

2393

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2393



ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера ,
В.Д. Тонеев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

(Состав и множественность вторичных частиц)

1965

P-2393

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера^{х)},
В.Д. Тонеев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

(Состав и множественность вторичных частиц)

Направлено в Fortschritte der Physik

х) Постоянный адрес: Институт физики, Прага.

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

1. В в е д е н и е

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.

Цель нашей работы - собрать и проанализировать, не основываясь на каких-либо предвзятых теоретических моделях, результаты многочисленных экспериментов в области больших энергий $T \geq 1 \text{ Гэв}^x)$, когда длина дебройлевской волны сталкивающихся частиц становится уже меньше, чем их геометрические размеры, и начинают играть существенную роль эффекты, связанные с внутренней структурой элементарных частиц^{xx)}.

Особым случаем является аннигиляция антинуклонов. В этом случае даже при очень малой энергии налетающего антинуклона может рождаться 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 $T = 0$.

x) Здесь и везде далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

xx) Предварительный вариант настоящего обзора была опубликована в виде препринта^{1/1}. Однако за прошедшие полтора года ситуация в ряде пунктов значительно изменилась в связи с более точными экспериментальными данными. Мы глубоко благодарны всем физикам, пославшим нам свои замечания и ознакомившим нас с новыми экспериментальными результатами.

Из огромного экспериментального материала мы выберем лишь некоторые основные характеристики неупругих взаимодействий. Таковыми в первую очередь являются:

I. Распределение неупругих взаимодействий по множественности рождающихся частиц; состав вторичных частиц. Важным частным случаем являются здесь вероятности трехчастичных реакций (например, $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ или $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$, представляющих наиболее простой объект для проверки различных теоретических схем и моделей^{х)}.

II. Энергетические и импульсные распределения рождающихся частиц, в частности, величина их поперечного импульса, средняя кинетическая энергия и коэффициент неупругости.

III. Угловые распределения вторичных частиц в системе их центра масс.

В настоящем обзоре мы рассмотрим лишь первую часть этих характеристик. Остальным характеристикам будут посвящены два последующих обзора.

Экспериментальные значения полного сечения неупругих процессов σ_{in} и их теоретический анализ приведены в нашей работе^{/4/}. 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_{io} см. в работах^{/4,5/}). Однако на опыте эти реакции в большинстве случаев не отделяются от упругого рассеяния. Далее мы всегда будем рассматривать сечение σ_{in} , из которого уже выделены сечения σ_{ex} , σ_s и σ_{io} . При энергиях $T \geq 1$ Гэв эти сечения очень малы по сравнению с σ_{in} ^{/4,5/}.

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 энергиям определяется быстро спадающей степенной функцией.

х) Сечения рождения странных частиц и антинуклонов подробно обсуждались в наших статьях^{/2,3/}.

$$W(T) = \frac{\text{const}}{T^{\alpha(T)}},$$

где показатель $\alpha(T) = 2,5$ при энергиях $T < 10^8$ Гэв и медленно возрастает до значения $\alpha = 3$ при $T = 10^8$ Гэв^{/8/}. 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 фотозумульсий. Из-за малой статистики зарегистрированных звезд выделение нуклон-нуклонных взаимодействий связано с большими трудностями и в большинстве случаев исследуются взаимодействия первичных частиц с ядрами^{х)}. Полученные таким образом экспериментальные данные мы будем рассматривать лишь в той мере, в какой это будет необходимо для получения информации о взаимодействии элементарных частиц.

Сведения о взаимодействиях в области энергий $T \geq 10^8$ 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^{/9/}); однако информация о первичных взаимодействиях высокоэнергичных частиц отсюда до сих пор получена еще очень незначительная, так как эти взаимодействия сильно затушеваны 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

х) 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 относят все звезды с числом черных лучей $n_b \leq 2$. Однако сравнение с фотозумульсионными 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, ^{/7,8/}). 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.

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 ЦЕРН^е при энергиях $T = 10$ и 26 Гэв показали, что "модель трубки" резко противоречит экспериментальным данным^{/10-14/}. Более того, даже при очень больших энергиях $T \gg 10$ Гэв известные в настоящее время экспериментальные данные можно объяснить, не привлекая этой модели^{/15/}.

Далее мы будем использовать те же сокращенные обозначения методов, с помощью которых получены экспериментальные данные, что и в работах^{/1-5/}.

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; в этих случаях будут приводиться ошибки, вычисленные по биномиальному или пуассоновскому законам (последние — если очень велико число анализируемых событий, или если учитываются также и ошибки нестатистического характера^{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. (Таковыми важными частными случаями являются, например, трехчастичные $N-N$ и $\pi-N$ реакции и двухчастичная аннигиляция антинуклонов; см. § 2,5 и 2,6).

х) Мы благодарны С.Н.Соколову за подробное обсуждение расчетов статистических ошибок.

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 $\sigma_{in}^{(n)} = \sum_{j,n} \sigma_j^{(n)}$.

Так как в сечении σ_{in} мы не включаем двухчастичных сечений σ_{ex} , σ_a и σ_{1e} , то для $N-N$ взаимодействий всегда $n > 2$. Если не учитывать очень малого вклада $\pi-N$ взаимодействий с рождением двух странных частиц $\pi+N \rightarrow Y+K$ ^{/2/}, то и в этом случае $n > 2$. При аннигиляции антинуклонов возможны двухчастичные реакции $\bar{N}+N \rightarrow \pi+\pi$, $\bar{N}+N \rightarrow K+K$ и т.д., однако, сечение этих реакций также очень мало^{/3/}.

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 такие распределения еще не получены.

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 .

Таблица 1

 W_n % ; Нуклон-нуклонное взаимодействие

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

х) Результаты работы ²¹ не исправлены на возможный пропуск событий при просмотре.
Поэтому истинные ошибки значительно больше указанных чисто статистических ошибок.

Таблица 2

 W_n % ; пион-нуклонное взаимодействие

Взаимодействие	Т, Гэв	Метод	Число частиц n			
			3	4	5	
$\pi^- - p$	0,9	С ³⁰	95 ⁺⁵ ₋₁₂ x	5 ⁺¹² ₋₅		
	0,96	С ³⁰	84,1±5,7 ^x	15,9±5,7		
	0,99	П-ПК, В-ПК ^{31,32} xx	<96,3±1,3	>3,7±1,3		
	1	С ³⁰	79,3±10,3 ^x	20,7±10,3		
	1	В-ПК ³³⁻³⁵	85,9±10,8	14,1±3,5		
	1,3	П-ПК ³⁶ +	<94,1 ^{+5,9} _{-10,9}	>5,9 ^{+2,9} _{-1,8}		
	1,37	В-ДК ³⁷ ++	80±5	20±5		
	1,45	В-ПК ³⁵	65,0±1,4	33,4±0,9	1,6±0,2	
	1,5	В-ДК ³⁸	92,6±2,6	7,4±2,6		
	1,72	В-ДК ³⁹	42,9±5,9	54,3±6	2,8±2	
	15,86	В-ПК ⁴⁰	~28	~10,5		
	17	ПЗ-ПК ⁴¹	12,3±1,9	20,8±2,5	22,0±2,6	
	17,86	П-ПК ⁴²	~4,8	~2,4		
	$\pi^+ - p$	0,82	В-ПК ⁴³	91±11,4	9±4,5	
		0,9	В-ПК ⁴³	91±11,8	8,3±4,5	
0,91		В-ПК ⁴⁴	90,9±7,2	9,1±2,1		
1,05		В-ПК ⁴³	81±12,1	19±5,5		
1,09		В-ПК ⁴⁴	77±6,5	23±3,5		
1,26		В-ПК ⁴⁴	70,5±6	28,5±3,8		
1,35		С ³⁰	74±6 ^x	26±10,3		
3,3		В-ПК ^{45Δ}	<61,8±7,9	>15,6±2,4	>22,6±3,0	
17		П-ПК ⁴¹	15±4	20,4±4,7	17,2±4,3	

х) Значение W_3 определено из соотношения: $W_3 = (\sigma_{in} - \sigma_v) / \sigma_{in}$,
сечение σ_{in} получено интерполяцией экспериментальных данных из обзора ³.

xx) Грубая оценка, полученная в предположении, что $W_3 \approx W_2^{\pm}$.

Для наглядности основные экспериментальные данные суммированы на рис. 1 и 2. На этих рисунках указаны также кривые, аппроксимирующие экспериментальные значения W_n^x .

В пределах ошибок измерений кривые $W_n(T)$, относящиеся к случаям взаимодействия с протоном и с нейтроном, оказываются практически одними и теми же.

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. Этим же обусловлен спад значений W_4 при $T > 5$ Гэв.

Так как сечение неупругих реакций в области энергий $T \geq 1$ Гэв практически постоянно, а число возможных каналов быстро возрастает, можно утверждать, что энергетическая зависимость $W_n(T)$ при $n > 3$ должна иметь характер кривых с максимумом. Именно такой вид имеет кривая $W_n(T)$ в случае π -N взаимодействий, хотя положение ее максимума, определенное из условия $W_4(T) < [100 - W_3(T) - W_5(T)]$, является не очень точным.

Чем больше n , тем при более высоких энергиях должен быть расположен максимум в $W_n(T)$.

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 /48,47/.

Из соображений изотопической инвариантности и инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению все приведенные выше данные таблиц и рисунков остаются неизменными, если одновременно поменять местами

$$p \rightarrow \bar{p}, \quad \pi^+ \rightarrow \pi^-, \quad (2)$$

или одновременно сделать замену

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

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 /3/). Подобные же усредненные данные будут приводиться и на всех последующих рисунках.

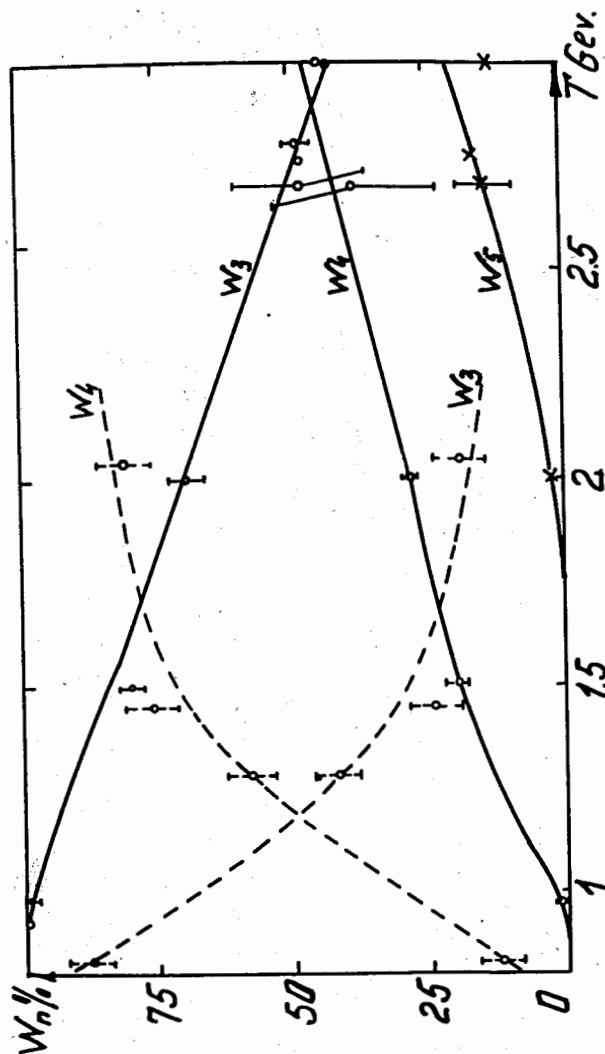


Рис. 1. Вероятность неупругих N-N взаимодействий с различным числом рождающихся частиц. Сплошные кривые p-p-взаимодействие, пунктирные кривые p-n-взаимодействие.

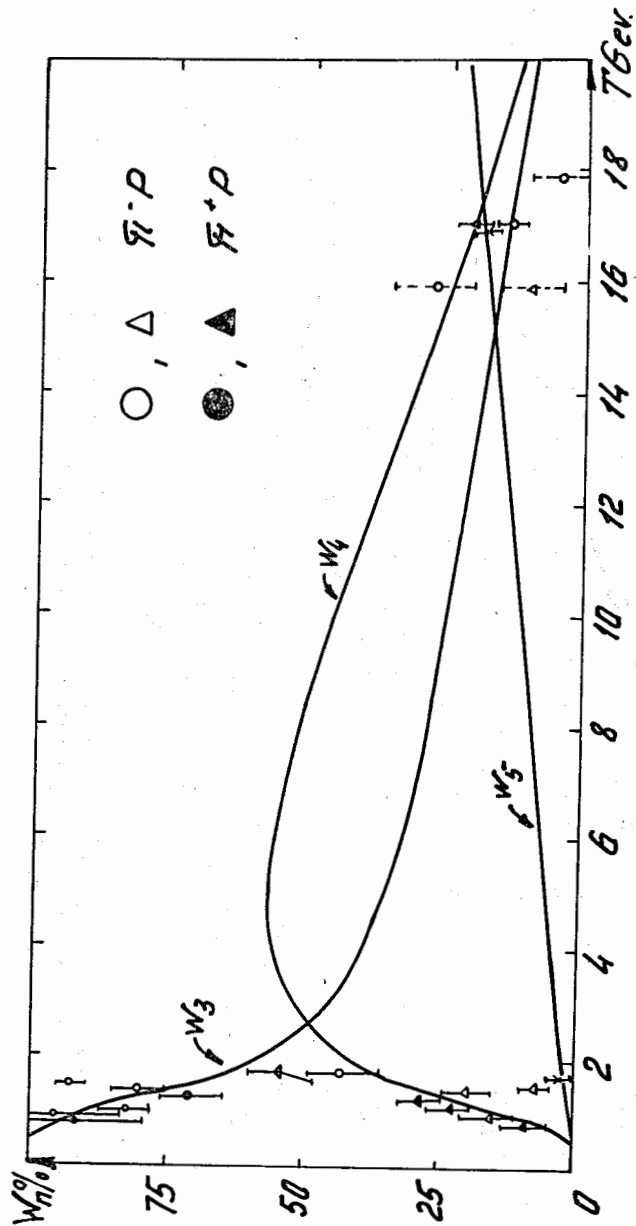


Рис. 2. Вероятность неупругих π -N взаимодействий с различным числом рождающихся частиц. Пунктиром отмечены экспериментальные точки для случая π -p взаимодействия. В пределах экспериментальных ошибок данные для π -p и p-p взаимодействий можно аппроксимировать одними и теми же кривыми.

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.

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

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}^2 представляет собой не что иное, как соответствующий коэффициент Клебша-Гордона):

σ_{in}^+ - 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^+ 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-p взаимодействий, так как в некоторых работах однолучевые p-p 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 π -N взаимодействий суммированы на рис. 3, 4. Здесь же приведены аппроксимирующие кривые, которые можно использовать для интерполяции экспериментальных значений.

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

+*) Грубая оценка, полученная в предположении, что $W_4 \approx W_4^{\pm}$.

+*) Приведено среднее двух значений, указанных в работе 37.

Δ) Значение W_3 получено из условия: $W_3 = (\sigma_{in}^2 - \sigma_4^2 - \sigma_5^2) / \sigma_{in}^2$
 при этом в $\sigma_4^2 = W_4 \sigma_{in}^2$ и $\sigma_5^2 = W_5 \sigma_{in}^2$ учтена лишь часть реакций с рождением нейтральных частиц.

Таблица 3
 $W_n^{\pm} \%$; р-р взаимодействие

Т, Гэв	Метод	Число лучей		n
		2	4	
0,81	В-ДК ¹⁶	100		
0,925	Ф ¹⁴	100		
0,97	В-ДК ¹⁸	100		
0,97	В-ПК ¹⁹	≥ 99,9	≤ 0,1	
1,5	В-ДК ²⁰	96,7±1,8	3,3±1,8	
1,5	В-ПК ²¹ x	93±1,1	7±1,1	
2	В-ПК ²²⁻²⁴	88,9±1,7	11,1±0,6	
2,7	Ф ²⁵	79±4,1	21±4,1	
2,75	В-ДК ²⁰	82,3±3,1	17,7±3,1	
2,85	В-ПК ²⁶	82,1±3,4	17,8±0,9	≤ 0,1
3	Ф ²⁷	81,3±4,1	18,7±4,1	
3,5	Ф ⁴⁸	74±8,9	24,2±4,3	1,8±0,9

x) См. примечание x) к таблице 1.

