

1678

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1678



В.С. Барашенков, С.М. Елисеев

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1964

Механизм взаимодействия космических частиц большой энергии с атомными ядрами

Методом Монте-Карло рассчитаны внутриядерные каскады, инициированные нуклонами с энергией $T \approx (100 - 1000)$ Гэв. В пределах статистических ошибок результаты расчетов хорошо согласуются с известными экспериментальными данными. Таким образом в большой области энергий от нескольких десятков Мэв до тысяч Гэв взаимодействия частиц с атомными ядрами происходят в основном путем последовательных взаимодействий с отдельными нуклонами ядра.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1964.

Barashenkov V.S., Eliseev S.M.

P-1678

Interaction Mechanism of High-Energy Cosmic Particles
with Atomic Nuclei

The Monte-Carlo method is used to calculate the intranuclear cascades initiated by nucleons with an energy $T \approx (100 - 1000)$ GeV. Within experimental errors the results of calculation well agree with available experimental data. Thus, in a large energy region up some dozens of MeV to several hundreds of GeV the interaction of particles with atomic nuclei goes mainly via successive interactions with separate nucleons of the nucleus.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1964.

P-1878

В.С. Барашенков, С.М. Елисеев^{x)}

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

^{x)} Постоянный адрес: Институт математики АН Молд. ССР, Кишинев.

1. Введение

В работах /1-4/ непосредственными расчетами на электронных машинах было показано, что в области ускорительных энергий $T \approx (1-30)$ Гэв основные черты неупругих взаимодействий нуклонов и π -мезонов с атомными ядрами обусловлены механизмом внутриядерных каскадов. Однако в области больших энергий, достижимых в опытах с космическими лучами, вопрос о механизме неупругих взаимодействий элементарных частиц с ядрами оставался открытым.

По-видимому, основным препятствием здесь являлось, во-первых, затруднение чисто вычислительного характера, связанное с необходимостью переработки огромного числового материала; во-вторых, недостаток достоверной информации о взаимодействиях элементарных частиц при энергиях $T \gtrsim 100$ Гэв.

Первую трудность в настоящее время можно преодолеть с помощью быстродействующих электронных машин. Вторая трудность стала также не столь значительной - во всяком случае, в области энергий $T \lesssim 1000$ Гэв - так как сейчас имеется большое количество разрозненных экспериментальных данных, статистическая обработка которых дает достаточно надежные сведения об элементарных взаимодействиях. Все это позволило нам выполнить расчеты нескольких тысяч внутриядерных каскадов, не используя сколь-нибудь существенных упрощений.

2. Экспериментальные данные, использованные при расчетах

Так же, как и в предыдущих работах /1-4/, для ядра использовалась модель Ферми-газа. Все вычисления выполнялись для среднего ядра фотоземлюли с атомным весом $A = 70$ и радиусом $R = 1,4 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см.

При рассмотрении столкновений высокоэнергетических частиц с нуклонами ядра предполагалось, что в каждом акте неупругого взаимодействия рождается 80% π -мезонов и 20% тяжелых частиц - нуклонов и антинуклонов (странные частицы мы не учитывали). В соответствии с таким распределением масс рождающихся частиц выполнялись релятивистские преобразования от системы центра масс сталкивающихся частиц, где задавались характеристики, описывающие упругие и неупругие взаимодействия, к лабораторной системе координат. При этом для заданного значения энергии $T > 10$ Гэв

характеристики рождающихся π -мезонов и тяжелых частиц в системе центра масс считались одинаковыми. Мы предполагали также, что при одном и том же значении энергии T (> 10 Гэв) характеристики частиц, рождающихся в $N-N$ и $\pi-N$ -столкновениях, не различаются. Другими словами, мы предполагали, что при фиксированном значении энергии T_c в системе центра масс множественность, угловые и энергетические распределения рождающихся частиц не зависят от сорта рождающихся и сталкивающихся частиц. Использование такого приближения связано с тем, что, во-первых, в области энергий порядка нескольких десятков Гэв и выше достаточно надежно известны лишь суммарные характеристики элементарных взаимодействий, усредненные по тяжелым и легким частицам; во-вторых, как это следует из многочисленных экспериментов, при энергиях, больших нескольких десятков Гэв, среди всех вторичных частиц в $N-N$ и $\pi-N$ -столкновениях приблизительно 80% составляют π -мезоны, которые и дают основной вклад в группу частиц.

Статистические оценки, выполненные методом Монте-Карло для некоторых упрощенных моделей, показали, что усреднение характеристик элементарных взаимодействий по сортам рождающихся и сталкивающихся частиц существенно упрощает вычисления, но слабо сказывается на результатах.

Для расчета вероятностей взаимодействий частиц внутри ядра использовались экспериментальные сечения $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий. При $T > 20$ Гэв эти сечения считались постоянными $\sigma_{el}(NN) = 7$ мб, $\sigma_{in}(NN) = 33$ мб, $\sigma_{el}(\pi N) = 4$ мб, $\sigma_{in}(\pi N) = 20$ мб.

