

4662

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



Р2 - 4662

В.С.Барашенков, К.К.Гудима, С.М.Елисеев,

А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ.

НОВЫЕ ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P2 - 4662

**В.С.Барашенков, К.К.Гудима, С.М.Елисеев,
А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев**

**МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ.
НОВЫЕ ТИПЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Доклад на XI Международной конференции
по космическим лучам (Будапешт, 1969)

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Подробные расчеты показали, что неупругие пион- и нуклон-ядерные взаимодействия хорошо объясняются механизмом внутриядерных каскадов во всей области энергий T первичной частицы от нескольких десятков Мэв до нескольких Гэв. Отмечавшиеся в некоторых работах расхождения с опытом связаны не с изменением механизма, а с несовершенством использовавшегося конкретного варианта каскадной модели /1/.

Вместе с тем попытки непосредственно распространить модель внутриядерных каскадов на область энергий $T \gtrsim 10$ Гэв сразу же приводят к существенному и растущему при увеличении T расхождению с опытом.

Нашей целью является рассмотреть, при каких энергиях происходит изменение обычного каскадного механизма, в каких характеристиках это сильнее всего проявляется, и обсудить причины такого изменения.

Чтобы получить хорошее согласие каскадных расчетов с опытом при $T \lesssim 1$ Гэв необходимо принять во внимание диффузность ядерной границы, а используемые для монте-карловского восстановления картины неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий внутри ядра характеристики элементарного акта должны задаваться как непрерывные функции энергии; при этом очень существенным является точное соблюдение при

монте-карловских розыгрышах законов сохранения энергии и импульса — лишь в этом случае можно достаточно точно восстановить картину элементарного $\pi-N$ или $N-N$ взаимодействия внутри ядра.

Из рис. 1 видно, что теоретические значения средней множественности \bar{n}_q и \bar{n}_h в протон-ядерных столкновениях, хорошо согласующиеся с опытом при $T < 5$ Гэв, не передают экспериментально наблюдаемого "насыщения" при больших энергиях. Расчетные значения \bar{n}_s очень близки к экспериментальным вплоть до $T \approx 20$ Гэв, где также начинают проявляться заметные расхождения.

Аналогичные результаты были получены для пион-ядерных взаимодействий (хотя говорить о различии теоретических и экспериментальных значений \bar{n}_s здесь трудно, так как измерения выполнены пока лишь при $T < 20$ Гэв).

Различие теоретических и экспериментальных характеристик проявляется более наглядно, если рассмотреть корреляции частиц. Из рис. 2 видно, что при $T \lesssim 5$ Гэв зависимость от числа n_s следов в звезде хорошо согласуется с опытом, в то время как при больших энергиях расчетные гистограммы заметно отличаются от измеренных.

Что касается зависимости среднего числа серых следов от числа s -частиц, то при $T \gtrsim 5$ Гэв нельзя говорить даже о качественном согласии с опытом (см. рис. 3). При меньших энергиях прямые измерения отсутствуют, однако характер корреляций при $T=3,2$ Гэв в протон-ядерных взаимодействиях будет примерно таким же, как и в столкновениях π^- -мезонов с ядрами при $T=1,87$ Гэв, где наблюдается уменьшение среднего числа g -следов с ростом n_s /3/

Анализ энергетических характеристик вторичных частиц показал, что расхождение расчета с опытом по средней множественности сопровождается смягчением энергетического спектра g -частиц (см. рис. 4), хотя спектры s -частиц воспроизводятся вполне удовлетворительно.

Следует подчеркнуть, что отклонение энергетических и особенно угловых характеристик от наблюдаемых на опыте оказывается заметно меньшим, чем это имеет место для множественности. Например, более чем двухкратное различие экспериментальных и теоретических значений \bar{n}_q в протон-ядерных взаимодействиях при $T=22,5$ Гэв сопровождается лишь приблизительно 5%-ным расхождением в средних энергиях g -частиц. Еще меньшими оказываются различия в угловых распределениях частиц.

При энергиях $T \gtrsim 100$ Гэв различия каскадных расчетов с опытом становятся более существенными. Например, при $T \approx 10^3$ Гэв теоретическая множественность s -частиц почти в три раза превышает экспериментальную; наблюдаются расхождения и в угловых распределениях /2/.

Таким образом, отклонения от обычной каскадной теории начинают проявляться прежде всего в характеристиках низкоэнергетической компоненты рождающихся частиц при $T \gtrsim 5$ Гэв. Оценки показывают, что имеется несколько причин этих отклонений.

Во-первых, во всех выполненных до сих пор каскадных расчетах полностью игнорируется тот факт, что по мере развития каскада в него вовлекается все большее число внутриядерных нуклонов, благодаря чему низкоэнергетическая компонента каскадных частиц встречает на своем пути уже меньшую плотность ядерного вещества. Соответственно уменьшается при этом и число "испарительных" частиц.

