

А-866

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2552



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

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ  
ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

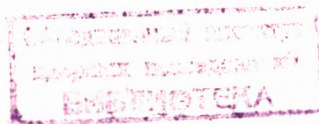
1966

P - 2552

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

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ  
ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в Nuclear Physics.



4071/2 49

## 1. В в е д е н и е

Работами многих авторов было убедительно показано, что в области энергий от нескольких десятков Мэв до нескольких Гэв неупругие взаимодействия элементарных частиц с атомными ядрами происходят путем развития внутриядерного каскада, который с хорошей точностью можно рассматривать состоящим из серии последовательных двухчастичных взаимодействий. (Подробное обсуждение относящихся сюда вопросов можно найти, например, в работах<sup>/1,2/</sup>, где приведена дальнейшая библиография). Многочастичные взаимодействия существенны лишь в отдельных частных случаях, таких, например, как реакции с выбиванием дейтронов, тритонов и более тяжелых фрагментов.

Расчеты также показывают<sup>/3-8/</sup>, что с помощью такого каскадного механизма можно объяснить экспериментальные данные по нуклон-ядерным и пион-ядерным взаимодействиям и при больших энергиях, вплоть до  $T \approx (20 - 30) \text{ Гэв}^x$ , хотя в настоящее время это заключение представляется не столь хорошо обоснованным, как в области энергий, меньших нескольких Гэв. Дело в том, что при энергиях  $T \approx (10 \div 30) \text{ Гэв}$  результаты теоретических расчетов сравнивались лишь с относительно небольшим числом средних экспериментальных данных, содержащих к тому же весьма большие ошибки измерений. Подавляющая часть этих данных получена в фотоэмульсиях и относится к совокупности легких и тяжелых ядер. Поэтому при  $T \approx (10 \div 30) \text{ Гэв}$  о согласии эксперимента и общепринятой модели внутриядерных каскадов, рассматриваемых как серии последовательных двухчастичных столкновений, можно говорить пока лишь в довольно общих чертах. Хотя нам сейчас не известно здесь каких-либо серьезных расхождений между опытом и теорией, тем не менее, этот вопрос требует еще дальнейшего изучения.

В области сверхвысоких энергий  $T > 30 \text{ Гэв}$  ситуация является еще менее определенной. Это обусловлено, во-первых, неточностью экспериментальных данных о взаимодействиях космических частиц с атомными ядрами (в частности, во многих случаях — особенно, когда дело касается фотоэмульсионных данных — энергия первичной частицы известна лишь по порядку величины), во-вторых — большой трудоемкостью теорети-

---

<sup>x/</sup> Здесь и везде далее  $T$  — кинетическая энергия частицы в лабораторной системе координат.

ческих расчетов, в которых часто приходится учитывать многие десятки, а то и сотни частиц. Кроме того, в области космических энергий мы пока еще сравнительно мало знаем о свойствах взаимодействий элементарных частиц, поэтому информация, закладываемая в каскадном расчете, является весьма предположительной, и это в свою очередь сказывается на результатах расчетов.

Тем не менее использование современных быстродействующих счетных машин и статистический анализ известных экспериментальных данных позволяют все же получить ряд важных заключений о механизме нуклон-ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Среди известных в настоящее время экспериментальных данных о взаимодействиях частиц при сверхвысоких энергиях особо важное значение для расчета внутриядерных каскадов имеет заключение о том, что среди вторичных частиц, образующихся при неупругом  $p-N$  или при  $N-N$  столкновениях, имеется частица, которая по своим свойствам оказывается существенно выделенной по сравнению с остальными частицами. Эта "лидирующая частица" уносит в среднем около 70% полной энергии сталкивающихся частиц.

Подобный эффект имеет место и в области ускорительных энергий, однако здесь он не так заметен, так как кинетическая энергия лидирующей частицы еще не очень велика по сравнению с ее массой покоя, поэтому ее свойства не сильно отличаются от свойств других рождающихся частиц. В области же космических энергий существование такой медленно сбрасывающей свою энергию "стержневой" частицы, кинетическая энергия которой намного превосходит среднюю энергию других вторичных частиц, конечно, существенным образом сказывается на развитии внутриядерного каскада.

В наших работах<sup>/8,10/</sup> были выполнены расчеты каскадов в предположении, что при фиксированном значении полной энергии характеристики частиц, образующихся в элементарном неупругом акте, в системе их центра масс не зависят ни от сорта сталкивающихся, ни от сорта рождающихся частиц. При энергиях, больших нескольких десятков Гэв, такое предположение эквивалентно исключению части каскада, порожденного лидирующей частицей, так как эта частица лишь незначительно изменяет далекий "хвост" суммарного энергетического спектра и энергии частиц, определенные по такому спектру с помощью метода Монте-Карло, практически почти никогда не равны энергии лидирующей частицы. Средние характеристики нуклон-ядерных взаимодействий при этом оказываются довольно близкими к наблюдаемым на опыте.

Конечно, теоретические характеристики ливневых частиц можно в этом случае сравнивать лишь с той частью экспериментальных данных, которая не включает лидирующей частицы. Это особенно существенно для средней энергии частиц, которая, вполне понятно, оказывается намного меньшей, чем средняя суммарная энергия ливневых частиц, наблюдаемая на опыте.

В настоящей работе мы приводим результаты расчета полного внутриядерного каскада, включающего вклад "стержневой" лидирующей частицы и вклады последующих поколений всех других рождающихся частиц.

В качестве лидирующей частицы мы для конкретности далее всегда будем рассматривать нуклон, что, однако, является несущественным ограничением, так как энергия такой частицы очень велика по сравнению с ее массой покоя.

## II. Экспериментальные данные, использованные при расчетах

1. Как во всех наших предыдущих работах, для описания атомного ядра использовалась модель ферми-газа. Радиус ядра с атомным номером  $A$  полагался равным  $R = r_0 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  см, где  $r_0 = 1,4$ . Диффузностью границы ядра пренебрегалось.

Следует отметить, что результаты расчетов оказываются весьма чувствительными к выбору величины коэффициента  $r_0$ , в частности, благодаря большой множественности частиц, рождающихся в каждом акте неупругого взаимодействия, даже небольшое увеличение среднего свободного пробега частиц внутри ядра ( $\lambda \approx r_0^3$ ) приводит к заметному уменьшению числа ливневых частиц, вылетающих из ядра.