Мы предполагали, что все возможные изотопические состояния являются статистически равновероятными. При больших энергиях такое приближение вполне оправдано, так как с ростом энергии изотопическая зависимость взаимодействий быстро ослабляется^{/5/}. В окончательных результатах предполагалось, что половина всех тяжелых частиц и две трети π -мезонов являются заряженными частицами.

Для описания угловых распределений упругих $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий при энергиях $T > 30$ Гэв, где нет экспериментальных данных, использовалось приближение оптической модели, хорошо согласующееся 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 несущественным.

Следует отметить, что вообще при расчете внутриядерных каскадов, инициированных космическими частицами больших энергий, детальные сведения об угловых и энергетических распределениях частиц, рождающихся в элементарных столкновениях, значительно менее существенны, чем при расчетах в области ускорительных энергий, так как при очень больших энергиях характер угловых и энергетических распределений частиц

определяется в основном релятивистскими преобразованиями этих распределений в лабораторной системе координат.

При вычислениях вся область энергий разделялась на девять интервалов: 500; 500-250; 250-50; 50-10; 10-7; 7-3; 3-1; 1-0,5; 0,5 Гэв. В каждом из этих интервалов характеристики взаимодействий частиц, полученные усреднением экспериментальных данных, рассматривались постоянными.

Все вычисления выполнены на электронной счетной машине методом Монте-Карло с учетом релятивистской трехмерной кинематики. Использовалась та же схема вычислений, что и в работе /3/.

3. Результаты расчетов. Сравнение с опытом

Вычисление методом Монте-Карло сечения реакции σ_r и сечения упругих недифракционных сечений σ_{nd} в пределах статистических ошибок расчета оказываются не зависящими от энергии и хорошо согласуются с результатами расчетов по оптической модели. Это видно, например, из таблицы 1, где приведены результаты расчетов для трех различных энергий. Сечение σ_r согласуется также с оценками, полученными из экспериментальных значений среднего свободного пробега космических протонов в фотоэмульсии, однако, ошибки измерений в этом случае очень велики (ср. таблица 2).

Т а б л и ц а 1

Сечения взаимодействия нуклонов со средним ядром фотоэмульсии, вычисленные методом Монте-Карло и по оптической модели (последние значения указаны в скобках)

Энергия первичной частицы T, Гэв	σ_r	σ_{nd}
100	864 ± 49 (860)	89 ± 5 (80)
500	886 ± 50 (860)	88 ± 5 (80)
1000	883 ± 50 (860)	91 ± 5 (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

Энергия протона Т	Пробег L	σ_T
170 ^{6/}	41 ± 10	490 ± 170 100
950 ± 550 ^{7/}	39 ± 12	520 ± 240 130
2800 ^{8/}	22 + 10 - 6	940 + 360 - 300
3000 ^{8/}	27 + 32 - 10	760 + 460 - 420
3500 ^{9/}	20	1040

Независимость сечений от энергии является прямым следствием предположения о постоянстве сечений $\sigma(\pi N)$ и $\sigma(NN)$ при $T > 20$ Гэв.

Как и в области ускорительных энергий сечение σ_{nd} составляет приблизительно 40% от сечения дифракционного рассеяния на ядре (последнее сечение вычислялось с помощью оптической модели). Полное сечение взаимодействия нуклона со средним ядром фотоэмульсии составляет ~ 1 барн.

Вычисленные значения средних чисел заряженных ливневых и каскадных частиц \bar{n}_g^+ и \bar{n}_g^- приведены на рис. 1. Эксперимент и теория согласуются вполне удовлетворительно. В пределах статистических ошибок расчета ($\Delta n/n \approx 10\%$) средние числа рождающихся частиц возрастают приблизительно как $T^{1/3}$. Такая степень роста \bar{n}_s заметно выше, чем в N-N взаимодействиях, где $\bar{n}_s \approx T^{1/4}$. Увеличение энергетической зависимости \bar{n}_s обусловлено вкладом последующих взаимодействий внутри ядра.

Следует ожидать, что при еще больших энергиях число каскадных частиц \bar{n}_g достигнет насыщения и будет изменяться очень медленно. Каскадные частицы почти целиком состоят из нуклонов.

На рис. 2-9 приведены результаты расчетов распределений частиц по величине их кинетической энергии T_k , поперечному импульсу P_{\perp} и по углу вылета θ . Все распределения относятся к лабораторной системе координат и нормированы на 100%. На рисунках указана также энергетическая зависимость средней величины

$$\bar{T}_k = \frac{1}{100} \int_0^{T_{\max}} T W(T) dT$$

и угла $\theta_{1/2}$, в который вылетает половина всех рождающихся частиц.

