



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, В.М. Малышев, И. Патера

P-1577

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Дубна 1964

C 346

B-245

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера^{x/}

P 1577

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

2385/1 чр.



^{x/} Постоянный адрес: Институт физики, Прага.

I. Введение

В настоящее время накоплено уже большое количество экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям элементарных частиц. Анализ этих данных позволяет сделать ряд важных и вполне определенных заключений о характере неупругих процессов при больших энергиях, или, другими словами, о свойствах взаимодействий, происходящих в малых пространственно-временных областях. Это тем более важно, что в настоящее время мы еще не располагаем последовательной теорией сильных взаимодействий, и все теоретические построения при больших энергиях имеют модельный полуфеноменологический характер.

Вместе с тем в настоящее время нет ни одной работы, где были бы даны систематическая сводка и обзор известной экспериментальной информации.

Целью нашей работы является собрать и проанализировать, не основываясь на каких-либо предвзятых теоретических моделях, результаты многочисленных экспериментов в области больших энергий ($T \gg 1$ Гэв)^{х/}, когда длина де'бройлевской волны сталкивающихся частиц становится уже меньше, чем их геометрические размеры, и начинают играть существенную роль эффекты, связанные с внутренней структурой элементарных частиц.

Особым случаем является аннигиляция антинуклонов. В этом случае даже при очень малой энергии налетающего антинуклона может родиться большое число быстрых вторичных частиц. С этой точки зрения аннигиляция антинуклонов имеет очень много общего с неупругими взаимодействиями при больших энергиях, и соответствующие экспериментальные данные будут далее рассматриваться при всех энергиях, начиная от самых малых ($T \sim 0$).

Из огромного экспериментального материала мы выберем лишь некоторые основные характеристики неупругих взаимодействий. Таковыми в первую очередь являются угловые и импульсные распределения рождающихся частиц, распределение неупругих взаимодействий по множественности этих частиц, величина коэффициента неупругости. Мы подробно рассмотрим также сечения трехчастичных реакций, представляющих наиболее простой объект для проверки различных теоретических схем и моделей.

^{х/} Здесь и везде далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

Важной характеристикой неупругих взаимодействий при больших энергиях являются сечения рождения странных частиц и антинуклонов. Эти величины подробно рассмотрены в наших работах^{/1,2/}.

Экспериментальные значения полного сечения неупругих процессов σ_{in} и их теоретический анализ приведены в другой нашей работе^{/3/}. Частным случаем неупругой реакции является упругое рассеяние с перезарядкой и с переворотом спинов, а также "упругое рассеяние через неупругий канал" (определение и подробное обсуждение соответствующих сечений σ_{ex} , σ_s , σ_{il} см. в работах^{/3,4/}). Однако на опыте эти реакции в большинстве случаев не отделяются от реакций упругого рассеяния.

Далее мы всегда будем рассматривать сечение σ_{in} , из которого уже выделены сечения σ_{ex} , σ_s и σ_{il} . При энергиях $T \geq 1$ ГэВ эти сечения очень малы по сравнению с σ_{in} ^{/3,4/}.

Большая часть приведенных ниже экспериментальных данных получена в опытах на ускорителях. Таким путем в настоящее время можно получить сведения о взаимодействиях частиц вплоть до энергий $T = 32$ ГэВ. Как правило, эти данные характеризуются значительно большей точностью, чем данные, полученные из опытов с космическими лучами.

С другой стороны, исследование взаимодействий космических лучей с веществом является пока единственным источником экспериментальной информации о взаимодействиях частиц при сверхвысоких энергиях ($T \geq 100$ ГэВ). Остановимся на этом вопросе подробнее.

Из многочисленных опытов известно, что в космических лучах на границе земной атмосферы содержатся частицы с энергией вплоть до $10^9 - 10^{11}$ ГэВ; однако распределение этих частиц по энергии определяется быстро спадающей степенной функцией

$$W(T) = \frac{Const}{T^{n+1}}$$

где показатель $n(T) \approx 2,5$ при энергиях $T < 10^8$ ГэВ и медленно возрастает до значения $n \sim 3$ при $T \sim 10^8$ ГэВ^{/5/}. При этом число частиц с очень высокой энергией совершенно ничтожно, следствием чего являются очень большие статистические ошибки измерений.

В области энергий $T \leq 10^6$ ГэВ большая часть опытов с космическими лучами выполнена с помощью фотоэмульсий. В связи с малой статистикой зарегистрированных звезд выделение нуклон-нуклонных взаимодействий представляет здесь огромные трудности, и в большинстве случаев исследуются взаимодействия первичных частиц

с ядрами^{x/}. Полученные таким образом экспериментальные данные мы будем рассматривать лишь в той мере, как это будет необходимо для получения информации о взаимодействии элементарных частиц.

Сведения о взаимодействиях в области энергий $T \geq 10^6$ ГэВ в принципе можно получить из опытов с широкими атмосферными ливнями. Это явление представляет самостоятельный интерес, и его изучению посвящено огромное количество работ (см., например, обзор^{/8/}); однако информация о первичных взаимодействиях высокоэнергичных частиц отсюда до сих пор получена еще очень незначительная, так как эти взаимодействия сильно затушены последующими поколениями каскадных взаимодействий.

Существенно также подчеркнуть, что в опытах с космическими лучами очень неточно определяется энергия первичной частицы.

Все это приводит к тому, что результаты, полученные в космических лучах, являются лишь оценочными и к ним следует относиться с осторожностью, особенно, когда речь идет о каких-либо радикальных выводах. В этом отношении поучительным примером может служить широко использовавшаяся несколько лет тому назад "трубчатая модель" нуклон-ядерных взаимодействий. На основе недостаточно критического анализа экспериментальных данных утверждалось, что эта модель объясняет нуклон-ядерные взаимодействия даже при сравнительно небольших энергиях ($T \approx 3-5$ ГэВ). Однако более точные исследования на ускорителях в Дубне и в ЦЕРНе при энергиях $T = 10$ и 26 ГэВ показали, что "модель трубки" резко противоречит экспериментальным данным^{/9-11,246,247/}. Более того, даже при очень больших энергиях ($T \gg 10$ ГэВ) известные в настоящее время экспериментальные данные можно объяснить, не используя этой модели^{/12/}.

Далее мы будем применять те же сокращенные обозначения методов, с помощью которых получены экспериментальные данные, что и в работах^{/1-4/}.

Экспериментальные ошибки, которые будут приводиться далее, как правило, совпадают с ошибками, указанными в соответствующих оригинальных работах. Исключения составляют лишь те случаи, когда в исходной работе ошибки не указаны вообще;

x/ Даже среди таких звезд, которые в опытах с космическими лучами классифицируются как нуклон-нуклонные взаимодействия, имеется большая примесь взаимодействий с ядрами. В частности, в ряде работ к нуклон-нуклонным взаимодействиям относятся все звезды с числом черных лучей $n_n \leq 2$. Однако сравнение с фотоэмульсионными работами, выполненными со значительно большей статистикой на ускорителях, показывает, что много таких звезд образуется в результате нуклон-ядерных взаимодействий. Для выделения нуклон-нуклонных взаимодействий в эмульсии необходимы значительно более строгие критерии отбора (подробнее см., например,^{/6,7/}). Это обстоятельство следует иметь в виду, когда в последующем экспериментальные данные, полученные в опытах с космическими лучами, будут характеризоваться как относящиеся к нуклон-нуклонным взаимодействиям.

в этих случаях будут приводиться ошибки, вычисленные по биномиальному или пуассоновскому законам (последний используется, если очень велико число анализируемых событий или если учитываются также и ошибки нестатистического характера; см. приложение 1)^{х/}.

При сложении сечений ошибки будем складывать квадратично. Если в экспериментальной работе ничего не сказано о числе зарегистрированных событий, то соответствующие данные будем приводить без указания ошибок.

II. МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Неупругие взаимодействия характеризуются прежде всего сечениями различных каналов реакции σ_j , сумма которых равна полному сечению неупругого взаимодействия:

$$\sigma_{in} = \sum_j \sigma_j.$$

Однако при энергиях $T > 1$ Гэв число возможных каналов быстро возрастает, и подробно исследовать можно практически лишь отдельные частные случаи (такими важными частными случаями являются, например, трехчастичные реакции, двухпионная аннигиляция антинуклонов и квазиупругое рассеяние; см. § 2,5, 2,6 и раздел V).

Вместе с тем в области больших энергий очень удобным становится статистический подход к исследованию неупругих взаимодействий, когда различные характеристики рассматриваются в зависимости от числа рождающихся частиц. Набор парциальных сечений σ_j в этом случае заменяется распределениями по множественности.

Мы рассмотрим два типа таких распределений: распределение по полному числу рождающихся частиц и распределение по числу наблюдаемых лучей в звездах.

2.1. Распределение по полному числу рождающихся частиц

Вероятность того, что при неупругом взаимодействии в конечном состоянии одновременно образуется n частиц

$$W_n = \frac{1}{\sigma_{in}} \sum_j \sigma_j^{(n)}, \quad (1)$$

где $\sigma_j^{(n)}$ - сечение j канала с рождением n частиц ($\sigma_{in} = \sum_{j, n} \sigma_j^{(n)}$).

Так как в сечении σ_{in} мы не включаем двухчастичных сечений $\sigma_{\pi\pi}$, σ_s и $\sigma_{\pi\pi}$, то для $N-N$ взаимодействий всегда $n > 2$. Если не учитывать очень малого вклада $\pi-N$ взаимодействий с рождением двух странных частиц $\pi+N \rightarrow \gamma+K$ ^{1/1}, то и в этом случае $n > 2$. При аннигиляции антинуклонов возможны двухчастичные реакции $\bar{N}+N \rightarrow \pi+\pi$, $\bar{N}+N \rightarrow \bar{K}+K$ и т.д., однако сечение этих реакций также очень мало^{1/2}.

^{х/} Мы благодарны С.Н. Сожолову за подробное обсуждение расчетов статистических ошибок.

Известные в настоящее время экспериментальные распределения W_n для случая $N-N$ и $\Pi-N$ взаимодействий приведены в таблицах 1 и 2.

В других случаях, и, в частности, для $\bar{N}-N$ взаимодействий, таких распределений еще не получено.

Все данные, приведенные в таблицах 1 и 2, нормированы на 100%. Некоторая часть этих данных является усредненной по широким энергетическим интервалам. В таблицах указана величина этих интервалов, а также средняя кинетическая энергия налетающих частиц, которая, вообще говоря, может и не совпадать со средней энергией интервала.

Следует отметить, что в ряде случаев в приведенных данных имеется некоторая дополнительная систематическая ошибка, обусловленная тем, что различные каналы реакции идентифицируются с различной степенью надежности. Среди неидентифицированных частиц всегда много случаев с рождением нескольких Π^0 -мезонов. Это приводит к некоторому завышению величины W_n для малых значений n .

Для наглядности экспериментальные данные суммированы на рис. 1 и 2. Приведенные на этих рисунках кривые вычислены методом средних квадратов и могут использоваться для интерполяции экспериментальных данных^{x/}.

Расчеты показывают, что спад значений W_3 , хорошо видный на рис. 1 и 2, обусловлен чисто статистической причиной: относительно более быстрым ростом фазового объема в каналах с рождением четырех частиц.

Так как полное сечение неупругих реакций в области энергий $T \geq 1$ Гэв практически постоянно, а число возможных каналов быстро возрастает, можно утверждать, что энергетическая зависимость $W_n(T)$ имеет характер кривых с максимумом. Чем больше n , тем при более высоких энергиях расположен этот максимум.

Если при $T > 1$ Гэв парциальные каналы не имеют резонансов, то энергетическая зависимость $W_n(T)$ должна в основном определяться отношением соответствующих фазовых объемов. В сущности это и является основным содержанием статистической теории Ферми^{/43,44/}.

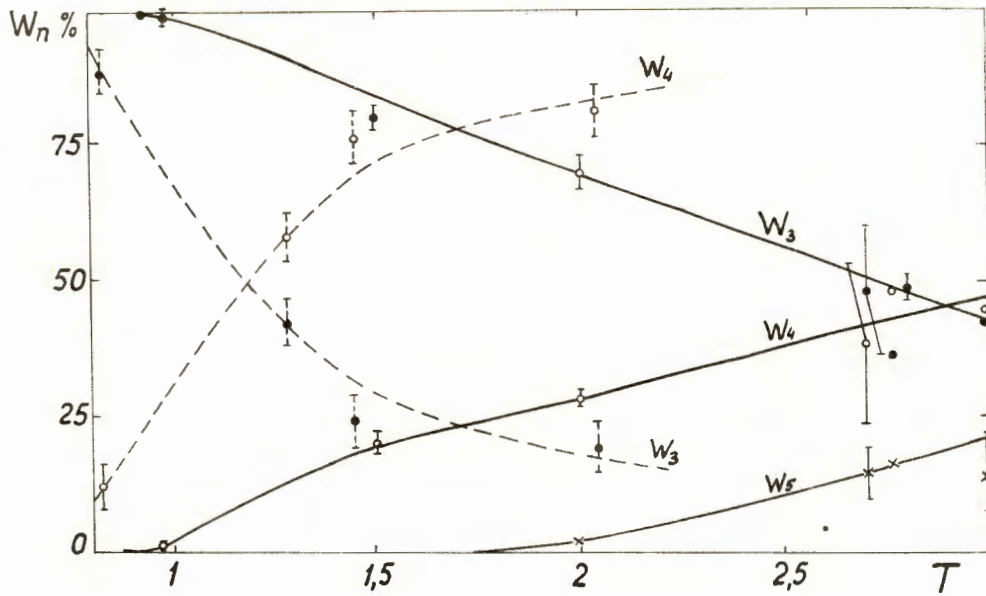
Ввиду изотопической инвариантности и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению все приведенные выше результаты, в том числе данные таблиц и рисунков, остаются неизменными, если одновременно поменять местами

$$p \leftrightarrow n, \quad \pi^+ \leftrightarrow \pi^- \quad (2)$$

или одновременно сделать замену

$$p \rightarrow \bar{p}, \quad n \rightarrow \bar{n}, \quad \pi^+ \leftrightarrow \pi^- \quad (3)$$

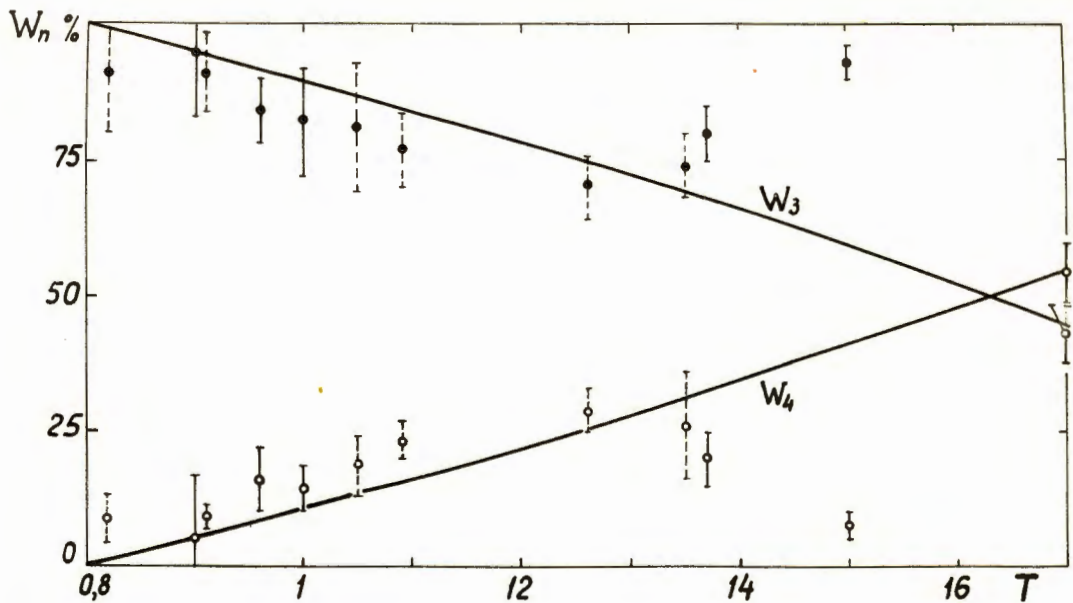
^{x/} В тех случаях, когда для одной и той же энергии известно несколько независимых измерений, на рисунках приведены усредненные значения (см. формулу (2) в работе^{/2/}). Подобные же усредненные данные будут приводиться и на всех последующих рисунках.



Р и с. 1

Вероятность неупругих $N-N$ взаимодействий с различным числом рождающихся частиц.

Сплошные кривые - $p-p$ взаимодействие, пунктирные кривые - $P-n$ взаимодействие.



Р и с. 2

Вероятность неупругих $\pi-N$ взаимодействий с различным числом рождающихся частиц. Пунктиром отмечены экспериментальные точки для случая $\pi-n$ взаимодействий. В пределах экспериментальных ошибок данные для $\pi-p$ и $\pi-n$ взаимодействий можно аппроксимировать одними и теми же кривыми.

ТАБЛИЦА I

 $W_n\%$; нуклон-нуклонное взаимодействие

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	Число частиц n			
			3	4	5	6
p-p	0,8I	В-ДК ¹³	100			
	0,925	Φ^{14}	100			
	0,97	В-ДК ¹⁵	100			
	0,97	В-ПК ¹⁶	99,9 \pm 0,1	0,1 \pm 0,1		
	1,5	В-ДК ¹⁷	80	20		
	1,5	В-ПК ¹⁸ *	79 \pm 2	21 \pm 2		
	2	В-ПК ¹⁹⁻²¹	69,5 \pm 3,2	28,3 \pm 1,6	2,2 \pm 0,2	\sim 0,03
	2,7	Φ^{22}	48 \pm 12	38 \pm 15	14 \pm 5	
	2,75	В-ДК ¹⁷	36	48	16	
	2,85	В-ПК ²³	48,7 \pm 2,4	-	-	-
	3	Φ^{24}	42,4 \pm 2,7 - 25	44,5 \pm 2,5 - 29	12 \pm 7,5 - 5	1,1 \pm 4,3 - 1,1
p-n	0,83 (0+ 1)	В-ДК ²⁶	88 \pm 4,2	12 \pm 4,2		
	1,24 (1+1,5)	В-ДК ²⁶	42 \pm 4,5	58 \pm 4,5		
	1,46 (1+ 1,72)	В-ДК ²⁷	24 \pm 5,2	76 \pm 5,2		
	2,04 (1,72+2,2)	В-ДК ²⁷	19 \pm 4,8	81 \pm 4,8		

*¹⁸/ Результаты работы не исправлены на возможный пропуск событий при просмотре.
Поэтому истинные ошибки значительно больше указанных чисто статистических ошибок.

Взаимодействие	Т, ГэВ	Метод	Число частиц n		
			3	4	5
p-p	0,81	B-ДК ¹⁵	100		
	0,925	Ф ¹⁴	100		
	0,97	B-ДК ¹⁵	100		
	0,97	B-ПК ¹⁶	99,9±0,1	0,1 ± 0,1	
	1,5	B-ДК ¹⁷	80	20	
	1,5	B-ПК ^{18*}	79 ± 2	21 ± 2	
	2	B-ПК ¹⁹⁻²¹	69,5 ± 3,2	28,5 ± 1,6	2,2 ± 0,2
	2,7	Ф ²²	48 ± 12	38 ± 15	14 ± 5
	2,75	B-ДК ¹⁷	36	48	16
	2,85	B-ПК ²³	48,7 ± 2,4	44,5 ± 2,5	12 ± 7,5
	3	Ф ²⁴	42,4 ± 2,5	44,5 ± 2,5	12 ± 7,5
	0,83	B-ДК ²⁶	88 ± 4,2	12 ± 4,2	
	(0 ± 1)				
p-n	1,24	B-ДК ²⁶	42 ± 4,5	58 ± 4,5	
	(1 ± 1,5)				
	1,46	B-ДК ²⁷	24 ± 5,2	76 ± 5,2	
	(1 ± 1,72)				
2,04	B-ДК ²⁷	19 ± 4,8	81 ± 4,8		
(1,72 ± 2,2)					

* Результаты работы [18] не исправлены на возможный пропуск событий при просмотре. Поэтому истинные ошибки значительно больше указанных чисто статистических ошибок.

ТАБЛИЦА 2
W_n%; прон-нуклонное взаимодействие

Взаимодействие	Т, ГэВ	Метод	Число частиц n			
			3	4	5	
π ⁻ -p	0,9	C28	95 ± 5	5 ± 12*		
	0,96	C28	84 ± 5,7*	15,9 ± 5,7		
	0,99	П-ПК, В-ПК ^{29,30**}	< 96,3 ± 1,8	> 3,7 ± 1,8		
	1	C28	79,3 ± 10,8*	20,7 ± 10,8		
	1	В-ПК ³¹⁻³³	85,9 ± 10,8	14,1 ± 3,5		
	1,8	П-ПК ³⁴⁺	< 94 ± 5,9	> 5,9 ± 2,9		
	1,37	В-ДК ³⁵⁺⁺	80 ± 5	20 ± 5		
	1,5	В-ДК ³⁶	92 ± 2,6	7,4 ± 2,6		
	1,72	В-ДК ³⁷	42,9 ± 5,9	54,3 ± 6	2,8 ± 2	
	15,86	В-ПК ³⁸	~ 28	~ 10,5		
	17,86	П-ПК ³⁹	~ 4,8	~ 2,4		
	π ⁺ -p	0,82	В-ПК ⁴⁰	91 ± 11,4	9 ± 4,5	
		0,9	В-ПК ⁴⁰	91 ± 11,8	8,8 ± 4,5	
0,91		В-ПК ⁴¹	90,9 ± 7,2	9,1 ± 2,1		
1,05		В-ПК ⁴⁰	81 ± 12,1	19 ± 5,5		
1,09		В-ПК ⁴¹	77 ± 6,5	23 ± 3,5		
1,26		В-ПК ⁴¹	70,5 ± 6	28,5 ± 3,8		
1,35		C28	74 ± 6*	26 ± 10,8		
3,3		В-ПК ^{42 Δ}	< 61,8 ± 7,9	> 15,6 ± 2,4	> 22,6 ± 8,0	

- *) Значение W₃ определено из соотношения: $W_3 = (\sigma_{in} - \sigma_4) / \sigma_{in}$, сечение σ_{in} получено интерполяцией экспериментальных данных из обзора [8].
- **) Грубая оценка, полученная в предположении, что $W_2 \approx W_2^{\pm}$.
- +) Грубая оценка, полученная в предположении, что $W_4 \approx W_4^{\pm}$.
- ++) Приведено среднее двух значений, указанных в работе [35].
- Δ) Значение W₃ получено из условия: $W_3 = (\sigma_{in} - \sigma_4 - \sigma_5) / \sigma_{in}$, при этом в W₄ и W₅ учтена лишь часть реакций с рождением нейтральных частиц.

2.2. Распределение по числу лучей в звездах

Детектирование нейтральных частиц связано с большими экспериментальными трудностями, поэтому распределение по полному числу заряженных и нейтральных частиц известно в сравнительно редких случаях. Обычно на опыте измеряется лишь распределение по числу заряженных частиц

$$W_n^\pm = \frac{N_n}{\sum_m N_m} = \frac{1}{\sigma_{in}^\pm} \sum_{j,m} \sigma_j^{(m)} K_{jmn}^2, \quad (4)$$

где N_n - число наблюдаемых событий (звезд) с n лучами; K_{jmn}^2 - вероятность того, что в j -ом канале среди полного числа m родившихся частиц n являются заряженными (при условии изотопической инвариантности K_{jmn} представляет собой не что иное, как соответствующий коэффициент Клебша-Гордона);

σ_{in}^\pm - полное сечение неупругого рождения заряженных частиц.

Так как полный электрический заряд сохраняется, то индекс n может принимать только четные или только нечетные значения в зависимости от того, четным или нечетным является суммарный электрический заряд сталкивающихся частиц (мы всегда будем предполагать, что электрический заряд выражен в единицах заряда электрона).

Нормированные на 100% экспериментальные значения W_n^\pm приведены в таблицах 3-11.

Для тех случаев, когда известно относительное число событий с рождением только лишь нейтральных частиц (так называемые "нуль-лучевые звезды"), в таблицах указана нормировка в расчете на полное число звезд и отдельно - в расчете на число звезд с рождением заряженных частиц.

Две различные нормировки указаны также в случае $p-n$ взаимодействий, так как в некоторых работах однолучевые $p-n$ взаимодействия не идентифицировались.

При энергиях $T \gg 1$ Гэв вероятности образования нуль-лучевых и однолучевых звезд становятся очень малыми, и обе нормировки практически совпадают.

Основные экспериментальные данные для $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий суммированы на рис. 3,4. Здесь же приведены интерполяционные кривые, построенные по методу средних квадратов.

Характер этих кривых в общем такой же, как и на рис. 1,2.

ТАБЛИЦА 3

 $W_n^{\pm} \%$; р-р взаимодействие

Т, Гэв	Метод	Число лучей n		
		2	4	6
0,81	В-ДК ^{I3}	100		
0,925	Ф ^{I4}	100		
0,97	В-ДК ^{I5}	100		
0,97	В-ПК ^{I6}	> 99,9	< 0,1	
1,5	В-ДК ^{I7}	96,7 ± 1,8	3,3 ± 1,8	
1,5	В-ПК ^{I8} *	93 ± 1,1	7 ± 1,1	
2	В-ПК ^{I9-21}	88,9 ± 1,7	11,1 ± 0,6	
2,7	Ф ²²	79 ± 4,1	21 ± 4,1	
2,75	В-ДК ^{I7}	82,3 ± 3,1	17,7 ± 3,1	
2,85	В-ПК ²³	82,1 ± 3,4	17,8 ± 0,9	< 0,1
3	Ф ²⁴	81,3 ± 4,1	18,7 ± 4,1	
3,5	Ф ²⁵	74 ± 8,9	24,2 ± 4,3	1,8 ± 0,9

*) См. примечание * к таблице I.

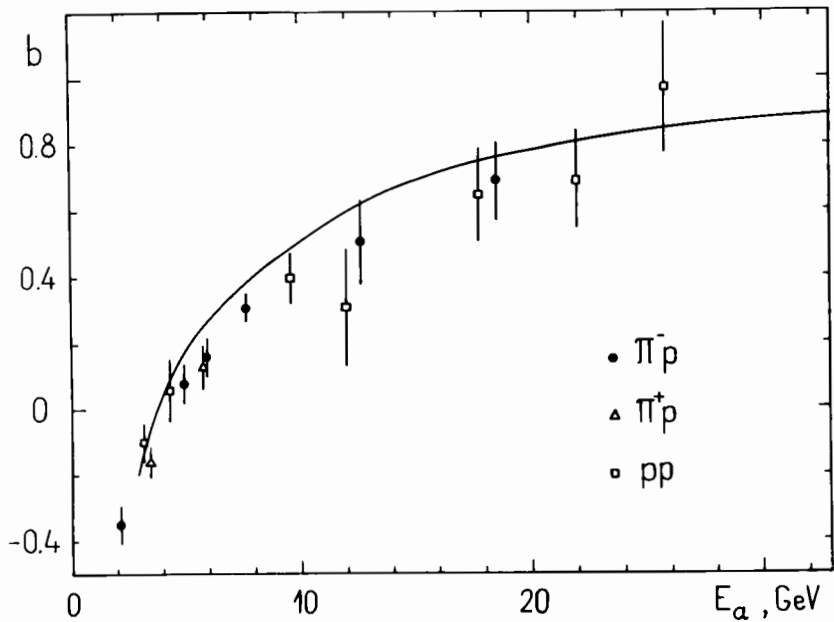


ТАБЛИЦА 3
(продолжение)

Т, Гэв	Метод	Число лучей n					
		2	4	6	8	10	12
4,15	Φ^{45}	58±8,5	41±6,4	0,7±0,4	0,3±0,3		
5,3	В-ДК ⁴⁶	45,4±8,7	48,5±8,7	6,1±4,1			
6,2	Φ^{47}	32,2±20,3	53,8±10,6	11,8±2,7	1,3±1,3	0,9±0,9	
6,2	Φ^{98}	63,6±10,5	33,4±14,2	~3			
8,7	Φ^7	45,3±5,2	44,7±5,1	8,8±2,3	1,2±0,8		
9	$\Phi^{6,48}$	35,1±7,7	46±8,1	13,5±5,6	5,4±3,6		
9	Φ^{49}	44,7±6,1	48±6,2	7,3±2,4			
9	Φ^{50}	44,8±4,2	42,2±4,1	10,6±2,1	2,4±0,6		
9	Φ^{51}	46,6±5,4	44,7±5,3	8,1±2,2	0,62±0,62		
9	Φ^{52}	43,3±1,1	46,7±1,0	9,6±4,3	~0,4		
14	Φ^{54}	38,5±9,5	38,5±9,5	19,2±7,7	0	3,8±3,8	
18,9	Φ^{55}	46,6±2,4	32,9±1,7	12,3±7,2	5,4±3,7	1,4±1,4	1,4±1,4
22,6	Φ^{57}	37,8±6,7	33±6,5	19,8±5,5	7,5±3,8	1,9±1,9	
24	В-ПК ⁵⁸	28,5±2,7	42,4±2,9	21,9±2,4	6,2±1,4	1,0±0,6	
25	Φ^{59}	23,6±8,2	30±8	29,1±8	8,2±9,0	6,4±9,3	~2,7
25,8	Φ^{60}	33±11,9	28±12,3	27±12,3	10±13	~2	
27	Φ^{61}	19,8±2,9	33,9±3,4	28,1±3,2	13±2,4	4±2,0	1,0±0,7

ТАБЛИЦА 4
 $W_n^{\pm} \%$; $n-n$ взаимодействие

Т, Гэв	Метод *	Число лучей n		
		0	2	4
0,81	В-ДК ^{I3} жж	16,1 ± 3,4	83,9±3,4	
0,97	В-ДК ^{I5}	25,7 ± 7,2	74,3±15,1	
0,97	В-ПК ^{I6}	16,7 ± 1,5	83,3±3,5	
1,5	В-ПК ^{I8} жж	11 ± 1,3	> 75±2,3	< 14
2	В-ПК ^{I9-2I}	16,4 ± 0,7	79,8±1,7	3,8±0,5

*) Все значения W_n^{\pm} , приведенные в этой таблице, получены из экспериментальных данных для р-р взаимодействия с помощью условия изотопической инвариантности.

жж) Приведенные значения W_n^{\pm} являются лишь оценкой, так как значительная доля звезд (~ 30%) в эксперименте не разделена по парциальным каналам.

ТАБЛИЦА 5
 $W_n^{\pm} \%$; $p-n$ взаимодействие

T, Гэв	Метод	Число лучей n					
		I	3	5	7	9	II
8,7	ϕ^7	33,6 \pm 5,5	52,7 \pm 7,9	12,7 \pm 3,3	0,9 \pm 0,9		
9	ϕ^{52}	30,6 \pm 5,1	79,7 \pm 11,9	19,1 \pm 5	1,2 \pm 1,2		
			77,5 \pm 3,5	18,8 \pm 6,6	3,2 \pm 7,2		~0,4
9	ϕ^{50}	29,9 \pm 4,2	46 \pm 5,1	16,1 \pm 3,1	7,5 \pm 2,1		
			65,5 \pm 7,3	22,9 \pm 4,3	10,7 \pm 3		0,6 \pm 0,6
9	ϕ^{62}		74,1 \pm 5,6	18,2 \pm 2,8	6,4 \pm 1,6		
14	ϕ^{54}		44,5 \pm 11,7	34,5 \pm 11,1	22 \pm 9,7		
25	ϕ^{59}		40 \pm 10	23,3 \pm 11,3	26,7 \pm 11,1		~6,7 ~3,8
25,8	ϕ^{60}	29 \pm 14	31 \pm 14	17 \pm 15,3	20 \pm 15,2		~3
27	ϕ^{61}		43,6 \pm 12,8	24 \pm 15,1	28,2 \pm 14,2		~4,2
			33,9 \pm 4,5	41,1 \pm 4,7	15,2 \pm 3,4		5,3 \pm 2,0 4,5 \pm 2

ТАБЛИЦА 6
 $W_n^{\pm} \%$; $\bar{p}-p$ взаимодействие

T, Гэв	Метод	Число лучей n			
		0	2	4	6
~0	ϕ^{63}				
0,05 (0 \pm 0,1)	В-ПК ⁶⁴	4,0 \pm 2,8	64 \pm 6,8	30 \pm 6,5	2 \pm 2
		2,5 \pm 1,7	40,7 \pm 5,5	50,6 \pm 5,6	6,2 \pm 2,6
0,05 (0 \pm 0,1)	В-ПК, Д-ДК ⁶⁴	3,0 \pm 1,7	38,5 \pm 4,9	53,5 \pm 5	
			5 \pm 2,2		
0,08 (0 \pm 0,23)	П-ПК ⁶⁵	5,9 \pm 2	40 \pm 4,2	49,7 \pm 4,3	
			4,4 \pm 1,7		
0,15 (0 \pm 0,23)	ϕ^{63}	21,7 \pm 8,7	56,6 \pm 10,4	21,7 \pm 8,7	
0,47 0,92	П-ПК ⁶⁶ В-ПК ⁶⁷	2,4 \pm 0,5 1,0 \pm ³ _{0,6}	36,7 \pm 1,6	56,2 \pm 1,7	4,7 \pm 0,7
			36 \pm 5,2	54,6 \pm 1,8	8,4 \pm 0,3
1,27 2,2	В-ПК ⁶⁸ В-ПК ⁶⁹	7,3 \pm 0,5 -	32,2 \pm 0,9	50,9 \pm 1	9,1 \pm 0,5
			37,4 \pm 2,3	-	
2,45	В-ПК ⁷⁰	-	-	41,6 \pm 1,4	

ТАБЛИЦА 7
 $W_n^{\pm} \%$; $\bar{p}-n$ взаимодействие

T, ГэВ	Метод	Число лучей n			
		1	8	5	6
~0	Φ^{63}	11,1 \pm 5,7	77,8 \pm 8	11,1 \pm 5,7	
0,05 (0+0,1)	Д-ДК ⁶⁴	7,1 \pm 6,8	71,5 \pm 12,1	21,4 \pm 11	
0,08 (0+0,23)	П-ПК ⁶⁵	22,4 \pm 6,5	45 \pm 7,9	30,1 \pm 7,3	2,5 \pm 2,5
0,15 (0+0,23)	Φ^{63}	25 \pm 10,8	68,7 \pm 11,6	6,3 \pm 6	
0,47	П-ПК ⁶⁶	17,6 \pm 3,8	64,8 \pm 4,8	17,6 \pm 3,8	
0,9	В-ПК ⁷¹	14,1	54,4 \pm 5,6	30,4 \pm 4,9	1,1
0,9 (0,8+1,0)	В-ПК ⁷² *	12	64 \pm 10	23,5 \pm 6 -10	

*) Приведенные значения W_3^{\pm} и W_5^{\pm} получены в предположении, что $W_1^{\pm} = 12\%$.
 Последняя величина следует из статистической теории множественного рождения частиц.

18

$W_n^{\pm} \%$; $\bar{p}-n$ взаимодействие

T, ГэВ	Метод	Число лучей n		
		0	2	4
0,8	В-ПК ⁷⁸	20 \pm 5	80 \pm 7	1,8 \pm 1,3 *
0,81	В-ПК ⁸⁰	-	-	
0,86	С ²⁸	19,5 \pm 3,1	80,5 \pm 8,9	
0,864	С ^{75,76}	15,9 \pm 3,1	84,1 \pm 9,2 *	
0,89	В-ПК ⁷⁷	16,7 \pm 11,4	83,8 \pm 13,7	
0,95	В-ПК ⁷⁸	17,5 \pm 5,5	94,1 \pm 4	
0,96	В-ПК ⁷⁹	17,5 \pm 5,5	79 \pm 20,8	
0,97	В-ПК ⁸⁰	-	95,5 \pm 0,9	
0,99	В-ПК, П-ПК ^{29,80}	12,9 \pm 2,6	85,6 \pm 11,7	
1	В-ПК ³¹⁻³³	17,5 \pm 6	98,3 \pm 1,7	
1,085	В-ПК ⁷⁷	22,3 \pm 11	77,7 \pm 11,7	
1,1	Н ³³	10,8 \pm 5	-	
1,1	В-ПК ⁸⁰	-	< 91 \pm 2 *	3,2 \pm 2,7 *
1,11	С ^{75,76}	9 \pm 2	100	
1,15	Φ^{80}	18,7 \pm 3	76,3 \pm 7,9	5 \pm 2,5
1,3	П-ПК ³⁴	18,7 \pm 3	98,9 \pm 6,1	6 \pm 3,1
1,37	Д-ДК ⁸¹	97 \pm 2,8	-10,8	-1,8
1,37	В-ДК ⁸⁵	95,8 \pm 1,4		
1,5	В-ДК ⁸⁶	96,8 \pm 2,1		
1,72	В-ДК ⁸⁷	90,5 \pm 3,1		

*) Нормировано на $G_{\text{н.о.}}$, т.е. нормировка выигрывает и нуль-лучевые звезды.
 **) Величина W_2^{\pm} получена из соотношения $W_2^{\pm} = 1 - W_0^{\pm}$ при условии, что $W_4^{\pm} = 0$.

19

ТАБЛИЦА 8
(продолжение)

Т, Гэв	Метод	Число лучей n					
		0	2	4	6	8	10
1,89	В-ПК ⁸²			11,5 ± 2*			
1,96	В-ПК ²⁴¹			13,5 ± 2*			
2,66	П-ПК ⁸³	12,3 ± 2,1	65,8 ± 2,1	20,5 ± 2,9	1,4 ± 1,4		
2,66	Ф-ПК ⁸⁴ **	8,3 ± 3					
4,5	Ф ⁸⁵		73,4 ± 4,2	22,2 ± 4	4,4 ± 1,9		
4,7	В-ДК ⁸⁶ +		68,4 ± 4,4	29,2 ± 4,3	2,4 ± 1,5		
5,96	П-ПК, Ф-ПК ⁸⁷ **	5,5 ± 1,9					
6,65	П-ПК ⁸⁸	2,7 ± 1,0	45,4 ± 4,2	43,9 ± 4,8	7,6 ± 1,7	0,4 ± 0,4	
			46,8 ± 4,3	45 ± 4,4	7,8 ± 1,7	0,4 ± 0,4	
6,65	П-ПК ⁸⁹	7 ± 2	47 ± 4	41 ± 4	5 ± 2	1 ± 1	
			50,5 ± 4	44 ± 4	5,5 ± 2	1 ± 1	
6,8	Ф ⁹⁰	4,4 ± 1,2	48,5 ± 4,1	41,6 ± 3,8	4,8 ± 1,3	0,7 ± 0,5	
			50,8 ± 4,3	43,5 ± 4	5 ± 1,4	0,7 ± 0,5	
7,2	В-ПК ⁹¹		36,6 ± 2,1	49,3 ± 1,9	13,2 ± 2,5	0,8 ± 1,0	
7,5	Ф ⁹²		45,7 ± 6	42,8 ± 6,4	10,5 ± 3,2	0,9 ± 0,9	
7,5	Ф ⁹³	5 ± 2	53 ± 5	31 ± 4	9 ± 3	2 ± 1	
			56 ± 5	33 ± 4	9 ± 3	2 ± 1	
			43 ± 7 Δ	37 ± 7 Δ	12 ± 5 Δ	4 ± 3 Δ	
10	В-ПК ⁹⁴	1,5 ± 0,2	42,9 ± 1,1	38,5 ± 1,1	13,9 ± 0,7	1,9 ± 0,2	1,3 ± 0,06
			43,5 ± 1,1	39,2 ± 1	14 ± 0,7	2 ± 0,2	1,3 ± 0,06
11,26	В-ПК ⁹⁵	5,9 ± 2,1	26,8 ± 1,9	44,5 ± 5,9	< 22,8 ± 3,4 ++		
16	В-ПК ⁹⁶	2 ± 1	24,9 ± 3,9	45,2 ± 7,2	21,7 ± 4,2	6,2 ± 1,8	
			25,5 ± 4	46,1 ± 7,3	22,1 ± 4,3	6,3 ± 1,8	
17,86	П-ПК ⁸⁹	< 7,1					
17,96	П-ПК, Ф-ПК ⁸⁷ **	1,9 ± 0,4					

*) Нормировано на σ_{in} , т.е. нормировка включает и нуль-лучевые звезды.

+) С учетом поправок, приведенных в работе ⁸⁵.

**) Ф -ПК - фреоновая пузырьковая камера.

Δ) Для значения коэффициента неупругости $K^* > 0,5$ ("зеркальная система координат"; см. § 3.2).

+ +) Приведенное значение является суммарной вероятностью образования звезд с числом лучей $n \geq 6$.

ТАБЛИЦА 9

 $W_n^{\pm} \% ; \pi^-n$ взаимодействие

Гов	Метод	Число лучей n			
		1	3	5	7
0,82	C ²⁸ *	82,3±1,5	17,7±3,7 ^{жж}		
0,82	B-ПК ⁴⁰ *	> 75,6±6,9 +	> 24,4±8,8 +		
0,86	C ²⁸ *	84,3±3,6	15,7±6,4 ^{жж}		
0,9	B-ПК ⁴⁰ *	> 66,1±9,9 +	> 33,9±4,2 +		
0,91	C, B-ПК ^{28,4I} *	74,3±6,4	25,7±5,7 ^{жж}		
1,05	B-ПК ⁴⁰ *	64,5±10,3 ⁺	> 35,5±7,7 ⁺		
1,09	C, B-ПК ^{28,4I} *	61,7± 5,9	38,3±9,7 ^{жж}		
1,15	Ф ⁸⁰	85,4±6,1	14,6±6,1		
1,26	C, B-ПК ^{28,4I} *	51,8±5,2	48,2±7 ^{жж}		
1,37	D-ДК ^{8I}	53,5±9,6	46,5±9,6		
2,66	П-ПК ⁸⁸	41±8	46,7±6,8	9,8±2,7	2,5±1,9
4,5	Ф ⁸⁵	43,1±6,1	44,8±6,1	12,1±4	
6,65	П-ПК ⁸⁸	17,2±4,6	57 ±9,8	22,6±5,4	3,2±1,9
6,65	П-ПК ⁸⁹	15±6	67±7	18±6	
6,8	Ф ⁹⁰	23,1±3,1	59,1±5	14,9±2,5	2,9±1,1
7,5	Ф ⁹² ++		59±7,9	30,5±5,7	10,5±3,3
7,5	Ф ⁹⁸	30± 5	49±5	18±4	2±2
		18± 6 ▲	44±8 ▲	33±8 ▲	5±4 ▲

ж) Получено по экспериментальным данным для π^+-p взаимодействий с помощью условия изотопической инвариантности.

жж) Значение W_3^{\pm} вычислено по формуле: $W_3^{\pm} = (1 - W_1^{\pm})$.

+) В приведенном значении не учтен вклад реакций с четырьмя частицами.

++) При нормировке W_n^{\pm} однолучевые звезды не учитывались.

▲) Для значения коэффициента неупругости $K^* > 0,5$ ("зеркальная" система координат, см. § 3.2).

