340±17	21±1	64±3 (60±6) [18]
100	Em	435±30	360±20	8,0±0,4	60±3
	Al	425±30	370±25	9±0,6	64±4
	Fe	440±30	365±25	12±0,8	61±4
	Em	480±25 (400±100) [15]	350±18 (360±18)	12,4±0,8	65±3,1
	H Em	480±20	360±18	14,6±0,9	68±3
500	Em	480±30	360±20	4,5±0,2	61±3
	Al	440±29	390±26	5,1±0,3	62±4
	Fe	460±30	390±26	6,0±0,3	62±11
	Em	490±25	350±18	7,0±0,4	64±3
	H Em	520±30	370±18	9,0±0,5	71±3
1000	Em	490±30	360±20	4,0±0,2	62±3
	Al	450±29	390±26	4,6±0,3	63±4
	Fe	470±30	390±26	4,9±0,3	60±4
	Em	500±25	350±18	6,0±0,3	65±3,1
	H Em	540±30	360±18	7,0±0,3	72±3

Л и т е р а т у р а

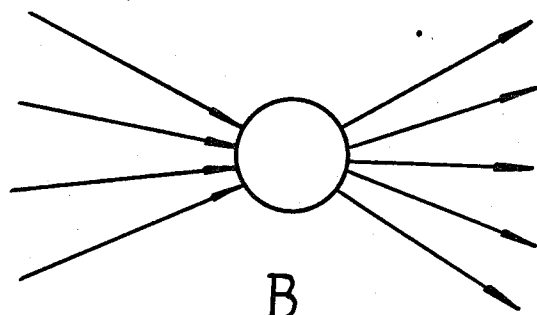
1. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. ЯФ, 3, 978 (1966).
2. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev, Nucl.Phys., 787, 241(1966).
3. С.М. Елисеев. Кандидатская диссертация, Дубна, 1967.
4. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Ядерная физика, 4, 156 (1966).
5. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, J.Patera, V.D.Toneev, Fortschr. d. Phys. 14, 357 (1966).
6. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, Fortsbhr. d. Phys. Препринт ОИЯИ Р-2784, Дубна 1966.
7. H.Winzeler, B.Klaiber, W.Koch, M.Nikolic, M.Schneeberger, Nuovo Cim., 17, 8 (1960).
8. P.L.Jain, H.G.Glanc, Phys. Rev., 116, 458 (1959).
9. P.L.Jain, H.C.Glanc, J.D.Rinaldo, P.D.Pharadwaj, Nucl.Phys., 67, 641 (1965).
10. C.Bricman, M.Csejthey-Barth, J.P.Lagnaux, J.Sacton, Nuovo Cim. 20, 1017 (1961).
11. V.S.Barashenkov, et al., Nucl. Phys., 14, 522 (1959/60).
12. Е.В. Шалагина. Испускание двузарядных частиц большой энергии в ядерных расщеплениях, кандидатская диссертация, Казахский Госуниверситет, Алма-Ата, 1967.
13. H.Barbaro-Galleri, A.Manfredini, B.Quasslati, C.Castagnoli, A.Gainobbi, I.Ortali, Nuovo Cim, 21, 469 (1961).
14. H.Meyer, M.W.Teucher, E.Lohrmann, Nuovo Cim., 28, 1399 (1963).
15. Y. K.Lim, Nuovo Cim., 26, 1221 (1962).
16. H.Winzeler, Nucl.Phys., 69, 661 (1965).
17. G.Cvijanovich et al. Nuovo Cim., 20, 1012 (1961).
18. J.Bogdanowicz, P.Ciok, Z.Galster, T.Saniewska, P.Zielinski, Nucl. Phys. 40, 270 (1963).
19. T.Saniewska, E.Skrzypczak, P.Zielinski, Nucl.Phys., 70, 567 (1965).
20. Luisa F. Hansen, W.B.Fretter, Phys. Rev., 118, 812 (1960).
21. E.Lohrmann, M.W.Teucher, M.Schein, Phys. Rev., 122, 672 (1961).
22. И.И. Гуревич, А.П. Мишакова, Б.Н. Никольский, Л.В. Сурков, ЖЭТФ, 34, 265 (1959).
23. Ж.С. Такибаев, А.А. Локтионов, Л.А. Санько, Ц.И. Шахова. Труды международной конференции по космич. лучам, Москва, 1, 51 (1959).

24. А.Х. Виницкий, И.Т. Голяк, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников. Труды международной школы по космическим лучам, Москва, 1, 61 (1959).
25. Т.П. Лазарева, П.П.А. Усик. Труды международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 71 (1959).
26. A.G.Barkow et al. Phys. Rev., 122, 617 (1961).
27. K.Garbowska, T.Saniewska, E.Skrzypczak, P.Zielinski, Nucl.Phys. 60, 654 (1964).
28. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, Ж.С. Такибаев, Т. Темирралиев, Р.А. Турсунов. ЖЭТФ 47, 2041 (1961).
29. J.M.Kohli, I.S.Mitra, M.B.Singh, Nucl.Phys., B2, 164 (1967).
30. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev, Nucl.Phys., 87, 83 (1966).
31. U.Camerini, J.H.Davies, P.H.Fowler, C.Franzinebbi, H.Muirhead, W.O.Lock, D.H.Perkins, G.Yekutieli, Phil.Mag., 42, 1241 (1951).
32. В.Б. Фреттер, Ф.В.Ф. Хансен. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 134 (1959).
33. S.Lal, Y.Pal, R.Rashavan, Nucl.Phys., 31, 415 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 ноября 1967 г.



