

Б. 243

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Fortschr. Phys., 1967, Bd. 15, Nr. 7
S. 735-494



P -2784

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

II

(Энергетические и угловые распределения
вторичных частиц)

1966

Р - 2784

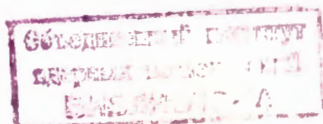
В.С. Барашенков, В.М. Мальцев

НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

II

(Энергетические и угловые распределения
вторичных частиц)

Направлено в „Fortschritte der Physik“



4743/2 мр.

І. ВВЕДЕНИЕ

В обзоре^{/1/} были подробно рассмотрены множественность и состав вторичных частиц, образующихся в неупругих взаимодействиях высокоэнергетических частиц. В настоящей работе, являющейся продолжением обзора^{/1/}, мы рассмотрим те свойства вторичных частиц, которые связаны с их энергетическими, импульсными и угловыми распределениями.

Как и в обзоре^{/1/}, мы ограничимся областью энергий $T \geq 1$ Гэв (T - кинетическая энергия первичной частицы в лабораторной системе координат); однако данные, относящиеся к аннигиляции антинуклонов, мы будем рассматривать при всех энергиях, начиная от порога $T = 0$. Нашей целью, по-прежнему, остается суммирование и систематический анализ известных экспериментальных данных, выполненный независимо от каких-либо предвзятых теоретических представлений. Мы надеемся, что полученные таким образом выводы могут послужить основой для дальнейших теоретических построений.

Некоторые предварительные результаты были изложены в препринте^{/2/}, написанном с участием И.Патера. Настоящая работа является более полным и существенно переработанным обзором.

В процессе работы нам были весьма полезны многочисленные обсуждения с К.Д.Толстовым, пользуемся случаем выразить ему нашу глубокую благодарность.

Далее будут использоваться те же обозначения, что и в обзоре^{/1/}.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1966 г.

II. 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 и 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. I, 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.

2.1. Средняя энергия частиц

В настоящее время накоплено уже большое количество экспериментальных данных об энергиях и импульсах частиц, рождающихся

ся при неупругих взаимодействиях. Первое, что обращает на себя внимание при рассмотрении этих данных, — это 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 $\mathcal{E}_c = E_c - (M_1 + M_2)$, которая может быть затрачена на образование новых частиц. (E_c — полная энергия сталкивающихся частиц в системе их центра масс, M_1 и M_2 — массы этих частиц, если они входят в число вторичных). Это хорошо видно из таблиц I-4, где приведены средние значения

$$\bar{T} = \int_0^{T_{\max}} T W(T) dT, \quad (1)$$

вычисленные по экспериментальным энергетическим спектрам

$$W(T) = \frac{1}{\sigma_{in}} \sum_j n_j \frac{\partial \sigma_j(T)}{\partial T}. \quad (2)$$

Здесь $\frac{\partial \sigma_j(T)}{\partial T}$ — дифференциальное сечение рождения частиц определенного сорта в j -ом канале неупругой реакции, n_j — число этих частиц; здесь и везде далее T — кинетическая, $\mathcal{E} = T + M$ — полная энергия 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 π^-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 [39], в то время как их средние кинетические энергии практически одинаковы: $\bar{T}_p \approx \bar{T}_\pi \approx 0,4$ ГэВ.

Предположение об одинаковом количестве кинетической энергии, приходящейся в среднем на каждую степень свободы в системе вторичных частиц, является основой статистической теории множественного рождения частиц Ферми и различных гидродинамических обобщений.

Однако равенство средних кинетических энергий рождающихся частиц выполняется весьма приближенно. Так, несмотря на большие ошибки измерений, кинетическая энергия вторичных протонов в $N-N$ столкновениях оказывается заметно большей кинетической энергии π^- мезонов; наоборот, средняя кинетическая π^- мезонов, рождающихся в π^-N столкновениях, заметно превышает среднюю кинетическую энергию π^- мезонов из $N-N$ столкновений.

Измерения энергии, затрачиваемой первичной частицей на образование новых частиц, выполненные многими авторами, привели к заключению, что в области высоких энергий на новые частицы, как правило, затрачивается лишь меньше половины энергии

первичных частиц (см. § 2.2) и, следовательно, среди вторичных должны быть частицы, кинетическая энергия которых значительно превосходит среднюю кинетическую энергию остальных частиц. Этот эффект становится всё более существенным по мере увеличения энергии налетающей частицы T , так как средняя кинетическая энергия вторичных частиц \bar{T} возрастает при увеличении T весьма медленно.

Изучение энергетических спектров вторичных частиц показало, что существенно выделенной по энергии - "лидирующей" -, как правило, является всего лишь одна частица. (В опытах с космическими лучами к такому выводу приводит, в частности, также анализ величин пробегов ливнеобразующих частиц; подробнее см. работы^{92, 93/}). В случае $N-N$ взаимодействий выделенной частицей является нуклон. Именно этим и объясняется то, что средняя кинетическая энергия вторичных нуклонов в этом случае превышает среднюю кинетическую энергию π -мезонов. После выделения "лидирующего" нуклона кинетические энергии π -мезонов и второго нуклона оказываются близкими.

Тот факт, что средняя энергия вторичных π -мезонов в случае $\pi-N$ столкновений превышает среднюю энергию π -мезонов, рождающихся при столкновениях нуклонов, можно объяснить тем, что в случае $\pi-N$ взаимодействия лидирующей частицей может быть как нуклон, так и π -мезон.

Однако следует иметь в виду, что эти заключения имеют пока лишь качественный характер, так как точность известных экспериментальных данных еще невелика и энергию лидирующей частицы можно определить лишь весьма приближенно. Твердо уста-

новленным является лишь сам факт существования лидирующей частицы; последнее 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).

Выделенный характер одной очень быстрой частицы качественно хорошо согласуется с моделью периферических взаимодействий. Наряду с этим в той части характеристик неупругого взаимодействия, которая непосредственно не связана с лидирующей частицей, достаточно ясно проявляются статистические черты. Это и явилось причиной успеха в объяснении ряда важных сторон неупругих взаимодействий, достигнутого ранее в различных статистических теориях.

Следует подчеркнуть, что отмеченная выше слабая зависимость энергии \bar{T} 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^+ и π^- мезонов, рождающихся в неупругих π^-p взаимодействиях при $T = 6,65$ Гэв, в лабораторной системе координат различаются почти вдвое^{/74/}.

$$\bar{T}_{\pi^-} = (1,55 \pm 0,08) \text{ Гэв}, \text{ а } \bar{T}_{\pi^+} = (0,76 \pm 0,12) \text{ Гэв}.$$

С формальной точки зрения это обусловлено тем, что в системе центра масс угловые распределения частиц различных сортов сильно различаются (см. гл. II). Кроме того, при релятивистском пре-

образовании к лабораторной системе координат существенно скажется также различие масс частиц (ср. спектры протонов и π^- мезонов на рис. I).

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

$$\bar{T} = \frac{\varepsilon_c}{n}, \quad \varepsilon_c \sim T^{1/2}, \quad n \sim T^{1/4}$$

то можно ожидать, что степень роста \bar{T} приблизительно такая же, как и для средней множественности n . Этот вывод остается справедливым и в том случае, если учесть, что основную часть энергии уносит лидирующая частица, поскольку энергия этой частицы $\bar{T}_c = \alpha \varepsilon_c$

($\alpha \approx 0,5-0,7$; см. § 2.2) и поэтому

$$\bar{T} \approx \frac{\varepsilon_c - \alpha \varepsilon_c}{n} \sim T^{1/4}.$$

Из рис. 2, где суммированы вплоть до $T \sim 10^4$ Гэв экспериментальные данные по энергии π^- мезонов, рождающихся в $N-N$ столкновениях, видно, что энергетическую зависимость $\bar{T}(T)$ действительно можно аппроксимировать функцией

$$\bar{T}(T) \approx 0,1 + 0,1 T^{1/4}. \quad (3)$$

Существенные отклонения наблюдаются лишь в области энергий порядка нескольких Гэв.

Экспериментальные значения кинетической энергии нуклонов и других тяжелых частиц, известные нам пока лишь до энергий порядка нескольких десятков Гэв, также можно аппроксимировать функцией $\bar{T}(T)(3)$.

Однако ошибки измерений в настоящее время еще очень велики и наряду с (3) возможны также и другие виды аппроксимаций.

Во всяком случае, можно утверждать, что средняя кинетическая энергия рождающихся частиц не возрастает быстрее, чем $T^{1/4}$.

Интересно отметить, что положение максимума в спектре, т.е. величина наиболее вероятной (пиковой) кинетической энергии рождающихся частиц, остается практически постоянной

$$J_p \approx (2 \div 3) m_\pi c^2$$

в огромном интервале энергий от нескольких ГэВ до сотен тысяч ГэВ (см. рис. 3). Возрастание средней энергии \bar{J} происходит в основном лишь за счет относительного увеличения площади высокоэнергетической части ("хвоста") спектра ^{/92, 94/}.

При фиксированной энергии сталкивающихся частиц эта часть спектра ($J \gg J_p$) описывается степенной функцией

$$W(J) \sim J^{-\alpha}, \quad (\alpha > 0) \quad (4)$$

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

В лабораторной системе координат значения \bar{J} и \bar{J}_p возрастают приблизительно как $T^{3/4}$ и $T^{1/2}$ и во всяком случае не медленнее, чем $T^{1/2}$.

Зависимость средней энергии частиц от числа лучей/в звезде исследовалась во многих работах. В $\pi-N$ взаимодействиях

частицы из малолучевых звезд во всех случаях оказываются в среднем более жесткими, чем частицы из звезд с большим числом лучей. Например, средний импульс π^\pm -мезонов из двухлучевых звезд, образующихся при неупругих π^-p взаимодействиях с энергией $T = 6,8$ ГэВ, составляет 620 ± 60 МэВ/с, а средние импульсы π^\pm -мезонов из четырех- и шестилучевых звезд равны 520 ± 50 и 460 ± 60 МэВ/с ^{/39/}.

Интересно отметить, что в двухлучевых звездах при π^-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:

$$\bar{J}_{\pi^-} = (0,51 \pm 0,05) \text{ ГэВ}, \quad \bar{J}_{\pi^+} = (0,52 \pm 0,05) \text{ ГэВ} \quad /77/.$$

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

Средняя энергия (импульс) вторичных частиц, рождающихся в $N-N$ столкновениях, также уменьшается с ростом множественности. Так, средняя кинетическая энергия π^+ -мезонов в звездах с числом лучей $n = 2, 4, 6, 8$, образующихся в $p-p$ столкновениях при $T = 24$ ГэВ, составляет соответственно $1210, 740, 630$ и 470 МэВ ^{/48/}; с ростом множественности уменьшается и энергия протонов.

Совершенно другой вывод о характере зависимости $\bar{T}(n)$ был получен в фотоэмульсионных работах^{/14, 96/}: средний импульс π^\pm - мезонов и протонов, рождающихся в $N-N$ столкновениях при $T = 9$ Гэв, в этих работах оказался не зависящим от числа лучей n ($\bar{p}_\pi = 325 \pm 30, 370 \pm 50$ Мэв/с и $\bar{p}_p = 1152 \pm 90, 1028 \pm 80$ Мэв/с соответственно для звезд с $n = 2 + 4$ и $n = 5 + 7$)/14/.

Этот результат можно понять лишь в том случае, если допустить, что при переходе к звездам с большим числом лучей резко уменьшается энергия вторичных нейтральных частиц (или их число). Последнее представляется весьма удивительным, особенно если учесть, что, по данным многих экспериментальных работ, при $T \gg 1$ Гэв энергии вторичных π - мезонов разных знаков заряда мало отличаются друг от друга. Заметные различия наблюдаются лишь в случае $\pi-N$ взаимодействий для одно- и двухлучевых звезд.

По-видимому, измерения в работах^{/14, 96/} не точны, тем более что в более поздней работе^{/47/}, в которой участвовала и часть авторов работы^{/96/}, для случая $p-p$ взаимодействий обнаружена уже заметная зависимость $\bar{T}(n)$ (в $p-n$ взаимодействиях значения \bar{T}_π по-прежнему получены не зависящими от числа лучей n).

2.2. Коэффициент неупругости

Средняя энергия \bar{T} тесно связана 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" с относительно небольшими параметрами удара, для описания которых часто используется статистическая теория Ферми, характеризуются значительно большей неупругостью, чем "периферические столкновения", где основная часть энергии уносится, как правило, всего лишь одной частицей.

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 суммарной 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^{х)}. Значение $K = 1$ соответствует процессам аннигиляции сталкивающихся

х) В некоторых работах коэффициент неупругости определяется как отношение полной энергии всех новых частиц к полной кинетической энергии сталкивающихся частиц или к той ее части, которая может быть затрачена на образование новых частиц. Однако такое определение неудобно, так как в случае аннигиляционных процессов вблизи порога коэффициент K может принимать сколь угодно большое значение. Кроме того, даже для $N-N$ взаимодействий определенный таким образом коэффициент будет зависеть от выбора системы координат (ср. соотношение (6)).

В области больших энергий, когда $T \gg M_N$, различные определения коэффициента неупругости практически совпадают.

частиц; в этих случаях в конечном состоянии нет частиц тех сортов, какие были в начальном состоянии: все вторичные частицы здесь новые. Неупругость всех других типов взаимодействий меньше единицы, при этом $K < 1$ даже в тех случаях, когда в новые частицы переходит максимально возможная энергия $E_c = W_c - (M_1 + M_2)$.

Так как энергия, передаваемая новым частицам, в каждом акте неупругого взаимодействия оказывается несколько иной (см. рис. 4, 5, 6), то удобно ввести средний коэффициент неупругости

$$K = \frac{\int k N(k) dk}{\int N(k) dk}, \quad (5)$$

где $N(k)$ - число неупругих взаимодействий с определенным значением коэффициента неупругости.