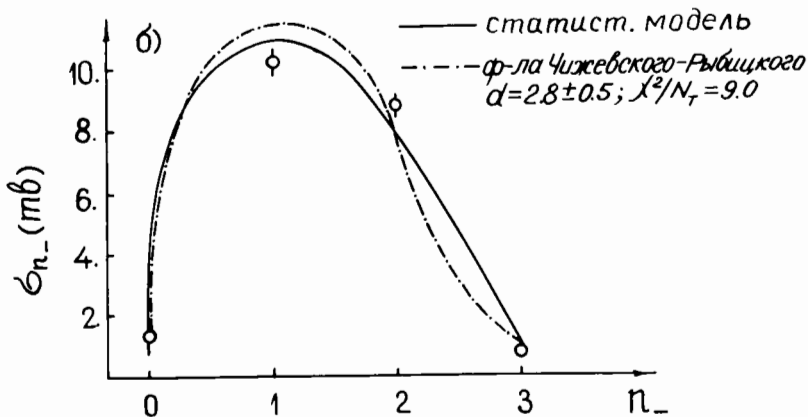
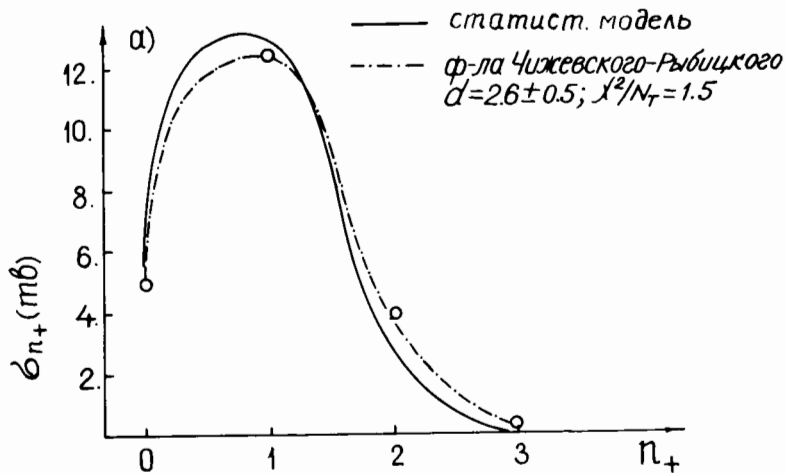


ТАБЛИЦА IO

 $W_n^{\pm} \% ; \Pi^+ - \text{взаимодействие}$

Т, Гэв	Метод	Число лучей n	
		2	4
0,82	В-ПК ⁴⁰	$> 91 \pm 11,4^*$	$< 9 \pm 4,5^{**}$
0,9	В-ПК ⁴⁰	$> 91 \pm 11,8^*$	$< 8,3 \pm 4,5^{**}$
0,9I	В-ПК ^{4I}	$> 90,9 \pm 7,2$	$< 9,1 \pm 2,1$
0,99	В-ПК ⁹⁷⁺	$98,6 \pm 26,2$	$6,4 \pm 1,1$
I,05	В-ПК ⁴⁰	$> 81 \pm 12,1^*$	$< 19 \pm 5,5^{**}$
I,37	Д-ДК ^{8I+}	$89,6 \pm 12,4$	$10,4 \pm 3,8$
3,3	В-ПК ⁴²⁺⁺	$\leq 61,8 \pm 7,9$	$\geq 38,2 \pm 4,6$

*) В приведенном значении не учтен вклад реакций с четырьмя частицами.

**) Грубая оценка : $W_4^{\pm} = W_4$.

+) Получено из экспериментальных данных для $\Pi^- - n$ взаимодействия с помощью условия изотопической инвариантности.

++) Значение W_2^{\pm} получено из условия : $W_2^{\pm} = (G_{in} - G_4^{\pm}) / G_{in}$,
при этом в W_4 не учтен вклад реакций с рождением шести и более частиц.

ТАБЛИЦА II

 $W_n^{\pm} \% ; \Pi^+ - n$ взаимодействие

Т, Гэв	Метод *	Число лучей n	
		1	3
0,86	С ²⁸	$59,8 \pm 4$	$40,2 \pm 8,5$
0,864	С ^{75,76}	$58 \pm 3,8$	$42, \pm 8,9^{**}$
I, II	С ^{75,76}	61 ± 3	
I, 3	П-ПК ³⁴⁺	$> 46,3 \pm 11,1$	$< 53,7 \pm 11,1$

*) Все приведенные в этой таблице значения W_n^{\pm} получены из экспериментальных данных для $\Pi^- - p$ взаимодействия с помощью условия изотопической инвариантности.

**) Значение W_3^{\pm} вычислено по формуле : $W_3^{\pm} = 1 - W_1^{\pm}$.

+) Грубая оценка при условии, что $W_5^{\pm} = 0$.

Что касается взаимодействий с антинуклонами, то в исследованном интервале энергий от $T = 0$ до $T = 2,5$ ГэВ значения W_n^\pm практически не зависят от энергии.

Данные, приведенные в таблицах 3-11 и на рис. 3,4, очень важны, в частности, для проверки различных моделей множественного образования частиц. Особый интерес представляют распределения по множественности в случае взаимодействий с большой неупругостью (ср. § 3.2), содержащих значительную примесь "центральных взаимодействий" с малыми параметрами удара. Экспериментальные данные говорят о том, что такие взаимодействия характеризуются заметно большей множественностью.

Распределения W_n^\pm инвариантны по отношению к преобразованию (3), так как это преобразование изменяет лишь относительную вероятность рождения положитель-но и отрицательно заряженных частиц, в целом же вероятность рождения заряженных частиц остается той же самой. В то же время изотопическое преобразование (2) существенно изменяет распределение числа лучей в звездах. Например, трехчастичные реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \begin{cases} p + \pi^+ + \pi^0 \\ n + \pi^+ + \pi^- \end{cases}$$

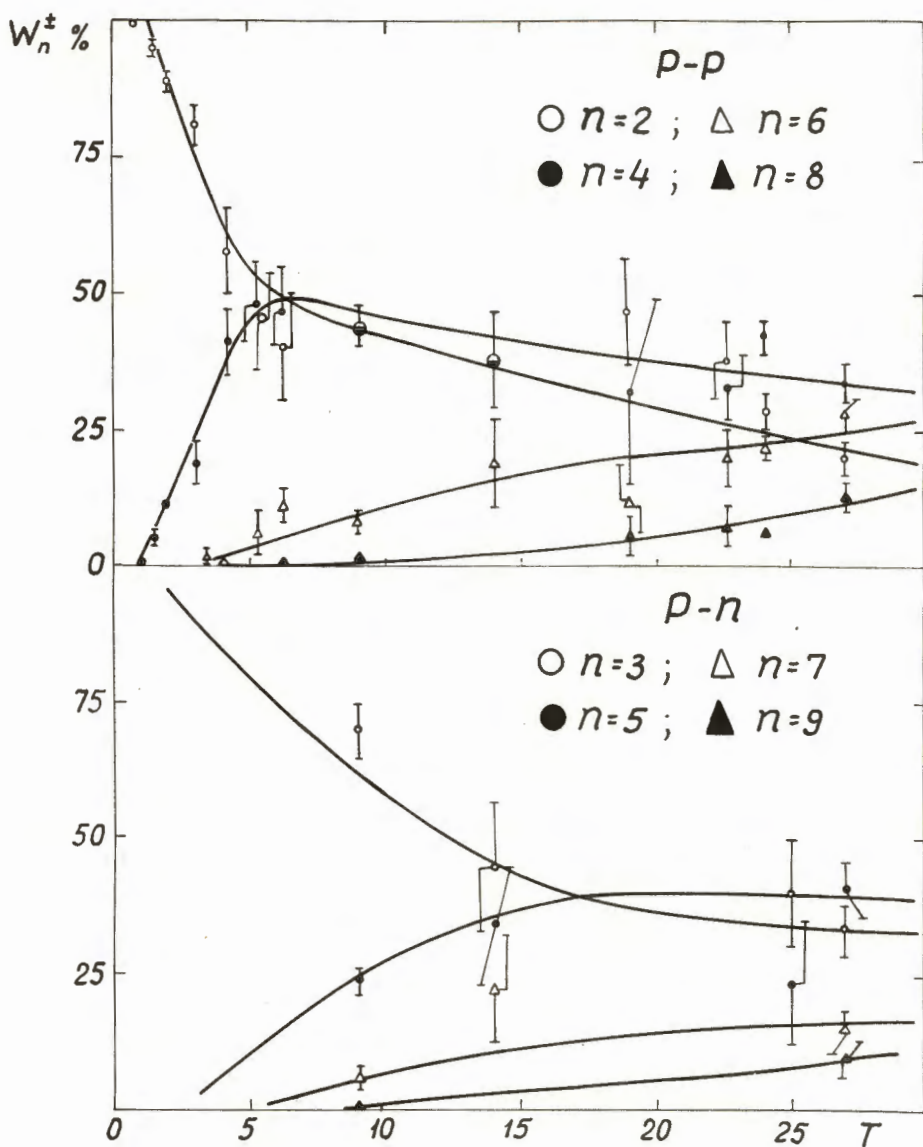
дают вклад в двухлучевые звезды. После же преобразования (2) первая из этих реакций будет давать вклад в однолучевые, а вторая реакция - в трехлучевые звезды. Исключением является лишь аннигиляция антинуклонов, так как в этом случае рождением странных частиц можно пренебречь, при $T \leq 1$ ГэВ $\sigma_{st}/\sigma_{in} \leq 10\%$, а относительная вероятность рождения заряженных и нейтральных π -мезонов изотопически инвариантна.

2.3. Среднее число рождающихся частиц

Важной характеристикой неупругих взаимодействий при больших энергиях является средняя множественность рождающихся частиц

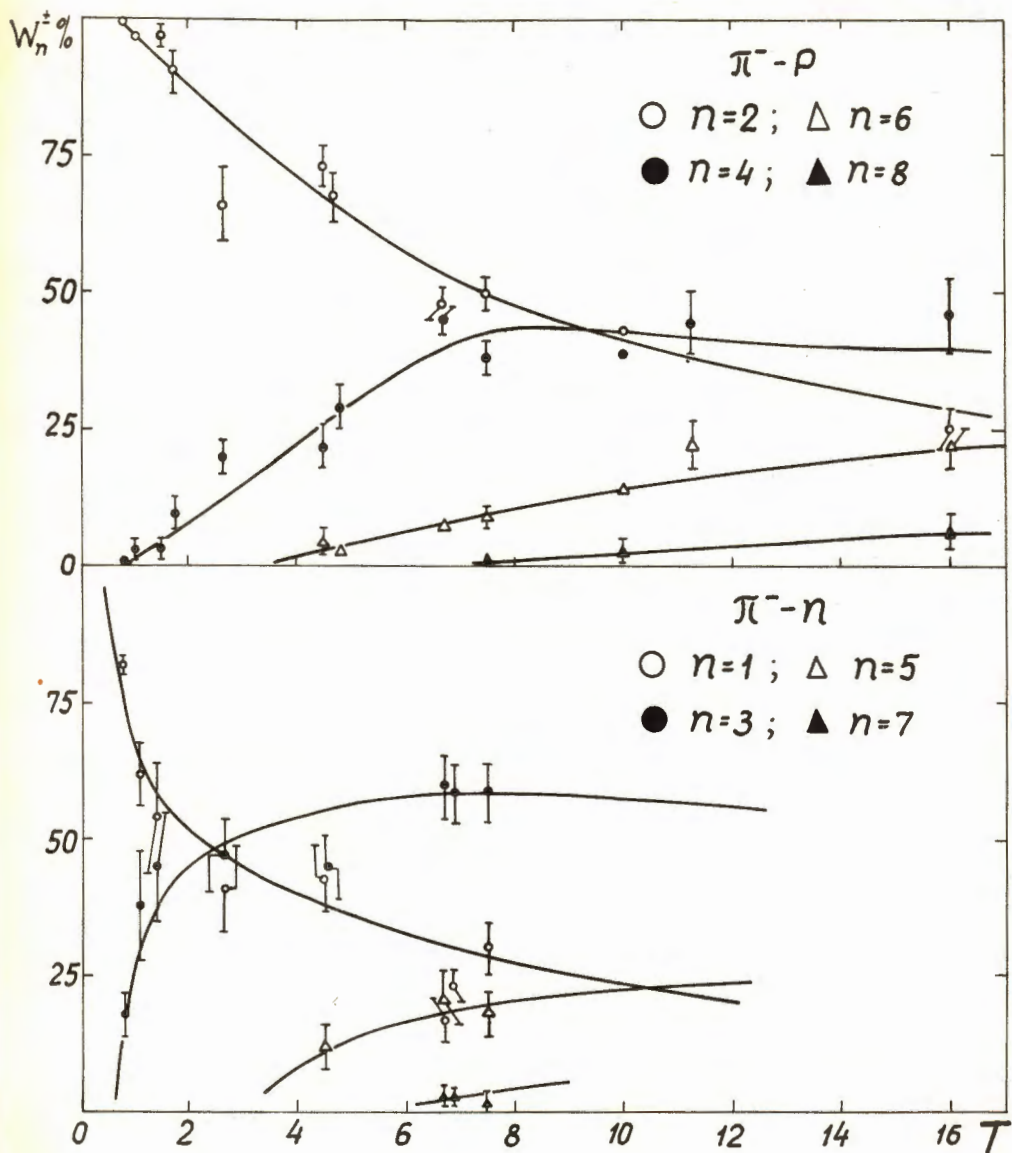
$$\bar{n} = \sum_n n W_n \quad \text{и} \quad \bar{n}^\pm = \sum_n n W_n^\pm. \quad (5)$$

В последнее время изучение этих величин приобрело особый интерес в связи с многочисленными попытками использовать для расчета неупругих взаимодействий при высоких энергиях методы полюсов Редже и различные диаграммные схемы (одно-мезонное приближение, мультипериферическая модель и т.д., см., например, обзор^{/99/}).



Р и с. 3

Распределение неупругих $\mathcal{N}-\mathcal{N}$ взаимодействий по числу лучей в звезде. Значком \bullet при $T = 9$ и $T = 14$ Гэв отмечены совпадающие значения W_2^{\pm} и W_4^{\pm} . В случае $p-n$ взаимодействий однолучевые звезды в нормировку не включены.



Р и с. 4

Распределение неупругих π - N взаимодействий по числу лучей в звезде.

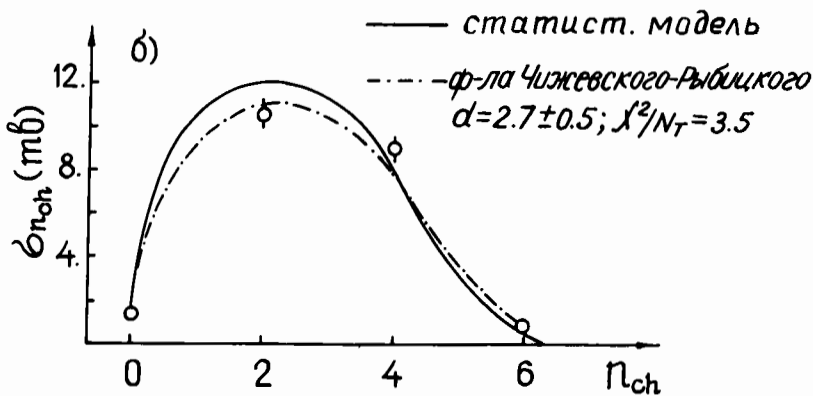
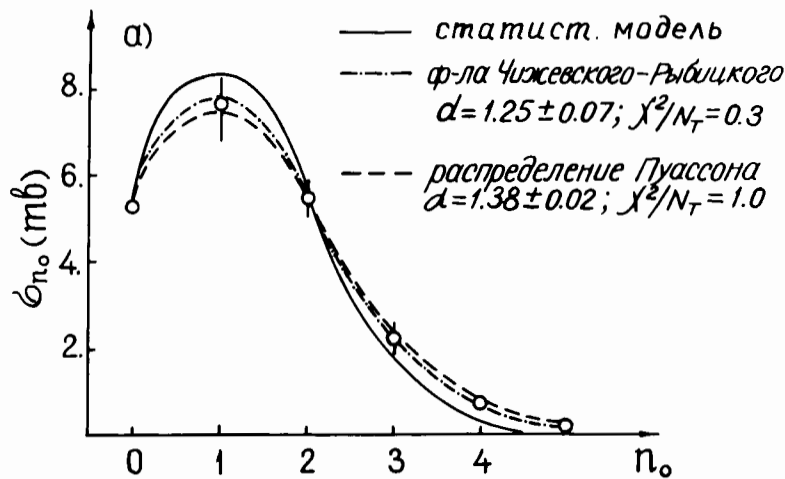


ТАБЛИЦА 12

Ядерно-нуклонные взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{n}^{\pm}	\bar{n}
p-p	0,81	В-ДК ¹³	2	3
	0,925	φ ¹⁴	2	3
	0,97	В-ДК ¹⁵	2	3
	0,97	В-ПК ¹⁶	2	3
	1,5	В-ДК ¹⁷	2,06	3,2
	1,5	В-ПК ¹⁸	2,14±0,02	3,21±0,02
	2	В-ПК ¹⁹⁻²¹	2,22±0,04	3,35±0,02
	2,7	φ ²²	2,42±0,08	3,66±0,17
	2,75	В-ДК ¹⁷	2,38±0,06	3,8
	2,85	В-ПК ²³	2,35±0,08	4±0,1
	3	φ ²⁴	2,38±0,08	3,72±0,34
	3,5	φ ²⁵	2,5±0,2	4,25±0,2
	4,15	φ ⁴⁵	2,87±0,15	4,8±0,2
	5,3	В-ДК ⁴⁶	3,21±0,26	5,3±0,4
	n-n	6,2	φ ⁴⁷	2,9±0,3
6,2		φ ⁹⁸	2,8±0,3	4,7±0,5
8,7		φ ⁷	3,22±0,12	5,3±0,2
9		φ ^{6,48}	3,6±0,14	5,9±0,2
9		φ ⁴⁹	3,27±0,16	5±0,3
9		φ ⁵⁰	3,42±0,10	5,15±0,4
9		φ ⁵¹	3,25±0,10	5,4±0,2
9		φ ⁵²	3,34±0,06	5,5±0,2
14		φ ⁵⁴	3,84±0,57	6,3±0,9
18,9		φ ⁵⁵	3,7±0,5	6,1±0,8
22,6		φ ⁵⁷	4,1±0,6	6,7±0,9
24		В-ПК ⁵⁸	4,2±0,1	6,8±0,2
25		φ ⁵⁹	5,0±1,2	8,0±1,8
25,8		В-ПК ⁶⁰	5,2±0,3	6,35±0,5
p-n		27	φ ¹²⁷	4,0±0,5
	27	φ ⁶¹	4,7±0,3	7,5±0,5
	0,81	В-ДК ¹³	1,68±0,07	3
	0,97	В-ДК ¹⁵	1,48±0,3	3
	0,97	В-ПК ¹⁶	1,66±0,07	3
	1,5	В-ПК ¹⁸	> 1,5±0,05	3,21±0,02
	2	В-ПК ¹⁹⁻²¹	1,74±0,04	3,35±0,02
	0,83 (0±1)	В-ДК ²⁶	-	3,12±0,04
	1,24 (1±1,5)	В-ДК ²⁶	-	3,58±0,04
	1,46 (1±1,72)	В-ДК ²⁷	-	3,76±0,05
	2,04 (1,72±2,2)	В-ДК ²⁷	-2,2	3,81±0,05
	3,8 (1,4±6,2)	В-ДК ¹⁰³ *	-3,2	-5,3
	8,7	φ ⁷	2,62±0,13	4,4±0,2
	9	φ ⁵²	2,6±0,2	4,6±0,2
	9	φ ⁵⁰	3,06±0,14	5,56±0,21
9	φ ⁶² Δ	< 3,7±0,25	< 6,05±0,33	
14	φ ⁵⁴ Δ	< 4,6±0,43	< 7,4±0,6	
25	φ ⁵⁹	4,3±1,0	6,9±1,5	
25,8	φ ⁶⁰	3,7±0,3	6,35±0,5	
27	φ ⁶¹ Δ	< 4,9±0,4	< 7,3±0,6	
6,2	φ ¹⁰⁴	~ 2,6	~ 4,4	
14	МКВ (C ¹²) ¹⁰⁵	4±1,1	6,5±1,6	
26,7	φ ¹⁰⁶	4,6±0,2	7,4±0,3	
28	КВ (AL) ¹⁰⁷	7,28	11,4	

Таблица 12

(продолжение)

(10+100)			
65	C ¹⁰⁸	6,5±0,6	10,2±0,9*
(150+80)			
85	КВ(C ¹²) ¹⁰⁹	5,6±0,2	8,9±0,3*
(20+150)			
100	МКВ(C ¹²) ¹⁰⁵	7,4±0,5	11,2±0,7
100	C ¹⁰⁸	7±0,6	10,5±0,9 ΔΔ
(80+120)			
160	C ¹⁰⁸	7,5±0,6	11,3±0,9 ΔΔ
100	МКВ(LiH) ¹¹⁰	7±1	10,5±1,5
(120+200)			
250	φ ¹¹¹	8,8±1,9	13,2±2,9 ΔΔ
250	φ ¹¹²	11,6±3,6	17,4±5,4 ΔΔ
(70+700)			
250	C ¹⁰⁸	9,5±1,2	14,2±1,8 ΔΔ
(200+300)			
300	КВ, КВ (LiH) ^{113a}	9±1	13,5±1,5 ΔΔ
(200+400)			
500	C ¹⁰⁸	11,2±1,5	16,8±2,2 ΔΔ
(300+700)			
10 ³	МКВ(C ¹²) ¹⁰⁵	9,9±1,4	14,9±2,1
3·10 ³	φ ¹¹²	15,2±2,0	22,8±3 ΔΔ
3,5·10 ³	φ ¹¹⁴	15±5	22,5±7,5 ΔΔ

* Вычислено в предположении, что среднее число протонов и нейтронов $\bar{n}_p \approx \bar{n}_n \approx 1$, а среднее число заряженных и нейтральных π -мезонов $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$. В этом случае $\bar{n} \approx 1,5\bar{n}^{\pm} + 0,5$. (Эти предположения совместны с условием, чтобы полные числа положительно и отрицательно заряженных частиц различались на две и одну единицы соответственно для случая p-p и p-n взаимодействий).

** При вычислении \bar{n}^{\pm} учитывались лишь те события, в которых было возможно отличить протон от π -мезонов. Если использовать данные таблицы 3, то $\bar{n}^{\pm} = 3,7 \pm 0,6$.

+) При этом предполагалось, что $n_p + n_n = 2$ (см. табл. 16).

++) Получено в предположении, что $\bar{n}_{\pi^{\pm}} = \bar{n}_{\pi^0}$.

▲ Вычислено по экспериментальному значению $\bar{n}_{\pi^{\pm}}$ (см. табл. 16): $\bar{n} \approx 1,5\bar{n}_{\pi^{\pm}} + 2$.

▲▲ Все приведенные значения \bar{n}^{\pm} и \bar{n} для случая n-n взаимодействий получены из экспериментальных данных для p-p взаимодействий с помощью условия изотопической инвариантности.

При больших энергиях значения \bar{n}^{\pm} неизвестны, а \bar{n} совпадает с соответствующими значениями для p-p взаимодействий: $\bar{n}(nn) = \bar{n}(pp)$.

Δ) В приведенные значения не включен вклад однолучевых звезд.

ΔΔ) Вычислено по приближенной формуле $\bar{n} = 1,5\bar{n}^{\pm}$, справедливой при $T \gg 10$ Гэв. Эта формула получена при условии, что π -мезоны составляют подавляющее большинство среди рождающихся частиц (около 80%, см. § 2.4) и что $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$.

□) Измерения выполнены в магнитной камере Вильсона с LiH в сочетании с ионизационным калориметром.

Все эти теоретические построения оказываются весьма чувствительными к виду энергетической зависимости средних чисел \bar{n} и \bar{n}^{\pm} .

Знание средней множественности частиц, рождающихся в $N-N$ и $\Pi-N$ взаимодействиях, необходимо также для расчета нуклон-ядерных взаимодействий при больших энергиях и для различных прикладных вопросов (расчет защиты и т.д.).

Известная экспериментальная информация о средних числах заряженных и нейтральных частиц, рождающихся при аннигиляции антинуклонов и в неупругих $N-N$ и $\Pi-N$ взаимодействиях в области энергий $T \geq 1$ Гэв, собрана в таблицах 12-14 и на рис.5-8.

При этом в тех случаях, когда в оригинальных работах значения \bar{n} и \bar{n}^{\pm} не указаны, эти значения вычислены по данным таблиц, приведенным в предыдущих параграфах.

В некоторых случаях при вычислении \bar{n}^{\pm} не учтен плохо известный из опыта вклад нуль-лучевых и однолучевых звезд, т.е. использована нормировка $\sum_{n=1}^{\infty} W_n^{\pm} = 1$; однако при энергиях, больших нескольких Гэв, этот вклад мал и не превышает указанных экспериментальных ошибок.

В таблицах отдельно указаны данные, о которых нельзя сказать с определенностью, относятся они к взаимодействию первичной частицы с протоном или к взаимодействию этой частицы с нейтроном. При $T \gg 1$ Гэв, когда зависимость взаимодействий от изотопического спина становится пренебрежимо слабой^{13/}, такая неопределенность является несущественной.

Часть данных, приведенных в таблице 12, получена из опытов с космическими лучами. Как уже отмечалось выше (см. примечание на стр. 5), в этих данных может быть заметный вклад нуклон-ядерных взаимодействий, особенно взаимодействий с легкими ядрами. Средняя множественность в таких взаимодействиях, вообще говоря, значительно отличается от средней множественности частиц, рождающихся в $N-N$ взаимодействиях. Однако данные по космическим лучам, приведенные в таблице 12, относятся лишь к быстрым, ливневым частицам, которые в легких ядрах образуются в основном при столкновении первичного нуклона с одним из нуклонов ядра и в последующем почти не испытывают внутриядерных взаимодействий. Как показали исследования на ускорителях, характеристики таких частиц близки к тому, что наблюдается при столкновениях свободных нуклонов (см., например,^{10-11/}). Поэтому примесь ядерных взаимодействий не может существенно сказаться на данных таблицы 12.

Из приведенных данных видно, что в то время как максимальное число рождающихся частиц при увеличении энергии T быстро возрастает, средние числа \bar{n} и \bar{n}^{\pm} изменяются сравнительно медленно.

ТАБЛИЦА 12

Аннигиляция антинуклонов

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{n}^{\pm}	\bar{n}
$\bar{p}-p$	~ 0	Φ^{63}	$3,2 \pm 0,17$	$4,8 \pm 0,2^*$
	~ 0	ИИ5	$3,1 \pm 0,1^*$	$4,65 \pm 0,15$
	0,05	В-ПК ⁶⁴	$3,21 \pm 0,12$	$4,94 \pm 0,31$
	(0+0,1)			
	0,05	В-ПК, Л-ДК ⁶⁴	$3,20 \pm 0,28$	$4,8 \pm 0,42$
	(0+0,1)			
	0,08	П-ПК ⁶⁵	$3,06 \pm 0,3$	$4,78 \pm 0,5$
	(0+0,22)			
	0,15	Φ^{63}	$2 \pm 0,17$	$3,0 \pm 0,2^*$
	(0+0,23)			
	0,47	П-ПК ⁶⁶	$3,28 \pm 0,15$	$4,95 \pm 0,22$
	0,92	В-ПК ⁷²	$3,5 \pm 0,3$	$5,25 \pm 0,45^*$
	0,92	В-ПК ⁶⁷	$3,41 \pm 0,12$	$5,11 \pm 0,18^*$
	1,27	В-ПК ⁶⁸	$3,24 \pm 0,05$	$4,85 \pm 0,08^*$
	1,27	В-ПК ¹¹⁷		
	2,44	В-ПК ¹²⁸	$3,4 \pm 0,5^{**}$	$5,3 \pm 0,9$
	$\bar{p}-n$	~ 0	Φ^{63}	$3,6 \pm 0,23^*$
0,05		Л-ДК ⁶⁴	$4 \pm 1,3^*$	$6,0 \pm 0,2$
(0+0,1)				
0,08		П-ПК ⁶⁵	$3 \pm 0,2$	$4,5 \pm 0,3^*$
(0+0,23)				
0,15		Φ^{63}	$3,29 \pm 0,36$	$4,9 \pm 0,5^*$
(0+0,23)				
0,47		П-ПК ⁶⁶	$2,62 \pm 0,33$	$3,9 \pm 0,5^*$
0,9		В-ПК ⁷¹	$3 \pm 0,15$	$5 \pm 0,2$
0,9		П-ПК ⁷²	$3,3$	$4,9^*$
(0,8+1)				
$\bar{p}-N$	~ 0	Φ^{118}	$3,5 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,4^*$
	~ 0	Φ^{119}	$3,15 \pm 0,41$	$5,36 \pm 0,3$
	0,08	Φ^{120}	$3,21 \pm 0,1^*$	$4,82 \pm 0,12$
	(0+0,23)			
	0,09	Φ^{121}	$3,1 \pm 0,4^*$	$4,7 \pm 0,6$
	(0+0,25)			
	0,14	Φ^{122}	$3,4 \pm 0,7^*$	$5,1 \pm 1$
	(0+0,23)			
	0,14	Φ^{118}	$3,5 \pm 0,3^*$	$5,3 \pm 0,4$
	(0+0,23)			
0,17	Φ^{119}	$3,35 \pm 0,1$	$5,33 \pm 0,4$	
(0+0,25)				
0,17	Φ^{119}	$3,78 \pm 0,1^*$	$5,66 \pm 0,12$	
(0+0,25)				

* Получено в предположении, что $\bar{n}_p^{\pm} \approx 2\bar{n}_n^{\pm}$, т.е. $\bar{n} \approx 1,5\bar{n}^{\pm}$.

** При этом предполагалось, что $\bar{n}_p^{\pm} \approx 2\bar{n}_n^{\pm}$ и $\bar{n}_k^{\pm} \approx \bar{n}_p^{\pm}$.

+ Приведенное значение относится к реакциям без странных частиц.

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{n}^{\pm}	\bar{n}
π^-p	0,8	В-ПК ⁷³	2	3
	0,86	С ²⁸	2	3
	0,864	С ^{75,76}	2	3
	0,89	В-ПК ⁷⁷	2	3
	0,9	С ²⁸	2	3
	0,95	В-ПК ⁷⁸	2,12±0,09	3,05±0,12 -0,05
	0,96	В-ПК ⁷⁹	2,1±0,02	3
	0,96	С ²⁸	-	3,16±0,06
	0,99	В-ПК ^{29,30}	2,03±0,06 -0,03	> 3,04
	I	С ²⁸	-	3,21±0,1
	I	В-ПК ³¹⁻³³	2,06±0,09 -0,06	3,16±0,11
	1,085	В-ПК ⁷⁷	1,56±0,23	-
	1,3	П-ПК ³⁴	2,12±0,17 -0,12	> 3,06
	1,37	Д-ДК ⁸¹	2,06±0,06	-
	1,37	В-ДК ⁸⁵	2,08±0,03	3,2±0,05
1,5	В-ДК ³⁶	2,1±0,1	3,1±0,03	
1,72	В-ДК ³⁷	2,2±0,1	3,6±0,1	
2,66	П-ПК ⁸³	2,22±0,06	3,6±0,1 ^М	
4,5	Ф ⁸⁵	2,6±0,1	4,2±0,2 ^М	
4,7	В-ДК ⁸⁶	2,7±0,1 ^{ММ}	4,3±0,1	
6,65	П-ПК ¹²³	3,23±0,03 ^М	5,25±0,3 ⁺	
6,65	П-ПК ⁸⁸	3,16±0,09	5±0,2 ^М	
6,65	П-ПК ⁸⁹	2,9±0,15	4,6±0,2 ^М	
6,8	Ф ⁹⁰	3±0,1	4,8±0,2 ^М	
7,2	В-ПК ⁹¹	3,5±0,19	5,5±0,29 ^М	
7,5	Ф ⁹²	3,33±0,22	5,5±0,3 ^М	
7,5	Ф ⁹³	3±0,15 4±0,3 ⁺	4,8±0,2 ^М 6,3±0,4 ^{ММ}	
10	В-ПК ⁹⁴	3,38±0,08	5,3±0,15 ^М	
11,26	В-ПК ⁹⁵	3,8±0,5	6±0,8 ^М	
16	В-ПК ¹²⁴	4,3±0,1	6,7±0,2 ^М	
16±3	В-ПК ⁹⁶	4,1±0,1	6,4±0,2 ^М	
16,06	Ф ¹³⁰	3,65±0,16 ^М	5,72±0,24	
π^-n	0,82	С ²⁸	1,35	3
	0,82	В-ПК ⁴⁰	1,49±0,27	3,09±0,38
	0,86	С ²⁸	1,31	3
	0,9	В-ПК ⁴⁰	1,68±0,16	3,06±0,38
	0,91	С ²⁸	1,51	3
	1,05	В-ПК ⁴⁰	1,71±0,23	3,19±0,42
	1,09	С, В-ПК ^{28,41}	< 1,77	3,2
	1,15	Ф ⁸⁰	1,29	-
	1,26	С ²⁸	< 1,96	-
	1,35	С ²⁸	-	3,26
	1,37	Д-ДК ⁸¹	1,93	-
	2,66	П-ПК ⁸³	2,46±0,12	3,9±0,2 ^М
	4,5	Ф ⁸⁵	2,37±0,18	3,8±0,3 ^М
	6,65	П-ПК ¹²³	3,5±0,5 ^М	5,5±0,6 ⁺
	6,65	П-ПК ⁸⁸	3,14±0,15	5±0,3 ^М
6,65	П-ПК ⁸⁹	3,1±0,2	4,9±0,3 ^М	
6,8	Ф ⁹⁰	3±0,1	4,8±0,2 ^М	
7,5	Ф ⁹³	2,85±0,15 3,5±0,4 ^{ММ}	4,5±0,3 ^М 5,5±0,6 ^{ММ}	

π^-p	0,82	В-ПК ⁴⁰	2,18±0,29	3,09±0,38
	0,9	В-ПК ⁴⁰	2,15±0,29	3,06±0,38
	0,91	В-ПК ⁴¹	~ 2,18	3,08±0,16
	0,99	В-ПК ⁹⁷	2,13	3
	1,05	В-ПК ⁴⁰	~ 2,38	3,19±0,42
	1,09	В-ПК ⁴¹	-	3,23±0,24
	1,26	В-ПК ⁴¹	-	3,25±0,2
	1,35	С ²⁸	-	3,26
	1,37	Д-ДК ⁸¹	2,21	-
	3,3	В-ПК ⁴²	~ 2,76	~ 3,6
π^+n	0,86	С ²⁸	1,84	3
	0,864	С ^{75,76}	1,8	3
π^-n	I, II	С ^{75,76}	> 1,78	3,2
	I, 3	П-ПК ³⁴	> 1,93	> 3,06
π^-N	34,6	Ф ¹²⁹ Δ	< 6,4	< 9,9 ^М
	(20±50)	КВ(С ¹²) I26 ΔΔ	4±1	6,3±1,5 ^М
	35	(30±40)		
	45	КВ(С ¹²) I26 ΔΔ	5,7±0,6	8,8±0,9 ^М
	(30±60)			

* Вычислено в предположении, что $\bar{n}_p \approx \bar{n}_n \approx 0,5$ и $\bar{n}_{\pi^+} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$ (см. табл. 17). В этом случае $\bar{n} \approx 1,5\bar{n}^{\pm} + 0,25$.

** С учетом поправок, приведенных в работе [85].

+) Получено в предположении, что число рождающихся нуклонов $\bar{n}_N = 1$ и $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$.

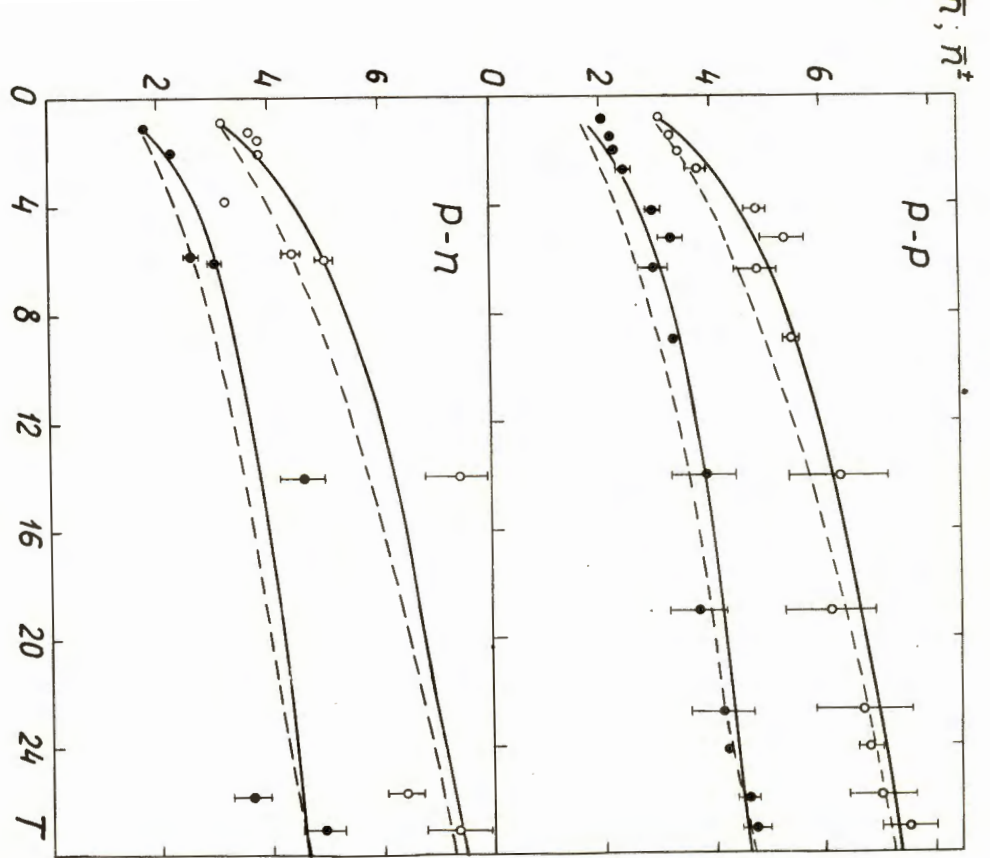
++) Приведенное значение относится к взаимодействиям, для которых коэффициент неупругости $K^* > 0,5$ (зеркальная система координат; см. § 3.2).

Δ) Получено с помощью условия изотопической инвариантности из экспериментальных данных для π^-n взаимодействий. При $T > 3,3$ Гэв значения \bar{n}^{\pm} неизвестны, а для \bar{n} выполняются условия $\bar{n}(\pi^+p) = \bar{n}(\pi^-n)$.

ΔΔ) Все приведенные значения \bar{n}^{\pm} и \bar{n} получены с помощью условия изотопической инвариантности из экспериментальных данных для π^-p взаимодействий. Очевидно, при всех энергиях $\bar{n}(\pi^+n) = \bar{n}(\pi^-p)$.

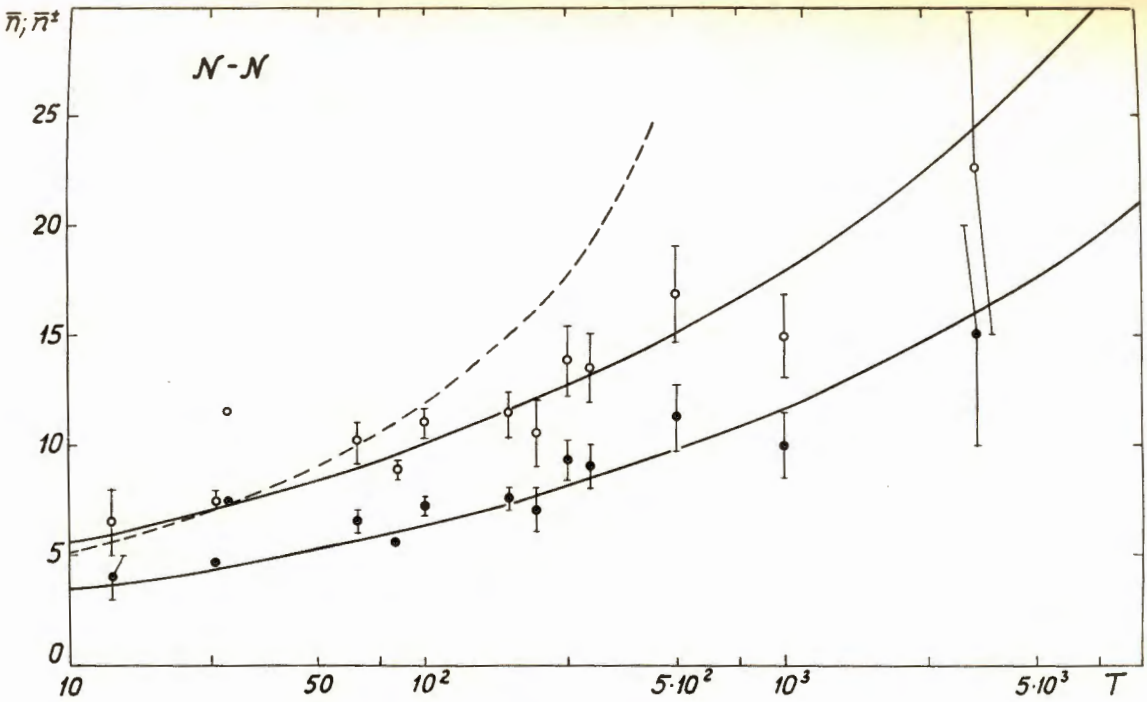
Δ) Указано среднее число быстрых ливневых частиц, рождающихся при взаимодействии π^- мезона с фотозумульсией.

ΔΔ) Строго говоря, приведенные данные относятся к взаимодействиям $\pi^- + C^{12}$. Так как в эти данные основной вклад дают быстрые ливневые частицы, можно ожидать, что отличие от случая π^-N взаимодействий будет невелико.



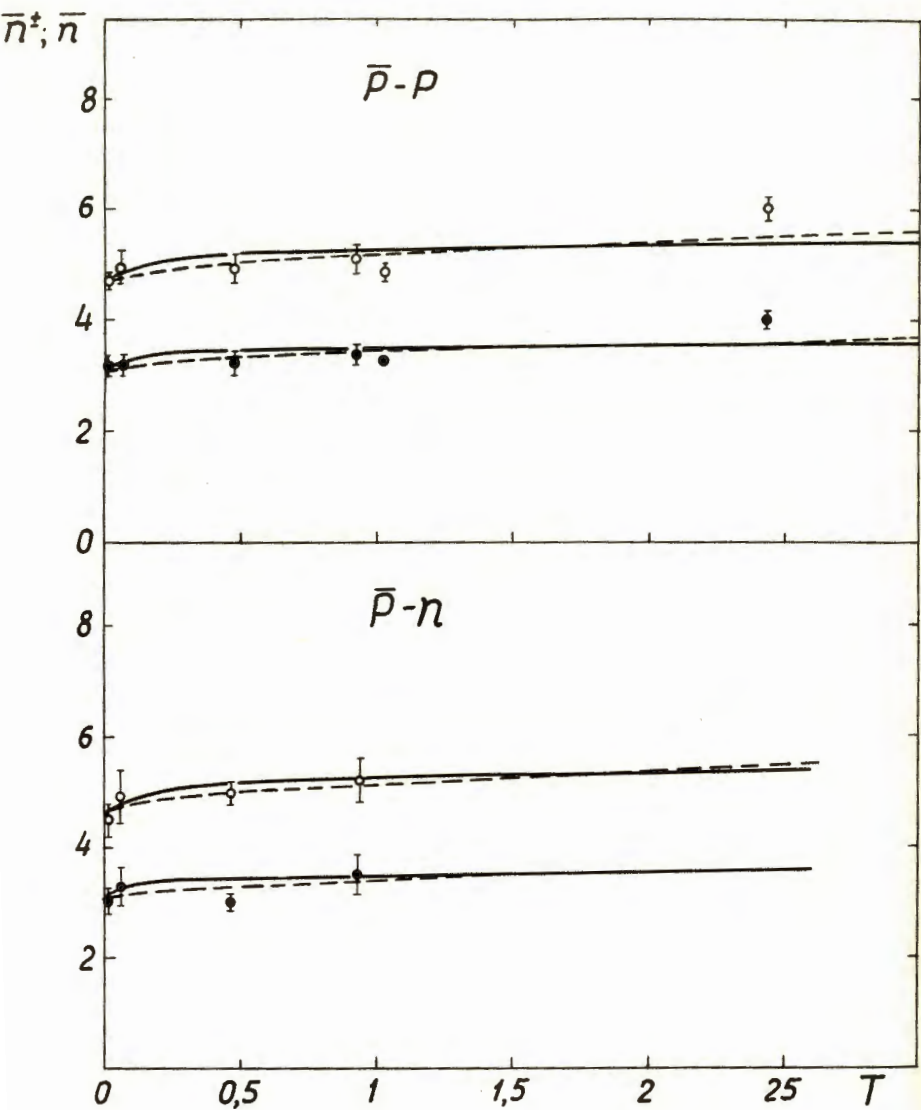
Р и с. 5

Среднее число частиц, рождающихся в $N-N$ взаимодействиях при ускорительных энергиях. Значками o и \bullet отмечены соответственно значения \bar{n} и \bar{n}^{\pm} . Плотными кривыми обозначены интегральные функции $\alpha + \delta T^k$, пунктиром — термодинамические функции $\alpha' + \delta' T^k$ (см. табл. 15).