Другой важный эффект, который не учитывается в каскадных расчетах, заключается в том, что при энергиях, больших нескольких Гэв, в $\pi-N$ и $N-N$ столкновениях начинают интенсивно рождаться резонансы, которые далее также вовлекаются во внутриядерный каскад. С кинематической точки зрения это в известной степени эквивалентно тому, что с внутриядерным нуклоном взаимодействуют сразу несколько "слипшихся" мезонов.

При дальнейшем увеличении энергии T вследствие релятивистского сжатия углы вылета частиц, рождающихся в $\pi-N$ и $N-N$ столкновениях, становятся настолько малыми, что бессмысленна какая-либо дискриминация времен взаимодействий этих частиц с внутриядерным нуклоном, другими словами, происходит одновременное рассеяние и поглощение сразу нескольких частиц на одном нуклоне (поглощение нуклоном резонанса можно рассматривать как частный случай таких много-частичных взаимодействий).

Поскольку о свойствах многочастичных взаимодействий (МЧВ) мы сейчас практически ничего не знаем, целесообразно рассмотреть обратную задачу: попытаться получить сведения об этих взаимодействиях на основе анализа экспериментальных данных, полученных в опытах с космическими лучами. При этом расчет следует начинать, конечно, с наиболее общих предположений о характере МЧВ и детализировать их лишь по мере того, как это становится совершенно необходимым для согласования результатов расчета с опытом; это послужит определенной гарантией от внесения неоправданных предположений.

Для каждого отдельного взаимодействия первичной частицы с ядром методом Монте-Карло разыгрывалось расположение внутриядерных нуклонов; это расположение считалось неизменным в течение всего времени развития каскада. Предполагалось, что все частицы, пробеги которых оканчиваются вблизи центра внутриядерного нуклона на расстояниях, меньших его радиуса, взаимодействуют с этим нуклоном одновременно. Свойства таких МЧВ считались зависящими лишь от величины "свободной" энергии $\epsilon = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2} - \sum M_i$, которая может быть затрачена на образование новых частиц (E_i , \vec{p}_i , M_i - полная энергия, импульс и масса i -ой частицы, поглощенной нуклоном). В неупругих $\pi-N$ и $N-N$ столкновениях закон сохранения энергии и импульса учитывался лишь статистически, в среднем по большому числу взаимодействий.

Понятно, что такая модель дает довольно упрощенное описание физического процесса; однако уже в этом случае можно сделать ряд вполне определенных и достаточно общих выводов.

Из рис. 5 видно, что уже при $T \approx 10$ Гэв число МЧВ в среднем ядре фотоэмульсии составляет около 20%, а при $T \approx 10^3$ Гэв достигает 40%. При этом доля частиц, участвующих в МЧВ, возрастает от 30 до 70%.

Следует, однако, отметить, что большой вклад МЧВ при $T \approx 10$ Гэв, по-видимому, частично обусловлен тем, что в расчетах не учитывалось уменьшение плотности ядерного вещества и все отклонения от обычной каскадной модели приписывались влиянию МЧВ. Учет уменьшения числа внутриядерных нуклонов представляет собой сложную задачу, к решению которой мы еще только приступили.

На вычислительных машинах нами были выполнены несколько серий расчетов, различающихся предположениями о свойствах МЧВ. Согласие с экспериментальными данными во всей области $T = 30 + 10^3$ Гэв удается получить лишь в том случае, если угловые и энергетические распределения частиц, образующихся в МЧВ, выбрать в виде, представленном на рис. 6,7, и, кроме того, допустить существование лидирующей частицы, уносящей 50-70% всей энергии.

Конечно, к деталям распределений на рис. 6 и 7 сейчас еще нельзя относиться слишком серьезно. Однако сам факт существования МЧВ и то обстоятельство, что характеристики частиц, образующихся при таких взаимодействиях, близки к тому, что наблюдается в обычных двух-частичных взаимодействиях при высоких энергиях (в частности, наличие лидирующей частицы и асимметричный характер угловых распределений остальных частиц), можно считать достаточно надежным.

Насколько хорошо результаты расчетов, учитывающих МЧВ, согласуются с опытом, видно из таблицы и из рис. 8.

В заключение мы хотим еще раз подчеркнуть, что исследование механизма взаимодействия частиц с ядрами при высоких и сверхвысоких энергиях в существенной степени оказывается сейчас зависящим от "переходной" области энергий $T=2+30$ Гэв. При этом представляет интерес изучение не столько интегральных средних характеристик, сколько дифференциальных распределений и корреляций между отдельными величинами. Особого внимания заслуживает низкоэнергетическая компонента рождающихся частиц.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринты ОИЯИ P2-4302, P2-4313, P2-4336, P2-4402 (1969).
2. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev. Nucl.Phys., 87, 241 (1966).
3. В.Е.Ронне, О.Даниелсон. Arkiv for Phys., 22, 175 (1962).
4. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.M.Eliseev. Nucl.Phys., B6, 11 (1968); B6, 628 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 августа 1969 года.