A



B

Рис. 1. А - обычное неупругое взаимодействие двух частиц. В - пример много-частичного взаимодействия.

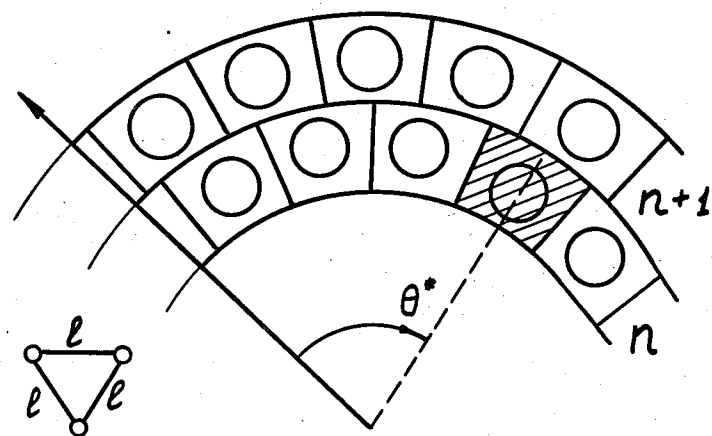


Рис. 2. Распределение нуклонов в ядре. Расстояние между центрами двух любых соседних нуклонов равно l . Считается, что с нуклоном взаимодействуют все частицы, попавшие в заштрихованную ячейку.

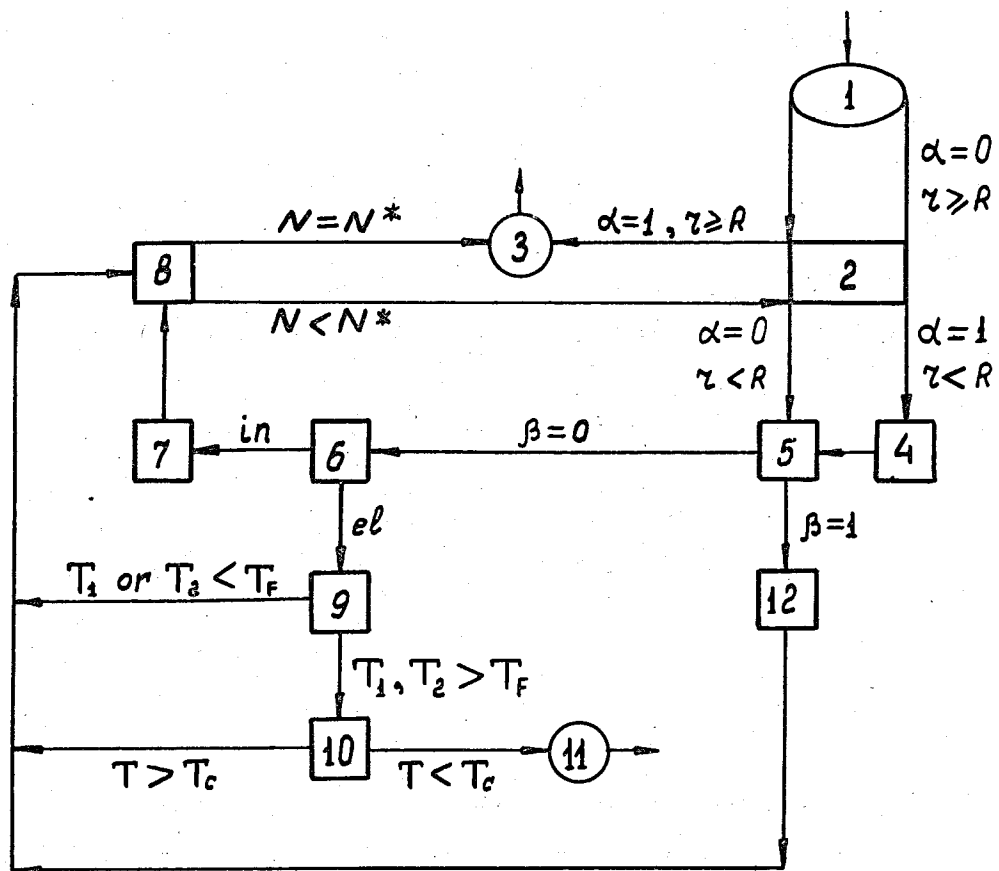


Рис. 3. Схема расчета серии внутриядерных каскадов.