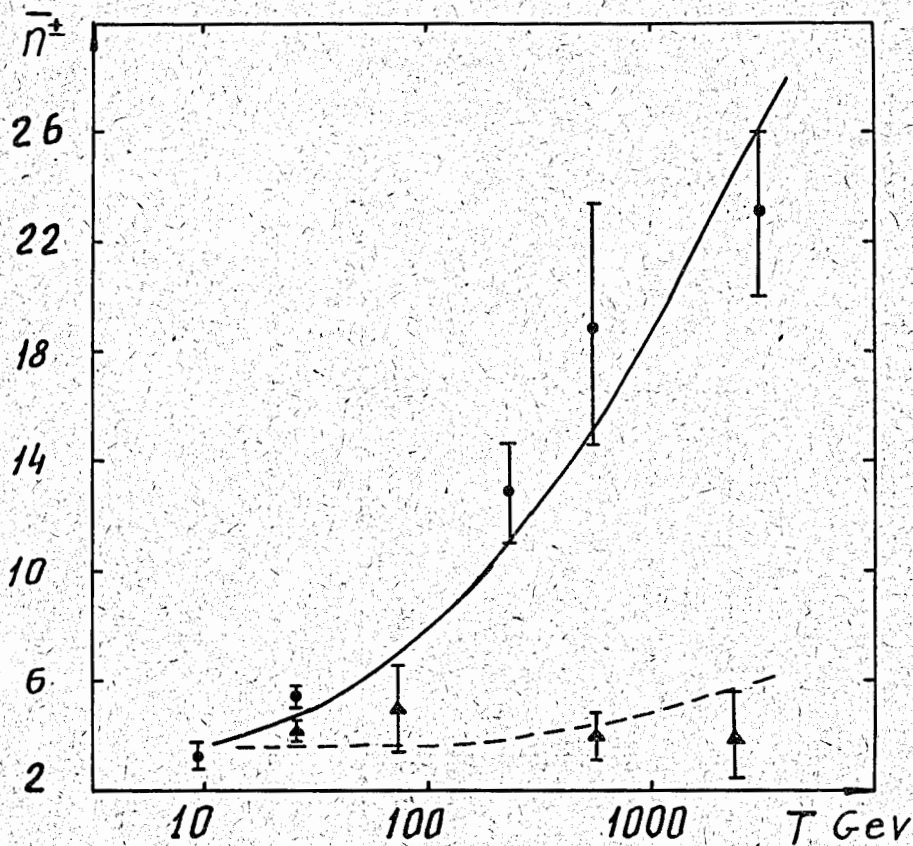


Рис. 1. Сплошной кривой и пунктиром соответственно нанесены вычисленные значения \bar{n}_s^{\pm} и \bar{n}_g^{\pm} . Указаны экспериментальные значения \bar{n}^{\pm} из работ /7-10/.
 Значками \bullet отмечены значения \bar{n}_s^{\pm} , значками \blacktriangle - значения \bar{n}_g^{\pm} .

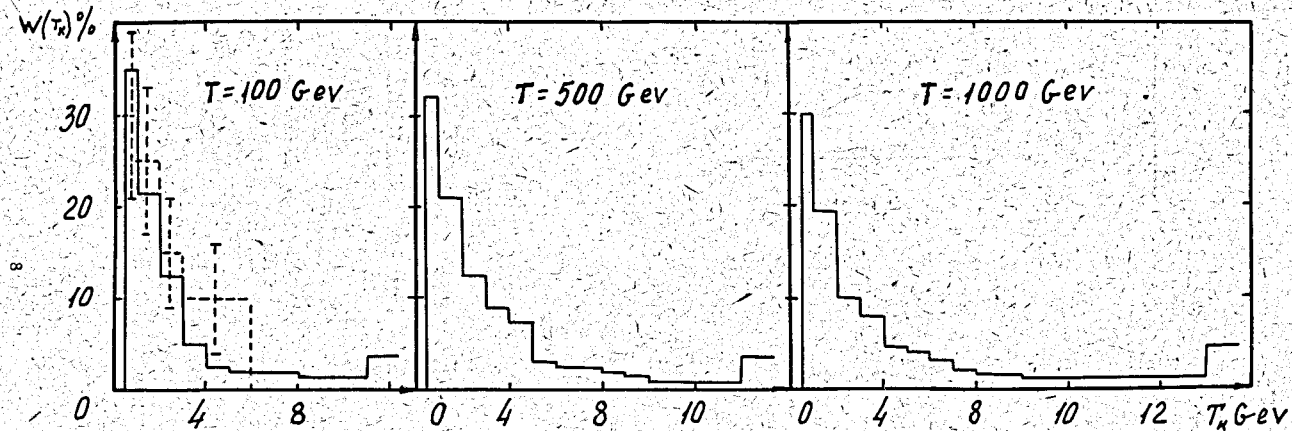


Рис. 2. Распределение ливневых частиц по величине их кинетической энергии. Пунктиром нанесена экспериментальная гистограмма¹¹⁾ (лабораторная система координат).