Таблица
Сравнение с экспериментом результатов каскадных расчетов, учитывающих многочастичные взаимодействия

T, Гэв	Взаимодействие	Характеристика	Теория	Опыт ^{x/}
100	p+LEm	\bar{n}_s	$7,9 \pm 0,4$	$7,4 \pm 0,5$
		T_s , Гэв	$3,1 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,3$
	p+Em	\bar{n}_s	$10,3 \pm 0,5$	$8,0 \pm 0,5$
		\bar{n}_g	$3,6 \pm 0,2$	$5,0 \pm 1,6$
200	$\pi^- + \text{LEm}$	T_s , Гэв	$2,8 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,9$
		\bar{n}_s	$9,7 \pm 0,4$	$8,0 \pm 0,9$
	$\pi^- + \text{Em}$	$\theta_{1/2s}^0$	$6,5 \pm 0,3$	$6,2 \pm 0,4$
		\bar{n}_s	$11,2 \pm 0,6$	$10,8 \pm 0,9$
	$\pi^- + \text{HEm}$	$\theta_{1/2s}^0$	$9,0 \pm 0,5$	$8,3 \pm 0,6$
		\bar{n}_s	$15,4 \pm 0,7$	$14,7 \pm 2,0$
500	p+Em	$\theta_{1/2s}^0$	$12,0 \pm 0,6$	$11,0 \pm 1,1$
		\bar{n}_s	$18,0 \pm 0,9$	$18,8 \pm 4,2$
	10^3	\bar{n}_g	$3,7 \pm 0,2$	$4,0 \pm 0,8$
		p+LEm	\bar{n}_s	$12,1 \pm 0,6$
p+Em	\bar{n}_s		$20,5 \pm 1,1$	$22,5 \pm 3,0$
			\bar{n}_g	$3,6 \pm 0,2$

x/ Библиографию см. в работах /4/. LEm, Em, HEm - среднее легкое, среднее, среднее тяжелое ядра фотозумульсии; T_s - средняя энергия вторичных частиц (за вычетом лидирующей); $\theta_{1/2s}^0$ - угол, в который вылетает половина s-частиц (лабораторная система координат).