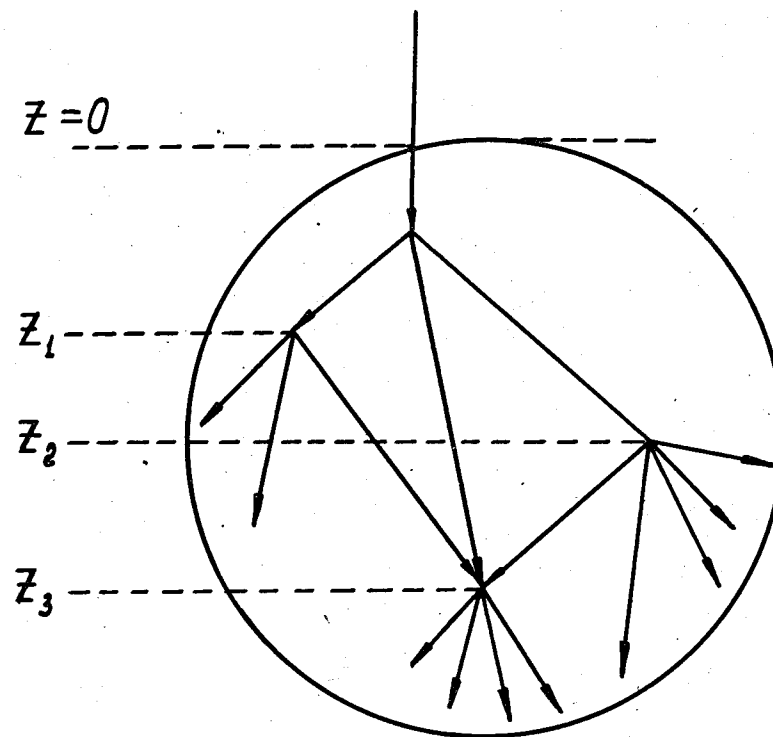


Рис. 4. Частицы, родившиеся в точке z_1 , могут провзаимодействовать со всеми нуклонами, расположенными при $z > z_1$. Взаимодействия рассматриваются поочередно от $(z_1)_{\min}$ до $(z_1)_{\max}$; при этом автоматически учитываются все переплетения частиц.

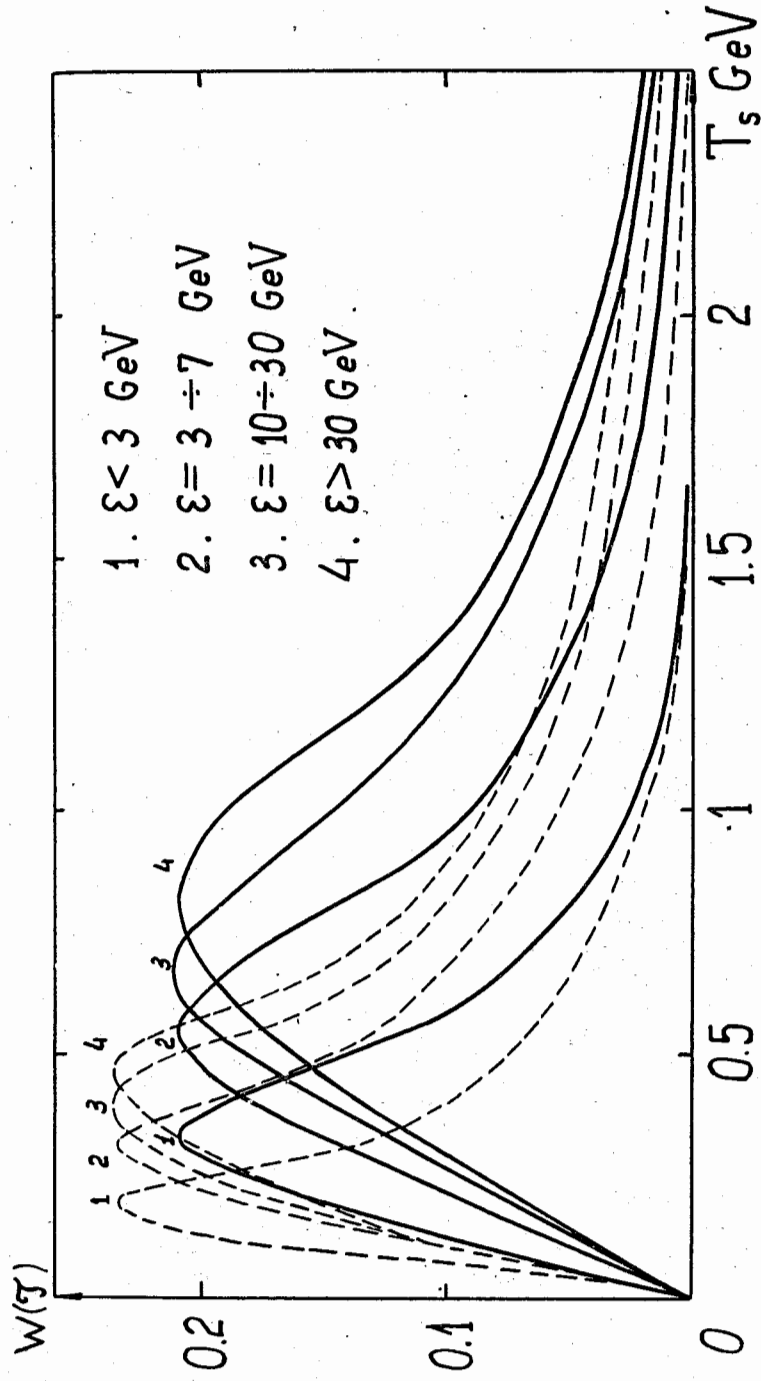


Рис. 5. Энергетические распределения в системе центра масс частиц, рождающихся в неупругом многочастичном взаимодействии. ξ - полная энергия многочастичной системы, которая может быть затрачена на образование новых частиц. Сплошные кривые - тяжелые частицы, пунктирные - π - мезоны.