Таблица 3
 (продолжение)

Т, Гэв	Метод	Число лучей n					
		2	4	6	8	10	12
4,15	Ф ⁴⁹	58±8,5	41±6,4	0,7±0,4	0,3±0,3		
5,3	В-ДК ⁵⁰	45,4±8,7	48,5±8,7	6,1±4,1			
6,2	Ф ⁵¹	32,2±20,3	53,8±10,6	11,8±2,7	1,3±1,3	0,9±0,9	
6,2	Ф ⁵²	63,6±10,5	33,4±14,2	~3			
8,7	Ф ⁸	45,3±5,2	44,7±5,1	8,8±2,3	1,2±0,8		
9	Ф ^{7,53}	35,1±7,7	46±8,1	13,5±5,6	5,4±3,6		
9	Ф ⁵⁴	44,7±6,1	48±6,2	7,3±2,4			
9	Ф ⁵⁵	44,8±4,2	42,2±4,1	10,6±2,1	2,4±0,6		
9	Ф ⁵⁶	46,6±5,4	44,7±5,3	8,1±2,2	0,62±0,62		
9	Ф ⁵⁷	43,3±1,1	46,7±1,0	9,6±4,3	0,4		
14	Ф ⁵⁸	33,3±4,6	42,8±5,2	20,8±3,6	2,5±1,3	0,6±0,6	
14	Ф ⁵⁹	38,5±9,5	38,5±9,6	19,2±7,7	0	3,8±3,8	
18,9	Ф ⁶⁰	46,6±2,4	32,9±1,7	12,3±7,2	5,4±3,7	1,4±1,4	1,4±1,4
18,9	Ф ⁶¹	29±2	41±3	19±2	8±1	2±1	1±1
22,6	Ф ⁶²	37,8±6,7	33±6,5	19,8±5,5	7,5±3,8	1,9±1,9	
24	Ф ⁶³	28,5±2,7	42,4±2,9	21,9±2,4	6,2±1,4	1,0±0,6	
25	Ф ⁶⁴	23,6±8,2	30±8	29,1±8	8,2±9,0	6,4±9,3	~2,7
25,8	Ф ⁶⁵	33±11,9	28±12,3	27±12,3	10±1,3	~2	
27	Ф ⁶⁶	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

T, Гэв	Метод x	Число лучей n		
		0	2	4
0,81	В-ДК ¹⁶ хх	16,1±3,4	83,9±3,4	
0,97	В-ДК ¹⁸	25,7±7,2	74,3±15,1	
0,97	В-ПК ¹⁹	16,7±1,5	83,3±3,5	
1,5	В-ПК ²¹ хх	11±1,3	>75±2,3	< 14
2	В-ПК ²²⁻²⁴	16,4±0,7	79,8±1,7	3,8±0,5

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

xx) 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^8	33,6±5,5	52,7±7,9	12,7±3,3	0,9±0,9		
9	ϕ^{57}		79,7±11,9	19,1±5	1,2±1,2		
		30,6±5,1	53,8±5,0	13±5,7	2,2±6,0	~ 0,4	
9	ϕ^{55}	29,9±4,2	77,5±3,5	18,8±6,6	3,2±7,2		~ 0,5
			46±5,1	16,1±3,1	7,5±2,1	0,6±0,6	
9	ϕ^{67}		65,5±7,3	22,9±4,3	10,7±3	0,9±0,9	
			74,1±5,6	18,2±2,8	6,4±1,6	1,3±0,7	
14	ϕ^{59}		44,5±11,7	34,5±11,1	22± 9,7		
14	ϕ^{58}		49,0±6,2	27,5±4,7	17,3±3,7	3,9±1,8	2,3±1,4
18,9	ϕ^{61}	15±2	42±3	27±2	11±1	4±1	1±1
			50±3	32±3	13±2	4±1	1±1
18,9	ϕ^{60}		81±16	7±4	9±5	3±3	
25	ϕ^{64}		40±10	23,3±11,3	26,7±11,1	~ 6,7	~ 3,3
25,8	ϕ^{65}	29±14	31±14	17±15,3	20±15,2	~ 3	3
			43,6±12,8	24±15,1	28,2±14,2	~ 4,2	
27	ϕ^{66}		33,9±4,5	41,1±4,7	15,2±3,4	5,3±2,0	4,5±2

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

T, Гэв	Метод	Число лучей n			
		0	2	4	6
~0	ϕ^{68}	4,0±2,8	64±6,8	30±6,5	2±2
0,05	В-ПК ⁶⁹	2,5±1,7	40,7±5,5	50,6±5,6	6,2±2,6
(0±0,1)					
0,05	В-ПК, Д-ДК ⁶⁹	3,0±1,7	38,5±4,9	53,5±5	5±2,2
(0±0,1)					
0,08	П-ПК 70	5,9±2	40±4,2	49,7±4,3	4,4±1,7
(0±0,23)					
0,15	ϕ^{68}	21,7±8,7	56,6±10,4	21,7±8,7	
(0±0,23)					
0,47	П-ПК 71	2,4±0,5	36,7±1,6	56,2±1,7	4,7±0,7
0,92	В-ПК 72	1,0±0,6	36±5,2	54,6±1,3	8,4±0,3
1,27	В-ПК 73	7,3±0,5	32,2±0,9	50,9±1	9,1±0,5
2,2	В-ПК 74		37,4±2,3		
2,45	В-ПК 75			41,6±1,4	
2,76	В-ПК 157	32,4±3,6	49,8±1,8	10,2±1,0	7,6±4,1

Таблица 7

$W_n^{\pm} \%$; p-n взаимодействие

T, Гэв	Метод	Число лучей n			
		I	3	5	7
~0	ϕ^{68}	11,1±5,7	77,8±8	11,1±5,7	
0,05	Д-ДК ⁶⁹	7,1±6,8	71,5±12,1	21,4±11	
(0±0,1)					
0,08	П-ПК ⁷⁰	22,4±6,5	45±7,9	30,1±7,3	2,5±2,5
(0±0,23)					
0,15	ϕ^{68}	25±10,8	68,7±11,6	6,3±6	
(0±0,23)					
0,47	П-ПК ⁷¹	17,6±3,8	64,8±4,8	17,6±3,8	
0,9	В-ПК ⁷⁶	14,1	54,4±5,6	30,4±4,9	1,1
0,9	В-ПК ⁷⁷ x	12	64±10	23,5±10	

x) 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.

Таблица 8
 W_n^{\pm} % ; П-р взаимодействие

Т, Гэв	Метод	Число лучей n		
		0	2	4
0,8	В-ПК ⁷⁸	20±5	80±7	
0,81	В-ПК ³²			1,8±1,3 ^x
0,86	С ³⁰	19,5±3,1	80,5±8,9	
0,864	С ^{79,80}	15,9±3,1	84,1±9,2 ^{xx}	
0,871	В-ПК ⁸¹			1,8±0,2 ^x
0,89	В-ПК ⁸²	16,7±11,4	83,3±13,7	
0,95	В-ПК ⁸³		94,1±4	5,9±0,8
0,96	В-ПК ⁸⁴	17,5±5,5	79±20,8	3,5±1,7
			95,5±0,9	4,5±0,9
0,97	В-ПК ³²		2,0±1,8 ^x	
0,99	В-ПК, П-ПК ^{31,32}	12,9±2,6	85,6±11,7	1,5±1,1
			98,3±1,7	1,7±1,3
			98,3±1,7	1,7±1,3
I	В-ПК ³³⁻³⁵	17,5±6	80±8	2,5±1,2
			96,8±3,2	3,2±1,6
			77,7±11,7	
1,085	В-ПК ⁸²	22,3±11		
1,1		10,8±5		
1,1	В-ПК ³²			3,2±2,7 ^x
1,11	С ^{79,80}	9±2	491±2 ^{xx}	
1,15	φ ⁸⁵		100	
1,3	П-ПК ³⁶	18,7±3	76,3±7,9	5,2±2,5
			93,9±9,1	6,1±1,5
			93,9±10,3	6,1±1,8
1,37	Л-ДК ⁸⁶		97±2,8	3,0±2,8
1,37	В-ДК ³⁷		95,8±1,4	4,2±1,4
1,45	В-ПК ¹⁵⁵	21,9±1,5	72,8±1,8	5,3±0,2 ^x
1,5	В-ДК ³⁸		96,8±2,1	3,2±2,1
1,72	В-ДК ³⁹		90,5±3,1	9,5±3,1

x) Нормировано на $\sigma_{ин}$, т.е. нормировка включает и нуль-лучевые звезды.

xx) Величина W_2^{\pm} получена из соотношения $W_2^{\pm} = 100 - W_0^{\pm}$ при условии $W_4^{\pm} = 0$.

Таблица 8
 (продолжение)

Т, Гэв	Метод	Число лучей n					
		0	2	4	6	8	10
1,89	В-ПК ⁸⁷			11,5±2 ^x			
1,96	В-ПК ⁸⁸			13,5±2 ^x			
2	В-ПК ⁸⁹			8,9±0,3			
2,61	В-ПК ^{156,158}			58,6±4,6	18,2±0,7		
2,66	П-ПК ⁹⁰	12,3±2,1		65,8±6,2	20,5±2,9	1,4±1,4	
				75,0±7,1	23,4±3,3	1,6±1,6	
2,66	φ-ПК ⁹¹	8,3±3					
3,36	В-ПК ⁹²			71,0±1,1	28,6±0,7	0,4±0,1	
3,86	В-ПК ^{93,94}			63,8±0,9	23,5±0,5	12,7±1,0	
4,5	φ ⁹⁵	10±3,1		62,5±7,3	26,7±5,0	7,7±7,7	
				69,5±8,1	29,7±5,5	8,0±8,6	
4,5	φ ⁹⁶			73,4±4,2	22,2±4	4,4±1,9	
4,7	В-ДК ⁹⁷ +			68,4±4,4	29,2±4,3	2,4±1,5	
5,96	П-ПК, φ-ПК ^{98^{xx}}	5,5±1,9					
6,65	П-ПК ⁹⁹	2,7±1,0		45,4±4,2	43,9±4,3	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 ¹⁰⁰	7±2		47±4	41±4	5±2	1±1
				50,5±4	44±4	5,5±2	1±1
6,8	φ ¹⁰¹	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 ¹⁰²			36,6±2,1	49,3±1,9	13,2±2,5	0,8±1,0
7,5	φ ¹⁰³			45,7±6	42,8±6,4	10,5±3,2	0,9±0,9
7,15	φ ¹⁰⁴	5±2		53±5	31±4	9±3	2±1
				5615	3314	9±3	2±1
				43±7 ^Δ	37±7 ^Δ	12±5 ^Δ	4±3 ^Δ
10	В-ПК ¹⁰⁵	1,5±0,2		42,9±1,1	38,5±1,1	13,9±0,7	1,9±0,2
10,1	В-ПК ¹⁰⁶				36,2±1,5 ^x		
11,26	В-ПК ¹⁰⁷			43,5±1,1	39,2±1	14±0,7	2±0,2
		5,9±2,1		26,8±1,9	44,5±5,9	42,2±8,3,4 ⁺⁺	1,3±0,06

Таблица 8
(продолжение)

		0	2	4	6	8	10
16	В-ПК ¹⁰⁸	2±1	24,9±3,9	45,2±7,2	21,7±4,2	6,2±1,8	
17	ПФ-ПК ⁴¹		25,5±4	46,1±7,3	22,1±4,3	6,3±1,8	
17,86	П-ПК ⁴²	≤ 7,1	41,5±3,3	44,0±3,4	14,6±2,0		
17,96	П-ПК,Ф-ПК ^{98xx}	1,9±0,4					

x) Нормировано на $\bar{\sigma}_{in}$ т.е. нормировка включает и нуль-лучевые звезды.

*) С учетом поправок, приведенных в работе ⁹⁶.

xx) Ф-ПК фреоновая пузырьковая камера.

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

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

Таблица 9

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

T, Гэв	Метод	Число лучей n			
		1	3	5	7
0,82	С ³⁰ x	82,3±1,5	17,7±3,7		
0,82	В-ПК ^{43x}	>75,6±6,9 ⁺	>24,4±8,8 ⁺		
0,86	С ³⁰ x	84,3±3,6	15,7±6,4 ^{xx}		
0,9	В-ПК ^{43x}	>66,1±9,9 ⁺	>33,9±4,2 ⁺		
0,91	С,В-ПК ^{30,44x}	74,3±6,4	25,7±5,7 ^{xx}		
1,05	В-ПК ^{43x}	>64,5±10,3 ⁺	>35,5±7,7 ⁺		
1,09	С,В-ПК ^{30,44x}	61,7±5,9	38,3±9,7 ^{xx}		
1,15	Ф ⁸⁵	85,4±6,1	14,6±6,1		
1,26	С,В-ПК ^{30,44x}	51,8±5,2	48,2±7 ^{xx}		
1,37	Д-ДК ⁸⁶	53,5±9,6	46,5±9,6		
2,66	П-ПК ⁹⁰	41±8	46,7±6,8	9,8±2,7	2,5±1,9
4,5	Ф ⁹⁶	43,1±6,1	44,8±6,1	12,1±4	
4,5	Ф ⁹⁵	67,2±1,0	28,1±6,7	4,7±2,8	
6,66	П-ПК ⁹⁹	17,2±4,6	57±9,8	22,6±5,4	3,2±1,9
6,65	П-ПК ¹⁰⁰	15±6	67±7	18±6	
6,8	Ф ¹⁰¹	23,1±3,1	59,1±5	14,9±2,5	2,9±1,1
7,5	Ф ¹⁰³ ++		59±7,9	30,5±5,7	10,5±3,3
7,5	Ф ¹⁰⁴	30±5	49±5	18±4	2±2
		18±6 ^Δ	44±8 ^Δ	33±8 ^Δ	5±4 ^Δ
17	ПФ-ПК ⁴¹	31,3±5,2	36,5±5,6	30,5±5,2	1,7±1,2

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

xx) Значение W_3^{\pm} вычислено по формуле: $W_3^{\pm} = (100 - W_1^{\pm})$

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

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

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

Таблица IО

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

Т, Гэв	Метод	Число лучей n		
		2	4	6
0,82	В-ПК ⁴³	$> 91 \pm 11,4^x$	$< 9 \pm 4,5^{xx}$	
0,9	В-ПК ⁴³	$> 91 \pm 11,8^x$	$< 8,3 \pm 4,5^{xx}$	
0,9I	В-ПК ¹⁰⁹		$1,4 \pm 0,2$	
0,9I	В-ПК ⁴⁴	$> 90,9 \pm 7,2$	$< 9,1 \pm 2,1$	
0,99	В-ПК ^{110 +}	$93,6 \pm 26,2$	$6,4 \pm 1,1$	
1,05	В-КП ⁴³	$> 81 \pm 2,1^x$	$< 19 \pm 5,5^{xx}$	
1,09	В-ПК ¹⁰⁹		$4,3 \pm 0,2$	
1,26	В-ПК ¹⁰⁹		$6,9 \pm 0,4$	
1,35	В-ПК ¹¹¹	$91,0 \pm 0,6$	$9,7 \pm 0,2$	
1,37	Д-ДК ^{86 +}	$89,6 \pm 12,4$	$10,4 \pm 3,8$	
1,5I	В-ПК ¹¹²	$88,0 \pm 2,8$	$12,0 \pm 1,3$	
1,8I	В-ПК ¹¹³	$94,0 \pm 6,5$	$6,0 \pm 2,0$	
2,6I	В-ПК ¹¹⁴	$75,0 \pm 4,1$		
3,29	В-ПК ¹¹⁵		$37,7 \pm 2,5$	
3,3	В-ПК ^{45 ++}	$\leq 61,8 \pm 7,9$	$\geq 38,2 \pm 4,6$	
3,40	В-ПК ¹¹⁵		$36,8 \pm 1,8$	
3,5I	В-ПК ¹¹⁶		$29,7 \pm 1,3$	
3,86	В-ПК ¹¹⁷	$58,5 \pm 1,9$	$34,4 \pm 0,5$	$7,1 \pm 0,1$
3,86	В-ПК ¹⁵⁹	$50,0 \pm 5,4$	$44,6 \pm 5,1$	$\sim 5,4^{\Delta}$

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

xx) Грубая оценка: $W_4^{\pm} \approx W_4$

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

++) Значение W_2^{\pm} получено из условия: $W_2^{\pm} = (\sigma_{in} - \sigma_4^{\pm}) / \sigma_{in}$ при этом в W_4 не учтен вклад реакций с рождением шести и более частиц.

Δ) Значение W_6^{\pm} получено из условия: $W_6^{\pm} = 100 - W_2^{\pm} - W_4^{\pm}$

Таблица II

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

Т, Гэв	Метод ^x	Число лучей n	
		I	3
0,86	C ³⁰	$59,8 \pm 4$	$40,2 \pm 8,5$
0,864	C ^{79,80}	$58 \pm 3,8$	$42 \pm 8,9^{xx}$
I, II	C ^{79,80}	61 ± 3	
I, 3	П-ПК ^{36 +}	$> 46,3 \pm 11,1$	$< 53,7 \pm 11,1$

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

xx) Значение W_3^{\pm} вычислено по формуле: $W_3^{\pm} = 100 - W_1^{\pm}$.