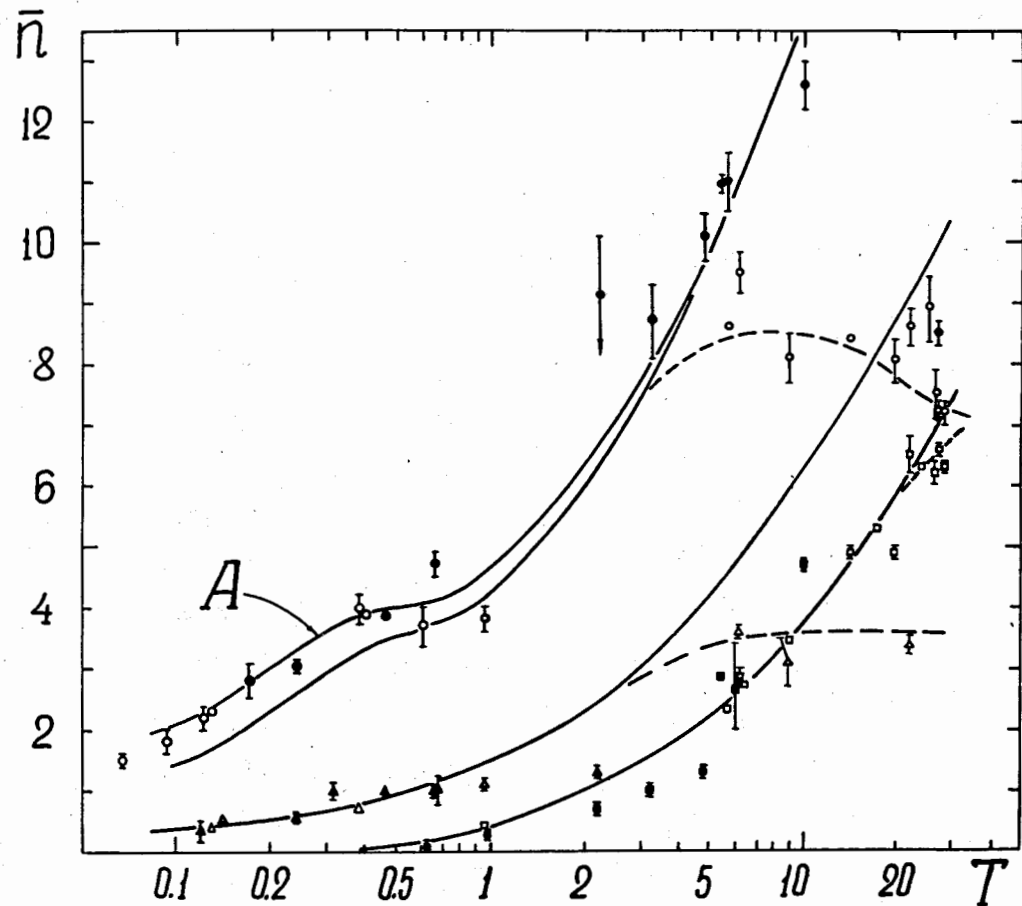


Рис.1. Зависимость среднего числа s - , g - и h -следов в фотоэмульсионных звездах от энергии первичного протона T . Сплошные кривые - расчет, кривая A - расчет $\bar{n}_h(T)$ для звезд с $n_h > 1$. Пунктиром нанесены кривые, аппроксимирующие наиболее достоверные экспериментальные точки. Значками \circ , Δ и \square нанесены соответственно экспериментальные значения \bar{n}_h , \bar{n}_g и \bar{n}_s , полученные просмотром "вдоль следа", заштрихованные значки относятся к значениям, полученным путем просмотра эмульсии по площади.