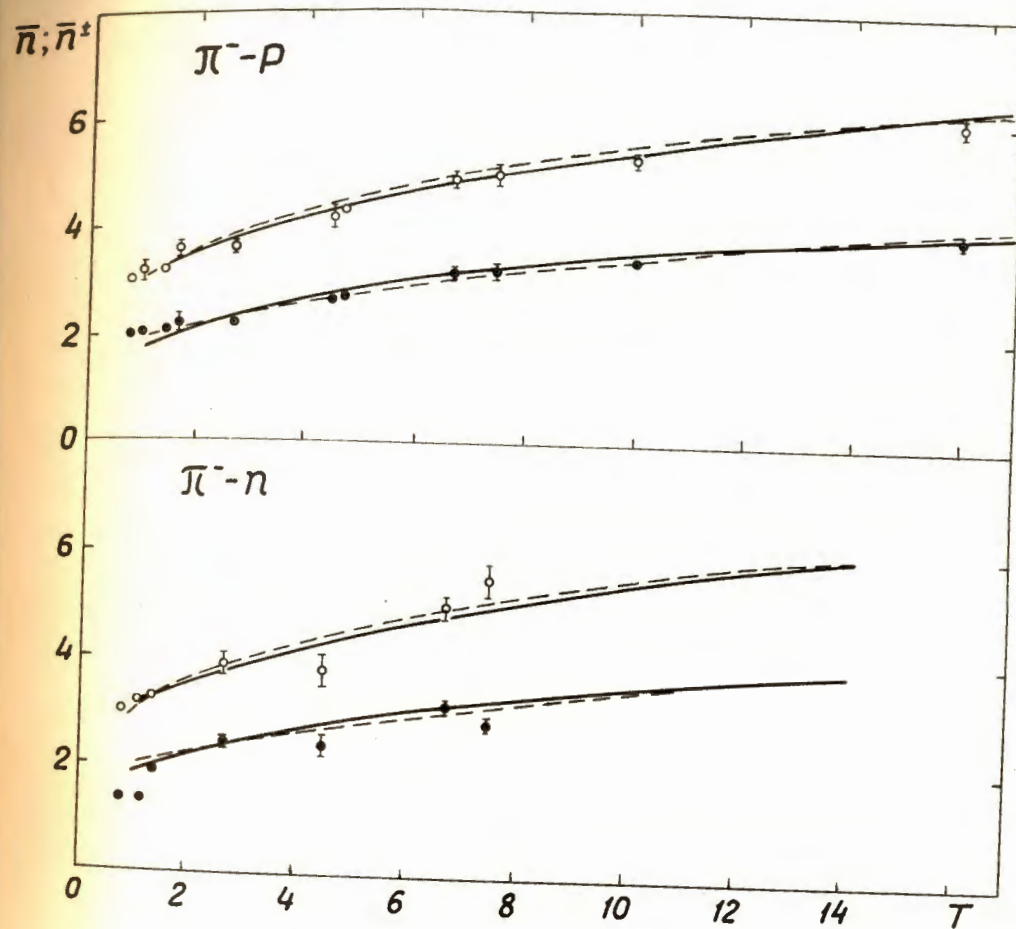
Р и с. 6

Среднее число частиц, рождающихся в $N-N$ взаимодействиях при ультравысоких энергиях. Все обозначения те же, что и на рис. 5.



Р и с. 7

Среднее число частиц, рождающихся в $\bar{p}-n$ взаимодействиях. Все обозначения те же, что и на рис. 5.



Р и с. 8

Среднее число частиц, рождающихся в $\pi^- - p$ взаимодействиях. Все обозначения те же, что и на рис. 5.

В области ускорительных энергий $T \sim 30$ ГэВ энергетическая зависимость средней множественности рождающихся частиц может быть аппроксимирована функцией

$$\bar{n}(T) \approx \frac{1}{2} \bar{n}^{\pm}(T) + c = aT^k + b, \quad (6)$$

значения параметров a , b и c указаны в таблице 15.

Формула (6) хорошо согласуется с результатами расчетов по статистической теории множественного рождения частиц [100].

Отклонения от этой формулы (экспериментальные и теоретические) наблюдаются лишь в случае $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействий при $T \leq 1$ ГэВ, где число вновь рождающихся частиц мало (~ 1) и необходимы более детальные изотопические соотношения.

Вместе с тем следует отметить, что точность современных измерений еще невелика и ускорительные экспериментальные данные на рис. 5-8 можно аппроксимировать также и более быстро возрастающими функциями, например,

$$\bar{n}(T) \approx \frac{1}{2} \bar{n}^{\pm}(T) + c = a'T^{k'} + b' \quad (7)$$

(см. таблицу 15).

При энергиях $T > 30$ ГэВ, где вся экспериментальная информация получена из опытов с космическими лучами, ситуация является значительно менее ясной. В дополнение к большим ошибкам в значениях \bar{n} и \bar{n}^{\pm} , здесь очень неточно определяется также величина энергии T . Особенно велики ошибки измерений в области $T > 10^3$ ГэВ, фактически здесь можно говорить лишь о порядках величины.

Из рис. 8 видно, что вплоть до энергий $T \sim 100$ ГэВ экспериментальные данные можно хорошо аппроксимировать как кривой (6), так и кривой (7). При больших энергиях множественность возрастает заметно медленнее, чем T^k .

В недавней работе [101] из нового анализа фотоэмульсионных работ различных авторов получены следующие "средние мировые" значения множественности заряженных частиц \bar{n}^{\pm} :

$$\begin{aligned} 17,1 \pm 3,1 & \text{ при } T \sim 2,8 \cdot 10^3 \text{ ГэВ,} \\ 16,2 \pm 2,1 & \text{ при } T \sim 10^4 \text{ ГэВ,} \\ 15,4 \pm 2,8 & \text{ при } T \sim 1,8 \cdot 10^4 \text{ ГэВ} \end{aligned}$$

для $N-N$ взаимодействий и

$$\begin{aligned} 10,1 \pm 2,3 & \text{ при } T \sim 1,8 \cdot 10^2 \text{ ГэВ,} \\ 10,2 \pm 1,8 & \text{ при } T \sim 6,4 \cdot 10^2 \text{ ГэВ,} \\ 10,3 \pm 2 & \text{ при } T \sim 8,1 \cdot 10^2 \text{ ГэВ,} \\ 10,4 \pm 2,4 & \text{ при } T \sim 1,15 \cdot 10^3 \text{ ГэВ} \end{aligned}$$

для $\pi-N$ взаимодействий.

ТАБЛИЦА 15

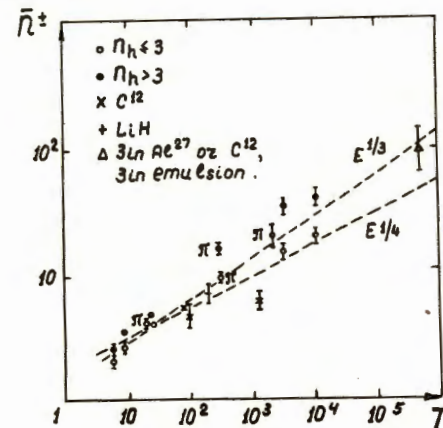
Значения параметров в формулах (6) и (7)

Взаимодействие	a	b	c	a'	b'
$N-N$	3,2	0	0,5	1	2
$\bar{N}-N$	4,7	0,55	0	4,7	0,45
$\pi-N$	3,2	0,2	0,25	1	2,2

На основе этих данных в работе [101] получено чрезвычайно важное заключение о "насыщении" множественного образования частиц при энергиях $T \approx 2 \cdot 10^3 - 10^4$ ГэВ в $N-N$ взаимодействиях и при $T \approx 2 \cdot 10^2 - 10^3$ ГэВ в $\pi-N$ взаимодействиях.

Однако это заключение не представляется достаточно убедительным.

Как уже отмечалось выше, при энергиях $T \sim 10^3 - 10^4$ ГэВ можно говорить лишь о порядке величины средних чисел \bar{n} и \bar{n}^{\pm} . Кроме того, данные по $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиям нельзя рассматривать изолировано от нуклон-ядерных взаимодействий. Так как сечение неупругих взаимодействий σ_{in} очень слабо зависит от энергии (или, может быть, вообще остается постоянным вплоть до гигантских энергий $T \sim 10^{10}$ ГэВ [3]), то "насыщение множественности" должно было бы наблюдаться и при взаимодействии частиц с ядрами. Из рис. 8 видно, что ничего подобного на эксперименте не наблюдается.



Р и с. 8.

Среднее число заряженных частиц, рождающихся при взаимодействиях протонов и π -мезонов с ядрами (по данным работы [5]). n_h - число черных треков в звезде (медленные частицы - в основном протоны). Значком π отмечены данные, полученные при анализе взаимодействий с ядрами ливневых частиц, образовавшихся в предыдущем ядерном взаимодействии. Подавляющее большинство этих частиц являются π -мезонами (около 80%, см. [1]). Пунктиром обозначены интерполяционные кривые.

Известные в настоящее время экспериментальные данные во всем диапазоне энергий $T > 1$ ГэВ не противоречат соотношению (6).

Как уже обсуждалось выше (см. § 2.2), средние числа \bar{n} и \bar{n}^{\pm} инвариантны по отношению к преобразованию (2) и (3).

В заключение этого раздела остановимся еще на реакциях с рождением странных частиц, исследованию которых посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. При энергиях $T \gg 1$ ГэВ среднее число частиц, рождающихся в таких реакциях, приблизительно таково же, как и в реакциях без странных частиц.

Например, в π^-p взаимодействиях при $T = 16$ Гэв^{/124/}

$$\bar{n}^{\pm} = 4,4 \pm 0,2 \text{ в реакциях со странными частицами,}$$

$$\bar{n}^{\pm} = 4,3 \pm 0,1 \text{ в среднем по всем каналам реакции.}$$

При меньших энергиях, когда энергия, затрачиваемая на образование новых частиц, не сильно отличается от суммы масс родившихся странных частиц, множественность в реакциях со странными частицами меньше средней. Например, в π^-p взаимодействиях при $T = 6,65$ Гэв^{/123/}

$$\bar{n}^{\pm} = 2,5 \pm 0,1 \text{ в реакциях со странными частицами,}$$

$$\bar{n}^{\pm} = 3,2 \pm 0,2 \text{ в среднем.}$$

При этом рождение пары K -мезонов сопровождается образованием большего числа

π -мезонов, чем рождение гиперона. При аннигиляции антинуклонов с энергией

$T \leq 1$ Гэв среднее число частиц в реакциях со странными частицами также, по-видимому, несколько ниже, чем среднее значение (при $T = 0,47$ Гэв соответственно $4,4 \pm 0,5$ и $4,95 \pm 0,2$ ^{/66/}).

2.4. Множественность рождающихся протонов, нейтронов и π -мезонов

Исходя из статистических соображений, основанных на изотопической инвариантности, можно ожидать, что в каналах с достаточно большим числом рождающихся частиц множественность заряженных π -мезонов в среднем приблизительно в два раза выше, чем средняя множественность π^0 -мезонов: $n_{\pi^{\pm}} \approx 2n_{\pi^0}$. Если число рождающихся частиц $n \gg 1$, то приблизительно равным становится также числа π^+ - и π^- -мезонов: $n_{\pi^+} \approx n_{\pi^-} \approx n_{\pi^0}$ ^{x/}.

При энергиях $T \gg 1$ Гэв, когда основной вклад в сечение σ_{in} дают каналы с большим числом рождающихся частиц, все эти соотношения выполняются и для средних чисел.

Из экспериментальных данных, приведенных в таблицах 16 и 17, видно, что в случае π^-p взаимодействий указанные соотношения начинают выполняться при относительно меньших энергиях, чем для случая $p-p$ взаимодействий. Это обусловлено тем, что система π^-p с самого начала симметрична по электрическому заряду.

При аннигиляции антинуклонов равенство средних чисел $\bar{n}_{\pi^+} \approx \bar{n}_{\pi^-} \approx \bar{n}_{\pi^0}$ хорошо выполняется при всех энергиях (см. таблицу 18).

x/ В общем случае, очевидно

$$n_{\pi^+} + n_{\pi^-} = n_{\pi^0} + n_T + Q,$$

где Q - суммарный электрический заряд сталкивающихся частиц, $n_{T\pm}$ - число заряженных тяжелых частиц (K^{\pm} -мезоны, протоны и т.д.). С ростом энергии относительная доля тяжелых частиц уменьшается (см. далее).

ТАБЛИЦА 16

Нуклон-нуклонные взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	$\bar{n}_{\pi^{\pm}}$	\bar{n}_{π^0}	\bar{n}_p	\bar{n}_n
p-p	0,81	B-МК ¹³ *	> 0,72	> 0,04	> 1,04	> 0,72
	0,925	⊕ ¹⁴	0,8±0,1	0,2±0,1	1,2±0,1	0,8±0,1
	0,97	B-МК ¹⁶	0,83±0,07	0,17±0,03	1,14±0,09	0,81±0,07
	0,97	B-МК ¹⁵ *	> 0,73	> 0,18	> 1,19	> 0,73
	1,5	B-МК ¹⁸ **	> 0,82±0,03	> 0,11±0,01	> 1,04±0,04	> 0,68±0,02
	2	B-МК ¹⁹⁻²¹	0,97±0,04	0,37±0,02	1,24±0,04	0,76±0,03
	2,75	B-МК ¹⁷ *	1,4	0,6	1,19	0,76
	2,85	B-МК ²³ *			> 0,79±0,04	> 0,52±0,02
	3,5	⊕ ²⁵	1,5 ± 0,2	0,75±0,1 ⁺⁺		
	6,2	⊕ ⁴⁷	1,9 ± 0,3	0,95±0,2 ⁺⁺	0,96±0,18	1,04±0,18 ▲
	9	⊕ ⁵²	2,36±0,14	1,18±0,07 ⁺⁺	0,98±0,14	1,02±0,14 ▲
	9	⊕ ⁴⁹	1,9±0,2	0,75±0,27	1,2±0,14	0,8±0,14 ▲
	9	⊕ ⁵⁰	2,24±0,14	0,9±0,3	1,18±0,1	0,82±0,1 ▲
	18,9	⊕ ⁵⁶	3,7±0,5	1,8±0,3 ⁺⁺		
24	B-МК ⁵⁸	3,2	1,6	I	I	
25,8	⊕ ⁶⁰	2,9±0,2	1,45±0,2 ⁺⁺	1,5±0,1	0,5±0,1 ▲	
p-n	8,7	⊕ ⁷	2,82±0,21	1,61±0,49	1,1±0,1	0,89±0,1 ▲
	9	⊕ ⁵²	≤ 1,76±0,09	≤ 0,88±0,05 ⁺⁺	I	I ▲
	9	⊕ ⁶² ▲▲	< 2,5 ± 0,14	< 1,3 ± 0,07 ^{***}	< 1,24±0,14	> 0,76±0,14 ▲
25,8	⊕ ⁶⁰	2,9 ± 0,2	1,45 ± 0,2	0,7 ± 0,1	1,3 ± 0,1 ▲	
N-N	6,2	⊕ ¹⁰⁴	1,51±0,18	0,75±0,1 ⁺⁺		
	100	МКВ(С ¹²) I05	3,4±0,7	1,7±0,4 ⁺⁺	< 1,2 ± 0,25 ▲	~ 0,8 ▲
	10 ³	МКВ(С ¹²) I05	5,5±1,0	2,7±0,4 ⁺⁺	< 0,8 ± 0,2 ▲	

*) Приведенные значения являются нижними оценками, так как при их вычислении была отброшена та часть событий, в которой не удалось однозначно определить сорт рождающихся частиц.

**) См. примечание⁴⁾ к табл. I.

+) В тех случаях, когда в данной работе^{/17/} не удалось однозначно разделить каналы реакции, эти каналы рассматривались равновероятными.

++) Получено в предположении, что $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$.

▲) При вычислениях предполагалось, что $n_p + n_n = 2$.

▲▲) В приведенные значения не включен вклад однолучевых звезд.

Δ) Приведенное значение равно числу всех заряженных частиц, более тяжелых, чем π -мезоны.

ТАБЛИЦА 17

Пион-нуклонные взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	$\bar{n}_{\pi^{\pm}}$	\bar{n}_{π^0}	\bar{n}_p	\bar{n}_n
$\pi^- - p$	0,8	В-ПК ⁷³				
	0,86	C ²⁸				
	0,96	В-ПК ⁷⁹	$1,2 \pm 0,17$	$0,8 \pm 0,07$	$0,4 \pm 0,02$	$0,6 \pm 0,04$
	I	В-ПК ³¹⁻³³	$>1,24 \pm 0,06$	$>0,72 \pm 0,07$	$>0,35 \pm 0,02$	$>0,59 \pm 0,04$
	I,3	В-ПК ³⁴	$>1,42 \pm 0,18$	$>0,61 \pm 0,07$	$>0,28 \pm 0,06$	$>0,61 \pm 0,08$
	I,5	В-ДК ³⁶	$>1,32 \pm 0,15$	$>0,71 \pm 0,22$	$>0,32 \pm 0,05$	$>0,65 \pm 0,12$
	I,72	В-ДК ³⁷	$1,51 \pm 0,16$	$0,56 \pm 0,06$	$0,55 \pm 0,08$	$0,45 \pm 0,05$
	6,65	В-ДК ³⁷	1,9	0,79	0,28	0,72
	6,65	П-ПК ⁸⁸	$2,6 \pm 0,3^*$	$1,3 \pm 0,2$	$0,55 \pm 0,3$	$0,45 \pm 0,33^{**}$
	6,65	П-ПК ^{I23}	$2,96 \pm 0,25^*$	$1,48 \pm 0,18$		
$\pi^- - n$	I,09	В-ПК ^{4I+}	$\leq 1,13 \pm 0,1$	$\leq 0,62 \pm 0,06$	$\leq 0,62 \pm 0,06$	$> 0,14 \pm 0,03$
	I,26	В-ПК ^{4I+}	$\leq 1,17 \pm 0,1$	$\leq 0,5 \pm 0,05$	$\leq 0,05 \pm 0,05$	$> 0,19 \pm 0,03$
	6,65	В-ПК ^{I23}	$3 \pm 0,45^*$	$1,5 \pm 0,3$		

*) Получено в предположении, что $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$.**) Вычислено из условия: $\bar{n}_p + \bar{n}_n = 1$. *) События с неоднозначной идентификацией не учитывались.

ТАБЛИЦА 18

Аннигиляция антинуклонов при энергии T=0,08 (0±0,23) Гэв¹⁶⁵⁾

	(п-ПК)		
	\bar{n}_{π^+}	\bar{n}_{π^-}	\bar{n}_{π^0}
$\bar{p} - p$	$1,53 \pm 0,08$	$1,53 \pm 0,08$	$1,60 \pm 0,50$
$\bar{p} - n^*$	$1,13 \pm 0,18$	$1,53 \pm 0,16$	$0,70 \pm 0,78$

*) Приведенные значения вычислены из экспериментальных данных для взаимодействия антипротонов с протонами и с углеродом:

$$\bar{n}_{\pi^+}(\bar{p}n) = 2\bar{n}_{\pi^+}(\bar{p}c^{12}) - \bar{n}_{\pi^+}(\bar{p}p)$$

(ошибки - среднеквадратичные).

Если число рождающихся частиц $\bar{n} \gg 1$, то с хорошей точностью равны также средние числа рождающихся протонов и нейтронов: $\bar{n}_p \approx \bar{n}_n$.

Из таблиц 16 и 17 видно, что в области ускорительных энергий относительная доля тяжелых частиц, образующихся в неупругих $N-N$ взаимодействиях, уменьшается более чем вдвое: от значения $n_T/n \approx 0,7$ при $T \approx 1$ ГэВ до значения $n_T/n \approx 0,3$ при $T \approx 25$ ГэВ. При дальнейшем увеличении энергии отношение n_T/n изменяется очень медленно и при гигантских энергиях ($T \sim 10^5 - 10^6$ ГэВ) составляет около $0,2^{1/131,134}$.

В случае $\pi-N$ взаимодействий в области ускорительных энергий относительная доля рождающихся тяжелых частиц приблизительно в два раза меньше, чем при $N-N$ взаимодействиях: при $T \approx 1$ ГэВ эта доля составляет приблизительно 0,3, при $T \approx 16$ ГэВ - около 0,2. Для больших энергий экспериментальные данные в настоящее время неизвестны.

Имеются экспериментальные указания, что в области очень высоких энергий при взаимодействиях с большей множественностью и большим коэффициентом неупругости образуется относительно большее число тяжелых частиц.

Подробное обсуждение этих вопросов можно найти в обзоре ^{1/}.

2.5. Трехчастичные реакции

Как уже отмечалось выше, при энергиях $T > 1$ ГэВ, когда число каналов неупругих реакций быстро возрастает, а вклад каждого из каналов уменьшается, для описания неупругих взаимодействий более удобными становятся средние, вероятностные, характеристики. Однако подробное изучение некоторых парциальных реакций остается важным средством детальной проверки различных теоретических моделей и предположений. С этой точки зрения большой интерес представляют трехчастичные реакции. Число частиц, участвующих в этих реакциях, невелико, и теоретические расчеты существенно упрощаются.

Экспериментальные сечения наиболее хорошо исследованных $N-N$ и $\pi-N$ реакций указаны в таблицах 19-24. На рис. 10 и 11 приведены соответствующие интерполяционные кривые.

Как видно, число экспериментальных точек в области $T \geq 1$ ГэВ невелико. Чтобы лучше определить энергетическую зависимость сечений, в таблицах и на рисунках указаны данные также и для небольших энергий, вплоть до порога.

Вполне отчетливо проявляется максимум и последующий спад сечений. Такой характер энергетической зависимости имеет простое статистическое объяснение (ср. § 2.1).

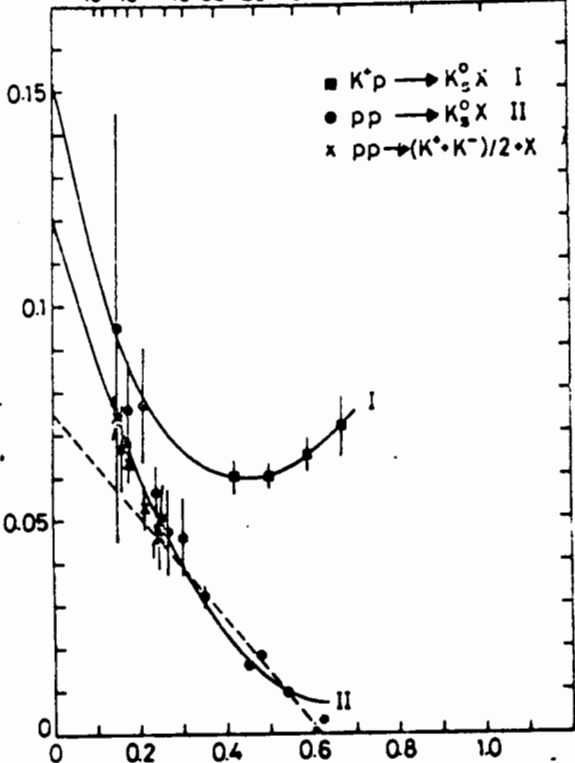
$P_{\Lambda\alpha\delta}(\Gamma\partial B/c)$ $10^4 \quad 10^3 \quad 10^2 \quad 50 \quad 20 \quad 10 \quad 5 \quad 2 \quad 1$ $\frac{1}{G_T^\infty} \int f(P_{11}^* = 0, P_{11}^2) dP_{11}^2$  $P_{\Lambda\alpha\delta}^{-1/4} [(\Gamma\partial B/c)^{-1/4}]$

ТАБЛИЦА 19

Сечение реакции $p+p \rightarrow p+p+\pi^0$

T	Метод	σ , мб
≤ 289 МэВ		0
295	C-I35	$< 0,004$
313	C-I35	$0,006 \pm 0,004$
328	C-I35	$0,014 \pm 0,006$
350	C-I35	$0,018 \pm 0,006$
360	C-I35	$0,030 \pm 0,008$
374	C-I35	$0,04 \pm 0,01$
400	C-I35	$0,09 \pm 0,02$
412	C-I35	$0,12 \pm 0,02$
445	C-I35	$0,20 \pm 0,02$
458	C-I35	$0,30 \pm 0,03$
485	C-I35	$0,45 \pm 0,03$
507	C-I35	$0,71 \pm 0,05$
531	C-I35	$0,84 \pm 0,06$
560	C-I35	$1,24 \pm 0,07$
590	C-I35	$1,84 \pm 0,13$
597	C-I35	$1,96 \pm 0,13$
610	C-I35	$2,25 \pm 0,13$
622	C-I35	$2,61 \pm 0,17$
630	C-I35	$2,74 \pm 0,16$
638	C-I35	$2,90 \pm 0,18$
645	C-I35	$2,93 \pm 0,17$
652	C-I35	$3,00 \pm 0,18$
660	C-I35	$3,22 \pm 0,17$
665	C-I35	$3,24 \pm 0,18$
970	В-ДК ¹⁵	$4,3 \pm 0,5$
2 ГэВ	В-ПК ¹⁹	$3,85 \pm 0,22$
2,85	В-ПК ²³	$2,90 \pm 0,31$

ТАБЛИЦА 20

Сечение реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$

T	Метод	σ , мб
$\leq 292,2$ МэВ		0
340	ϕ -I36	$0,28 \pm 0,10$
345	ϕ -I25	$0,43 \pm 0,10$
365	ϕ -I25	$0,68 \pm 0,18$
381	ϕ -I25	$1,15 \pm 0,27$
405	П-ПК ^{I37}	$0,63 \pm 0,06$
437	C-I38	$1,06 \pm 0,24$
485	C-I39	$2,0 \pm 0,3$
521	C-I39	$3,1 \pm 0,4$
557	C-I39	$4,5 \pm 0,4$
584	C-I39	$5,5 \pm 0,5$
597	C-I39	$6,3 \pm 0,5$
609	C-I39	$7,0 \pm 0,5$
621	C-I39	$7,8 \pm 0,5$
633	C-I39	$8,9 \pm 0,5$
646	C-I39	$9,9 \pm 0,5$
657	C-I39	$10,9 \pm 0,5$
970	В-ДК ¹⁵	$16,4 \pm 0,7$
2 ГэВ	В-ПК ¹⁹	$16,06 \pm 0,44$
2,85	В-ПК ²³	$11,44 \pm 0,65$

ТАБЛИЦА 21

Сечение реакции $\pi^-+p \rightarrow p+\pi^-+\pi^0$

T	Метод	σ , мб
$\leq 164,8$ МэВ		0
340 ₋₁₅	В-ПК ^{I40}	$0,13 \pm 0,06$ $-0,04$
557	В-ПК ^{I42}	$2,75 \pm 0,3$
604	В-ПК ^{I41}	$5,0 \pm 0,6$
640	В-ПК ³¹	$5,3 \pm 1,2$
761 ₋₁₀	В-ПК ^{I43}	$6,75 \pm 1,0$
771 ₋₁₀	В-ПК ^{I43}	$6,7 \pm 0,6$
775	Л-К ^{I44} *	4,2
810	В-ПК ³¹	$4,6 \pm 0,6$
871	Л-К ^{I44} *	7
960	В-ПК ⁷⁹	$7,1 \pm 0,8$
1,02 ГэВ	В-ПК ³¹	$4,6 \pm 1,0$

*) Люминисцентная камера.

ТАБЛИЦА 22

Сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$

T	Метод	σ , мб.
≤ 172 МэВ		0
260	C ^{I45}	$0,14 \pm 0,10$
317	C ^{I45}	$0,71 \pm 0,17$
340 ± 15	B-ПК ^{I40}	$1,24 \pm 0,14$
365 ± 15	C ^{I46}	$2,07 \pm 0,09$
365	B-ПК ^{I47}	$1,93 \pm 0,16$
371	C ^{I45}	$1,93 \pm 0,37$
427	C ^{I45}	$3,36 \pm 0,74$
432	C ^{I46}	$3,26 \pm 0,14$
435	B-ПК ^{I47}	$3,7 \pm 0,3$
466	B-ПК ^{I47}	$4,0 \pm 0,3$
480	B-ПК ^{I47}	$5,0 \pm 0,3$
557	B-ПК ^{I42}	$5,01 \pm 0,4$
560	B-ПК ^{I47}	$5,8 \pm 0,5$
604	B-ПК ^{I41}	$7,1 \pm 0,8$
610	B-ПК ^{I47}	$6,1 \pm 0,4$
640	B-ПК ^{3I}	$10,4 \pm 1,8$
678	B-ПК ^{I47}	$6,1 \pm 0,6$
761 ± 10	B-ПК ^{I43}	$13 \pm 1,5$
771 ± 10	B-ПК ^{I43}	$13,7 \pm 1,0$
810	B-ПК ^{3I}	$11,5 \pm 2,0$
960	B-ПК ⁷⁹	$8,9 \pm 1,0$
1,02 ГэВ	B-ПК ^{3I}	$9,1 \pm 2,0$

ТАБЛИЦА 23

Сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 + \pi^0$

T	Метод	σ , мб.
$\leq 160,7$ МэВ		
365	B-ПК ^{I47}	$0,5 \pm 0,5^*$
373	B-ПК ⁷⁶	$0,65 \pm 0,65$
421	B-ПК ⁷⁶	$1,25 \pm 0,50$
435	B-ПК ^{I47}	$1,65 \pm 0,86^*$
466	B-ПК ^{I47}	$2,04 \pm 0,9^*$
470	B-ПК ⁷⁶	$0,85 \pm 0,75$
480	B-ПК ^{I47}	$1,05 \pm 0,9^*$
560	B-ПК ^{I48}	$5,65 \pm 1,0^*$
568	B-ПК ⁷⁶	$4,05 \pm 0,80$
592	B-ПК ⁷⁶	$3,42 \pm 0,70$
604	B-ПК ^{I41}	$5,7 \pm 2,2$
610	B-ПК ^{I48}	$5,15 \pm 0,92^*$
678	B-ПК ^{I48}	$5,55 \pm 1,0^*$
691	B-ПК ⁷⁶	$3,64 \pm 0,50$
864	B-ПК ⁷⁶	$3,58 \pm 0,70$
1,112 ГэВ	B-ПК ⁷⁶	$2,03 \pm 0,40$

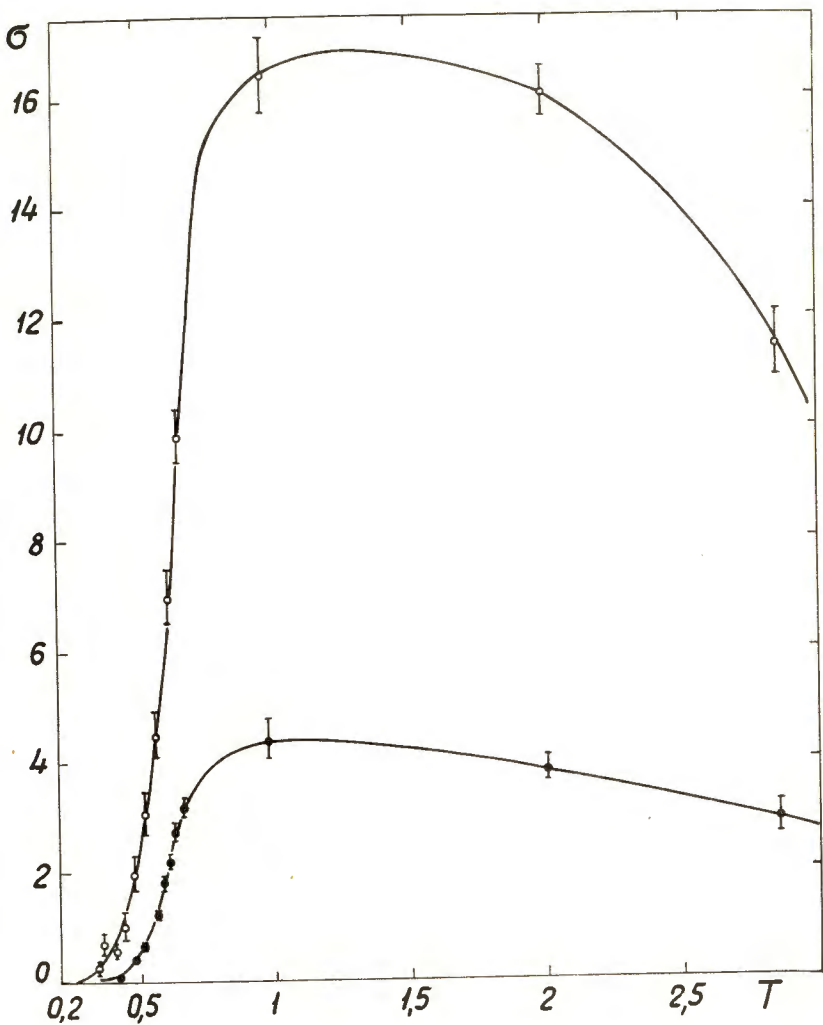
*) Получено как разность полного сечения рождения всех нейтральных частиц σ_0 и сечения упругого рассеяния с перезарядкой σ_{ex} :
 $\sigma(\pi^0\pi^0) = \sigma_0 - \sigma_{ex}$.

Значения σ_{ex} получены интерполяцией известных экспериментальных данных.

ТАБЛИЦА 24

Сечения трехчастичных $\pi^+ - p$ взаимодействий

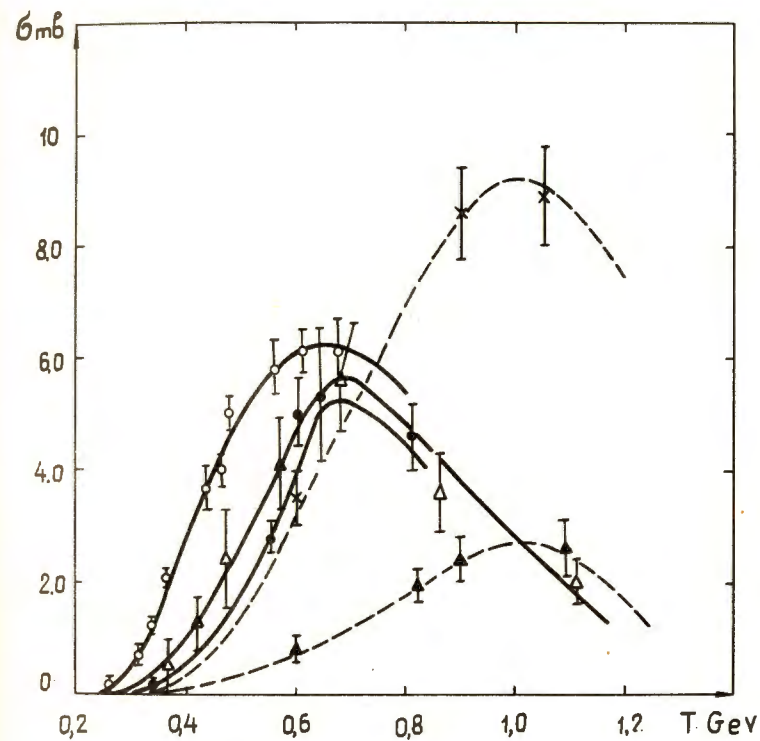
T	Метод	σ , мб.	
		$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^0$	$\pi^+ p \rightarrow n \pi^+ \pi^+$
$\leq 164,8$ (1) МэВ		0	0
172,3 (2)			
600	B-ПК ^{I48}	$3,55 \pm 0,53$	$0,78 \pm 0,17$
820	B-ПК ⁴⁰	$9,3 \pm 0,8$	$1,9 \pm 0,3$
900	B-ПК ⁴⁰	$8,6 \pm 0,8$	$2,4 \pm 0,4$
910	B-ПК ^{I48}	$11 \pm 0,9$	$2,8 \pm 0,4$
1,05 ГэВ	B-ПК ⁴⁰	$8,9 \pm 0,9$	$2,3 \pm 0,5$
1,09	B-ПК ^{I48}	11 ± 1	$2,6 \pm 0,5$
1,26	B-ПК ^{I48}	$11,8 \pm 1,2$	$4,6 \pm 0,7$



Р и с. 10

Сечения трехчастичных p - p реакций.

$\circ p+p \rightarrow n+\pi^+$; $\bullet p+p \rightarrow p+\pi^0$.



Р и с. 11

Сечения трехчастичных π - N реакций.

$\circ \pi^-+p \rightarrow n+\pi^++\pi^-$; $\times \pi^++p \rightarrow p+\pi^++\pi^0$;
 $\bullet \pi^-+p \rightarrow p+\pi^++\pi^0$; $\blacktriangle \pi^++p \rightarrow n+\pi^++\pi^+$;
 $\triangle \pi^-+p \rightarrow n+\pi^0+\pi^0$.

Сплошные кривые относятся к π^- - p взаимодействиям, пунктирные - к π^+ - p взаимодействиям.

С помощью преобразований (2) и (3) легко получить сечения столкновений с нейтронами и антинуклонами.

2.6. Двухпионная аннигиляция антинуклонов

В заключение приведем известные экспериментальные данные о сечениях двухпионной аннигиляции антипротонов. Эти данные относятся к энергиям порядка нескольких сотен Мэв. При пороговой энергии $T \sim 0$ аннигиляция происходит в основном из связанного состояния протона и антипротона (антипротония). Следует ожидать, что в этом случае существенную роль играют правила отбора, вследствие чего сечения двухпионной аннигиляции будут значительно меньше приведенных в таблице 25. Однако экспериментальных данных здесь еще не получено.

Сечения двухчастичной аннигиляции с рождением странных частиц приведены в работе ^{/2/}.

Экспериментальное исследование аннигиляции антинуклонов на две частицы представляет большой интерес, в частности, для усовершенствования статистической теории неупругих взаимодействий.

III. ЭНЕРГИЯ И ИМПУЛЬС РОЖДАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ

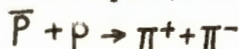
Распределение рождающихся частиц по кинетической энергии, их распределение по поперечным импульсам, доля энергии, затрачиваемая на образование новых частиц, — все эти величины являются существенными характеристиками неупругого взаимодействия. Из их анализа можно получить важные сведения о внутренней структуре сталкивающихся частиц в механизме взаимодействий при больших энергиях.

Далее мы всегда будем пользоваться системой центра масс. Это позволит исключить несущественные эффекты, имеющие чисто кинематическое происхождение. В частности, при этом значительно ослабляется зависимость импульсных и энергетических распределений от угла вылета частиц. В некоторых случаях, например, при одновременном рождении большого числа π -мезонов, угловой зависимостью в пределах экспериментальных ошибок можно вообще пренебречь. В лабораторной же системе координат, как это видно, например, из рис. 12, даже при небольшом изменении угла число рождающихся частиц изменяется в десятки раз. Это изменение является тем более сильным, чем выше энергия сталкивающихся частиц.

Понятно, что выбор системы координат не влияет на поперечные импульсы частиц.

ТАБЛИЦА 25

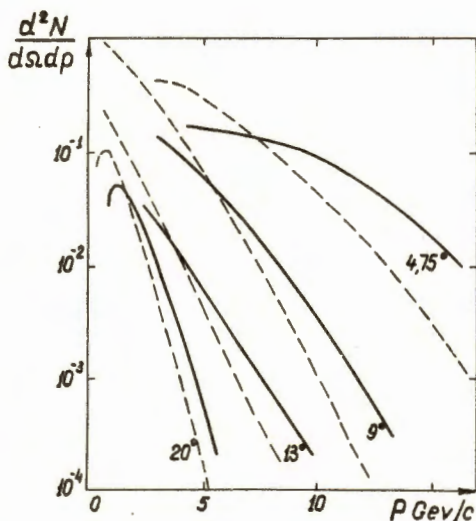
Сечение аннигиляции антипротона на два π мезона:



T, Гэв	Метод	$G \cdot 10^{27} \text{ см}^2$	$\sigma/\sigma_{in} \%$
0,47	Π -ПК ⁶⁶	$\sim 0,1$	$\sim 0,2$
0,92	B -ПК ¹⁴⁹	$0,119 \pm 0,030$	$0,25 \pm 0,06$

3.1. Средняя энергия частиц

В настоящее время имеется большое количество экспериментальных данных об энергиях и импульсах частиц, рождающихся при неупругих взаимодействиях. Первое, что обращает на себя внимание при рассмотрении этих данных, это очень слабая зависимость средней энергии рождающихся частиц от их сорта и от сорта сталкивающихся частиц во всех случаях, когда средняя множественность \bar{n} достаточно велика ($\geq 3-4$). Определяющей в этих случаях является лишь энергия $\Delta E_s = E_s - (M_1 + M_2)$,



Р и с. 12

Число протонов и заряженных π -мезонов, рождающихся под разными углами в лабораторной системе координат при взаимодействии 30-гэвных протонов с ядрами бериллия ($\theta = 9^\circ$ и 20°) и алюминия ($\theta = 4,75^\circ$ и 13°)¹¹⁷². Сплошные кривые - протоны, пунктирные - π -мезоны.

которая может быть затрачена на образование новых частиц (\mathcal{E}_c - полная энергия сталкивающихся частиц в системе их центра масс, M_1 и M_2 - массы этих частиц). Это хорошо видно из таблиц 26-29, где приведены средние значения

$$\tau = \int_0^{\tau_{\max}} \tau w(\tau) d\tau, \quad (8)$$

вычисленные по экспериментальным энергетическим спектрам

$$w(\tau) = \frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \sum_j n_j \frac{\partial \sigma_j(\tau)}{\partial \tau} \quad (9)$$

($\frac{\partial \sigma_j(\tau)}{\partial \tau}$ - дифференциальное сечение рождения частиц определенного сорта в j -ом канале неупругой реакции, n_j - число этих частиц; здесь и везде далее τ - кинетическая, $\mathcal{E} = \tau + M$ - полная энергии частицы в системе центра масс).

Можно сказать, что в неупругих взаимодействиях частиц при больших энергиях (а в случае аннигиляции $\bar{N} + N$ при любой энергии) на одну степень свободы в среднем приходится приблизительно одинаковое количество кинетической энергии. С этой точки зрения энергетическое распределение рождающихся частиц является более удобной характеристикой неупругих взаимодействий, чем распределение этих частиц по импульсам, которые существенно зависят от масс частиц. Например, средний импульс протонов, рождающихся в $\pi^- - p$ столкновениях при $T = 7$ Гэв, почти в два раза больше импульса рождающихся при этом π^- -мезонов: $\bar{p}_p \approx 0,9$ Гэв/с, $\bar{p}_\pi \approx 0,5$ Гэв/с^{190/}, в то время как их средние кинетические энергии практически одинаковы: $\bar{\tau}_p \approx \bar{\tau}_\pi \approx 0,4$ Гэв.

Однако во многих случаях равенство кинетических энергий рождающихся частиц выполняется весьма приближенно. Так, несмотря на большие ошибки измерений, кинетическая энергия протонов часто оказывается заметно больше кинетической энергии π^- -мезонов (особенно это заметно в случае $N - N$ взаимодействий).

Следует также подчеркнуть, что слабая зависимость энергии τ от сорта рождающихся и сталкивающихся частиц имеет место лишь в системе центра масс. При переходе к лабораторной системе координат эта зависимость становится очень заметной. Например, средние кинетические энергии π^0 - и π^- -мезонов, рождающихся в неупругих $\pi^- - p$ взаимодействиях при $T = 6,85$ Гэв, в лабораторной системе координат различаются почти вдвое^{188/}: $\bar{\tau}_{\pi^0} = (1,55 \pm 0,08)$ Гэв, а $\bar{\tau}_{\pi^-} = (0,78 \pm 0,12)$ Гэв. С формальной точки зрения это обусловлено тем, что в системе центра масс угловые распределения частиц различных сортов сильно различаются (см. гл. IV). Кроме того, при релятивистском преобразовании к лабораторной системе координат существенно сказывается также различие масс частиц (ср. спектры протонов и π^- -мезонов на рис 12).