2. В соответствии с известными сейчас экспериментальными данными о взаимодействиях элементарных частиц (см. обзоры<sup>/11-12/</sup>) мы считали, что при  $T \gg 1$  Гэв среднее число частиц, образующихся при неупругом взаимодействии, не зависит от сорта сталкивающихся частиц и целиком определяется величиной кинетической энергии  $T$ :

$$n(T) \approx 3 \cdot T^{1/4} \quad (1)$$

Далее, мы предполагаем, что при неупругом столкновении  $\pi$ -мезона с нуклоном при  $T > 200$  Гэв среднее число рождающихся тяжелых частиц ( $K$ -мезонов, барионов, антибарионов) составляет 10% от полного числа всех вторичных частиц:  $n_h = 0,1 \cdot n$ . При  $T < 200$  Гэв среднее число тяжелых частиц полагалось равным единице. Соображения, лежащие в основе этих предположений, заключаются в том, что для  $\pi$ - $N$  взаимодействий в области ускорительных энергий величина отношения  $n_h/n$  приблизительно вдвое меньше, чем для  $N$ - $N$  взаимодействия. Мы предположили, что такое соотношение сохраняется и при больших энергиях. Выбор величины граничной энергии

$T = 200$  Гэв является весьма условным и определяется лишь тем, что формула  $n_h = 0,1 \cdot n$  применена лишь в области, где  $0,1 \cdot n \geq 1$  (см.<sup>/11-13/</sup>).

Для неупругих столкновений тяжелых частиц с внутриядерными нуклонами полагалось  $n_h = 0,2 \cdot n$ , если  $T > 200$  Гэв, и  $n_h = 2$ , если  $T < 200$  Гэв<sup>/11-13/</sup>.

В соответствии с такими распределениями масс рождающихся частиц выполнялись релятивистские преобразования от системы центра масс сталкивающихся частиц, где задавались все характеристики, описывающие элементарный акт, к лабораторной системе координат.

3. Так как в области энергий  $T$  порядка нескольких десятков Гэв и выше достаточно надежно известны лишь суммарные импульсные распределения рождающихся частиц, усредненные по тяжелым и легким частицам, то при этих энергиях для всех сортов рождающихся частиц, за исключением лидирующего нуклона, в системе центра масс использовались одинаковые энергетические распределения  $\omega(r)$ , взятые из экспериментальных работ /14-16/. Предполагалось, что эти распределения не зависят и от сорта сталкивающихся частиц. (Отметим, что в отличие от энергетических импульсные распределения вторичных тяжелых и легких частиц значительно различаются).

В области ускорительных энергий  $T \lesssim 30$  Гэв для рождающихся  $\pi^-$ -мезонов и нуклонов использовались различающиеся распределения, взятые из работ /17-19/.

Средняя энергия лидирующего нуклона,  $\epsilon_\ell \equiv M_N + r_\ell$ , определялась в системе центра масс сталкивающихся частиц как разность

$$M_N + r_\ell = \epsilon - [n_\pi (M_\pi + r) + (n_h - 1)(M_N + r)], \quad (2)$$

где  $\epsilon$  - полная энергия в системе центра масс,  $M_N$  и  $M_\pi$  - массы нуклона и  $\pi^-$ -мезона,  $n_h$  и  $n_\pi$  - среднее число рождающихся тяжелых частиц и  $\pi^-$ -мезонов,  $r$  - средняя кинетическая энергия вторичных частиц (не считая лидирующего нуклона), определяемая из условия

$$n_\pi (M_\pi + r) + (n_h - 1)(M_N + r) = k \cdot \epsilon. \quad (3)$$

Коэффициент неупругости  $k$  в соответствии с экспериментальными данными выбран равным одной трети<sup>x/</sup>. Определенная таким образом аналитическая зависимость  $r = r(T)$  хорошо согласуется с величиной средней кинетической энергии, вычисленной непосредственно из распределений  $\omega(r)$  для соответствующих значений  $T$ .

При очень больших энергиях, очевидно,

$$r = T^{1/4}, \quad r_\ell = T^{1/4}. \quad (4)$$

<sup>x/</sup> Отдельно был рассмотрен вариант расчета, в котором значения коэффициента  $k$  разыгрывались по экспериментальной гистограмме. Однако результаты такого расчета оказались практически не отличающимися от тех, что получены в случае, когда для  $k$  использовалось его среднее значение.

4. После выделения лидирующего нуклона угловые распределения всех остальных вторичных частиц при  $T \gg 10$  Гэв, так же как и их энергетические распределения, предпологаались не зависящими от сорта этих частиц (в системе центра масс). Однако в отличие от энергетических распределений угловые распределения вторичных частиц существенно зависят от сорта сталкивающихся частиц: в  $N-N$  столкновениях вторичные частицы разлетаются в среднем симметрично относительно угла  $\theta = \pi/2$ , в то время как в  $\pi-N$  столкновениях имеет место значительная асимметрия<sup>/11/</sup>.

Что касается углового распределения лидирующей частицы, то об этом в настоящее время известно лишь, что она вылетает преимущественно под малым углом к направлению первичной частицы. Соответственно все другие частицы в системе центра масс вылетают преимущественно в обратную сторону, с тем чтобы скомпенсировать большой импульс лидирующей частицы.

Для грубой оценки области углов вылета лидирующего нуклона можно воспользоваться соотношением

$$p_\ell \cos \theta_\ell = -(p_h - 1) p_b \cos \theta - p_\pi p_\pi \cos \theta, \quad (5)$$

являющимся приближенным следствием закона сохранения импульса в системе центра масс. В этом соотношении  $p_\ell$ ,  $p_b$ ,  $p_\pi$  — соответственно средние импульсы лидирующего нуклона, всех остальных рождающихся тяжелых частиц и  $\pi$ -мезонов,  $\cos \theta_\ell$  и  $\cos \theta$  — средние косинусы углов вылета лидирующей частицы и всех остальных частиц. (Напомним, что угловые распределения  $\omega_h(\theta) = \omega_\pi(\theta)$ )

Задавая значения  $\cos \theta$ , вычисленные по экспериментальным угловым распределениям  $\omega(\theta)$ , можно оценить величину  $\cos \theta_\ell$  и приближенно построить распределение  $\omega_\ell(\theta)$  с таким значением среднего косинуса. В случае  $N-N$  столкновений в силу симметрии начальной системы лидирующий нуклон в половине случаев вылетает под углом  $\theta_\ell$ , в другой половине случаев — под углом  $(\pi - \theta_\ell)$ . Поэтому результирующее угловое распределение получается сложением двух распределений:

$$W_\ell(\theta) = \omega_\ell(\theta) + \omega_\ell(\pi - \theta).$$

Симметричными являются угловые распределения и всех других вторичных частиц:

$$W(\theta) = \omega(\theta) + \omega(\pi - \theta).$$

В случае  $N-N$  столкновений распределения  $\omega(\theta)$  взяты из работ<sup>/14-17/</sup>. Так как для  $\pi-N$  столкновений при  $T \gg 10$  Гэв экспериментальные угловые распределения вторичных частиц не известны, то функция  $\omega(\theta)$  в этом случае выбиралась приблизительно такой же, как и для частиц, рождающихся в  $N-N$  столкновениях при  $\theta < \pi/2$  (или  $\theta > \pi/2$ ):

$$W(\theta) = \omega(\theta) = \omega(\pi - \theta).$$

Следует, однако, подчеркнуть, что, несмотря на грубо качественный характер построенных распределений, это не вносит сколь-нибудь значительных ошибок в результаты каскадных расчетов, так как вследствие релятивистского сжатия углов при переходе к лабораторной системе координат детальная форма угловых распределений в системе центра масс оказывается не очень важной.