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

$$\Delta E_L = \gamma_c \cdot \Delta E_c$$

и соответствующие коэффициенты неупругости K_L и K_c оказываются одинаковыми^{х)}:

х) Подчеркнем, что это равенство имеет место лишь в среднем; для отдельных же звезд угловое распределение частиц может быть резко асимметричным.

$$K_L = \frac{\Delta E_L}{E_L} = \frac{\gamma_c \Delta E_c}{E_L} = \frac{2M\gamma_c}{E_c} \frac{\Delta E_c}{E_c} = \frac{\Delta E_c}{E_c} = K_c. \quad (6)$$

При этом мы учли, что фактор релятивистского преобразования

$$\gamma_c = \frac{E_c}{2M} \quad \text{и} \quad E_c^2 = 2ME_L.$$

где E_L и E_c - полная энергия сталкивающихся частиц соответственно в лабораторной системе и в системе центра масс.

В других случаях, например, для $\pi-N$ взаимодействий, коэффициенты K_L и K_c различаются.

В некоторых работах рассматривается коэффициент неупругости в так называемой "зеркальной системе координат", где налетающая частица и частица-мишень меняются местами^{/55, 82/}. Для $N-N$ взаимодействий определенный таким образом средний коэффициент неупругости $K^* = K_L = K_c$,

Если интересоваться только заряженными или только нейтральными частицами, то систему p+n нельзя рассматривать как симметричную даже в среднем, так как угловые распределения рождающихся заряженных частиц в этом случае асимметричны (см. § 3.1).

Отметим, что из соотношений (6) сразу же следует связь средних энергий π - мезонов в лабораторной системе и в системе центра масс

$$\bar{E}_c = \bar{E}_L \left(\frac{E_c}{E_L} \right). \quad (6')$$

Для этого следует лишь вспомнить, что $\Delta E_c = \bar{n}_\pi \bar{E}_c$; $\Delta E_L = \bar{n}_\pi \bar{E}_L$,

в других же случаях $K^* \neq K_L$; однако во всех случаях большая величина коэффициента неупругости в лабораторной системе координат в среднем соответствует большой его величине в зеркальной системе и в системе центра масс. В частности, для неупругих π - N взаимодействий с $K^* \leq 0,5$ и $K^* > 0,5$ соответствующие средние значения коэффициента K_c равны приблизительно 0,3 и 0,7).

Следует подчеркнуть, что ничего нового по сравнению с K рассмотрение "зеркального коэффициента" K^* не дает. Однако этот коэффициент может быть выражен только лишь через энергии сталкивающихся частиц и энергию нуклона отдачи

$$K^* = \frac{T^* - J^*}{E_L^*} \quad (7)$$

Здесь T^* и J^* - кинетическая энергия нуклона в "зеркальной системе координат" до и после столкновения, E_L^* - полная энергия сталкивающихся частиц в этой системе координат.

Поэтому в тех случаях, когда энергия других вторичных частиц (например, π^0 - мезонов) неизвестна, вычисление коэффициента K^* все же дает возможность получить сведения о неупругости взаимодействия.

Кроме полной потери энергии ΔE , большой интерес представляет отдельно рассмотреть, какая часть энергии первичных

где $\bar{E} = \bar{J} + m_\pi$, \bar{n}_π - среднее число рождающихся π - мезонов.

Формула (6) часто оказывается очень полезной на практике.

частиц теряется на образование вторичных частиц определенного сорта. Такие парциальные потери энергии также удобно характеризовать коэффициентами неупругости:

$$K_\pi = \frac{(\Delta E)_\pi}{E} ; K_K = \frac{(\Delta E)_K}{E} \quad (8)$$

и т.д.

Исходя из обсуждавшейся в предыдущем параграфе и в ^{11/}обзоре энергетической зависимости среднего числа рождающихся частиц \bar{n} и их энергии \bar{J} , можно ожидать, что в области очень больших космических энергий коэффициент неупругости

$$K_\pi = \frac{\bar{n}_\pi (\bar{J}_\pi + m_\pi)}{E_c} \approx \frac{\bar{n}_\pi \bar{J}_\pi}{E_c}$$

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

$$K = K_\pi + \frac{\bar{n}_\pi (\bar{J}_\pi + M_\pi)}{E_c} \quad (9)$$

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 I-4. (При этом, однако, следует иметь в виду, что среднее значение, определяемое соотношением (5), можно лишь приближенно заменить произведением средних \bar{J} и \bar{n}). 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 приходится использовать различные предположения и косвенные методы.

Известные значения коэффициента K_{π} приведены в таблице 5.

Из этой таблицы видно, что при ускорительных энергиях $T \leq 30$ ГэВ доля полной энергии E_c , затрачиваемая на образование π -мезонов в $N-N$ столкновениях, составляет около 30-35%.

В случае взаимодействий π -мезонов с нуклонами при энергиях, больших нескольких ГэВ, значения коэффициента неупругости в таблице 5 почти вдвое превосходят значения K для $N-N$ взаимодействий. По-видимому, это обусловлено тем, что приведенные в таблице значения K вычислены без учёта лидирующего π -мезона в $\pi-N$ столкновениях, т.е. в предположении, что энергии всех вторичных π -мезонов в среднем одинаковы.

Представляет большой интерес непосредственное экспериментальное исследование этого вопроса.

Следует ожидать, что в одной части неупругих $\pi-N$ взаимодействий будет наблюдаться высокоэнергетический нуклон, в другой части - высокоэнергетический π -мезон. Зная относительное число этих двух типов взаимодействия, можно получить важные заключения о внутренней структуре π -мезона^{/II4/}

Так как сечение рождения странных частиц и антинуклонов в области ускорительных энергий мало (см. обзоры^{/II5,II6/}, то затрата энергии на образование этих сортов частиц незначительна по сравнению с ΔE_{π} и коэффициенты K и 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 $\pi-N$ взаимодействий.

При энергиях $T > 30$ 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 трудностью точно определить энергию первичной космической частицы. Большинство методов определения этой энергии основано на предположениях, которые не всегда выполняются (см. ниже).

Часть данных, приведенных в таблице 5, получена из анализа взаимодействий космических частиц с легкими ядрами. Так как число внутриядерных столкновений в этом случае лишь ненамного превосходит единицу^{/II7-II9/}, а коэффициент неупругости

слабо зависит от энергии, то полученные таким образом значения K_{π} должны быть близки к соответствующим значениям для $N-N$ взаимодействий.

Наиболее точные данные для легких ядер (для углерода и для среднего ядра воздуха) собраны на рис. 7. Как видно, в огромном диапазоне энергий, от $T \sim 10$ Гэв до $T \sim 10^7$ Гэв, коэффициент неупругости нуклон-ядерного взаимодействия составляет около 40-50%. Нуклон-нуклонный коэффициент неупругости должен быть несколько меньшим, однако следует ожидать, что он также будет оставаться приблизительно постоянным. (Если воспользоваться моделью внутриядерных каскадов, то для этого коэффициента получается значение, равное 30-40%).

Хуже обстоит дело с анализом взаимодействий в фотоэмульсии, где имеется большая примесь тяжелых ядер. Разделить нуклон-нуклонные и нуклон-ядерные звезды в фотоэмульсии трудно даже в опытах на ускорителях, где богатая статистика зарегистрированных событий позволяет использовать целую серию правил отбора^{/73, 117, 124/}. 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 K_{π} в таблице 5 обусловлен еще и тем, что во многих работах приводятся значения коэффициента неупругости, полученные в результате обработки всего лишь нескольких звезд, в то время как его величина сильно изменяется от случ

к случаю (см. рис. 4-6). 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 выполняется лишь в среднем; в отдельных же звездах могут быть значительные флуктуации.

Все это приводит к тому, что большую часть значений K_{π} в области выше ускорительных энергий следует рассматривать лишь как грубую оценку.

Обращает на себя внимание, что, несмотря на большие флуктуации, значения 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^{/125/},

$$K_{\pi} \sim T^{-(0.3 \pm 0.4)}$$

а, по данным камерной работы^{/22/}, величина 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 K_{π} с ростом энергии первоначально был получен также в работах бристольской группы из сравнения энергетического спектра первичных космических частиц с энергетическим спектром генерированных ими γ -квантов^{/93, 104, 126/}. Показатель интегрального спектра γ -лучей (т.е. наклон спектральной кривой в логарифмическом масштабе, ср. рис. 18 в § 2, 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 $K_\pi \approx 3K_{\pi^0} \sim T^{-1/2}$.

Заключения об уменьшении величины K с ростом энергии T были получены также в работах /127-130/.

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

Однако анализ показывает, что во всех случаях, когда при измерениях в фотоэмульсии или в диффузионной камере была получена сильная зависимость $K_\pi(T)$, энергия первичной космической частицы определялась таким образом, что она могла быть существенно завышена. В частности, как было недавно показано В.С.Мурзиным /131/, круто падающий степенной энергетический спектр первичных космических частиц приводит к тому, что даже среднюю энергию этих частиц нельзя правильно измерить, если не учитывать поправок, зависящих от степенного показателя их энергетического спектра и среднеквадратичной ошибки измерения энергии отдельных частиц. Это хорошо видно из рис. 8, где нанесены значения коэффициента K , полученные в работе /129/ обычным фотоэмульсионным методом с определением энергии первичной частицы по формуле Кастагноли, и теоретическая кривая значений $K(T)$, которые получаются, если пользоваться формулой

Кастагноли без учета указанных выше поправок, хотя положенный в основу расчета "истинный" коэффициент K предполагался постоянным и равным единице^{x)}.

Дополнительным источником ошибок служит положенное в основу вывода формулы Кастагноли предположение о том, что вторичные частицы разлетаются в системе центра масс симметрично по отношению к плоскости $\theta = \frac{\pi}{2}$. Последнее, как уже отмечалось, выполняется, вообще говоря, лишь в среднем; поэтому применение формулы Кастагноли к отдельным звездам может привести к существенным ошибкам (см. таблицу 6).

Что касается результатов работ /93, 104, 126/, то более поздние измерения Л.Т.Барадзей, Н.Л.Григорова и др. /134, 135/, выполненные с помощью ионизационного калориметра, показали, что показатель интегрального спектра γ - лучей мало отличается от показателя спектра первичных частиц.

x) В работе /131/ было также показано, что пренебрежение поправками на форму энергетического спектра космических частиц приводит к ошибочным заключениям о приблизительно постоянных значениях средней множественности рождающихся частиц при очень высоких энергиях. Именно этим был обусловлен вывод Н.Мэлтора /132/ о "насыщении" процессов множественного образования частиц при $T > 10^2 - 10^3$ Гэв (см. стр. 42 в обзоре /1/).

Заключение о систематическом завышении энергии космических частиц при определении коэффициента неупругости K_π в фотоэмульсионных и в камерных работах было получено также в диссертации Т.С.Юлдашбаева /133/, где дан подробный анализ различных методов измерения коэффициента K_π .

Опыты с μ - мезонами большой энергии под землей также показывают, что показатели энергетических спектров космических частиц и генерированных ими вторичных частиц различаются очень мало/^{136/}.

Странное отличие результатов их измерений от данных других работ отмечали и сами авторы работ/^{93, 126/}. В более позднем обзоре/^{92/} указана уже значительно более слабая зависимость $K_{\pi}(T)$: $\Delta K_{\pi}/K_{\pi} \approx 40\%$ при изменении энергий T от $2 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^5$ ГэВ. В пределах точности эксперимента столь незначительное изменение K_{π} практически означает независимость коэффициента неупругости от энергии. Об этом говорится и в последующей работе этой группы/^{110/}.

Постоянство или очень слабая зависимость K_{π} от энергии следует также из наиболее точных в настоящее время измерений, выполненных с помощью ионизационного калориметра. Энергия первичной частицы в этом случае определяется суммированием энергии электрон-фотонного каскада, генерированного этой частицей в толстом слое поглотителя/^{55, 103, 133, 134/}. Величина коэффициента неупругости, полученная таким методом, остается для космических частиц приблизительно такой же, как и в области ускорительных энергий $T \approx 10 + 30$ ГэВ.

К аналогичному выводу приводит анализ экспериментальных данных по высотной зависимости энергетического спектра нуклонов в атмосфере (см., например/^{133/}).

Что касается коэффициента неупругости для рождения K - мезонов K_K , то в области космических энергий имеются лишь отрывочные данные, которые, однако, указывают, что

здесь, как и при ускорительных энергиях, $K_K \ll K_{\pi}$ /^{92/}.

Доля энергии, уносимая гиперонами при $T \leq 30$ ГэВ, также составляет лишь незначительную часть полной энергии сталкивающихся частиц. В области очень высоких энергий число рождающихся гиперонов по-прежнему остается относительно небольшим (не более 20% от полного числа рождающихся частиц; см./^{1, 115, 116/}) и уносимая ими энергия не может стать очень существенной.

Таким образом, можно утверждать, что в широкой области энергий от нескольких ГэВ до $T \sim 10^7$ ГэВ коэффициенты неупругости K_K, K_Y, K_N значительно меньше K_{π} , а суммарный коэффициент неупругости $K \approx 30-40\%$.

Как уже отмечалось выше, вывод о приблизительном постоянстве коэффициента неупругости в области высоких энергий поддается сопоставлению известных экспериментальных данных об энергетической зависимости средней множественности вторичных частиц $\bar{n}(T)$ и их средней энергии $\bar{T}(T)$. Однако приблизительное постоянство коэффициента K является значительно более твердо установленным фактом, чем вид энергетической зависимости $\bar{T}(T)$ (ср. таблицы 2 и 5); поэтому предпочтительнее взять за основу экспериментальные данные по $\bar{n}(T)$ и $\bar{K}(T)$ и из их сопоставления получить достаточно достоверное заключение о том, что при $T \gg 1$ ГэВ $\bar{T}(T) \sim T^{1/4}$, а основная часть энергии

$$(1-K)\varepsilon_c \approx (65 \div 75\%)\varepsilon_c \sim T^{1/2}$$

концентрируется всего лишь на двух вторичных частицах, которые являются частицами того же сорта, что и сталкивающиеся (более точно: лишь на одной из них; см. § 2.1). В этом смысле иногда говорят, что налетающая частица после неупругого взаимодействия сохраняет основную часть своей первоначальной энергии, хотя, строго говоря, речь может идти лишь о первичной и вторичной частицах одного сорта.