ТАБЛИЦА 26

Средняя кинетическая энергия нуклонов после неупругого взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	$\bar{\tau}$	
			протоны	нейтроны
p-p	0,81	B-ДК ^{13,17}	61±7	59±6
	0,925	⊕ ¹⁴	84±9	85±8
	0,97	B-ДК ¹⁵	78±4	84±5
	1,5	B-ДК ¹⁷	192±23	172±20
	2	B-ДК ^{19,20}	166±3	
	2,75	B-ДК ¹⁷	243±50	
	3,5	⊕ ²⁵	350±36	
	4,2	⊕ ⁴⁵	310±44 ^{**}	
	6,2	⊕ ⁴⁷	510±64	
	8,7	⊕ ¹⁵⁰	602±87	
	9	⊕ ⁵¹	582±45	
	9	⊕ ⁴⁹	430±50	
	18,9	⊕ ⁵⁵	620±37	
p-n	~1	B-ДК ²⁶	76±5	44±6
	(0,5+1,5)			
	1,7	B-ДК ²⁷	115±11	109±18
N-N	9	⊕ ⁵¹	540±100	
	6,2	⊕ ¹⁰⁴	596±90	
	8,5±1	⊕ ¹⁵²	535±180	
	27	⊕ ¹⁵³	320±65	
	~500	МКВ(С ¹²) ¹⁰⁵	582±96 ^{**}	
p-p	3	B-ПК ⁶⁹	36±4 ^{**}	
	0,96	B-ПК ¹⁵⁴	81±5	90±5
π ⁻ -p	1	B-ДК, ⊕ ¹⁵¹		74±8 ^{**}
	1	B-ПК ³¹	90±9	90±6
	1,15	⊕ ⁸⁰	151±25 ^{**}	
	1,3	Д-ДК ³⁴	149±13	116±8
	1,37	B-ДК ³⁵		132±19 ^{**}
	1,37	Д-ДК ⁸¹		113±18 ^{**}
	1,5	B-ДК ³⁶		126±17 ^{**}
	172	B-ДК ³⁷	115±14	185±54
	4,5	⊕ ⁶⁵	390±49	
	4,7	B-ДК ⁸⁶	288±38	407±66
	6,8	⊕ ⁹⁰	372±30	
	7,3	⊕ ¹⁵⁵	439±107	
	7,5±0,5	П-ПК ¹⁵⁶	750±10	
	16±3	B-ПК ⁹⁶	1207±160 ^{**}	
	π ⁻ -N	1,37	Д-ДК ⁸¹	
4,5		⊕ ⁸⁵	252±28	
7		⊕ ¹⁵⁷	393±36	

* Приведенное значение является средним для протона и для нейтрона.

** Это значение, строго говоря, относится ко всем тяжелым частицам.

Таблица 27
Средняя кинетическая энергия π - мезонов после неупругого взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	π^+	π^- (π^0) [*]	
p-p	0,81	В-ПК ¹³	102±6		
	0,925	⊕14	115±13		
	0,97	В-ПК ¹⁵	148±9	(173 ± 36)	
	1,5	В-ПК ¹⁷	134±14		
	2,0	В-ПК ^{19,20}	172±3	149±52	
	2,7	⊕22	106±15 ^{***}		
	2,75	В-ПК ¹⁷	166±37	145±16 ^{***}	
	4,2	⊕45	194±23 ^{***}		
	6,2	⊕47	300±100 ^{***}		
	8,7	⊕150	326±45 ^{***}		
	9	⊕51	378±61 ^{***}		
	9	⊕49	392±18 ^{***}		
	9	⊕50	263±16 ^{***}		
	18,9	⊕55	320±50		
	24	В-ПК ⁵⁸			
	27	⊕61			
	p-n	~1	В-ПК ²⁶	71±10	126±10
(0,5+1,5)					
1,7					
(1,0+2,2)		В-ПК ²⁷	208±12 ^{***}	(144±8)	
9		⊕50	290±16 ^{***}		
27		⊕61	340±50 ^{***}		
N-N		6,2	⊕104	290±45 ^{***}	
		8,5±1	⊕152	300±30	
		125	⊕158	250±40 ^{***}	
		(10+15)			
	24	⊕159		(330±35)	
	25,8	⊕60	480±60 ^{***}		
	27	⊕153	371±40 ^{***}		
	50	⊕160	286 ± 47 ^{***}		
	(20+100)				
	100	МКВ (LiH) ¹¹³	300 ^{***}		
	100	⊕158	310 ± 50 ^{***}		
	100	МКВ (C ¹²) ¹⁰⁵	330± 50 ^{***}		
	100	МКВ ⁷⁴	278± 29 ^{***}		
	200	МКВ (C ¹²) ¹¹⁰	270 ^{***}		
	300				
(200+400)	МКВ (LiH) ¹¹³	320 ^{***}			
500	МКВ (C ¹²) ¹⁰⁵	351 ± 38 ^{***}			
(10 ² +10 ³)					
500	МКВ (LiH) ¹¹³	240 ^{***}			
10 ³	МКВ (C ¹²) ¹⁰⁵	230 ± 80 ^{***}			
10 ³	⊕161	~ 300 ^{***}			
4·10 ³	⊕162	~ 850 ^{***}			
2·10 ⁴	⊕163	~ 850 ^{***}			
p̄-p	~0	В-ПК ¹⁶⁴	369±16	363±17(371±16)	
	~0	В-ПК ⁶⁴	246±18 ^{***}		
	0,05	В-ПК ⁶⁴	240 ± 12 ^{***}		
	0,08	П-ПК ⁶⁵	239±19	262±21(216±110)	
	(0+0,22)				
	0,15	⊕122	206±20 ^{***}		
	0,47	П-ПК ⁶⁶	318±49 ^{***}		
	0,47	П-ПК ⁷¹	278±15 ^{***}		
	2,44	В-ПК ⁷⁰	321±15 ^{***}		
	0,08	П-ПК ⁶⁵	362±24 ^{***}		
p̄-n	(0+0,23)				

Таблица 27
(продолжение)

$\bar{p}-N$	π^+	π^-	π^0	
~ 0	⊕63	239±12 ^{***}		
~ 0	⊕119	251±10 ^{***}		
~ 0	⊕118	197±21 ⁺		
0,05	Л-ПК ⁶⁴	231±17 ^{***}		
(0+0,1)				
0,08	⊕120	208±28 ^{***}		
(0+0,23)				
0,14	⊕122	206±20 ⁺		
(0+0,23)				
0,14	⊕118	227±25 ⁺		
(0+0,23)				
0,17	⊕119	250±9 ^{***}		
(0+0,25)				
π^+-p	0,96	В-ПК ⁷⁹	233±15	202±10(204±16)
	I	В-ПК,⊕ ¹⁵¹	252±39	193±23(262±38)
	I	В-ПК ³¹	237±18	190±5(246±24)
	I,3	Л-ПК ³⁴	276±19	300±16(233±22)
	I,37	В-ПК ³⁵		292±31 ⁺
	I,37	Л-ПК ⁸¹		358±40 ^{***}
	I,5	В-ПК ³⁶		330±50 ⁺
	I,72	В-ПК ³⁷	192±19	296±37
	4,7	В-ПК ⁸⁶	426±31	472±46(669±106)
	6,65	П-ПК ⁸⁸	-	555±34
	6,8	⊕90		422±38 ^{***}
	7,5±0,5	П-ПК ²²⁴	362± 40	336±41
	7,5	⊕92		450±40 ^{***}
	7,5	П-ПК ¹⁵⁶	460±10	550±10
	16,3	В-ПК ⁹⁶	-	590±30
π^+-n	0,82	В-ПК ¹⁶⁵	163±9	(203±13)
	0,9	В-ПК ¹⁶⁵	178±11	(223±17)
	I,37	Л-ПК ⁸¹		289±35 ⁺
	6,65	П-ПК ⁸⁹	365±22	430±24
	6,6	⊕90		390±30 ^{***}
	7	⊕, П-ПК ¹⁶⁶	390±30	390±30(340±60)
	7,5	⊕93		365±26 ^{***}

*) В скобках указана энергия \bar{p} для π^0 - мезонов.

**) Приведенное значение является средним для π^+ - и π^- - мезонов.

+) Приведенное значение является средним для π^+ , π^- - и π^0 - мезонов.

таблица

		$\pi^- p \rightarrow n_{ch} + X^0$			
P GeV/c	N_T	fit-2		fit-1	
		α	χ^2	α	χ^2
5	4	0.69 ± 0.03	6.7	$\alpha = 0.70 \pm 0.02$	7.6
7	4	0.59 ± 0.18	3.9		4.2
8	5	0.72 ± 0.04	1.8		2.3
10	5	0.66 ± 0.05	1.6		5.5
16	6	0.71 ± 0.04	2.5		3.5
18	5	0.82 ± 0.04	3.0		6.8
25	6	0.91 ± 0.03	2.6		19.0
40	7	0.57 ± 0.08	6.0		11.3
50	8	0.70 ± 0.06	11.1		11.5
100	8	0.80 ± 0.09	9.2		9.4
147	13	0.65 ± 0.07	14.0		14.4
205	10	0.52 ± 0.17	9.0		10.5
Σ	81	—	71.4	108.	

ТАБЛИЦА 28

Средняя кинетическая энергия нейтральных К-мезонов, рождающихся в неупругих взаимодействиях

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	$\bar{\tau}$, Мэв
p-p	9	Ф ⁴⁹	426±240
	50	МКВ ^{I67}	700±250
N-N	(10+100)		
p̄-p	~ 0	В-ПК ^{I68}	170±14
	0,47	П-ПК ⁶⁶	169±27
π ⁻ -p	5,86	П-ПК ^{I69}	355±26
	6,65	П-ПК ^{I25}	314±32
	7,5±0,5	П-ПК ^{I76}	366±13
	7,5±0,5	П-ПК ^{I70}	311±33
	10,86	П-ПК ^{I69}	458±77
	16	В-ПК ^{I71}	390±30
	17,86	П-ПК ^{I69}	500±100

ТАБЛИЦА 29

Средняя кинетическая энергия гиперонов, рождающихся в неупругих взаимодействиях

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	τ , Мэв		
			Σ^+	Σ^-	Λ
N-N	50 (10+100)	МКВ ^{I67}	794±271*		593±63
π ⁻ -p	5,86	П-ПК ^{I69}			502±91
	6,65	П-ПК ^{I25}			358±40
	7,5±0,5	П-ПК ^{I70}	353±88	355±63	340±38
	7,5±0,5	П-ПК ^{I77}			401±24
	16	В-ПК ^{I24, I71}	656±116	557±105	500±50
	17,86	П-ПК ^{I69}			575±133

* Приведенное значение является средним для Σ^+ и Σ^- гиперонов.

По мере увеличения энергии сталкивающихся частиц средняя энергия рождающихся частиц медленно возрастает. Так как

$$\bar{\tau} \approx \frac{\Delta \epsilon_c}{\bar{n}}, \quad \Delta \epsilon_c \sim T^k, \quad \bar{n} \sim T^k,$$

то можно ожидать, что степень роста $\bar{\tau}$ приблизительно такова же, как и для средней множественности \bar{n} .

Из рис. 13 видно, что в области T 10^3 Гэв известные экспериментальные данные, действительно, не противоречат зависимости:

$$\tau \sim (\Delta \epsilon_c)^{1/2} \sim T^n, \quad n \leq 1/4. \quad (10)$$

Однако следует иметь в виду, что ошибки измерений еще очень велики и фактически можно говорить лишь о порядке величины $\bar{\tau}$.

Во всяком случае, можно утверждать, что значения $\bar{\tau}$ не возрастают быстрее, чем $T^{1/4}$.

Вместе с тем положение максимума в спектре, т.е. величина наиболее вероятной (пиковой) кинетической энергии рождающихся частиц, остается практически постоянной

$$\tau_p \approx (2+3)m_p c^2$$

в огромном интервале энергий от нескольких Гэв до сотен тысяч Гэв /см. рис. 14/. Возрастание средней энергии $\bar{\tau}$ происходит в основном лишь за счет относительного увеличения площади высокоэнергетической части ("хвоста") спектра $1/5,100/$.

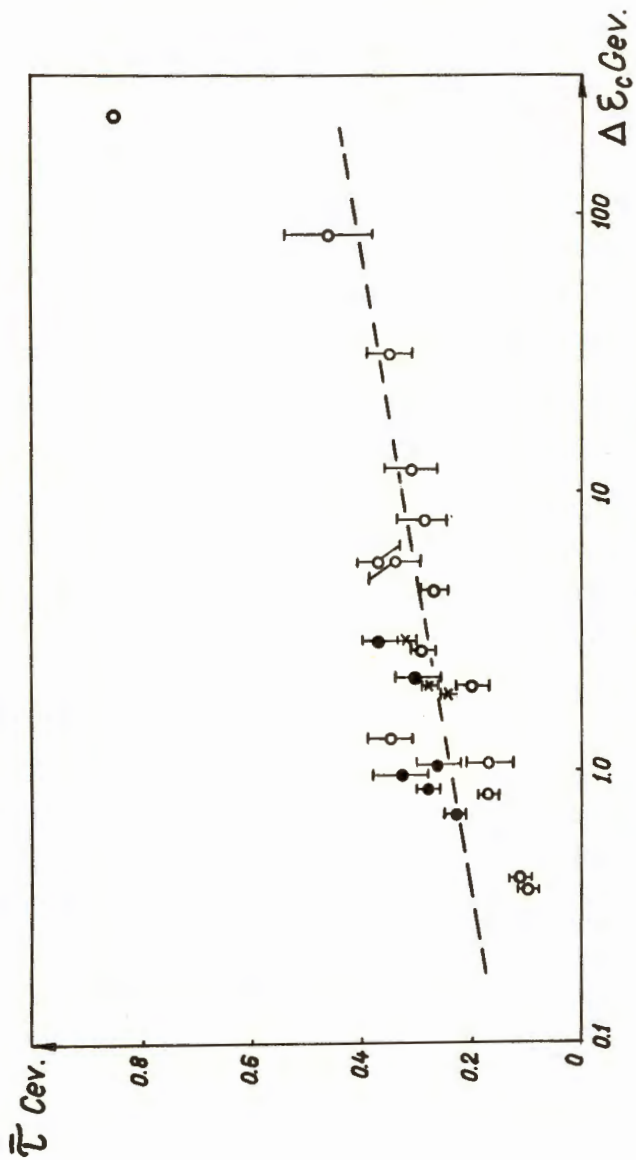
При фиксированной энергии сталкивающихся частиц эта часть спектра ($T_c \gg T_{opt}$) описывается степенной функцией

$$W(T_c) \sim T_c^{-\alpha}, \quad (\alpha > 0). \quad (11)$$

Это следует из вида спектра фотонно-электронных каскадов, образуемых космическими частицами в атмосфере и плотных средах (см. далее).

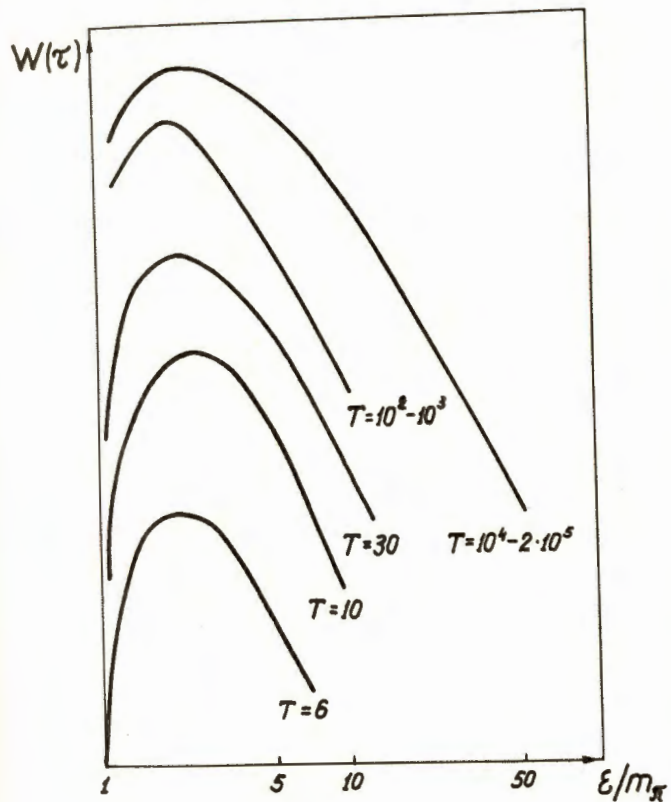
В лабораторной системе координат значения $\bar{\tau}$ и τ_p возрастают во всяком случае не медленнее, чем $T^{1/4}$.

Из сравнения пробега взаимодействия ливнеобразующих частиц с их пробегом до поглощения в ряде работ установлено, что в области энергий $T \approx 10^7$ Гэв приблизительно половину энергии первичной частицы уносит в лабораторной системе координат всего лишь одна вторичная частица (подробности см., например, в обзорке $1/5,173/$). Это говорит о том, что полного "размешивания" энергии при взаимодействии не происходит, т.е. неупругие столкновения в области очень больших энергий нельзя рассматривать чисто статистически (например, с помощью гидродинамической модели).



Р и с. 13

Средняя кинетическая энергия частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях. Знаками \circ , \bullet и \ast отмечены значения, относящиеся соответственно к π -N, π -N и N-N взаимодействиям. Пунктиром указана зависимость $\bar{\epsilon} \sim (\Delta \epsilon_c)^{1/2}$ ($\Delta \epsilon_c$ — максимальная энергия, которая может быть затрачена на образование новых частиц).



Р и с. 14

Энергетические спектры (ненормированные) π -мезонов, рождающихся при неупругих столкновениях нуклонов очень большой энергии 5,100 . $\epsilon = \tau + m_{\pi}$ — полная энергия π -мезонов в системе центра масс. T — кинетическая энергия первоначального нуклона в лабораторной системе.

Выделенный характер одной очень быстрой частицы качественно хорошо согласуется с моделью периферических взаимодействий.

Зависимость средней энергии частиц от числа лучей в звезде исследовалась во многих работах. Как и следовало ожидать, частицы из малолучевых звезд в среднем оказываются более жесткими, чем частицы из звезд с большим числом лучей. Например, средняя энергия π^+ -мезонов, рождающихся в $p-p$ столкновениях при 24 Гэв, составляет 1210, 740, 630 и 470 Мэв соответственно для звезд с числом лучей $n = 2, 4, 6, 8$ ^{/58/}. То же самое имеет место и для нуклонов.

При $T \gg 1$ Гэв энергии π^- -мезонов разных знаков заряда мало отличаются друг от друга. Заметные различия наблюдаются лишь в случае $\pi-N$ взаимодействий для одно- и двухлучевых звезд. В частности, в двухлучевых звездах при $\pi-p$ взаимодействиях отрицательные π^- -мезоны рождаются всегда значительно более жесткими, чем π^+ -мезоны. Так, при $T = 16$ Гэв средняя энергия π^- -мезонов в звездах с двумя лучами составляет $(1,05 \pm 0,1)$ Гэв, а π^+ -мезонов - всего лишь $(0,83 \pm 0,1)$ Гэв; в четырехлучевых звездах средние энергии π^- - и π^+ -мезонов оказываются уже практически одинаковыми: $\bar{E}_{\pi^-} = (0,51 \pm 0,05)$ Гэв, $\bar{E}_{\pi^+} = (0,52 \pm 0,05)$ Гэв^{/86/}.

Этот результат указывает на различный механизм образования π^- - и π^+ -мезонов в малолучевых $\pi-N$ взаимодействиях.

С другой стороны, в случае аннигиляции антинуклонов и при $N-N$ -взаимодействиях спектры π^- -мезонов при любой множественности не зависят от знака их заряда.

3.2. Коэффициент неупругости

Вопрос о средней энергии \bar{E} тесно связан с вопросом о величине энергии, затрачиваемой в неупругом взаимодействии на образование новых частиц, что, в свою очередь, самым тесным образом связано с механизмом неупругих взаимодействий. Так, "центральные столкновения", для описания которых часто используется статистическая теория Ферми, характеризуются значительно большей неупругостью, чем "периферические столкновения", где основная часть энергии уносится одной или двумя быстрыми частицами.

Исследование потерь энергии на образование новых частиц особенно важно в области космических энергий.

В ряде случаев измерение этих потерь является единственным способом получить сведения об энергиях рождающихся частиц.

Величину энергии, переходящей в новые частицы, удобно характеризовать коэффициентом неупругости K , который определяется как отношение полной энергии

всех родившихся в неупругом столкновении новых частиц к полной энергии сталкивающихся частиц. Очевидно, что определенный таким образом коэффициент неупругости не может принимать значений, больших единицы^{x/}.

Так как энергия, передаваемая новым частицам, в каждом акте неупругого взаимодействия оказывается несколько различной (см. рис. 15,16,17), то удобно ввести средний коэффициент неупругости

$$\bar{K} = \frac{\int K N(K) dK}{\int N(K) dK}, \quad (12)$$

где $N(K)$ — число неупругих взаимодействий с определенным значением коэффициента неупругости.

Вследствии симметрии начальной системы разлет частиц, рождающихся в $N-N$ столкновениях, происходит в системе центра масс в среднем симметрично по отношению к плоскости $\theta = \pi/2$, перпендикулярной к векторам скорости первичных частиц. В этом случае потери энергии на образование новых частиц в лабораторной системе и в системе центра масс связаны простым соотношением

$$\Delta E_L = \gamma_c \Delta E_c,$$

и соответствующие коэффициенты неупругости \bar{K}_L и \bar{K}_c оказываются одинаковыми^{xx/}:

$$\bar{K}_L = \frac{\Delta E_L}{E_L} = \frac{\gamma_c \Delta E_c}{E_L} = \frac{2M\gamma_c}{E_c} \cdot \frac{\Delta E_c}{E_c} = \frac{\Delta E_c}{E_c} = \bar{K}_c \quad (13)$$

при этом мы учли, что фактор релятивистского преобразования

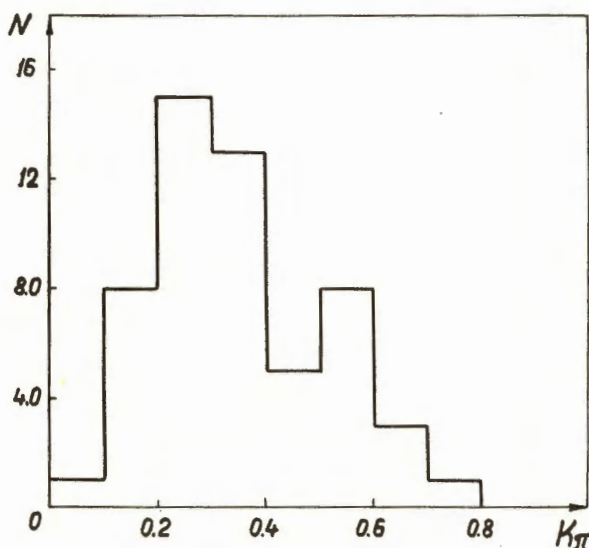
$$\gamma_c = \frac{E_c}{2M}, \quad \alpha \quad E_c^2 = 2ME_L.$$

В других случаях, например, для $\pi-N$ взаимодействий, коэффициенты \bar{K}_L и \bar{K}_c различаются.

В некоторых работах рассматривается коэффициент неупругости в так называемой "зеркальной" системе координат, где налетающая частица и частица-мишень меняются местами^{/93,113/}. Для $N-N$ взаимодействий определенный таким образом средний коэффициент неупругости $\bar{K}^* = \bar{K}_L = \bar{K}_c$;

^{x/} В некоторых работах коэффициент неупругости определяется как отношение полной энергии всех новых частиц к полной кинетической энергии сталкивающихся частиц. При таком определении коэффициент K может принимать сколь угодно большие значения; например, в случае аннигиляции медленных антинуклонов $K \rightarrow \infty$. Однако при энергиях $T \gg 1$ Гэв оба определения практически совпадают.

^{xx/} Подчеркнем, что равенство имеет место лишь в среднем; для отдельных же звезд угловое распределение частиц может быть резко асимметричным (см. § 4.1).



Р и с. 15

Распределение коэффициента неупругости в $\pi\text{-}\pi$ взаимодействиях при $T = 200 \div 400$ Гэв ^{113/}.

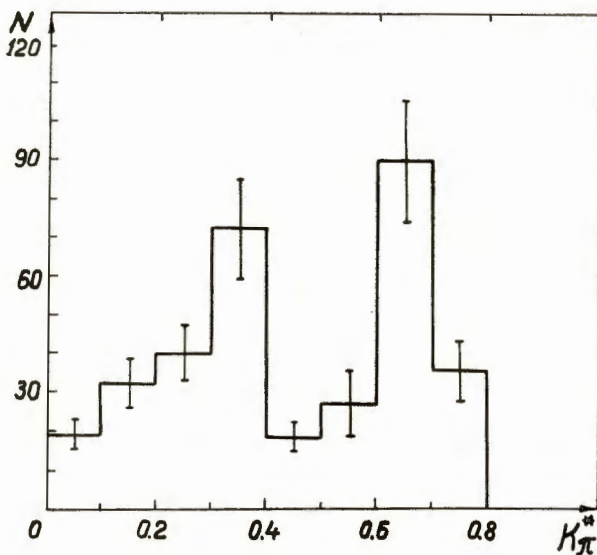
в других же случаях $K^* \neq K_L$; однако во всех случаях большая величина коэффициента неупругости в лабораторной системе координат в среднем соответствует большей его величине в зеркальной системе и в системе центра масс. Именно такой смысл имеет разделение неупругих $\pi\text{-}\pi$ взаимодействий с $K^* < 0,5$ и $K^* > 0,5$ в работах группы Ланюса ^{193,157/} (средние значения коэффициента K_c для этих двух групп взаимодействий равны приблизительно 0,3 и 0,68).

Ничего нового по сравнению с K рассмотрение коэффициента K^* не дает.

Кроме полной потери энергии ΔE , большой интерес представляет задача отдельно рассмотреть, какая часть энергии первичных частиц теряется на образование вторичных частиц определенного сорта. Такие парциальные потери энергии также удобно характеризовать коэффициентами неупругости:

$$K_{\pi} = \frac{(\Delta E)_{\pi}}{E} ; K_{\kappa} = \frac{(\Delta E)_{\kappa}}{E} \quad (14)$$

и т.д.



Р и с. 18.

Распределение коэффициента неупругости в π - N взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв [157].

Исходя из обсуждавшейся в предыдущих параграфах энергетической зависимости среднего числа рождающихся частиц \bar{n} и их энергии $\bar{\epsilon}$, можно ожидать, что в области очень больших космических энергий коэффициент неупругости

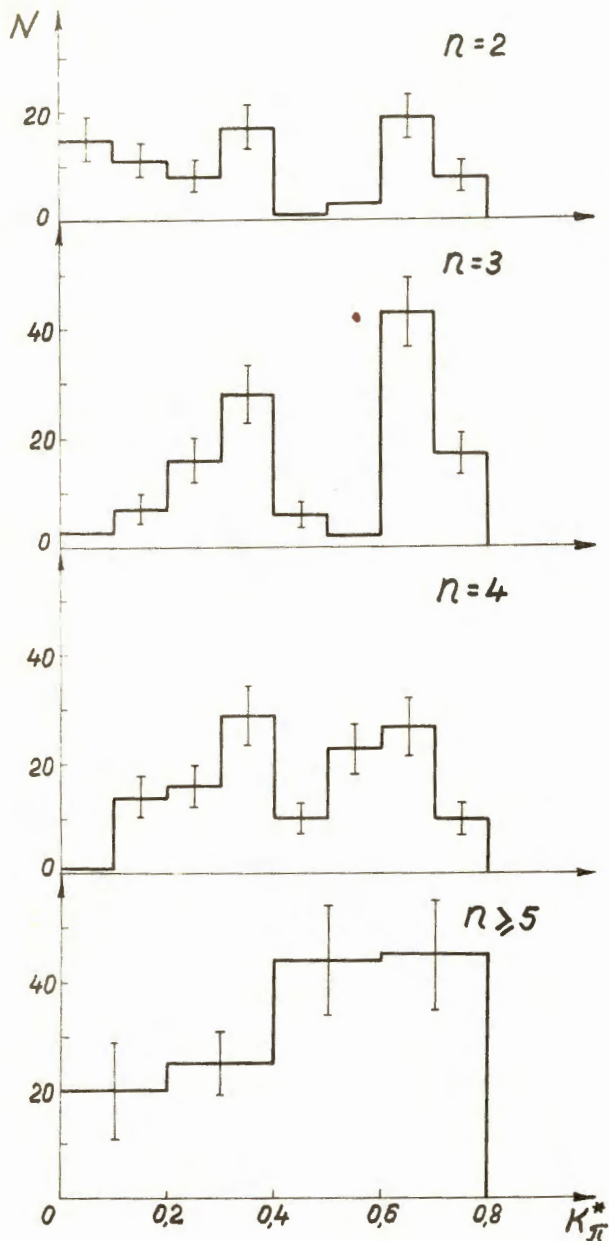
$$\bar{k}_{\pi} = \frac{\bar{n}_{\pi} (\bar{\epsilon}_{\pi} + m_{\pi})}{\epsilon_c} \approx \frac{\bar{n}_{\pi} \bar{\epsilon}_{\pi}}{\epsilon_c}$$

будет постоянной или очень слабо зависящей от энергии величиной, а полный коэффициент неупругости

$$\bar{k} = \bar{k}_{\pi} + \frac{\bar{n}_{\tau} (\bar{n}_{\tau} + M_{\tau})}{\epsilon_c} \quad (15)$$

во всяком случае не должен убывать при возрастании энергии сталкивающихся частиц.

Значения коэффициентов неупругости в области ускорительных энергий можно получить непосредственным суммированием энергий рождающихся частиц, приведенных в таблицах 28-29. Что же касается области космических энергий, то энергетическое распределение рождающихся частиц здесь, как правило, либо вообще неизвестно или известно очень плохо. Поэтому для определения коэффициента неупругости приходит-



Р и с. 17

Распределение коэффициента неупругости в звездах с различным числом лучей n . π - N взаимодействие при $T = 7$ Гэв^{/157/}. N - число взаимодействий.

ся использовать различные предположения и косвенные методы. Известные значения коэффициента K_{π} приведены в таблице 30.

Из этой таблицы видно, что при энергиях, не превышающих нескольких десятков Гэв, доля полной энергии ϵ_c , затрачиваемая на образование π -мезонов в N - N и π - N столкновениях, оказывается около 30-40%.

Так как сечение рождения странных частиц и антинуклонов в этой области энергий мало (см. обзоры^{/1,2/}), то затрата энергии на образование этих сортов частиц незначительна по сравнению с $\Delta \epsilon_{\pi}$ и коэффициенты \bar{K} и \bar{K}_{π} практически совпадают.

При аннигиляции медленных антинуклонов вся энергия первичных частиц расходуется на образование новых частиц, преимущественно π -мезонов. Однако при $T > 1$ Гэв уже заметно сказываются неаннигиляционные процессы. Можно ожидать, что с ростом энергии вклад этих процессов будет увеличиваться и при $T \gg 1$ Гэв коэффициент неупругости в \bar{N} - N взаимодействиях будет приблизительно таким же, как и для N - N и π - N взаимодействий.

При энергиях $T > 32$ Гэв коэффициент неупругости известен лишь для случая нуклон-нуклонных столкновений. Экспериментальные данные здесь весьма неточны и имеют большой разброс по величине.

Низкая точность коэффициента неупругости в опытах с космическими лучами обусловлена в основном тем, что трудно точно определить энергию первичной космической частицы. Большинство методов определения этой энергии основано на предположениях, которые не всегда выполняются. Например, во многих работах предполагается, что вновь родившиеся частицы разлетаются в системе центра масс симметрично по отношению к плоскости $\theta = \pi/2$. Однако, как мы увидим далее, угловое распределение родившихся частиц очень часто оказывается резко асимметричным.

Наиболее точные результаты в настоящее время, по-видимому, дает использование ионизационного калориметра^{/108,113,208,212/}, в котором энергия первичной частицы определяется по энергии электронно-фотонного каскада, генерированного этой частицей в толстом слое плотного поглотителя (см. таблицу 31).

Часть данных, приведенных в таблице 30, получена из анализа взаимодействий космических частиц с легкими ядрами. Так как число внутриядерных столкновений в этом случае лишь ненамного превосходит единицу^{/8,10,209/}, а коэффициент неупругости слабо зависит от энергии, то полученные таким образом значения K_{π} должны быть близки к соответствующим значениям для N - N взаимодействий.

Хуже обстоит дело с анализом взаимодействий в фотоэмульсии, где имеется большая примесь тяжелых ядер. Разделить нуклон-нуклонные и нуклон-ядерные звез-

ТАБЛИЦА 30
Коэффициент неупругости K_{II} (Система центра масс)

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	
p-p	2,7	Φ^{22}	$0,20 \pm 0,04$
	3,5	Φ^{25}	$0,13 \pm 0,03$
	6,2	Φ^{47}	$0,25 \pm 0,03$
	8,7	Φ^{150}	$0,30 \pm 0,02$
	9	Φ^{52}	$0,28 \pm 0,05$
	9	Φ^{51}	$0,32 \pm 0,02$
	9	Φ^{49}	$0,33 \pm 0,08$
	18,9	Φ^{55}	$0,25 \pm 0,06$
	27	Φ^{61}	$0,28 \pm 0,03$
	30	Φ^{174}	0,40
p-n	25,8	Φ^{60}	$0,29 \pm 0,06$
	9	Φ^{52}	$0,23 \pm 0,03$
	27	Φ^{61}	$0,30 \pm 0,04$
n-n	3	ИК, C^{204}	$0,16 \pm 0,04$
	6,2	Φ^{104}	$0,22 \pm 0,03$
	8,7	Φ^{205}	$0,33 \pm 0,09$
	9	Φ^9	$0,22 \pm 0,05$
	15	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,50 \pm 0,02$ $-0,41$
	20	ИК, C^{204}	$0,27 \pm 0,03$
	24	Φ^{159}	$0,31 \pm 0,05$
	25,8	Φ^{60}	$0,29 \pm 0,06$
	40	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,35 \pm 0,14$
	65	ИК ¹⁰⁸	$0,47 \pm 0,05$
	70	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,27 \pm 0,09$
	100	ИК ¹⁰⁸	$0,39 \pm 0,05$
	100	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,22 \pm 0,07$
	100	МКВ ¹⁷⁹	0,4
	150	Φ^{158}	0,6
(10+300)			
160	ИК ¹⁰⁸	$0,43 \pm 0,08$	
200	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,19 \pm 0,07$	
250	ИК ¹⁰⁸	$0,41 \pm 0,08$	
300	МКВ($L: H$) II3	0,3	
400	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,18 \pm 0,09$	
400	ИК ¹⁰⁸	$0,36 \pm 0,08$	

Таблица 30
(продолжение)

	750	ИК ¹⁰⁸	$0,34 \pm 0,14$
	10^3	МКВ ¹⁷⁹	0,1
	10^3	Φ^{161}	$\sim 0,15$
	$1,2 \cdot 10^3$	МКВ(C^{12}) 105,207	$0,06 \pm 0,04$
	$2 \cdot 10^3$	Φ^{187}	$0,63 \pm 0,25$ $-0,30$
	$2,5 \cdot 10^3$	Φ^{173}	0,25
	$(5 \cdot 10^2 + 5 \cdot 10^4)$		
	$2,8 \cdot 10^3$	Φ^{188}	0,3
	$5 \cdot 10^3$	Φ^{179}	0,2
	10^4	Φ^{185}	$0,22 \pm 0,05$
	$3 \cdot 10^3 + 10^5$	Φ^{175}	0,3
	10^5	Φ^{179}	0,2
	$3 \cdot 10^5$	Φ^{132}	0,25
\bar{p} -p	~ 0	В-ПК ¹⁶⁸	$0,99 \pm 0,005$
	0,47	П-ПК ⁶⁶	$0,985 \pm 0,005$
	0,92	В-ПК ²³⁷	$0,98 \pm 0,005$
	1,26	В-ПК ²³⁷	$0,98 \pm 0,006$
π -p	0,96	В-ПК ⁷⁹	$0,21 \pm 0,04$
	1,0	В-ПК ³¹	$0,25 \pm 0,06$
	1,3	Д-ПК ³⁴	$0,23 \pm 0,04$
	1,37	Д-ПК ⁸¹	$0,29 \pm 0,06$
	1,5	В-ПК ³⁶	$0,26 \pm 0,06$
	1,72	В-ПК ³⁷	$0,29 \pm 0,06$
	4,7	В-ПК ⁸⁶	$0,43 \pm 0,06$
	6,65	П-ПК ⁸⁸	$0,56 \pm 0,1$
	6,8	Φ^{90}	$0,42 \pm 0,07$
	7,0	Φ , П-ПК ¹⁶⁶	$0,49 \pm 0,08$
	7,5	$\Phi^{92,93}$	$0,51 \pm 0,11$
	16	В-ПК ⁹⁶	$0,56 \pm 0,06$

ТАБЛИЦА 31

Величина энергии первичной частицы, определенная различными методами	Звезды с симметричным распределением треков				Звезды с несимметричным распределением треков			
	1	2	3	4	5	6	7	8
Измерение в ионизационном калориметре T, Гэв	220	250	260	210	100	300	60	280
Измерение по угловым распределениям вторичных частиц (по балансу импульсов T, Гэв)	200	290	340	160	260	50	280	50

ды в фотоэмульсии трудно даже в опытах на ускорителях, где богатая статистика зарегистрированных событий позволяет использовать целую серию правил отбора /9,11,79/. Тем более это трудно сделать для космических лучей.

Примесь взаимодействий с тяжелыми ядрами является источником дополнительных ошибок в коэффициенте неупругости, особенно это сказывается при определении энергии первичной частицы.

Разброс значений \bar{K}_π в таблице 30 обусловлен еще и тем, что во многих работах приводятся значения коэффициента неупругости, полученные из обработки всего лишь нескольких звезд, в то время как его величина сильно изменяется от случая к случаю (см. рис. 15-17). Кроме того, большие ошибки может дать также обычно используемое предположение о том, что энергия, затраченная на образование заряженных π^- -мезонов, в два раза превышает энергию π^0 -мезонов. Такое распределение энергии vyplняется лишь в среднем; в отдельных же звездах могут быть значительные флуктуации.

Все это приводит к тому, что большую часть значений \bar{K}_π при $T > 32$ Гэв следует рассматривать лишь как грубую оценку.

Обращает на себя внимание, что, несмотря на большие флуктуации значения \bar{K}_π , полученные из анализа взаимодействий космических частиц в диффузионной камере и в фотоэмульсии, в среднем довольно быстро уменьшаются с ростом T . Например, по данным фотоэмульсионной работы /210/

$$\bar{K}_\pi \sim T^{-(0,3+0,4)}$$

а по данным камерной работы /105/, величина \bar{K}_π уменьшается еще быстрее: от 0,4 при $T = 10^2$ Гэв до 0,1 при $T = 10^3$ Гэв.

Вывод о быстром уменьшении величины коэффициента неупругости \bar{K}_π с ростом энергии получен первоначально также в работах бристольской группы из сравнения энергетического спектра первичных космических частиц с энергетическим спектром генерированных ими γ -квантов /173,179,211/. Показатель интегрального спектра γ -лучей (т.е. наклон спектральной кривой в логарифмическом масштабе, ср. рис. 28 в § 3.4) оказался приблизительно в два раза меньше, чем показатель спектра космических частиц. Так как энергия γ -лучей определяется энергией распавшихся π^0 -мезонов, то это может быть лишь в том случае, если $\bar{K}_\pi \approx 3\bar{K}_\pi^0 \sim T^{-1/2}$.

Все эти результаты очень трудно согласовать с энергетической зависимостью средней множественности и средней энергии π^- -мезонов, рождающихся при неупругих взаимодействиях, в частности, для объяснения результата бристольской группы следовало бы предположить, что \bar{n} и \bar{E} остаются постоянными или одна из величин убывает с ростом T (так что произведение $\bar{n} \cdot \bar{E} = \text{const.}$).

Однако анализ показывает, что во всех случаях, когда при измерениях в фотоэмульсии или в диффузионной камере была получена сильная зависимость $\bar{K}_\pi(T)$, энергия первичной космической частицы определялась таким образом, что она могла быть существенно завышена^{х/}.

Что же касается результатов работ^{/173,179,211/}, то более поздние измерения Л.Т. Барадзэи, Н.Л. Григорова и др.^{/212,213/}, выполненные с помощью ионизационного калориметра, показали, что показатель интегрального спектра γ -лучей мало отличается от показателя спектра первичных частиц.

Опыты с μ -мезонами большой энергии под землей также показывают, что показатели энергетических спектров космических частиц и генерированных ими вторичных частиц различаются очень мало^{/214/}.

Странное отличие результатов их измерений от данных других работ отмечали и сами авторы работ^{/173,211/}. В более позднем обзоре^{/5/} указана уже значительно более слабая зависимость $\bar{K}_\pi(T)$: $\Delta\bar{K}_\pi/\bar{K}_\pi \approx 40\%$ при изменении T от 2.10^3 до 5.10^5 Гэв. В пределах точности эксперимента столь незначительное изменение практически означает независимость коэффициента неупругости от энергии. Об этом говорится и в последней работе этой группы^{/175/}.

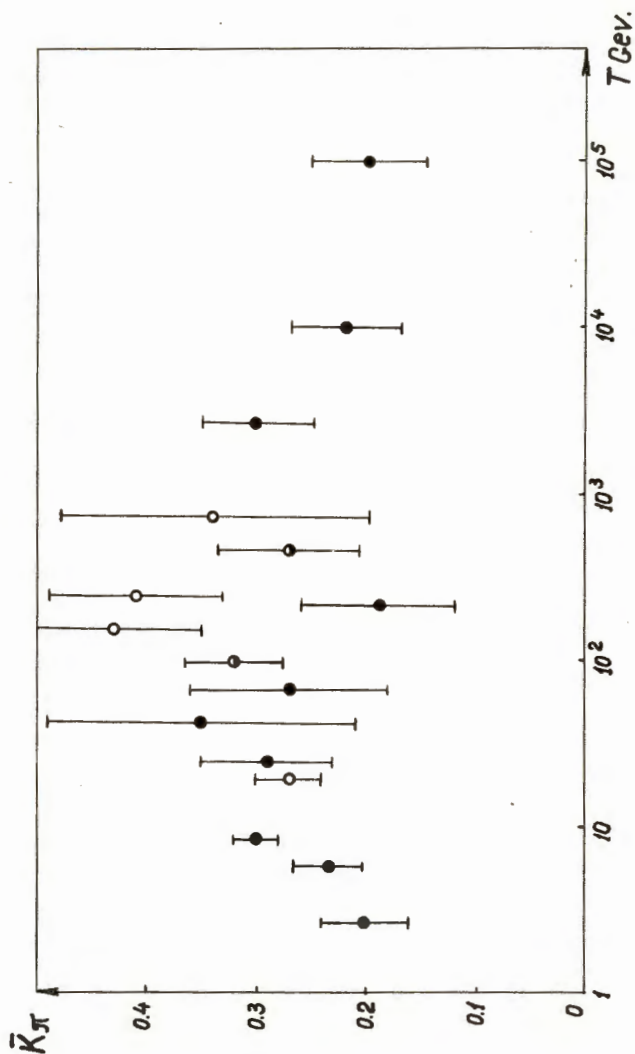
Постоянство или очень слабая зависимость \bar{K}_π от энергии следует также из наиболее точных в настоящее время измерений, выполненных с помощью ионизационного калориметра (см. рис. 18). Величина коэффициента неупругости остается приблизительно такой же, как и в области ускорительных энергий $T \approx 10+30$ Гэв. К такому же выводу приводит анализ экспериментальных данных по высотной зависимости энергетического спектра нуклонов в атмосфере^{/208/}.

Как уже отмечалось выше, в области ускорительных энергий величина коэффициента неупругости для рождения K -мезонов $\bar{K}_K \ll \bar{K}_\pi$. При больших энергиях имеются лишь отрывочные данные, которые, однако, указывают, что и здесь $\bar{K}_K \ll \bar{K}_\pi$ ^{/5/}. Это говорит о том, что средняя энергия K -мезонов \bar{E}_K увеличивается с ростом энергии T и не быстрее, чем $T^{1/4}$.

Доля энергии, уносимой гиперонами, при $T \leq 30$ Гэв также составляет лишь незначительную часть полной энергии сталкивающихся частиц. Однако в области очень больших энергий сечение рождения гиперонов может значительно возрасти, и уносимая ими энергия может стать весьма существенной (см. § 3.4).

Из рис. 16 и 17 видно, что в распределениях неупругих взаимодействий по величине коэффициента неупругости проявляются два отдельных максимума, соответствующие различной множественности.

^{х/} Такое же заключение получено в диссертации Т.С. Юлдашбаева, где подробно рассмотрены различные методы измерения коэффициента \bar{K}_π ^{/208/}.



Р и с. 18

Энергетическая зависимость коэффициента неупругости \bar{K}_T для случая $N-N$ взаимодействий. Значком \bullet отмечены данные для звезд в фотоэмульсии и диффузионной камере, значком \circ - данные, полученные с помощью ионизационного колориметра, значок \ominus относится к комбинированным данным.

Небольшие значения коэффициента неупругости наблюдаются преимущественно в звездах с малым числом лучей, большие значения - как в звездах с малым, так и в звездах с большим числом лучей. Это заметно сказывается на величине средней множественности \bar{n} (см. таблицы 8 и 9).