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

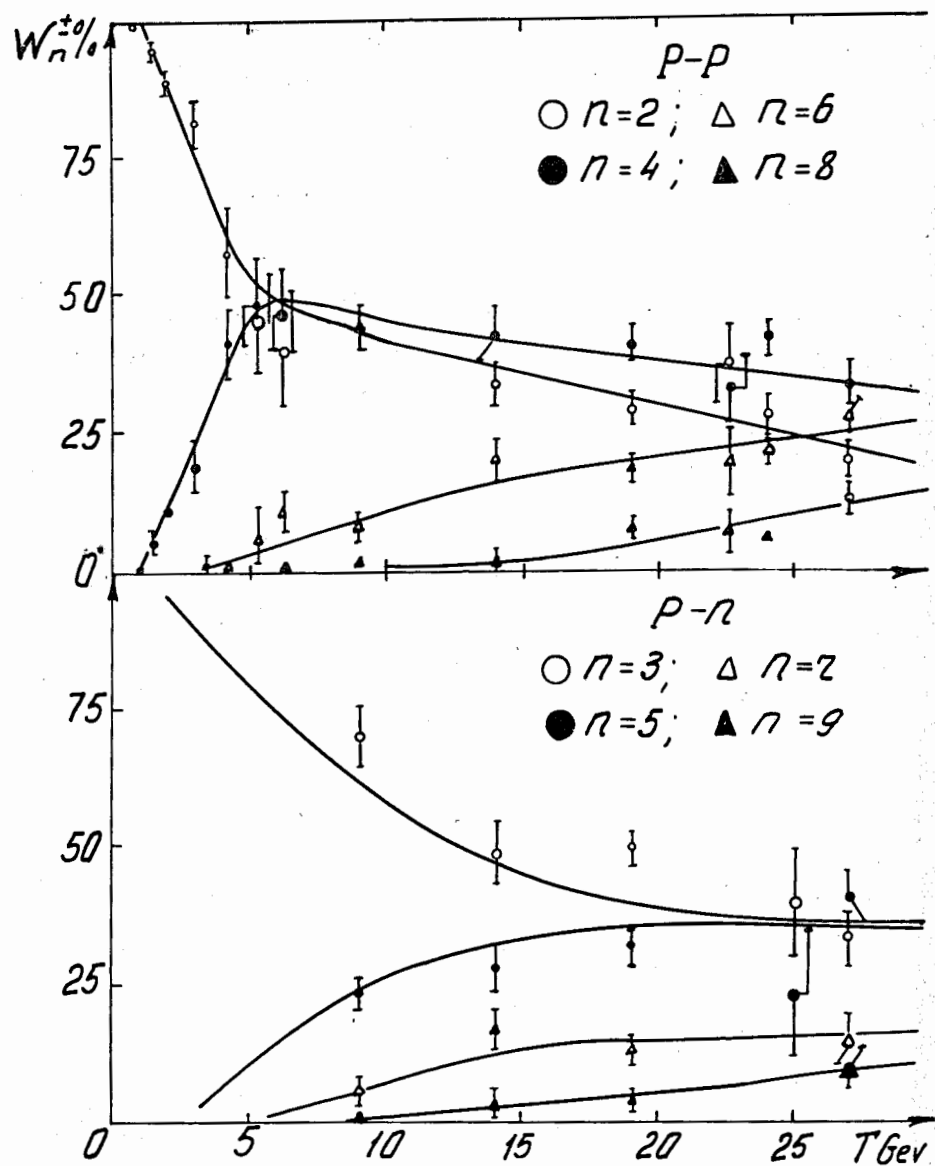


Рис. 3. Распределение неупругих N - N взаимодействий по числу лучей в звезде. Значком \bullet при $T=0$ Гэв отмечены совпадающие значения W_2^{\pm} и W_4^{\pm} . В случае $p-n$ взаимодействий однолучевые звезды в нормировку не включены.

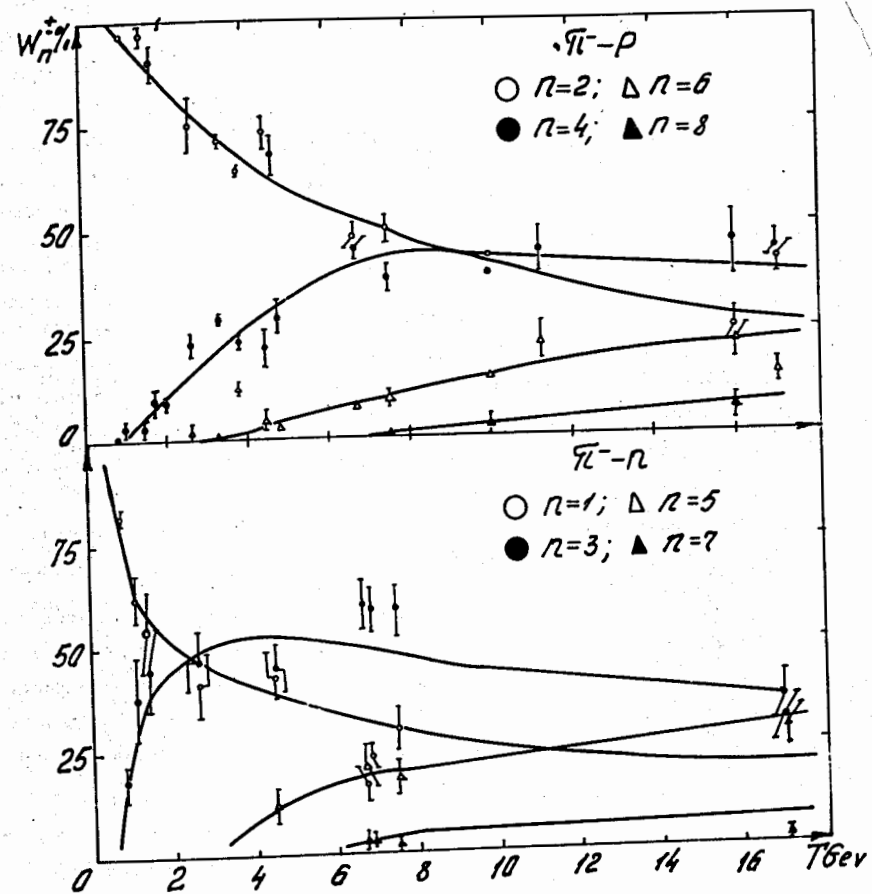
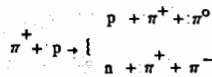


Рис. 4. Распределение неупругих $\pi-N$ взаимодействий по числу лучей в звезде.

Что касается взаимодействий с антинуклонами, то в исследованном интервале энергий от $T=0$ до $T=2,5$ Гэв значения W_n^{\pm} изменяются сравнительно слабо.

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^{х)}. Можно предполагать, что такие взаимодействия содержат значительную примесь так называемых центральных взаимодействий, характеризующихся относительно малыми параметрами удара. Экспериментальные данные говорят о том, что множественность рождающихся частиц и в неупругих столкновениях с большой неупругостью оказывается заметно больше средней.

Распределения W_n^{\pm} инвариантны по отношению к преобразованию (3), так как это преобразование изменяет лишь относительную вероятность рождения положительно 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



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 $\sigma_{st} / \sigma_{in} < 10\%^{1/2}$), а относительная вероятность рождения заряженных и нейтральных π -мезонов изотопически инварианта.

2.3. Среднее число рождающихся частиц

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

$$\bar{n} = \sum_n n w_n, \quad \bar{n}^{\pm} = \sum_n n w_n^{\pm}. \quad (5)$$

^{х)} Напомним, что коэффициент неупругости определяется как отношение энергии, затраченной на образование новых частиц ΔE , к полной энергии сталкивающихся частиц E : $k = \Delta E / E$. Очевидно, $0 \leq k \leq 1$.

В последнее время изучение этих величин приобрело особый интерес в связи с многочисленными попытками использовать для расчета неупругих взаимодействий при высоких энергиях методы комплексных моментов и различные диаграммные схемы (одномерное приближение, мультипериферическая модель и т.д. см., например, обзор /118/). Энергетическая зависимость средних чисел $\bar{n}(T)$ и $\bar{n}^{\pm}(T)$, к которой приводят эти теоретические построения, оказывается весьма специфической; сравнивая ее с экспериментом, можно сделать определенные заключения о пригодности той или иной теории.

Знание средней множественности частиц, рождающихся в $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиях, совершенно 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 $T \geq 0,8$ 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 $\sum_{n>1} w_n^{\pm} = 1$, 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 взаимодействия от изотопического спина становится пренебрежимо слабой, такая неопределенность является несущественной.

Часть данных, приведенных в таблице 12, получена из опытов с космическими лучами. Как уже отмечалось выше (см. приложение 4 на стр. 4), в этих данных может быть заметным 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

Таблица 12
Нуклон-нуклонные взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{n}^{\pm}	\bar{n}
p-p	0,81	B-ДК ¹⁶	2	3
	0,925	Ф ¹⁷	2	3
	0,97	B-ДК ¹⁸	2	3
	0,97	B-ПК ¹⁹	2	3
	1,5	B-ДК ²⁰	2,06	3,2
	1,5	B-ПК ²¹	2,14±0,02	3,21±0,02
	2	B-ПК ²²⁻²⁴	2,22±0,04	3,35±0,02
	2,7	Ф ²⁵	2,42±0,08	3,66±0,17
	2,75	B-ДК ²⁰	2,38±0,06	3,8
	2,85	B-ПК ²⁶	2,35±0,08	4±0,1 ^x
	3	Ф ²⁷	2,38±0,08	3,72 ^{+0,41} _{-0,34}
	3,5	Ф ⁴⁸	2,5±0,2 ^x	4,25±0,2 ^x
	4,5	Ф ⁴⁹	2,87±0,15	4,8±0,2 ^x
	5,3	B-ДК ⁵⁰	3,21±0,26	5,3±0,4 ^x

6,2	Ф ⁵¹	2,9±0,3 ^{xx}	4,85±0,4 ⁺
6,2	Ф ⁵²	2,8±0,3	4,7±0,5 ^x
8,7	Ф ⁸	3,22±0,12	5,3±0,2 ^x
9	Ф ^{7,53}	3,6±0,14	5,9±0,2 ^x
9	Ф ⁵⁴	3,27±0,16	5±0,3 ⁺⁺
9	Ф ⁵⁵	3,42±0,10	5,15±0,4 ⁺
9	Ф ⁵⁶	3,25±0,10	5,4±0,2 ^x
9	Ф ⁵⁷	3,34±0,06	5,5±0,2 [^]
14	Ф ⁵⁹	3,84±0,57	6,3±0,9 ^x
14	Ф ⁵⁸	3,9±0,2	6,35±0,3 ^x
18,9	Ф ⁶¹	4,3±0,2	6,95±0,3 ^x
18,9	Ф ⁶⁰	3,7±0,5	6,1±0,8 ^x
22,6	Ф ⁶²	4,1±0,6	6,7±0,9 ^x
24	B-ПК ⁶³	4,2±0,1	6,8±0,2 ^x
25	Ф ⁶⁴	5,0±1,2	8,0±1,8 ^x
25	B-ПК ¹¹⁹	5,2	8,3 ^x
25,8	Ф ⁶⁵	4,4±0,2	6,35±0,5 [^]
27	Ф ¹²⁰	4,0±0,5	6,5±0,8 ^x
27	Ф ⁶⁶	4,7±0,3	7,5±0,5 ^x
n-n ^{ΔΔ}	0,81	B-ДК ¹⁶	3
	0,97	B-ДК ¹⁸	3
	0,97	B-ПК ¹⁹	3
	1,5	B-ПК ²¹	3,21±0,02
	2	B-ПК ²²⁻²⁴	2,35±0,02
p-n	~0,83 (0±1)	B-ДК ²⁸	3,12±0,04
	1,24 (1±1,5)	B-ДК ²⁸	3,58±0,04
	1,46 (1±1,72)	B-ДК ²⁹	3,76±0,05
	2,04 (1,72±2,2)	B-ДК ²⁹	~2,2 ^x 3,81±0,05

	3,8 (1,4+6,2)	В-ДК ^{I2} Lx	~3,2	~5,3
	8,7	Φ ⁸	2,62±0,13	4,4±0,2 ^x
	9	Φ ⁵⁷	2,6±0,2	4,6±0,2 [▲]
	9	Φ ⁵⁵	3,06±0,14	5,56±0,21 ⁺
	9	Φ ⁵⁷ Δ	< 3,7±0,25	< 6,05±0,33 ^x
	14	Φ ⁵⁹ Δ	< 4,6±0,43	< 7,4±0,6 ^x
	18,9	Φ ⁶¹	4,0±0,2	6,5±0,3 ^x
	25	Φ ⁶⁴	4,3±1,0	6,9±1,5 ^x
	25,8	Φ ⁶⁵	3,7±0,3	6,35±0,5 [▲]
	27	Φ ⁶⁶ Δ	< 4,9±0,4	< 7,3±0,6 ^x
<i>N-N</i>	6,2	Φ ^{I22}	~ 2,6	~ 4,4
	14	МКВ (C ^{I2})I23	4 ± 1,1	6,5±1,6
	26,7	Φ ^{I24}	4,6±0,2	7,4±0,3 ^x
	28 (10+100)	КВ(AE ¹³) I25	7,28	11,4 ^x
	65 (50+80)	C ^{I26}	6,5±0,6	10,2±0,9 ^x
	85 (20+150)	КВ(C ^{I2})I27	5,6±0,2	8,9±0,3 ^x
	100	МКВ(C ^{I2})I23	7,4±0,5	11,2±0,7
	100 (80+120)	C ^{I26}	7±0,6	10,5±0,9 Δ Δ
	160 (120+200)	C ^{I26}	7,5±0,6	11,3±0,9 Δ Δ
	200	МКВ(LiH)I28	7±1	10,5±1,5
	250	Φ ^{I29}	8,8±1,9	13,2±2,9 Δ Δ
	250 (70+700)	Φ ^{I30}	11,6±3,6	17,4±5,4 Δ Δ
	250 (200+300)	C ^{I26}	9,5±1,2	14,2±1,8 Δ Δ
	300 (200+400)	МК,КВ(LiH)I31 □	9±1	13,5±1,5 Δ Δ
	500 (300+700)	C ^{I26}	11,2±1,5	16,8±2,2 Δ Δ
	10 ³	МКВ(C ^{I2})I23	9,9±1,4	14,9±2,1
	3·10 ³	Φ ²⁹	10,8±0,8	16,2±1,2 Δ Δ
	3·10 ³	Φ ^{I30}	15,2±2,0	22,8±3 Δ Δ
	3,5·10 ³	Φ ^{I32}	15±5	22,5±7,5 Δ Δ

x) 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 $\bar{n} \approx 1,5\bar{n}_{\pi^0} \approx 0,5$. Эти предположения совместны с условием, чтобы полные числа положительно и отрицательно заряженных частиц различались на две и одну единицы соответ-

ственно для случая p-p и p-n взаимодействий).

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

+) При этом предполагалось, что $\bar{n}_p + \bar{n}_n = 2$.

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

▲) Вычислено по экспериментальному значению \bar{n}_{π^\pm} (см. табл. I6): $\bar{n} \approx 1,5 \bar{n}_{\pi^\pm} + 2$.

▲▲) 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 значение \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.

Таблица 13

Аннигиляция антинуклонов

Взаимодействие	$T, \text{ГэВ}$	Метод	\bar{n}^{\pm}	\bar{n}	
$\bar{p}-p$	~ 0	Φ^{68}	$3,2 \pm 0,17$	$4,8 \pm 0,2^X$	
	~ 0	H^{137}	$3,1 \pm 0,1^X$	$4,65 \pm 0,15$	
	0,05 (0±0,1)	$B-III^{69}$	$3,21 \pm 0,12$	$4,94 \pm 0,31$	
	0,05 (0±0,1)	$B-III, D-IV^{69}$	$3,20 \pm 0,28$	$4,8 \pm 0,42$	
	0,08 (0±0,22)	$II-III^{70}$	$3,06 \pm 0,3$	$4,78 \pm 0,5$	
	0,15 (0±0,23)	Φ^{68}	$2 \pm 0,17$	$3,0 \pm 0,2^X$	
	0,47	$II-III^{71}$	$3,28 \pm 0,15$	$4,95 \pm 0,22$	
	0,92	$B-III^{77}$	$3,5 \pm 0,3$	$5,25 \pm 0,45^X$	
	0,92	$B-III^{72}$	$3,41 \pm 0,12$	$5,11 \pm 0,18^X$	
	1,27	$B-III^{73}$	$3,24 \pm 0,05$	$4,85 \pm 0,08^X$	
	1,27	$B-III^{138}$	$3,4 \pm 0,5^{XX}$	$5,3 \pm 0,9$	
	2,44	$B-III^{139}$	$3,6 \pm 0,23^{+X}$ $4 \pm 1,3^X$	$5,4 \pm 0,35^{+}$ $6,0 \pm 0,2$	
	$\bar{p}-n$	~ 0	Φ^{68}	$3 \pm 0,2$	$4,5 \pm 0,3^X$
		0,05 (0±0,1)	$D-IV^{69}$	$3,29 \pm 0,36$	$4,9 \pm 0,5^X$
		0,08 (0±0,23)	$II-III^{70}$	$3,25 \pm 0,38$	$4,9 \pm 0,6^X$
0,15 (0±0,23)		Φ^{68}	$2,62 \pm 0,33$	$3,9 \pm 0,5^X$	
0,47		$II-III^{71}$	$3 \pm 0,15$	$5 \pm 0,2$	
0,9		$B-III^{76}$	3,3	$4,9^X$	
0,9 (0,8±1)		$II-III^{77}$	$3,5 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,4^X$	

$\bar{p}-N$	~ 0	Φ^{I40}	$3,15 \pm 0,41$	$5,36 \pm 0,3$
	~ 0	Φ^{I41}	$3,21 \pm 0,1^X$	$4,82 \pm 0,12$
	0,08 (0±0,23)	Φ^{I42}	$3,1 \pm 0,4^X$	$4,7 \pm 0,6$
	0,09 (0±0,25)	Φ^{I43}	$3,4 \pm 0,7^X$	$5,1 \pm 1$
	0,14 (0±0,23)	Φ^{I44}	$3,5 \pm 0,3^X$	$5,3 \pm 0,4$
	0,14 (0±0,23)	Φ^{I40}	$3,35 \pm 0,1$	$5,33 \pm 0,4$
	0,17 (0±0,25)	Φ^{I41}	$3,78 \pm 0,1^X$	$5,66 \pm 0,12$

x) Получено в предположении, что $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$, т.е. $\bar{n} = 1,5\bar{n}^{\pm}$.

xx) При этом предполагалось, что $\bar{n}_{\pi^{\pm}} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$ и $\bar{n}_{K^{\pm}} \approx \bar{n}_{K^0}$.

+) Приведенное значение относится к реакциям без странных частиц.