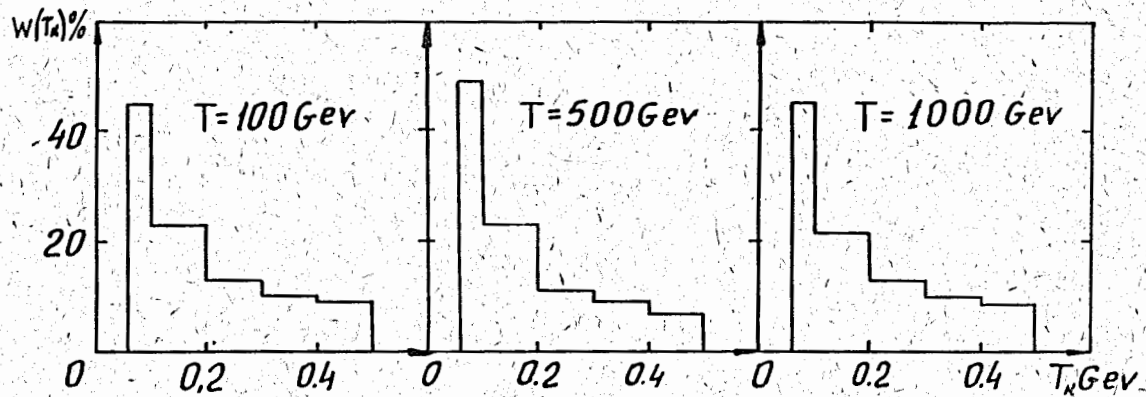


Рис. 3. Распределение каскадных частиц по величине их кинетической энергии.

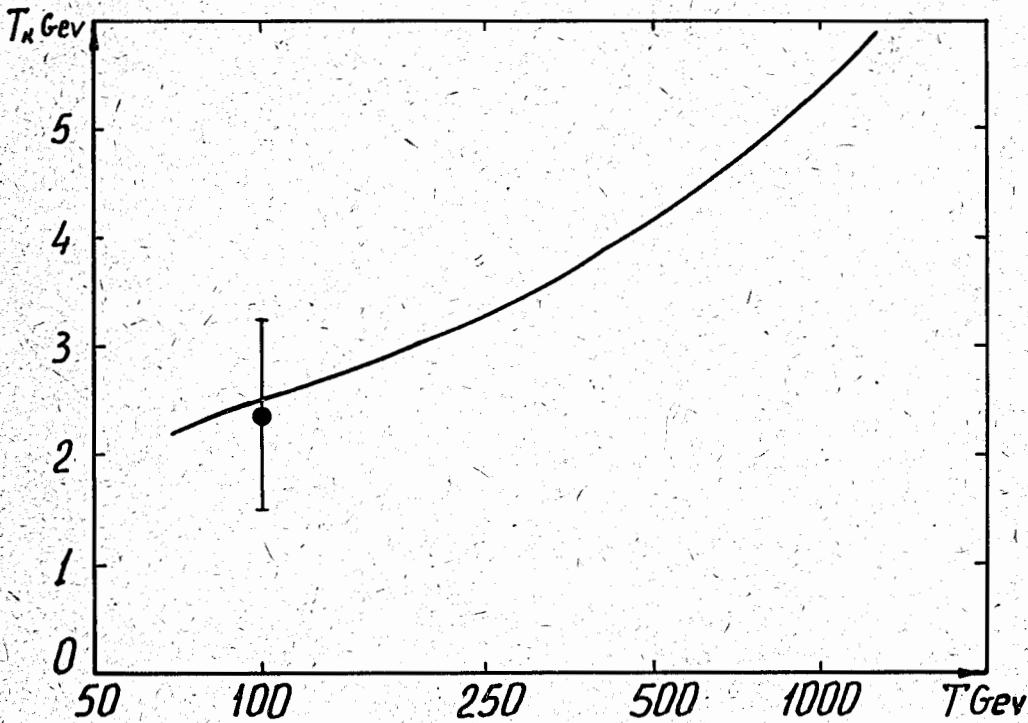


Fig. 4.

Рис. 4. Вычисленные значения средней кинетической энергии ливневых частиц, (лабораторная система координат). Экспериментальное значение при $T = 100$ Гэв взято из работы ^{/11/}.