Из рис. 5 и 6 видно, что в распределениях неупругих π - N взаимодействий по величине коэффициента неупругости проявляются два отдельных максимума, соответствующие различной множественности.

Однако степень достоверности этого заключения в настоящее время остается весьма неясной. Не исключено, что провал в распределениях $K(n)$ на рис. 5 и 6 может быть обусловлен недостаточно корректной идентификацией вторичных протонов. К этому вопросу мы еще вернемся в следующем разделе в связи с обсуждением структуры импульсных спектров вторичных частиц.

Независимо от того, существует в действительности структура в распределениях $K(n)$ или нет, измерения, выполненные различными авторами на ускорителях, указывают, что как в π - N , так и в N - N столкновениях величина коэффициента неупругости в среднем возрастает при увеличении числа рождающихся частиц и взаимодействиям с большей неупругостью, как правило, соответствует и большая множественность вторичных частиц. 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.

Вместе с тем, количественные данные об увеличении коэффициента неупругости с ростом множественности n в разных работах получаются различными. Так, авторами /14, 96/ для случая N - N столкновений при $T = 9$ Гэв получена настолько сильная зависимость $K(n)$, что средняя энергия рождающихся частиц \bar{T} оказалась практически не зависящей от их числа. Такой же результат для p - n взаимодействий при 9 Гэв получен в работе /47/. В других работах установлен значительно более слабый рост коэффициента неупругости.

Зависимость коэффициента неупругости от множественности рождающихся частиц исследовалась также в опытах с космическими лучами. Авторами /103, 133/ для взаимодействий с числом рождающихся частиц $n > 9$ при $T = 10^2$ – 10^3 Гэв получено значение $K_{\pi^0} = 0,19 \pm 0,02$, в пределах экспериментальных ошибок не отличающееся от значения $K_{\pi^+} = 0,17 \pm 0,02$, которое получено для взаимодействий с меньшей множественностью; в последующих работах (см., например, /137/) получены заключения о более заметном возрастании величины K при переходе к звездам с большим числом лучей. В этом отношении здесь, по-видимому, нет существенного отличия от области ускорительных энергий.

2.3. 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 рас-

смотреть лишь один из этих случаев. Мы остановимся на импульсном спектре, так как этот тип спектра рассматривается в большинстве экспериментальных работ^{х)}.

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

На рис. 9 приведен импульсный спектр протонов из неупругих π^-p взаимодействий при $T = 3,86$ Гэв. В спектре отчетливо видны пики, выходящие за статистические ошибки (в работах^{/138/} было проанализировано около 2500 протонов).

В работах, выполненных при более высоких энергиях, статистика зарегистрированных событий значительно меньше, поэтому в экспериментальных распределениях $W(p)$ проявляются лишь весьма грубые детали структуры. Так, недавние измерения нескольких групп авторов показали, что в спектрах нуклонов и гиперонов, рождающихся в $\pi-N$ взаимодействиях при $T \gg 1$ Гэв, наблюдаются два отдельных максимума (см. рис. 9, 10). Эти максимумы особенно отчетливо проявляются, если разделить спектры для звезд с различным числом лучей. Из рис. 11 и 12 видно,

х) К энергетическому спектру можно перейти с помощью простого соотношения

$$\mathcal{M}(T) = W(p) \frac{dp}{dT} = W(\sqrt{T(T+2M)}) \frac{T+M}{\sqrt{T(T+2M)}},$$

где M — масса рождающихся частиц, $\mathcal{M}(p)$ — их импульсный спектр.

Существенно подчеркнуть, что между средними величинами \bar{T} и \bar{p} простой связи нет, поэтому в тех случаях, когда в экспериментальной работе приводится лишь средний импульс, величина средней энергии остается неизвестной.

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^{/38/}), относящуюся еще к 1957 году). Однако точность измерений была невелика, и аномалии, наблюдавшиеся в спектрах, всегда можно было приписать возможным статическим ошибкам.

Но дело не только в точности измерений. Анализ, выполненный в работах^{/40-42, 87, 89, 90/}, 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. Существенно различной оказывается и передача четырехмерного импульса бариону. Из рис. 10 и 12, например, хорошо видно, что в столкновениях, соответствующих низкоэнергетическому максимуму в спектре, Δ — гиперону в среднем передается в несколько раз больший четырехмерный импульс $\Delta = \sqrt{(p_\perp - p_{\perp'})^2 + (p_\parallel - p_{\parallel'})^2}$, чем в столкновениях, соответствующих высокоэнергетическому максимуму и малой множественности рождающихся частиц. В суммарных распределениях по Δ отчетливо проявляются два максимума (см., например, рис. 13 и 14).

Имеются указания, что неупругие взаимодействия с малой величиной Δ характеризуются также малой передачей энергии и трехмерного импульса^{/90/}.

Из сравнения соответствующих площадей импульсного спектра Λ - гиперонов на рис. 10 можно заключить, что при $T = 7$ ГэВ взаимодействия с малой передачей импульса (заштрихованная часть спектра) составляют приблизительно треть от полного числа неупругих $\pi-N$ взаимодействий. Такая же оценка получается и для $\pi-N$ взаимодействий при $T=16$ ГэВ.

Отношение площадей высокоэнергетического и низкоэнергетического максимумов в спектрах протонов из работ^{/40,42/} оказывается несколько большим. Однако экспериментальная ситуация в случае протонных спектров является в настоящее время довольно неопределенной, и данные различных авторов часто оказываются противоречащими друг другу. Так, в дубненской работе^{/39/} вообще не наблюдалось никакой структуры в импульсном спектре протонов; распределение протонов, полученное в немецкой работе^{/144/} при той же энергии $T = 7$ ГэВ, хотя и имеет два отдельных максимума, но эти максимумы располагаются как раз там, где имеются минимумы в распределении $W(p)$ из работ^{/40, 42/} (см. рис. 9). В спектре протонов из фотоэмульсионной работы^{/42/} при $T = 16$ ГэВ ясно виден второй максимум, в то же время импульсное распределение протонов при $T \approx 10$ ГэВ, построенное по данным камерных работ^{/141-143/}, хотя и указывает на структуру $W(p)$ в области больших значений p , не имеет двух отдельных максимумов (см. рис. 9).

Причина всех этих противоречий в экспериментальных данных остается пока еще не выясненной.

В работах^{/139, 140/} высказывается предположение, что заключения о существовании двух резко выделенных максимумов в спектре протонов обусловлено в основном недостаточно корректным анализом природы вторичных частиц в фотоэмульсии, благодаря чему теряется значительное количество протонов с промежуточными значениями импульсов. Среднее число протонов, приходящихся на один акт неупругого π^-N взаимодействия $\bar{n}_p \approx 0,27$, определенное в работе^{/40/}, действительно значительно меньше их среднего числа $\bar{n}_p = 0,44 \pm 0,04$, полученного в работе^{/39/}, где не наблюдалось "двухгорбой" структура протонного спектра $W(p)$.

Систематический пропуск части протонов в промежуточной области импульсов мог бы также объяснить провалы в распределении коэффициента неупругости $K(n)$ и в спектре $W(\Delta)$.

Все эти вопросы требуют еще дальнейшего тщательного исследования^{x)}.

x) Если для анализа структуры барионных спектров применить модель центральных и периферических взаимодействий, то дополнительные максимумы в этих спектрах можно объяснить вкладом периферических процессов с резонансными многочастичными промежуточными состояниями (т.е. процессами с обменом в промежуточных состояниях резононами ρ , f , K^* и т.д.). Для объяснения

Что касается структуры барионных спектров в неупругих $N-N$ взаимодействиях, то положение здесь еще менее ясное, чем в случае $\pi-N$ взаимодействий. Известен целый ряд работ, посвященных экспериментальному исследованию неупругих $p-p$ и $p-n$ взаимодействий при $T > 1$ ГэВ (см., например, /12-14, 16/ и т.д.), в которых не отмечалось никаких существенных особенностей в распределениях протонов по импульсам; гистограммы $W(p)$ в этих работах имеют лишь один максимум. С другой стороны, в работах алма-атинской группы, выполненных методом фотоэмюльсий при $T = 9$ и 19 ГэВ, так же как и в спектре протонов из неупругих $\pi-N$ взаимодействий,

структуры спектров гиперонов на рис. 10, 12, 14 достаточно учесть K - π резонанс K^* с массой $M_z = 890$ МэВ /145, 146/; протонные спектры на рис. 9, 11, 13 при $T = 7$ ГэВ можно объяснить, лишь допустив существование бозонного резонанса с массой $M_z = 2$ ГэВ /147/.

При уменьшении энергии T пик в спектре $W(p)$, соответствующий определенному значению M_z , движется влево, в область меньших значений p . В частности, структура протонного спектра, обусловленная резонансами с $M_z \leq 1$ ГэВ и соответствующая при $T = 7$ ГэВ области $p > 1,6$ ГэВ/с, где очень велика ошибка измерений, при меньших энергиях проявляется уже в средней части спектра. Этим можно объяснить большее число пиков на гистограмме рис. 9 при $T \approx 4$ ГэВ.

Наоборот, с ростом T пики, обусловленные резонансными периферическими процессами, должны переходить в область больших импульсов.

Вполне отчетливо наблюдались два отдельных максимума. Аналогичный "двугорбый" вид имеют и распределения по передаче четырехмерного импульса протону Δ (см. рис. 15 и 16); провал в средней части распределения протонов по $|\bar{\Delta}| = |\bar{p}' - \bar{p}|$ в $p-p$ столкновениях при $T = 9$ ГэВ отмечается также в работе /90/.

О степени достоверности всех этих результатов в настоящее время трудно еще сказать что-либо определенное. Здесь необходима дальнейшая экспериментальная работа.

До сих пор речь шла лишь о спектрах барионов. Импульсные распределения рождающихся π -мезонов 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 родившихся частиц (см., например, работы /27, 148-149/).

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 /74, 76, 82, 150/ (см. рис. 17). Как и в случае протонных спектров, структура более ясно выражена в звездах с малым числом лучей.

С другой стороны, в работе /39/, 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., например, /8, 9, 97/).

Этот вопрос также еще очень неясен.

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. /62, 65, ISI/ и др.). Ошибки измерений здесь сравнительно невелики.

В работе /87/ 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 наблюдалось.

Таким образом, несмотря на то, что сейчас накоплено уже довольно значительное количество экспериментальных данных об импульсных распределениях частиц, образующихся при неупругих взаимодействиях, многие важные вопросы остаются еще не выясненными. На основе изложенного выше экспериментального материала, по-видимому, можно утверждать, что импульсные распределе-

ния частиц имеют существенную структуру не только при энергиях T порядка нескольких Гэв, но и в области более высоких энергий; причем структура импульсных спектров более заметна в случае взаимодействий с небольшой множественностью вторичных частиц и значительно сильнее сказывается для барионов, чем для π - и K -мезонов. Однако определенных заключений здесь сделать еще нельзя.

В этой связи следует подчеркнуть, что в настоящее время несравненно более важным является снижение статистических и систематических ошибок измерений при некотором фиксированном значении T , чем выполнение нескольких, но менее точных экспериментов при различных энергиях T .

2.4. 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 фотоэмульсии 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. 18, это хорошо выполняется на опыте вплоть до энергий $T_{\text{case}} \approx (2 + 5) 10^3 \text{ ГэВ}^x$. При больших энергиях в ряде работ (см., в частности /92, 104, 110, 152, 153/

х) 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 a и b на рис. 18 при $T_{\text{case}} \approx (2 + 5) 10^3 \text{ ГэВ}$ обусловлено тем, что толщина использовавшейся в работах /92, 104, 152/ 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} .

было установлено, что спектр, происходящий от γ - лучей, электронов и позитронов из атмосферы, спадает значительно быстрее, чем спектр, порожденный частицами из звезд в фотоэмульсионной стопке.

Хотя этот результат в настоящее время нельзя считать твердо установленным (известны работы, например, /154/ где наблюдалось довольно плавное изменение N_{case} при $T_{\text{case}} \geq 10^3 \text{ ГэВ}$), тем не менее представляется весьма интересным обсудить, какие причины могли бы обусловить изменение характера энергетической зависимости числа электронно-фотонных каскадов в атмосфере в области очень высоких энергий.

В работе /155/ в качестве возможной причины такого изменения был предложен радиационный распад высокоэнергетических π^0 - мезонов, образующихся при распадах 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. § 2.1). Поэтому для рождения π^0 - мезонов, энергия которых в лабораторной системе координат $T_{\pi} \sim 5 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}$, в этих двух случаях требуется 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 $T \geq 10^4 \text{ ГэВ}$,

достаточно велико, то основная часть фотонно-электронных каскадов с энергией $T_{\text{кас}} \geq (2+5) 10^3$ ГэВ будет иметь распадное происхождение.

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^{х)}.

Критическая энергия T_Y^* определяется соотношением:

$$T_Y^* = \frac{h}{c\tau_Y} \ln \frac{P}{P - L_Y} \quad (10)$$

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 рабо-

х) Отметим, что для возбужденных (резонансных) состояний барионов (например, $N^* \rightarrow N + \pi$) такого эффекта быть не должно, так как их время жизни чрезвычайно мало и релятивистское запаздывание времени, как и для π^0 - мезонов, практически не играет роли.