При энергиях  $T < 30$  ГэВ для нуклонов и  $\pi$ -мезонов, рождающихся в неупругих столкновениях, использовались экспериментальные гистограммы, взятые из работ /18-20/.

5. Для описания угловых распределений упругих  $N-N$  и  $\pi-N$  взаимодействий в области энергий  $T \geq 30$  ГэВ, где нет экспериментальных данных, использовалось приближение оптической модели, которое, как известно, хорошо согласуется с опытом в области ускорительных энергий. Впрочем, так как при больших энергиях подавляющая часть упруго рассеянных частиц концентрируется в области очень малых углов, то конкретный выбор угловых распределений оказывается не очень существенным.

Вообще при расчете внутриядерных каскадов, инициированных частицами очень высокой энергии, после того, как выделена лидирующая частица, детальные сведения об угловых и энергетических распределениях частиц в элементарных столкновениях значительно менее важны, чем при расчетах в области ускорительных энергий. При очень высоких энергиях определяющими являются кинематические факторы релятивистских преобразований.

6. Мы предполагали, что все возможные изобарические состояния являются статистически равновероятными. При высоких энергиях такое приближение представляется вполне оправданным, так как с ростом энергии изобарическая зависимость взаимодействий быстро ослабляется. Все использовавшиеся в ходе вычислений экспериментальные характеристики упругих и неупругих взаимодействий элементарных частиц при небольших энергиях, когда еще существенна изобарическая зависимость, были усреднены по изобарическому спине. В окончательных результатах предполагалось, что половина всех тяжелых частиц и две трети  $\pi$ -мезонов являются заряженными частицами.

7. При вычислениях вся область энергий разделялась на одиннадцать интервалов:

$$\begin{aligned} < 0,5; \quad 0,5-1; \quad 1-3; \quad 3-7; \quad 7-10; \quad 10-30; \\ 30-175; \quad 175-375; \quad 375-625; \quad 625-875; \quad > 875 \text{ ГэВ.} \end{aligned}$$

В каждом из этих интервалов характеристики взаимодействий частиц, полученные усреднением экспериментальных данных, рассматривались постоянными.

Для сечений взаимодействия нуклонов и  $\pi$ -мезонов с внутриядерными нуклонами ( $\sigma_t, \sigma_{in}, \sigma_{el}$ ) определяющих пробеги частиц внутри ядра, использовалось значительно более мелкое разбиение по энергии. Практически эти сечения рассматрива-



лись как непрерывные функции энергии. Сечение рассеяния с перезарядкой  $\sigma_{ex}$  включалось в сечение  $\sigma_{el}$ , так как знаки электрического заряда частиц не различались. В области  $T > 20$  Гэв сечения взаимодействия считались постоянными:

$$\begin{array}{lll} \sigma_{el}(NN) = 39,5 \text{ мб}, & \sigma_{in}(NN) = 32,5 \text{ мб}, & \sigma_{el}(NN) = 7 \text{ мб}, \\ \sigma_t(\pi N) = 24 \text{ мб}, & \sigma_{in}(\pi N) = 20 \text{ мб}, & \sigma_{el}(\pi N) = 4 \text{ мб}. \end{array}$$

### III. Метод расчета

Все вычисления выполнены на электронной счетной машине М-20 методом Монте-Карло с учетом релятивистской трехмерной кинематики. В общих чертах применявшаяся схема расчетов была той же, что и в работе /3/. При этом для каждой из родившихся в неупругих внутриядерных столкновениях тяжелых и легких частиц (за исключением лидирующего нуклона) разыгрывалась энергия  $r$  и угол вылета  $\theta$ . Для лидирующего нуклона энергия определялась по формуле (2), а угол вылета  $\theta_l$  разыгрывался как и для всех других частиц.

Среднее число рождающихся частиц  $n$  и среднее число тяжелых частиц  $n_h$  вычислялось по правилам, указанным в предыдущем параграфе. В том случае, когда одно или оба этих числа оказывались дробными, т.е.

$$n = (n)_{\text{целое}} + \Delta, \quad n_h = (n_h)_{\text{целое}} + \Delta_h$$

разыгрывались с весами, равными соответственно

$$(1 - \Delta), \Delta \quad \text{и} \quad (1 - \Delta_h), \Delta_h,$$

какие ближайшие целые числа следует выбрать (с недостатком или с избытком).

Число рождающихся  $\pi$ -мезонов полагалось равным

$$n_\pi = (n)_{\text{ближайшее целое}} - (n_h)_{\text{ближайшее целое}}.$$

Для обеспечения достаточной статистики при каждом значении энергии первичного нуклона  $T$  рассчитывалось около 400 внутриядерных каскадов.

Во всех случаях, когда рассчитывалось взаимодействие с фотоэмульсией, предварительно разыгрывалось, с какой ядерной компонентой фотоэмульсии происходит данное взаимодействие. Следует, однако, отметить, что результаты расчетов оказываются очень близкими к тому, что получается при непосредственном рассмотрении среднего ядра фотоэмульсии  $Ga^{70}$ .

#### IV. Результаты расчетов. Сравнение с экспериментом

Сечения нуклон-ядерных взаимодействий. Вычисленные методом Монте-Карло сечения реакции  $\sigma_r$  и сечения упругих недифракционных сечений  $\sigma_{nd}$  в пределах статистических ошибок расчета оказываются не зависящими от энергии налетающего нуклона и хорошо согласуются с результатами расчетов по оптической модели. Это видно, например, из таблицы 1, где приведены результаты расчетов для среднего ядра фотоэмульсии  $\text{Ca}^{70}$  при трех различных энергиях.

Независимость нуклон-ядерных сечений от энергии является прямым следствием предположения о постоянстве сечений  $N-N$  и  $\pi-N$  взаимодействий в области высоких энергий.

Вычисленные значения  $\sigma_r$  согласуются с оценками, полученными из экспериментальных средних пробегов космических протонов в фотоэмульсии, однако ошибки измерений в этом случае очень велики (см. таблицу 2).

Как и в области ускорительных энергий, сечение  $\sigma_{nd}$  составляет приблизительно 40% от сечения чисто дифракционного рассеяния на ядре (последнее вычислялось с помощью оптической модели).

Полное сечение взаимодействия космического нуклона со средним ядром фотоэмульсии составляет около одного барна.

Аналогичные результаты получены для легких ядер  $\text{C}^{12}$  и  $\text{A}^{27}$ .