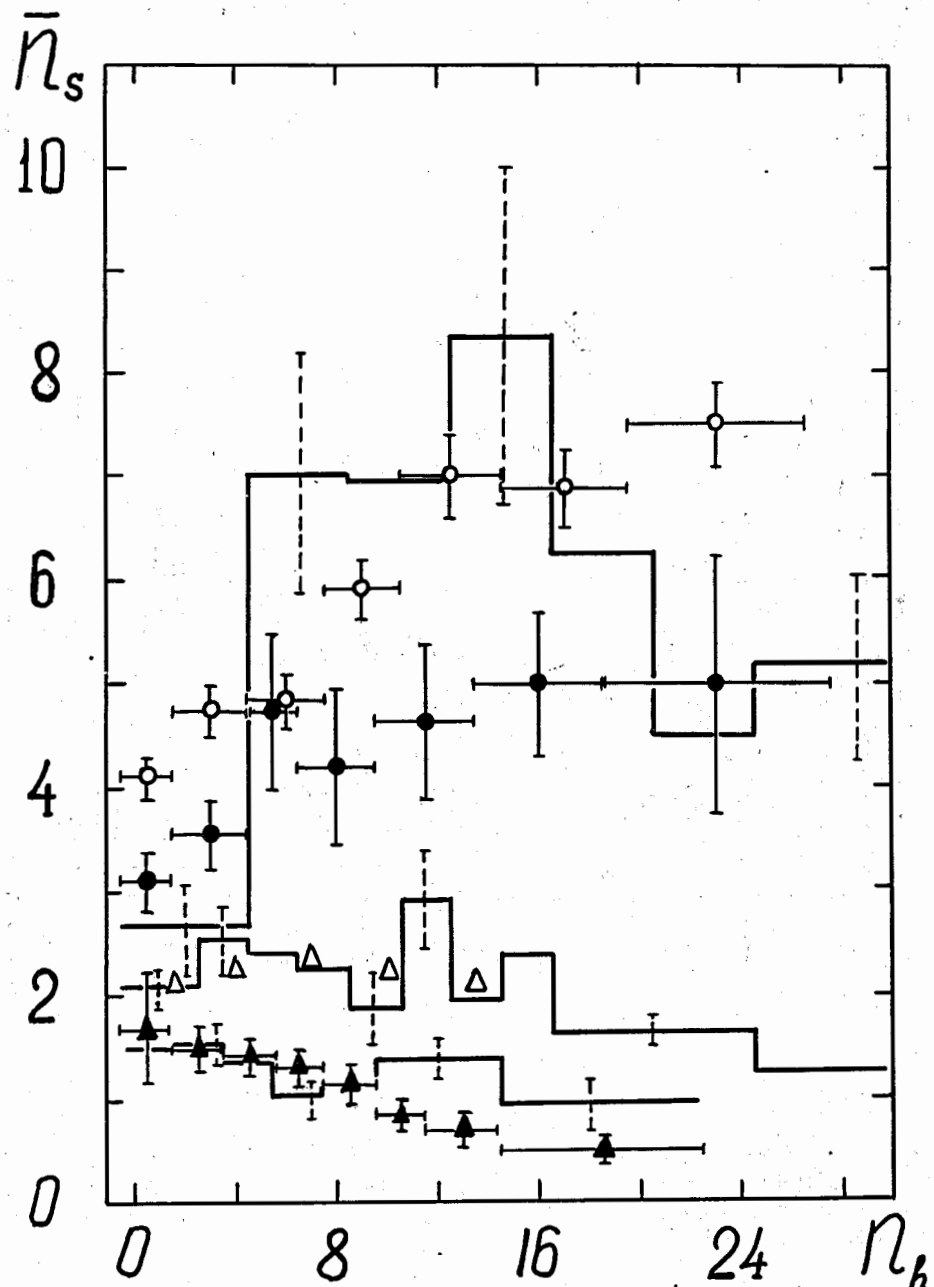


Рис.2. Корреляция среднего числа s -следов и числа h -следов в фотоэмульсионных звездах, образованных π^- -мезонами. Значками Δ , \bullet и \circ отмечены экспериментальные данные соответственно для $T=1,87$; $4,2$; 10 и $16,1$ Гэв. Гистограммы - расчет для $T=1,87$; $4,2$ и $16,1$ Гэв.

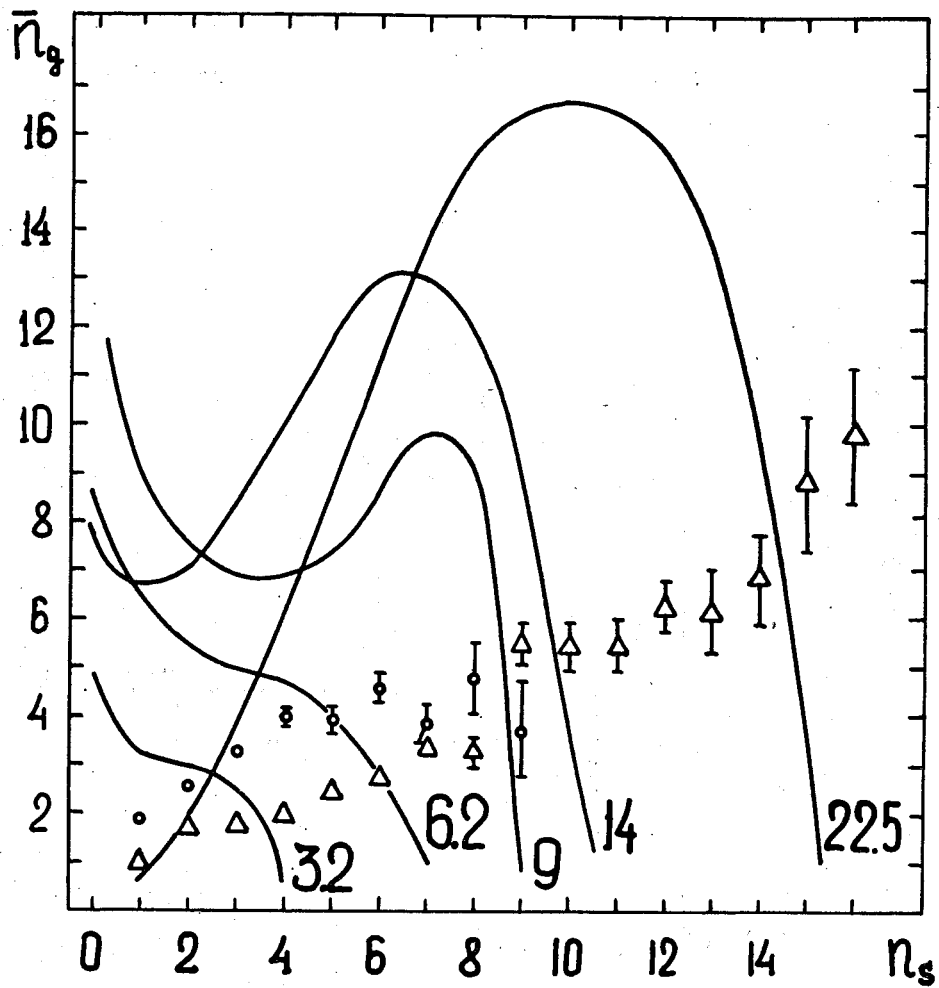


Рис.3. Зависимость средней множественности g -следов от числа s -частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных протонами. Кривые - расчет, числа около кривых указывают энергию первичного протона, в Гэв. . Кружками и треугольниками нанесены экспериментальные данные Винцелера соответственно для $T=6,2$ и $22,5$ Гэв.