тах /110, 152/, $T_Y^* \approx 5 \cdot 10^4$ 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. 18.

Основываясь на этой идее и используя известную в настоящее время экспериментальную информацию о неупругих взаимодействиях частиц в области очень высоких энергий, авторы /110/ получили следующие значения отношения интегральных потоков

γ - квантов, порожденных непосредственно родившимися π^0 - мезонами и π^0 - мезонами от распада гиперонов:

$$\frac{N_{\gamma, \pi}}{N_{\gamma, Y}} \approx \frac{1,08}{P_Y}, \quad \frac{0,70}{P_Y}, \quad \frac{0,74}{P_Y}$$

соответственно для $T_{\text{кас}} = 5 \cdot 10^2, 5 \cdot 10^3$ 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. $\sigma_Y = \sigma_{\text{ин}}$) число каскадов гиперонного происхождения недостаточно для объяснения наблюдаемого на опыте резкого спада в спектре

$$N_{\text{кас}}.$$

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 $\bar{n}_T \approx 0,2 \cdot \bar{n} \approx 6$, см. рис. 6 в обзоре^{/1/}). В этом случае

вклад электронно-фотонных каскадов гиперонного происхождения может стать преобладающим.

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

В некоторых работах 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, /92, 110, 156/). В частности, различие спектров на рис. 18а и 18в 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 фотоэмульсионной стопкой будет переходить лишь сравнительно небольшая часть энергии, связанная с распадом медленных частиц.

Однако такое объяснение является в настоящее время едва ли более убедительным, чем объяснение с распадом гиперонов. Во всяком случае не хотелось бы высказывать предположений о каких-то новых неизвестных нам механизмах взаимодействий там, где можно обойтись более привычными представлениями.

2.5. Распределение частиц по поперечному импульсу

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

$$W(P_{\perp}) = \frac{1}{\sigma_{in}} \sum_i n_i \frac{\partial \sigma_i(P_{\perp})}{\partial P_{\perp}} \quad (11)$$

приведены на рис. 19 и 20. В таблицах 7-9 и на рис. 21 указаны средние значения

$$\bar{P}_{\perp} = \int P_{\perp} W(P_{\perp}) dP_{\perp} \quad (12)$$

Кроме приведенных в таблицах, отметим еще средний поперечный импульс каскадных Σ - гиперонов. Нам известно всего лишь два значения этого импульса:

$(P_{\perp})_{\Sigma} = 318 \pm 35$ Мэв/с, полученное в работе /184/ из анализа взаимодействий

Π^- - мезонов с энергией 7 Гэв с ядрами углерода при $T \approx 7$ Гэв и

$(P_{\perp})_{\Sigma} = 580 \pm 60$ Мэв/с, полученное в работе /159/ для Π^- -р 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 очень медленное (грубо говоря, логарифмическое) возрастание средних значений \bar{P}_{\perp} . 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}_\perp возрастают с увеличением массы частиц. Об этом говорят, например, данные, приведенные на рис. 22. 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}_\perp 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 на порядок меньше среднего поперечного импульса тяжелых частиц, $\bar{P}_\perp \sim 1$ Гэв/с, полученного из анализа взаимодействий вторичных нейтральных частиц в центральной части ливней, вызываемых космическими лучами^{/92, 93/}. С другой стороны, в работе^{/22/} 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}_\perp .

В предыдущих параграфах уже говорилось о том, что экспериментальные данные ряда авторов указывают на существование 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. § 2.3). Это значительно отличается от среднего значения $\bar{P}_\perp = 383 \pm 12$ Мэв/с^{/87/}.

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. 8 и рис. 23 и 24). При очень высоких энергиях вклад взаимодействий с большими значениями P_\perp несколько увеличивается, особенно для тяжелых частиц.

Однако говорить о наличии какой-либо существенной структуры в распределениях $W(P_\perp)$ можно лишь с ещё большей осторожностью, чем в случае рассмотренных в предыдущих параграфах спектров $W(p)$ и $W(\Delta)$. Из экспериментальных распределений $W(P_\perp)$ можно выделить две обособленные 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, но в пределах ошибок измерений такое разделение является не очень

надежным. Это хорошо видно, в частности, из распределений

$W(p_{\perp})$ для звезд с различным числом лучей на рис. 23 и 24. В отличие от спектров $W(p) \sim W(\Delta)$ форма распределений поперечных импульсов частиц в мало- и многолучевых звездах оказывается в пределах экспериментальных ошибок приблизительно одинаковой.

Вместе с тем нельзя не заметить зависимости распределений $W(p_{\perp})$ от числа частиц, рождающихся при неупругом взаимодействии. Из таблиц IO и II хорошо видно, что при переходе к звездам с большим числом лучей средний поперечный импульс протонов возрастает, а средний поперечный импульс рождающихся

π - мезонов остается практически почти постоянным. Это указывает на то, что рождение частиц в звездах с малым и в звездах с большим числом лучей связано с различными пространственными областями.

Рассмотрим этот важный вопрос подробнее.

2.6. Пространственные размеры области взаимодействия

С помощью соотношения неопределенностей

$$(\Delta \bar{p}_{\perp}^2) (\bar{z}_{\perp}^2) \leq \hbar^2, \quad (I3)$$

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

дисперсия поперечного импульса, можно оценить средние размеры пространственной области $\rho \equiv (\bar{z}_{\perp}^2)^{1/2}$, в которой реализуется неупругое взаимодействие.

Так как экспериментальные распределения $W(p_{\perp})$ известны еще с довольно большими ошибками, то практически $(\Delta \bar{p}_{\perp}^2)$ в формуле (I3) можно заменить на среднее значение \bar{p}_{\perp} (например, для протонов в π^-p взаимодействиях при $T = 7$ Гэв разность $(\bar{p}_{\perp}^2)^{1/2} - \bar{p}_{\perp} = 40 \pm 90$ Мэв/ $^{1/65}$); в этом случае

$$\rho \leq \hbar / \bar{p}_{\perp}. \quad (I4)$$

Следует, однако, иметь в виду, что определенную таким образом величину ρ нельзя рассматривать как параметр удара, так как эта величина существенно зависит от взаимодействий частиц, образовавшихся в первоначальном акте неупругого столкновения.

Из данных, приведенных в таблицах 7-II, следует, что основная часть неупругих взаимодействий происходит в области

$\rho \approx (0,5 \div 0,8) \cdot 10^{-13}$ см. Эта область приблизительно такой же величины, как и ядерный радиус частиц, полученный из анализа опытов по упругому рассеянию/ 190 /, и в пределах экспериментальных ошибок не зависит от сорта сталкивающихся частиц.

С ростом энергии T средний размер области неупругого взаимодействия, по-видимому, медленно уменьшается (ср. рис.2I). Однако к этому заключению следует относиться с большой осторожностью.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 22, указывают, что образование тяжелых частиц связано с меньшими пространственными областями, чем рождение π - мезонов, хотя

и этот вывод является не очень достоверным.

С увеличением множественности рождающихся частиц пространственная область образования Π - мезонов остается практически неизменной, в то же время пространственный размер ρ , характеризующий рождение протонов, заметно уменьшается. Последнее можно рассматривать как ещё одно указание на существование двух типов неупругих взаимодействий: взаимодействий с малой множественностью вторичных частиц, происходящих на относительно далеких расстояниях между первичными сталкивающимися частицами ("периферические взаимодействия") и взаимодействий с большим числом рождающихся частиц, реализующихся при относительно малых расстояниях между сталкивающимися частицами ("центральные взаимодействия"). Тот факт, что средний поперечный импульс Π - мезонов практически не зависит от множественности, согласуется с картиной, в которой эти мезоны образуются в результате столкновения мезона из периферического "облака" одной первичной частицы с центральной частью (кernom) другой. Размеры области, в которой происходит "кристаллизация" мезонов, в этом случае определяются в основном лишь радиусом действия ядерных сил, (Подробнее о модели центральных и периферических взаимодействий см., например, /192, 191/).

Как отмечалось в § 2.3, механизмы образования положительных и отрицательных Π - мезонов в Π - N взаимодействиях с небольшим числом рождающихся частиц являются, по-видимому, существенно различными. Однако поперечные импульсы этих мезонов с хорошей точностью оказываются одинаковыми. 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 также говорит о том, что несмотря на различные механизмы размеры пространственных областей, в которых происходит образование Π^+ и Π^- - мезонов, приблизительно одинаковы.

Таким образом, несмотря на то, что картина первичного акта может быть сильно затуманена вторичными взаимодействиями родившихся частиц во время их разлета, все же можно утверждать, основываясь на соотношении неопределенностей, что обсуждавшиеся в предыдущих параграфах два типа неупругих взаимодействий связаны с различной "степенью периферичности".

Для численной оценки "степени периферичности" необходим более тщательный анализ с привлечением конкретных теоретических моделей и более детальная экспериментальная информация.

Подставляя известные экспериментальные данные в соотношение неопределенностей для продольной составляющей импульса $p_{||}$

$$(\Delta \bar{p}_{||}^2)(\bar{z}_{||}^2) \leq \frac{\hbar^2}{4} \quad (15)$$

и в соотношение (13), нетрудно убедиться, что в продольном направлении область взаимодействия сжата приблизительно в γ_c раз ($\gamma_c = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ - лоренцевский фактор для системы центра масс:

$$(\bar{z}_\perp^2)^{1/2} / (\bar{z}_{||}^2)^{1/2} = 2(\Delta \bar{p}_{||}^2)^{1/2} / (\bar{p}_\perp^2)^{1/2} = \gamma_c.$$

Так, по данным работы /165/ для π^-p взаимодействий с энергией $T = 4,7$ и 16 ГэВ отношение

$$\frac{[2(\Delta p_{\parallel}^2)^{1/2} / (p_{\perp}^2)^{1/2}]}{(\gamma_c)} \text{ экспер} \quad \text{теор}$$

составляет соответственно $1,15 \pm 0,11$; $1,11 \pm 0,17$ и $0,85 \pm 0,2$.

Следует подчеркнуть, что этот результат не является столь тривиальным, как это может показаться с первого взгляда, так как относится к системе центра масс, где область взаимодействия имеет нулевую скорость; как видно, основная масса вторичных частиц образуется в состоянии, когда очень существенно относительное движение первичных сталкивающихся частиц.

Этот результат является экспериментальным обоснованием феноменологического использования в различных статистических теориях неупругих взаимодействий коэффициента лоренцевского сжатия $1/\gamma_c$.

III. 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. 25).

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.

3.1. Анизотропия и асимметрия угловых распределений

На рис. 26 и 27 приведены характерные примеры угловых распределений частиц, рождающихся в $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиях при больших энергиях:

$$W(\theta) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \quad (16)$$

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

Как видно, во всех случаях частицы разлетаются анизотропно. В $p-p$ взаимодействиях в силу симметрии исходной системы угловые распределения частиц симметричны относительно угла $\theta = \frac{\pi}{2}$, 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 Σ^- -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 Σ^- -гиперонов, вылетающих в ту же полусферу, что и первичный протон, приблизительно в два раза превосходит число Σ -гиперонов, вылетающих в другую полусферу^{/193/}.

Имеются экспериментальные указания, что аналогичное положение имеет место и для $\pi-N$ взаимодействий^{/184/}.

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, более изотропны и симметричны, чем угловые распределения барионов. В пион-нуклонных взаимодействиях большая часть мезонов вылета-

ет в полусферу, обратную той, в которую вылетают барионы. При этом средние угловые распределения отрицательных π^- -мезонов в π^-p и π^-n взаимодействиях заметно более асимметричны, чем угловые распределения π^+ -мезонов (см. рис.27), 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. В этом случае характер угловых распределений в общих чертах таков же, как и в случае $N-N$ взаимодействий. В частности, рождающиеся нуклоны и антинуклоны стремятся сохранить направление движения соответствующих первичных частиц. Например, в $\bar{p}-p$ взаимодействиях при $T = 0,92$ 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^{/194/}.

Рождающиеся при аннигиляции антигипероны разлетаются преимущественно в том же направлении, что и антинуклоны (см., например, /67/).

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. 28). 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^{х)}.

х) В рамках известных в настоящее время теоретических моделей (см., например, /195-197/) звезды с "левой" асимметрией в системе центра масс можно интерпретировать как результат взаимодействия периферической области налетающей частицы с ядром частицы-мишени;

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

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

$$A = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\theta'_{\frac{1}{4}}}{\theta_{\frac{1}{4}}^0} + \frac{\theta''_{\frac{1}{4}}}{\theta_{\frac{1}{4}}^0} \right\} = \frac{3}{4\pi} (\theta'_{\frac{1}{4}} + \theta''_{\frac{1}{4}}), \quad (17)$$

где $\theta'_{\frac{1}{4}}$ и $\theta''_{\frac{1}{4}}$ — углы, в которых содержится половина

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.

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

частиц, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полу-
сферы (см. рис. 29). Если не учитывать статистических флюк-
туаций, то $\theta'_{1/4} = \theta''_{1/4}$ (х).

Значения величин \vec{n}/\bar{n} и A приведены в
таблицах I2-I7. Основная часть данных здесь относится к об-
ласти ускорительных энергий. При больших энергиях трудно раз-
личить $p-p$, $p-n$ и нуклон-ядерные взаимодействия;
поэтому для космических энергий приведены лишь значения ани-
зотропии 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 нук-
лонов и гиперонов вылетает в заднюю полусферу. Правда, следу-
ет учесть, что указанные в таблицах ошибки $\pm \delta(\vec{n}/\bar{n})$
во всех случаях являются чисто статистическими. Кроме этого,
имеются еще значительные систематические ошибки, связанные,
в частности, с неточной идентификацией рождающихся частиц.