Зависимость коэффициента неупругости от множественности рождающихся частиц исследовалась также в опытах с космическими лучами. Однако экспериментальная информация здесь очень бедна, и каких-либо определенных заключений сделать еще нельзя. Так, в работах /108,208/ для взаимодействий с числом рождающихся частиц $n > 9$ при $T = 10^2 - 10^3$ Гэв получено значение $\bar{K}_{T^0} = 0,19 \pm 0,02$, в пределах экспериментальных ошибок не отличающееся от значения $\bar{K}_{T^0} = 0,17 \pm 0,02$, которое получено для взаимодействий с меньшей множественностью.

3.3 Импульсные спектры

Те черты неупругих взаимодействий, которые будут рассмотрены в этом параграфе, одинаково проявляются как в импульсном, так и в энергетическом спектрах. Поэтому вполне достаточно рассмотреть лишь один из этих случаев. Мы остановимся на импульсном спектре, так как этот тип спектра рассматривается в большинстве экспериментальных работ^{x/}.

В отличие от средней энергии распределения рождающихся частиц по импульсам оказываются различными в зависимости от того, какие это частицы и каков тип неупругого взаимодействия.

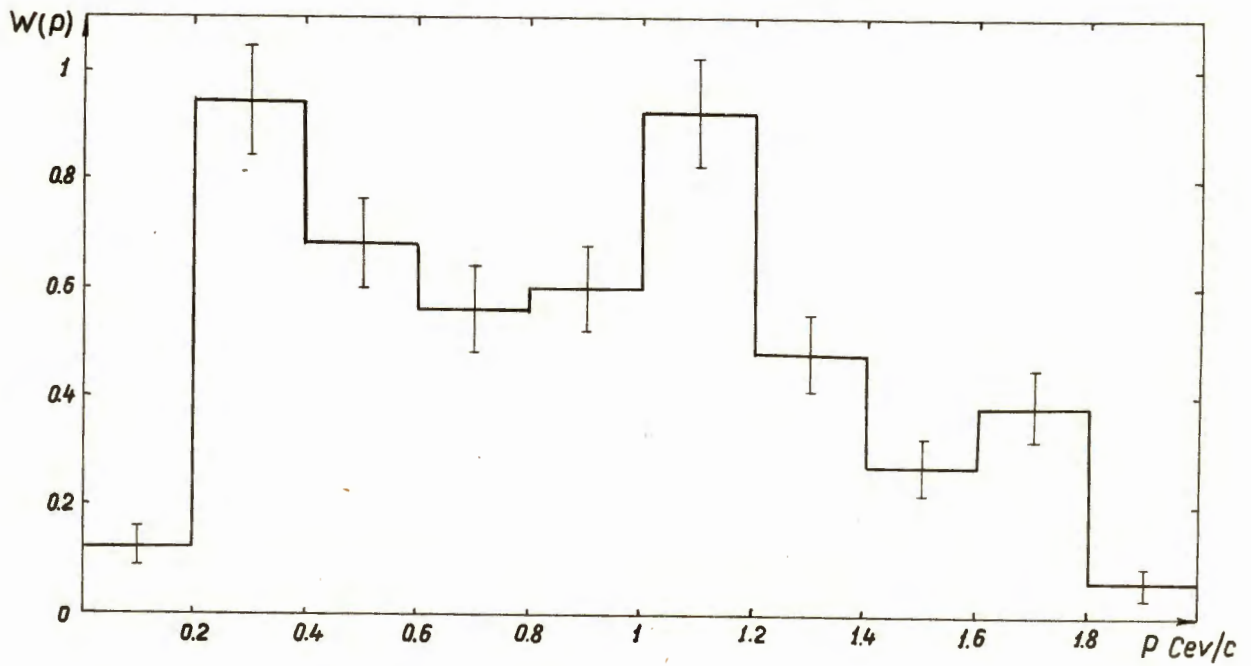
Так, недавние измерения, произведенные несколькими группами авторов, показали, что в спектрах нуклонов и гиперонов, рождающихся в $\pi-N$ взаимодействиях при $T \gg 1$ Гэв, наблюдаются два отдельных максимума (см. рис. 19, 20). Эти максимумы особенно отчетливо проявляются, если разделить спектры для звезд с различным числом лучей. Из рис. 21 и 22 видно, что структура спектра проявляется как в малолучевых звездах, так и в звездах с большим числом лучей. Однако высокоэнергетический максимум более заметен в звездах с небольшим числом лучей.

Вообще говоря, указания на структуру импульсных спектров получены уже давно (см., например, работу /86/, относящуюся еще к 1957 году). Однако точность измере-

^{x/} К энергетическому спектру можно перейти с помощью простого соотношения:

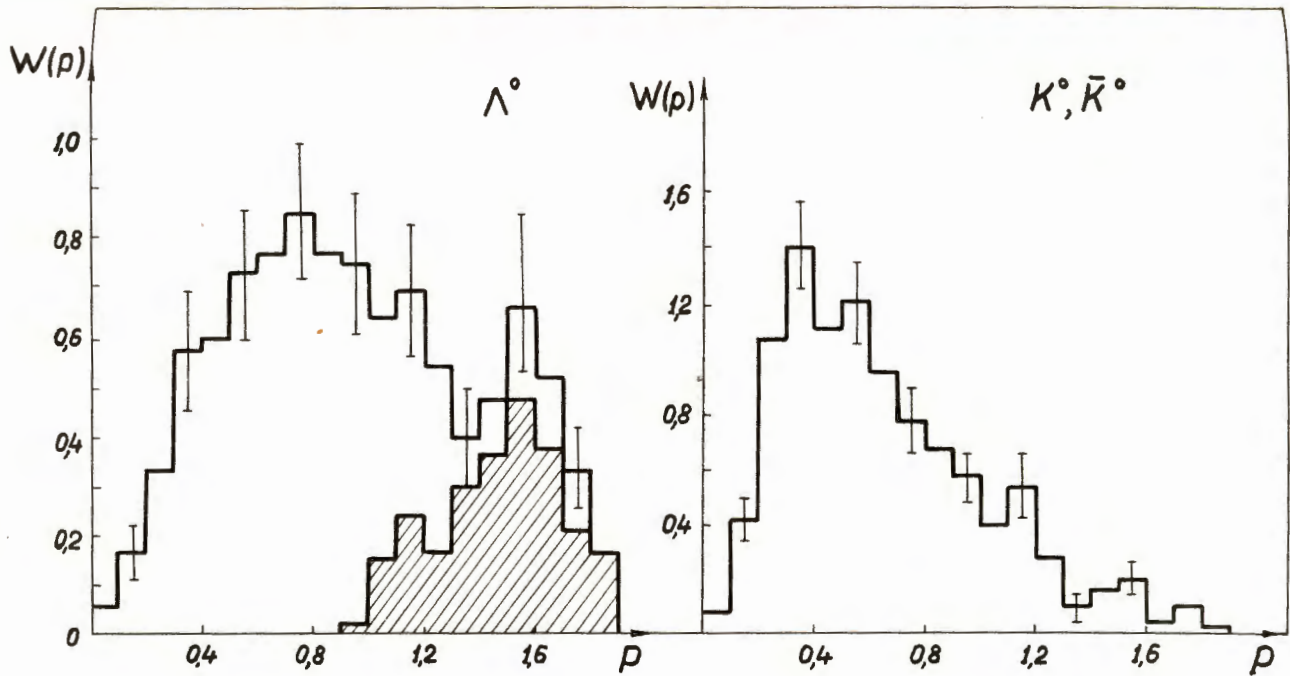
$$W(\tau) = \mathcal{N}(\rho) \frac{d\rho}{d\tau} = \mathcal{N}(\sqrt{\tau(\tau+2M)}) \frac{\tau+M}{\sqrt{\tau(\tau+2M)}},$$

где M - масса рождающихся частиц, $\mathcal{N}(\rho)$ - их импульсный спектр. Существенно подчеркнуть, что между средними величинами $\bar{\tau}$ и $\bar{\rho}$ простой связи нет, поэтому в тех случаях, когда в экспериментальной работе приводится лишь средний импульс, величина средней энергии остается неизвестной.



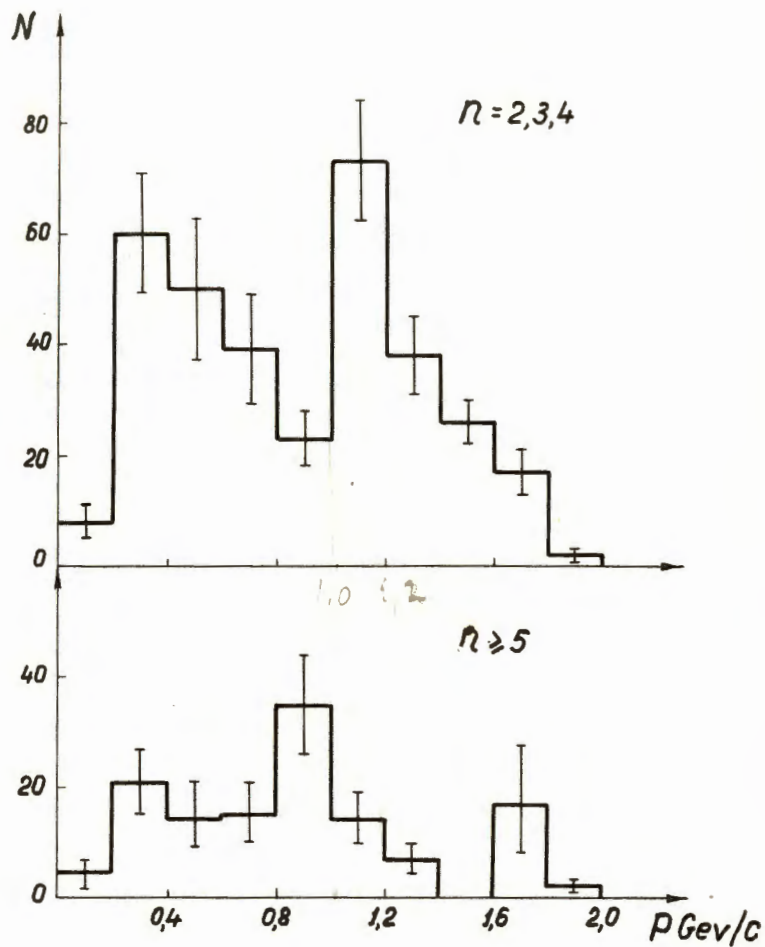
Р и с. 19

Импульсные спектры протонов, рождающихся в неупругих π^-p взаимодействиях при $T \approx 7 \text{ ГэВ}/157/$.



Р и с. 20

Импульсные спектры странных частиц, рождающихся в π^-p взаимодействиях при $T \approx 7 \text{ ГэВ}/176/$. Заштрихованная часть спектра соответствует значениям четырехмерного импульса, передаваемого Λ^- гиперону, $\Delta \leq 0,7 \text{ ГэВ}/c$.

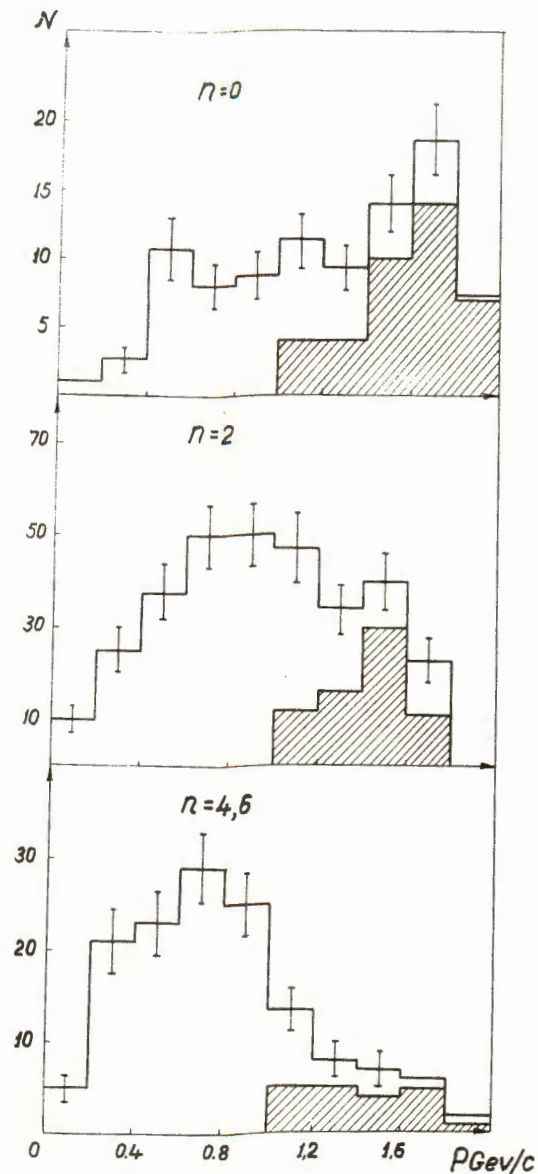


Р и с. 21

Импульсное распределение протонов в π^-p звездах с различным числом лучей n . $T \approx 7$ Гэв^{157/}.

ний была невелика, и аномалии, наблюдавшиеся в спектрах, всегда можно было приписать возможным статистическим ошибкам.

Но дело не только в точности измерений. Анализ, выполненный в работах /156,157,171,176,177/, показал, что максимумы в спектрах барионов связаны с совершенно различными типами неупругих взаимодействий. Кроме различной множественности, эти два типа взаимодействий характеризуются различными значениями коэффициента неупругости, а также, как увидим в следующих параграфах, различными значениями поперечного импульса и угловой асимметрии рождающихся частиц.



Р и с. 22

Импульсное распределение Λ -гиперонов, рождающихся в π^-p взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв, в зависимости от числа лучей в звезде n /176/. Заштрихованная часть соответствует значениям четырехмерного импульса, передаваемого Λ -гиперону, $\Delta \leq 0,7$ Гэв/с.

Существенно различной оказывается и передача четырехмерного импульса бариону. Из рис. 20 и 22 хорошо видно, что в столкновениях, соответствующих низкоэнергетическому максимуму в спектре, бариону в среднем передается в несколько раз больший четырехмерный импульс $\Delta = \sqrt{(P_A - P_F)_x (P_A - P_F)_y}$, чем в столкновениях, соответствующих высокоэнергетическому максимуму и малой множественности рождающихся частиц. В суммарных распределениях по Δ отчетливо проявляются два максимума (см., например, рис. 23).

Неупругие взаимодействия с малой величиной Δ характеризуются также малой передачей энергии и трехмерного импульса ^{/177/}.

Из сравнения соответствующих площадей импульсного спектра Λ -гиперонов на рис. 20 можно заключить, что при $T = 7$ Гэв взаимодействия с малой передачей импульса (заштрихованная часть спектра) составляют приблизительно треть от полного числа неупругих π - N взаимодействий. Такая же оценка получается и для π - N взаимодействий при $T = 16$ Гэв.

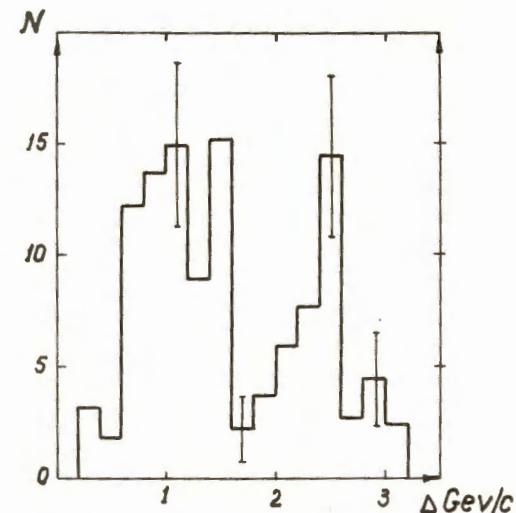
Важно отметить, что в спектрах нуклонов отдачи при неупругих p - n и p - p взаимодействиях наблюдается всего лишь один максимум. Вполне возможно, что при $T \gg 1$ Гэв это связано с недостаточной точностью экспериментов. В этой связи очень интересно распределение протонов отдачи для неупругих p - p столкновений при 9 Гэв, полученное в работе ^{/177/} (см. рис. 24). Как и в случае π - N взаимодействий, в этом распределении наблюдаются два максимума. Однако ошибки измерений еще очень велики, чтобы можно было сделать какие-либо определенные заключения.

Что касается импульсных спектров π -мезонов, то эти спектры имеют ясно выраженную структуру в случае столкновений частиц с энергией $T \sim 1$ Гэв. В целом ряде работ было показано, что эта структура связана с вторичными взаимодействиями рождающихся частиц (см., например, работы ^{/31-33/}).

В настоящее время имеются указания на структуру π -мезонных спектров и при больших энергиях. Это следует, в частности, из экспериментальных данных по π^- - p взаимодействиям при $T = 7,5$ и 16 Гэв, полученных в работах ^{/39,88,92,93/} (см. рис. 25). Как и в случае протонных спектров, структура более ясно выражена в звездах с малым числом лучей.

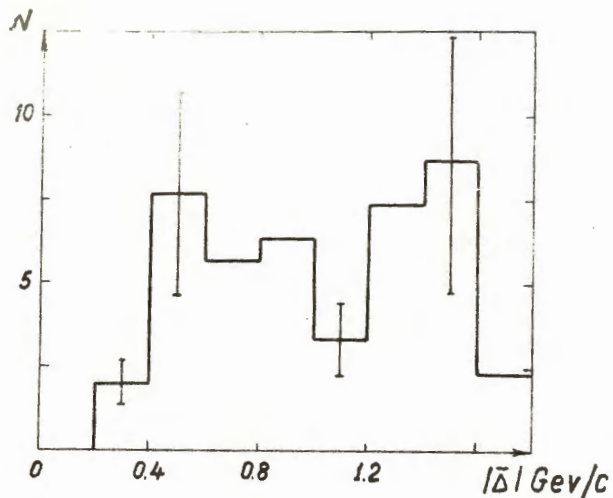
С другой стороны, в работе ^{/80/}, выполненной при $T = 6,8$ Гэв, и других работах, никаких аномалий в спектрах π -мезонов не обнаружено. Не обнаружено аномалий и при исследовании спектров π -мезонов, рождающихся в N - N взаимодействиях (см. рис. 26).

Этот вопрос еще требует дальнейшего уточнения.



Р и с. 23

Распределение Λ -гиперонов в неупругих π^- - p взаимодействиях при $T = 16$ Гэв по величине четырехмерной передачи импульса Δ ^{/171/}.



Р и с. 24

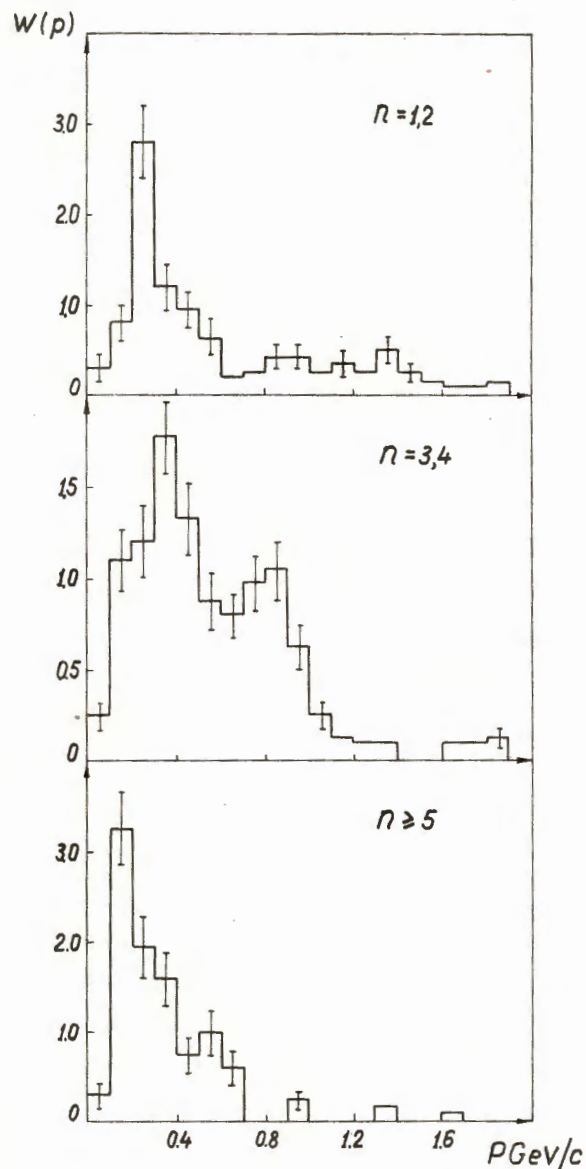
Распределение протонов отдачи по величине трехмерной передачи импульса $|\Delta| = |\vec{p}' - \vec{p}|$ в неупругих $p-p$ столкновениях при $T = 9$ Гэв (\vec{p} и \vec{p}' — импульсы протона соответственно до и после столкновения) /177/.

В импульсных распределениях K -мезонов, рождающихся при столкновениях частиц с большой энергией, наблюдается всего лишь один максимум; в пределах экспериментальных ошибок никакой структуры здесь не проявляется. Правда, спектры K -мезонов в настоящее время известны весьма неточно.

В импульсных спектрах частиц, рождающихся при аннигиляции антинуклонов, также во всех случаях наблюдается лишь один максимум (см. рис. 27). Ошибки измерений здесь сравнительно невелики.

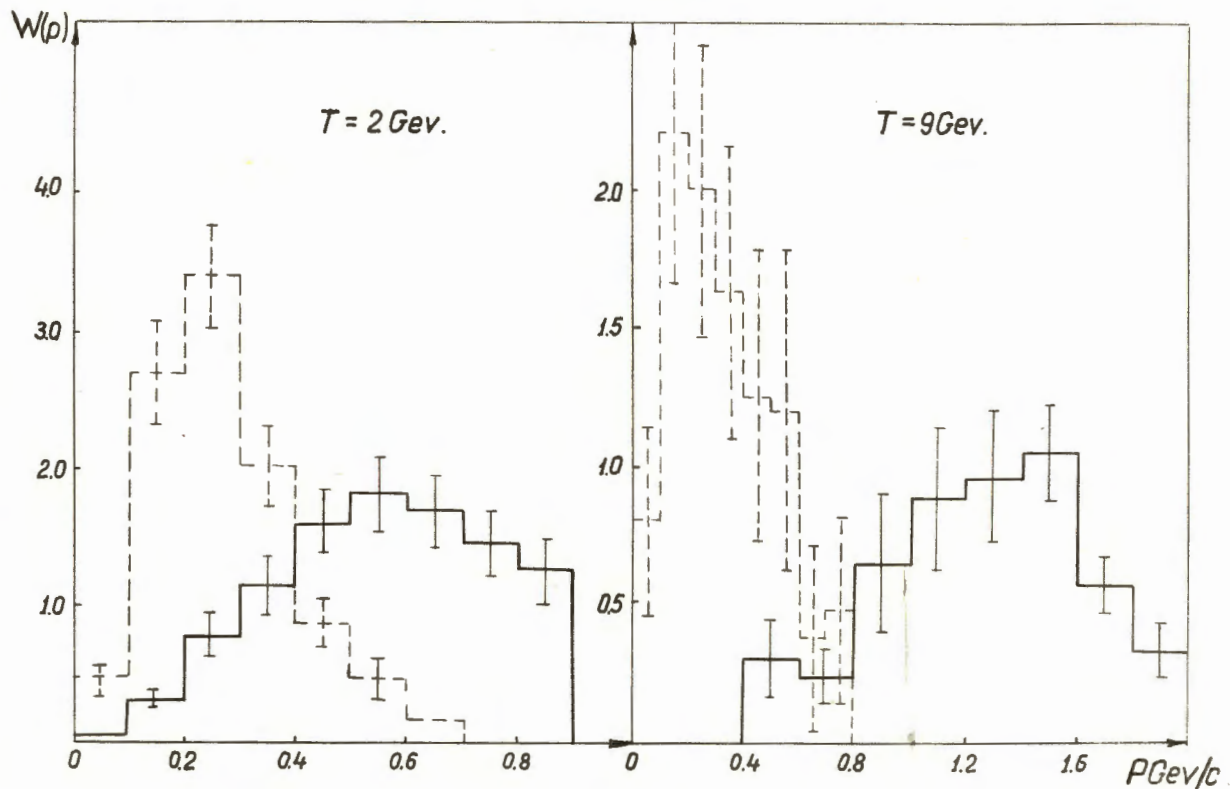
В работе /178/ подробно исследовались импульсы π -мезонов, рождающихся совместно со странными частицами. Основная часть спектра таких π -мезонов очень сходна со спектром π -мезонов из реакций без странных частиц. Заметное различие наблюдается лишь в области больших импульсов: для π -мезонов сопровождения эта часть спектра существенно обрезана, что можно объяснить тем, что в этом случае относительно большая часть полной энергии затрачивается на образование тяжелых частиц.

Никакой структуры в спектрах π -мезонов при этом не наблюдается.



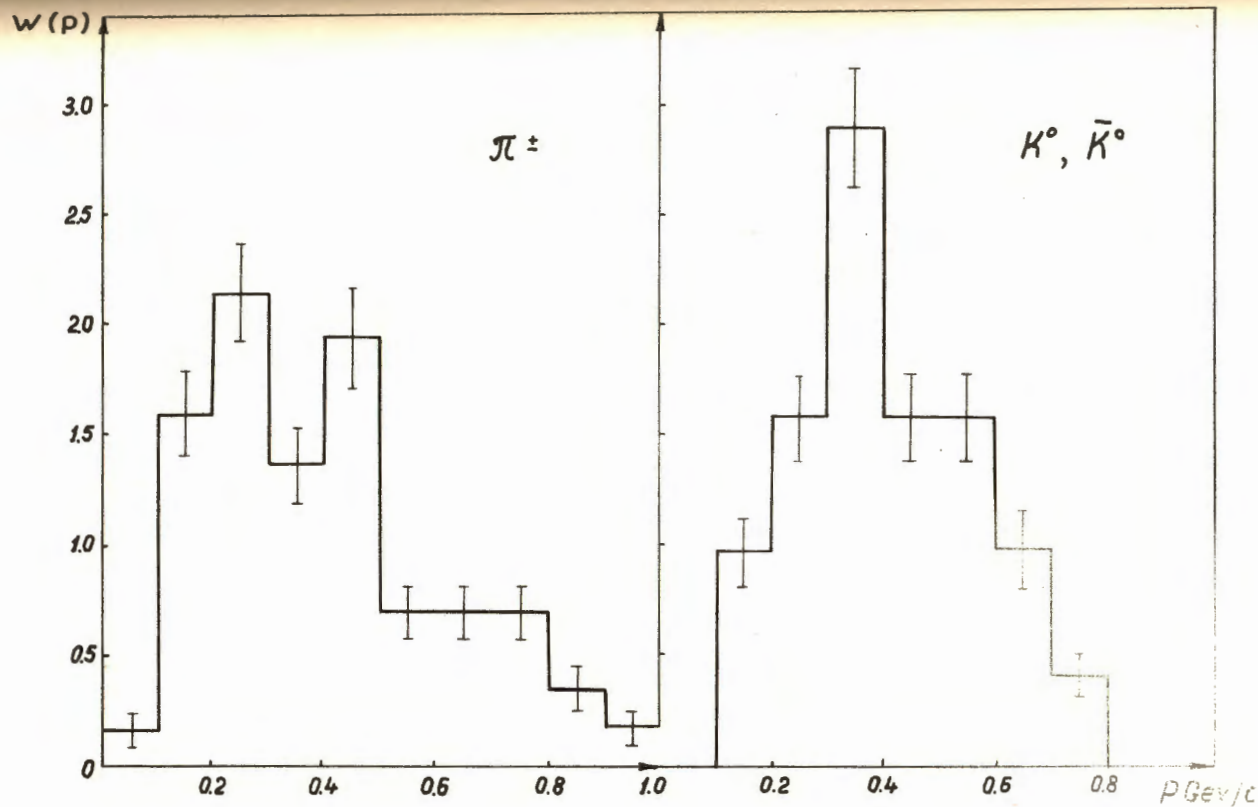
Р и с. 25

Импульсное распределение π^\pm -мезонов, рождающихся в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T = 7,5$ Гэв в зависимости от числа лучей в звезде n /83/.



Р и с. 26

Импульсный спектр протонов и заряженных π -мезонов из неупругих $P-P$ взаимодействий при $T = 2$ и 9 ГэВ . /19,20,52,248/. Сплошные гистограммы—протоны, пунктирные — π -мезоны.



Р и с. 27

Импульсные спектры частиц, рождающихся при аннигиляции антипротонов при $T = 450$ Мэв. (По данным работ /64,68,178/).

3.4. Энергетические спектры электронно-фотонных каскадов

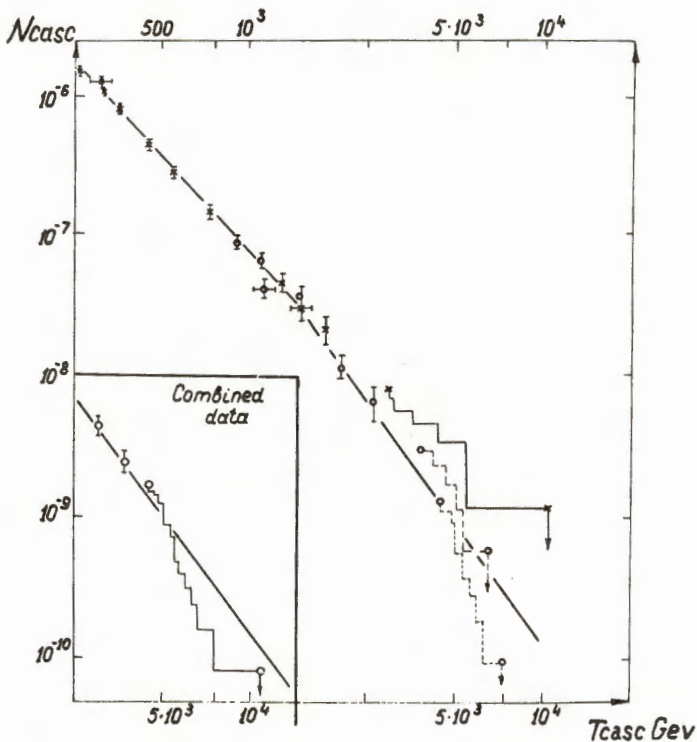
Следует особо остановиться на спектрах γ -лучей, электронов и позитронов, генерируемых в веществе быстрыми космическими частицами. Анализ этих спектров дает важные сведения о вероятностях рождения гиперонов при очень больших энергиях, в ряде работ эти спектры обсуждались в связи с возможным изменением механизма неупругих взаимодействий при ультрарелятивистских энергиях.

В экспонированной на больших высотах фотоэмульсионной детектируются фотонно-электронные каскады, порожденные γ -квантами, электронами и позитронами как в вышележащих слоях атмосферы, так и в ядерных взаимодействиях, происходящих непосредственно в фотоэмульсии и в слоях внесенного в нее тяжелого вещества. Если единственными источниками γ -квантов является распад образующихся при ядерных взаимодействиях π^0 -мезонов и тормозное излучение вторичных электронов и позитронов, то спектры каскадов, соответствующих взаимодействиям в атмосфере и плотном веществе, должны иметь сходный характер. Как видно из рис. 28, это хорошо выполняется на опыте вплоть до энергий $T_{case} \approx (2+5)10^3$ Гэв^{x/}. При больших энергиях спектр, происходящий от γ -лучей, электронов и позитронов из атмосферы, спадает значительно быстрее, чем спектр, порожденный частицами из звезд в фотоэмульсионной стопке. Аналогичный результат получен и в более поздней работе^{/175/}.

Для объяснения этого интересного явления в работе^{/181/} предлагалось учесть распад гиперонов в атмосфере.

В лабораторной системе координат энергия распадных π^0 -мезонов пропорциональна энергии первичных космических частиц T , а энергия π^0 -мезонов, образующихся непосредственно в результате неупругих столкновений, пропорциональна $T^{1/2}$ (см. § 3.1/. Поэтому для рождения π^0 -мезонов с энергией $T_{\pi} \sim 5 \cdot 10^3$ Гэв в этих двух случаях нужна энергия космических нуклонов соответственно около 10^4 и 10^7 Гэв. Однако число первичных космических частиц очень быстро уменьшается по мере увеличения их энергии. Поэтому если число гиперонов, рождающихся в неупругих столкновениях при ультравысоких энергиях $T \gg 10^4$ Гэв, достаточно велико, то основная часть фотонно-электронных каскадов с энергией $T_{case} \approx (2+5)10^3$ Гэв будет иметь распадное происхождение.

^{x/} Напомним, что время жизни π^0 -мезона $\tau \sim 10^{-16}$ сек; поэтому релятивистское запаздывание времени невелико, и π^0 -мезоны в обоих случаях распадаются практически сразу же после их образования. Если количество вещества, приходящееся на 1 см^2 в фотоэмульсионной стопке и в вышележащем слое атмосферы одинаково, то рассматриваемые два типа спектров вообще не должны отличаться друг от друга. Различие спектров "а" и "б" на рис. 28 при $T_{case} \approx (2+5)10^3$ Гэв обусловлено тем, что толщина использовавшейся в работах^{/5,179,180/} фотоэмульсионной стопки составляла 1,3 среднего свободного пробега, а толщина атмосферы над стопкой - приблизительно три средних свободных пробега. Число каскадов, образующихся в атмосфере, в этом случае больше числа каскадов, порождаемых частицами из взаимодействий в фотоэмульсионной стопке, а их спектр быстрее убывает при увеличении T_{case} .

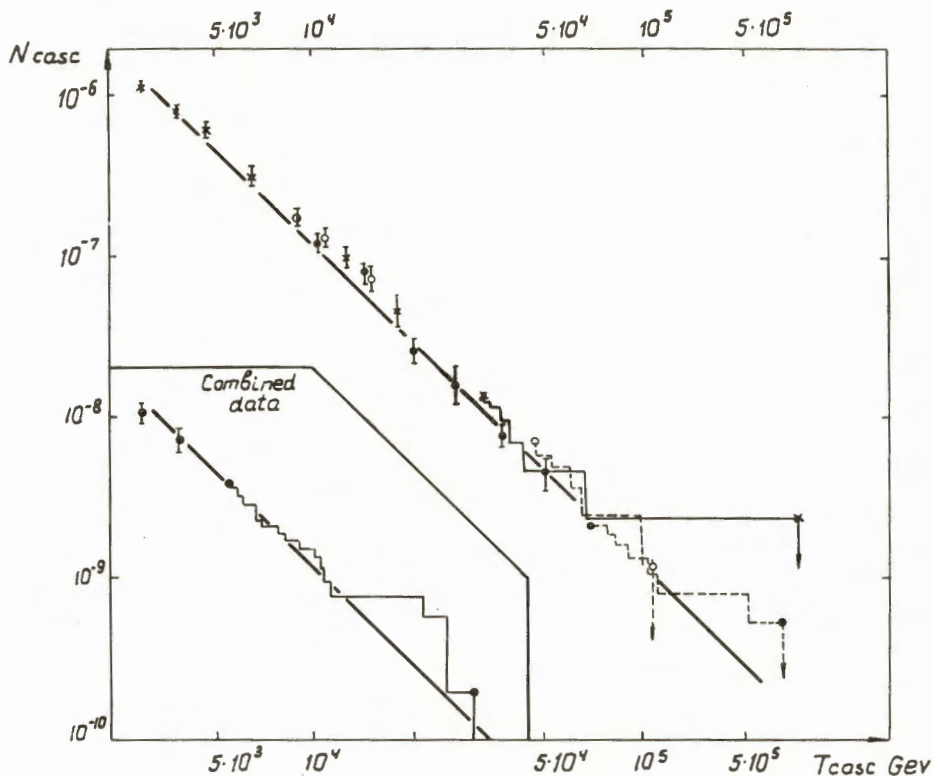


Р и с. 28 а.

Число γ -квантов, электронов и позитронов с энергией $T \geq T_{casc}$

$$N_{casc} = \int_{T_{casc}}^{\infty} n(T) dT,$$

зарегистрированных в фотоэмульсионной стопке, облученной на высоте $h = 11$ км
(в единицах $\text{см}^{-2} \text{ster}^{-1} \text{sec}^{-1}$) / 5,179, 180/. Показан спектр, генерированный γ -кван-
тами, электронами и позитронами, родившимися в атмосфере.



Р и с. 286.

Число γ -квантов, электронов и позитронов с энергией $T \geq T_{casc}$

$$N_{casc} = \int_{T_{casc}}^{\infty} N(T) dT,$$

зарегистрированных в фотоэмульсионной стопке, облученной на высоте $h = 11$ км (в единицах $\text{см}^{-2} \text{ster}^{-1} \text{sec}^{-1}$) / 5,179,180/. Показан спектр, происходящий от частиц, образовавшихся в ядерных взаимодействиях в веществе фотоэмульсионной стопки. Значками \circ , \bullet и \times отмечены результаты измерений в различных стопках (соответственно с пластинами из C , Pb , W). Лабораторная система координат.

Далее, если энергия гиперонов T_Y невелика, то их распад в атмосфере и фотоэмульсионной стопке происходит практически равновероятно. Однако, когда энергия T_Y становится настолько высокой ($T_Y > T_Y^*$), что существенным образом сказывается релятивистское запаздывание времени, то основная часть гиперонов в атмосфере "погибает" в неупругих взаимодействиях, прежде чем успеет распасться. Число высокоэнергетических каскадов в этом случае значительно уменьшается^{x/}.

Критическая энергия T_Y^* определяется соотношением:

$$T_Y^* = \frac{h}{c\tau_Y} \ln \frac{p}{p - L_Y},$$

где τ_Y и L_Y - время жизни и средний свободный пробег гиперона в атмосфере (L_Y в единицах масса/см²); h и p - высота и атмосферное давление в точке наблюдения ($p > L_Y$). На уровне моря $T_Y^* \approx 10^4$ Гэв, а на высоте $h \approx 11$ км, на которой экспонировалась фотоэмульсия в работах^{/175,180/} $T_Y^* \approx 5 \cdot 10^4$ Гэв. Соответствующая энергия γ -квантов, происходящих от распадных Π^0 -мезонов, равна по порядку величины 10^3 и $5 \cdot 10^3$ Гэв, что хорошо согласуется с экспериментальными данными на рис. 28.

Основываясь на этой идее и используя известную в настоящее время экспериментальную информацию о неупругих взаимодействиях частиц в области очень высоких энергий, авторы работы^{/175/} получили следующие значения отношения интегральных потоков γ -квантов, порожденных непосредственно родившимися Π^0 -мезонами и Π^0 -мезонами от распада гиперонов:

$$\frac{N_{\gamma, \Pi}}{N_{\gamma, \gamma}} \approx \frac{1.08}{P_Y}; \quad \frac{0.70}{P_Y}; \quad \frac{0.74}{P_Y},$$

соответственно для $T_{case} = 5 \cdot 10^2, 5 \cdot 10^3$ и $5 \cdot 10^4$ Гэв.

Здесь P_Y - вероятность рождения гиперона при неупругом взаимодействии космической частицы с ядром воздуха.

Таким образом, если в одном акте неупругого взаимодействия при $T \geq 10^5$ Гэв рождается не более одного гиперона, то даже при максимальной вероятности $P_Y = 1$ (т.е. $\sigma_Y = \sigma_{in}$) число каскадов гиперонного происхождения недостаточно для объяснения наблюдаемого на опыте резкого спада в спектре N_{case} .

Однако в области очень высоких энергий в принципе возможно и кратное образование гиперонов (напомним, что уже при $T \sim 10^4$ Гэв среднее число рождающихся тяжелых частиц $\bar{n}_T \approx 0.2 \bar{n} \approx 6$, см. рис. 8). В этом случае вклад спектров гиперонного происхождения может стать преобладающим.

^{x/} Отметим, что для возбужденных (изобарных) состояний барионов (например, $N^* \rightarrow N + \pi$) такого эффекта быть не может, так как их время жизни чрезвычайно мало и релятивистское запаздывание времени, как и для Π^0 -мезонов, практически не играет роли.

Конечно, такое объяснение хотя и является весьма остроумным и привлекательным, все же в настоящее время выглядит не очень убедительным.

В ряде работ различие энергетических спектров фотонно-электронных каскадов в атмосфере и в плотной среде рассматривается как указание на существенно иной механизм неупругих взаимодействий ядерно-активных частиц при энергиях $T \geq 10^5$ Гэв. (см., например, /5,175,182/). В частности, различие спектров на рис. 28 можно было бы объяснить, если предположить, что при неупругих взаимодействиях ультраэнергетических частиц с большой вероятностью рождаются один-два нейтральных π^- -мезона, которым передается основная часть энергии первичных частиц. Тогда лабораторное время жизни таких π^- -мезонов будет очень велико, и в фотонно-электронные каскады в слое атмосферы над фотозмульсионной стопкой будет переходить лишь сравнительно небольшая часть энергии, связанная с распадом медленных частиц.

Однако такое объяснение представляется еще менее убедительным, чем объяснение с распадом гиперонов. Во всяком случае, не хотелось бы высказывать предположений о каких-то новых, не известных нам, механизмах взаимодействий там, где можно обойтись более привычными представлениями.

3.5. Распределение частиц по поперечному импульсу

Примеры распределений частиц, рождающихся при неупругих взаимодействиях, по величине поперечного импульса P_{\perp}

$$W(P_{\perp}) = \frac{1}{\sigma_{\perp}} \sum_i n_i \frac{\partial \sigma_i(P_{\perp})}{\partial P_{\perp}}, \quad (16)$$

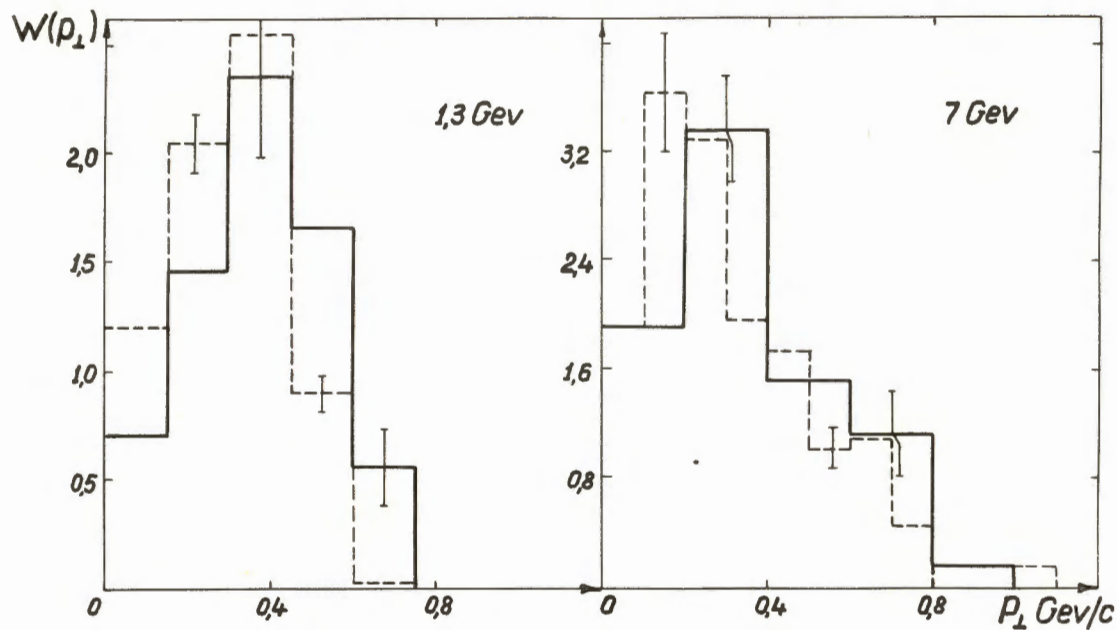
приведены на рис. 29, 30 и 31. В таблицах 32-34 и на рис. 32 указаны средние значения

$$\bar{P}_{\perp} = \int P_{\perp} W(P_{\perp}) dP_{\perp}. \quad (17)$$

Кроме приведенных в таблицах, отметим еще средний поперечный импульс каскадных Ξ^- -гиперонов. В настоящее время известно всего лишь два значения этого импульса: $(\bar{P}_{\perp})_{\Xi} = 318 \pm 35$ Мэв/с, полученное в работе /203/ из анализа взаимодействий 7-гэвных π^- -мезонов с ядрами углерода при $T \approx 7$ Гэв и $(\bar{P}_{\perp})_{\Xi} = 557 \pm 78$ Мэв/с, полученное в работе /202/ для π^- -p взаимодействий при $T = 9,86$ Гэв.