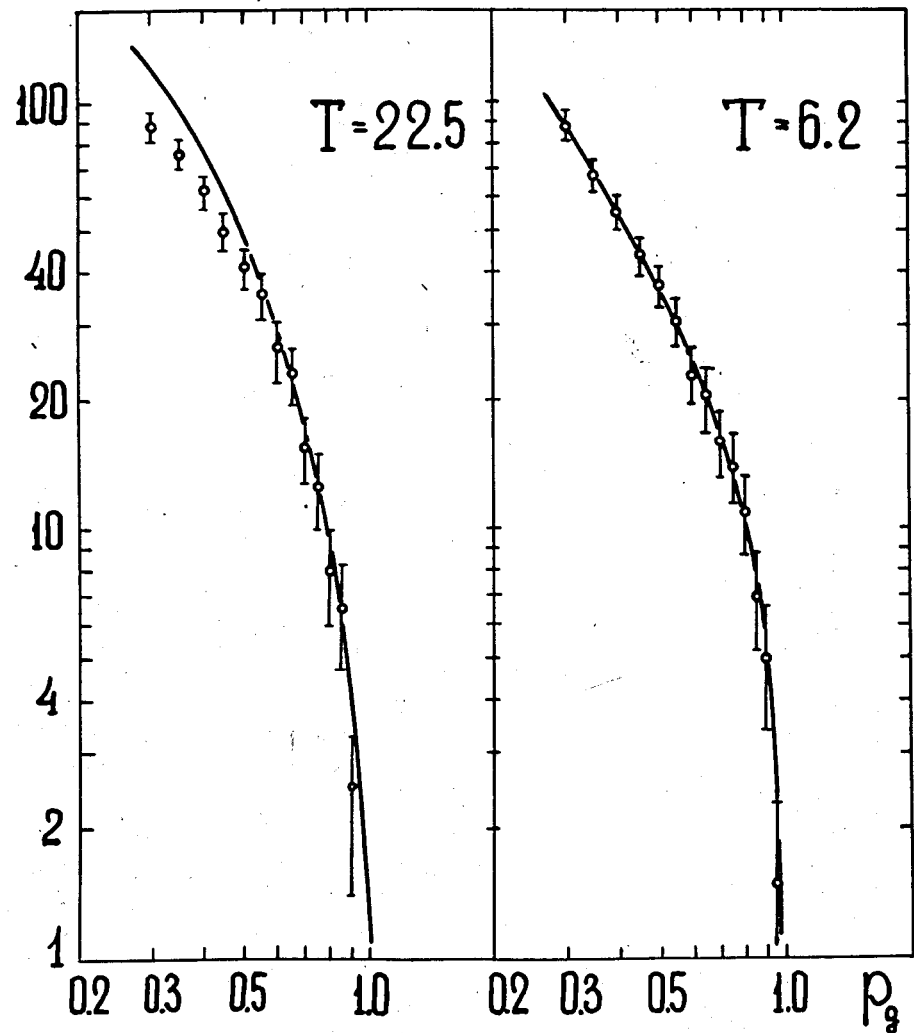


Рис.4. Энергетические спектры g -частиц $N(>p) = \int_p^{p_{\max}} \omega(p') dp'$ из протон-ядерных столкновений при энергии T . Кривые - расчет по каскадной теории.