х) 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 статисти-
ческих флуктуаций,

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

Эти ошибки особенно существенно сказываются на величине асим-
метрии барионов. Например, даже небольшое изменение числа
барионов, вылетающих в $\pi-N$ взаимодействиях в переднюю
полусферу, приводит к очень большим изменениям величины
 \vec{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
становится заметно более анизотропным; в то же время анизо-
тропия угловых распределений π - мезонов остается прибли-
зительно постоянной в огромном интервале энергий от несколь-
ких 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

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

очень слабо зависит от энергии, а полный импульс \bar{p} воз-
растает приблизительно как $T^{1/4}$. Эти результаты можно
согласовать со слабой энергетической зависимостью угловых рас-
пределений π - мезонов лишь в том случае, если энергия
частиц, вылетающих под малыми углами (а в случае $N-N$ вза-
имодействий - и в области углов $(\theta - \pi)$), увеличивается
с ростом T значительно быстрее, чем среднее значение \bar{p} .
Это заключение хорошо согласуется с результатами непосредст-
венных измерений энергий частиц, рождающихся под различными

углами/15, 39, 106, 107/. При этом наиболее быстрые частицы чаще всего рождаются в звездах с большой анизотропией и малым числом лучей. В области малых углов существенную роль играет обсуждавшаяся выше лидирующая частица, средняя энергия которой возрастает как $T^{1/2}$.

Следует особо остановиться на угловом распределении частиц в неупругих $p-n$ столкновениях. В работах/47, 97, 214/ было установлено, что протоны и заряженные π -мезоны в $p-n$ 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/20/. Отсюда следуют важные теоретические заключения о резонансном характере периферических взаимодействий (см., например,/196/). Однако в работах алма-атинской группы/15, 42/, а также в работе/98/ 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. Причина столь разительных расхождений в настоящее время до конца еще не ясна. По-видимому, дело в систематических ошибках при идентификации рождающихся частиц. В частности, в работе/82/ в качестве возможной причины расхождений указывается неоправданное использование в работах/47, 214/ предположения о том, что скорость вторичных частиц в системе центра масс равна скорости системы центра масс относительно лабораторной системы.

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 многих авторов, 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 I6, I7.

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 $\pi-p$ взаимодействиях совместно с Λ -гиперонами, практически изотропно уже в четырехлучевых звездах/87/.

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/40/ на примере $\pi-N$ взаимодействий при $T = 7$ ГэВ исследовалась зависимость угловых распределений рождающихся частиц от величины коэффициента неупругости. Результаты измерений приведены на рис. 30. Как видно, в звездах с небольшими значениями неупругости анизотропия значительно выше.

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

3.2. 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

$$\Phi(\theta) = \lg \frac{N(\leq \theta)}{N(\leq \pi) - N(\leq \theta)}, \quad (18)$$

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

$$\Phi(\theta) = 2 \lg \tg \theta + 2 \lg \gamma_c, \quad (19)$$

где γ_c - фактор релятивистского преобразования от системы центра масс к лабораторной системе координат^{/93, 215, 216/}.

x) В экспериментальных работах функция Φ обычно записывается в виде: $\Phi = \lg \frac{F}{1-F}$, где $F = \frac{N(\leq \theta)}{N(\leq \pi)}$

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. 31а).

При анизотропном распределении частиц в системе центра масс, но при $W(\pi/2) \neq 0$, функция $\Phi(X)$ описывается кривой, которая мало отличается от прямой линии с наклоном $d\Phi/dx \leq 2$; если же $W(\pi/2) = 0$, то кривая, изображающая $\Phi(X)$, имеет ясно выраженный перегиб при пересечении оси X (см. рис. 31в и с).

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

При исследовании звезд, образуемых в фотоэмульсии космическими частицами ультравысоких энергий $T \geq 10^3$ Гэв, было установлено, что во многих случаях асимптотический наклон верхней и нижней ветвей функции $\bar{\Phi}(x)$ оказываются приблизительно одинаковыми и близкими к двум^{/217/}. Примеры таких угловых распределений приведены на рис. 32. 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". Образование "огненных шаров" существенно сказывается на форме угловых распределений рождающихся частиц лишь при очень высоких энергиях T . В области меньших энергий, и, в частности, при ускорительных энергиях, скорости разлета "огненных шаров" еще невелики и их угловые распределения перекрываются (см. рис. 3I б и с).

Такая феноменологическая модель впервые была предложена Г.Коккони^{/217/} и группой польских физиков^{/215, 216, 218-220/} и в последующем получила широкое распространение.

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. 3I).

Однако, хотя существование выделенных систем координат по отношению к угловому распределению частиц в области ультравысоких энергий в настоящее время можно считать достаточно надежно установленным экспериментальным фактом, его физическая интерпретация является далеко не однозначной. Существование двух выделенных систем координат и, соответственно, двугорбый характер угловых распределений $f(x)$ с изотропной гауссовой формой обоих горбов совсем не обязательно связано с распадом каких-то двух обособленных объектов. В частности, угловое распределение частиц при упругом $p-p$ рассеянии в переменных $x = \lg \tan \theta$ имеет точно такой же характерно двугорбый вид, как и угловое распределение частиц в неупругих взаимодействиях, и с чисто кинематической точки зрения их также можно было бы интерпретировать как результат разлета двух "огненных шаров", хотя образование таких объектов здесь заведомо исключается^{/221/}.

В работе^{/221/} было показано, что все известные в настоящее время экспериментальные данные по двугорбым угловым распределениям хорошо объясняются, если учесть закон сохранения момента количества движения и допустить, что все двугорбые распределения образуются в результате периферических столкновений первичных частиц. Никаких гипотез об "огненных шарах" при этом не требуется.

Использованное в работе^{/221/} предположение о существенно периферическом характере неупругих взаимодействий с двугорбым угловым распределением подтверждается тем экспериментальным фактом, что двугорбые распределения наблюдаются преи-

мущественно в звездах с не слишком большим числом ливневых частиц $n_s < 20$, малым числом черных треков $n_h \leq 5$ и большой величиной дисперсии $\sigma > 0,6$.

Таким образом, хотя наглядная картина образования "огненных шаров" является остроумной и весьма привлекательной, её нельзя рассматривать как экспериментально установленный факт и к ней следует относиться с большой осторожностью. С другой стороны, в настоящее время нет сколь-нибудь серьезных аргументов и против этой картины.

Не исключена также и компромиссная ситуация, когда в одних звездах двугорбость обусловлена распадом "огненных шаров", в других — связана с периферичностью взаимодействия.

Решение вопроса зависит прежде всего от эксперимента.

Так как точность опытов с космическими лучами в настоящее время невелика, поэтому трудно сколь-нибудь точно определить процент $N-N$ взаимодействий, которым можно сопоставить две выделенные системы координат. По данным польской группы, в пределах статистических флуктуаций к этому классу взаимодействий можно отнести практически все неупругие соударения с не слишком большой множественностью /215, 218/. По данным работы /222/, на фоне экспериментальных ошибок более или менее уверенно эффект можно выделить приблизительно в 20% всех неупругих взаимодействий.

IV. КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Анализ взаимодействий ультрарелятивистских *) нуклонов указывает на то, что эти частицы часто испускаются в столкновениях с малой потерей энергии, когда нуклон — мишень остается почти в покое (квазиупругое рассеяние). Этот факт резко противоречит общепринятому описанию $N-N$ взаимодействий по статистической модели Ферми, поэтому в CERN₂ была предпринята попытка экспериментально изучить такие взаимодействия.

Коллимированный пучок протонов с хорошо определенной энергией в интервале 8÷24 ГэВ рассеивался на бериллиевой фольге. В эксперименте изучались импульсные спектры протонов, рассеянных под малыми углами $\theta \leq 60$ мрад. Наиболее неожиданным результатом оказалось то, что спектры обладают ярко выраженной структурой. При этом каждый из них содержит пик от упругого рассеяния и один или несколько пиков от квазиупругого рассеяния, наложенных на непрерывный спектр, простирающийся от самых высоких импульсов до самых малых и обремененный хорошо известными процессами множественного рождения (рис. 33). Необходимо подчеркнуть, что пики квазиупругого рассеяния появляются только тогда, когда в спектрах присутствует пик от упругого рассеяния, причем разность между пиком упругого рассеяния и наиболее высокоимпульсным пиком от квазиупругого рассеяния постоянна и равна $\Delta p \approx 1\frac{1}{2}\%$. Она не зависит ни от угла рассеяния, ни от импульса первоначального протона.

*) Лоренц-фактор $\gamma \gg 1$.

Корреляция между пиками от квазиупругого и упругого рассеяния позволяет предположить, что первый обусловлен обменом π^0 -мезоном и возникает от хорошо известных резонансов, наблюдаемых в $\pi\mathcal{N}$ рассеянии /133,169,178/. Качественное объяснение состоит в том, что квазиупругий пик обязан дифракционному расщеплению нуклона-мишени падающим на него ультрарелятивистским протоном. Расщепление нуклона-мишени на нуклон и пион будет для рассматриваемых здесь энергий лишь в том случае, когда на это расходуется энергия ~ 1 Гэв. Процессы поглощения, сопровождающие квазиупругое рассеяние, приводят к упругому дифракционному рассеянию, пик которого всегда присутствует в импульсных спектрах протонов. Тот факт, что высота пиков квазиупругого рассеяния с ростом переданного импульса падает так же, как соответствующая величина для упругого рассеяния, только подтверждает высказанную выше гипотезу о связи этих процессов.

Квазиупругое рассеяние π - и K -мезонов на протонах экспериментально не изучалось. Однако, если принять ту же точку зрения, что и в случае $\mathcal{N}\mathcal{N}$ рассеяния, можно высказать определенные прогнозы относительно импульсных спектров π - и K -мезонов, испытавших квазиупругое рассеяние. Спектры π - и K -мезонов, рассеянных под малыми углами, также должны обладать структурой и содержать, помимо пика дифракционного рассеяния, пики квазиупругого рассеяния, однако в данном случае они связаны с образованием резонансных $\pi\pi$ и $K\pi$ состояний. Следовательно, сдвиг их относительно упругого пика уже не будет таким, как

для $\mathcal{N}\mathcal{N}$ рассеяния, а будет определяться известными резонансами в $\pi\pi$ и $K\pi$ рассеянии.

Это позволяет надеяться, что квазиупругое рассеяние прольет свет на многие неясные вопросы неупругих взаимодействий с очень малыми значениями передаваемых импульсов.

У. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре /1/ и предыдущих разделах настоящего обзора были подробно рассмотрены различные экспериментальные характеристики неупругих взаимодействий элементарных частиц при энергиях $T \geq 1$ ГэВ. 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. Анализ распределений рождающихся частиц по величине их поперечного импульса показывает, что эти два типа взаимодействий реализуются в пространственных областях различных радиусов; один из этих типов взаимодействий можно сопоставить "периферическим", другой — "центральный" столкновениям. Что касается количественного соотношения числа "центральных" и "периферических" взаимодействий, то в настоящее время можно лишь утверждать, что последние являются значительно более частными, чем первые. Этот вывод хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями.

Мы с удовлетворением отмечаем, что модель центральных и периферических столкновений, которую наша лаборатория разви-

вала в течение последних десяти лет, получает все большее экспериментальное подтверждение и в настоящее время становится общепризнанной.

Среди вторичных частиц, образующихся в неупругом столкновении, как правило, имеется "лидирующая частица", уносящая 60–70% полной энергии. В широком интервале энергий от нескольких ГэВ до сотен тысяч ГэВ коэффициент неупругости K остается приблизительно постоянным и составляет около 30–40%. После отделения лидирующей частицы в средних распределениях звезд по множественности и кинетической энергии рождающихся частиц отчетливо проявляются чисто статистические черты, для интерпретации которых, в сущности, достаточно лишь рассмотрения фазовых объемов. В частности, кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы системы вторичных частиц, в хорошем приближении оказывается независимой от сорта сталкивающихся и рождающихся частиц; во всех случаях определяющей является лишь величина энергии, которая может быть затрачена на образование новых частиц.

Среднее число рождающихся частиц $\bar{n} \sim T^{1/4}$, их средняя кинетическая энергия (не включая лидирующей частицы)

$\bar{T} \sim T^{1/4}$, средний поперечный импульс всех вторичных частиц $\bar{P}_\perp \leq \ln T$. Среди вторичных частиц около 20% составляют частицы с массой, большей массы π — мезона.

Еще один 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. Этот вывод еще

весьма недостоверен, но 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, как уже отмечалось выше, более важным представляется тщательное изучение деталей неупругих взаимодействий всего лишь при нескольких значениях энергий (например, πN 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.

В заключение следует сказать несколько слов о состоянии теории неупругих взаимодействий при больших энергиях.

Многими авторами для оценки средних характеристик неупругих взаимодействий использовались различные статистические теории. При этом учитывался всего лишь один πN - резонанс N_{33}^* и, тем не менее, расчеты довольно хорошо согласовались с опытом. Без N_{33}^* согласие было значительно хуже. Однако сейчас известно большое количество πN - и $\pi\pi$ - резонансов; ширина многих из этих резонансов намного меньше ширины резонанса N_{33}^* , и эти резонансы, казалось бы, должны давать существенный вклад в статистические веса парциальных каналов. Остается непонятным: почему же ранее выполненные расчеты давали хорошие результаты?

По-видимому, следует еще раз вернуться к статистическим вычислениям, что особенно актуально сейчас в связи с расчетом

пучков частиц для проектируемых и строящихся сверхмощных ускорителей. Пока же мы должны констатировать отсутствие какой-либо удовлетворительной статистической теории.

Для анализа неупругих взаимодействий сейчас часто используется одномезонная теория или в значительной степени эквивалентный ей метод Вейцекера-Вильямса. Однако и в этом случае для расчета взаимодействий с большим числом рождающихся частиц в вершинах одномезонных диаграмм снова приходится использовать статистическую теорию (если, конечно, просто не подставлять экспериментальные сечения, что не может являться последовательным решением задачи). С этой точки зрения одномезонная теория отличается от ранее использовавшейся чисто статистической теории лишь более точным учетом кинематики взаимодействия. Трудность усугубляется еще и тем обстоятельством, что при больших энергиях становится неприменимым основное допущение одномезонной теории о том, что вершинная функция не зависит от передаваемого импульса Δ и ее модуль пропорционален соответствующему наблюдаемому сечению.