Все эти результаты определяются сечениями упругого и неупругого  $N-N$  столкновений в ядре и не зависят от детальных предположений о механизме внутриядерного каскада.

Множественность рождающихся частиц. Теоретические и экспериментальные значения средней множественности рождающихся ливневых и каскадных частиц приведены в таблицах 3 и 4<sup>x/</sup>.

Теоретические значения, хорошо согласующиеся с опытом в области ускорительных энергий (см. /7,8/), в дальнейшем возрастают значительно быстрее экспериментальных. Энергетическая зависимость расчетной множественности рождающихся частиц при

$T \geq 100$  Гэв остается приблизительно такой же, как и для ускорительных энергий. В частности, число ливневых частиц  $n_g = T^m$ , где  $m = 0,6$ , экспериментальная зависимость  $n_g(T)$  соответствует показателю  $m = 1/2$  и близка к тому, что наблюдается для случая  $N-N$  столкновений.

<sup>x/</sup>Здесь и везде далее индексами  $s$  и  $g$  мы будем отмечать величины, относящиеся соответственно к ливневым и каскадным частицам. Критерии отбора таких частиц см., например, в работах /3,21/.

При энергиях, больших нескольких десятков Гэв, различие между расчетными и экспериментальными значениями  $n_{\pm}$  и  $n_{\pm}^{\pm}$  оказывается настолько большим, что его нельзя устранить никаким разумным варьированием использованных при расчетах экспериментальных данных по высокоэнергетическим N-N и  $\pi$ -N взаимодействиям.

Причина столь сильного расхождения между экспериментом и теорией заключается в том, что кинетическая энергия лидирующей частицы по мере развития внутриядерного каскада уменьшается довольно медленно, благодаря чему не только при первом, но и при каждом последующем неупругом взаимодействии лидирующей частицы с нуклоном ядра образуется большое количество вторичных частиц.

Если не учитывать вклад лидирующей частицы, то среднее число рождающихся частиц оказывается довольно близким к экспериментальному, однако и в этом случае теория дает несколько завышенные значения <sup>9,10/</sup>.

В области ускорительных энергий свойства лидирующей частицы сравнительно мало отличаются от свойств других вторичных частиц, и внутриядерный каскад с учетом лидирующей частицы (в пределах ошибок измерений и статистических ошибок расчета) практически не отличается от каскада, рассчитанного в предположении полного размещения энергии между всеми частицами, образующимися после неупругого N - N и  $\pi$  - N столкновений.

Независимо от предположений о роли лидирующей частицы каскадные  $g$ -частицы в соответствии с экспериментом почти целиком состоят из нуклонов.

Энергетические спектры рождающихся частиц. Из таблицы 5, где приведены вычисленные и известные нам экспериментальные значения средней кинетической энергии рождающихся частиц, и из гистограмм рис. 1 видно, что расчетная кинетическая энергия ливневых частиц быстро возрастает при увеличении энергии первичного нуклона и значительно изменяется при переходе от легких к тяжелым ядрам. Наоборот, кинетическая энергия каскадных частиц остается практически постоянной в широкой области  $T = (10 - 10^3)$  Гэв и очень слабо зависит от атомного номера ядра-мишени.

Так как лидирующая частица, вылетающая из ядра, уносит около  $(54 \pm 3)\%$  энергии первичного нуклона, то средние значения  $r_{\pm}$  и  $r'_{\pm}$  существенно различаются.

Между экспериментальными и теоретическими энергиями ливневых частиц имеет место значительное расхождение, однако это расхождение не столь разительно, как для средних чисел  $a_{\pm}$ .

Теоретическая величина  $r_{\pm}$  весьма близка к экспериментальным значениям  $r_{\pm} = 120 \pm 12$  Мэв и  $r'_{\pm} = 170$  Мэв, полученным в опытах при  $T=9$  и 16 Гэв <sup>21-22/</sup>

Распределение по поперечному импульсу. Поперечные импульсы рождающихся ливневых и каскадных частиц во всем интервале энергий  $T \gtrsim 1$  Гэв практически не зависят от энергии первичного нуклона и от атомного номера ядра-мишени.

Среднее значение  $P_{\perp}$  для ливневых частиц, рождающихся в фотоэмульсии при  $T = 100, 500$  и  $1000$  Гэв, составляет соответственно  $0,41 \pm 0,02$ ;  $0,44 \pm 0,02$  и  $0,49 \pm 0,05$  Гэв/с; для каскадных частиц при этих энергиях  $P_{\perp} = 0,35 \pm 0,02$ ;  $0,30 \pm 0,02$ ;  $0,32 \pm 0,03$  Гэв/с.

При взаимодействии с ядром углерода протона с энергией  $100$  Гэв

$$P_{\perp, \text{л}} = 0,43 \pm 0,03 \text{ Гэв/с}; \quad P_{\perp, \text{к}} = 0,33 \pm 0,02 \text{ Гэв/с}.$$

Результаты расчетов неплохо согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 2).

Угловые распределения. Часть полученных результатов приведена в таблице 7 и на рис. 3.

Теоретическое распределение для ливневых частиц на рис. 3 довольно близко к экспериментальному. Вылет каскадных частиц со значительной вероятностью происходит и на большие углы  $\theta > 90^\circ$ . Однако опытных данных для каскадных частиц при  $T > 30$  Гэв в настоящее время пока не имеется.

В случае  $N-N$  столкновений из простых кинематических соображений, основанных на преобразованиях Лоренца, следует, что угол, в который в лабораторной системе вылетает половина всех рождающихся частиц,  $\theta_{\frac{1}{2}} = T^{-\frac{1}{2}}$ . В нуклон-ядерных столкновениях убывание угла  $\theta_{\frac{1}{2}}$  с ростом энергии является более медленным (см. таблицу 7). Причина этого заключается во влиянии последующих столкновений внутри ядра, соответствующих меньшим значениям энергии  $T$ . Поэтому использование соотношения  $Y_c = \text{ctg } \theta_{\frac{1}{2}}$  для определения энергии первичной частицы, как это делается иногда в экспериментальных работах, может привести к существенным ошибкам.

На рис. 4 угловые распределения ливневых частиц представлены как функция переменной  $\lg \text{tg } \theta$ . В этих распределениях заметны два горба, что является прямым следствием двугорбого характера использованных при расчетах угловых распределений частиц в  $N-N$  столкновениях. Последнее хорошо видно из рис. 5, где показана эволюция углового распределения ливневых частиц по мере увеличения числа внутриядерных столкновений. По мере развития внутриядерного каскада вторичные взаимодействия рождающихся частиц сглаживают угловое распределение, поэтому в конечном угловом распределении ливневых частиц двугорбость оказывается значительно менее заметной, чем для исходных  $N-N$  взаимодействий.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что угловые распределения частиц в  $N-N$  столкновениях при  $T > 30$  Гэв известны плохо и их варьирование весьма существенно сказывается на форме кривых на рис. 4,5. В частности, если для частиц, рождающихся в  $N-N$  столкновениях, выбрать распределения, более концентрирующиеся в областях  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi$ , то это приводит к значительно более ярко выраженной двугорбости на рис.4, но очень слабо скажется на других расчетных характеристиках.