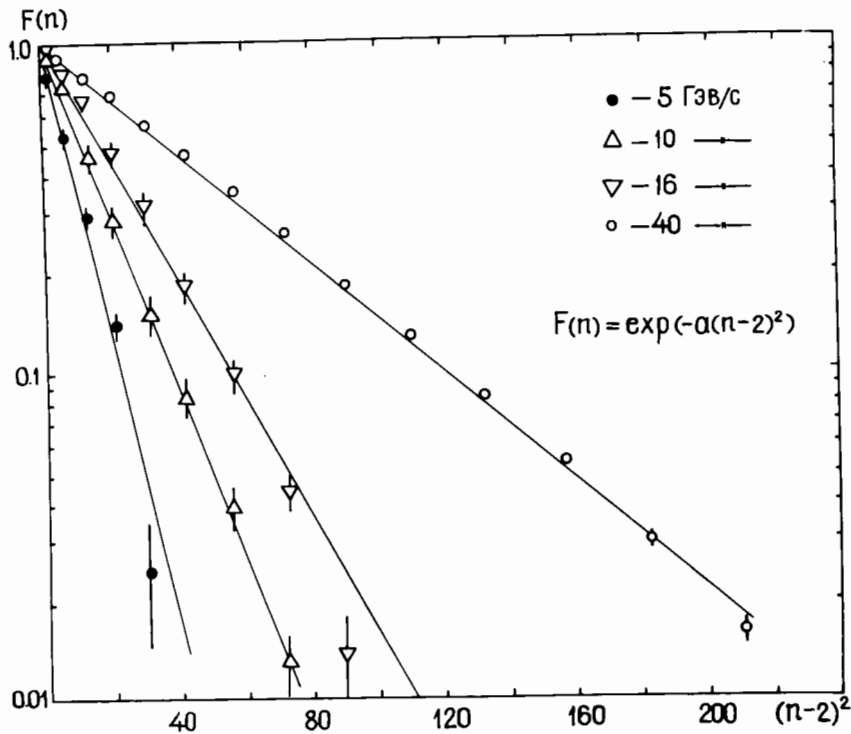
Из приведенных экспериментальных данных видно, что поперечные импульсы рождающихся частиц очень слабо зависят от энергии и типа взаимодействия. Эта зависимость является значительно более слабой, чем для средней энергии и полных импульсов частиц.

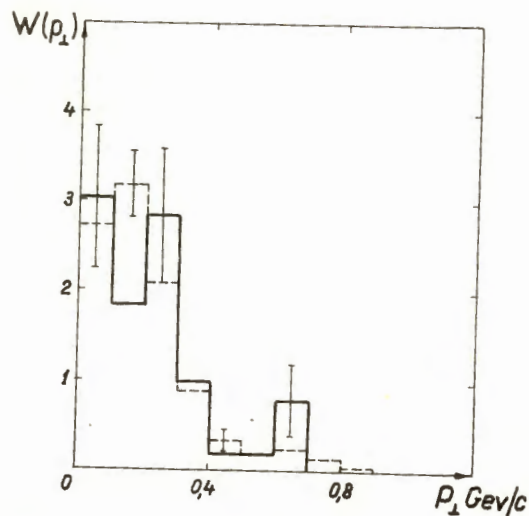
Лишь на очень большом интервале энергий можно заметить медленное (грубо говоря, логарифмическое) возрастание средних значений \bar{P}_{\perp} .



Р и с. 29

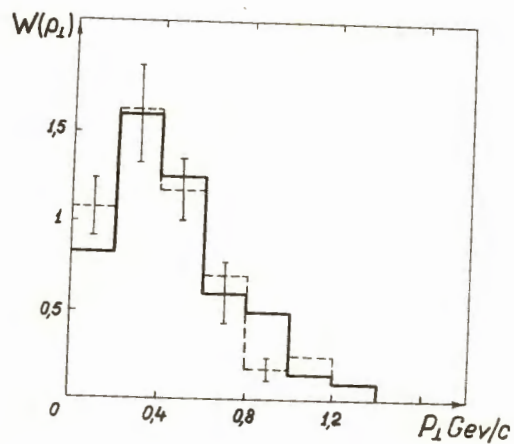
Распределение протонов и заряженных π^- -мезонов, рождающихся в неупругих π^- -p взаимодействиях при $T = 1,3$ и 7 Гэв по поперечному импульсу^{/34,89/}.
 Сплошные гистограммы — протоны, пунктирные — π^- -мезоны.





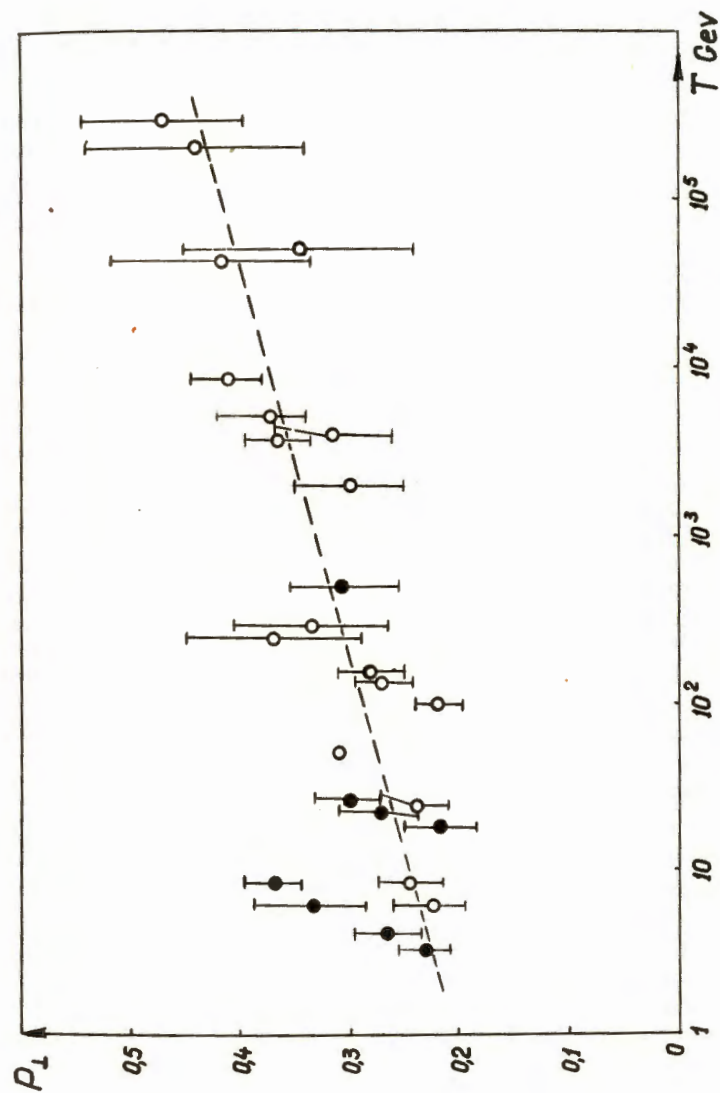
Р и с. 30

Распределение по поперечному импульсу частиц, рождающихся в неупругих $N-N$ столкновениях при $T = 500 \text{ Гэв}^{1/105}$. Сплошная гистограмма - тяжелые частицы, пунктирная - π^{\pm} -мезоны.



Р и с. 31

Распределение Λ -гиперонов и K^* -мезонов по поперечному импульсу в π - p взаимодействиях при $T = 16 \text{ Гэв}^{1/11}$. Сплошная гистограмма - Λ -гипероны, пунктирная - K^* -мезоны.



Р и с. 32.

Энергетическая зависимость среднего поперечного импульса частиц, рождающихся в неупругих $N-N$ взаимодействиях. Значками \circ и \bullet отмечены соответственно импульсы π -мезонов и протонов. Пунктиром указана зависимость $p_{\perp} \sim \lg T$.

ТАБЛИЦА 32

Средний поперечный импульс нуклонов после неупругого взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{P}_\perp , Мэв/с *	
p-p	0,81	В-ДК ¹³	320 \pm 46(306 \pm 44)	
	3,5	Φ ²⁵	232 \pm 21	
	4,2	Φ ¹⁸³	265 \pm 31	
	9	Φ ⁴⁹	437 \pm 52	
	9	Φ ⁵²	320 \pm 30	
	18,9	Φ ⁵⁵	217 \pm 31	
	24	В-ПК ⁵⁸	270 \pm 40	
	27	Φ ¹⁵³	326 \pm 29	
	p-n	27	Φ ¹⁵³	281 \pm 26
		N-N	6,2	Φ ¹⁰⁴
9			Φ ⁵¹	372 \pm 25
	500 (10 \pm 10 ³)	МКВ(С ^{I2}) ¹⁰⁵	310 \pm 44**	
π ⁻ -p	1,3	П-ПК ³⁴	330 \pm 28	
	4,7	В-ДК ⁸⁶	546 \pm 18	
	6,65	П-ПК ⁸⁸	313 \pm 41	
	6,8	Φ ⁹⁰	370 \pm 40	
	7,2	В-ПК ⁹¹	330 \pm 26	
	7,3	Φ ¹⁵⁵	330 \pm 60	
	9,86	В-ПК ²⁰²	429 \pm 50	
	11,26	В-ПК ⁹⁵	411 \pm 34	
	16 \pm 3	В-ПК ⁹⁶	420 \pm 40	
	π ⁻ -n	6,8	Φ ⁹⁰	346 \pm 33
π-N	7	Φ ⁹⁰	370 \pm 40	
	7,3	Φ ¹⁵⁵	330 \pm 60	
	7;5	Φ ⁹³	388 \pm 41 ⁺ 360 ⁺⁺	

*) Значения, приведенные в скобках, относятся к нейтронам, все остальные значения относятся к протонам.

***) Строго говоря, это значение относится ко всем тяжелым частицам.

+) Для значения коэффициента неупругости $K^* \leq 0,5$ (K^* - коэффициент неупругости в "зеркальной" системе координат).

++) Для значения $K^* > 0,5$.

Средний поперечный импульс Π - мезонов после неупругого взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	P_{\perp} МэВ/c		
			Π^{+}	Π^{-} (Π^0)*	
p-p	0,81	В-ДК ^{I3}		200±30	
	3,5	⊕ ²⁵		110±10**	
	4,2	⊕ ^{I83}		142±12**	
	9	⊕ ⁴⁹		314±37**	
	9	⊕ ⁵²		210±20	
	18,9	⊕ ⁵⁵		154±13	
	24	В-ПК ⁵⁸	360±10	330±20	
	27	⊕ ⁶¹		180±17**	
	p-n	27	⊕ ⁶¹		185±17**
N-N	6,2	⊕ ^{I04}		225±33**	
	9	⊕ ⁵¹		245±30**	
	24	⊕ ^{I59}	—	(398±25)	
	25,8	⊕ ⁶⁰		240±30**	
	27	⊕ ^{I53}		312±25**	
	50	МКВ(Ae^{27}) ^{I07}		310±230**	
	(10±100)				
	~ 100	КВ ^{I84}		220±16**	
	~ 140	⊕ ^{I14}		270±50**	
	(10±500)				
	150	⊕ ^{I58}		280±30**	
	(10±300)				
	200	МКВ(LiH) ^{I10}		~ 350**	
	250	⊕ ^{I11}		370±80**	
	300	⊕ ^{I85}		334±72**	
500	КВ ^{I86}		310±230**		
(10 ² ±10 ³)					
500	МКВ(C^{I2}) ^{I05}		308±23**		
(10±10 ³)					

Таблица 33
(продолжение)

$2 \cdot 10^3$	ϕ I87	$300 \pm 50^{**}$	
$2,5 \cdot 10^3$	ϕ I85	$494 \pm 90^{**}$	
$2,8 \cdot 10^3$	ϕ I88	$\sim 300^{**}$	
$3,8 \cdot 10^3$	ϕ I89	—	(365 ± 30)
$5 \cdot 10^3$ ($10^3 + 10^4$)	ϕ I86	—	(370 ± 30)
$4 \cdot 10^3$	ϕ I62	$316 \pm 54^{**}$	
$8,4 \cdot 10^3$	ϕ I89	—	(407 ± 32)
$2,3 \cdot 10^4$	ϕ I85	$682 \pm 150^{**}$	
$4,5 \cdot 10^4$	ϕ I07	—	(415 ± 80)
$5 \cdot 10^4$	ϕ I90	—	(344 ± 104)
$8 \cdot 10^4$	ϕ I91	—	(~ 420)
$2 \cdot 10^5$	ϕ I33	—	(440 ± 98)
$3 \cdot 10^5$	ϕ I32	$450 \pm 74^{**}$	(490 ± 83)
$3,3 \cdot 10^5$	ϕ I92	—	(667 ± 177)

$\pi^- - p$

I,3	П-ПК ³⁴	298 ± 21	$471 \pm 40(236 \pm 26)$
4,7	В-ДК ⁸⁶	—	(506 ± 17)
5,96	ПФ-ПК ²⁰⁰ ▲	271 ± 23	315 ± 16
6,65	П-ПК ⁸⁹	363 ± 14	$362 \pm 14(340 \pm 68)$
6,8	ϕ 90	$335 \pm 30^{**}$	
7,2	В-ПК ⁹¹	$332 \pm 28^{**}$	
7,3	ϕ I55	$270 \pm 20^{**}$	
7,5	ϕ 92	$250 \pm 30^{**}$	
9,86	В-ПК ²⁰²	$293 \pm 7^{**}$	
11,26	В-ПК ⁹⁵	$339 \pm 15^{**}$	
16 ± 3	В-ПК ⁹⁶	360 ± 10	370 ± 10
17,86	П-ПК ³⁹	—	397 ± 36
17,96	ПФ-ПК ²⁰⁰ ▲	349 ± 35	365 ± 21

$\pi^- - N$

4,5	ϕ I93	$290 \pm 50^{**}$	
6,65	П-ПК ⁸⁹	337 ± 18	337 ± 16

Таблица 33
(продолжение)

6,8	ϕ 90	$310 \pm 20^{**}$
7,3	ϕ I55	$270 \pm 20^{**}$
7,5	ϕ I94	$256 \pm 18^+$ $324 \pm 32^{++}$
7,5	ϕ 93	$286 \pm 18^{**}$
I40 (I0+500)	ϕ I14	$270 \pm 50^{**}$

*) В скобках указаны значения для π^0 мезонов.

**) Приведенные значения являются средними для π^+ - и π^- - мезонов.

▲) Измерения выполнены в пропан-фреоновой пузырьковой камере.

+) Для значения коэффициента неупругости $K^* \leq 0,5$
(в "зеркальной" системе координат).

++) Для значения $K^* > 0,5$

ТАБЛИЦА 34

Средние поперечные импульсы рождающихся странных частиц

Взаимодействие	Т ГэВ	Метод	P_{\perp} , Мб/с			
			K^+, K^0	Λ	Σ^0	Σ^- Σ^+
P-p	$23,6 \pm 0,6$	В-ПК ^{I95}	373 ± 33	396 ± 50	—	510 ± 70 950 ± 100
	24	В-ПК ^{I96}	380 ± 40	$360 \pm 80^*$	—	—
N-N	5 (I+I0)	МКВ ^{I97}	540 ± 110	450 ± 60	—	$640 \pm 190^{**}$
	9	ϕ I98	—	—	—	$327 \pm 14^{++}$
	60 (20+I00)	МКВ ^{20I}	530 ± 160 90	$520 \pm 140^+$ 60	—	$520 \pm 140^+$ 60
$\pi^- - p$	7	П-ПК ^{I76}	384 ± 11	383 ± 12	—	—
	7,5	П-ПК ^{I70}	393 ± 35	388 ± 35	—	587 ± 53 559 ± 85
	9,86	В-ПК ²⁰²	378 ± 14	450 ± 21	—	$500 \pm 43^{**}$
	11,26	В-ПК ⁹⁵	376 ± 42	417 ± 56	—	—
	16	В-ПК ^{I7I, I94}	410 ± 30	460 ± 40	—	650 ± 80 650 ± 90
	16	В-ПК ^{I96}	380 ± 50	$410 \pm 70^{++}$	—	—

* Приведено среднее значение для Λ - и Σ^0 - гиперонов.

**) Приведенное значение является средним для Σ^+ и Σ^- - гиперонов.

+) Среднее значение для гиперонов $\Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+ \text{ и } \Sigma^-$

++) Это значение получено из анализа взаимодействий протонов с ядрами фотомульсии и является средним для Σ^+ - и Σ^- - гиперонов.

Однако и это возрастание нельзя еще считать надежно установленным, так как в области космических энергий $T \gg 10$ Гэв очень велики ошибки измерений.

При ускорительных энергиях средние поперечные импульсы частиц различных сортов в пределах экспериментальных ошибок несколько отличаются друг от друга и в среднем составляют около 350 Мэв/с.

По-видимому, значения \bar{P}_1 возрастают с увеличением массы частиц. Об этом говорят, например, данные, приведенные на рис. 33. Однако полной ясности в этом вопросе еще нет; в ряде работ для поперечных импульсов протонов получены меньшие значения, чем для π -мезонов.

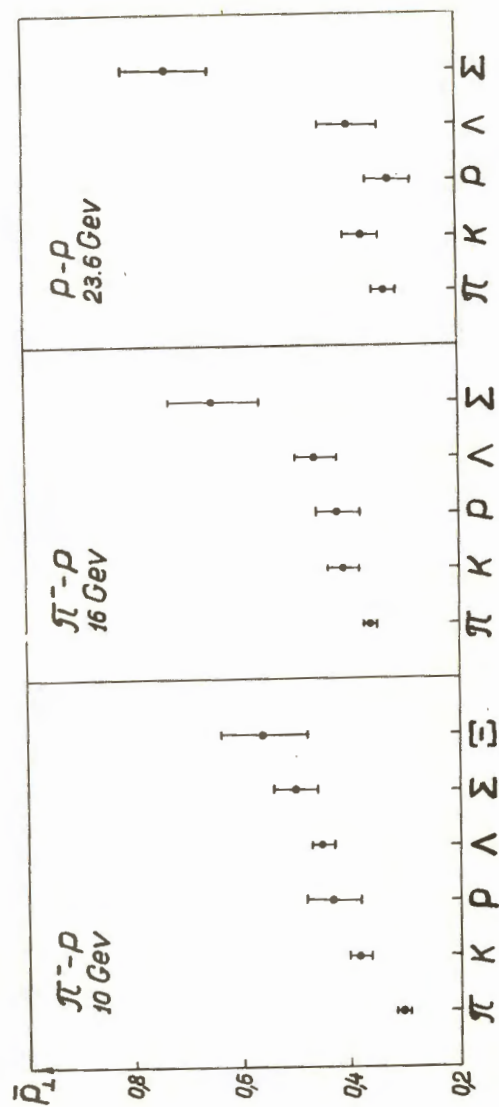
В области космических энергий положение является также не вполне ясным. Средняя величина \bar{P}_1 для π -мезонов в области энергий $T = 10^2 \div 10^6$ Гэв составляет приблизительно $400 \div 500$ Мэв/с; лишь изредка встречаются π -мезоны с поперечными импульсами порядка нескольких Гэв. Это в 3-8 раз меньше среднего поперечного импульса тяжелых частиц, $\bar{P}_1 = 1 \div 2$ Гэв/с, полученного из анализа взаимодействий вторичных нейтральных частиц в центральной части ливней, вызываемых космическими лучами^{/5,173/}. С другой стороны, в работе^{/105/} для π -мезонов и тяжелых частиц, рождающихся в $N-N$ столкновениях при $T = 10^2 \div 10^3$ Гэв, получены приблизительно равные значения \bar{P}_1 .

В предыдущих параграфах уже говорилось о существовании двух типов неупругих взаимодействий, которые характеризуются различными импульсными спектрами, различной множественностью и т.д. Эти два типа неупругих взаимодействий можно обнаружить и в распределениях частиц по поперечным импульсам. Так, средняя величина поперечного импульса Λ -гиперонов, рождающихся в π^-p взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв, составляет 420 ± 25 и 295 ± 14 Мэв/с соответственно для столкновений с большой и малой передачей четырехмерного импульса ($\Delta > 700$ и $\Delta < 700$ Мэв/с, ср. § 3.3). Это значительно отличается от среднего значения $\bar{P}_1 = 383 \pm 12$ Мэв/с^{/176/}.

Если неупругие взаимодействия разделить на две группы в зависимости от величины энергии, затраченной на образование новых частиц, то в группе, характеризуемой большими значениями этой энергии, поперечные импульсы частиц оказываются в среднем заметно большими, чем в другой группе. Это особенно заметно для π -мезонов (см. табл. 33 и рис. 34 и 35).

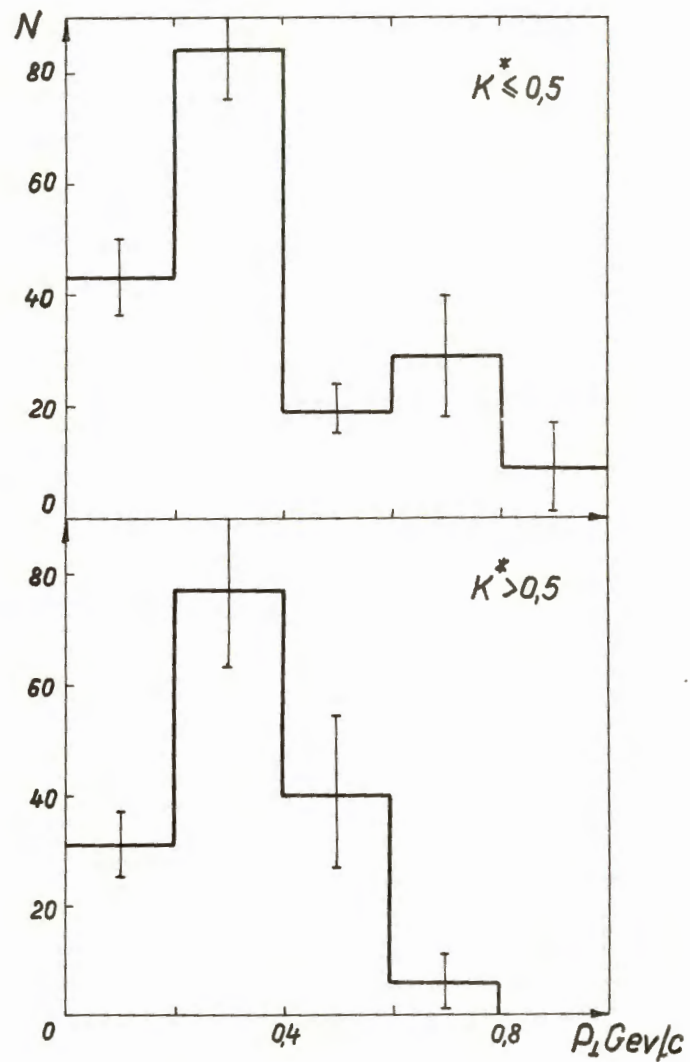
При очень высоких энергиях вклад взаимодействий с большими значениями несколько увеличивается, особенно для тяжелых частиц.

Следует вместе с тем отметить, что в распределениях поперечного импульса различные типы неупругих взаимодействий проявляются, вообще говоря, менее отчетливо, чем в других характеристиках неупругих взаимодействий, например, в импульсных спектрах.



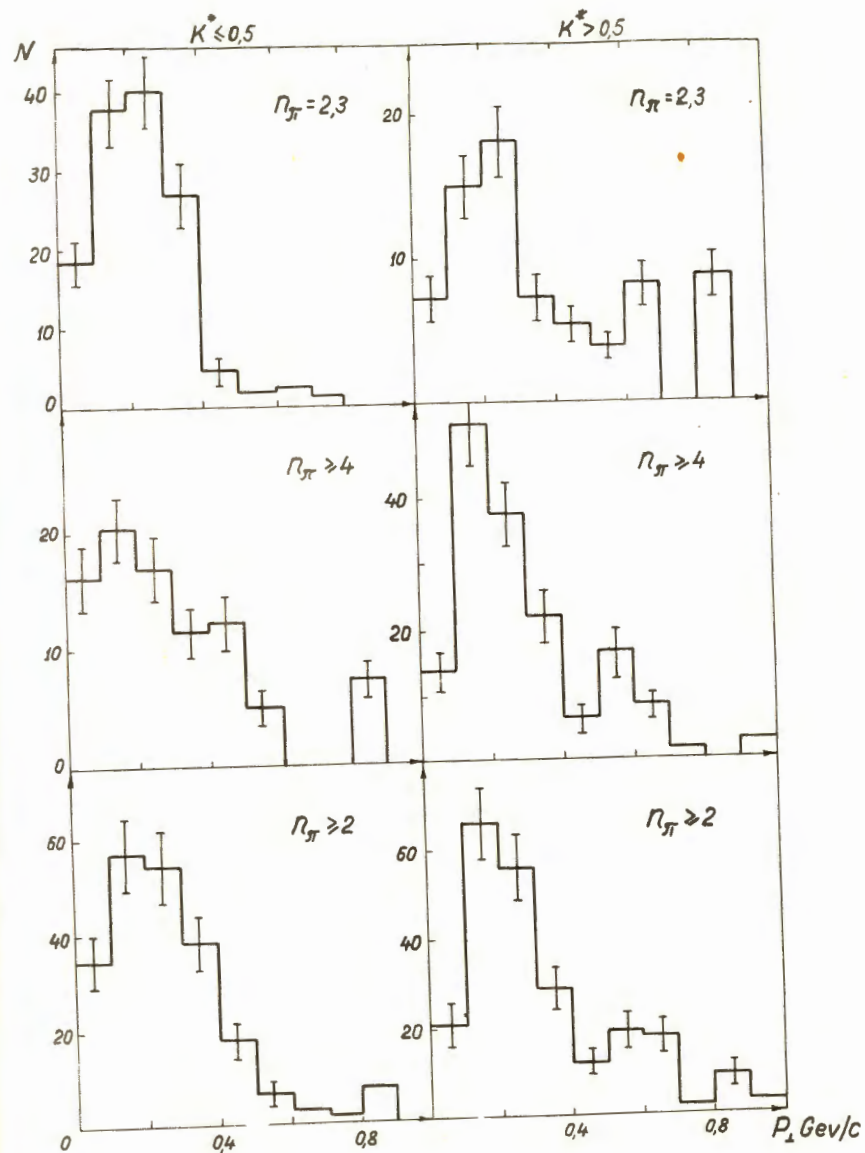
Р и с. 33

Зависимость среднего поперечного импульса от сорта рождающихся частиц. Значения \bar{P}_1 в единицах Гэв/с.



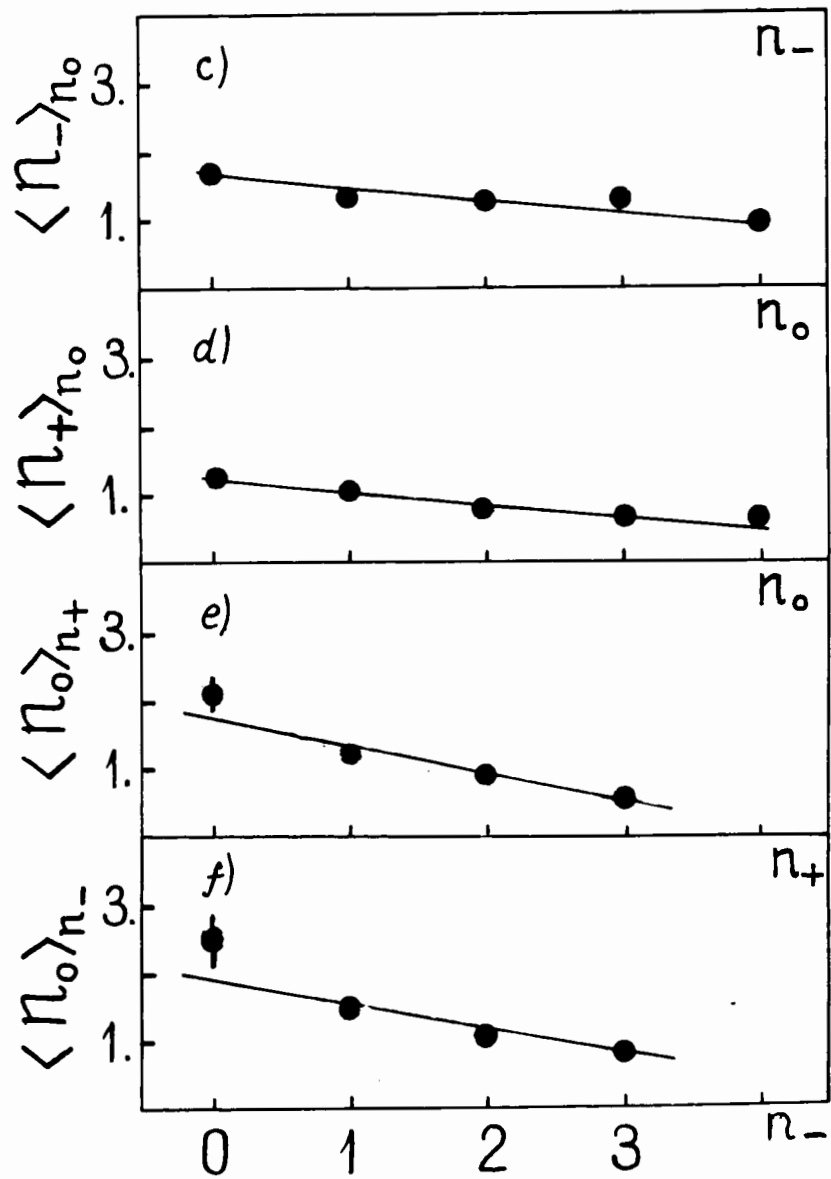
Р и с. 34

Распределение поперечных импульсов протонов в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв в зависимости от величины коэффициента неупругости K . /157/



Р и с. 35

Распределение поперечных импульсов π^+ -мезонов, рождающихся в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв, в зависимости от величины коэффициента неупругости K . /184/. n_{π^+} - число π^+ -мезонов в звезде.



	Выражение для средних величин	
	n'	n
M_0	η	$\eta + 2$
$\langle n \rangle$	$\sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta$	$\sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta + 2$
D	$\sqrt{\frac{4-\pi}{2}} \eta$	
μ_e	$C_e \eta^e$	
f_2^{nn}	$\left(\frac{4-\pi}{2}\right) \eta^2 - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta$	$\left(\frac{4-\pi}{2}\right) \eta^2 - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta + 2$
$P_{\max}^{(n)}$	$\frac{1}{\eta \sqrt{e}}$	$\frac{1}{(\eta + 2) \sqrt{e}}$
$\langle n \rangle / D$	$\sqrt{\frac{\pi}{4-\pi}}$	$\sqrt{\frac{\pi}{4-\pi}} + \sqrt{\frac{2}{4-\pi}} \frac{2}{\eta}$
$M_0 / \langle n \rangle$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}}$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1 + 2/\eta}{1 + \sqrt{2/\pi} \cdot 2/\eta}$
$e^{\mu_e} / \langle n \rangle$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} C_e$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} C_e \left(1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2}{\eta}\right)^{-1}$

Из экспериментальных распределений $W(p_{\perp})$ можно выделить две группы взаимодействий со средними значениями поперечного импульса $\bar{p}_{\perp} \approx 200 \div 300$ Мэв/с $\bar{p}_{\perp} \approx 500 \div 800$ Мэв/с. Однако в пределах ошибок измерений такое разделение является не очень надежным. Это хорошо видно, например, из распределений $W(p_{\perp})$ построенных для звезд с различным числом лучей (см. рис. 34, 35). В отличие от спектров $W(p)$ распределение поперечных импульсов частиц в мало- и многолучевых звездах оказывается в пределах экспериментальных ошибок приблизительно одинаковым; относительный вклад больших и малых значений p_{\perp} очень слабо зависит от множественности рождающихся частиц.

То же самое можно сказать и о средних значениях поперечного импульса (см. таблицы 35-38).

3.6. Пространственные размеры области взаимодействия

С помощью соотношения неопределенностей

$$\Delta \bar{p}_x^2 \cdot \Delta \bar{x}^2 \leq \hbar^2/2$$

можно оценить минимальные размеры области, в которой произошло неупругое взаимодействие и частица получила поперечный импульс p_{\perp} :

$$p \leq \hbar/p_{\perp}$$

(здесь $p_{\perp}^2 = \Delta \bar{p}_x^2 + \Delta \bar{p}_y^2 = 2\Delta \bar{p}_x^2$; $p^2 = \Delta \bar{x}^2 + \Delta \bar{y}^2 = 2\Delta \bar{x}^2$).

Важно подчеркнуть, что определенную таким образом величину p нельзя рассматривать как параметр удара, так как эта величина существенно зависит от взаимодействий частиц, образовавшихся в первоначальном акте неупругого столкновения.

Более точно величина p определяется дисперсией поперечного импульса

$$\Delta \bar{p}_{\perp}^2 = \int W(p_{\perp}) p_{\perp}^2 dp_{\perp} - \left(\int W(p_{\perp}) p_{\perp} dp_{\perp} \right)^2$$

практически, однако, различие невелико.

Из данных, приведенных в таблицах 32-38, следует, что основная часть неупругих взаимодействий происходит в области $p \approx (0,8 - 0,8) \cdot 10^{-13}$ см. Эта область приблизительно такой же величины, как и ядерный радиус частиц, полученный из анализа опытов по упругому рассеянию¹⁴¹, и в пределах экспериментальных ошибок не зависит от сорта сталкивающихся частиц. Области неупругих взаимодействий с большой и малой множественностью рождающихся частиц приблизительно одинаковы.

С ростом энергии T средний размер области неупругого взаимодействия, по видимому, медленно уменьшается (ср. рис. 32). Однако к этому заключению следует относиться с большой осторожностью.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 33, указывают, что образование тяжелых частиц связано с меньшими пространственными областями, чем рождение π -мезонов, хотя и этот вывод является не очень достоверным.

ТАБЛИЦА 35

Средний поперечный импульс протонов в звездах с числом лучей $n = 2, 4, \dots$

Взаимодействие	Т, Гэв	Метод	$P_{\perp}, \text{ МэВ/с}$		
			2	4	6
p-p	9	Φ^{50}	368 \pm 36	439 \pm 37	549 \pm 71 *
π^- -p	4,7	B-ДК ⁸⁶	388 \pm 65	323 \pm 54**	
	6,8	Φ^{90}	380 \pm 70	410 \pm 80	—
	7	Φ^{166}	300 \pm 60 ⁺	410 \pm 80	—
	7,2	B-ПК ⁹¹	290 \pm 30	350 \pm 40	370 \pm 90
	II,26	B-ПК ⁹⁵	—	411 \pm 34	—

*) Приведено среднее значение для звезд с $n = 6$ и 8 .**) Среднее для звезд с $n = 4$ и 6 .+) В приведенном значении имеется примесь однолучевых π^- - n взаимодействий.

ТАБЛИЦА 36

Средний поперечный импульс протонов в звездах с числом лучей $n = 1, 3, 5, \dots$

Взаимодействие	Т, Гэв	Метод			
			3	5	7
p-n	9	Φ^{50}	355 \pm 43	441 \pm 43	543 \pm 75*
	9	Φ^{199}	317 \pm 25		

*) Среднее для $n = 7$ и 9 .

ТАБЛИЦА 37

Средний поперечный импульс заряженных π^- - мезонов в звездах с числом лучей $n = 2, 4, \dots$

Взаимо- действие	T, Гэв	Метод	$\bar{P}_\perp, \text{Мэв}/c$			
			2	4	6	8
p-p	9	Φ^{50}	414 \pm 72	260 \pm 28	355 \pm 45	
	24	В-ПК ⁵⁸	360 \pm 30*	340 \pm 20	355 \pm 20	355 \pm 40
π^- -p	4,7	В-ПК ⁸⁶	362 \pm 33	360 \pm 30**		
	5,96	ПФ-ПК ²⁰⁰	414 \pm 31 ⁺	291 \pm 15		
	6,8	Φ^{90}	310 \pm 40 ⁺	360 \pm 40	400 \pm 100 ⁺⁺	
	7,2	В-ПК ⁹¹	400 \pm 70	330 \pm 30	320 \pm 20	270 \pm 40
	7,5	Φ^{92}	230 \pm 50	250 \pm 40	250 \pm 50 ⁺⁺	
	11,26	В-ПК ⁹⁵	-	339 \pm 15		
	16	В-ПК ⁹⁶	415 \pm 40	360 \pm 20	365 \pm 20	370 \pm 30
17,96	ПФ-ПК ²⁰⁰	349 \pm 32 ⁺	366 \pm 21			

*) Приведенное значение относится к π^- - мезонам.

**) Среднее для $n = 4$ и 6 .

+) См. примечание +) к таблице 35.

++) Среднее для $n \geq 3$.

ТАБЛИЦА 38

Средний поперечный импульс заряженных π^- - мезонов в звездах с числом лучей $n = 1, 3, 5, \dots$

Взаимо- действие	T, Гэв	Метод	$\bar{P}_\perp, \text{Мэв}/c$		
			3	5	7
p-n	9	$\Phi^{50/}$	252 \pm 33	291 \pm 39	228 \pm 25*)
	9	$\Phi^{199/}$	212 \pm 12	-	-
π^- -n	7	$\Phi^{166/}$	260 \pm 30	310 \pm 50**	
	7,5	$\Phi^{92/}$	240 \pm 40	250 \pm 50**	

*) Среднее для $n = 7$ и 9

**) Приведенное значение является средним для $n \geq 5$.

Основываясь на соотношении неопределенностей, можно утверждать, что обсуждавшиеся в предыдущих параграфах два типа неупругих столкновений происходят практически в одном и том же пространственном объеме. Однако это не значит, что "степень периферичности" столкновений этих двух типов одинакова, так как картина взаимодействия может быть сильно затухана вторичными взаимодействиями родившихся частиц во время их разлета.

Для определения "степени периферичности" необходим более детальный анализ с привлечением конкретных теоретических моделей.

Как отмечалось в § 3.3, механизм образования положительных и отрицательных π -мезонов в π - N взаимодействиях с небольшим числом рождающихся частиц является, по-видимому, существенно различным. Однако поперечный импульс этих мезонов с хорошей точностью оказывается одинаковым. Например, при $T \approx 16$ Гэв

$$(\bar{p}_\perp)_{\pi^+} = 420 \pm 40, 360 \pm 20, 350 \pm 20, 420 \pm 40 \text{ Мэв/с},$$

$$(\bar{p}_\perp)_{\pi^-} = 410 \pm 40, 360 \pm 20, 380 \pm 20, 320 \pm 30 \text{ Мэв/с}$$

соответственно для звезд с числом лучей $N = 2, 4, 6, 8$. Это говорит о том, что, несмотря на различный механизм, размеры пространственных областей, в которых происходит образование π^+ - и π^- -мезонов, приблизительно одинаковы.

IV. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РОЖДАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ

В лабораторной системе координат частицы, рождающиеся в неупругих взаимодействиях при больших энергиях, вылетают в основном под малыми углами к направлению движения первичной частицы. С ростом энергии угловое распределение концентрируется в области все меньших и меньших углов. При этом во многих случаях в угловом распределении четко выделяются два конуса: узкий (внутренний) и более диффузный (наружный), см. рис. 36.

Все эти черты имеют чисто кинематический характер. В частности, узкий и диффузный конусы образуются при релятивистском сжатии углов частиц, вылетающих в системе центра масс соответственно в переднюю и заднюю полусферы.

Далее, как и при рассмотрении импульсных распределений, мы всегда будем пользоваться системой центра масс.

4.1. Анизотропия и асимметрия угловых распределений

На рис. 37-40 приведены характерные примеры угловых распределений частиц, рождающихся в N - N и π - N взаимодействиях при больших энергиях:

$$W(\theta) = \frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega(\theta)}{d\Omega} \quad (18)$$



Р и с. 36

Неупругое столкновение протона большой энергии $T \sim 3 \cdot 10^3$ Гэв с нуклонами фотоэмпульси /187/. В угловом распределении треков отчетливо видны внутренние и наружный конусы.

(здесь и везде далее угол θ определяется по отношению к направлению вектора скорости частицы, которая в лабораторной системе координат является налетающей;

$$\sigma_{in} = \int \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\Omega).$$

Как видно, во всех случаях частицы разлетаются анизотропно.

В $p-p$ взаимодействиях в силу симметрии исходной системы угловые распределения частиц симметричны относительно угла $\theta = \pi/2$, в других же случаях наблюдается сильная асимметрия. При этом нуклоны после столкновения всегда стремятся сохранить направление своего первичного движения. То же самое можно сказать об угловых распределениях Λ - и Σ -гиперонов: в подавляющем большинстве эти частицы вылетают в ту же сторону, в которую двигался нуклон до столкновения.

В настоящее время очень мало известно о рождении Ξ -гиперонов. Однако в немногих исследованных случаях эти гипероны также преимущественно вылетают в сторону движения первичного нуклона. Например, в случае K^-p взаимодействий при $T = 2,24$ Гэв число Ξ^- -гиперонов, вылетающих в ту же полусферу, что и первичный протон, приблизительно в два раза превосходит число Ξ^- -гиперонов, вылетающих в другую полусферу /227/.

Имеются экспериментальные указания не то, что аналогичное положение имеет место для $\pi-N$ взаимодействий /203/.

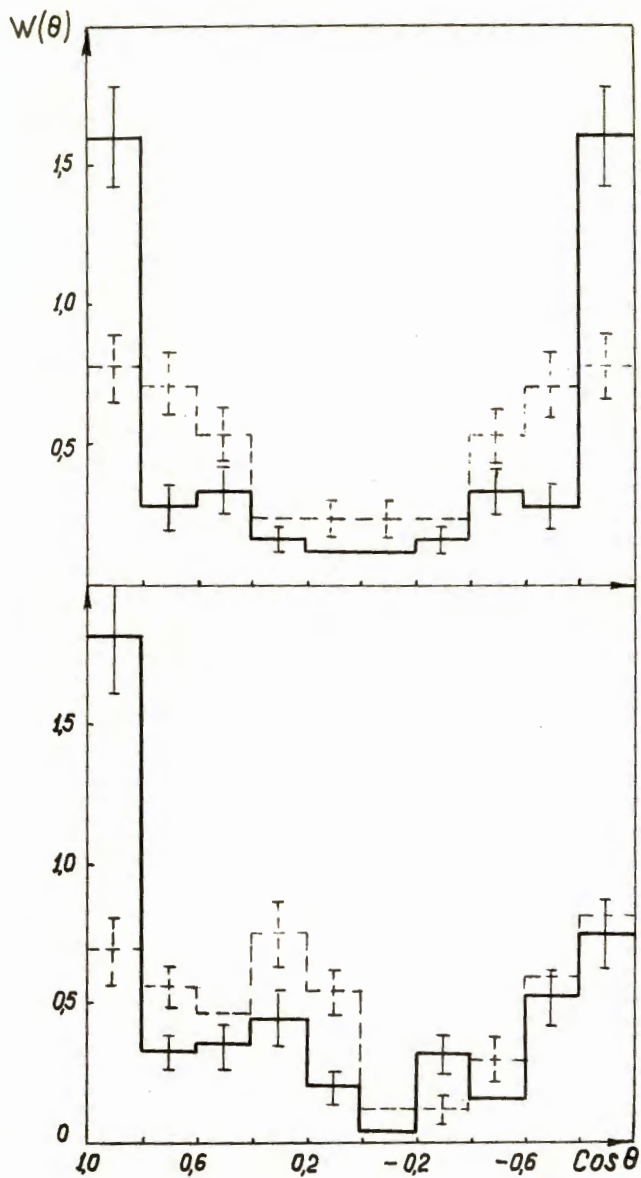
Таким образом, во всех случаях основная часть рождающихся барионов распределяется в сравнительно узких телесных углах вокруг направлений векторов скорости первичных нуклонов.

Угловые распределения π - и K -мезонов, рождающихся в неупругих $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиях, являются более изотропными и симметричными, чем угловые распределения барионов.

В $\pi-N$ взаимодействиях большая часть мезонов вылетает в полусферу, обратной той, в которую вылетают барионы. При этом угловые распределения отрицательных π -мезонов в π^-p и π^-n взаимодействиях значительно более асимметричны, чем угловые распределения π^+ -мезонов (см. рис. 39); наоборот, в π^+N взаимодействиях более асимметрично распределяются положительные π -мезоны.