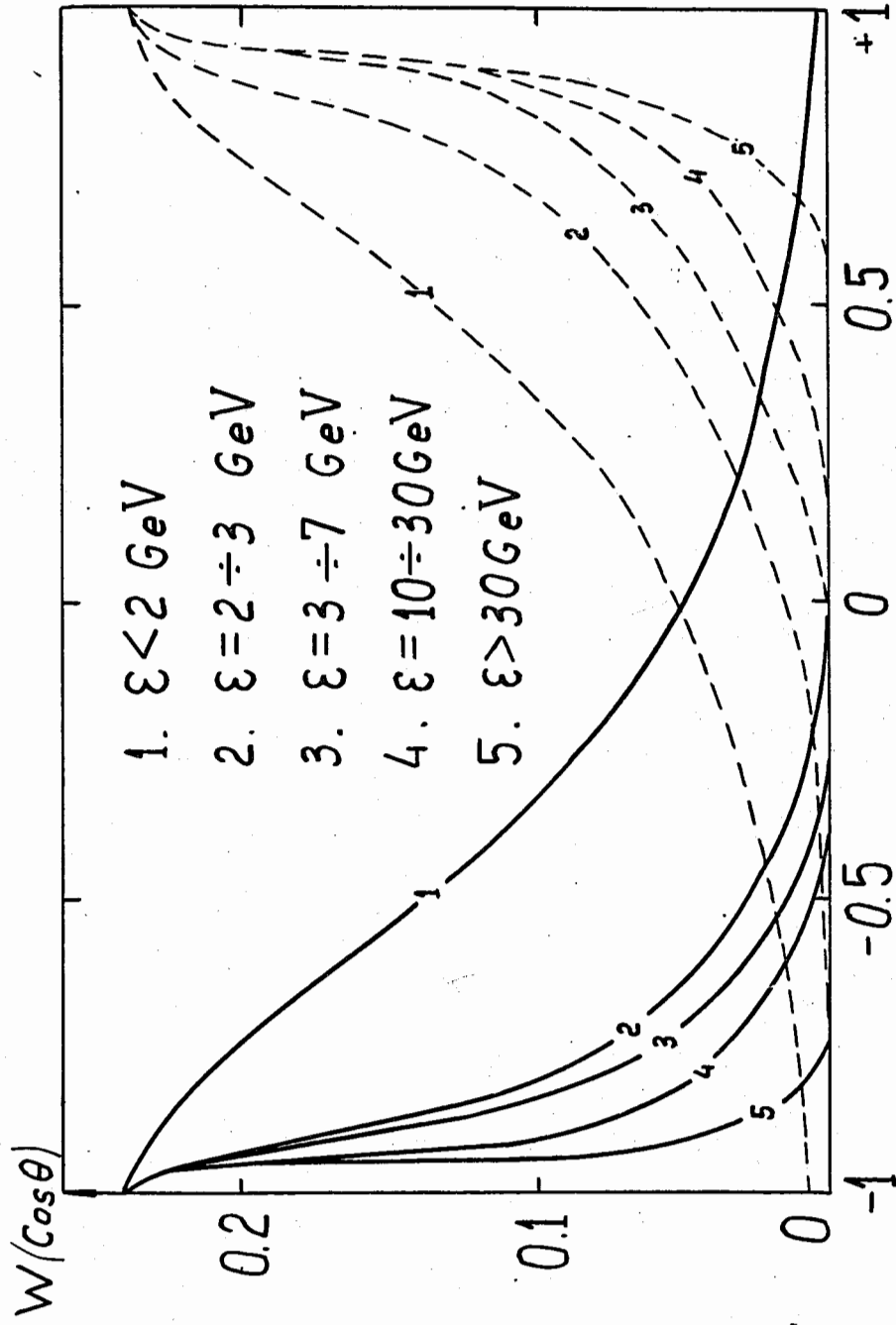


Рис. 6. Угловые распределения в системе центра масс частиц, рождающихся в неупругом многочастичном взаимодействии. Все обозначения те же, что и на рис. 5.