Таблица I4

Пион-нуклонные взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{n}^{\pm}	\bar{n}
$\pi^- - p$	0,8	В-ПК ⁷⁸	2	3
	0,86	C ³⁰	2	3
	0,864	C ^{79,80}	2	3
	0,89	В-ПК ⁸²	2	3
	0,9	C ³⁰	2	3
	0,95	В-ПК ⁸³	2,12±0,09	3,05 ^{+0,12} _{-0,05}
	0,96	В-ПК ⁸⁴	2,1±0,02	3
	0,96	C ³⁰		3,16±0,06
	0,99	В-ПК ^{31,32}	2,03 ^{+0,06} _{-0,03}	>3,04
	I	C ³⁰		3,21±0,1
	I	В-ПК ³³⁻³⁵	2,06 ^{+0,09} _{-0,06}	3,16±0,11
	1,085	В-ПК ⁸²	1,56±0,23	
	1,3	П-ПК ³⁶	2,12 ^{+0,17} _{-0,12}	>3,06
	1,37	Д-ДК ⁸⁶	2,06±0,06	
	1,37	В-ДК ³⁷	2,08±0,03	3,2±0,05
	1,5	В-ДК ³⁸	2,1±0,1	3,1±0,03
	1,72	В-ДК ⁴⁹	2,2±0,1	3,6±0,1
	2,66	П-ПК ⁹⁰	2,22±0,06	3,6±0,1 ^X
	3,86	В-ПК ^{93,94}	2,98±0,07	4,7±0,1 ^X
	4,5	ϕ ⁹⁶	2,6±0,1	4,2±0,2 ^X
	4,5	ϕ ⁹⁵	3,1±0,2	4,9±0,3 ^X
	4,7	В-ДК ⁹⁷	2,7±0,1 ^{XX}	4,3±0,1
	6,65	П-ПК ¹³⁶	2,23±0,3 ^X	5,25±0,3 ⁺
	6,65	П-ПК ⁹⁹	3,16±0,09	5±0,2 ^X
	6,65	П-ПК ¹⁰⁰	2,9±0,15	4,6±0,2 ^X
	6,8	ϕ ¹⁰¹	3±0,1	4,8±0,2 ^X
	7,2	В-ПК ¹⁰²	3,5±0,19	5,5±0,29 ^X
	7,5	ϕ ¹⁰³	3,33±0,22	5,5±0,3 ^X
	7,5	ϕ ¹⁰⁴	3±0,15	4,8±0,2 ^X

$\pi^- - n$	10	В-ПК ¹⁰⁵	4±0,3 ⁺⁺	6,3±0,4 ^{++X}
	11,26	В-ПК ¹⁰⁷	3,38±0,08	5,3±0,15 ^X
	16	В-ПК ¹³⁵	3,8±0,5	6±0,8 ^X
	16±3	В-ПК ¹⁰⁸	4,3±0,1	6,7±0,2 ^X
	16,06	ϕ ¹⁴⁷	4,1±0,1	6,4±0,2 ^X
	17	$\Pi \Phi$ -ПК ⁴¹	3,65±0,16 ^X	5,72±0,24
			3,47±0,18	4,95±0,25
	0,82	C ³⁰	1,35	3
	0,82	В-ПК ⁴³	1,49±0,27	3,09±0,38
	0,86	C ³⁰	1,31	3
	0,9	В-ПК ⁴³	1,68±0,16	3,06±0,38
	0,91	C ³⁰	1,51	3
	1,05	В-ПК ⁴³	1,71±0,23	3,19±0,42
	1,09	C, В-ПК ^{30,44}	<1,77	3,2
	1,15	ϕ ⁸⁵	1,29	
	1,26	C ³⁰	<1,96	
	1,35	C ³⁰		3,26
1,37	Д-ДК ⁸⁶	1,93		
2,66	П-ПК ⁹⁰	2,46±0,12	3,9±0,2 ^X	
4,5	ϕ ⁹⁶	2,37±0,18	3,8±0,3 ^X	
4,5	ϕ ⁹⁵	1,75±0,25	2,9±0,4 ^X	
6,65	П-ПК ¹³⁶	3,5±0,5 ^X	5,5±0,6 ⁺	
6,65	П-ПК ⁹⁹	3,14±0,15	5±0,3 ^X	
6,65	П-ПК ¹⁰⁰	3,1±0,2	4,9±0,3 ^X	
6,8	ϕ ¹⁰¹	3±0,1	4,8±0,2 ^X	
7,5	ϕ ¹⁰⁴	2,85±0,15	4,5±0,3 ^X	
17	$\Pi \Phi$ -ПК ⁴¹	3,5±0,4 ⁺⁺	5,5±0,6 ^{++X}	
		3,05±0,	5,12±0,2	
$\pi^+ - p$	0,82	В-ПК ⁴³	2,18±0,29	3,09±0,38
	0,9	В-ПК ⁴³	2,15±0,29	3,06±0,38
	0,91	В-ПК ⁴⁴	~2,18	3,08±0,16
	0,99	В-ПК ¹¹⁰ ▲	2,13	3
	1,05	В-ПК ⁴³	~2,38	3,19±0,42
	1,09	В-ПК ⁴⁴		3,23±0,4
	1,26	В-ПК ⁴⁴		3,25±0,2

	1,35	C^{30}		3,26
	1,35	B-III ^{III}	$2,21 \pm 0,05$	
	1,37	D-III ⁸⁶ Δ	2,21	
	1,51	B-III ^{II2}	$2,24 \pm 0,1$	
	1,81	B-III ^{II3}	$2,12 \pm 0,2$	
	3,3	B-III ⁴⁵	$\sim 2,76$	$\sim 3,6$
	4,86	B-III ^{II7}	$2,86 \pm 0,01$	$\sim 4,5^x$
$\pi^+ - n^{\Delta\Delta}$	0,86	C^{30}	1,84	3
	0,864	$C^{79,80}$	1,8	3
	1,11	$C^{79,80}$	$> 1,78$	3,2
$\pi - N$	1,3	B-III ³⁶	$> 1,93$	$> 3,06$
	34,6	$\bar{\pi}^{I48} \Delta$	$< 6,4$	$< 9,9^x$
	(20+50)			
	35	KB(C^{I2}) $I48 \Delta\Delta$	4+1	$6,3 \pm 1,5^x$
	(30+40)			
	45	KB(C^{I2}) $I49 \Delta\Delta$	$5,7 \pm 0,6$	$8,8 \pm 0,9^x$
	(30+60)			

- x) Вычислено в предположении, что $\bar{n}_p \approx \bar{n}_n \approx 0,5$ и $\bar{n}_{\pi^\pm} \approx 2\bar{n}_\pi$ (см. табл. I7). В этом случае $\bar{n} \approx 1,5\bar{n}^\pm + 0,25$.
- xx) С учетом поправок: приведенных в работе⁹⁶.
- +) Получено в предположении, что число рождающихся нуклонов $\bar{n}_N = 1$ и $\bar{n}_{\pi^\pm} \approx 2\bar{n}_\pi$.
- ++) Приведенное значение относится к взаимодействиям, для которых коэффициент неупругости $K^* > 0,5$ ("зеркальная система координат").
- 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: $\bar{n}(\pi^+p) = \bar{n}(\pi^-n)$.
- $\Delta\Delta$) 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 фотозумльсией.
- $\Delta\Delta$) Строго говоря, приведенные данные относятся к взаимодействиям $\pi^- + C^{12}$. Так как в эти данные основной вклад дает быстрые ливневые частицы, можно ожидать, что отличие от случая π^- -N взаимодействий будет невелико.

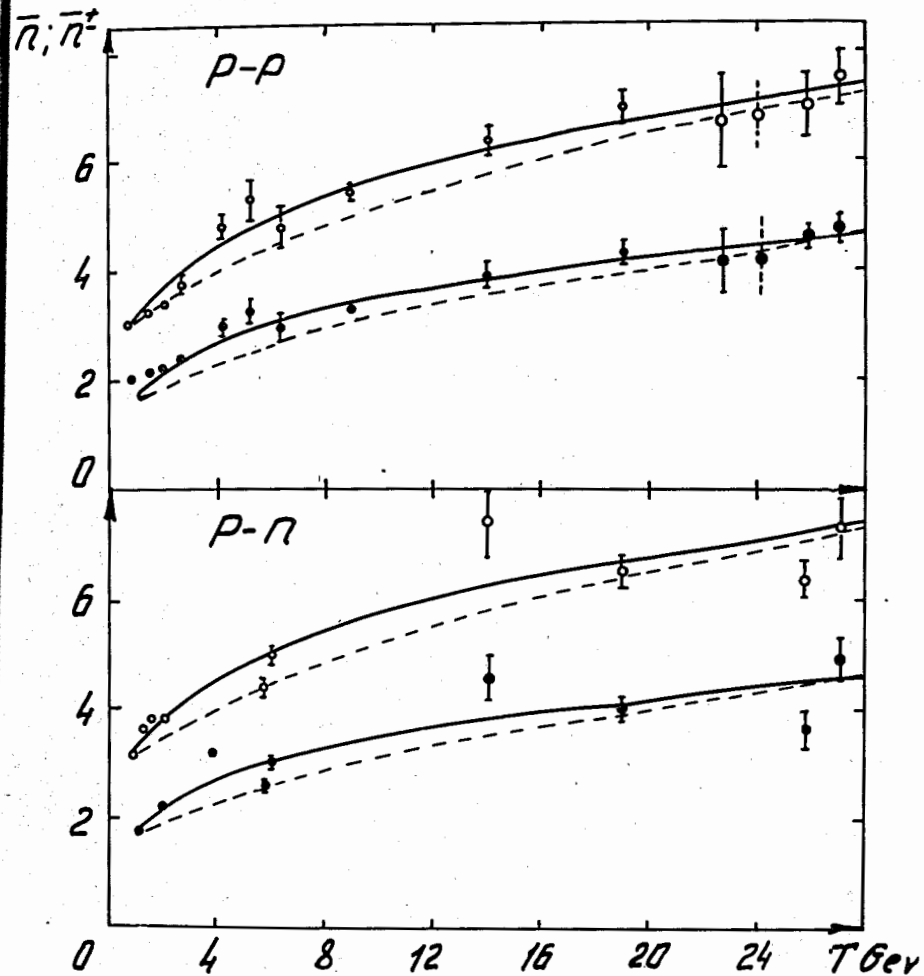


Рис. 5. Среднее число частиц, рождающихся в N-N взаимодействиях при ускорительных энергиях. Значками \circ и \bullet отмечены соответственно значения \bar{n} и \bar{n}^\pm . Сплошными кривыми нанесены интерполяционные функции $a + bT^{1/2}$, пунктиром - интерполяционные функции $a' + b'T^{1/2}$ (см. табл. 15).

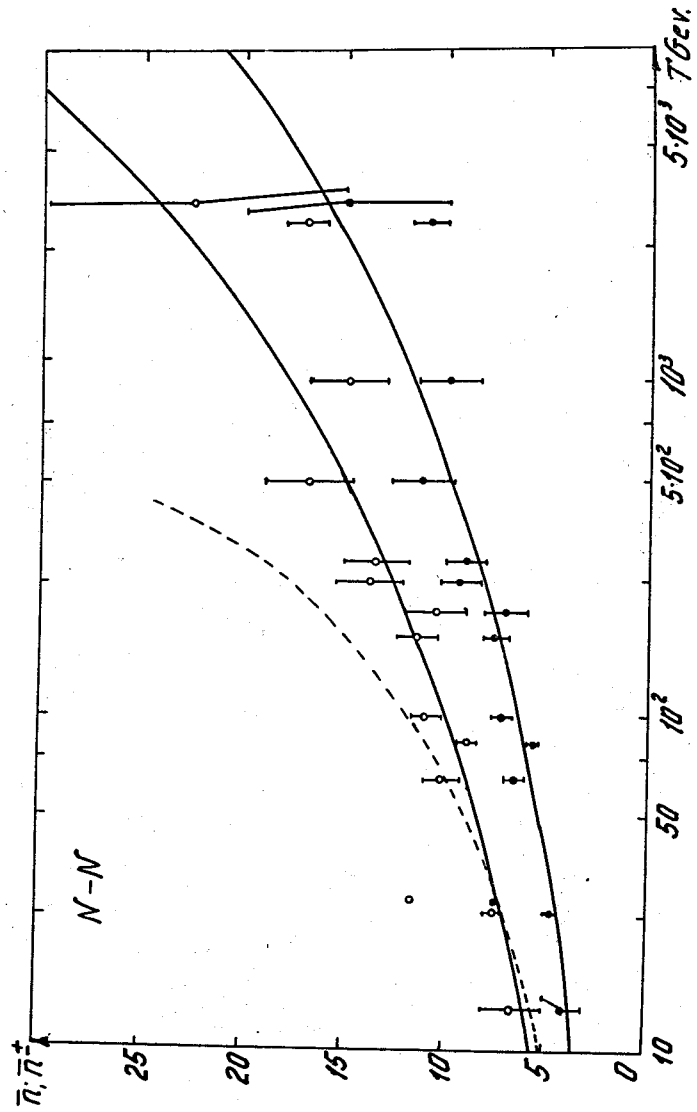


Рис. 6. Среднее число частиц, рождающихся в $N-N$ взаимодействиях при ультравысоких энергиях. Все обозначения те же, что и на рис. 5.

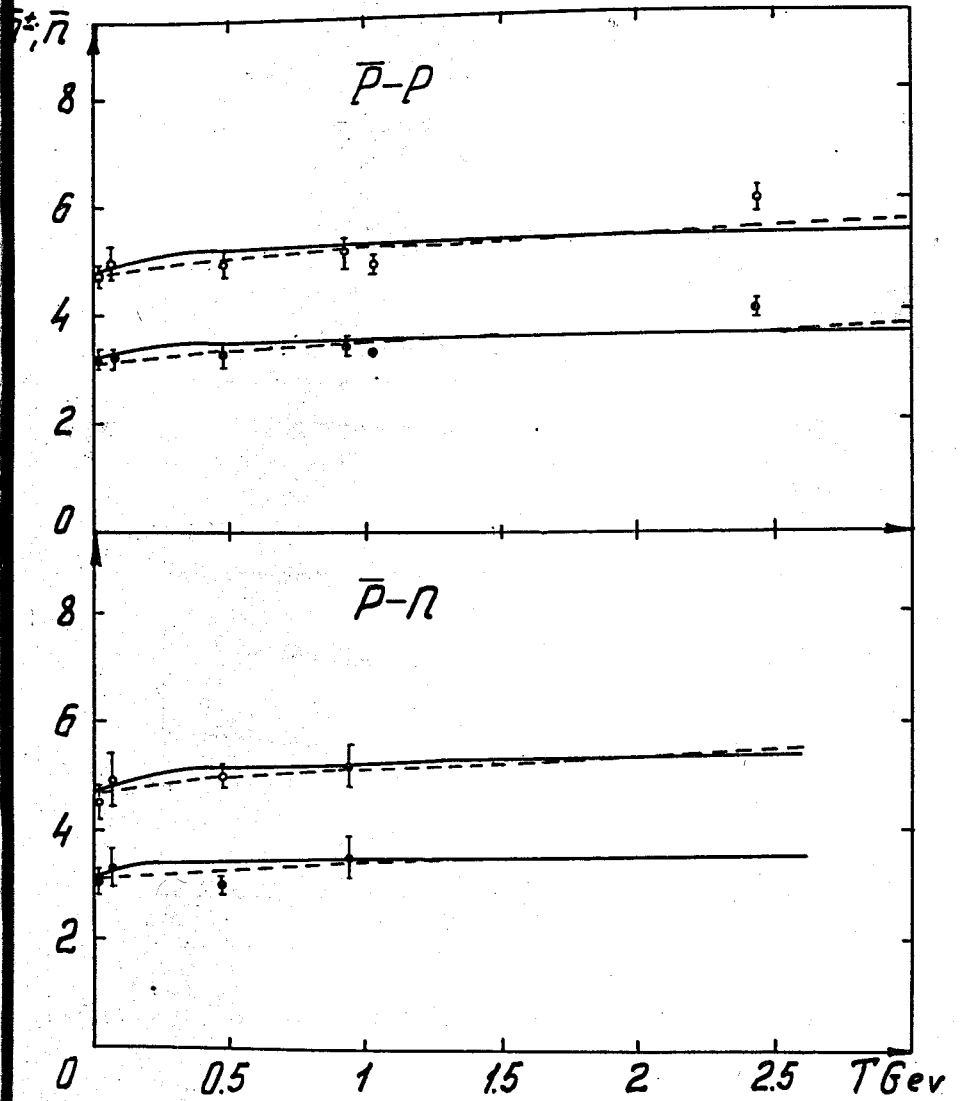


Рис. 7. Среднее число частиц, рождающихся в $\bar{N}-N$ взаимодействиях. Все обозначения те же, что и на рис. 5.

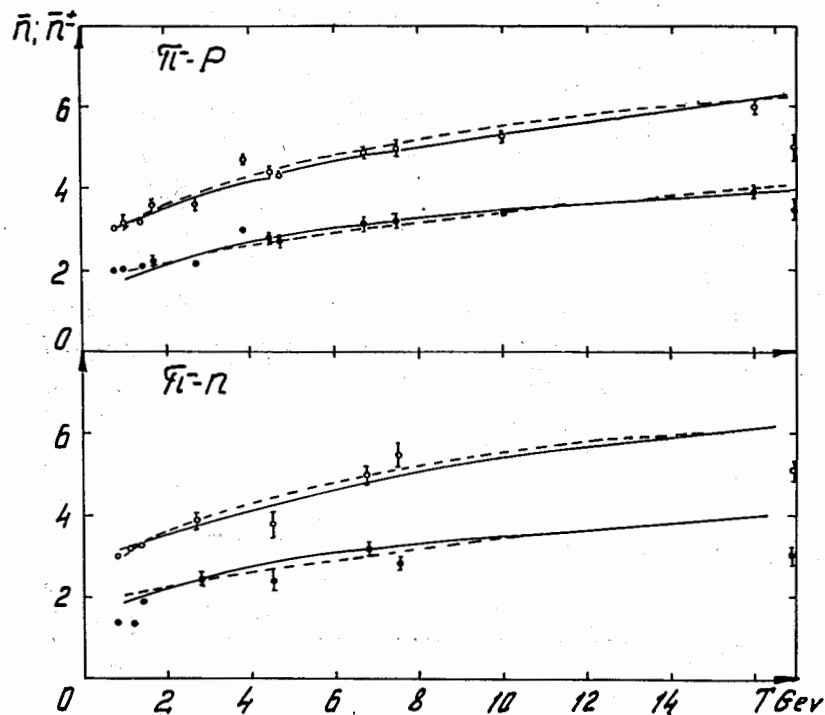


Рис. 8. Среднее число частиц, рождающихся в π -N -взаимодействия, Все обозначения те же, что и на рис. 5.