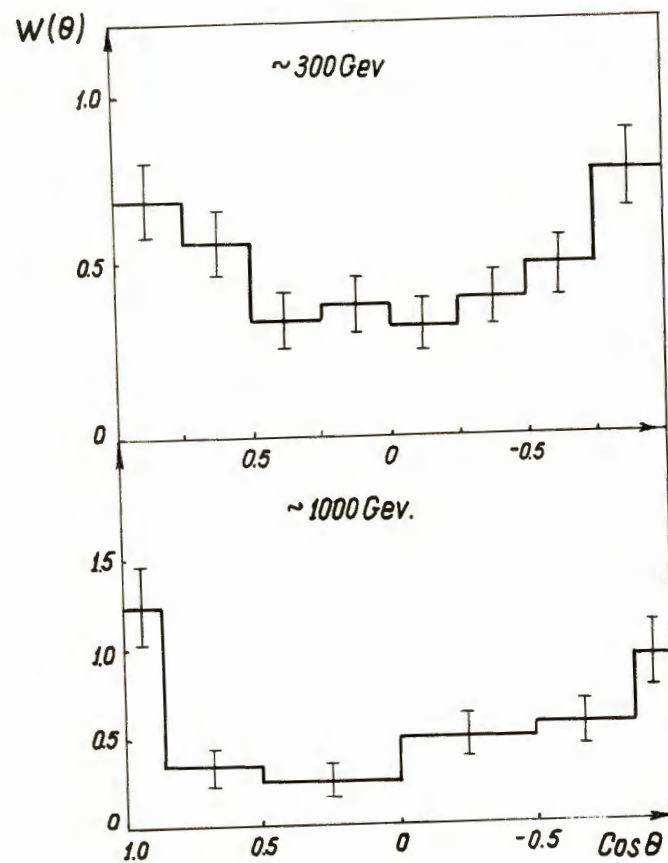
Можно сказать, что в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях рождающиеся π -мезоны также стараются сохранить направление движения и знак заряда первичного π -мезона.

Угловые распределения π - и K -мезонов, рождающихся при аннигиляции медленных антинуклонов, в пределах экспериментальных ошибок не отличаются от изотропных. Асимметрия разлета частиц становится заметной лишь при энергиях $T > 1$ Гэв, когда уже существенны неаннигиляционные неупругие взаимодействия (см. рис. 41).



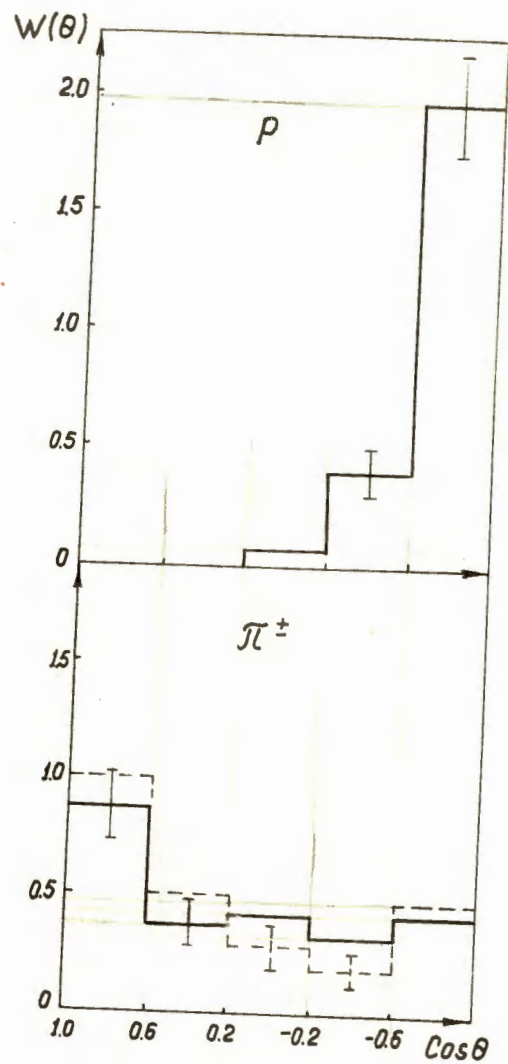
Р и с. 37

повые распределения частиц, рождающихся в неупругих $N-N$ взаимодействиях при энергии $T = 9 \text{ ГэВ}^{50/}$. Сплошные гистограммы - протоны, пунктирные - π -мезоны.



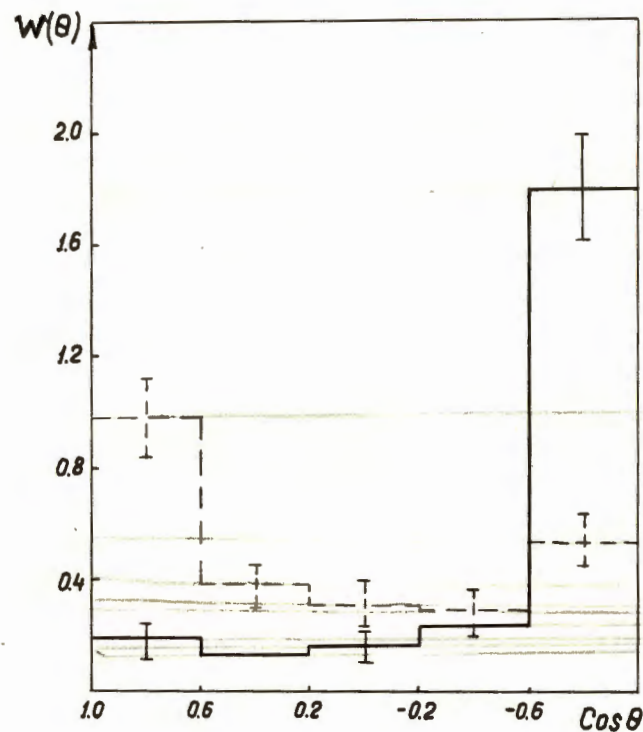
Р и с. 38

Суммарное угловое распределение всех заряженных частиц, рождающихся в неупругих $N-N$ столкновениях в области очень больших энергий (по данным работ^{105,113/}).



Р и с. 39

Угловое распределение протонов и заряженных π -мезонов, рождающихся в неупругих π -p взаимодействиях при $T \approx 7 \text{ Гэв}/157/$. Пунктиром отдельно указано распределение для π^- -мезонов.



Р и с. 40

Угловое распределение странных частиц в неупругих π -p взаимодействиях при $T \approx 7 \text{ Гэв}/176/$. Сплошная гистограмма - Λ -гипероны, пунктирная K^0 -мезоны.

При этом, как и в других случаях, рождающиеся нуклоны и антинуклоны стремятся сохранить направление движения соответствующих первичных частиц. Например, в \bar{p} - p взаимодействиях при $T \approx 0,92$ Гэв число протонов и нейтронов, вылетающих в направлении движения первичного протона, соответственно в (14 ± 6) и $(2,7 \pm 2,7)$ раз больше, чем в обратном направлении. Наоборот, большинство антинуклонов вылетает в ту же полусферу, что и первичный антипротон: в этом направлении рождающихся антипротонов вылетает приблизительно в (15 ± 13) раз, а антинейтронов в $(3,4 \pm 4)$ раза больше, чем в обратном направлении^{/67/}.

Рождающиеся при аннигиляции антигипероны разлетаются преимущественно в том же направлении, что и антинуклоны^{/70/}.

Очень важно подчеркнуть, что все заключения о преимущественном направлении вылета частиц справедливы лишь в среднем, для большого числа неупругих взаимодействий. В отдельных же актах неупругого взаимодействия могут наблюдаться значительные отклонения. Например, в звездах, образующихся при неупругих p - p взаимодействиях, с большой вероятностью ($> 50\%$) наблюдается асимметричный разлет частиц (см. рис. 42). Число звезд с "левой" и "правой" асимметрией приблизительно одинаково, поэтому в среднем угловое распределение рождающихся частиц оказывается симметричным.

Отклонения от средних угловых распределений чаще наблюдаются в малолучевых звездах. Однако вероятность таких отклонений настолько велика, что их нельзя объяснить простыми статистическими флуктуациями.

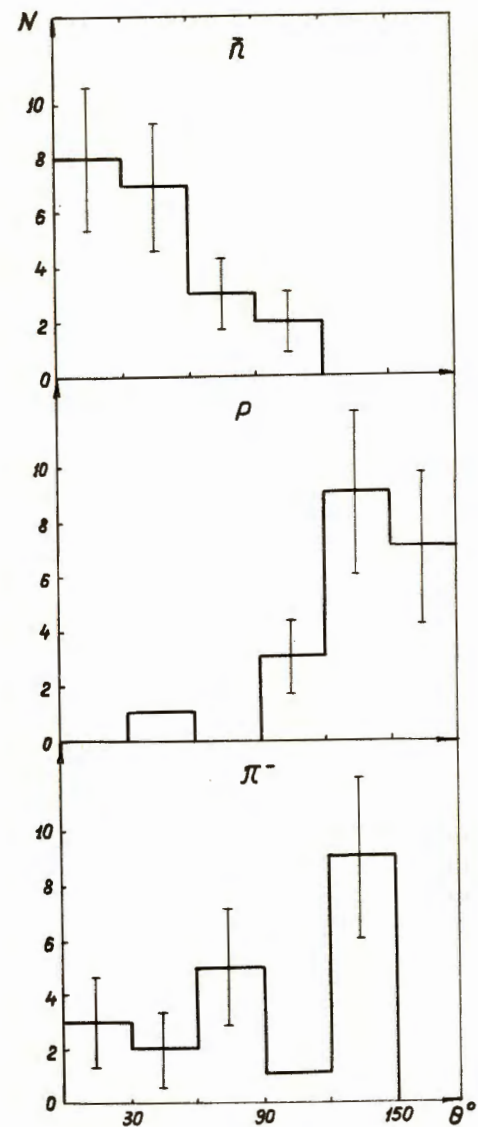
Можно думать, что звезды с различным характером асимметрии образуются в результате периферических взаимодействий различных типов. С этой точки зрения представляет большой интерес раздельное экспериментальное исследование звезд с "левой" и "правой" асимметрией^{xx/}.

Количественно угловую асимметрию рождающихся частиц удобно характеризовать отношением чисел частиц, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полусферы \bar{n}/\bar{n} ^{xx/}.

^{x/} В рамках известных в настоящее время теоретических моделей (см., например, /228-230/) звезды с "левой" асимметрией в системе центра масс можно интерпретировать как результат взаимодействия периферической области налетающей частицы с ядром частицы-мишени; наоборот, при взаимодействии ядра налетающей частицы с периферией частицы-мишени должны образовываться звезды с "правой" асимметрией.

Симметричные звезды можно интерпретировать как результат столкновений ядер частиц, столкновений их (одинаковых) периферических оболочек или как результат столкновения, когда одновременно происходят два симметричных взаимодействия типа ядро-периферия.

^{xx/} В некоторых работах угловую асимметрию характеризуют отношением $\Delta = (\bar{n} - \bar{n}) / (\bar{n} + \bar{n})$. Однако величина \bar{n}/\bar{n} является более простой и наглядной характеристикой. Очевидно, $(\bar{n}/\bar{n}) = (1+\Delta)/(1-\Delta)$.



Р и с. 41.

Угловые распределения частиц, рождающихся в реакции $\bar{p} + p$ при энергии $T = 0,92$ Гэв^{/72/}.



Р и с. 42

Симметричные и асимметричные звезды в системе центра масс, образующиеся при $p-p$ взаимодействиях в камере Вильсона для $T \approx 300$ Гэв^{110/}. Импульсы сталкивающихся протонов направлены горизонтально. Длины векторов пропорциональны величине импульса частиц.

При столкновении тождественных частиц $\bar{n}/\bar{n} = 1$; в этом случае угловое распределение удобно характеризовать отношением угла, в котором содержится четверть всех вторичных частиц, к соответствующему углу $\theta_{1/4}^0 = \frac{3}{2}\pi$ для изотропного распределения:

$$A = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\theta'_{1/4}}{\theta^0_{1/4}} + \frac{\theta''_{1/4}}{\theta^0_{1/4}} \right\} = \frac{3}{4\pi} (\theta'_{1/4} + \theta''_{1/4}), \quad (19)$$

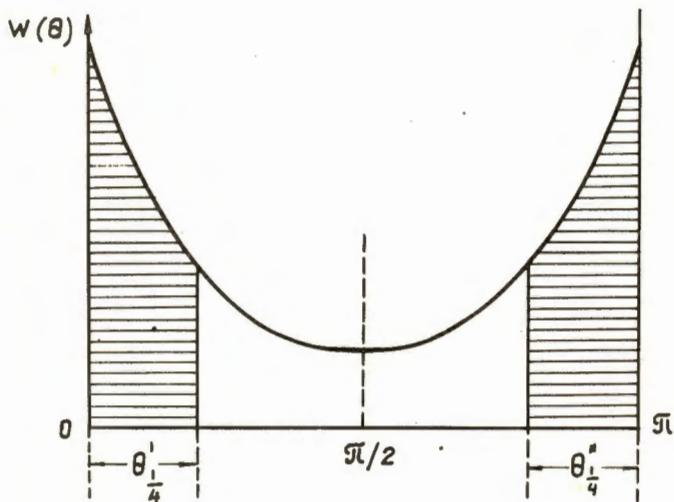
где $\theta'_{1/4}$ и $\theta''_{1/4}$ — углы, в которых содержится половина частиц, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полусферы (см. рис. 43). Если не учитывать статистических флуктуаций, то $\theta'_{1/4} = \theta''_{1/4}$ x/.

Значения величин \bar{n}/\bar{n} и A приведены в таблицах 39-42. Основная часть данных здесь относится к области ускорительных энергий. При больших энергиях трудно различить $p-p$, $p-n$ и нуклон-ядерные взаимодействия; поэтому для космических энергий приведены лишь значения анизотропии A , которая сравнительно слабо зависит от типа взаимодействий.

Из таблиц видно, что с ростом энергии T асимметрия вылета частиц быстро увеличивается. Это особенно заметно для $\pi-N$ взаимодействий. В этом случае уже при энергиях порядка нескольких Гэв подавляющее большинство вторичных нуклонов и гиперонов вылетает в заднюю полусферу.

x/ Иногда вместо A используется величина $I = \theta_{3/4}/3\theta'_{1/4}$, где $\theta_{3/4}$ — угол, в котором содержится три четверти рождающихся частиц. Так как $\theta_{3/4} + \theta''_{1/4} = \pi$, то с точностью до статистических флуктуаций

$$I = \frac{\pi - \theta''_{1/4}}{3\theta'_{1/4}} = \frac{3 - 2A}{6A} \quad \text{и} \quad A = \frac{3}{2} \frac{1}{1 + 3I}.$$



Р и с. 43.

Угловое распределение при столкновении тождественных частиц. Заштрихованные области соответствуют углам, в которых содержится половина частиц, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полусферы.

Правда, следует учесть, что указанные в таблицах ошибки $\delta(\bar{n}/\bar{n})$ во всех случаях являются чисто статистическими. Кроме этого, имеются еще значительные систематические ошибки, связанные, в частности, с неточной идентификацией рождающихся частиц. Эти ошибки особенно существенно сказываются на величине асимметрии барионов. Например, даже небольшое изменение числа барионов, вылетающих в π - N взаимодействиях в переднюю полусферу, приводит к очень большим изменениям величины \bar{n}/\bar{n} .

К сожалению, определение величины таких ошибок зависит от многих чисто субъективных факторов.

Что касается угловых распределений частиц в случае $p-p$ взаимодействий, то вылет протонов при увеличении энергии T становится заметно более анизотропным; в то же время анизотропия угловых распределений π -мезонов остается приблизительно постоянной в огромном интервале энергий от нескольких сотен Мэв до тысяч Гэв (вместе с тем в отдельных звездах величина A может изменяться в сотни раз).

В предыдущих параграфах было установлено, что средний поперечный импульс рождающихся частиц

$$\bar{p}_\perp = \overline{p \sin \theta} \approx \overline{p \theta}$$

очень слабо зависит от энергии, а полный импульс \bar{p} возрастает приблизительно как $T^{1/4}$. Эти результаты можно согласовать со слабой энергетической зависимостью угловых распределений π -мезонов лишь в том случае, если энергия частиц, вылетающих под малыми углами (а в случае $N-N$ взаимодействий - и в области углов ($\theta - \pi$)) увеличивается с ростом T значительно быстрее, чем среднее значение $\bar{\theta}$. Это заключение хорошо согласуется с результатами непосредственных измерений энергий частиц, рождающихся под различными углами /49, 90, 187, 188/. При этом наиболее быстрые частицы чаще всего рождаются в звездах с большой анизотропией и малым числом лучей.

Следует особо остановиться на угловом распределении частиц в неупругих $p-p$ столкновениях. В работах /7, 50, 52/ было установлено, что протоны и заряженные π -мезоны в $p-p$ столкновениях при $T = 9$ Гэв вылетают преимущественно в переднюю полусферу, т.е. в направлении движения первичного протона. Такой же результат получен в недавней работе пражской группы /152/. Отсюда следуют очень важные теоретические заключения о резонансном характере периферических взаимодействий /229, 231/. Однако в работах алма-атинской группы получен совершенно противоположный экспериментальный результат: протоны вылетают преимущественно в заднюю полусферу (т.е. с большой вероятностью происходят реакции перезарядки), а π^\pm -мезоны - преимущественно в переднюю полусферу /48/. Причина столь разительных расхождений в настоящее время до конца еще не ясна. По-видимому, дело в систематических ошибках при идентификации рождающихся частиц.

ТАБЛИЦА 39

Асимметрия угловых распределений протонов и π -мезонов, рождающихся в неупругих взаимодействиях при больших энергиях (система центра масс)

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{n}/\bar{n}		
			$p(n)^*$	π^+	π^-
$p-p$	всегда		I (I)	I	I
$p-n$	I	B-ДК/26/	$1,02 \pm 0,2(0,97 \pm 0,2)$	$1,00 \pm 0,39$	$1,04 \pm 0,24$
	($0,6 \div 1,5$)				
	$(1 \div \frac{1,6}{2,2})$	B-ДК/27/	$0,61 \pm 0,16(1,41 \pm 0,53)$	$0,71 \pm 0,24$	$1,45 \pm 0,35$
	9	$\phi/52/$	$2,4 \pm 0,5$ ■		$1,41 \pm 0,15^{**}$
	9	$\phi/199/$	$0,50 \pm 0,15$		$2,36 \pm 0,45^{**}$
	9	$\phi/50/$	$1,78 \pm 0,5$		$1,63 \pm 0,47$
	18,9	$\phi/55/$	$0,25 \pm 0,11$		$1,23 \pm 0,28$
$\bar{p}-p$	0	$\phi/63/$	-	I	I
	0,47	P-ПК/66/	-	I	I
	0,92	B-ПК/215/	-		$1,24 \pm 0,15^{++}$
	0,92	B-ПК/67/	$0,07 \pm 0,06(0,37 \pm 0,37)$		$0,91 \pm 0,43^{**}$
	0,92	B-ПК/72/	$0,05 \pm 0,01$		$1,0 \pm 0,22$
	2,44	B-ПК/70/	-		$0,901 \pm 0,007^{**}$
$\bar{p}-n$	0	$\phi/63/$	-	I	I
	0,96	B-ПК/216/	-		$1,54 \pm 0,34$
	1	B-ПК/31/	$0,54 \pm 0,22(0,98 \pm 0,28)$	$1,23 \pm 0,36$	$0,97 \pm 0,32$
	1	ϕ -ДК/151/	$0,81 \pm 0,03$ ▲	-	$1,33 \pm 0,04$
	1,15	$\phi/80/$	$0,22 \pm 0,01$ ▲		
	1,3	P-ПК/34/	$0,37 \pm 0,09(0,35 \pm 0,07)$	$1,23 \pm 0,1$	$1,54 \pm 0,1$
	1,5	B-ДК/36/	$0,29 \pm 0,1$ ▲	-	$1,62 \pm 0,58$ ▲
	1,72	B-ДК/37/	$0,09 \pm 0,03(0,44 \pm 0,2)$	$0,59 \pm 0,32$	$1,92 \pm 0,3$
	4,5	$\phi/85/$	0		$1,71 \pm 0,2$
	4,7	B-ДК/86/	$0(0,38 \pm 0,18)$		$1,41 \pm 0,26$
	5,96	P-ПК/200/		$1,29 \pm 0,52$	$2,66 \pm 0,67$
	7,2	B-ПК/91/	0	$1,35 \pm 0,12$	$1,51 \pm 0,11$
	7,5 ± 0,5	P-ПК/156/	0	$2,14 \pm 0,7$	$2,04 \pm 0,34$
	16 ± 3	B-ПК/96/	0	$1,46 \pm 0,12$	$2,12 \pm 0,11$
	17,96	P-ПК/200/	-	$4,1 \pm 1,8$	$4,2 \pm 1,1$
$k^- - p$	1,79	B-ПК/227/	$0,36 \pm 0,06$		

*) В скобках указаны данные для нейтронов.

***) Приведенные значения являются средними для π^+ - и π^- -мезонов.

*) Для звезд с числом лучей $n \geq 3$.

++) Для звезд с рождением пары K-мезонов. Приведенные значения являются средними для π^+ - и π^- -мезонов.

■) Только для протонов с $p^* \geq 0,4 \frac{\text{Гэв}}{c}$.

▲) Приведенное значение является средним для p и n .

Δ) Только для каналов с рождением дополнительного π -мезона.

ТАБЛИЦА 40

Асимметрия угловых распределений странных частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях при больших энергиях (система центра масс)

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	$\bar{n}/\bar{\kappa}$		$\Sigma \pm$
			$\bar{\kappa}^0, \bar{\kappa}^+$	Λ	
p - p	всегда		I	I	I
\bar{p} - p	0,92	B-ПК/215/	1,37 \pm 0,18*		
	0,92	B-ПК/67/			
	2,24	B-ПК/226/		2,7 \pm 0,3	
π -p	0,829	B-ПК/217/		% 0	0
	0,871	B-ПК/217/		0,52 \pm 0,08	
	0,895	B-ПК/218/		0,47 \pm 0,06	
	0,9	B-ПК/218/		0,45 \pm 0,04	
	0,9	B-ПК/219/		0,46 \pm 0,04	
	0,96	B-ПК/221/		0,46 \pm 0,01	0,93 \pm 0,18
	1,035	B-ПК/220/		0,59 \pm 0,07	
	1,75	B-ПК/223/		0,46 \pm 0,02	
	5,86	π -ПК/169/			0,72 \pm 0,01
	7,5 \pm 0,5	π -ПК/224/	2,1 \pm 0,1	0,14 \pm 0,01	
	7,5 \pm 0,5	π -ПК/176/	2 \pm 0,7	0,138 \pm 0,03	
	7,5 \pm 0,5	π -ПК/239/	1,6 \pm 0,1	0,15 \pm 0,02	
	10,86	π -ПК/169/	1 \pm 0,5	0,12 \pm 0,01	
	15,86	B-ПК/225/	1,36 \pm 0,09	0,56 \pm 0,7	
	16	B-ПК/124/	2,21 \pm 0,03		
	17,86	π -ПК/169/	-	-	0,41 \pm 0,03
			1,4 \pm 0,1	0,31 \pm 0,21	

* Это значение относится к заряженным K-мезонам

ТАБЛИЦА 41

Анизотропия угловых распределений протонов, рождающихся в неупругих p-p столкновениях в области высоких энергий (система центра масс)

T, Гэв	Метод	Λ
0,81	B-ПК/13/	0,49
2	B-ПК/19-21/	0,49
2,85	B-ПК/23/	0,45
3,5	ϕ /25/	0,66
9	ϕ /52/	0,27
18,9	ϕ /55/	0,34

ТАБЛИЦА 42

Анизотропия угловых распределений заряженных π^+ - мезонов, рождающихся в неупругих p-p столкновениях в области высоких энергий (система центра масс)

T, Гэв	Метод	Λ	
		π^+	π^-
0,81	B-ДК ¹³	0,51	-
1,5	B-ДК ¹⁷	0,58	-
2,85	B-ПК ²³	0,79	
3,5	ϕ 25		0,52**
6,2	ϕ 47		0,53**
9	ϕ 51		0,50**
9	ϕ 49		0,84**
9	ϕ 52		0,82**
18,9	ϕ 55		0,55**
27	ϕ 61		0,94**
100	МКВ ⁷⁴		0,84**
250	ϕ 111		0,82**
300	МКВ(Li:H) ¹¹³		0,84**
10 ³	ϕ 240		0,65**
3,5 \cdot 10 ³	ϕ 114		0,69**

* Приведено среднее значение для π^+ - и π^- - мезонов.

** Среднее значение для всех заряженных вторичных частиц. При T \gg 10 Гэв подавляющее большинство этих частиц (\approx 80%) составляют π^\pm - мезоны.

В частности, в работе /93/ в качестве возможной причины расхождений указывается неоправданное использование в работах /7,50/ предположения о том, что скорость вторичных частиц в системе центра масс равна скорости системы центра масс относительно лабораторной системы.

К сожалению, известные данные по неупругим $p-n$ взаимодействиям при других энергиях не могут помочь устранить противоречие, так как точность этих данных мала.

Поскольку вопрос об угловой асимметрии в $p-n$ взаимодействиях очень важен для проверки различных вариантов теории периферических взаимодействий, представляет большой интерес продолжить экспериментальные исследования в этом направлении.

Как показывают измерения, произведенные многими авторами, угловые распределения рождающихся частиц очень сильно зависят от множественности. Малолучевые звезды, как правило, оказываются значительно более анизотропными, чем звезды с большим числом лучей. Среди многолучевых звезд содержится большой процент практически изотропных. Это хорошо видно из таблиц 43, 44 и рис. 44, 45.

Обращает на себя внимание, что изотропия в звездах со странными частицами наступает при меньших значениях n , чем в звездах без странных частиц. Например, при $T = 7$ Гэв угловое распределение Π -мезонов, рождающихся в Π^-p -взаимодействиях совместно с Λ -гиперонами, практически изотропно уже в четырехлучевых звездах /178/.

В звездах с определенным числом лучей n анизотропия возрастает с увеличением энергии сталкивающихся частиц. Во всех случаях угловое распределение тяжелых частиц является более анизотропным, чем угловое распределение Π -мезонов.

В работах /157/ на примере $\Pi-n$ взаимодействий при $T = 7$ Гэв исследовалась зависимость угловых распределений рождающихся частиц от величины коэффициента неупругости. Результаты измерений приведены на рис. 45.

Как видно, в звездах с небольшими значениями неупругости анизотропия значительно выше.

Все эти результаты снова указывают на существование двух типов неупругих взаимодействий.

ТАБЛИЦА 43

Зависимость угловой асимметрии заряженных Π - мезонов, рождающихся в неупругих p - n и Π^- - n взаимодействиях от числа лучей в звезде $n = 1, 3, \dots$ (система центра масс)

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	$\Pi/\bar{\Pi}$		
			1	3	5
p - n	9	Φ^{22}	-	$2,14 \pm 0,5$	$1,44 \pm 0,5^*$
Π^- - n	7	Φ^{90}	$2,2 \pm 0,3^{**}$	$1,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$

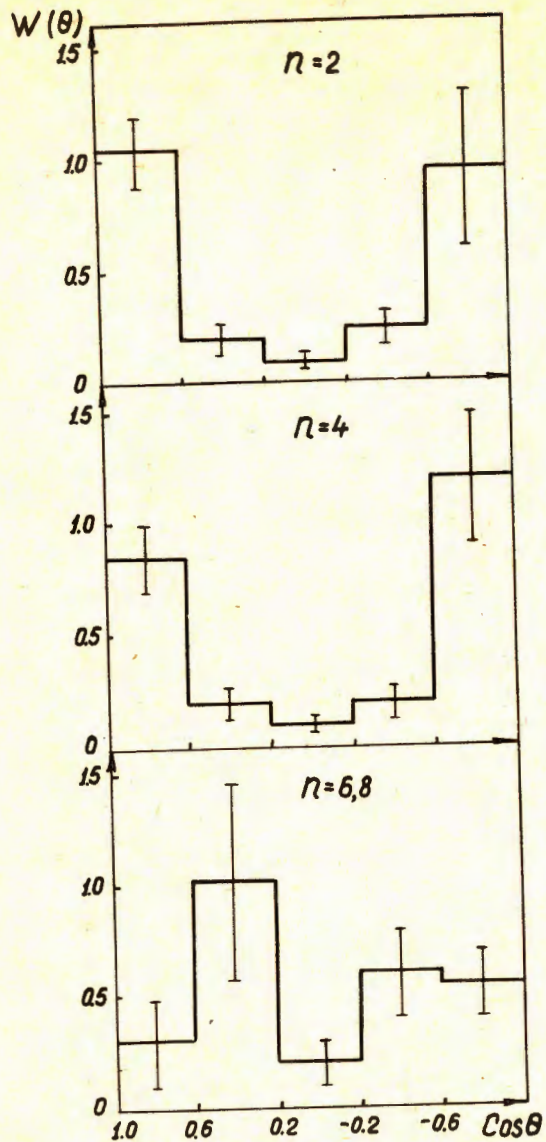
- *) Приведенное значение относится к звездам с числом лучей $n \geq 5$
 **) Имеется заметная примесь двухлучевых звезд из неупругих Π^- - p взаимодействий.

ТАБЛИЦА 44

Зависимость угловой асимметрии частиц, рождающихся в неупругих Π^- - p взаимодействиях от числа лучей в звезде $n = 2, 4, \dots$

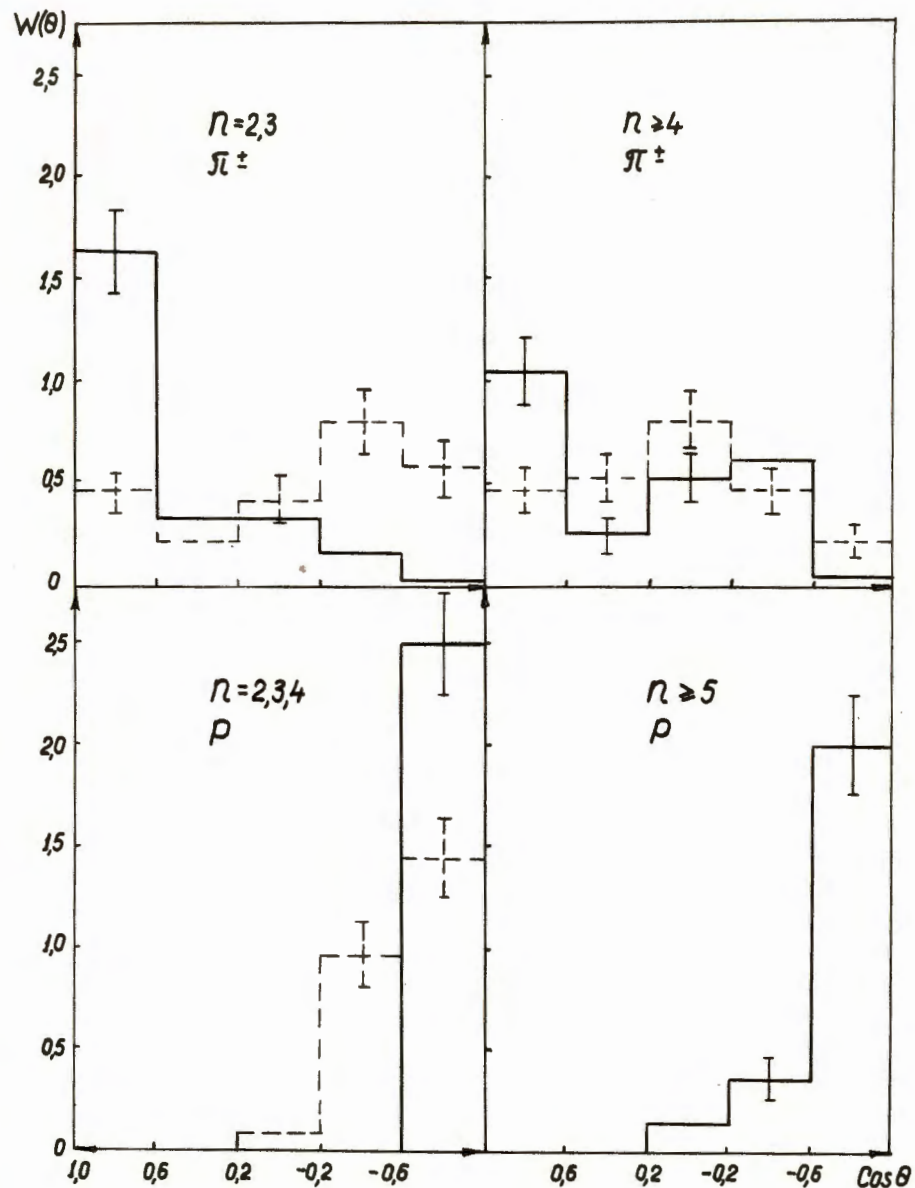
T, Гэв	Метод	Частицы	$\Pi/\bar{\Pi}$			
			2	4	6	8
5,96	ΠF - ПК ²⁰⁰	Π^-	$4,7 \pm 2,6$	$2,14 \pm 0,6$		
6,65	Π -ПК ⁸⁸	Π^-	$4,25 \pm 1,4$	$2,17 \pm 0,6$		$1,82 \pm 1,1^*$
6,8	Φ^{90}	Π^\pm	$2,2 \pm 0,3^{**}$	$1,5 \pm 0,2^{**}$	$1,0 \pm 0,1^+$	
$7,5 \pm 0,5$	Π -ПК ²²⁴	K^0, \bar{K}^0 ($2,6 \pm 0,5$) ⁺	$1,70 \pm 0,17$	$1,05 \pm 0,15^\Delta$		
16 ± 3	V -ПК ⁹⁶	Π^+	$0,88 \pm 0,46$	$1,34 \pm 0,27$	$1,73 \pm 0,34$	$1,72 \pm 0,75$
16 ± 3	V -ПК ⁹⁶	Π^-	$1,0 \pm 0,5,9$	$2,86 \pm 0,6$	$1,12 \pm 0,23$	$1,96 \pm 0,46$
$17,96$	Π -ПК ²⁰⁰	Π^-	$3,9 \pm 1,9$	$1,75 \pm 0,5$		

- *) Приведено среднее значение для $n = 6$ и 8 .
 **) Имеется заметная примесь однолучевых звезд из Π^- - n взаимодействий.
 +) Для $n \geq 5$ (имеется заметная примесь Π^- - n взаимодействий).
 ++) Это значение относится к нуль-лучевым звездам ($n = 0$).
 Δ) Среднее значение для $n = 4$ и 6 .



Р и с. 44

Зависимость угловых распределений протонов, рождающихся в неупругих $P-P$ взаимодействиях при $T = 9$ Гэв, от числа лучей в звезде n ^{750/}.



Р и с. 45

Зависимость угловых распределений протонов и π^\pm -мезонов, рождающихся в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T = 7$ Гэв, от величины коэффициента неупругости ^{157/}. Сплошными и пунктирными гистограммами нанесены распределения соответственно для $K^* \leq 0,5$ и $K^* > 0,5$. n - число лучей в звезде.

4.2. Угловые распределения частиц в области сверхвысоких энергий.

"Огненные шары"

В опытах с космическими лучами для описания угловых распределений рождающихся частиц вместо вероятности $W(\theta)$ часто используется функция

$$\Phi(\theta) = \lg \frac{N(\leq \theta)}{N(\leq \pi) - N(\leq \theta)}, \quad (20)$$

где $N(\leq \theta)$ - число треков в интервале углов $[0, \theta]$ в лабораторной системе координат x' .

Если угловое распределение частиц в системе центра масс является изотропным, то нетрудно показать, что

$$\Phi(\theta) = 2 \lg \tg \theta + 2 \lg \gamma_c, \quad (21)$$

где γ_c - фактор релятивистского преобразования от системы центра масс к лабораторной системе координат^{173 233, 234/}. В этом случае в зависимости от $x = \lg \tg \theta$ функция $\Phi(x)$ представляется прямой с наклоном $d\Phi/dx = 2$, пересекающей ось x в точке $x = -\lg \gamma_c$ (см. рис. 48а).

При анизотропном распределении частиц в системе центра масс, но $W(\pi/2) \neq 0$ функция $\Phi(x)$ описывается кривой, которая мало отличается от прямой линии с наклоном $d\Phi/dx < 2$; если же $W(\pi/2) = 0$, то кривая, изображающая $\Phi(x)$, имеет ясно выраженный перегиб при пересечении оси x (см. рис. 46 б и в).

Нижняя и верхняя ветви функции $\Phi(x)$ описывают частицы, вылетающие в лабораторной системе координат соответственно в узком и диффузном конусах.

Для многих звезд асимптотический наклон обеих ветвей функции $\Phi(x)$ оказывается одинаковым и близким к двум. Примеры таких угловых распределений приведены на рис. 47. Это означает, что существуют две системы координат, в одной из которых близко к изотропному угловое распределение частиц, вылетающих в узкий конус, в другой приблизительно изотропно угловое распределение частиц диффузного конуса. Скорости движения этих систем координат относительно общего центра масс близки по величине и обратны по знаку.

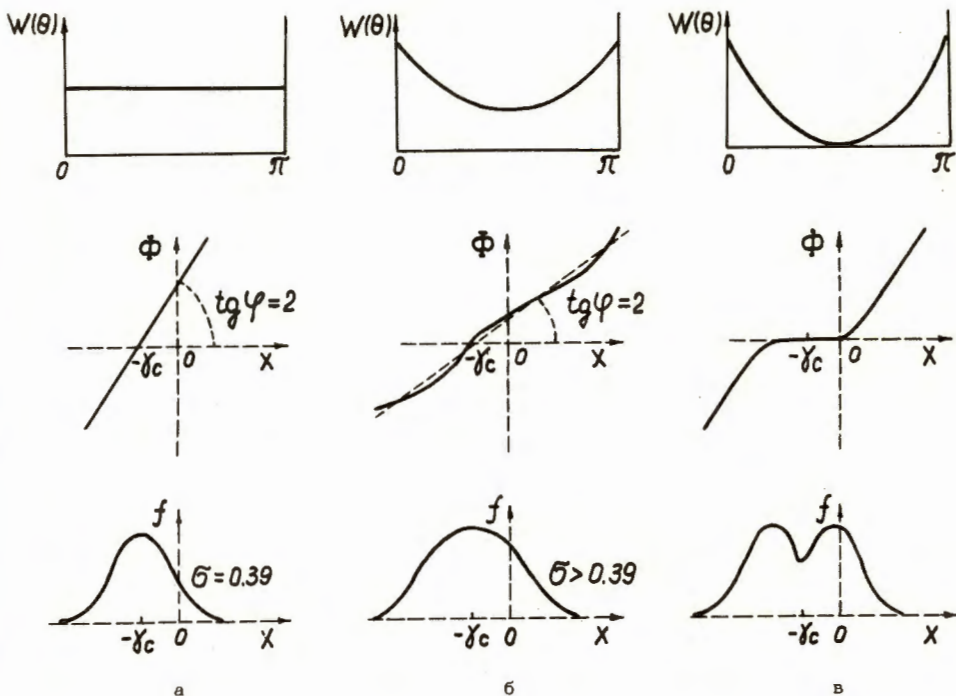
Обычно этот результат наглядно изображают как разлет в противоположных направлениях двух изотропно распадающихся "огненных шаров"^{232/}.

В области ускорительных энергий скорости разлета "огненных шаров" еще невелики, и их угловые распределения перекрываются (см. рис. 46 б и в).

Следует подчеркнуть, что независимо от его наглядной физической интерпретации существование двух выделенных систем координат является экспериментальным фактором.

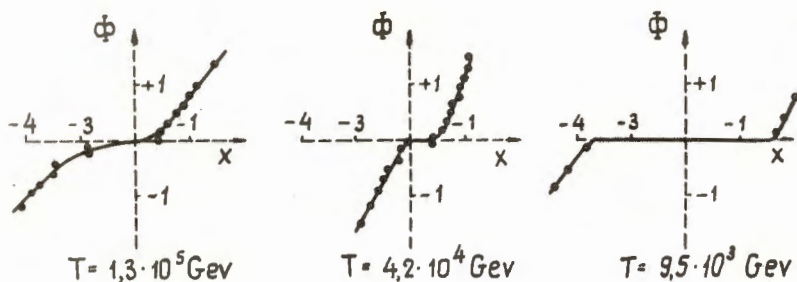
^{x/} В экспериментальных работах функция Φ обычно записывается в виде:

$$\Phi = \lg \frac{F}{1-F}, \quad \text{где } F = \frac{N(\leq \theta)}{N(\leq \pi)}$$



Р и с. 48

Различные способы описания углового распределения рождающихся частиц.



Р и с. 47

Угловые распределения, которые можно представить как суперпозицию угловых распределений частиц, образовавшихся при распаде двух "огненных шаров" ^{/232,233/}. T - энергия первичного нуклона.

Кроме интегральной функции $\Phi(x)$, в работах, посвященных исследованию космических лучей, часто рассматривается также функция

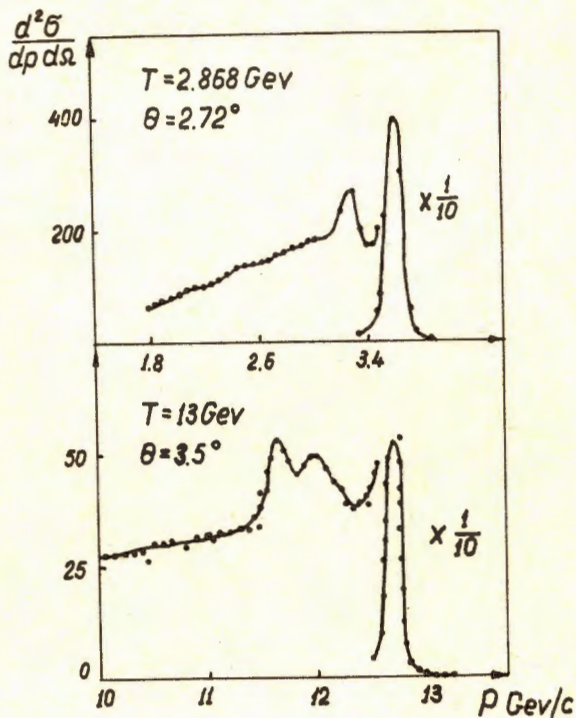
$$f(x) = W(\theta(x)).$$

Вид этой функции сильно зависит от величины асимметрии угловых распределений в системе центра масс. Изотропное угловое распределение описывается функцией $f(x)$ которая хорошо аппроксимируется гауссовской кривой с дисперсией $\sigma = 0,39$. Отклонения от изотропии приводят к увеличению σ . Угловым распределениям, которые кинематически можно интерпретировать как разлет двух "огненных шаров", соответствуют "двугорбые" функции $f(x)$ с такой же дисперсией "горбов", как и для случая изотропного углового распределения (см. рис. 46).

Точность опытов с космическими лучами в настоящее время невелика, поэтому трудно сколько-нибудь точно определить процент $N-N$ взаимодействий, которые могут быть описаны как разлет двух "огненных шаров". По данным польской группы, в пределах статистических флюктуаций к этому классу взаимодействий можно отнести все неупругие $N-N$ взаимодействия с не слишком большой множественностью рождающихся частиц ^{/233,235/}. Однако уверенно выделить эффект на фоне экспериментальных ошибок можно приблизительно лишь в 20% случаев ^{/236/}.

Интересным случаем неупругой реакции являются процессы так называемого квазиупругого рассеяния, когда величина передаваемого в результате взаимодействия четырехмерного импульса больше, чем при упругом рассеянии, но значительно меньше величины, которая обычно характеризует неупругие процессы.

Особенности таких процессов ярко проявляются в экспериментальных импульсных спектрах протонов, снятых под малыми углами. В этих спектрах, кроме обычного дифракционного пика, обусловленного упругим рассеянием, видна резкая структура, происходящая от неупругих реакций (см. рис. 48). Число пиков в спектре и их положение



Р и с. 48

существенно зависят от энергии налетающей частицы. В случае p - p взаимодействия в области энергий (1 + 3) Гэв структура неупругой части спектра отвечает сильному возбуждению состояния (3/2, 3/2) и довольно слабому возбуждению более высоких состояний /242-244/. Однако с ростом энергии вероятность возбуждения этих состояний увеличивается. Так, в импульсных спектрах протонов, снятых в интервале энергий (13 ÷ 27) Гэв под углом 3,5° /245/, отчетливо виден вклад резонансных состояний

($1/2, 5/2$) и ($1/2, 7/2$). С другой стороны, пик, отвечающий возбуждению ($3/2, 3/2$) состояний, отсутствует. Это можно объяснить тем, что падающий протон испытывает дифракционное рассеяние на виртуальном π -мезоне из пионного облака протон-мишени, причем в конечном состоянии π -мезон взаимодействует со своим родителем-протоном. Так как дифракционное рассеяние не меняет изотопического спина, то можно ожидать, что π -мезон и протон-отдачи будут взаимодействовать в состоянии с изотопическим спином $1/2$, поскольку оба они образованы протоном-мишенью. Однако следует ожидать, что с ростом энергии картина будет усложняться и место одномезонных процессов займут более сложные взаимодействия (см. рис. 49).