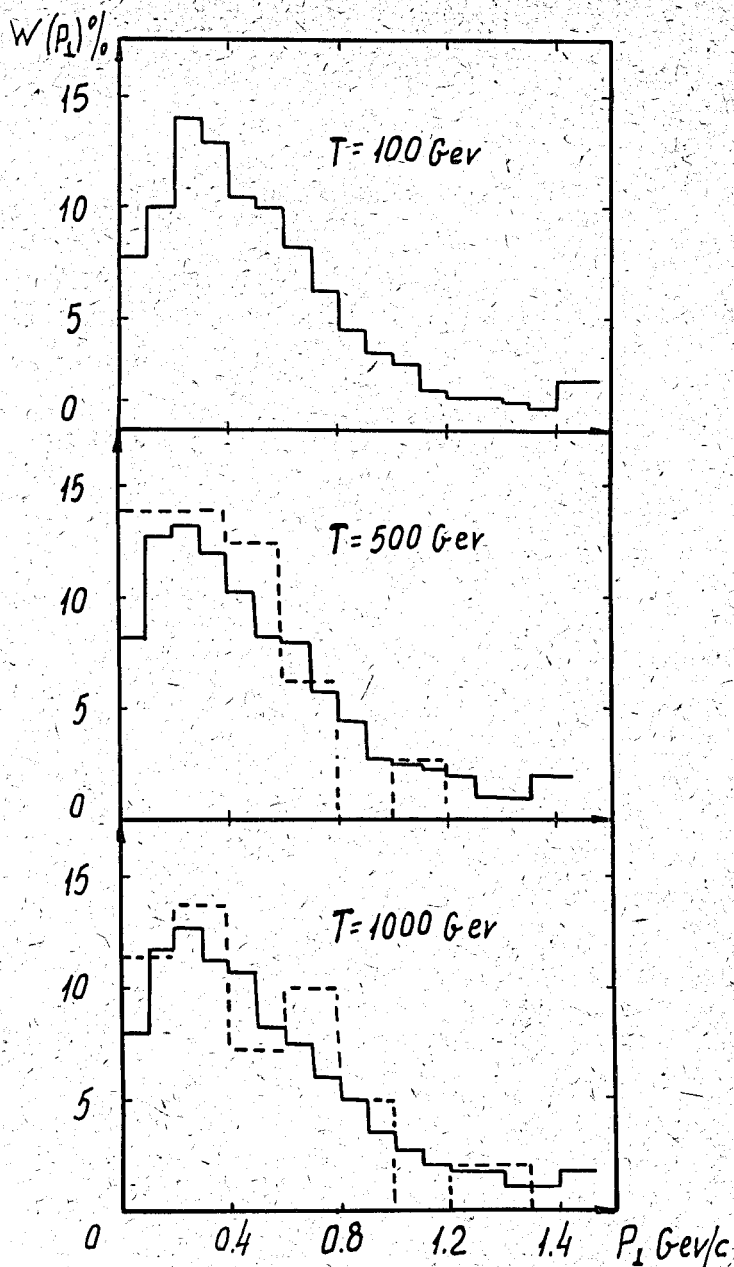


Рис. 5. Распределение ливневых частиц по величине их поперечного импульса. Пунктиром указаны экспериментальные гистограммы /12/

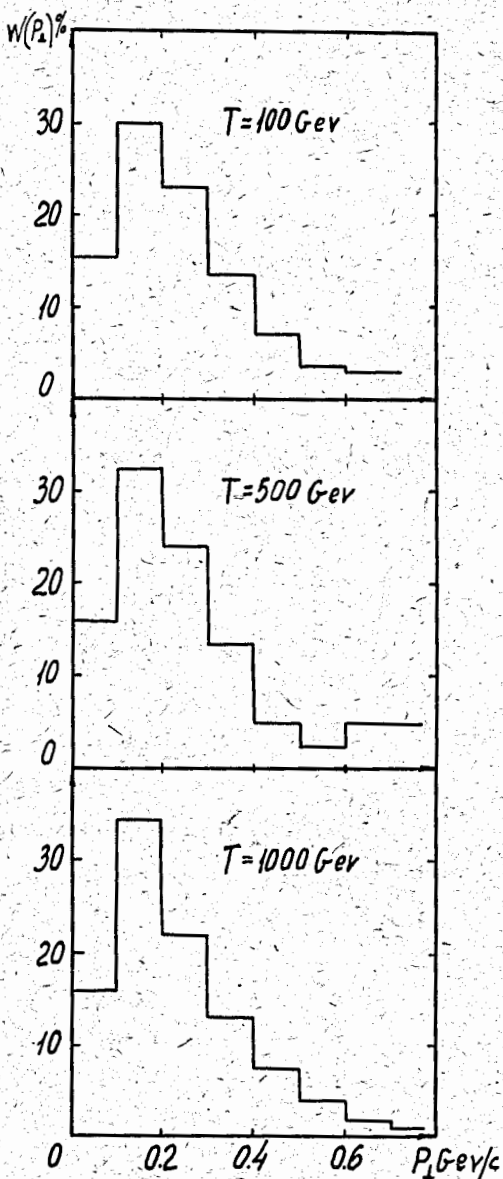


Рис. 6. Распределение каскадных частиц по величине их поперечного импульса.