почти не испытывают внутриядерных взаимодействий. Как показали исследования на ускорителях, характеристики таких частиц близки к тому, что наблюдается при столкновении свободных нуклонов (см., например, /10-12/). Поэтому примесь ядерных взаимодействий не может существенно сказаться на данных таблицы 12.

Из приведенных данных видно, что в то время как максимально число рождающихся частиц при увеличении энергии T быстро возрастает, средние числа \bar{n} и \bar{n}^+ изменяются сравнительно медленно. В области ускорительных энергий $T < 30$ Гэв энергетическая зависимость средней множественности рождающихся частиц может быть аппроксимирована функцией

$$\bar{n}(T) = \frac{3}{2} \bar{n}^+(T) + c - a T^{1/4} + b; \quad (6)$$

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

Формула (6) хорошо согласуется с результатами расчетов по статистической теории множественного рождения частиц /33/.

Экспериментальные и теоретические отклонения от этой формулы наблюдаются лишь в случае N - N и π - N взаимодействий при $T < 1$ 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,

$$\bar{n}(T) = \frac{3}{2} \bar{n}^+(T) + c - a' T^{1/2} + b'; \quad (7)$$

(см. таблицу 15).

Таблица 15

Значения параметров в формулах (6) и (7)

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

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 величин.

Из рис. 6 видно, что вплоть до энергий $T = 100$ Гэв экспериментальные данные можно хорошо аппроксимировать как кривой (6), так и кривой (7). При больших энергиях множественность возрастает заметно медленнее, чем $T^{1/2}$.

В недавней работе /134/ из нового анализа фотоэмульсионных космических данных различных авторов получены следующие "средние мировые" значения множественности заряженных частиц \bar{n}^{\pm} :

17.1 ± 3.1	при $T = 2.8 \cdot 10^3$ Гэв
16.2 ± 2.1	при $T = 10^4$ Гэв
15.4 ± 2.8	при $T = 1.8 \cdot 10^4$ Гэв

для $N-N$ взаимодействий и

10.1 ± 2.3	при $T = 1.6 \cdot 10^2$ Гэв
10.2 ± 1.6	при $T = 6.4 \cdot 10^2$ Гэв
10.3 ± 2	при $T = 8.1 \cdot 10^2$ Гэв
10.4 ± 2.4	при $T = 1.15 \cdot 10^3$ Гэв

для $\pi-N$ взаимодействий.

На основе этих данных в работе /134/ получено чрезвычайно важное заключение о "насыщении" множественного образования частиц при энергиях $T = 3 \cdot 10^3 - 10^4$ Гэв в $N-N$ взаимодействиях и при $T = 2 \cdot 10^2 - 10^3$ Гэв в $\pi-N$ взаимодействиях.

Однако это заключение не представляется достаточно убедительным.

Как уже отмечалось выше, при энергиях $T = 10^3 - 10^4$ 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 изолированно 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 $T = 10^{10}$ 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.

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

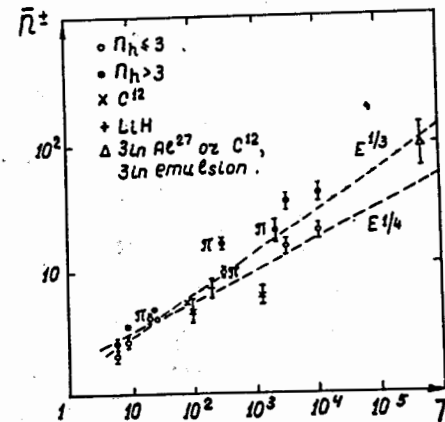


Рис. 8. Среднее число заряженных частиц, рождающихся при взаимодействиях протонов и π -мезонов с ядрами по данным работы /8/. n_n число черных треков в звезде (медленные частицы в основном протоны). Значком π отмечены ядрами ливневых частиц, образовавшихся в предыдущем ядерном взаимодействии. Подавляющее большинство этих частиц являются π -мезонами (около 80% см²). Пунктиром нанесены интерполяционные кривые.

Как уже обсуждалось выше (см. § 2.2), средние числа \bar{n} и \bar{n}^{\pm} инварианты 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 /135/.

$$\frac{\bar{n}^{\pm}}{n} = 4.4 \pm 0.2 \text{ в реакциях со странными частицами}$$

$$\frac{\bar{n}^{\pm}}{n} = 2 = 4.3 \pm 0.1 \text{ в среднем по всем каналам реакции.}$$

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 /136/.

$\bar{n}_{\pm} = 2,5 \pm 0,1$ в реакциях со странными частицами
 $\bar{n}_{\pm} = 3,2 \pm 0,2$ в среднем.

При этом рождение пары К-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 $4,95 \pm 0,2$ ^{71/}).

2.4. Множественность рождающихся протонов, нейтронов

и π -мезонов

Из статистических соображений, основанных на изотопической инвариантности, можно ожидать, что в каналах с достаточно большим числом рождающихся частиц множественности заряженных π -мезонов в среднем приблизительно в два раза выше, чем средняя множественность π^0 -мезонов: $\bar{n}_{\pm} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}$. Если число рождающихся частиц $\bar{n} \gg 1$, то приблизительно равными становятся также числа π^+ и π^- -мезонов: $\bar{n}_{\pi^+} \approx \bar{n}_{\pi^-} \approx \bar{n}_{\pi^0}$.^{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 $\bar{n}_{\pi^+} - \bar{n}_{\pi^-} - \bar{n}_{\pi^0}$ хорошо выполняется при всех энергиях (см. таблицу 18).

Если число рождающихся частиц $\bar{n} \gg 1$, то приближенно можно считать, что равны также средние числа рождающихся протонов и нейтронов: $\bar{n}_p \approx \bar{n}_n$. В случае N-N взаимодействий это равенство выполняется заметно лучше, чем в случае

$\pi-N$ взаимодействий.

^{x)} В общем случае, очевидно:

$$\bar{n}_{\pi^+} + \bar{n}_{\pi^0} = \bar{n}_{\pi^-} + \bar{n}_T + Q,$$

где Q - суммарный электрический заряд сталкивающихся частиц, $\bar{n}_{\pi^{\pm}}$ - число заряженных 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	В-ДК ¹⁶ x	>0,72	>0,04	>1,04	>0,72
	0,925	Ф ¹⁷	0,8±0,1	0,2±0,1	1,2±0,1	0,8±0,1
	0,97	В-ДК ¹⁹	0,83±0,07	0,17±0,03	1,14±0,09	0,81±0,07
	0,97	В-ДК ¹⁸ x	>0,73	>0,18	>1,19	>0,73
	1,5	В-ДК ²¹ xx	>0,82±0,03	>0,11±0,01	>1,04±0,01	>0,68±0,02
	2	В-ДК ²²⁻²⁴	0,97±0,04	0,37±0,02	1,24±0,04	0,76±0,03
	2,75	В-ДК ²⁰ +	1,4	0,6	1,19	0,76
	2,85	В-ДК ²⁶ x			>0,79±0,04	>0,52±0,02
	3,5	Ф ⁴⁸	1,5±0,2	0,75±0,1 ⁺⁺		
	6,2	Ф ⁵¹	1,9±0,3	0,95±0,2 ⁺⁺	0,96±0,18	1,04±0,18 [▲]
	9	Ф ⁵⁷	2,36±0,14	1,18±0,07 ⁺⁺	0,98±0,14	1,02±0,14 [▲]
	9	Ф ⁵⁴	1,9±0,2	0,76±0,27	1,2±0,14	0,8±0,14 [▲]
	9	Ф ⁵⁵	2,24±0,14	0,9±0,3	1,18±0,1	0,82±0,1 [▲]
	14	Ф ⁵⁸	2,53±0,19	1,26±0,1	1,24±0,09	0,76±0,1 [▲]
	18,9	Ф ¹⁵⁰	3,7±0,5	1,8±0,3 ⁺⁺		

	24	В-ПК ⁶³	3,2	1,6	1,0	1,0
	24,5	В-ПК ^{I54}	3,7±0,4 ^{ΔΔ}			
	25,8	φ ⁶⁵	2,9±0,2	1,45±0,2 ⁺⁺	1,5±0,1	0,5±0,1 [▲]
ρ-n	8,7	φ ⁸	2,82±0,21	1,61±0,49	1,11±0,1	0,89±0,1 [▲]
	9	φ ⁵⁷	<1,76±0,09	<0,88±0,05 ⁺⁺	I	I [▲]
	9	φ ⁶⁷ ▲▲	<2,5±0,14	<1,3±0,07 ^{xx}	<1,24±0,14	>0,76±0,14 [▲]
	25,8	φ ⁶⁵	2,9±0,2	1,45±0,2	0,7±0,1	1,3±0,1 [▲]
N-N	6,2	φ ^{I22}	1,51±0,18	0,75±0,1 ⁺⁺		
	100	МКВ(С ^{I2}) ^{I23}	3,4±0,7	1,7±0,4 ⁺⁺	<1,2±0,25 ^Δ	~0,8 [▲]
	10 ³	МКВ(С ^{I2}) ^{I23}	5,5±1,0	2,7±0,4 ⁺⁺	<0,8±0,2 ^Δ	

- х) Приведенные значения являются нижними оценками, так как при их вычислении была отброшена та часть событий, в которой не удалось однозначно определить сорт рождающихся частиц.
- xx) См. примечание х) к табл. I.
- +) В тех случаях, когда в данных работ²⁰ 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.
- ΔΔ) Значение получено из взаимодействий с образованием К-мезонов. Соответствующее значение для взаимодействий с образованием гиперонов равно $\bar{n}_{\pi^{\pm}} = 4,3 \pm 0,6$.

Таблица I7

Пион-нуклонные взаимодействия

Взаимодействие	Т, Гэв	Метод	$\bar{n}_{\pi^{\pm}}$	\bar{n}_{π^0}	\bar{n}_p	\bar{n}_n
π ⁻ -p	0,8	В-ПК ⁷⁸				
	0,86	С ³⁰	1,2±0,17	0,8±0,07	0,4±0,02	0,6±0,04
	0,96	В-ПК ⁸⁴	>1,24±0,06	>0,72±0,07	>0,35±0,02	>0,59±0,04
	I	В-ПК ³³⁻³⁵	>1,42±0,18	>0,61±0,07	>0,28±0,06	>0,61±0,08
	I,3	П-ПК ³⁶	>1,32±0,15	>0,71±0,22	>0,32±0,05	>0,65±0,12
	I,5	В-ДК ³⁸	1,51±0,16	0,56±0,06	0,55±0,08	0,45±0,05
	I,72	В-ДК ³⁹	1,9	0,79	0,28	0,72
	3,5	φ ^{I53}	1,57±0,15	0,86±0,10		
	3,86	В-ПК ^{93,94}	1,70±0,02	0,80±0,01	0,52±0,01	0,36±0,01
	4,5	φ ⁹⁵	1,68±0,33	0,84±0,16 ^x	0,65±0,23	0,35±0,23 ^{xx}
6,65	П-ПК ⁹⁹	2,6±0,3 ^x	1,3±0,2	0,55±0,3	0,45±0,3 ^{xx}	
6,65	П-ПК ^{I36}	2,96±0,25 ^x	1,48±0,18			
I7	ПФ-ПК ^{4I}	3,00±0,09	1,59±0,08	0,47±0,04	0,53±0,04	
π ⁻ -n	I,09	В-ПК ⁴⁴⁺	<1,13±0,1	<0,62±0,06	<0,62±0,06	>0,14±0,03
	I,26	В-ПК ⁴⁴⁺	<1,17±0,1	<0,5±0,05	<0,5±0,05	>0,19±0,03
	3,86	В-ПК ^{II7}	2,07±0,01	0,67±0,01	0,22±0,01	0,77±0,01
	4,5	φ ⁹⁵	1,47±0,29	0,73±0,29 ^x	0,20±0,12	0,8±0,12
	6,65	В-ПК ^{I45}	3 ± 0,45 ^x	1,5±0,3		
	I7	ПФ-ПК ^{4I}	3,05±0,17	1,53±0,15	0,27±0,05	0,73±0,08

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

Таблица 18

Аннигиляция антинуклонов при энергии $T = 0,08$ ($0 \pm 0,23$) Гэв 70
(П-ПК).

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

х) 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).

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 $n_T/\lambda = 0,8$ при $T \approx 1$ Гэв до значения $n_T/\lambda = 0,3$ при $T \approx 25$ Гэв. При дальнейшем увеличении энергии отношение n_T/λ изменяется очень медленно и при гигантских энергиях $T = 10^5 - 10^6$ Гэв составляет $\sim 0,2^{151,152/}$.

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 $T \approx 18$ Гэв - около 0,2. Для больших энергий экспериментальных данных в настоящее время не известно.

Имеются экспериментальные указания, что в области очень высоких энергий при взаимодействиях с большей множественностью и большим коэффициентом неупругости образуется относительно большое число тяжелых частиц ^{146/}.

Более подробное обсуждение этих вопросов можно найти в обзоре ^{12/}.

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 более 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 $N \leftarrow N$ и $\pi-N$ реакций указаны в таблица 18-25. На рис. 10-13 приведены соответствующие интерполяционные кривые.

Как видно, число экспериментальных точек и их точность в области $T \geq 1$ Гэв весьма невелики. В частности, обращает на себя внимание сильное различие (приблизительно в два раза) счетчиковых и камерных данных по $\pi-N$ взаимодействиям. Чтобы лучше определить энергетическую зависимость сечений, в таблицах и на рисунках указаны данные также и для небольших энергий, вплоть до порога.

Таблица 19

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

T	Метод	σ , мб
≤ 289 Мэв		0
295	C160	$< 0,004$
313	C160	$0,006 \pm 0,004$
328	C160	$0,014 \pm 0,006$
350	C160	$0,018 \pm 0,006$
360	C160	$0,030 \pm 0,008$
374	C160	$0,04 \pm 0,01$
400	C160	$0,09 \pm 0,02$
412	C160	$0,12 \pm 0,02$
445	C160	$0,20 \pm 0,02$
458	C160	$0,30 \pm 0,03$
485	C160	$0,45 \pm 0,03$
507	C160	$0,71 \pm 0,05$
531	C160	$0,84 \pm 0,06$
560	C160	$1,24 \pm 0,07$
590	C160	$1,84 \pm 0,13$
597	C160	$1,96 \pm 0,13$
610	C160	$2,25 \pm 0,13$
622	C160	$2,61 \pm 0,17$
630	C160	$2,74 \pm 0,16$
538	C160	$2,90 \pm 0,18$
645	C160	$2,93 \pm 0,17$
652	C160	$3,00 \pm 0,18$
660	C160	$3,22 \pm 0,17$
650	B-ПК ¹⁶¹	$3,0 \pm 0,3$
665	C160	$3,24 \pm 0,18$
735	C162	$3,46 \pm 0,25$
970	B-ПК ¹⁶³	$3,7 \pm 0,3$
970	B-ДК ¹⁸	$4,3 \pm 0,5$
970	B-ПК ¹⁶⁴	$3,8 \pm 0,35$
2 Гэв	B-ПК ²²	$3,85 \pm 0,22$
2,85	B-ПК ²⁶	$2,90 \pm 0,31$

Таблица 20
Сечение реакции $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$

T	Метод	σ , мб.
$\leq 292,2$ Мэв		0
340	Φ I65	$0,28 \pm 0,10$
345	Φ I66	$0,43 \pm 0,10$
365	Φ I66	$0,68 \pm 0,18$
381	Φ I66	$1,15 \pm 0,27$
405	П-ПК ¹⁶⁷	$0,63 \pm 0,06$
437	C168	$1,06 \pm 0,4$
485	C169	$2,0 \pm 0,3$
521	C169	$3,1 \pm 0,4$
557	C169	$4,5 \pm 0,4$
584	C169	$5,5 \pm 0,5$
597	C169	$6,3 \pm 0,5$
609	C169	$7,0 \pm 0,5$
621	C169	$7,8 \pm 0,5$
633	C169	$8,9 \pm 0,5$
646	C169	$9,9 \pm 0,5$
650	B-ПК ¹⁶¹	$10,8 \pm 0,5$
657	C169	$10,9 \pm 0,5$
970	B-ПК ¹⁷⁰	$18,3 \pm 0,7$
970	B-ДК ¹⁸	$16,4 \pm 0,7$
970	B-ПК ¹⁶⁴	$18,4 \pm 0,8$
2 Гэв	B-ПК ²²	$16,06 \pm 0,44$
2,85	B-ПК ²⁶	$11,44 \pm 0,65$

Таблица 21

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

T	Метод	σ , мб
$\leq 164,8$ Мэв		0
276	В-ПК ^{I71}	0,08±0,08
310	С ^{I72}	0,13±0,06 ^{xx)}
340±15	В-ПК ^{I73}	0,13±0,06 -0,04
377	С ^{I72}	0,31±0,07 -0,04
475	С ^{I74}	1,0±0,5
550	С ^{I74}	1,8±0,5
557	В-ПК ^{I75}	2,75±0,3
604	В-ПК ^{I76}	4,98±0,54
604	В-ПК ^{I77}	5,0±0,6
640	В-ПК ³³	5,3±0,2
646	В-ПК ^{I78}	5,2±0,2
650	С ^{I74}	3,0±0,5
683	В-ПК ^{I79}	3,99±0,5
700	С ^{I74}	5,5±0,6
750	С ^{I74}	7,1±0,6
761±10	В-ПК ^{I80}	6,75±1,0
771±10	В-ПК ^{I80}	6,7±0,6
775	Л-К ^{I81} x	4,2
791	В-ПК ^{I82}	5,2±0,4
800	С ^{I74}	7,4±0,6
810	В-ПК ³³	4,6±0,6
830	В-ПК ^{I82}	5,1±0,4
850	С ^{I74}	6,8±0,6
871	В-ПК ^{I82}	5,0±0,5
871	Л-К ^{I81}	7
900	С ^{I74}	7,4±0,6
925	С ^{I74}	7,5±0,6
960	В-ПК ⁸⁴	7,1±0,8
975	С ^{I74}	8,7±0,6
1,02 Гэв	В-ПК ³³	4,6±1,0
1,025	С ^{I74}	9,7±0,6
1,05	С ^{I74}	9,7±0,6
1,10	С ^{I74}	9,7±0,6
1,15	С ^{I74}	10,0±0,8
1,325	С ^{I74}	10,5±0,8
1,425	С ^{I74}	12,1±0,8
1,45	В-ПК ^{I55}	4,48±0,15
1,5	С ^{I74}	11,6±0,8

1,56
2,61
3,86:В-ПК^{I83}
В-ПК^{I56}
В-ПК⁹³6,0±0,6
2,8±0,1
2,21±0,1

x) Люминесцентная камера.

xx) Есть примесь от реакции $\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \gamma$.