Аналогичная картина должна наблюдаться и для квазиупругого π - N рассеяния. Импульсные спектры π -мезонов в этом случае также должны обладать структурой, обусловленной возбуждением резонансных π - π состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих разделах были подробно рассмотрены различные экспериментальные характеристики неупругих взаимодействий. Основной вывод, который следует из этого рассмотрения, — это существование двух типов неупругих взаимодействий, характеризующихся различной величиной коэффициента неупругости и передачи четырехмерного импульса.

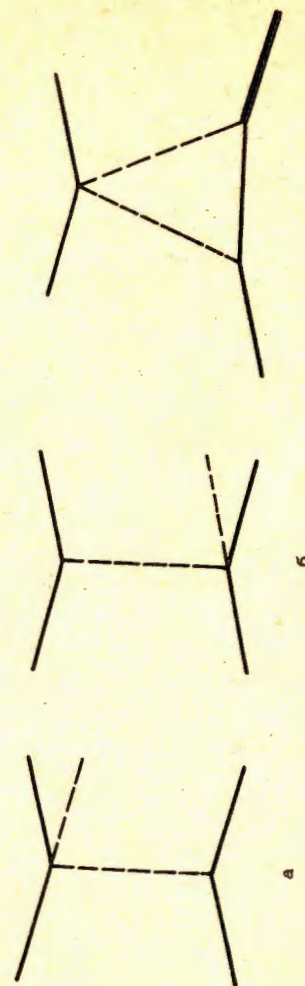
Энергия рождающихся частиц и их множественность также оказываются различными для этих двух типов взаимодействий.

Для неупругих взаимодействий с малой неупругостью и небольшой множественностью характерна значительно большая анизотропия угловых распределений.

В общем, несмотря на большие экспериментальные ошибки, два типа неупругих взаимодействий можно обнаружить во всех основных характеристиках неупругих взаимодействий.

Вместе с тем следует отметить, что средние поперечные импульсы рождающихся частиц, а, следовательно, и пространственные размеры областей взаимодействия в обоих случаях оказываются весьма близкими. Однако, как уже отмечалось выше, отсюда еще нельзя сделать вывод, что "степень периферичности" двух типов взаимодействий одинакова, так как наблюдаемая в эксперименте картина может быть сильно искажена вторичными взаимодействиями родившихся частиц.

Другой важный вывод, который следует из анализа известных в настоящее время экспериментальных данных, — это возможное изменение механизма неупругих взаимодействий в области ультравысоких энергий $T > 10^5$ Гэв. Понятно, что дальнейшие экспериментальные исследования в этом направлении представляют принципиальный интерес.



По-видимому, основной экспериментальной задачей в настоящее время следует считать увеличение точности измерений. В этой связи более важным представляется тщательное изучение деталей неупругих взаимодействий всего лишь при нескольких значениях энергий (например, π - N взаимодействий при $T = 7$ и 16 Гэв и N - N взаимодействий при $T = 9$ и 25 Гэв), чем многочисленные, но не очень точные измерения при различных энергиях.

Пользуемся случаем выразить нашу глубокую благодарность Д.И. Блохинцеву и В.И. Векслеру за многократные и очень плодотворные обсуждения различных вопросов, рассмотренных в нашем обзоре.

Мы благодарны также руководителю расчетной группы Вычислительного центра Объединенного института ядерных исследований Е.А. Логиновой за большую помощь при обработке экспериментальных данных.

Один из авторов (В.С.Б.) благодарен за гостеприимство дирекции Института физики и математики Молдавской Академии наук, где были написаны некоторые главы этого обзора.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Как уже отмечалось выше, в таблицах экспериментальных данных, как правило, указаны те же ошибки, что и в соответствующих цитированных работах. Лишь в тех случаях, когда в оригинальных работах ошибки не указаны, в таблицах приведены вычисленные ошибки.

При вычислении погрешностей распределений использовалась биномиальная формула:

$$\delta w_i = \sqrt{\frac{w_i(1-w_i)}{N_i}}, \quad (1)$$

где N_i - число зарегистрированных событий i -го сорта, w_i - их вероятность.

Соответствующая ошибка среднего значения \bar{a}

$$\delta \bar{a} = \sqrt{\sum_{i,j} M_{ij} a_i a_j}, \quad (11)$$

где

$$M_{ij} = \frac{(\delta w_i)^2}{\sum_{\kappa} (\delta w_{\kappa})^2} \left[\sum_{\kappa} (\delta w_{\kappa})^2 - (\delta w_i)^2 \right] \delta_{ij} - \frac{(\delta w_i \delta w_i)^2}{\sum_{\kappa} (\delta w_{\kappa})^2} (1 - \delta_{ij}), \quad (111)$$

δ_{ij} - символ Кронекера ($= 0; 1$).

Однако, если число интервалов в гистограмме велико, практические расчеты по формулам (II) и (III) становятся очень трудоемкими. В этих случаях более удобной оказывается формула

$$\delta \bar{a} = \sqrt{\sum_{i=1}^{i_{\max}} a_i^2 (\delta w_i)^2}, \quad (IV)$$

соответствующая пуассоновскому распределению, которое близко к биномиальному при $i_{\max} \gg 1$.

Формула (IV) использовалась для гистограмм, содержавших более пяти интервалов ($i_{\max} > 6$), а также в тех случаях, когда в δw_i были включены ошибки нестатистического характера.

Л и т е р а т у р а

1. V.S. Barashenkov, J. Patera. Fortschritte d. Phys. (в печати).
2. V.S. Barashenkov, J. Patera. Fortschritte d. Phys. (в печати).
3. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev. Fortschritte d. Phys., 9, 549 (1961).
4. V.S. Barashenkov. Fortschritte d. Phys., 10, 205 (1962).
5. D.H. Perkins. Proc. of the Intern. Confer. on Theor. Aspects of Very High-Energy Phenomena, CERN, 1961.
6. V.S. Barashenkov, V.A. Belyakov, E.G. Bubelev, Wang Shou Feng, V.M. Maltsev, Ten Gyn, K.D. Tolstov. Nucl. Phys., 9, 74 (1958).
7. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, И.М. Граменицкий, В.Б. Любимов, Ю.П. Мереков, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, Д. Тувдендорж. ЖЭФ, 37, 1225 (1959).
8. Никольский. УФН, 78, 365 (1962).
9. V.S. Barashenkov, V.A. Belyakov, V.V. Glagolev, N. Dalkhazhav, Yao Tsyng Sa, L.F. Kirillova, R.M. Lebedev, V.M. Maltsev, P.K. Markov, M.G. Shafranov, K.D. Tolstov, E.N. Tsyganov, Wang Shou Feng. Nucl. Phys., 14, 522 (1959).
10. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.K. Mikhul. Nucl. Phys., 24, 642 (1961).
11. Y.K. Lim. Nuovo Cim., 26, 1221 (1962).
12. Т.П. Лазарева, П.А. Усик. Труды международной конференции по космическим лучам. Москва, т. 1, 71 (1959).
13. T.W. Morris, E.C. Fowler, J.D. Garrison. Phys. Rev., 103, 1472 (1956).
14. I.S. Hughes, P.V. March, H. Muirhead, W.O. Lock. Phil. Mag., 2, 215 (1957).
15. A.P. Batson, B.B. Gulwick, J.G. Hill, L. Riddiford. Proc. Roy. Soc., 251, 218 (1959).
16. V.E. Barnes, D.V. Bugg, W.P. Dodd, J.B. Kinson, L. Riddiford. Phys. Rev. Lett., 7, 288 (1961).
17. W.B. Fowler, R.P. Shutt, A.M. Thorndike, W.L. Whittemore, V.T. Cocconi, E. Hart, M.M. Block, E.M. Harth, E.C. Fowler, J.D. Garrison, T.W. Morris. Phys. Rev., 103, 1489 (1956).

	n'	n
M_0	η	$\eta + a$
$\langle n \rangle$	$\sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta$	$\sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta + a$
D	$\sqrt{\frac{4-\pi}{2}} \eta$	
μ_e	$C_e \eta^e$	
f_2^{nn}	$\left(\frac{4-\pi}{2}\right) \eta^2 - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta$	$\left(\frac{4-\pi}{2}\right) \eta^2 - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta - a$
$P_{\max}^{(n)}$	$\frac{1}{\eta \sqrt{e}}$	$\frac{1}{(a + \eta) \sqrt{e}}$
$\langle n \rangle / D$	$\sqrt{\frac{\pi}{4-\pi}}$	$\sqrt{\frac{\pi}{4-\pi}} + \sqrt{\frac{2}{4-\pi}} \frac{a}{\eta}$
$M_0 / \langle n \rangle$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}}$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1 + a/\eta}{1 + \sqrt{2/\pi} a/\eta}$
$e\sqrt{\mu_e} / \langle n \rangle$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} C_e$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} C_e \left(1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{a}{\eta}\right)^{-1}$

18. E.L. Hart, R.L. Louttit, T.W. Morris. *Bull. Amer. Soc.*, 7, 349 (1962).
19. W.J. Fickinger, E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. *Phys. Rev.*, 125, 2082 (1962).
20. E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. *Phys. Rev.*, 125, 2091 (1962).
21. E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. *Phys. Rev. Lett.*, 8, 329 (1962).
22. W.M. Bugg, D.T. King. *Phys. Rev.*, 119, 1408 (1960).
23. G.A. Smith, H. Courant, E.C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, H. Taft. *Phys. Rev.*, 123, 2160 (1961).
24. R. Cester, T.F. Hoang, A. Kernan. *Phys. Rev.*, 103, 1443 (1956).
25. R.J. Piserchio, R.M. Kalbach. *Nuovo Cim.*, 26, 729 (1962).
26. W.A. Wallenmeyer. *Phys. Rev.*, 105, 1058 (1957).
27. W.B. Fowler, R.P. Shutt, A.M. Thorndike, W.L. Whittemore. *Phys. Rev.*, 95, 1026 (1954).
28. J.F. Detoef, Y. Ducros, J.P. Merlo, A. Stirling, B. Thevent, L. van Rossum, J. Zsemberg. *Report de Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay*, No. 62-14 (1962).
29. A. Weinberg, A.E. Brenner, K. Strauch. *Phys. Rev. Lett.*, 8, 70 (1962).
30. V.P. Kenney, J.J. Darnis, G. Brunhart. *Phys. Rev.*, 124, 1568 (1961).
31. I. Derado, N. Schmitz. *Phys. Rev.*, 118, 309 (1960).
32. I. Derado, G. Lutjens, N. Schmitz. *Ann. d. Phys.*, 4, 103 (1959).
33. P. Falk-Vairant, G. Valladas. *Rev. Mod. Phys.*, 33, 362 (1961).
34. W.D. Shepard, W.D. Walker. *Phys. Rev.*, 126, 278 (1962).
35. L.M. Eisberg, W.B. Fowler, R.M. Lea, W.D. Shephard, R.P. Shutt, A.M. Thorndike, M.L. Whittemore. *Phys. Rev.*, 97, 797 (1955).
36. W.D. Walker, J. Grussard. *Phys. Rev.*, 98, 1416 (1955).
37. R.C. Whitten, M.M. Block. *Phys. Rev.*, 111, 1676 (1958).
38. D.R.O. Morrison. *Proc. of the Intern. Confer. on Elementary Particles at Aix-en-Provence*, 1961, v. 1, p. 407.
39. M.I. Ferrero, C.M. Garelli, A. Marzari Chiesa, M. Vigone. *Nuovo Cim.*, 27, 1066 (1963).
40. R. Barloutand, J. Heughebaert, A. Leveque, C. Louedec, J. Meyer, D. Tycho. *Nuovo Cim.*, 27, 238 (1963).
41. D. Stonehill, C. Baltay, H. Courant, W. Fickinger, E.C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, Stanford, H. Taft. *Phys. Rev. Lett.*, 6, 624 (1961).
42. Nguyen Hun Xuong, R. Langer, P. Yager. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 8, 342 (1963).
43. R. Hagedorn. *Fortschritte d. Phys.*, 9, 1 (1961).
44. V.S. Barashenkov. *Fortschritte d. Phys.*, 9, 29 (1961).
45. M.H. Blue, J.J. Lord, J.G. Parks, C.H. Tsao. *Phys. Rev.*, 125, 1386 (1962).
46. R.W. Wright, G. Saphir, W.M. Powell, G. Maenchen, W.B. Fowler. *Phys. Rev.*, 100, 1802 (1955).
47. P.M. Kalbach, J.J. Lord, C.H. Tsao. *Phys. Rev.*, 113, 330 (1959).
48. В.С. Барашенков, Ван Шу-фэнь, К.Д. Толстов. *Атомная энергия*, 5, 453 (1958).
49. В.А. Кобзев, Ю.Т. Лукин, Ж.С. Такибаев, Г.Р. Цадикова, Е.В. Шалагина. *ЖЭТФ*, 41, 747 (1961).
50. Т. Вишки, И.М. Граменицкий, З. Корбел, А.А. Номофилов, М.И. Подгорецкий, Л. Роб, В.Н. Стрельцов, Д. Тувдендорж, М.С. Хвастунов. *ЖЭТФ*, 41, 1089 (1961).
51. Ван Шу-фэнь, Т. Вишки, И.М. Граменицкий, В.Г. Гришин, Н. Даллажав, Р.М. Лебедев, А.А. Номофилов, М.И. Подгорецкий, В.Н. Стрельцов. *ЖЭТФ*, 38, 957 (1960).
52. Н.П. Богачев, Е.Л. Григорьев, Ю.П. Мерекоев. *ДАН*, 148, 793 (1963) (предварительные данные были опубликованы в работе^{53/}).
53. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Ю.П. Мерекоев, В.М. Сидоров. *ДАН СССР*, 121, 617 (1958).
54. G. Breiman, M. Csejthey-Barth, P. Lagnaux, J. Sacton. *Nuovo Cim.*, 20, 1017 (1961).
55. F.F. Abraham, R.M. Kalbach. *Nuovo Cim.*, 26, 717 (1962) (предварительные данные были опубликованы в работе^{56/}).
56. F.F. Abraham, R.M. Kalbach. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 7, 469 (1962).
57. G. Cvijanovich, B. Dayton, R. Egli, B. Klaiber, W. Koch, M. Nikolic, R. Schneeberger, H. Winzeler, L.C. Combe, W.M. Gibson, W.O. Lock, M. Schneeberger, G. Vanderhaeghe. *Nuovo Cim.*, 20, 1012 (1961).
58. P. Dodd, M. Jobses, J. Kinson, B. Tallini, E.R. French, H.J. Sherman, I.O. Skillicorn, W.T. Davies, M. Derrick, D. Radojicic. *Proc. of the Aix-en-Provence Intern. Confer. on Elementary Particles*, 1961, p. 433.
59. A. Marzari-Chiesa, G. Rinaudo, S. Cuirlo, E. Picasso, A.M. Cartacci. *Nuovo Cim.*, 27, 155 (1963).
60. Y.K. Lim. *Nuovo Cim.*, 28, 1228 (1963).
61. Y. Baudinet-Robinet, M. Morand, Tsai-chii, C. Castagnoli, G. Dascola, S. Mora, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, A. Manfredini. *Nucl. Phys.*, 32, 452 (1962).
62. В.А. Ботвин, Ж.С. Такибаев, П.А. Усик. *ДАН СССР*, 146, 785 (1962).
63. E. Amaldi, G. Baroni, G. Bellettini, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini. *Nuovo Cim.*, 14, 977 (1959).
64. N. Horwitz, D. Miller, J. Murray, R. Tripp. *Phys. Rev.*, 115, 472 (1959).
65. L.E. Agnew, Ic., T. Elioff, W.B. Fowler, R.L. Lander, W.M. Powell, E. Segre, H.M. Steiner, H.S. White, C. Wiegand, T. Ypsilantis. *Phys. Rev.*, 118, 1371 (1960).
66. S. Goldhaber, G. Goldhaber, W.M. Powell, R. Silberberg. *Phys. Rev.*, 121, 1525 (1961).
67. G.R. Lynch. *Rev. Mod. Phys.*, 33, 395 (1961).
68. J. Button, P. Eberhard, G.R. Kalbfleisch, J. Lannutti, S. Limentani, G. Lynch, B. Maglic, E. Solmitz, M.L. Stevenson, Nguyen Hun Xuong. *Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys.*, Rochester, 1960, p. 481.
69. Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea, T. Hofmohl, R. Lewisch, D.R.O. Morrison, M. Schneeberger, S. de Unamuno. *Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys.*, CERN, 1962, p. 84.

70. T. Ferbel, J. Sandweiss, H.D. Taft, M. Gaillard, T.W. Morris, R.M. Lea, T.E. Kalogeropoulos. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 76.
71. W.A. Wentzel. Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960, p. 151.
72. C.K. Hinrichs, B.J. Moyer, J.A. Poirier, P.M. Ogden. Phys. Rev., 127, 617 (1962).
73. L. Baggett. UCRL-8302, 1962.
74. L. Montanet, J.A. Newth, G. Petrucci, R.A. Salmeron, A. Zichichi. Nuovo Cim., 17, 166 (1960).
75. J.C. Brisson, P. Falk-Vairant, J.P. Merlo, P. Sonderegger, R. Turlay, G. Valadas. Rapport de Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, No. 61-8 (1961).
76. R. Turlay. Rapport de Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, No. 21-36 (1962).
77. F. Gerard, G. Macleod, L. Montanet, M. Cresti, R. Barloutaud, C. Choquet, L.M. Gaillard, I. Heughebaert, A. Leveque, P. Lehmann, I. Meyer, D. Revel. Nuovo Cim., 22, 193 (1961).
78. A.R. Erwin, Jr., J.K. Kopp. Phys. Rev., 109, 1364 (1958).
79. V. Alles-Borelli, S. Bergia, E. Perez-Ferreira, P. Waloschek. Nuovo Cim., 14, 211 (1959).
80. M. Blau, C.F. Carter, A. Permuter. Nuovo Cim., 14, 704 (1959).
81. V.P. Kenney. Phys. Rev., 104, 784 (1956).
82. D.D. Carmony, F. Grard, R.T. Van de Walle, Nguyen Hun Xuong. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962.
83. Г.И. Мерзон, Л.П. Котенко. ЖЭТФ, 45, 18 (1963).
84. Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 39, 1232 (1960).
85. W.D. Walker. Phys. Rev., 108, 872 (1957).
86. G. Maenchen, W.B. Fowler, W.M. Powell, R.W. Wright. Phys. Rev., 108, 850 (1957).
87. G. Bellini, E. Fiorini, A. Orkin-Lecourtois. Phys. Lett., 4, 164 (1963).
88. Н.Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладницкая, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Подгорецкий, М.И. Соловьев, З. Трка. ЖЭТФ, 41, 1481 (1961).
89. C. Grote, J. Klugow, U. Kreckler, K. Lanius. Nucl. Phys., 34, 685 (1962).
90. В.А. Беляков, Ван Шу-фэнь, В.В. Глаголев, Н. Далджав, Р.М. Лебедев, Н.Н. Мельникова, В.А. Никитин, В. Петржилка, В.А. Свиридов, М. Сук, К.Д. Толстов. ЖЭТФ 39, 837 (1960).
91. М.С. Айнутдинов, С.М. Зомбковский, С.Я. Никитин, Я.М. Селектор, В.Н. Шуляченко. ЖЭТФ, 44, 413 (1963).
92. А.Х. Виницкий, И.Г. Голяк, В.И. Руськин, Ж.С. Такибаев. ЖЭТФ, 44, 424 (1963).
93. C. Grote, U. Kreckler, U. Kundt, K. Lanius, G. Manske, H.W. Meier. Nucl. Phys., 34, 676 (1962).
94. P. Fleury, G. Koyas, E. Muller, C. Pelletier. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962.
95. T. Ferbel, H. Taft. Nuovo Cim., 28, 1214 (1963).
96. S.J. Goldsack, L. Riddiford, Tallini, B.R. French, W.W. Neale, J.R. Norbury, I.O. Skillicorn, W.T. Davies, M. Derrick, J.H. Mulvey, D. Radojicic. Nuovo Cim., 23, 941 (1962).
97. J.K. Kopp, A.M. Shapiro, A.R. Erwin. Phys. Rev., 123, 301 (1961).
98. H. Winzeler, B. Klaiber, W. Koch, M. Nikolic, M. Schneeberger. Nuovo Cim., 17, 8 (1960).
99. Z. Koba. Fortschritte d. Phys. 11, 119 (1963).
100. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев. Атомная энергия, 13, 221 (1962).
101. P.K. Malhotra. Dependence of Multiplicity on Primary Energy in Nucleon-Nucleon and Pion-Nucleon collisions, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay, 1962.
102. G. Cocconi. Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960.
103. F. Holmquist. UCRL-8559, 1958.
104. R.R. Daniel, N. Kameswara Rao, P.K. Malhotra, Y. Tsuzuki. Nuovo Cim., 16, 1 (1960).
105. L.F. Hansen, W.B. Fretter. Phys. Rev., 118, 812 (1960).
106. Y.K. Lim, G.G. Gray. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 349 (1962).
107. E.R.T. Awunor-Renner, L. Blaskovitch, B.R. French, C. Ghesquire, I.B. de Minvielle-Devaus, W.W. Neale, C. Pelletier, P. Rivet, A.B. Sahiar, I.O. Skillicorn. Nuovo Cim., 17, 134 (1960).
108. С.А. Азимов, А.М. Абдуллаев, В.М. Мялковский, Т.С. Юлдашбаев. Изв. АН СССР, 28, 813 (1962).
109. S. Lal, Y. Pal, R. Raghavan. Nucl. Phys., 31, 415 (1962).
110. Н.Л. Григоров, В.В. Гусева, Н.А. Добротин, А.М. Лебедев, К.А. Котельников, В.С. Мурзин, П.Д. Раппопорт, С.В. Рябиков, С.А. Славатинский. Труды международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 140 (1959).
111. E. Lohrmann, M.W. Teucher, M. Schein. Phys. Rev., 122, 672 (1961).
112. E. Lohrmann, M.W. Teucher. Nuovo Cim., 25, 957 (1962).
113. N.A. Dobrotin, V.V. Guseva, K.A. Kotelnikov, A.M. Lebedev, S.V. Ryabikov, S.A. Slavatsky, N.G. Zelevinskaya. Nucl. Phys., 35, 152 (1962).
114. A. Barkow, B. Chamany, D.M. Haskin, P.L. Jain, E. Lohrmann, M.W. Teucher, M. Schein. Phys. Rev., 122, 617 (1961).
115. T.E. Kalogeropoulos. UCRL-8677, 1959, цитируется по /118/.
116. G. Kalbeleisch. Phys. Rev., 127, 971 (1962).
117. G.R. Lynch. Цитируется по /118/.
118. O. Chamberlain, G. Goldhaber, L. Jauneav, T. Kalogeropoulos, E. Segre, R. Silberberg. Phys. Rev., 113, 1615 (1959).
119. A.G. Exspong, A. Frisk, S. Nilson, B.E. Ronre. Nucl. Phys., 22, 353 (1961).
120. A.H. Armstrong, G.M. Frye. Nuovo Cim., 13, 77 (1959).

121. A.G. Exspong, S. Johansson, B.E. Ronne. Nuovo Cim., 8, 84 (1958).
122. W.H. Barkas, R.W. Birge, W.W. Chupp, A.G. Exspong, G. Goldhaber, S. Goldhaber, H.H. Heckmann, D.H. Perkins, I. Sandweis, E. Segre, F.M. Smith, D.H. Stork, L. von Rossum, E. Amaldi, G. Baroni, C. Castagnoli, C. Franzinetti, A. Manfredini. Phys. Rev., 105, 1037 (1957).
123. В.Б. Любимов, А.В. Никитин, З. Трка. Препринт ОИЯИ Р-974, Дубна, 1962.
124. J. Bartke, R. Bock, R. Budde, W.A. Cooper, H. Filthuth, Y. Goldschmidt-Clermont, F. Grard, G.R. MacLeod, A. Minguzzi-Ranzi, L. Montanet, W.G. Moorhead, D.R.O. Morrison, I. Bertanza, C. Franzinetti, I. Manelli, S. Silvestrini, G. Brautti, M. Cheschia, L. Chervosani. Phys. Rev. Lett., 6, 303 (1961).
125. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин Ян. ЖЭТФ, 40, 464 (1961).
126. S. Lal, R. Raghavan, B.V. Sreekantan, A. Subrahmanian, S.D. Verma. Journ. Phys. Soc. of Japan, 17, Suppl. A III, 390 (1962).
127. P.L. Jain, H.C. Glahe, G.N. Srivastava, P.D. Bharadwaj. Nuovo Cim., 21, 859 (1961).
128. C. Baltay, T. Ferbel, J. Sandweiss, H.D. Taft, B.B. Culwick, W.B. Fowler, M. Gailloud, J.K. Kopp, R.I. Louttit, T.W. Morris, J.R. Sanford, R.P. Shutt, D.L. Stonehill, R. Stump, A.M. Thorndike, M.S. Webster, W.J. Willis, A.H. Bachman, P. Baumel, R.M. Lea. International Conference on Nuclear Structure, Stanford, June 24-27 (1963).
129. E. Farrow, C.F. Gauld, C.B.A. McCusker, J. Malos, K. Nishikawa, L.S. Peak, L.G. Van Loon. Nuovo Cim., 28, 1238 (1963).
130. G. Giurlo, E. Picasso, G. Tomasini, A. Gainotti, C. Lamborizio, S. Mora. Nuovo Cim., 27, 791 (1963).
131. P. Freier, J. Naugle. Phys. Rev., 92, 1086 (1953).
132. M. Kazuno. Nuovo Cim., 24, 1003 (1962).
133. S. Hasegawa. Nuovo Cim., 14, 909 (1959).
134. P. Fowler. Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960, p. 289.
135. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1615 (1959).
136. A.H. Rosenfeld. Phys. Rev., 96, 139 (1954).
137. R.L. McIlwain, K.J. Deahl, M. Derrick, J.G. Fetkovich, T.H. Fields. Phys. Rev., 127, 239 (1962).
138. T. Fields, J. Fox, J. Kane, R. Stallwood, R. Sutton. Phys. Rev., 109, 1713 (1958).
139. Б.С. Неганов, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265 (1957).
140. T.D. Blokhintseva, V.T. Grebinnik, G. Libman, L.L. Nemenov, G.T. Selivanov, Yuan Yung-fang, V.A. Shukov. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962.
141. C.N. Vittoe, W.J. Fickinger, V.P. Kenney, J.G. Mowat, W.D. Shephard. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 67 (1963).
142. G.B. Yodh, T.B. Day, G. Ouareni, A. Ouareni-Vignudelli, R.A. Burnstein, J. Ashkin, I. Nadelhaft, J. Oliver. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 68 (1963).
167. Н.Н. Ройнишвили, З.И. Манджавидзе. Известия АН СССР, 26, 717 (1962).
168. R. Armenteros, L. Montanet, D.R.O. Morrison, S. Nilsson, A. Shapiro, J. Vandermeulen, Ch. d'Andlau, A. Astier, C. Ghesquiere, B.P. Gregory, D. Rahm, P. Rivet, F. Solmitz. Proc. of the 11-th International Conf. on High Energy Physics, CERN (1962), p. 295.
169. H.H. Bingham, M. di Corato, E.S. Gelsema, A. Minguzzi-Ranzi, J. Belliere, M. Bloch, D. Drijard, J. Hennessy, P. Mittner, A. Orkin-Lecourtois, M.I. Ferrero, C.M. Garelli, M. Vigone, A. Grigoletto, S. Limentani, A. Loria, F. Waldner, C. Baglin, A. Lagarrigue, P. Rancon, A. Rousset, D. de Raad, R. Salmeron, R. Voss. The Aix-en-Provence Intern. Conf. (1961), p. 101, v. 1.
170. M.I. Soloviev. Proc. of 10-th Intern. Conf. on High Energy Physics, Rochester (1960), p. 388.
171. J. Bartke, R. Budde, W.A. Cooper, H. Filthuth, Y. Goldschmidt-Clermont, G.R. MacLeod, A. De Marco, A. Minguzzi-Ranzi, L. Montanet, D.R.O. Morrison, S. Nilsson, C. Peyrou, R. Sosnowski, A. Bigi, R. Carrara, C. Franzinetti, I. Manelli, G. Brautti, M. Cheschia, L. Chervosani. Nuovo Cim., 24, 876 (1962).
172. W.F. Baker, R.L. Cool, E.W. Jenkins, T.F. Kycia, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, D. Luers, J.A. Niederer, S. Ozaki, A.L. Read, J.J. Russell, L.C.L. Yuan. Phys. Rev. Lett., 7, 101 (1961).
173. D.H. Perkins. Progress in Cosmic Ray and Elementary Particle Physics, vol. 5 (1960).
174. G. Cocconi, L. Koester, D.H. Perkins. LRL International Report UCID, 1444 (1961).
175. M.G. Bowler, P.H. Fowler, D.H. Perkins. Nuovo Cim., 26, 1182 (1962).
176. V.A. Belyakov, Wang Yung-chang, V.I. Veksler, N.M. Viryasov, I. Vrana, Du Yuan-cai, Kim Hi In, E.N. Kladnitskaya, A.A. Kuznetsov, A. Mikhail, E. Mikhail, Nguyen Dinh-Tu, I. Patera, V.N. Penev, E.S. Sokolova, M.I. Soloviev, T. Hofmohl, Tshen Lin-yen, M. Schneeberger. Proc. of the 11-th International Conf. on High Energy Physics, CERN (1962), p. 252.
177. В.И. Векслер, И. Врана, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А.К. Михул, Э.К. Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, М.И. Соловьев, Т. Хофмокл, Чен Ли-янь. Препринт ОИЯИ Д-806, Дубна (1961).
178. T.F. Hoang. Phys. Rev., 121, 1523 (1961).
179. Дж. Дьюти, С.М. Фишер, П.Х. Фаулер, А. Каддоура, Д.Х. Перкинс, К. Пинкау. Труды международной конф. по космическим лучам, Москва, 1, 28 (1959).
180. J. Duthie, P.H. Fowler, A. Kaddoura, D.H. Perkins, K. Pinkau. Nuovo Cim., 24, 122 (1962).
181. V. Peters. Nuovo Cim., 23, 88 (1962).
182. И. Фудзимото, С. Хасекава, М. Кацуно, Дж. Нишимура, К. Ниу, Н. Огита. Труды международной конф. по космич. лучам, Москва, 1, 38 (1959).
183. M.H. Blue, J.J. Lord, J.G. Parks, C.H. Tsao. Nuovo Cim., 20, 274 (1961).
184. G. Fujioka. Journ. Phys. Soc. Japan, 16, 1107 (1961).
185. B. Edwards, B.J. Losty, K. Pinkau, D.H. Perkins, J. Reynolds. Phil. Mag., 3, 237 (1958).

143. R.R. Crittenden. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 468 (1962).
144. C.C. Peck, L.W. Jones, M.L. Perl. Phys.Rev., 126, 1836 (1962).
145. W.A. Perkins, III, J.C. Caris, R.W. Kenney, V. Perez-Mendez. Phys.Rev., 118, 1364 (1960).
146. D.C. Barish, R.J. Kurz, P.G. McManigal, V. Perez-Mendez, J. Solomon. Phys. Rev. Lett., 6, 297 (1961).
147. J. Kirz, J. Schwartz, R.D. Tripp, Phys. Rev., 130, 2481 (1963).
148. R. Barloutaud, L. Cardin, A. Derem, C. Gensollen, A. Leveque, C.Louedec, J. Meyer, D. Tycho. Nuovo Cim., 26, 1409 (1962).
149. G.R. Lynch, P. Eberhard, G.R. Kalfleisch, J.E. Lannutti, B.S. Maglic, J.B. Shafer, M.L. Stevenson, Nguyen Hun Xuong. Phys.Rev. (в печати) (предварительные данные были опубликованы в работе ^{167/}).
150. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Ю.П. Мерекон, В.М. Сидоров, В.Я. Ярба. ЖЭТФ, 38 1948 (1980).
151. W.D. Walker, F. Hushfar, W.D. Shephard. Phys.Rev., 104, 526 (1956).
152. М. Новак и др. (частное сообщение).
153. J.M. Habaru. Memoires de la Societe royale des Sciences de Luge, 8, Fasc., 3, Annee, 1963.
154. E. Pickup, F. Ayer, E.O. Salant. Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High Energy Phys., Rochester (1960), p. 69.
155. G. Bozoki, E. Fenyves, A. Frenkel, E. Gombosi, P. Suranyi. Nuovo Cim., 24, 29 (1962).
156. C. Grote, J. Klabuhn, J. Klugow, U. Krecker, U. Kundt, K. Lanius, H.W. Meier, S. Nowak, R. Pose. Proc. of the 11-th International Conf. on High Energy Phys., CERN (1962), p. 64.
157. K. Lanius. Proc. on the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN (1962), p. 617.
158. С. Канеко, О. Кусумото, С. Матсумото, М. Такахата. Труды междунардн. конференции по космич. лучам, Москва, 1959, т. 1, стр. 100.
159. Y. Pal, T.N. Pengarajan. Phys.Rev., 124, 1575 (1961).
160. E. Fenyves, E. Gombosi, P. Suranyi. Nuovo Cim., 11, 21 (1959).
161. V.D. Hopper, S. Biswas, J.F. Darby., Phys. Rev., 84, 457 (1951).
162. A. Debenedetti, C.M. Garelli, L. Tallone, M. Vigone. Nuovo Cim., 4, 1142 (1956).
163. M. Schein, R.G. Glaser, D.M. Haskin. Nuovo Cim., 2, 647 (1955).
164. G.B. Chadwick, W.T. Davies, M. Derrick, C.J.B. Hawkins, J.H. Mulvey, D. Radojicic, C.A. Wilkinson, M. Cresti, S. Limentani, R. Santangelo. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN (1962), p. 69.
165. R. Barloutaud, C. Choquet, C. Gensollen, J. Heughebaert, A. Leveque, J. Meyer, G. Viale. The Aix-en-Provence Intern. Conf., 1961, p. 27, v. 1.
166. V. Petrzilka. Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High Energy Physics, Rochester (1960), p. 82.
185. B. Edwards, B.J. Losty, K. Pinkau, D.H. Perkins, J. Reynolds. Phil. Mag., 3, 237. (1958).
186. F.A. Brisbout, C. Cauld, J. Lehane, C.B. McCusker, J. Malos, K. Nishikawa, L.G. Van Loon. Nucl. Phys., 26, 634 (1961).
187. M. Schein, D.M. Haskin, E. Lohrmann, H.W. Teucher. Phys. Rev., 116, 1238 (1959).
188. P.L. Jain. Phys. Rev., 125, 679 (1962).
189. O. Minakawa, Y. Nishimura, M. Tsuzuki, H. Yamanouchi, H. Aizu, H. Hasegawa, Y. Ishii, S. Tokunaga, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, J. Nishimura, K. Nui, K. Nishikawa, K. Imaeda, M. Kazuno. Suppl. Nuovo Cim., 11, 125 (1959).
190. K. Nishikawa. Journ. Phys. Soc. Japan, 14, 879 (1959).
191. И.М. Граменицкий, Г.Б. Жданов, Е.А. Замчалова, М.Н. Щербакова. ЖЭТФ, 32, 936 (1957).
192. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, A. Jurak, M. Miesowicz, J. Pernegr, J. Vrana, W. Wolter. Nuovo Cim., 6, 1409 (1957).
193. H.H. Aly, J.G.M. Duthie, C.M. Fisher, H.H. Wills. Phil. Mag., 4, 993 (1959).
194. C. Grote, J. Klabuhn, U. Krecker, U. Kundt, K. Lanius, H.W. Meier. Nucl. Phys., 34, 659 (1962).
195. J. Bartke, W.A. Cooper, B. Czapp, H. Filthuth, Y. Goldschmidt-Clermont, L. Montanet, D.R.O. Morrison, S. Nilsson, Ch. Peyrou, R. Sosnowski. Nuovo Cim., 29, 8 (1963).
196. H. Filthuth. Proc. of the Aix-en-Provence Inter. Conf. on Elementary Particles, 1961, p. 93.
197. Э.Л. Андроникашвили, Н.Н. Ройнишвили. ЖЭТФ, 39, 287 (1980).
198. Л.П. Джанелидзе, Н.И. Костанашвили, Г.И. Лебедевич, К.В. Мандрицкая, О.А. Шахулашвили. Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 734 (1982).
199. В.А. Ботвин, Ж.С. Тахибаев, И.Я. Частников, Н.П. Павлова, Э.Г. Боос. ЖЭТФ, 41, 993 (1981).
200. G. Bellini, E. Fiorini, A.J. Herz, P. Negri, S. Ratti, C. Baglin, H. Bingham, M. Bloch, D. Drijard, A. Lagarrigue, P. Mittner, A. Orkin-Lecourtois, P. Rancon, A. Rausset. Nuovo Cim., 27, 816 (1963).
201. Н.Н. Ройнишвили. Автореферат кандидатской диссертации. Тбилисский гос. университет, 1962.
202. A. Bigi, S. Brandt, R. Carrara, W.A. Cooper, A. de Marco, G.R. MacLeod, Ch. Peyrou, R. Sosnowski, A. Wroblewski. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Physics. CERN (1962), p. 247.
203. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Н.М. Вирясов, Дин Да-пао, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А. Михул, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев. ЖЭТФ, 40, 734 (1981).
204. С.Н. Вернов, Н.Л. Григоров, Г.Т. Зацепин, А.Е. Чудаков. Изв. АН. СССР, 19, 493 (1955).
205. Г.Б. Жданов, В.М. Максименко, М.И. Третьякова, М.Н. Щербакова. ЖЭТФ, 37, 820 (1959).
206. A. Barbaro-Galtieri, A. Manfredini, B. Ouassiat, C. Castagnoli, A. Gainotti, I. Ortalli. Nuovo Cim., 21, 469 (1961).

207. L.F. Hansen, W.B. Fretter, Proc. of the 9-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Kiev, 1959.
208. Т.С. Юлдашев. Автореферат кандидатской диссертации, Ташкент, 1962.
209. В.М. Мальцев. Кандидатская диссертация, ОИЯИ, 1963.
210. Э.Г. Боос, Ж.С. Такибаев. Труды международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 76 (1962).
211. G.F. Powell. Proc. of the 9-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Kiev, 1959, p. 321.
212. Н.Л. Григоров, М.А. Кондратьева, А.И. Савельева, В.А. Собиняков, А.В. Подгурская, В.Я. Шестоперов. Труды международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 122 (1959).
213. Л.Т. Барадзей, В.И. Рубцов, Ю.А. Смородин, М.В. Соловьев, Б.В. Толкачев. Труды международ. конференции по космическим лучам, Москва, 2, 152 (1959).
214. P. Barrett, L. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, K. Greisen, Rev.Mod. Phys., 24, 133 (1952).
215. B.C. Maglic, G.R. Kalbfleisch, M.L. Stevenson. Phys.Rev. Lett., 7, 137 (1961).
216. E. Pickup, A. Ayer, E.O. Salant. Phys.Rev. Lett., 5, 161 (1960).
217. L. Bertanza, P.L. Connolly, B.B. Culwick, F.R. Eisler, T. Morris, P. Palmer, A. Prodiell, N.P. Samios. Phys.Rev. Lett., 8, 332 (1962).
218. F. Eisler, J.M. Gaillard, J. Keren, M. Schwartz, S.E. Wolf. The Aix-en-Provence Intern. Conf. (1961), p. 203, v. 1.
219. M.A. Alston, J.A. Anderson, P.G. Burke, D.D. Carmory, F.S. Crawford, N. Schmitz, E.E. Wolf. Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960, p. 378.
220. F.S. Crawford. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN (1962), p. 270.
221. L. B. Leipuner, R.K. Adair. Phys. Rev., 109, 1358 (1958).
222. C. Baltay, H. Courant, W.J. Fickinger, E.C. Fowler, H.L. Kraybill, J. Sandweiss, J.R. Sanford, D.L. Stonehill, H.D. Taft. Rev. Mod. Phys., 33, 374 (1961).
223. A.R. Erwin, R.H. March, W.D. Walker. Nuovo Cim., 24, 237 (1962).
224. Ван Юн-чан, В.И. Векслер, Ду Юань-цай, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А. Михул, Нгуен Дин Ты, В.П. Пенев, Е.С. Соколова, М.И. Соловьев, ЖЭТФ, 43, 815 (1962).
225. CERN HBC and IEP Groups, University of Pisa, University of Trieste. The Aix-en-Provence Intern. Conf. (1961), p. 93, v. 1.
226. R. Armenteros, E. Fett, B. French, L. Montanet, V. Nikitin, M. Szeptycka, Ch. Peyrou, R. Bock, A. Shapiro, J. Badier, B. Equer, L. Blaskovicz, B. Gregory, F. Muller, S.J. Goldsack, D.H. Miller, C.C. Butler, B. Tallini, J. Kinson, L. Riddiford, A. Leveque, J. Meyer, A. Verglas, S. Zylinderach, Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Physics, CERN, 1962, p. 236.

227. L. Bertanza, V. Brisson, P.L. Connolly, E.L. Hart, I.S. Mitra, G.C. Moneti, R.R. Rau, N.P. Samios, I.O. Skillicorn, S.S. Yamamoto, M. Golberg, L. Gray, J. Leitner, S. Lichtman, J. Westgard. Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 284.
228. D.I. Blokhintsev. CERN, Symposium, 2, 155 (1956).
229. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.K. Mihul. Nucl. Phys., 13, 583 (1959).
230. V.S. Barashenkov. Nucl. Phys., 22, 71 (1961).
231. V.I. Veksler. Proc. of the 9-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Kiev, 1959, p. 211.
232. G. Cocconi. Phys. Rev., 111, 1699 (1958).
233. J. Gierula. Proc. of the Intern. Confer. on Theor. Aspects of Very High Energy Phenomena, CERN, June, 1961.
234. J. Gierula. Fortschritte d. Phys., 11, 109 (1963).
235. M. Miesowicz. Proc. of the Intern. Confer. on Theor. Aspects of Very High Energy Phenomena, CERN, June, 1961.
236. Ж.С. Такибаев, А.А. Локтионов, Л.А. Санько, Ц.И. Шахова. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1959, 1, 51.
237. G.R. Lynch. (Не опубликовано, цитируется по^{/238/}).
238. G.R. Kalbfleisch. Phys. Rev., 127, 971 (1962).
239. V.A. Belyakov, Wang Yung chang, V.I. Veksler, N.M. Viryasov, Du Yuan-cai, Kim Hi In, E.N. Kladnitskaya, A.A. Kuznetsov, A. Mikhul, Nguyen Dinh-Tu, V.N. Penev, E.S. Sokolova, M.I. Sojoviev. Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN, 1962, 261.
240. J. Gierula, M. Miesowicz, P. Zielinski. Nuovo Cim., 18, 102 (1960).
241. P.H. Satterblom, W.D. Walker, A.R. Erwin. Phys. Department, University of Wisconsin, preprint, 1963.
242. G.B. Chadwick, G.B. Collins, E.C. Swartz, A. Roberts, S. de Benedetti, N.C. Hien, P.J. Duke. Phys. Rev. Lett., 4, 611 (1960).
243. G.B. Chadwick, G.B. Collins, P.J. Duke, T. Fujii, N.C. Hien, M.A.R. Kemp, F. Turkot. Phys. Rev., 128, 1821 (1962).
244. P.J. Duke et al. Proc. Intern. Conf. on Elementary Particles, Aix-en-Provence, 1, 419 (1961).
245. G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, G. Manning, A.E. Taylor, T.G. Walker, A.M. Wetherell. Phys. Rev. Lett., 7, 450 (1961).
246. В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-1452, Дубна, 1963.
247. В.С. Барашенков, А.В. Бояджиев, Л.А. Кулюкина, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-1341, Дубна, 1963.
248. К.И. Алексеева, Г.Б. Жданов, Е.А. Замчалова, М.И. Третьякова, М.Н. Шербакова. ЖЭТФ, 40, 1825 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел

27 февраля 1964 г.