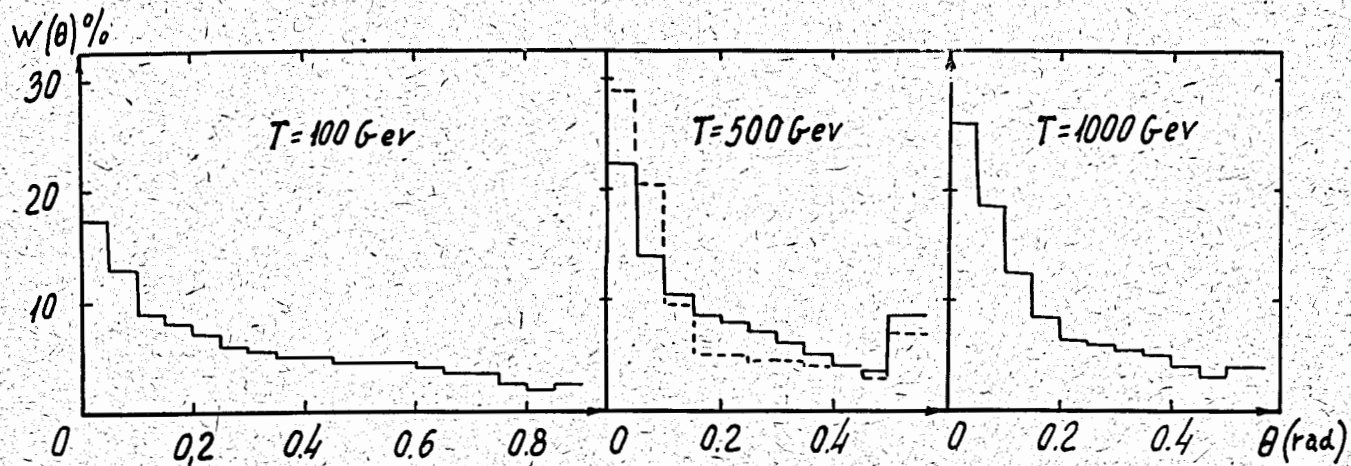


Рис. 7. Угловое распределение ливневых частиц. Пунктиром нанесена экспериментальная гистограмма из работы ^{10/}.

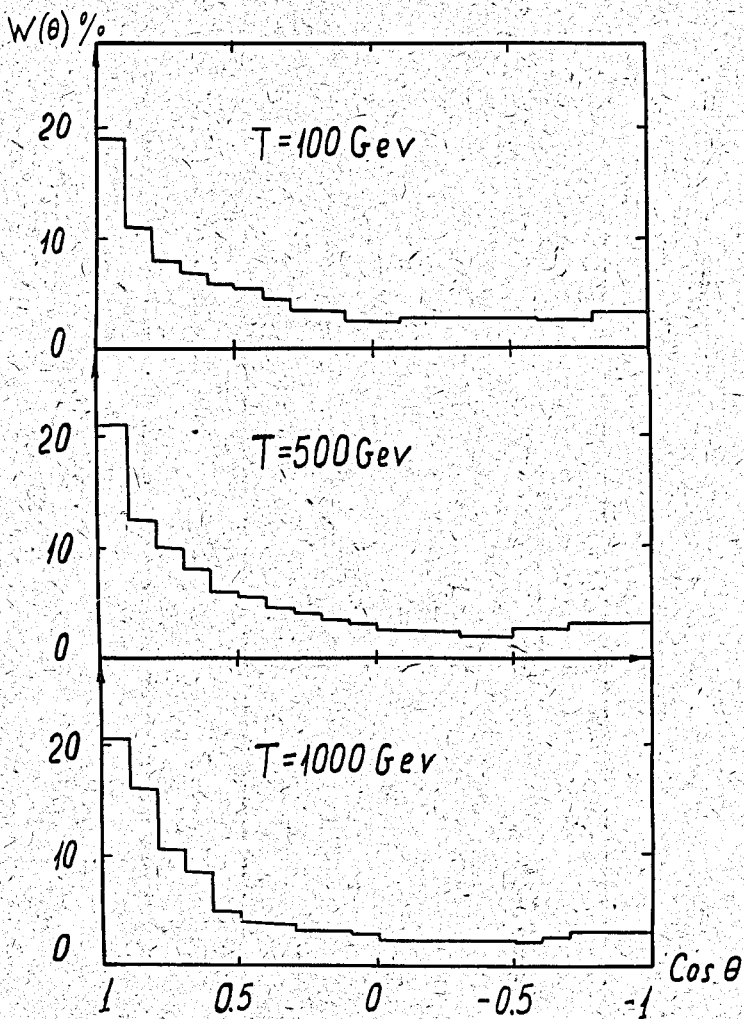


Рис. 8. Угловые распределения каскадных частиц.