На гистограммах, выраженных в зависимости от  $\theta$  или от  $\cos \theta$  (см.рис.3), неточности  $N-N$  угловых распределений сказываются значительно слабее, чем на распределениях  $W(\lg \operatorname{tg} \theta)$ .

#### У. З а к л ю ч е н и е

Таким образом, модель нуклон-ядерных взаимодействий на основе каскадного механизма, рассматриваемого как серия двухчастичных взаимодействий, противоречит известным экспериментальным данным. Наибольшее расхождение имеет место для множественности рождающихся частиц, которая в опытах при  $T \geq 100$  Гэв оказывается в несколько раз меньшей, чем это следует из теории. Другие экспериментальные и теоретические характеристики каскадных и ливневых частиц различаются не так сильно. В принципе, можно было бы надеяться согласовать эти характеристики с помощью соответствующего варьирования используемых при расчетах экспериментальных данных по  $N-N$  и  $\pi-N$  взаимодействиям (в пределах их экспериментальных ошибок). Однако во всех случаях расчетные и опытные значения множественности рождающихся частиц существенно различаются.

Так как завышение расчетной множественности связано в основном с лидирующей частицей, а угловые и энергетические распределения определяются преимущественно взаимодействиями вторичных частиц, то дальнейшее усовершенствование модели нуклон-ядерного взаимодействия должно проходить в первую очередь в направлении снижения числа частиц, образующихся при внутриядерных взаимодействиях лидирующей частицы.

К такому снижению, в частности, приводит учет одновременного поглощения одним внутриядерным нуклоном лидирующей частицы и еще нескольких сопровождающих частиц, образующихся вместе с ней в предыдущем  $N-N$  столкновении. Так как при высоких энергиях рождающиеся частицы вылетают в узкий телесный угол, то такие многочастичные взаимодействия представляются весьма вероятными <sup>/10/</sup>. В крайнем предельном случае, когда все частицы, образовавшиеся при взаимодействии с одним нуклоном, далее поглощаются также одним нуклоном, характеристики нуклон-ядерного и нуклон-нуклонного взаимодействий не отличаются друг от друга.

Следует ожидать, что это приведет также к увеличению двугорбости угловых распределений  $W(\lg \operatorname{tg} \theta)$ .

Каскадные расчеты с учетом многочастичных взаимодействий внутри ядра в настоящее время выполняются.

Мы благодарны Д.И. Блохинцеву за обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Н.А. Перфилов, О.В. Ложкин, В.И. Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Изд-во АН СССР, Москва, 1962.
2. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, В.Д. Тонеев. Изв. АН СССР (в печати); Препринты ОИЯИ Р-1969, Р-1970, Р-1978, Дубна, 1965.
3. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, E.K.Mihul. Nucl. Phys., 24, 642 (1961).
4. V.S.Barashenkov, A.B.Boyadgiev, L.A.Kulyukina, V.M.Maltsev. Nucl. Phys., 55, 79 (1964).
5. Н.М. Вирясов. Кандидатская диссертация, Дубна, 1964.
6. Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, Ж.С. Такибаев, Т.Темиралиев, Р.А. Турсунов. ЖЭТФ, 47, 2041 (1964).
7. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. ЯФ (в печати); Препринт ОИЯИ, Р-2279, Дубна, 1965.
8. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, E.M.Eliseev. Nucl. Phys. (в печати); Препринт ОИЯИ Р-2373, Дубна, 1965.
9. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Препринты ОИЯИ, Р-1678, Р-1796, Дубна 1964.
10. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Изв. АН СССР, 29, 1631, 1965.
11. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера. Препринт ОИЯИ, Р-1577, Дубна, 1964.
12. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, V.D.Toneev. Fortschritte d.Phys. (в печати); Препринт ОИЯИ, Р-2393, Дубна, 1965.
13. V.S.Barashenkov, J.Patera. Fortschritte d.Phys., 11, 469, 479 (1963).
14. М. Шайн, Д.М. Хаскин, Е. Лорманн, М.В. Тойхер. Труды Международной конференции по космическим лучам, 1, 7 (1959).
15. S.Matsumoto. J.Phys. Soc. Japan, 18, 1 (1963).
16. D.H.Perkins. Intern. Conf. on Theor. Asp. of Very High Energ. Phen., p. 99, CERN, 61-22, Geneva, 1961.
17. N.A.Dobrotin, V.V.Guseva, K.A.Kotelnikov, A.M.Lebedev, S.V.Ryabikov, S.A.Slavatinsky, N.G.Zelevinskaya., Nucl. Phys., 35, 152 (1962).
18. F.F.Abraham, R.M.Kalbach. Nuovo Cim., 26, 717 (1962).
19. R.J.Piserchio, R.M.Kalbach. Nuovo Cim., 26, 729 (1962).
20. В.А. Беляков, Н.Н.Мельникова, В.А. Никитин, В.Петржилка, В.А. Свиридов, М. Сук, К.Д. Толстов. ЖЭТФ, 39, 937 (1960).
21. V.S.Barashenkov, V.A.Beliakov, V.V.Glagolev, N.Dalkhazhav, Yao Tsyng Se, L.E.Kirillova, R.M.Lebedev, V.M.Maltsev, P.K.Markov, M.G.Shafranova, K.D.Tolstov, E.N.Tzyganov, Wang Shou Feng. Nucl. Phys., 14, 522 (1959 / 60).
22. U.Camerini, J.H.Davies, P.H.Fowler, C.Franzineti, H.Muirhaed, W.O.Lock, D.H.Perkins, G.Yekutieli. Phil. Mag., 42, 1241 (1951).
23. E.Lohrmann, M.W.Taucher, M.Schein. Phys. Rev., 122, 672 (1961).
24. M.G.Bowler, J.G.Denthei, P.H.Fowler, A.Kassoura, D.H.Perkins. Proc. of the Intern. Conf. on Cosmic Rays, and the Earth Storm, Kyoto, 3, 1961.
25. G.Day, C.F.Gaud, C.B.A.McCusker, L.S.Peak. Nuovo Cim., 27, 977 (1963).