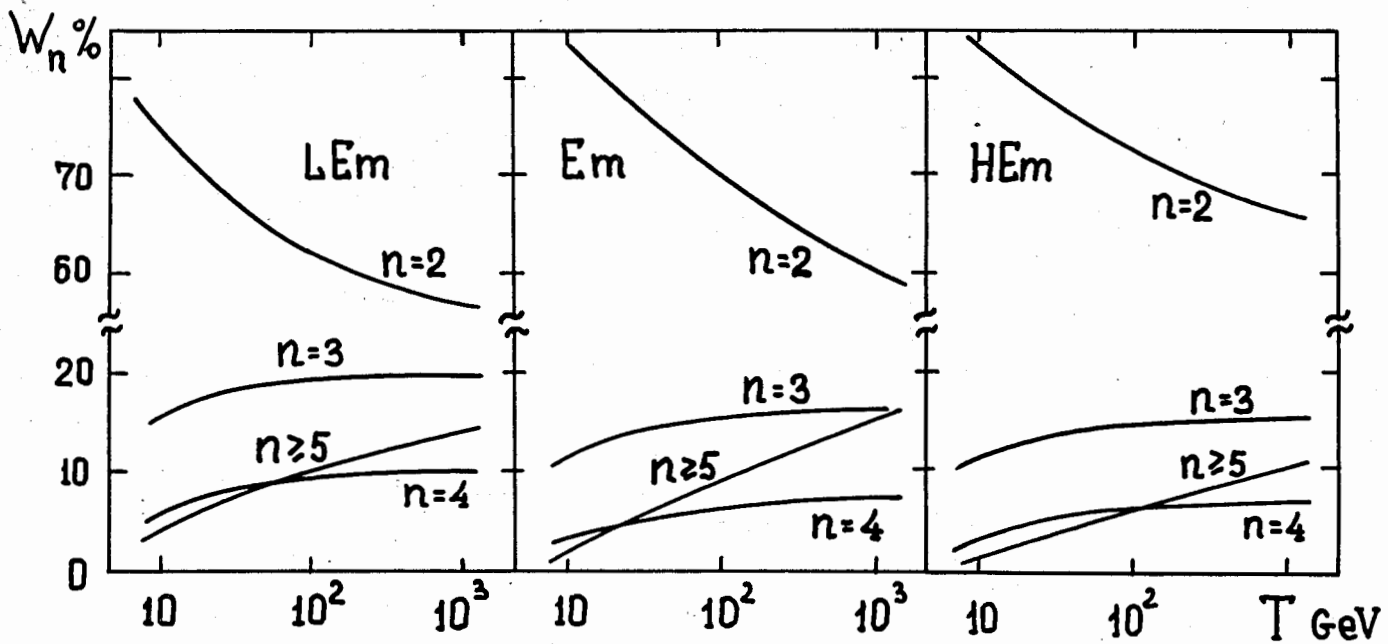


Рис.5. Относительное число внутриядерных столкновений с n частицами в начальном состоянии.

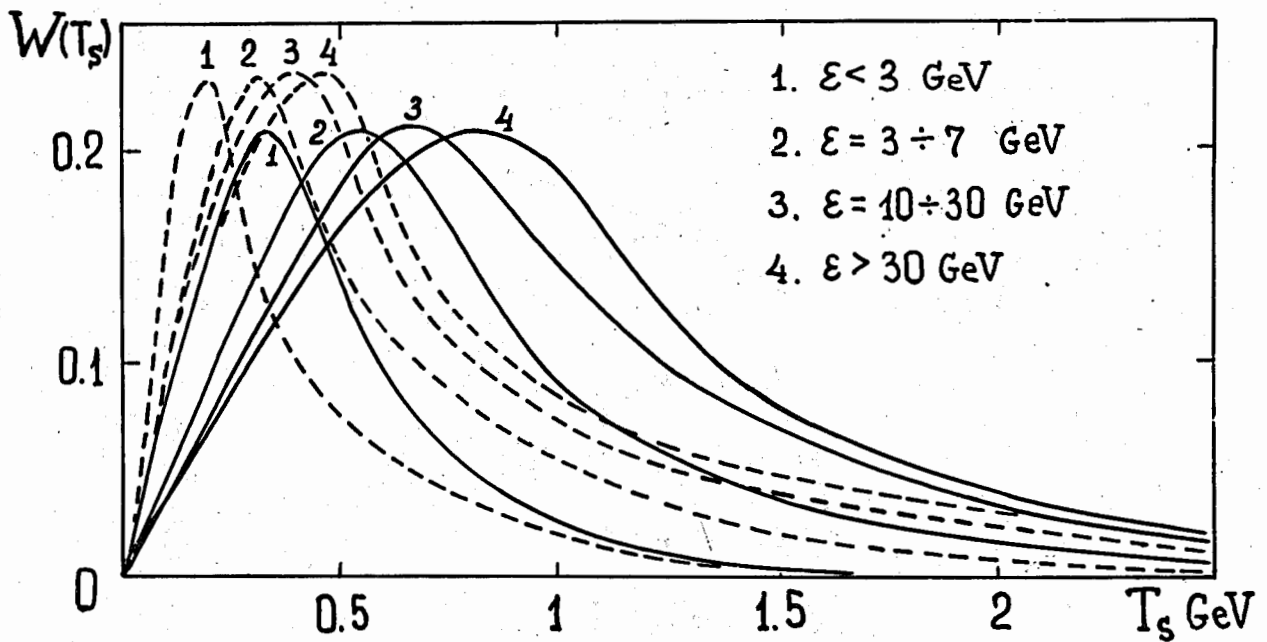


Рис.6. Энергетическое распределение (в с.п.м.) пионов (пунктир) и тяжелых частиц (сплошные кривые), образовавшихся в неупругих МЧВ.