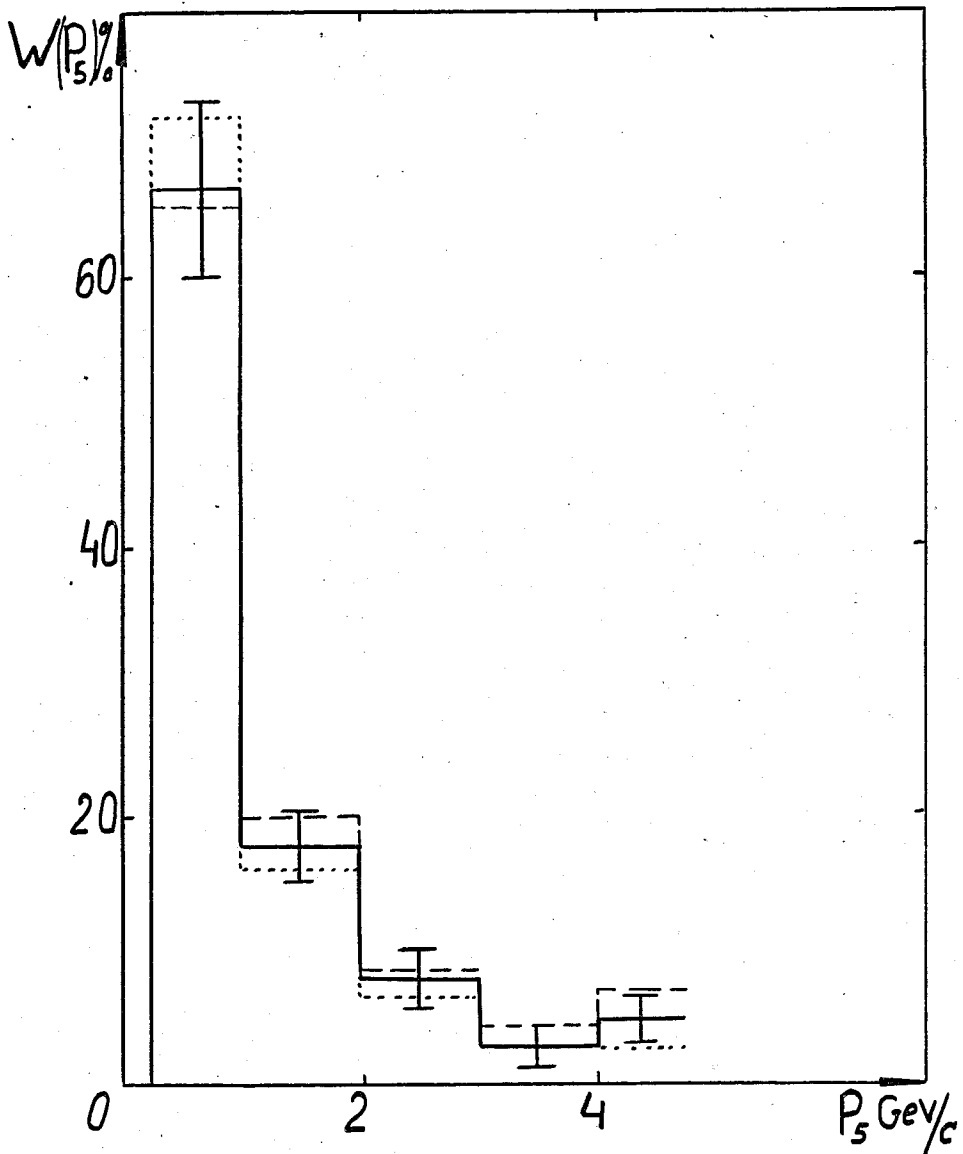


Рис. 7. Импульсное распределение ливневых частиц, образующихся в неупругих взаимодействиях 25-Гэвных протонов с тяжелыми ядрами фотоэмульсии (нет). Сплошная гистограмма — эксперимент^{/27/}, пунктирная и точечная гистограмма — расчет, выполненный соответственно с учетом и без учета многочастичных взаимодействий внутри ядра.

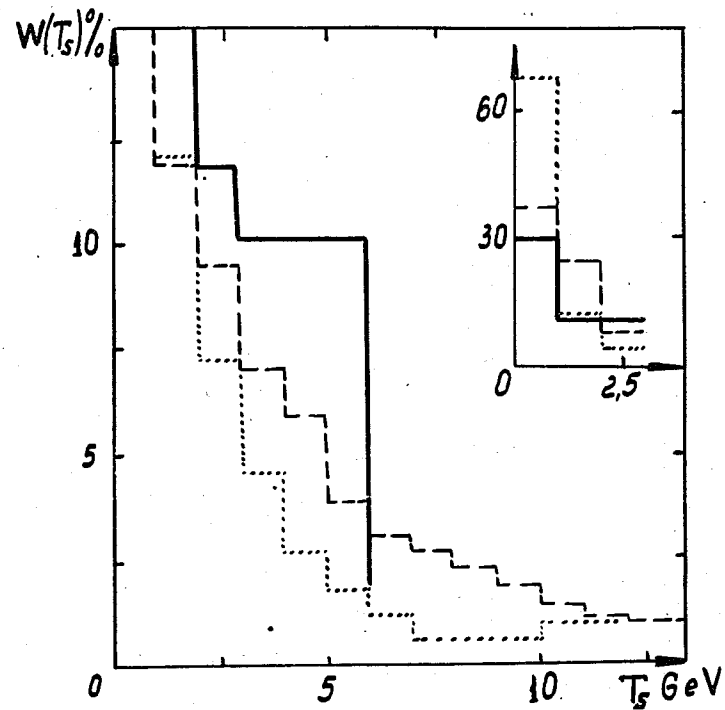


Рис. 8. Энергетическое распределение ливневых частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях 100-Гэвных протонов с фотоэмульсией (Em). Все обозначения, как и на рис. 7. Экспериментальная гистограмма взята из работы^{/24/}.

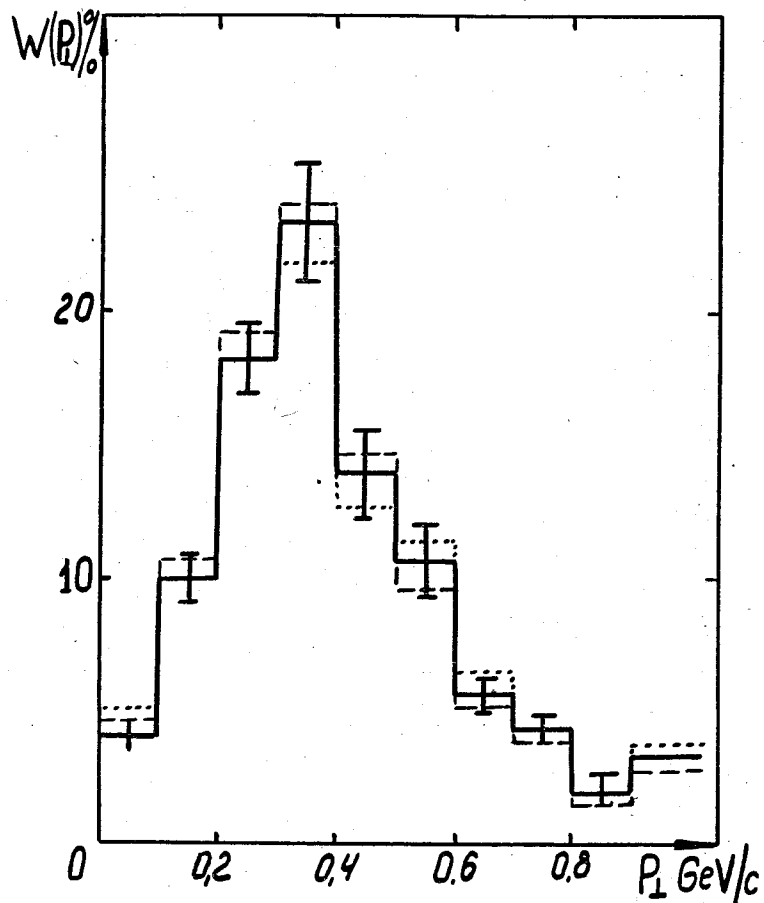


Рис. 9. Распределение по поперечному импульсу ливневых частиц из неупругих взаимодействий протонов с тяжелыми ядрами фотоэмульсии (НЕТ) при $T = 25$ Гэв. Все обозначения, как и на рис. 7. Экспериментальная гистограмма взята из работы /27/.