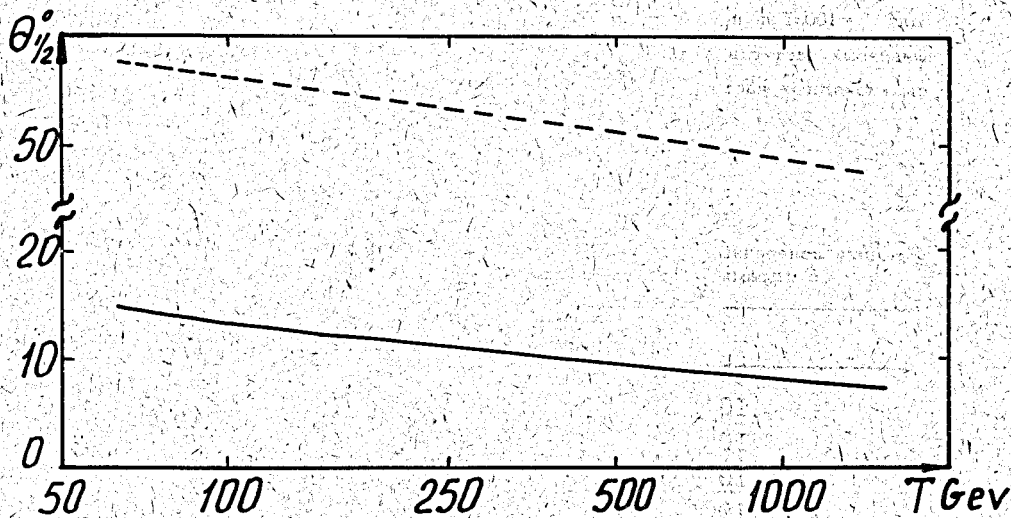


Рис. 9. Средний угол, в который вылетает половина всех частиц, рождающихся при неупругом взаимодействии нуклона со средним ядром фотоэмульсии. Сплошная кривая - ливневые частицы, пунктирная кривая - каскадные частицы.

Как видно, кинетическая энергия S -частиц быстро увеличивается с ростом энергии первичных космических частиц, в то время как энергия каскадных частиц в пределах статистических ошибок расчета ($\leq 5-10\%$) остается постоянной: при $T = 100, 500$ и 1000 Гэв их средняя кинетическая энергия $T_k = 164, 160$ и 170 Мэв, что очень мало отличается от значений $T_k = 120 \pm 12$ Мэв и $T_k = 170$ Мэв, полученных в опытах соответственно при $T = 9$ и 18 Гэв^{2,8/}.

Распределение рождающихся частиц по величине поперечного импульса в пределах статистических ошибок расчета оказывается не зависящим от энергии первичного нуклона. Так, среднее значение \bar{P}_\perp для ливневых частиц составляет $0,49, 0,50$ и $0,54$ Гэв/с соответственно для $T = 100, 500$ и 1000 Гэв; для каскадных частиц $\bar{P}_\perp = 0,24$ для $T = 100$ Гэв и $0,23$ и $0,24$ Гэв/с для $T = 500$ и 1000 Гэв. Поперечные импульсы ливневых частиц в среднем приблизительно в два раза превосходит поперечные импульсы каскадных частиц.

Т а б л и ц а 3

Средний поперечный импульс ливневых частиц, рождающихся при взаимодействии с ядрами фотоэмульсии космических частиц с энергиями $T = 10^2-10^3$ Гэв

T , Гэв	\bar{P}_\perp , Гэв/с
$10^3 - 10^5$	$0,41 \pm 0,13/12/$
$10^3 - 10^5$	$0,8 \pm 0,1/12/$
$10^3 - 10^5$	$0,5 \pm 0,1/12/$
$10 - 100$	$0,3 \pm 0,1/13/$
250	$0,4 \pm 0,1/9/$

Теоретическое значение $\bar{P}_\perp = (0,50 \pm 0,05)$ Гэв/с.

При энергиях $T \geq 100$ Гэв половинный угол $\theta_{1/2}$ сравнительно медленно убывает с ростом энергии первичного нуклона T . В случае $N-N$ столкновений из простых кинематических соображений, основанных на преобразованиях Лоренца, следует, что $\theta_{1/2} = T^{-1/2}$. При взаимодействиях частиц с ядрами энергетическая зависимость угла $\theta_{1/2}$ является более слабой вследствие влияния последующих столкновений внутри ядра, соответствующих меньшим значениям энергии T . Поэтому использование соотношения $u_c = \text{ctg } \theta_{1/2}$ для определения энергии первичной частицы, как это делается иногда в экспериментальных работах, может привести к существенным ошибкам.

Вылет каскадных частиц, как и следовало ожидать, со значительной вероятностью происходит и на большие углы $\theta > 90^\circ$.

В переменных $\lg \operatorname{tg} \theta$ угловое распределение ливневых частиц имеет характерный двугорбый вид. Это хорошо видно на рис. 10 и является следствием двугорбового характера использованных при расчетах угловых распределений частиц в N-N столкновениях. Следует, однако, отметить, что относительная величина горбов в вычисленных нами угловых распределениях весьма существенно зависит от плохо известных угловых распределений частиц в N-N столкновениях при $T \geq 100$ Гэв. На гистограммах рис. 7 неточности N-N угловых распределений сказывается значительно слабее.

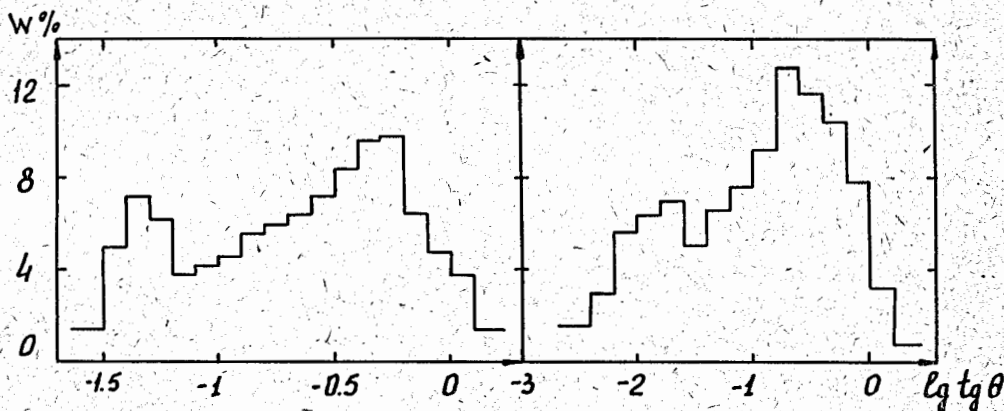


Рис. 10. Угловое распределение ливневых частиц в зависимости от переменной $x = \lg \operatorname{tg} \theta$.