Таблица 22

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

T	Метод	σ , мб.
≤ 172 Мэв		0
210±7	Ф ^{I84}	0,015±0,003
225±5	Ф ^{I84}	0,027±0,005
233±7	Ф ^{I84}	0,053±0,013
246±6	Ф ^{I84}	0,125±0,028
260	С ^{I85}	0,14±0,10
264±12	Ф ^{I84}	0,16±0,06
276	В-ПК ^{I71}	0,4±0,2 -0,3
288±12	Ф ^{I84}	0,28±0,09
317	С ^{I85}	0,71±0,17
340±15	В-ПК ^{I73}	1,24±0,14
365±15	С ^{I86}	2,07±0,09
365	В-ПК ^{I87}	1,93±0,16
371	С ^{I88}	2,4±0,2
374	С ^{I85}	1,93±0,37
417	С ^{I88}	2,6±0,2
427	С ^{I88}	3,3±0,3
432	С ^{I85}	3,36±0,74
432	С ^{I86}	3,26±0,14
435	С ^{I88}	4,0±0,2
454	В-ПК ^{I87}	3,7±0,3
466	С ^{I88}	3,8±0,4
480	В-ПК ^{I87}	4,0±0,3
557	В-ПК ^{I87}	5,0±0,3
560	В-ПК ^{I75}	5,01±0,4
604	В-ПК ^{I87}	5,8±0,5
604	В-ПК ^{I76}	7,87±0,91
610	В-ПК ^{I77}	7,1±0,8
640	В-ПК ^{I87}	6,1±0,4
640	В-ПК ³³	10,4±1,8

646	В-ПК ¹⁷⁸	7,5±0,3
678	В-ПК ¹⁸⁷	6,1±0,6
683	В-ПК ¹⁷⁹	7,5±0,8
761±10	В-ПК ¹⁸⁰	13±1,5
771±10	В-ПК ¹⁸⁰	13,7±1,0
791	В-ПК ¹⁸²	8,0±0,6
810	В-ПК ³³	11,5±2,0
830	В-ПК ¹⁸²	9,8±0,7
871	В-ПК ¹⁸²	10,1±0,7
960	В-ПК ⁸⁴	8,9±1,0
1,02 ГэВ	В-ПК ³³	9,1±2,0
1,45	В-ПК ¹⁵¹	6,45±0,17
1,56	В-ПК ¹⁸³	9,0±0,8
2,61	В-ПК ¹⁵⁶	3,9±0,1
3,86	В-ПК ⁹³	3,16±0,13

Таблица 23

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

T	Метод	σ , мб
≤ 160,7 МэВ		0
365	В-ПК ¹⁸⁷	0,5±0,5 ^x
373	В-ПК ⁸⁰	0,65±0,65
374	С ¹⁸⁸	1,3±0,1
375	С ¹⁷⁴	0,6±0,6
417	С ¹⁸⁸	1,5±0,1
421	В-ПК ⁸⁰	1,25±0,50
425	С ¹⁷⁴	1,2±0,6
435	В-ПК ¹⁸⁷	1,65±0,86 ^x
454	С ¹⁸⁸	1,6±0,2
466	В-ПК ¹⁸⁷	2,4±0,9 ^x
470	В-ПК ⁸⁰	0,85±0,75
475	С ¹⁷⁴	1,0±0,6
480	В-ПК ¹⁸⁷	1,05±0,9 ^x
560	В-ПК ¹⁸⁹	5,65±1,0 ^x
568	В-ПК ⁸⁰	4,05±0,80
575	С ¹⁷⁴	3,9±0,6
592	В-ПК ⁸⁰	3,42±0,70
600	С ¹⁷⁴	3,3±0,6
604	В-ПК ¹⁷⁷	5,7±2,2
610	В-ПК ¹⁸⁹	5,15±0,92 ^x

678	В-ПК ¹⁸⁹	5,55±1,0 ^x
691	В-ПК ⁸⁰	3,64±0,50
700	С ¹⁷⁴	3,6±0,6
835	С ¹⁷⁴	3,5±0,6
864	В-ПК ⁸⁰	3,58±0,70
1,11 ГэВ	С ¹⁷⁴	1,8±0,6
1,112 ГэВ	В-ПК ⁸⁰	2,03±0,40

x)

Получено как разность полного сечения рождения всех нейтральных частиц σ и сечения упругого рассеяния с перезарядкой σ_{ex} : $\sigma(n\pi^0 p^0) = \sigma - \sigma_{ex}$.
Значения σ_{ex} получены интерполяцией известных экспериментальных данных.

Таблица 24

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

T	Метод	σ , мб
≤ 164,8 МэВ		0
357	В-ПК ¹⁹⁰	-
500	В-ПК ¹⁹¹	1,7±0,8
500	В-ПК ¹⁹²	1,8±0,2
500	С ¹⁹³	0,33±0,76
540	С ¹⁹³	0,10±0,54
600	В-ПК ¹⁸⁹	3,55±0,53
600	В-ПК ¹⁹⁴	3,8±0,3
650	С ¹⁹³	1,3±0,43
750	С ¹⁹³	3,6±0,43
800	С ¹⁹³	5,4±0,43
820	В-ПК ⁴³	9,3±0,8
850	С ¹⁹³	7,7±0,43
900	С ¹⁹³	9,7±0,43
900	В-ПК ⁴³	8,6±0,8
910	В-ПК ¹⁸⁹	11±0,9
950	С ¹⁹³	10,0±0,43
1,00 ГэВ	С ¹⁹³	10,0±0,87
1,05 ГэВ	В-ПК ⁴³	8,9±0,9
1,05	С ¹⁹³	9,0±0,87
1,09	В-ПК ¹⁸⁹	11±1
1,1	С ¹⁹³	8,7±0,98
1,2	С ¹⁹³	10,0±0,98
1,26	В-ПК ¹⁸⁹	11,8±1,2
1,3	С ¹⁹³	10,0±1,3
1,35	В-ПК ¹¹¹	12,0±0,07 ^x

1,4	С193	10,7±1,3
1,46	В-ПК195	7,4±0,2
1,5	С193	9,7±1,4
1,81	В-ПК113	7,0±0,4
2,61	В-ПК114	2,79±0,10
2,61	В-ПК196	2,8±0,1
3,36	В-ПК197	2,15±0,07
3,86	В-ПК159	2,6±0,1
3,86	В-ПК117	2,31±0,21

х) Ошибка чисто статистическая.

Таблица 25

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

T	Метод	σ , мб.
$\leq 172,3$ Мэв		0
357	В-ПК 190	0,12±0,01
500	В-ПК192	0,46±0,10
500	В-ПК191	1,1±0,6
600	В-ПК189	0,78±0,17
600	В-ПК194	0,7±0,1
820	В-ПК43	1,9±0,3
900	В-ПК43	2,4±0,4
910	В-ПК189	2,8±0,4
1,05 Гэв	В-ПК43	2,3±0,5
1,09	В-ПК189	2,6±0,5
1,26	В-ПК189	4,6±0,7
1,35	В-ПК111	3,6±0,02 ^x
1,46	В-ПК195	3,3±0,2
1,81	В-ПК113	2,6±0,2
2,61	В-ПК114	2,41±0,15
3,36	В-ПК197	1,48±0,05
3,86	В-ПК117	1,44±0,16
3,86	В-ПК159	1,6±0,1

х) Ошибка чисто статистическая.

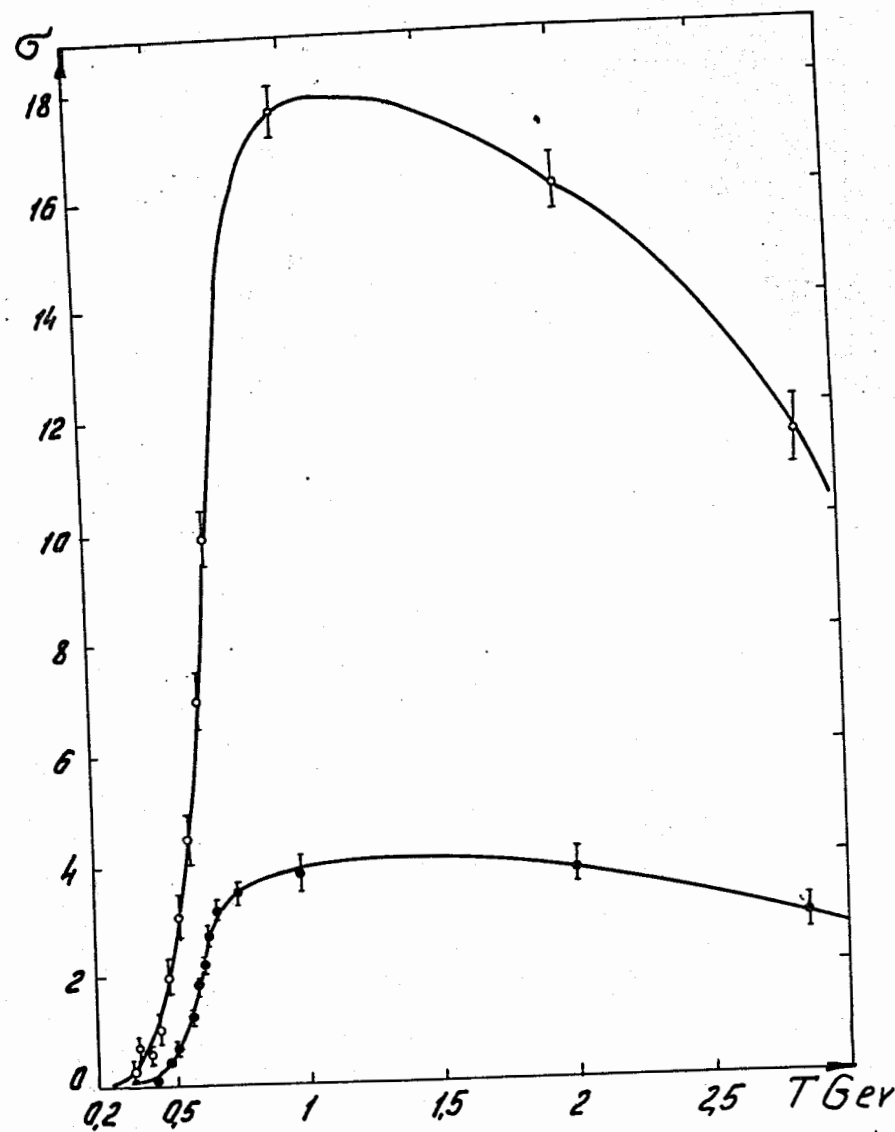


Рис. 10. Сечения трехчастичных p-p реакций (в миллибарнах) $\sigma_{p+p \rightarrow p+n+\pi^+}$ и $\sigma_{p+p \rightarrow p+r+\pi^+}$

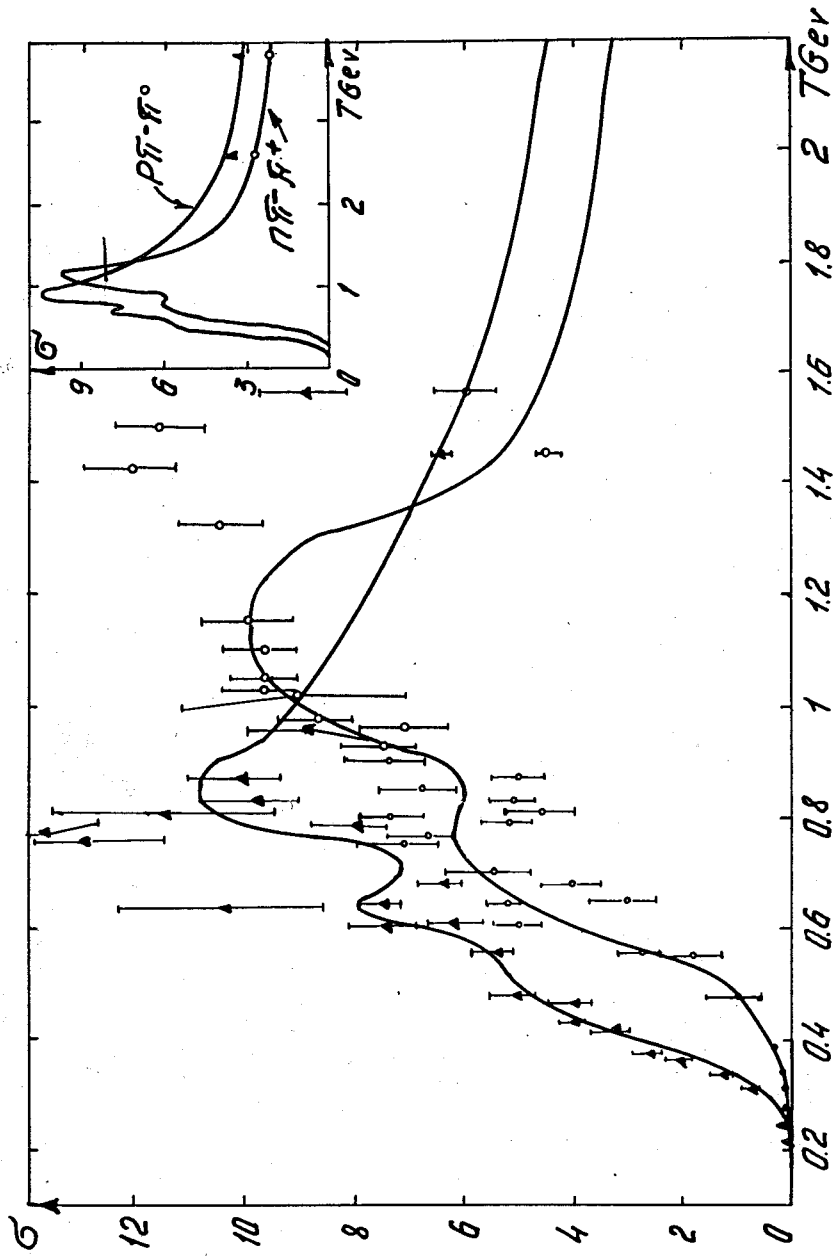
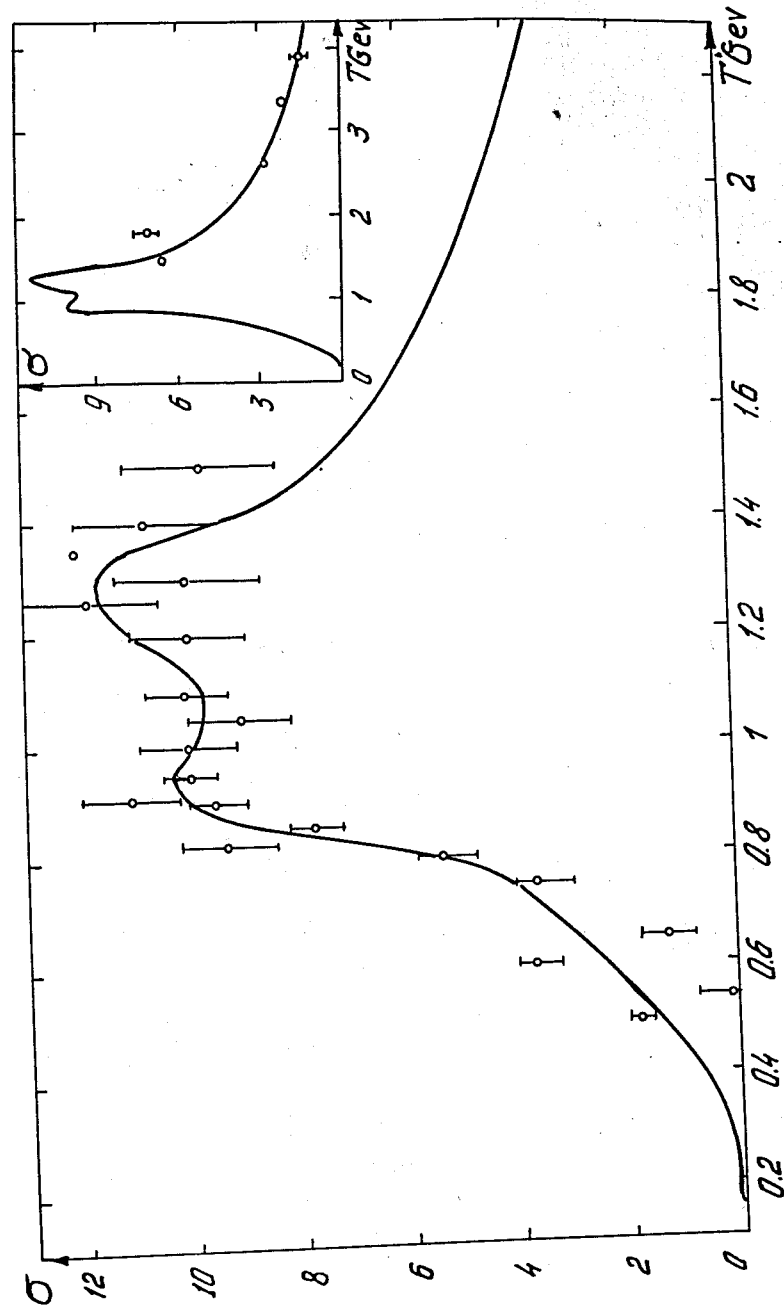