26. A.G.Barkow, B.Chamany, D.M.Maskin, P.L.Jain, E.Lohrmann, M.W.Taucher, M.Schein. Phys. Rev., 122, 617 (1961).
27. R.R.Daniel, N.Purgaprasad, P.K.Malhotra, B.Vijajalakshmi. Suppl. Nuovo Cim., 1, 1163 (1963).
28. И.И. Гуревич, А.П. Мишакова, Б.А. Никольский, Л.В. Суркова. ЖЭТФ, 34, 265 (1958).
29. Ж.С. Такибаев, А.А. Локтионов, Л.А. Санько, Ц.И. Шахова. Труды Международной конференции по космическим лучам, 1, 51 (1959).
30. А.Х. Виноцкий, И.Г. Голяк, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников. Труды Международной конференции по космическим лучам, 1, 61 (1959).
31. Т.П. Лазарева, П.А. Усик. Труды международной конференции по космическим лучам, 1, 71 (1959).
32. S.Lal, Y.Pal, R.Raghavan. Nucl. Phys., 31, 415 (1962).
33. В.Б. Фреттер, Л.Ф. Хансен. Труды Международной конференции по космическим лучам, 1, 134 (1959).
34. L.F.Hansen, W.B.Fretter. Phys. Rev., 118, 812 (1960).
35. В. Edwards, J.Losty, D.H.Perkins, K.Pinkau, J.Keynolds. Phil. Mag., 3, 237 (1958).
36. E.Fenyves, E.Gombosi, P.Suranyi. Nuovo Cim., 11, 21 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 января 1966 г.

Т а б л и ц а 1

Сечения взаимодействия нуклонов с ядром  $\text{Ca}^{40}$ , вычисленные методом Монте-Карло и по оптической модели (последние значения указаны в скобках)

Т, Гэв	$\sigma_T$ , мб	$\sigma_{\text{зд}}$ , мб
100	$872 \pm 32$ (860)	$84 \pm 4$ (80)
500	$880 \pm 33$ (860)	$82 \pm 4$ (80)
1000	$884 \pm 34$ (860)	$85 \pm 4$ (80)

Т а б л и ц а 2

Сечения неупругих нуклон-ядерных взаимодействий, определенные по экспериментальной величине среднего пробега протонов в фотоэмульсии до неупругого взаимодействия

Т, Гэв	Пробег L, см	$\sigma_T$ , мб
170 /23/	$41 \pm 10$	$490^{+170}_{-100}$
$950 \pm 550$ /24/	$39 \pm 12$	$520^{+240}_{-130}$
$2,8 \cdot 10^3$ /25/	$22^{+10}_{-6}$	$940^{+360}_{-300}$
$3 \cdot 10^3$ /25/	$27^{+32}_{-10}$	$760^{+460}_{-420}$
$3,5 \cdot 10^3$ /26/	$\sim 20$	$\sim 1040$
$7 \cdot 10^3$ /27/	$\sim 27$	$\sim 760$



Т а б л и ц а 3

Среднее число частиц, рождающихся при неупругих взаимодействиях протонов с фотоэмульсией

T, Гэв	n <sub>0</sub> Теория	n <sub>±</sub>		n <sub>0</sub> Теория	n <sub>±</sub>	
		Теория	Опыт		Теория	Опыт
75	16,2±0,9	11,8±0,6		11 ± 0,4	5,5 ± 0,2	5, ± 1,6 /28/
100	24,3±1,1	15,4±0,8	8±0,5 /23/	12,4±0,6	6,3 ± 0,3	
250	46,2±2,4	31,8±1,6	12,9±1,8 /23/	25 ± 1,2	12,5±0,6	
500	71,7±4,3	46,6±2,8	18,8±4,2 //28-30/	33,5±2,0	16,8±1,0	4 ± 0,8 /28,31/
1000	95,1±9,5	61,3±6,1		42,6±4,2	21,3±2,1	
3000						4 ± 1,6 /28/
3500			22,5±3 /23/			

n<sub>0</sub> - полное число рождающихся частиц,

n<sub>±</sub> - число рождающихся заряженных частиц.

Т а б л и ц а 4

Среднее число частиц, рождающихся при неупругих взаимодействиях протонов с ядром  $C^{12}$  при  $T=100$  Гэв

	Теория	О п ы т
$n_s$	$16,6 \pm 0,9$	$8,81 \pm 0,32$ /32/ $7,35 \pm 1,0$ /33/
$n_s^{\pm}$	$10,5 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,2$ /32/ $4,5 \pm 1$ /33/ $4,0 \pm 1$ /34/
$n_s$ $n_s^{\pm}$	$5,3 \pm 0,3$ $2,7 \pm 0,2$	

Все обозначения те же, что и в таблице 3.

Т а б л и ц а 5

Средняя кинетическая энергия частиц, рождающихся при неупругих взаимодействиях протонов с ядрами  $C^{12}$  и  $Ga^{70}$ .

r	100 ГэВ		500 ГэВ; $Ga^{70}$	1000 ГэВ; $Ga^{70}$
	$C^{12}$	$Ga^{70}$		
$r_n$ , ГэВ	$5,7 \pm 0,3$	$3,8 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,4$	$10,1 \pm 0,9$
$r'_n$ , ГэВ	$2,1 \pm 0,1$ ( $2,9 \pm 0,3$ ) <sup>/31/</sup>	$1,53 \pm 0,07$ ( $2,4 \pm 0,9$ ) <sup>/29/</sup>	$2,96 \pm 0,02$	$4,0 \pm 0,4$
$r_l$ , ГэВ	$63 \pm 3$	$58 \pm 1,5$	$260 \pm 14$	$590 \pm 60$
$r_*$ , ГэВ	$0,16 \pm 0,01$	$0,147 \pm 0,007$	$0,14 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$

$r_n$  и  $r_g$  — средняя энергия всех ливневых и каскадных частиц,

$r'_n$  — средняя энергия ливневых частиц за вычетом лидирующей частицы,

$r_l$  — энергия лидирующей частицы,

В скобках указаны экспериментальные значения.

Т а б л и ц а 6

Средний поперечный импульс ливневых частиц, рождающихся при взаимодействии с ядрами фотоэмульсии космических частиц с энергией  $T = (10 - 10^5)$  Гэв

T, Гэв	$P_{\perp}$ , Гэв/с
$10^3 \div 10^5$	$0,41 \pm 0,13$ /35/ х) $0,8 \pm 0,1$ /35/ х) $0,5 \pm 0,1$ /35/ х)
250	$0,3 \pm 0,1$ /23/
10 $\div$ 100	$0,4 \pm 0,1$ /36/