Для сравнения на рисунках приведены экспериментальные данные. Для ливневых частиц эксперимент и теория согласуются вполне удовлетворительно. Опытных данных для γ -частиц при $T \geq 100$ Гэв в настоящее время, к сожалению, нет.

Обращает на себя внимание, что характеристики ливневых частиц, образующихся при нуклон-ядерных взаимодействиях, не очень сильно отличаются от соответствующих характеристик частиц, рождающихся при неупругих N-N и π -N столкновениях. Поэтому из рассмотрения взаимодействий частиц с атомными ядрами можно получить представление об элементарных взаимодействиях в области сверхвысоких энергий.

4. Заключение

Таким образом, как при ускорительных энергиях от нескольких десятков Мэв до 30 Гэв, так и в области космических энергий $T > 30$ Гэв основные черты взаимодействий элементарных частиц с атомными ядрами можно объяснить внутриядерными каскадами. Для объяснения известных в настоящее время космических экспериментальных данных не требуется никаких специфических механизмов взаимодействия, отличных от тех, которые известны нам в области ускорительных энергий.

Одним из таких специфических механизмов, часто обсуждаемым в литературе по космическим лучам, является образование в процессе нуклон-ядерного взаимодействия единой возбужденной системы - ядерной трубки. Согласие с опытом в этом случае достигалось путем подбора нескольких свободных параметров. Например, по измеренным на опыте числу треков в звезде n и фактору лоренцовского преобразования γ_c определялись однозначно с ними связанные энергия первичной частицы T и длина трубки $\ell^{14/}$: $T = f(n, \gamma_c)$, $\ell = r(n, \gamma_c)$. Однако с помощью такого метода "длину трубки" можно определить в любом случае совершенно независимо от того, реализуется в действительности механизм трубки или нет.

При более рафинированных расчетах с ядерной трубкой, не использующих столь большого числа параметров, для некоторых характеристик нуклон-ядерных взаимодействий также можно получить значения, близкие к экспериментальным (так, в расчетах, выполненных нами на электронной машине для $T = 100$ Гэв методом статистической теории Ферми, довольно близким к экспериментальному оказалось среднее число частиц $\bar{n} = \bar{n}_g + \bar{n}_\pi$). Однако, как показывает анализ, имеется ряд экспериментальных результатов, которые никак не удается объяснить, если предполагать механизм ядерной трубки: например, очень малую разницу средних чисел ливневых частиц, рождающихся при взаимодействиях с легкими и тяжелыми ядрами, или то, что каскадные частицы содержат лишь ничтожно малую примесь π -мезонов (ср. ^{12/}). Все это является дополнительным аргументом в пользу механизма внутриядерных каскадов.

В заключение мы рады поблагодарить В.М. Мальцева за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

1. N. Metropolis, B. Bivins et al; Phys. Rev., 110, 204 (1958).
2. V.S. Barashenkov, V.A. Beljakov et al; Nucl. Phys., 14, 522 (1960).
3. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.K. Mihul; Nucl. Phys., 24, 642 (1961).
4. V.S. Barashenkov, A.V. Bojadzhijev et al; Nucl. Phys. (in print)
5. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev; Fortschritte der Phys., 9, 549 (1961).

6. U.Camerini et al. *Phil. Mag.*, 42, 1241 (1951).
7. И.И.Гуревич, А.П.Мишаков, Б.А.Никольский, Л.В.Суркова. *ЖЭТФ*, 34, 265 (1958).
8. I.K.Lim. *Nuovo Cim.*, 26, 1221 (1962).
9. E.Lohmann, T.W.Teucher and Marcel Schein. *Phys. Rev.*, 122, 672 (1961).
10. Ж.С.Такибаев, А.А.Локтионов, Л.А.Санько, Ц.И.Шахова. Труды Международной конференции по космическим лучам. Москва, 1, 51 (1959).
11. А.Х.Вяницкий, И.Г.Голяк, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников. Труды Международной конференции по космическим лучам 1, 61 (1959).
12. B.Edwards, I.Losty, D.H.Perkins, K.Pinkau and J.Reynolds. *Phil. Mag.*, 3, 237 (1958).
13. E.Fenyves, E.Gombosi and P.Suranyi. *Nuovo Cim.*, 11, 21 (1959).
14. I.A.Ivanovskya, D.S.Chelevsky. *Nucl. Phys.*, 4, 29 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 мая 1964 г.