Таким образом, положение с теорией неупругих взаимодействий в области высоких энергий в настоящее время является крайне неудовлетворительным.

Таблица I

Средняя кинетическая энергия нуклонов после неупругого
взаимодействия

Взаимо- действие	$T, \text{ГэВ}$	Метод	$\bar{T}, \text{МэВ}$	
			протоны	нейтроны
I	2	3	4	5
p-p	0,81	B-Эк /4,5/	61 ± 7	59 ± 6
	0,925	Φ /6/	84 ± 9	85 ± 8
	0,97	B-Эк /7/	78 ± 4	84 ± 5
	1,5	B-Эк /5/	192 ± 23	172 ± 20
	2	B-ПК /8,9/	166 ± 3	
	2,75	B-Эк /5/	243 ± 50	
	3,5	Φ /10/	350 ± 36	
	4,2	Φ /11/	$310 \pm 44^x)$	
	6,2	Φ /12/	510 ± 64	
	8,7	Φ /13/	602 ± 87	
	9	Φ /14/	582 ± 45	
	9	Φ /15/	430 ± 50	
	18,9	Φ /16/	620 ± 37	
p-n	~ 1	B-Эк /17/	76 ± 5	44 ± 6
	(0,5 + 1,5)			
	1,7	B-Эк /18/	115 ± 11	109 ± 18
	(1,0 + 2,2)			
	9	Φ /14/	540 ± 100	

I	2	3	4	5
N-N	6,2	Φ /10/	596 \pm 90	506 - 686
	8,5 \pm 1	Φ /20/	535 \pm 180	~ 450 - 715 <small>не вписывается</small>
	27	Φ /21/	320 \pm 65	285 - 385
	~500 (10 ² + 10 ³)	МКВ(с) /22/	582 \pm 96 ⁺	
\bar{p} -p	3	B-ПК /23/	36 \pm 4 ^{xx})	
π^- -p	0.871	B-ПК /24/	135 \pm 2	
	0,96	B-ПК /25/	81 \pm 5	90 \pm 5
	I	B-ДК /26/		74 \pm 8 ^x)
	I	B-ПК /27/	90 \pm 9	90 \pm 6
	I,15	Φ /28/		151 \pm 25 ^x)
	I,3	Д-ДК /29/	149 \pm 13	116 \pm 8
	I,37	B-ДК /30/		132 \pm 19 ^x)
	I,37	Д-ДК /31/		113 \pm 18 ^x)
	I,5	B-ДК /32/		126 \pm 17 ^x)
	1,72	B-ДК /33/	115 \pm 14	185 \pm 54
	3,86	B-ПК /34,35/	480 \pm 12	530 \pm 17
	4,5	Φ /36/	390 \pm 49	
	4,5	Φ /37/	581 \pm 49	
	4,7	B-ДК /38/	288 \pm 38	407 \pm 66
	6,8	Φ /39/	372 \pm 30	
	7	Φ /40/	386 \pm 64	
	7,5 \pm 0,5	П-ПК /41/	750 \pm 10	
	17	Φ /42/	837 \pm 268	

1	2	3	4	5
π^-N	1,37	$\mathcal{D}-\mathcal{D}K/31/$		$113 \pm 13^x)$
	4,5	Φ /36/	252 ± 28	
	4,5	$\bar{\Phi}$ /37/	575 ± 97	
	7	$\bar{\Phi}$ /40/	393 ± 36	357 ± 420
	7,3	Φ /43/	439 ± 107	332 ± 546
	9,89	Φ /44/	756 ± 144	

- x) Приведенное значение является средним для протона и для нейтрона.
- xx) Это \bar{J} , строго говоря, является средним для всех тяжелых частиц, рождающихся при неупругом взаимодействии.
- +) В указанное значение не включён вклад лидирующего нуклона (см. ниже), поэтому это значение сильно занижено.

Таблица 2

Средняя кинетическая энергия π - мезонов после
неупругого взаимодействия

Взаимо- действие	T, ГэВ	Метод	\bar{T} , МэВ	
			π^+	$\pi^- (\pi^0)^*$
p-p	0,81	B-Эк /4/	102±6	
	0,925	Φ /6/	115±13	
	0,97	B-Эк /7/	148±9	(173±36)
	0,97	B-ПК /45/	156±4	(172±9)
	1,5	B-Эк /5/	134±14	
	2,0	B-ПК /8,9/	172±3	149±52
	2,7	Φ /46/		106±15 ^{xx}
	2,75	B-Эк /5/	166±37	
	4,2	Φ /41/		145±16 ^{xx}
	6,2	Φ /12/		236±20 ^{xx}
	8,7	Φ /13/		300±100 ^{xx}
	9	Φ /14/		326±45 ^{xx}
	9	Φ /15/		378±61 ^{xx}
	9	Φ /47/		392±18 ^{xx}
	18,9	Φ /16/		263±16 ^{xx}
	24	B-ПК /48/		380±2
	27	Φ /49/		320±50
p-n	~1	B-Эк /17/	71±10	126±10
	(0,5±0,5)			
	1,7	B-Эк /18/	208±12 ^{xx}	(144±4)
	(1,0±2,2)			
	9	Φ /47/		290±16 ^{xx}
	27	Φ /49/		340±50 ^{xx}

$N-N$	6,2	Φ /19/	290 ± 45^{xx}
	8,5 \pm I	Φ /20/	300 ± 30
	12,5	Φ /50/	250 ± 40^{xx}
(10 \pm 15)			
24		Φ /51/	(330 \pm 35)
25,8		Φ /52/	340 ± 60^{xx}
27		Φ /21/	371 ± 40^{xx}
50		Φ /50/	286 ± 47^{xx}
(10 \pm 100)			
20 \pm 150		$KB(C^{12})/54/$	290 ± 50
100		$\omega K, MKB(\omega K)/55/$	300^{xx}
100		Φ /50/	310 ± 50^{xx}
100		$MKB(C^{12})/22/$	330 ± 50^{xx}
100		MKB /56/	278 ± 29^{xx}
200		Φ /284/	410 ± 230
200		$MKB(C^{12})/57/$	270^{xx}
300		$\omega K, MKB(\omega K)/55/$	320^{xx}
(200 \pm 400)			
500		$MKB(C^{12})/22/$	351 ± 38^{xx}
(10 2 \pm 10 3)			
500		$\omega K, MKB(\omega K)/55/$	240^{xx}
10 3		$MKB(C^{12})/22/$	230 ± 80^{xx}
10 3		Φ /58/	300^{xx}
4 \cdot 10 3		Φ /59/	850^{xx}
2 \cdot 10 4		Φ /60/	850^{xx}
$\bar{p}-p$	~ 0	$B-\pi K$ /61/	369 ± 16 363 ± 17 (371 \pm 16)
	~ 0	$B-\pi K$ /62/	246 ± 18^{xx}

	0,05	$B-\pi K$ /62/	240 ± 12^{xx}
	0,08	$\pi-\pi K$ /63/	239 ± 19 262 ± 21 (216 \pm 110)
	(0 \pm 0,22)		
	0,15	Φ /64/	206 ± 20^{xx}
	0,47	$\pi-\pi K$ /65/	318 ± 49^{xx}
	0,47	$\pi-\pi K$ /66/	278 ± 15^{xx}
	2,44	$B-\pi K$ /67/	321 ± 15^{xx}
$\bar{p}-n$	0,08	$\pi-\pi K$ /63/	362 ± 24^{xx}
	(0 \pm 0,23)		
$\bar{p}-N$	~ 0	Φ /68/	239 ± 12^{xx}
	~ 0	Φ /69/	251 ± 10^{xx}
	~ 0	Φ /70/	$197 \pm 21^+$
	0,05	$D-\pi K$ /62/	231 ± 17^{xx}
	(0 \pm 0,1)		
	0,08	Φ /71/	208 ± 28^{xx}
	(0 \pm 0,23)		
	0,14	Φ /64/	$206 \pm 20^+$
	(0 \pm 0,23)		
	0,14	Φ /70/	$227 \pm 25^+$
	(0 \pm 0,23)		
	0,17	Φ /69/	250 ± 9^{xx}
	(0 \pm 0,25)		
$\bar{n}-p$	0,9	$B-\pi K$ /72/	270 ± 26^{xx}
$\pi^- - p$	0,871	$B-\pi K$ /24/	137 ± 6 115 ± 4
	0,96	$B-\pi K$ /73/	233 ± 15 202 ± 10 (204 \pm 16)
	I	$B-\pi K, \Phi$ /26/	252 ± 39 193 ± 23 (262 \pm 38)

	I	В-ПК /27/	237 \pm 18	190 \pm 5(246 \pm 24)
	I,3	В-ВК /29/	276 \pm 19	300 \pm 16(233 \pm 22)
	I,37	В-ВК /30/	292 \pm 31 ⁺	
	I,37	В-ВК /31/	358 \pm 40 ^{xx}	
	I,5	В-ВК /32/	330 \pm 50 ⁺	
	I,72	В-ВК /33/	192 \pm 19	296 \pm 37
	3,86	В-ПК /34,35/	378 \pm 10	471 \pm 10(522 \pm 27)
	4,5	Φ /37/	398 \pm 27	
	4,7	В-ВК /38/	426 \pm 31	472 \pm 46(669 \pm 106)
	6,65	П-ПК /74/	555 \pm 34	
	6,8	Φ /39/	422 \pm 38 ^{xx}	
	7,5 \pm 0,5	П-ПК /75/	362 \pm 40	336 \pm 41
	7,5	Φ /76/	450 \pm 40 ^{xx}	
	7,5	П-ПК /41/	460 \pm 10	550 \pm 10
	16 \pm 3	В-ПК /77/	-	590 \pm 30
$\pi^- - n$	0,6	В-ПК /78/	159 \pm 6 ⁺	(177 \pm 7) ⁺
	0,82	В-ПК /79/	163 \pm 9	(203 \pm 13)
	0,9	В-ПК /79/	178 \pm 11	(223 \pm 17)
	4,5	Φ /37/	427 \pm 41	
$\pi^- - N$	I,37	В-ВК /31/	289 \pm 35	⁺⁺
	6,65	П-ПК /80/	365 \pm 22	430 \pm 24
	6,8	Φ /39/	390 \pm 30 ^{xx}	
	7	Φ , П-ПК /81/	390 \pm 30	390 \pm 30(340 \pm 60)

7,5	Φ /82/	365 \pm 26 ^{xx}
7,3	Φ /43/	306 \pm 31 ^{xx}
9,89	Φ /44/	332 \pm 25 ^{xx}

x) В скобках указана энергия \bar{J} для π^0 - мезонов

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

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

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

Таблица 3

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

Взаимо- действие	T , ГэВ	метод	\bar{T} , МэВ
$p-p$	9	Φ /45/	426 ± 240
$N-N$	50 (10 + 100)	МКВ /83/	700 ± 250
$\bar{p}-p$	~ 0	В-ПК /84/	170 ± 14
	0,47	П-ПК /65/	169 ± 27
$\pi^- - p$	5,86	П-ПК /85/	355 ± 26
	6,65	П-ПК /86/	314 ± 32
	$7,5 \pm 0,5$	П-ПК /87/	366 ± 13
	$7,5 \pm 0,5$	П-ПК /88/	311 ± 33
	10,86	П-ПК /85/	458 ± 77
	16	В-ПК /89/	390 ± 30
	17,86	П-ПК /85/	500 ± 100

Таблица 4

Средняя кинетическая энергия гиперонов, рождающихся в
неупругих взаимодействиях

Взаимо- действие	T , ГэВ	метод	\bar{T} , МэВ		
			Σ^+	Σ^-	Λ
$N-N$	~ 50 (10 + 100)	МКВ /83/	$794 \pm 271^x)$		593 ± 63
$\pi^- - p$	5,86	П-ПК /85/			502 ± 91
	6,65	П-ПК /86/			358 ± 40
	$7,5 \pm 0,5$	П-ПК /88/	353 ± 88	355 ± 63	340 ± 38
	$7,5 \pm 0,5$	П-ПК /90/			401 ± 24
	16	В-ПК /89,91/	656 ± 116	557 ± 105	500 ± 50
	17,86	П-ПК /85/			575 ± 133

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

Таблица № 5

Коэффициент неупругости K_{π}
(система центра масс)

Взаимо- действие	T, Гэв	Метод	K_{π}
p-p	2,7	Φ /46/	$0,20 \pm 0,04$
	3,5	Φ /10/	$0,13 \pm 0,03$
	6,2	Φ /12/	$0,25 \pm 0,03$
	8,7	Φ /13/	$0,30 \pm 0,02$
	9	Φ /97/	$0,28 \pm 0,05$
	9	Φ /14/	$0,32 \pm 0,02$
	9	Φ /15/	$0,33 \pm 0,08$
	14	Φ /98/	$0,32 \pm 0,06$
	18,9	Φ /16/	$0,25 \pm 0,06$
	27	Φ /49/	$0,28 \pm 0,03$
	30	C /99/	$0,40$
p-n	9	Φ /97/	$0,23 \pm 0,03$
	25,8	Φ /52/	$0,29 \pm 0,06$
	27	Φ /49/	$0,30 \pm 0,04$
N-N	3	$\omega K, C$ /100/	$0,16 \pm 0,04$
	6,2	Φ /19/	$0,23 \pm 0,03$
	8,7	Φ /101/	$0,33 \pm 0,09$
	9	Φ /20/	$0,22 \pm 0,05$
	15	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,59 \pm 0,02$ $-0,41$
	20	$\omega K, C$ /100/	$0,27 \pm 0,03$