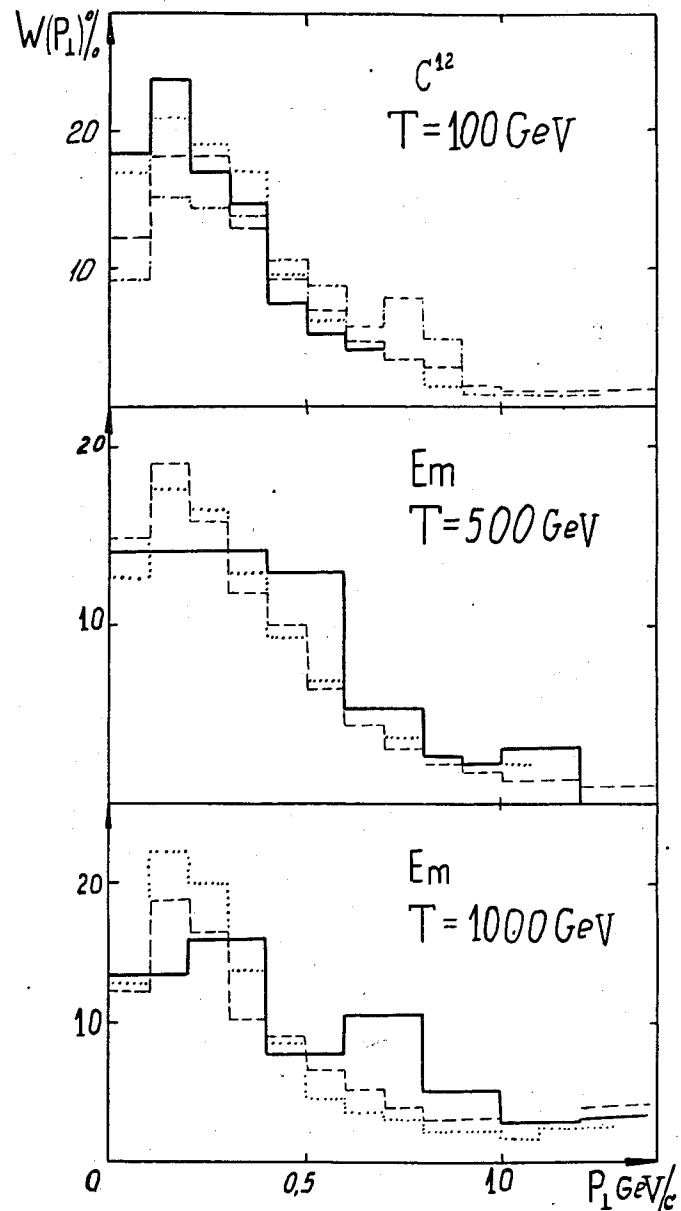


Рис. 10. Распределения по поперечному импульсу частиц из неупругих взаимодействий протонов с углеродом и фотоэмульсией. Сплошные и штрих-пунктирные гистограммы - экспериментальные данные из работ /20,32,33/. Пунктирные и точечные гистограммы - расчет, выполненный с учетом и без учета многочастичных взаимодействий в ядре.