Теоретическое значение при  $T = 1000$  Гэв,

$$P_{\perp} = (0,49 \pm 0,05) \text{ Гэв/с}$$

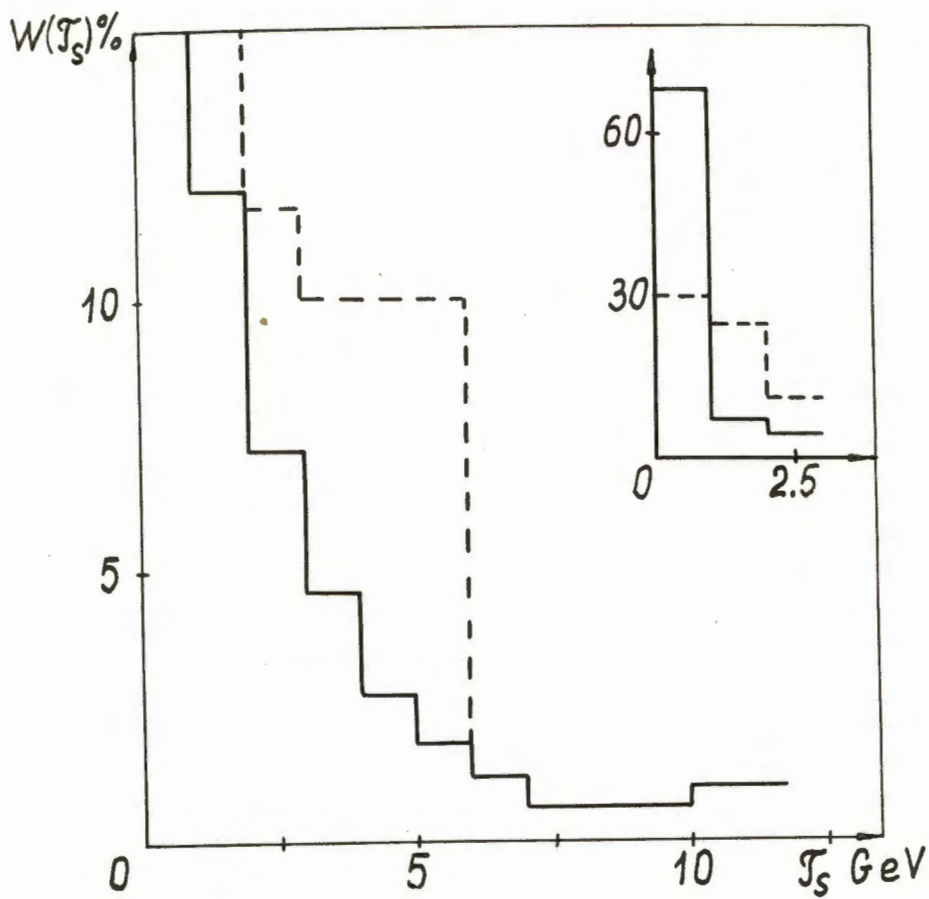
х/ Три приведенных значения  $P_{\perp}$  получены различными экспериментальными методами.

Т а б л и ц а 7

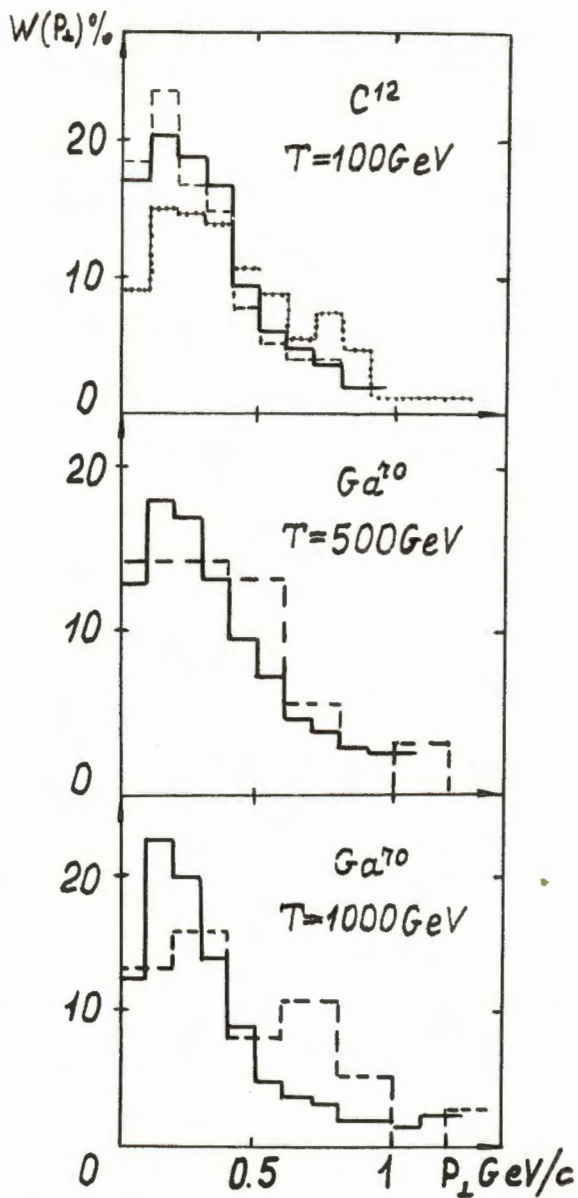
Средний угол, в который в лабораторной системе координат вылетает половина всех ливневых или каскадных частиц, образующихся при взаимодействиях протона с ядрами  $C^{12}$  и  $Ga^{70}$

$\theta_{\frac{1}{2}}$ градусы	100 ГэВ		500 ГэВ; $Ga^{70}$	1000 ГэВ; $Ga^{70}$
	$C^{12}$	$Ga^{70}$		
$\theta_{\frac{1}{2}a}$	$9,3 \pm 0,5$	$11,5 \pm 0,6$	$5,1 \pm 0,3$	$4,0 \pm 0,3$
$\theta_{\frac{1}{2}b}$	$52 \pm 3$	$51,5 \pm 2,0$	$53 \pm 3,2$	$53 \pm 6$

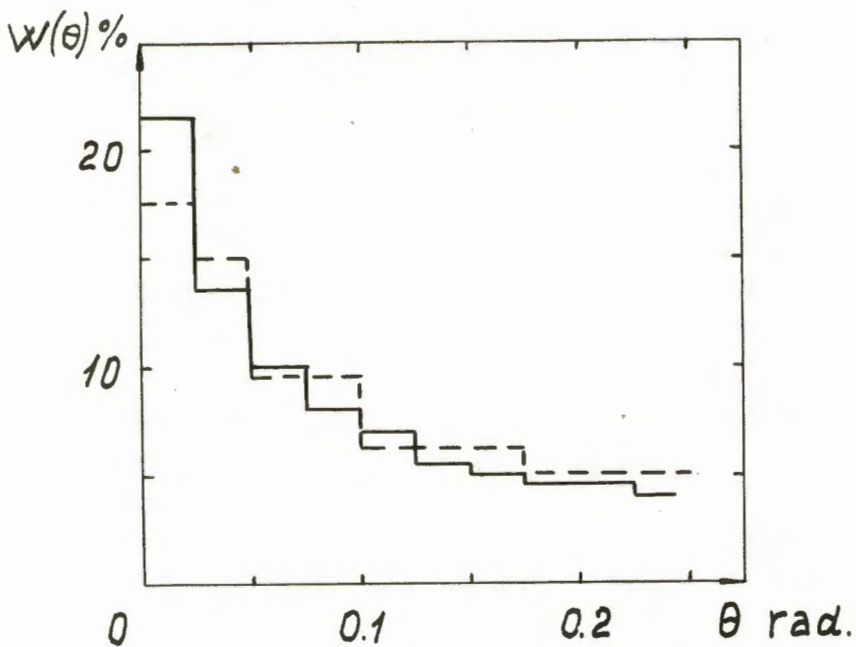
Индексами  $a$  и  $b$  отмечены углы, относящиеся соответственно к ливневым и каскадным частицам.