24	Φ /61/	$0,31 \pm 0,05$
25,8	Φ /52/	$0,29 \pm 0,05$ *)
27,	Φ /21/	$0,45 \pm 0,1$
40	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,35 \pm 0,14$
65	ωK /103/	$0,47 \pm 0,05$
70	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,27 \pm 0,09$
100	ωK /103/	$0,39 \pm 0,05$
100	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,22 \pm 0,07$
100	MKB /104/	$0,4$
150	Φ /50/	$0,6$
(10 + 300)		
160	ωK /103/	$0,43 \pm 0,08$
200	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,19 \pm 0,07$
200	Φ /105/	$0,31 \pm 0,05$
250	ωK /103/	$0,41 \pm 0,08$
300	$MKB(LiH)/55/$	$0,3$
400	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,18 \pm 0,09$
400	ωK /103/	$0,36 \pm 0,08$
750	ωK /103/	$0,34 \pm 0,14$
10^3	MKB /104/	$0,1$
10^3	Φ /58/	$0,15$
$1,2 \cdot 10^3$	$MKB(C^{12})/22,102/$	$0,06 \pm 0,04$
$2 \cdot 10^3$	Φ /106/	$0,63 \pm 0,25$ $-0,30$
$2,5 \cdot 10^3$	Φ /93/	$0,25$
($5 \cdot 10^2 + 5 \cdot 10^4$)		
$2,8 \cdot 10^3$	Φ /107/	$0,3$

$3 \cdot 10^2 + 6 \cdot 10^3$	$\mathcal{U}\mathcal{K}$	/108/	$0,4^{+0,07}_{-0,13}$
$5 \cdot 10^3$	Φ	/104/	0,2
10^4	Φ	/109/	$0,22 \pm 0,05$
$3 \cdot 10^3 + 10^5$	Φ	/110/	0,3
10^5	Φ	/104/	0,2
$3 \cdot 10^5$	Φ	/110/	0,25

$\bar{p}-p$	~ 0	$B-\pi K$	/84/	$0,99 \pm 0,005$
	0,47	$B-\pi K$	/65/	$0,985 \pm 0,005$
	0,92	$B-\pi K$	/112/	$0,98 \pm 0,005$
	1,26	$B-\pi K$	/112/	$0,98 \pm 0,006$

$\pi^- - p$	0,96	$B-\pi K$	/73/	$0,21 \pm 0,04$
	1,0	$B-\pi K$	/27/	$0,25 \pm 0,06$
	1,3	$B-\pi K$	/29/	$0,23 \pm 0,04$
	1,37	$B-\pi K$	/31/	$0,29 \pm 0,06$
	1,5	$B-\pi K$	/32/	$0,26 \pm 0,06$
	1,72	$B-\pi K$	/33/	$0,29 \pm 0,06$
	4,7	$B-\pi K$	/38/	$0,43 \pm 0,06$
	6,65	$\pi-\pi K$	/74/	$0,56 \pm 0,1$
	6,8	Φ	/39/	$0,42 \pm 0,07$
	7,0	$\Phi, \pi-\pi K$	/81/	$0,49 \pm 0,08$
	7,5	Φ	/76,82/	$0,51 \pm 0,11$
	9,86	Φ	/44/	$0,57 \pm 0,05$
	16	$B-\pi K$	/77/	$0,56 \pm 0,06$

х) Это значение вычислено по энергии π^- - мезонов в системе центра масс. Если за основу взять энергию π^- - мезонов в лабораторной системе координат $E_{\pi^+} = 2,2$ Гэв, то $k = 0,35$. Следует отметить, что приведенные в /52/ средние энергии π^- - мезонов $E_c = 0,48 \pm 0,06$ и $E_L = 2,2 \pm 0,2$ Гэв не удовлетворяют соотношению (6').

Таблица № 6

Величина энергии первичной частицы, определенная различными методами /57/

№ звезды	Звезды с симметричным распределением треков								Звезды с несимметричным распределением треков							
	1	2	3	4	5	6	7	8	1	2	3	4	5	6	7	8
Измерение в ионизационном																
калориметре; T , Гэв	220	250	260	210	100	300	60	280								
Измерение по формуле																
Кастагноли, T , Гэв	200	290	340	160	260	50	280	50								

Таблица 7

Средний поперечный импульс нуклонов после неупругого взаимодействия

Взаимодействие	T, Гэв	Метод	\bar{P}_\perp Мэв/с ^x
p-p	0,81	В-ПК /4/	320 \pm 46 (306 \pm 44)
	3,5	Φ /10/	232 \pm 21
	4,2	Φ /157/	265 \pm 31
	9	Φ /15/	437 \pm 52
	9	Φ /97/	320 \pm 30
	14	Φ /98/	372 \pm 37 Δ
	18,9	Φ /16/	217 \pm 31
	24	В-ПК /48/	270 \pm 40
	27	Φ /21/	326 \pm 29
p-n	27	Φ /21/	281 \pm 26
N-N	6,2	Φ /19/	338 \pm 56
	9	Φ /14/	372 \pm 25
	500 (10 + 10 ³)	МКВ(с) /22/	310 \pm 44 ^{xx)}
π^- -p	1,3	П-ПК /29/	330 \pm 28
	4,5	Φ /37/	248 \pm ₋₃₃ ⁺⁴³
	4,7	В-ПК /38/	546 \pm 18
	6,65	П-ПК /74/	313 \pm 41
	6,8	Φ /39/	370 \pm 40

	7,2	В-ПК /158/	330 \pm 26
	7,3	Φ /43/	330 \pm 60
	9,86	Φ /44/	382 \pm 69
	9,86	В-ПК /159/	429 \pm 50
	11,26	В-ПК /160/	411 \pm 34
	16 \pm 3	В-ПК /77/	420 \pm 40
	16,86	ПФ-ПК /161/	300 \pm 22 (490 \pm 35)
π^- -n	6,8	Φ /39/	346 \pm 33
π^- -N	7	Φ /39/	370 \pm 40
	7,3	Φ /43/	330 \pm 60
	7,5	Φ /82/	388 \pm 41 ⁺)
			\sim 360 ⁺⁺)

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

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

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

Δ) В это значение включён также вклад p-n звезд с $n \geq 5$.

++) При условии, что $K^* > 0,5$

Таблица 8

Средний поперечный импульс π^- - мезонов после неупругого взаимодействия

Взаимо- действие	T , ГэВ	Метод	\bar{P}_\perp МэВ/с
P-P	0,81	B-ФК /4/	200 ± 30
	3,5	Φ /10/	111 ± 10
	4,2	Φ /157/	142 ± 12
	9	Φ /15/	314 ± 37
	9	Φ /97/	210 ± 20
	14	Φ /98/	$344 \pm 32^{**}$
	18,9	Φ /16/	154 ± 13
	24	B-ПК /48/	345 ± 15 (330 ± 20)
	27	Φ /49/	180 ± 17
P-n	27	Φ /49/	185 ± 17
N-N	6,2	Φ /19/	225 ± 33
	9	Φ /14/	245 ± 30
	24	Φ /51/	$/398 \pm 25/$
	25,8	Φ /52/	240 ± 30
	27	Φ /21/	312 ± 25
	50	MKB(Ae ^u) /162/	310 ± 230
	(10 + 100)		

~ 100	KB /163/	220 ± 16
~ 140	Φ /164/	270 ± 50
(10 + 500)		
150	Φ /50/	280 ± 30
(10 + 300)	Φ /105/	240 ± 160
200	Φ	
200	MKB(LiH)/57/	~ 350
250	Φ /166/	370 ± 80
300	Φ /109/	334 ± 72
500	KB /167/	310 ± 230
($10^2 + 10^3$)		
500	MKB(c ¹²) /22/	308 ± 23
(10 + 10^3)		
$2 \cdot 10^3$	Φ /106/	300 ± 50
$2,5 \cdot 10^3$	Φ /109/	494 ± 90
$2,8 \cdot 10^3$	Φ /107/	~ 300
$3,8 \cdot 10^3$	Φ /168/	$/365 \pm 30/$
$5 \cdot 10^3$	Φ /167/	$/370 \pm 50/$
($10^3 + 10^4$)		
$4 \cdot 10^3$	Φ /59/	316 ± 54
$8,4 \cdot 10^3$	Φ /168/	$/407 \pm 32/$
$2,3 \cdot 10^4$	Φ /109/	682 ± 150
$4,5 \cdot 10^4$	Φ /162/	$/415 \pm 80/$
$5 \cdot 10^4$	Φ /170/	$/344 \pm 104/$
$8 \cdot 10^4$	Φ /171/	$/\sim 420/$

$2 \cdot 10^5$	Φ /172/		/440 \pm 98/
$3 \cdot 10^5$	Φ /111/	450 \pm 74	/490 \pm 83/
$3,3 \cdot 10^5$	Φ /173/		/667 \pm 177/

π^-p	1,3	$\pi-\pi K$ /29/	385 \pm 30	/471 \pm 40/ /236 \pm 20/
	4,5	Φ /37/		230 $^{+14}_{-18}$
	4,7	$B-\Phi K$ /38/		/506 \pm 17/
	5,96	$\pi F-\pi K$ /174/+)	293 \pm 19	(315 \pm 16)
	6,65	$\pi-\pi K$ /80/	363 \pm 14	(362 \pm 14) /340 \pm 68/
	6,8	Φ /39/		335 \pm 30
	7,2	$B-\pi K$ /158/		332 \pm 28
	7,3	Φ /43/		270 \pm 20
	7,5	Φ /76/		250 \pm 30
	9,86	$B-\pi K$ /159/	320 \pm 10	/300 \pm 20/
	11,26	$B-\pi K$ /160/		339 \pm 15
	16 \pm 3	$B-\pi K$ /77/	365 \pm 10	(370 \pm 10)
	16,86	$\pi F-\pi K$ /161/+)	407 \pm 17	(414 \pm 16) /412 \pm 21/
	17,86	$\pi-\pi K$ /150/		/397 \pm 36/
	17,96	$\pi F-\pi K$ /174/+)	357 \pm 28	(365 \pm 21)

π^-n	4,5	Φ /37/		219 $^{+14}_{-18}$
----------	-----	-------------	--	--------------------

π^-N	4,5	Φ /175/		290 \pm 50
	6,65	$\pi-\pi K$ /80/		337 \pm 17 (337 \pm 16)
	6,8	Φ /39/		310 \pm 20
	7,3	Φ /43/		270 \pm 20
	7,5	Φ /176/		256 \pm 18 Δ 324 \pm 32 $\Delta\Delta$
	7,5	$\pi-\pi K$ /177/	290 \pm 20	/260 \pm 100/
	7,5	Φ /82/		286 \pm 18
	9,86	Φ /44/		318 \pm 16
	140 (10 + 500)	Φ /164/		270 \pm 50
	10 4	Φ /120/++		≥ 300

x) Приведенное значение относится к среднему импульсу заряженных π^\pm -мезонов, в круглых и в квадратных скобках указаны значения соответственно только для π^- и π^0 -мезонов.

xx) См. примечание Δ) к таблице 7.

+) Измерения выполнены в пропан-фреоновой пузырьковой камере.

++) Приведенное значение получено из анализа широких атмосферных ливней в атмосфере и, строго говоря, относится к среднему импульсу всех ядерно-активных частиц в стволе ливня.

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

$\Delta\Delta$) При условии, что $K^* > 0,5$.

Таблица 9

Средние поперечные импульсы рождающихся странных частиц

Взаимо- действие	T, Гэв	Метод	\bar{p}_\perp м.б/с				
			K^0, \bar{K}^0	Λ	Σ^0	Σ^-	Σ^+
p-p	14	Φ /98/	$312 \pm 45^x)$				
	$23,6 \pm 0,6$	B-ПК /179/	373 ± 33	396 ± 50		510 ± 70	950 ± 100
	24	B-ПК /180/	380 ± 40	$360 \pm 80^{xx)}$			
N-N	5	МКВ /181/	540 ± 110	450 ± 60		$640 \pm 190^+)$	
	9	Φ /182/				$327 \pm 14^{++)}$	
	60	МКВ /183/	530^{+160}_{-90}	$520^{+140^{++}}_{-60}$		$520^{+140^{++}}_{-60}$	
π^- -p	7	П-ПК /87/	384 ± 11	383 ± 12			
	7,5	П-ПК /88/	393 ± 35	388 ± 35		587 ± 53	559 ± 85
	9,86	B-ПК /159/	370 ± 20	470 ± 20		$530 \pm 30^+)$	
	11,26	B-ПК /160/	$376 \pm 42^\Delta$	$417 \pm 56^\Delta$			
	16	B-ПК /89, 179/	410 ± 30	460 ± 40		650 ± 80	650 ± 90
	16	B-ПК /180/	380 ± 50	$410 \pm 70^{\Delta\Delta}$			

x) См. примечание Δ) к табл. 7 ..xx) Приведено среднее значение для Λ и Σ^0 - гиперонов.+) Приведенное значение является средним для Σ^+ и Σ^- - гиперонов.++) Указано среднее значение для гиперонов $\Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$. Δ) Это значение относится только к четырехлучевым звездам. $\Delta\Delta$) Приведенная величина \bar{p}_\perp получена из анализа взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии и является средней для Σ^+ и Σ^- - гиперонов.