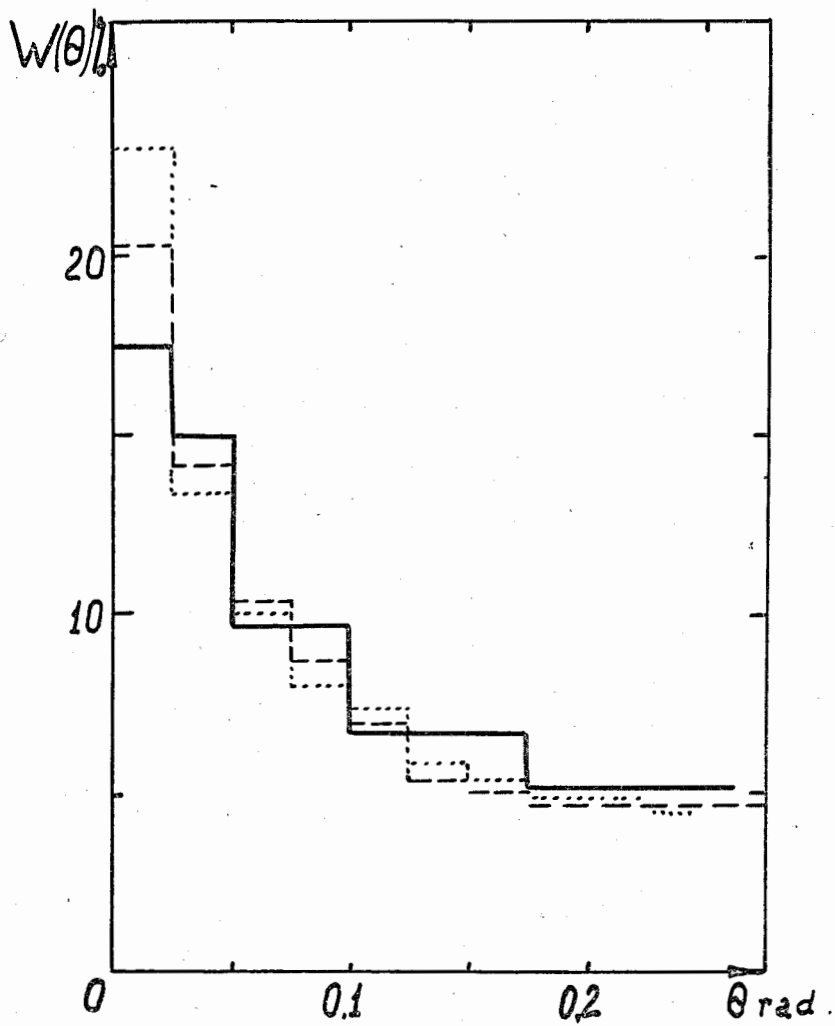


Рис. 11. Угловое распределение ливневых частиц, образующихся при взаимодействиях 500-Гэвных протонов с фотоэмульсией (Em). Сплошная кривая - эксперимент/23/; пунктирная и точечная гистограммы - расчет, выполненный соответственно с учетом и без учета многочастичных взаимодействий.

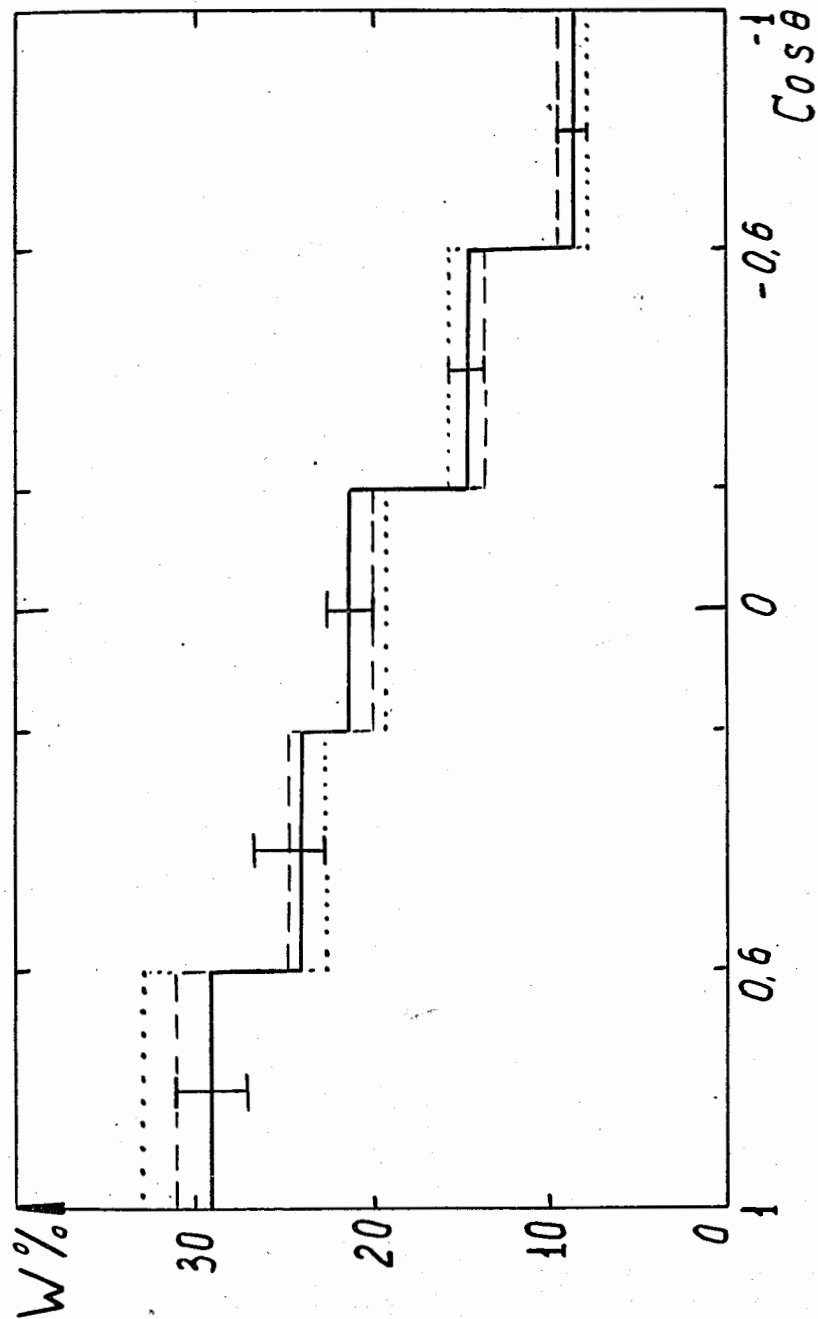


Рис. 12. Угловое распределение каскадных частиц, образующихся при взаимодействии 25-Гэвных протонов с тяжелыми ядрами фотоэмульсии (HEP). Все обозначения как на рис. 11. Экспериментальная гистограмма взята из работы/18/.