Рис. 11. Сечения трехчастичных π -N реакций (в миллибарнах), \circ $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$; Δ $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ p$



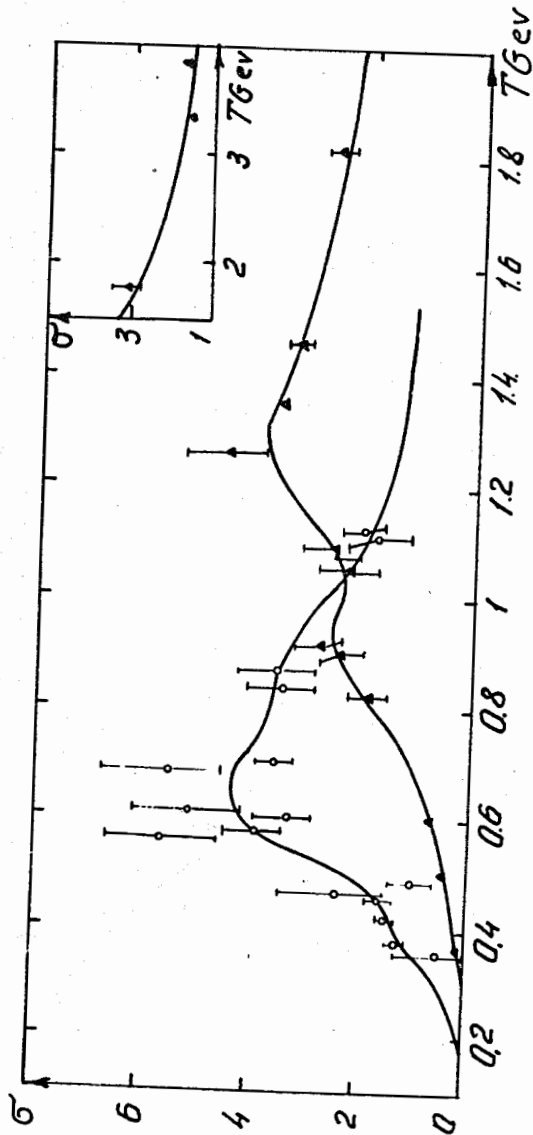


Рис. 13. Сечения трехчастичных π -N реакций (в миллибарнах). $o p + r \rightarrow p + \pi^0 + p^0$; $\Delta p + r \rightarrow p + \pi^+ + \pi^+$; $\bullet p + r \rightarrow p + \pi^+ + \pi^+$

Наряду с максимумом и последующим спадом сечений, имеющими чисто статистическое происхождение (ср. § 2.1), во всех сечениях π -N взаимодействиях вблизи энергий $T \approx 0,6$ и $T \approx 0,8$ Гэв наблюдается аномальный разброс экспериментальных точек, который можно аппроксимировать двумя дополнительными максимумами. По-видимому, это указывает на резонансный характер π -N взаимодействий в трехчастичном канале.

В сечениях N-N взаимодействий таких аномалий не наблюдается, что, возможно, связано с тем, что число измерений при $T \geq 1$ Гэв в этом случае очень мало.

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

2.8. Двухмезонная аннигиляция антинуклонов

В заключение приведем экспериментальные данные о сечениях аннигиляции антипротонов на два мезона. Эти данные относятся к пороговой энергии $T=0$, где аннигиляция происходит в основном из связанного состояния протона и антипротона (антипротония). В отличие от аннигиляции налету в этом случае имеется дополнительное усложнение, связанное с влиянием правил отбора в антипротоне. Однако, по крайней мере для пары $\pi^+ \pi^-$, сечение аннигиляции налету мало отличается от аннигиляции из связанного состояния. Так, при $T=0,47$ Гэв

$$\sigma(\bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \sigma_{in} = 0,2\%$$

при

$$T = 0,92$$

$$\sigma(\bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \sigma_{in} = (0,25 \pm 0,05)\%$$

Экспериментальное исследование аннигиляции антинуклонов на две частицы представляют, в частности, большой интерес для усовершенствования статистической теории неупругих взаимодействий и исследования различных схем унитарной симметрии (см., например, /188/).

Сечения пороговой аннигиляции антипротона на две частицы:

$$\bar{p} + p \rightarrow X_1 + X_2$$

Конечные частицы $X_1 + X_2$	σ/σ_{in} %	Литература
$\pi^+ + \pi^-$	$0,395 \pm 0,038$ x)	198
$\rho^+ + \pi^-$	$0,8 \pm 0,3$	199
$\rho^- + \pi^+$	$0,9 \pm 0,3$	199
$\rho^0 + \pi^0$	$0,9 \pm 0,3$	199
$\rho^0 + \rho^0$	~ 0	200
$K^+ + K^-$	$0,131 \pm 0,038$	198
$K^0 + \bar{K}^0$	$0,056 \pm 0,008$	198
$K^{\pm} + K^{*\mp}$	$0,031 \pm 0,006$	201
$\rho^0 + \omega$	$0,6 \pm 0,3$	200

x) При энергии $T=7$ Гэв относительная величина двухпионной аннигиляции $< 0,057$ I45

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера. Препринт ОИЯИ Р-1577, Дубна 1984.
2. V.S.Barashenkov, I.Patera. Fortschritte d. Phys., 11, 469 (1963).
3. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev. Fortschritte d. Phys., 9, 549 (1961).
4. V.S.Barashenkov, V.M. Maltsev. Fortschritte d. Phys., 9, 549 (1961).
5. V.S.Barashenkov. Fortschritte d. Phys., 10, 205 (1962).
6. D.H.Perkins. Proc. of the Intern. Confer. on Theor. Aspects of Very High Energy Phenomena, CERN, 1961.
7. 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).
8. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, И.М. Граменицкий, В.Б. Любимов, Ю.П. Мерекон, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, Д. Тувлендорж. ЖЭТФ, 37, 1225 (1959).
9. Д.И. Никольский. УФН, 78, 385 (1982).
10. V.S.Barashenkov, V.A.Beliakov, V.V.Glagolev, N.Dalkhazhav, Yao Tsyng Se, L.F.Kirillova, R.M.Lebedev, V.M.Maltsev, P.K.Markov, M.G.Shafranov, K. K.D.Tolstov, E.N.Tsyganov, Wang Shou Feng. Nucl. Phys., 14, 522 (1959).
11. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev, E.K.Mikhul. Nucl. Phys., 24, 642 (1961).
12. Y.K.Lim. Nuovo Cim, 26, 1221 (1962).
13. В.А. Беляков, А.В. Бояджиев, Н.М. Вирясов, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-1452, Дубна 1983.
14. В.С. Барашенков, А.В. Бояджиев, Л.К. Кулюкина, В.М. Мальцев. Препринт ОИЯИ Р-1341, Дубна 1983.
15. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Труды Всесоюзного совещания по космическим лучам в Апатитах, 1984.
16. T.W.Morris, E.C.Fowler, J.D.Garrison. Phys. Rev., 103, 1472 (1956).
17. I.S.Hughes, P.V.March, H.Muirhead, W.O.Lock. Phil. Mag., 2, 215 (1957).
18. A.P.Batson, B.B.Gulwick, I.G.Hill, L.Riddiford. Proc. Roy. Soc., 251, 218 (1959).
19. V.E.Barnes, D.V.Bigg, W.P.Dodd, J.B.Kinson, L.Riddiford. Phys. Rev. Lett., 7, 288 (1961).
20. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whitemore, W.T.Cocconi, E.Hart, M.M.Blok, E.M.Harth, E.C.Fowler, J.D.Garrison, T.W.Morris. Phys. Rev., 103, 1489 (1956).
21. E.L.Hart, R.L.Louttit, T.W.Morris. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 349 (1962).
22. W.J.Fickinger, E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant. Phys. Rev., 125, 2082 (1962).
23. E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant. Phys. Rev., 125, 2091 (1962).
24. E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant. Phys. Rev. Lett., 8, 329 (1962).
25. W.M.Bugg, D.T.King. Phys. Rev., 119, 1408 (1960).
26. G.A.Smith, H.Courant, E.C.Fowler, H.Kraybill, J.Sandweiss, H.Taft. Phys. Rev. 123, 1260 (1961).

27. R.Cester, T.F.Hoang, A.Kernan. *Phys. Rev.*, 103, 1443 (1956).
28. W.A.Wallermeier. *Phys. Rev.*, 105, 1058 (1957).
29. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thordike, W.L.Whittemore. *Phys. Rev.*, 95, 1026 (1954).
30. J.F.Detoef, Y.Ducros, J.P.Merlo, A.Stirling, B.Thevenet, L.vanRossum, J.Zsembery. *Rapport de Centre d Etudes Nucleaires de Saclay*, no. 62-14 (1962).
31. A.Weinberg, A.E.Brener, K.Strauch. *Phys. Rev. Lett.*, 8, 70 (1962).
32. V.P.Kenney, J.J.Darnis, G.Brunhart. *Phys. Rev.*, 124, 1568 (1961).
33. I.Derado, N.Schmitz. *Phys. Rev.*, 118, 309 (1960).
34. I.Derado, G.Lutjens, N.Schmitz. *Ann. d. Phys.*, 4, 103, (1958).
35. P.Falk-Vairant, G.Valladas. *Rev. Mod. Phys.*, 33, 362 (1961).
36. W.D.Shepard, W.D.Walker. *Phys. Rev.*, 126, 278 (1962).
37. L.M.Eisenberg, W.B.Fowler, R.M.Lea, W.D.Shepard, R.P.Shutt, A.M.Torndike, W.L.Whittemore. *Phys. Rev.*, 97, 797 (1955).
38. W.D.Walker, J.Grussard. *Phys. Rev.*, 98, 1416 (1955).
39. R.C.Whitter, M.M.Bloch. *Phys. Rev.*, 111, 1676 (1958).
40. D.R.O.Morrison. *Proc. of the Intern. Conf. on Elementary Particles at Aix en Provence, 1961, v. -1, p.407.*
41. F.R.Huson, W.B.Fretter. *Nuovo Cim.*, 33, 1 (1964).
42. M.I.Ferrero, C.M.Garelli, A.Marzari Chiesa, M.Vigone. *Nuovo Cim.*, 27, 1066 (1963).
43. R.Barloutaud, J.Heughebeart, A.Leveque, C.Louedec, J.Meyer, D.Tycho. *Nuovo Cim.*, 27, 238 (1963).
44. D.Stonehill, C.Baltay, H.Courant, W.Flickinger, E.C.Fowler, H.Kraybill, J.Sandweiss, Stanford, H.Taft. *Phys. Rev. Lett.*, 6, 624 (1961).
45. Nguyen Huu Zyong, R.Langer, P.Yager. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 8, 342 (1963).
46. R.Hagendorn. *Fortschritte d.Phys.*, 9, 1 (1961).
47. V.S.Barashenkov. *Fortschritte d. Phys.*, 9, 29 (1961).
48. R.J.Piserchio, R.M.Kalbach. *Nuovo Cim.*, 26, 729 (1962).
49. M.H.Blue, J.J.Lord, J.G.Parks, C.H.Tsao. *Phys. Rev.* 125, 1386 (1962).
50. R.W.Wright, G.Saphir, W.M.Pwell, G.Maenchen, W.B.Fowler. *Phys. Rev.*, 100, 1802 (1955).
51. P.M.Kalbach, J.J.Lord, C.H.Tsao. *Phys. Rev.*, 113, 330 (1959).
52. H.Winzeler, B.Klaiber, W.Koch, M.Nikolic, M.Schneeberger. *Nuovo Cim.*, 17, 8 (1960).
53. В.С.Барашенков, Ван Шу-фень, К.Д.Толстов. *Атомная энергия*, 5, 453 (1958).
54. В.А.Кобзев, Ю.Т.Лукин, Ж.С.Такибаев, Г.Р.Цаликова, Е.В.Шалагина. *ЖЭТФ*, 41, 747 (1981).
55. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, З.Корбел, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Л.Роб, В.Н.Стрельцов, Д.Тувендорж, М.С.Хвастунов. *ЖЭТФ*, 41, 1088 (1981).

56. Ван Шу-фень, Т.Вишки, И.М.Граменицкий, В.Г.Гришин, Н.Далхажав, Р.М.Лебедев, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, В.Н.Стрельцов. *ЖЭТФ*, 39, 957 (1980).
57. Н.П.Богачев, Е.Л.Григорьев, Ю.П.Мереков. *ДАН* 148, 793 (1963).
58. M.Csejthey-Barth. *Nuovo Cim.*, 32, 545 (1964).
59. C.Brieman, M.Csejthey-Barth, P.Lagnaux, J.Sacton. *Nuovo Cim.*, 20, 1017 (1961).
60. F.F.Abraham, R.M.Kalbach. *Nuovo Cim.*, 26, 717 (1962).
61. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова, Ж.С.Такибаев, Т.Темиральев, Р.А.Турсунов. *ЖЭТФ* 47, 2041 (1984).
62. G.Cvijanovich, B.Dayton, P.Egli, B.Klaiber, W.Koch, M.Nicolic, R.Schneeberger, H.Winzeler, J.C.Combé, W.M.Gibson, W.M.GLock, M.Schneeberger, G.Vanderhaeghe. *Nuovo Cim.*, 20, 1012 (1961).
63. P.Dodd, M.Jobes, J.Kinson, B.Tallini, B.R.French, H.J.Sherman, I.O.Skillicorn, W.T.Davies, M.Derrick, D.Radojicic. *Proc. of the Aix en Provence Intern. Co Conf. on Element. Particles, 1961, p.433.*
64. A.Marzari-Chiesa, G.Rinaudo, S.Gurlo, E.Picasso, A.M.Cartacci. *Nuov. Cim.*, 27, 155 (1963).
65. Y.K.Lim. *Nuovo Cim.*, 28, 1228 (1963).
66. Y.Baudinet-Robinet, M.Morand, Tsai Chu, C.Castagnoli, G.Dascola, S.Mora, A.Barbaro-Galtieri, G.Baroni, A.Manfredini. *Nucl. Phys.*, 32, 452 (1962).
67. В.А.Ботвин, Ж.С.Такибаев, П.А.Усик. *ДАН СССР* 146, 785 (1982).
68. E.Amaldi, G.Baroni, G.Bellettini, C.Castagnoli, M.Ferro-Luzzi, A.Manfredini. *Nuovo Cim.*, 14, 977 (1959).
69. N.Horwitz, D.Miller, J.Murray, R.Tripp. *Phys. Rev.*, 115, 472 (1959).
70. E.Agnew, Ic, T.Elioff, W.B.Fowler, R.L.Lander, W.M.Powell, E.Segre, H.M.Steiner, H.S.White, C.Weigand, T.Ypsilantis. *Phys. Rev.*, 118, 1371 (1960).
71. S.Goldhaber, G.Goldhaber, W.M.Powell, R.Silberberg. *Phys. Rev.*, 121, 1525 (1961).
72. G.R.Lynch. *Rev. Mod. Phys.*, 33, 395 (1961).
73. 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 10th Intern. Conf. on High Energy Phys., Rochester, 1960, p. 481.*
74. Y.Goldschmidt-Clermont, M.Guinea, T.Hofmokl, R.Lewis, D.R.O.Morrison, M.Schneeberger, S. de Unamuno. *Proc. of the 11th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN, 1962, p. 84.*
75. T.Ferbel, J.Sandweiss, H.D.Taft, M.Gailloud, T.W.Morris, R.M.Lea, T.E.Kalogeropoulos. *Proc. of the 11th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN 1962, p. 76.*
76. W.A.Wentzel. *Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Phys. Rochester, 1960, p.151.*
77. C.K.Hirrichs, B.J.Moyer, J.A.Poizier, P.M.Ogden. *Phys. Rev.*, 127, 617 (1962).
78. L.Baggett. *UCRL 8302, 1962.*
79. J.C.Brisson, P.Falk-Vairant, J.P.Merlo, P.Sonderegger, R.Turlay, G.Valladas. *Rapport de Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay*, no. 61-8 (1961).