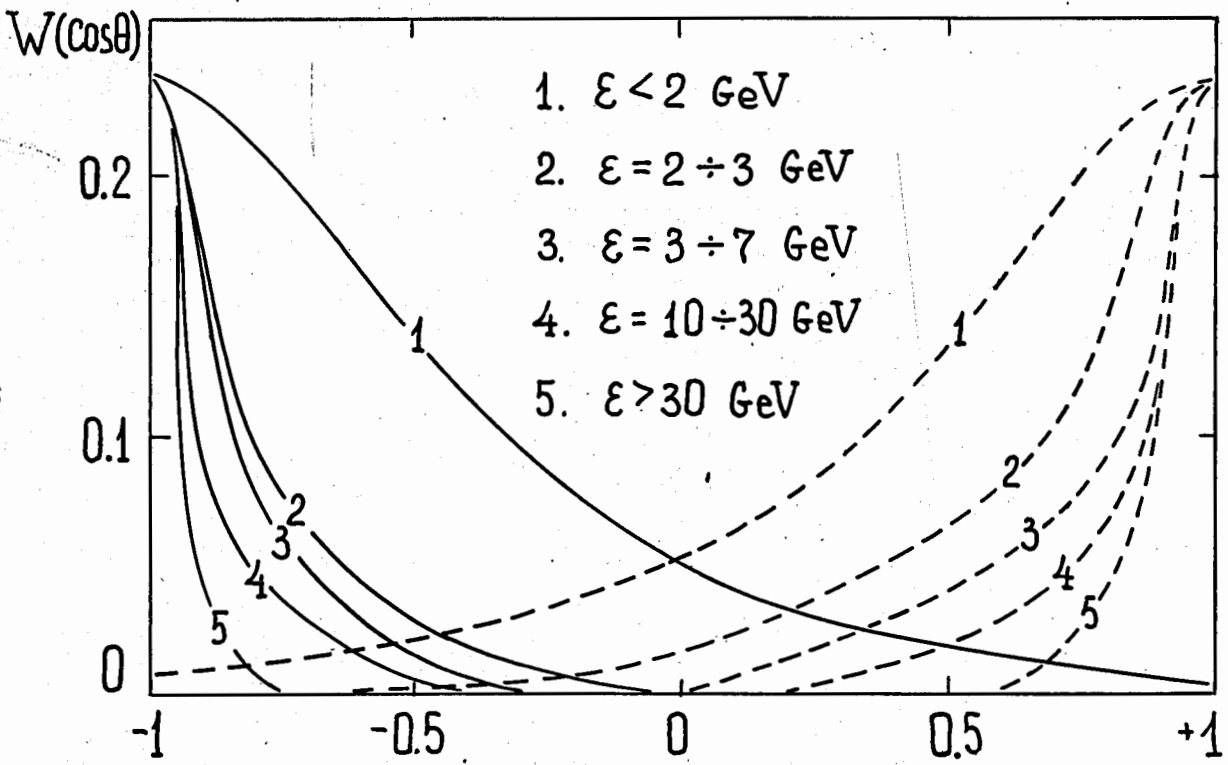


Рис.7. Угловые распределения (в с.ц.м.) частиц, рождающихся в неупругом МЧВ. Все обозначения те же, что на рис. 6.

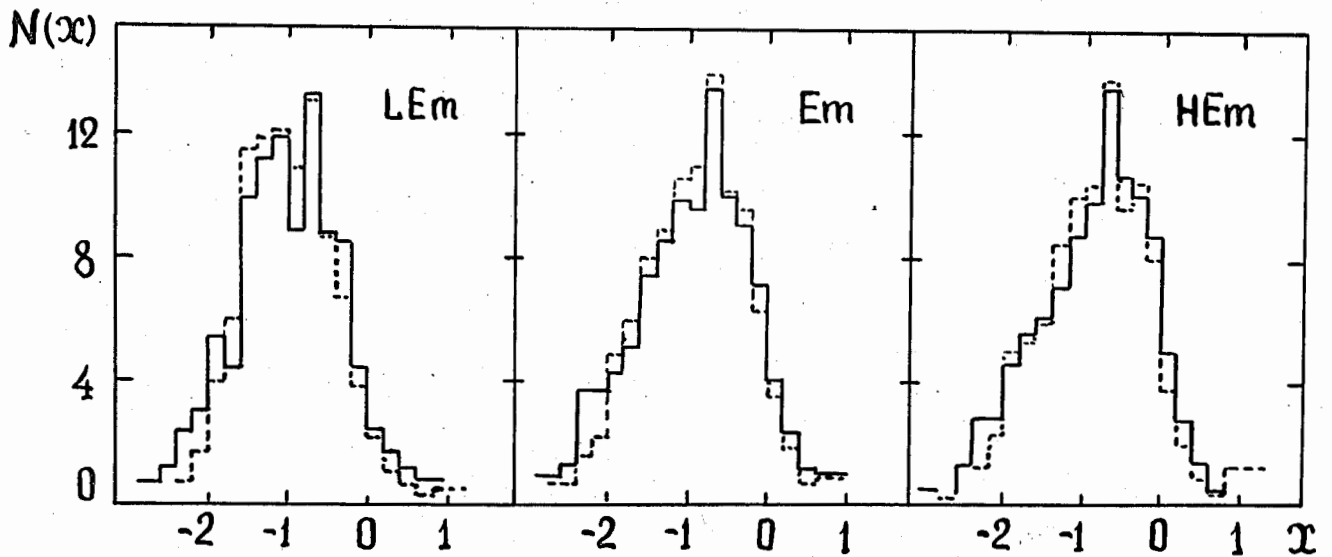


Рис.8. Распределение по величине $\chi = \lg \operatorname{tg} \theta$ s -частиц в фотоэмульсионных звездах, образованных π -мезонами при $T = 200 \text{ ГэВ}$. Непрерывные — гистограммы: — эксперимент Гиерула, пунктир — расчет для $T=200 \text{ ГэВ}$.