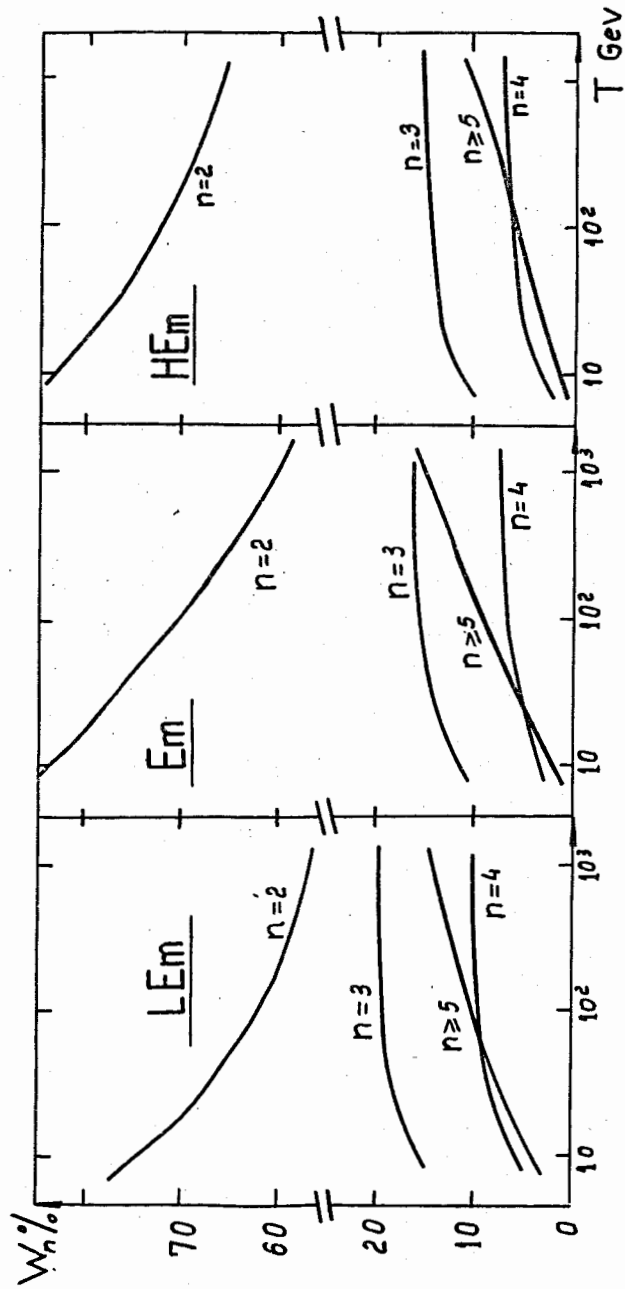


Рис. 13. Относительное число внутренних столкновений с n частицами в начальном состоянии (а - частичных столкновений).

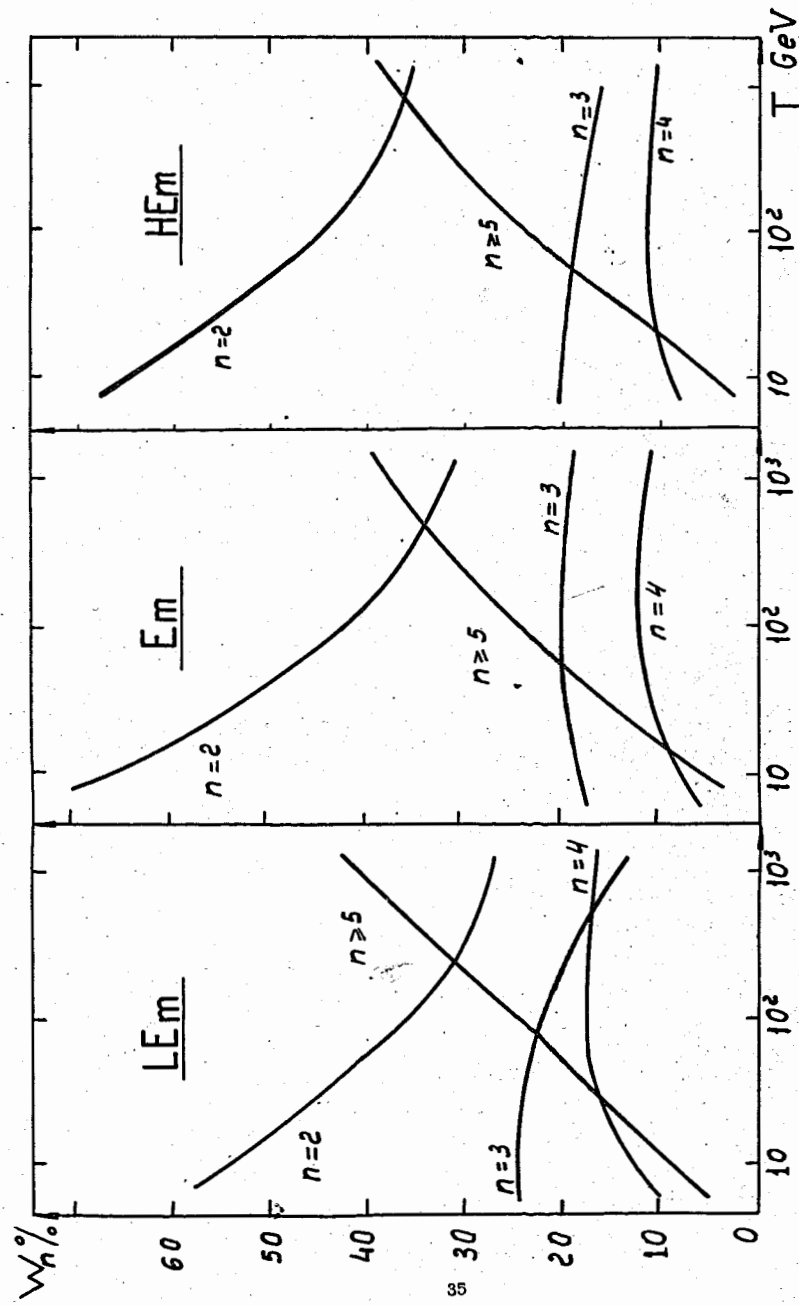


Рис. 14. Относительная доля частиц, участвующих в n -частичных внутренних столкновениях (в начальных состояниях).