Р и с. 1. Распределение ливневых частиц, образующихся в фотоэмульсии, по величине их кинетической энергии. Энергия первичного протона  $T = 100$  Гэв. Пунктиром нанесена экспериментальная гистограмма из работы [30].

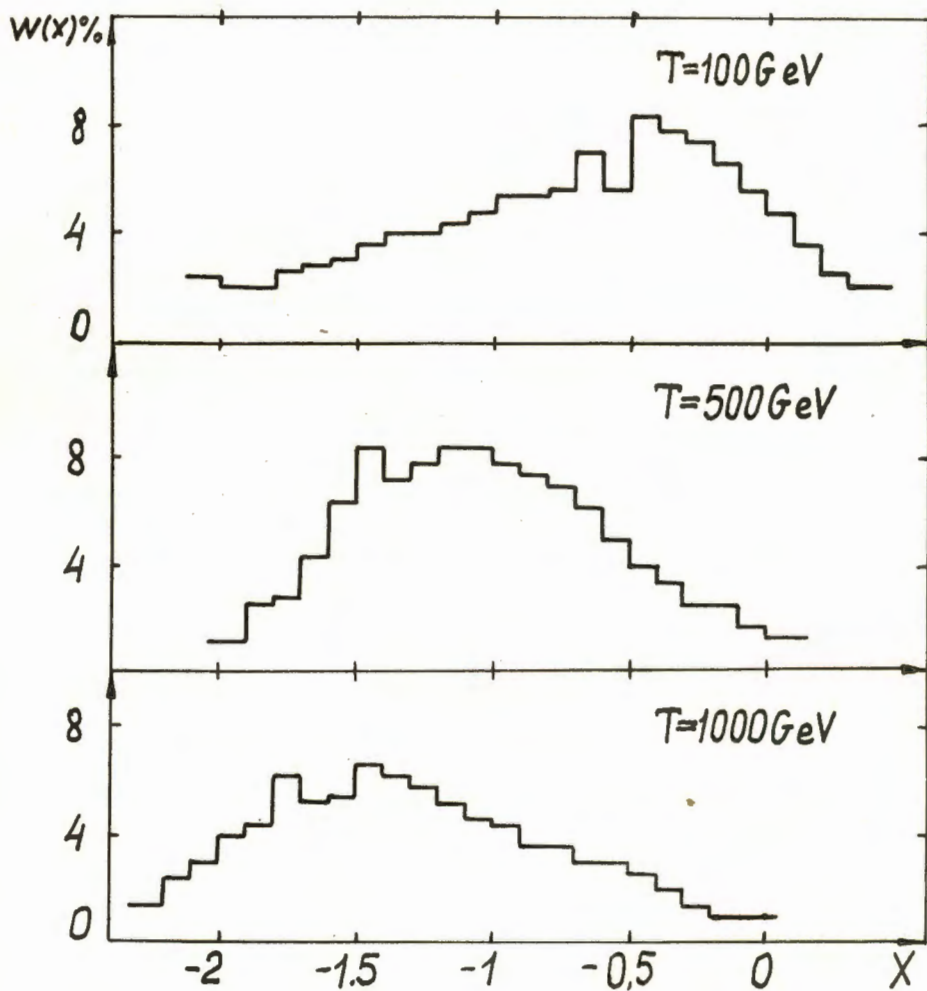


Р и с. 2. Распределение ливневых частиц по величине их поперечного импульса. Пунктиром указаны экспериментальные гистограммы из работ <sup>/33,35/</sup>. Точечная кривая - экспериментальные данные работы <sup>/32/</sup>.

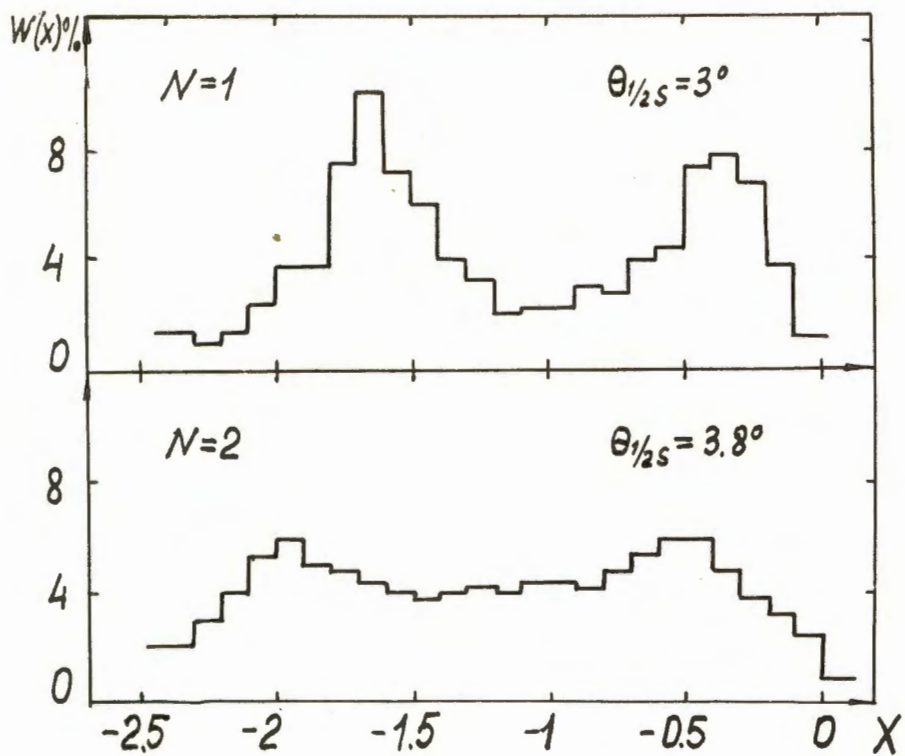


Р и с. 3. Угловое распределение ливневых частиц, образующихся при взаимодействии протона с энергией 500 Гэв с фотоэмульсией. Пунктиром нанесена экспериментальная гистограмма из работы /29/.





Р и с. 4. Угловое распределение ливневых частиц в зависимости от переменной  $X = \lg \operatorname{tg} \theta$ .



Р и с. 5. Угловое распределение ливневых частиц после  $N$  внутриядерных взаимодействий, выраженное в переменных  $X = \lg \operatorname{tg} \theta$ . Ядро  $\text{Ca}^{40}$ .  
 $T = 500$  Гэв.