80. R.Turlay. Rapport de Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, n.21-36(1962).
81. W.J.Fickinger, I.G.Mowat, W.D.Shephard, Nuovo Cim., 32, 18 (1964).
82. F.Gerard, G.Macleod, L.Montanet, M.Cresti, R.Barloutaud, C.Choquet, I.M.Galliard, I.Heughebaert, A.Leveque, P.Lehmann, I.Meyer, D.Revel. Nuov. Cim., 22, 193 (1961).
83. A.R.Erwin, Jr., J.K.Kopp. Phys. Rev., 109, 1364 (1958).
84. V.Alles-Borelli, S.Bergia, E.Perez-Ferreira, P.Waloshek, Nuovo Cim., 14, 211 (1959).
85. M.Blau, C.F.Carter, A.Permutter. Nuovo Cim., 14, 704 (1959).
86. V.P.Kenney. Phys. Rev., 104, 784 (1956).
87. D.D.Carmony, F.Gard, R.T.Van de Walle, Nguyen Hun Xuong. Proc. of the 11th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962.
88. P.H.Satterblom, W.D.Walker, A.R.Erwin. Physics Department, University of Wisconsin, preprint, 1963.
89. P.H.Satterblom, W.D.Walker, A.R.Erwin. Phys. Rev., 134, 207B (1964).
90. Г.И. Мерзон, Л.П. Котенко. ЖЭТФ, 45, 18 (1963).
91. Я.Я. Шаламов, В.А. Шебанов. ЖЭТФ 39, 1232 (1960).
92. М.С. Айнутдинов, С.М. Зомбковский, Я.М. Селектор, В.Н. Шуляченко. ЖЭТФ, 47, 100 (1964).
93. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg London (I.C.) Munchen-Collaboration, Nuovo Cimento, 31, 729 (1964).
94. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.) -Munchen-Collaboration, Nuovo Cimento, 31, 485 (1964).
95. S.Femino, S.Jannelli, F.Mezzanares, Nuovo Cim., 31, 273 (1964).
96. W.D.Walker. Phys. Rev., 108, 872 (1957).
97. G.Maenchen, W.B.Fowler, W.M.Powell, R.W.Wright. Phys. Rev., 108, 850 (1957).
98. G.Bellini, E.Florini, A.Orkin-Lecourtols, Phys. Lett., 4, 164 (1964).
99. Н.Г. Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-пзэн, Дин Де-пао, Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладнишкая, Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Подгорский, М.И.Соловьев, З.Трка. ЖЭТФ, 41, 1481 (1961).
100. C.Grote, J.Klugow, U.Krecker, K.Lanius. Nucl. Phys. 34, 685 (1962).
101. В.А. Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Даллажав, Р.М.Лебедев, Н.Н.Мельникова, В.А.Никитин, В.Петржилка, В.А.Свиридов, М.Сух, К.Д.Толстов. ЖЭТФ, 39, 937 (1960).
102. М.С.Айнутдинов, С.М.Зомбковский, С.Я.Никитин, Я.М.Селектор, В.Н.Шуляченко. ЖЭТФ, 44, 415 (1963).
103. А.Х.Виницкий, И.Г.Голяк, В.И.Руськин, Ж.С.Тахибаев. ЖЭТФ, 44, 424 (1963).
104. C.Grote, U.Krecher, U.Kungt, K.Lanius, G.Manske, H.W.Meler. Nucl. Phys. 34, 676 (1962).
105. P.Flenry, G.Koyas, E.Muller, C.Pelletier. Proc. of the 11th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN, 1962.
106. N.N.Biswas, I.Derado, N.Schmitz, W.D.Shephard. Phys. Rev., 134, 901 B (1964).
107. T.Ferbel, H.Taft, Nuovo Cim., 28, 1214 (1963).
108. S.J.Goldsack, L.E.Riddiford, B.Tallini, B.R.French, W.W.Neale, J.R.Norbury, I.O.Skillcorn, W.T.Davies, M.Derrick, J.H. Mulvey, D.Radojicic. Nuovo Cim., 23, 941 (1962).
109. H.W.J.Foelsche, H.L.Kraybill. Phys. Rev., 134, 1138B (1964).
110. J.K.Kopp, A.M.Shapiro, A.R.Erwin. Phys. Rev., 123, 301 (1961).
111. L.R.Fortney, I.W.Shapiro, A.R.Erwin, P.L.Cannoly, E.L.Hart, P.V.C.Hough, R.C.Strand. Bull. Am. Phys. Soc., 9k, 420 (1964) DB7.
112. I.A.Johnsen, H.L.Kraybill. Bull. Am. Phys. Soc. 9, 70 (1964) CD9.
113. F.E.James, H.L.Kraybill. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 80 (1964) GD10.
114. N.Armenise, B.Ghidini, S.Mongelli, A.Romano, P.Waloschek, J.Laberrique-Frow, Nguyen van Hieu, Hun Khahn, C.Quanes, M.Sene, L.Vigneron. Nivo. Cim., 37, 361 (1965).
115. M.Abolins, R.L.Lander, W.A.E.Mehlhop, Nguyen huu Xuong, Ph. M.Jager. Phys. Rev. Lett., 11, 381 (1963).
116. G.Goldhaber, J.L.Brown, S.Goldhaber, J.A.Kadyk, B.C.Shen, G.Trilling. Phys. Rev. Lett., 12, 336 (1964).
117. Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.) Munchen Collaboration. Phys. Rev. (Будет опубликовано).
118. Z.Koba. Fortschritte d. Phys., 11, 119 (1963).
119. G.Cocconi. Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Phys. Rochester 1960.
120. P.L.Jain, H.C.Glahe, G.N.Srivastava, P.D.Bharadwaj. Nuovo Cim., 21, 859 (1961).
121. F.Holmquist. UCRL 8559, 1958.
122. R.R.Daniel, N.Kameswara Rao, P.K.Malhotra, Y.Tsuzuki. Nuovo Cim., 16, 1 (1960).
123. L.F.Hansen, W.B.Fretter. Phys. Rev., 118, 812 (1960).
124. Y.K.Lim, G.G.Gray. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 349 (1962).
125. E.R.T.Awunor-Renner, L.Baskovitch, B.R.French, C.Ghesquiere, I.B.de Minville-Devaux, W.W.Neale, C.Pelletier, P.Rivet, A.B.Sahar, I.O.Skillcorn, Nuovo Cim., 17, 134 (1960).
126. С.А.Азимов, А.М.Абдуллаев, В.М.Мялковский, Т.С.Юлдашев. Изв. АН СССР, 28, 813 (1962).
127. S.Lal, U.Pal, R.Reghavan. Nucl. Phys., 31, 415 (1962).
128. 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.Славятинский. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 140 (1959).
129. E.Lohmann, M.W.Teucher, M.Schein. Phys. Rev., 122, 672 (1961).
130. E.Lohrmann, M.W.Teucher. Nuovo Cim., 25, 957 (1962).

131. N.A.Dobrotin, V.V.Guseva, K.A.Kotelnikov, A.M.Lebedev, S.V.Ryabikov, S.A.S.A.Slavatinsky, N.G.Zelevinskaya. Nucl. Phys., 35, 152 (1962).
132. A.Barkow, B.Chamany, D.M.Haskin, P.L.Jain, E.Lohrmann, M.W.Teuchner, M.Schein. Phys. Rev., 122, 617 (1961).
133. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. Атомная энергия **13**, 221 (1982).
134. P.K.Malhotra. "Dependence of multiplicity on primary energy in nucleon-nucleon and pion-nucleon collisions", Tata Institute of Fundamental Research, Bombay, 1962.
135. J.Bartke, R.Eock, R.Budde, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Goldschmidt-Clermont, F.Grand, G.R.MacLeod, A.Minguzzi-Ranzi, L.Montanet, W.G.Moorhead, D.R.O.Morrison, S.Nilsson, C.Peyrou, B.W.Powell, B.W.Trembley, D.Wiskott, I.Bertanza, C.Franzineti, L.Manelli, S.Silvestrini, G.Brautti, M.Cheschia, L.Chervosani. Phys. Rev. Lett., 6, 303 (1961).
136. В.Л.Любимов, А.В.Никитин, З.Трка. Препринт ОИЯИ Р-874, Дубна 1962.
137. T.E.Kalogeropoulos. UCRL-8677, 1959.
138. G.R.Lynch. Rev. Mod. Phys., **33**, 395 (1961).
139. C.Baltay, T.Ferbel, L.Sandweiss, H.D.Taft, B.B.Culwick, W.B.Fowler, M.Gaillard, I.K.Kopp, R.J.Louttit, t.w.Morris, I.R.Sanford, R.P.Shutt, D.L.Stonehill, R.Stump, A.M.Thorndike, M.A.Webster, W.L.Willis, A.H.Bachman, P.Baumel, R.M.Lea. International Conference on Nucleon Structure, Stanford, June, 24-27 (1963).
140. O.Chamberlain, G.Goldhaber, L.Jauneau, T.Kalogeropoulos, E.Serge, R.Silberberg. Phys. Rev., 113, 1615 (1959).
141. A.G.Ekspog, A.Frisk, S.Nilson, B.E.Ronne. Nucl. Phys., 22, 353 (1961).
142. A.H.Armstrong, G.M.Frye. Nuovo Cim., 13, 77 (1959).
143. A.G.Ekspog, S.Johansson, B.E.Ronne. Nuovo Cim., 8, 84 (1958).
144. W.H.Barkas, R.W.Birge, W.W.Chupp, A.G.Ekspog, G.Goldhaber, S.Goldhaber, H.H.Heckmann, D.H.Perkins, J.Sandweiss, E.Serge, F.N.Smith, D.H.Stork, L.von Rossum, E.Arnaldi, G.Baroni, C.Castagnoli, C.Franzineti, A.Manfredini. Phys. Rev., 105, 1937 (1957).
145. T.Ferbel, A.Firestone, J.Johnson, J.Sandweiss, H.D.Taft. Nuov. Cim., (будет опубликовано).
146. D.H.Perkins. Progress in Cosmic Ray and Elementary Particle Physics, v. 5, (1960).
147. S.Qiurlo, E.Picasso, G.Tomasini, A.Gainotti, C.Lamborizio, S.Mora. Nuovo Cim., 27, 791 (1963).
148. E.Farrow, C.F.Gauld, C.B.A.McCusker, J.Malos, K.Nishikawa, L.A.Peak, L.G.Van Loon. Nuovo Cim., 28, 1238 (1963).
149. S.Iai, R.Raghavan, B.V.Sreekanatan, A.Subrahmanian, S.D.Verma. Journ. Phys. Soc. of Japan, 17, Suppl. AIII, 390 (1962).
150. F.F.Abraham, R.M.Kalbach. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 469 (1962).
151. P.Freier, J.Nauble. Phys. Rev., 92, 1086 (1953).
152. P.Fowler. Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Phys. Rochester, 1960, p.829.
153. R.L.Childers, D.T.King. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 559 (1963), p.106.
154. A. de Marco-Trabucco, L.Montanet, S.M.Nilsson. Nucl. Phys., 60, 209 (1964).
155. Saclay-Orsay-Bari-Bologna Collaboration. Nuovo Cim., 29, 515 (1963).
156. Saclay-Orsay-Bari-Bologna Collaboration. Nuovo Cim., 35, 713 (1965).
157. H.C.Dehne, E.Lohrmann, E.Raubold, P.Söding, M.W.Teucher, G.Wolf. Phys. Rev., 136, 843 B (1964).
158. Saclay-Orsay-Bari-Bologna Collaboration. Proc. Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles, 1, 232 (1963).
159. Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-I.C.Munchen Collaboration. Proc. Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles, 1, 75 (1963).
160. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошени. ЖЭТФ **38**, 1858 (1959).
161. В.М.Гужавин, Г.К.Клигер, В.З.Колганов, А.В.Лебедев, К.С.Мария, Ю.Д.Прокошени, В.Т.Смолянкин, А.П.Соколов, Л.М.Сороко, Цуй Ва-гуан. ЖЭТФ **46**, 1245 (1961).
162. R.L.Cence, Don L.Lind, G.D.Mead, B.J.Moyer. Phys. Rev., 131, 2713 (1963).
163. M.Csejthey-Barth. Nuovo Cim., 32, 545 (1964).
164. V.WE. Barnes, D.V.Bugg, W.P.Dodd, I.B.Kinson, L.Riddiford. Phys. Rev. Lett., 7, 288n(1961).
165. A.H.Rosenfeld. Phys. Rev., 96, 139 (1954).
166. Ван Ган-чан, Ван Цу-пэнь, В.И.Векслер, И.Врана, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладничкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Соловьев, Чен Лин Ян. ЖЭТФ **40**, 484 (1961).
167. R.L.McIlwain, K.J.Deahl, M.Derrick, J.G.Fetkovich, T.H.Fields. Phys. Rev., 127, 239 (1962).
168. T.Fields, J.Fox, I.Kane, R.Stallwood, R.Sutton. Phys. Rev., 109, 1713 (1958).
169. Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ **32**, 1265 (1957).
170. D.V.Bugg, A.J.Oxley, I.A.Zoll, I.G.Rushbrooke, V.E.Barnes, I.B.Kinson, W.P.Dodd, G.A.Doran, L.Riddiford. Phys. Rev., 133, 1017B (1964).
171. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребенник, В.А.Жуков, Г.М.Лябман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, Юань Жун-фан. ЖЭТФ **44**, 498 (1963).
172. B.C.Barlsh, R.L.Kurz, V.Perez-Mendez, I.Solomon. Phys. Rev., 135, 416 (1964).
173. T.D.Blokhintseva, V.T.Grebennik, G.Libman, L.L.Nemenov, G.T.Selivanov, Yuan Yun-fang, V.A.Zhukov. Proc. of the 11th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN, 1962.
174. I.F.Detoeuf, Y.Ducros, I.P.Merlo, A.Stirling, B.Thevenet, L.van Rossum, I.Zemberly. Phys. Lett., 8, 74 (1964).
175. G.B.Yodh, T.B.Day, G.Quareni, A.Quareni-Vignudelli, R.A.Burnstein, I.Ashkin, I.Nadelhaft, I.Oliver. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 68 (1963).
176. C.N.Vittitoe, B.R.Riley, W.L.Fickinger, V.P.Kenney, I.G.Mowat, W.D.Shephard. Phys. Rev., 135, 2328 (1964).
177. C.N.Vittitoe, W.L.Fickinger, V.P.Kenney, I.G.Mowat, W.D.Shephard. Bull. Am. Phys. Soc., 8, 67 (1963).
178. I.Oliver, I.Nadelhaft, I.Ashkin. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 80, (1964).

179. R.A.Burnstein, G.R.Charlton, T.B.Day, G.Ouareni, A.Ouareni-Vignudelli, G.B.Ayodh, I.Nadelhaft, Phys.Rev. 137, 1044B (1965).
180. R.R.Crittenden; Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 468 (1962).
181. C.C.Peck, L.W.Jones, N.M.L.Perl; Phys.Rev. 126, 1836 (1962).
182. V.P.Kenney, L.L.Stauberg, C.N.Vittitoe; Bull.Am.Phys.Soc. 8, 523 (1963).
183. R.Sears, D.D.Allen, G.P.Fisher, G.Golden, I.B.Kopelman, L.Marshall; Bull. Am. Phys. Soc. 10, 528 (1965).
184. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. Препринт ОИЯИ Р-1823, Дубна, 1964.
185. W.A.Perkins, III, J.C.Coris, R.W.Kenney, V.Perez-Mendez; Phys.Rev. 118, 1364 (1960).
186. B.C.Barish, R.I.Kurz, P.G.McManigal, V.Perez-Mendez, I.Solomon; Phys. Rev. Lett. 6, 297 (1961).
187. I.Kirz, J.Schwartz, R.D.Tripp; Phys. Rev. 130, 2481 (1963).
188. M.Konuma, E.Remiddi; Antiproton-Nucleon Annihilation at Rest into Two Mesons and SU(6) Symmetry; preprint, Pisa (1965).
189. R.Barloutaud, L.Cardin, A.Deren, C.Gensollen, A.Leveque, C.Louedec, I.Neyer, D.Tycho; Nuovo Cim. 26, 1409 (1962).
190. I.Kirz, I.Schwartz, R.Tripp; Phys. Rev. 126, 763 (1962).
191. W.W.L.Willis, Phys.Rev. 116, 753 (1959).
192. I.Debaisieux, F.Grad, I.Hughebaert, R.Servranckx, R.T.Van de Walle; Nucl. Phys. 63, 273 (1965).
193. I.F. Detoeuf, Y.Ducros, I.P.Merlo, A.Stirling, R.Thevenet, L. van Rossum, I.Zsembery; Phys. Rev. 134, 228B (1964)
194. P.C.A.Newcomb; Phys. Rev. 123, 1283 B (1963).
195. A.Berthelot, A.Daudin, M.A.Jabiol, C.Kochwki, C.Lewin, A.Rogozinski, S.Mongelli, A.Romano, P.Waloshak; Proc. Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles, 1, 228 (1963).
196. Saclay-Orsay-Bologna-Bari- Collaboration. Phys. Lett. 13, 341 (1964).
197. D.Duane, Carmony Duong N. Hoa, R.L.Lander, Nguyen Huu Xuong; Bull. Am. Phys. Soc. 9, 408 (1964),.
198. R.Armenteros, L.Montanet, D.Morrisson et al; Proc. of the Intern. Confer. on High Energy Nuclear Physics, CERN 1962.
199. G.B.Chadwick, W.T.Davies, M.Derrick et al. ; Phys. Rev. Lett. 80 10, 62 (1963).
200. M.Cresti, C.J.Hawkins, P.M.D. et al. ; Proc. of the Sienna Intern. Confer. on Elem. Particles, 1, 263 (1963).
201. N.Barrash, P.Franzini, J.Steinberger, T.H.Tan, P.Yager;
Булет опубликовано, цитируется по работе 202.
202. F.J.Dyson, Nguyen Hun Xuong, Phys. Rev. Lett. 14, 654 (1965).