Таблица 10

Средний поперечный импульс протонов в звездах с различным числом лучей n

Взаимо- действие	T, ГэВ	Метод	\bar{p}_\perp МэВ/с		
			$n = 2$	$n = 4$	$n = 6$
p-p	9	Φ /47/	368 ± 36	439 ± 37	$549 \pm 71^x)$
	9	Φ /185/	390 ± 30	430 ± 40	$430 \pm 80^x)$
	14	Φ /98/		$358 \pm 24^{xx})$	$394 \pm 32^+)$
π^- -p	4,7	B-ФК /38/	388 ± 65		$323 \pm 54^{++})$
	6,8	Φ /39/	380 ± 70	410 ± 80	
	7	Φ /81/	$300 \pm 60 \Delta$	410 ± 80	
	7,2	B-ПК /158/	290 ± 30	350 ± 40	370 ± 90
	9,86	B-ПК /143/			420 ± 20
	10,1	B-ПК /186/		$429 \pm 11 \Delta \Delta$	
	11,26	B-ПК /160/		$411 \pm 34 \nabla$	

			$n = 3$	$n = 5$	$n = 7$
p-n	9	Φ /47/	355 ± 43	441 ± 45	$543 \pm 75 \nabla \nabla$
	9	Φ /187/	317 ± 25	-	-

x) Приведено среднее значение для звезд с $n = 6$ и 8.xx) Среднее значение для $n = 2$ и 4.+) Эта величина относится ко всем взаимодействиям с $n \geq 5$.++) Среднее значение для $n = 4$ и 6. Δ) В приведенном значении имеется примесь однолучевых неупругих взаимодействий. $\Delta \Delta$) Средняя величина для протонов и нейтронов. ∇) Только для звезд, содержащих странные частицы. $\nabla \nabla$) Среднее значение для $n = 7$ и 9.

Таблица II

Средний поперечный импульс заряженных π - мезонов в звездах с различным числом лучей n

Взаимо- действие	T , ГэВ	Метод	\bar{P}_\perp МэВ/с			
			$n = 2$	$n = 4$	$n = 6$	$n = 8$
p-p	9	Φ /47/	414 ± 72	260 ± 28		$355 \pm 45^x)$
	14	Φ /98/		$372 \pm 20^{xx)}$		$295 \pm 15^+)$
	24	B-ПК/48/	$360 \pm 30^{++)}$	340 ± 20	355 ± 20	355 ± 40
π^- -p	3,36	B-ПК/188/	335 ± 42	$360 \pm 40^{++)}$		
	4,7	B-ПК/38/	362 ± 33	360 ± 30	$\Delta \Delta$	
	5,96	ПК-ПК/174/	$414 \pm 31 \nabla$	291 ± 15		
	6,8	Φ /39/	$310 \pm 40 \nabla$	360 ± 40	$400 \pm 100^+$	
	7,2	B-ПК /158/	400 ± 70	330 ± 30	320 ± 20	270 ± 40
	7,5	Φ /76/	230 ± 50	250 ± 40	$250 \pm 50^+)$	
	9,86	B-ПК /143/			$300,6 \pm 3,9$	
	9,86	Φ /44/	407 ± 62	364 ± 36		
	9,86	B-ПК/189/				$270 \pm 20 \nabla \nabla$

10,1	B-ПК /186/		$348 \pm 5 \blacktriangle$			
11,26	B-ПК /160/		$339 \pm 15 \blacktriangle \blacktriangle$			
16	B-ПК /77/	415 ± 40	360 ± 20	365 ± 20	370 ± 30	
17,96	ПК-ПК /174/ Δ	$349 \pm 32 \nabla$	366 ± 21			

			$n = 3$	$n = 5$	$n = 7$	$n = 9$
p-n	9	Φ /47/	252 ± 33	291 ± 39		$228 \pm 25 \square$
	9	Φ /187/	212 ± 12			
π^- -n	7	Φ /81/	260 ± 30	$310 \pm 50^+)$		
	7,5	Φ /76/	240 ± 40	250 ± 50		
	9,86	Φ /44/	305 ± 34	$270 \pm 22^+)$		

\blacktriangle) Среднее для π^\pm - и π^0 - мезонов

x) Среднее значение для $n = 6$ и 8

$\nabla \nabla$) Указанное значение относится к π^0 - мезонам из звезд с $n = 6$ и 8 .

xx) Среднее значение для $n = 2$ и 4

+) См. примечание +) к табл. 10

$\blacktriangle \blacktriangle$) См. примечание ∇) к табл. 10

++) Приведенная величина относится к π^- - мезонам.

\square) Среднее значение для $n = 7$ и 9 .

Δ) Измерения выполнены в пропан-фреоновой пузырьковой камере.

\blacktriangle) См. примечание Δ) к табл. 10.

$\Delta \Delta$) Среднее значение для $n = 4$ и 6 .

Таблица 12

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

Взаимодействие	T , ГэВ	Метод	\bar{n}/n		
			$P(n)^*$	π^+	π^-
P-P	всегда		I (I)	I	I
96 p-n	I (0,6 + I,5)	B- Φ K /17/	$1,02 \pm 0,2 (0,97 \pm 0,2)$	$1,00 \pm 0,39$	$1,04 \pm 0,24$
	I,6 (I + 2,2)	B- Φ K /18/	$0,61 \pm 0,16 (1,41 \pm 0,53)$	$0,71 \pm 0,24$	$1,45 \pm 0,35$
	9	Φ /97/ ⁺	$2,4 \pm 0,5$ ■	$1,41 \pm 0,15^{xx}$	
	9	Φ /47/	$1,78 \pm 0,5$	$1,63 \pm 0,47^{xx}$	
	I4	Φ /98/	$0,40 \pm 0,08$	$0,96 \pm 0,23^{xx}$	
	I9	Φ /42/	$0,61 \pm 0,06$ ▽		
\bar{p} -P	~ 0	Φ /68/		I	I
	0,47	π - π K /65/		I	I
\bar{p} -n	0,92	B- π K /198/		$1,24 \pm 0,15^{++}$	
	0,92	B- π K /199/	$0,11 \pm 0,02 (0,07 \pm 0,04)$	$0,84 \pm 0,19$	$1,18 \pm 0,27$
	0,92	B- π K /194/	$0,07 \pm 0,06 (0,37 \pm 0,37)$	$0,91 \pm 0,43^{xx}$	
	0,92	B- π K /72/	$0,05 \pm 0,01$	$1,0 \pm 0,22$	
	2,44	B- π K /67/		$0,90 \pm 0,07^{xx}$	
	~ 0	Φ /68/		I	I
97 π^- -P	0,96	B- π K /200/			$1,54 \pm 0,34$
	I	B- π K /27/	$0,54 \pm 0,22 (0,98 \pm 0,28)$	$1,23 \pm 0,36$	$0,97 \pm 0,32$
	I	Φ , B- Φ K /26/	$0,81 \pm 0,03$ ▲	-	$1,33 \pm 0,04$
	I,15	Φ /28/	$0,22 \pm 0,01$ ▲		
	I,3	π - π K /29/	$0,37 \pm 0,09 (0,35 \pm 0,07)$	$1,23 \pm 0,1$	$1,54 \pm 0,1$
	I,5	B- Φ K /32/	$0,29 \pm 0,1$ ▲		$1,62 \pm 0,58$ ▲
	I,72	B- Φ K /33/	$0,09 \pm 0,03 (0,44 \pm 0,2)$	$0,59 \pm 0,22$	$1,92 \pm 0,3$
	4,5	Φ /37/	$0,19 \pm 0,05$	$1,53 \pm 0,11^{xx}$	
	4,5	Φ /36/	0	$1,71 \pm 0,2^{xx}$	
	4,7	B- Φ K /38/	$0 (0,38 \pm 0,18)$	$1,41 \pm 0,26^{xx}$	
	5,96	π F- π K /174/		$1,29 \pm 0,52$	$2,66 \pm 0,67$

7,2	В-ПК /138/	0	$1,35 \pm 0,12$	$1,51 \pm 0,11$
$7,5 \pm 0,5$	П-ПК /41/	0	$2,14 \pm 0,7$	$2,04 \pm 0,34$
16 ± 3	В-ПК /77/	0	$1,46 \pm 0,12$	$2,12 \pm 0,11$
17,96	ПФ-ПК /174/		$4,1 \pm 1,8$	$4,2 \pm 1,1$
1,79	В-ПК /193/	$0,36 \pm 0,06$		

- х) В скобках указаны данные для нейтронов
- хх) Приведенные значения являются средними для π^+ и π^- мезонов
- +) Для звезд с числом лучей $n \geq 3$.
- ++) Для звезд с рождением пары К - мезонов. Приведенные значения являются средними для π^+ - и π^- - мезонов.
-) Только для протонов с $p^* \geq 0,4$ ГэВ/с
- ▽) Указанная величина относится только к трехлучевым событиям
- ▲) Приведенное значение является средним для p и n .
- △) Только для каналов с рождением дополнительного π - мезона.

Таблица 13

Асимметрия угловых распределений странных частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях при больших энергиях

(Система центра масс)

Взаимодействие	Т, ГэВ	Метод	\bar{n}/\bar{n}		
			K^0, \bar{K}^0	Λ	Σ^\pm
P-P	всегда		I	I	I
\bar{P} -P	0,92	В-ПК /198/	$1,37 \pm 0,18^{х)}$		
	0,92	В-ПК /194/		$2,7 \pm 0,3$	
	2,24	В-ПК /201/		0	0
π^- -P	0,829	В-ПК /202/		$0,52 \pm 0,08$	
	0,871	В-ПК /202/		$0,47 \pm 0,06$	
	0,895	В-ПК /203/		$0,45 \pm 0,04$	
	0,9	В-ПК /203/		$0,46 \pm 0,04$	
	0,9	В-ПК /204/		$0,46 \pm 0,01$	$0,93 \pm 0,18$
	0,96	В-ПК /205/		$0,59 \pm 0,07$	
	1,035	В-ПК /206/		$0,46 \pm 0,02$	

1,75	В-ПК /207/	2,1±0,1	0,14±0,01	0,72±0,01
5,86	П-ПК /85/	2±0,7	0,138±0,03	
7,5±0,5	П-ПК /75/	1,6±0,1	0,15±0,02	
7,5±0,5	П-ПК /87/	1±0,5	0,12±0,01	
7,5±0,5	П-ПК /208/	1,36±0,09	0,56±0,7	
10,86	П-ПК /85/	2,21±0,03		
15,86	В-ПК /209/			
16	В-ПК /91/			
17,86	П-ПК /85/	1,4±0,1	0,31±0,21	0,41±0,03

х) Это значение относится к заряженным К - мезонам.

Таблица 14

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

T , ГэВ	Метод	A
0,81	В-ФК /4/	0,49
2	В-ПК /8,9,210/	0,49
2,85	В-ПК /211/	0,45
3,5	Ф /10/	0,66
9	Ф /97/	0,27
18,9	Ф /16/	0,34

Таблица I5

Анизотропия угловых распределения заряженных π -мезонов,
рождающихся в неупругих p - p столкновениях в области
высоких энергий
(Система центра масс)

T , Гэв	Метод	A
0,8I	$B-\Phi K$ /4/	$0,51^x$)
1,5	$B-\Phi K$ /5/	$0,58^x$)
2,85	$B-\pi K$ /2II/	$0,79^x$)
3,5	Φ /10/	$0,52$
6,2	Φ /12/	$0,53$
9	Φ /14/	$0,50$
9	Φ /15/	$0,84$
9	Φ /97/	$0,82$
18,9	Φ /16/	$0,55$
27	Φ /49/	$0,94^{xx}$)
100	МКВ /56/	$0,84^{xx}$)
300	МКВ (LH) /55/	$0,86^{xx}$)
250	Φ /166/	$0,82^{xx}$)
10^3	Φ /212/	$0,65^{xx}$)
$3,5 \cdot 10^3$	Φ /164/	$0,69^{xx}$)

x) Приведенное значение относится к π^+ - мезонам.

xx) Среднее значение для всех заряженных вторичных частиц
при $T \gg 10$ Гэв. Подавляющее большинство этих частиц
($\approx 80\%$) составляют π^\pm - мезоны.

Таблица I6

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)

Взаимо- действие	T , Гэв	Метод	\bar{n}/k				
			1		3	5	
p - n	9	Φ /97/			$2,14 \pm 0,5$	$1,44 \pm 0,5^x$)	
p - n	9	Φ /42,187/			$2,36 \pm 0,45$	-	
π^- - n	7	Φ /39/			$1,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	
π^- - n	9,86	Φ /44/			$2,20 \pm 0,75$	$1,06 \pm 0,24$	

x) Приведенное значение относится к звездам с числом лучей $n \geq 5$.

xx) Имеется заметная примесь двухлучевых звезд из неупругих π^- - p взаимодействий.

Таблица I7

Зависимость угловой асимметрии частиц, рождающихся в неупругих π^-p взаимодействиях, от числа лучей в звезде $n = 2, 4, \dots$
(Система центра масс)

T, ГэВ	Метод	Частицы	\bar{n}/\tilde{n}			
			2	4	6	8
0,871	В-ПК /24/	π^\pm		1,14 \pm 0,05		
2,0	В-ПК /213/	π^+		1,19 \pm 0,14		
		π^-		1,18 \pm 0,16		
		π^0		0,76 \pm 0,07		
		p		0,72 \pm 0,06		
		n		0,54 \pm 0,05		
3,36	В-ПК /188/	π^+	1,74 \pm 0,04			
		π^-	5,74 \pm 0,35			
5,96	ПФ-ПК /174/	π^-	4,7 \pm 2,6	2,14 \pm 0,6		
6,65	П-ПК /74/	π^-	4,25 \pm 1,4	2,17 \pm 0,6		1,82 \pm 1,1 *
6,8	Φ /39/	π^\pm	2,2 \pm 0,3xx)	1,5 \pm 0,2	1,0 \pm 0,1+)	

7,5 \pm 0,5	П-ПК /75/	K^0, \bar{K}^0	(2,6 \pm 0,5)++)	1,70 \pm 0,17	1,05 \pm 0,15 Δ	
9,86	В-ПК /143/	π^+				1,24 \pm 0,07
9,86	В-ПК /189/	π^-				1,35 \pm 0,08
		π^-				1,4 \pm 0,4x)
9,86	Φ /44/	π^\pm	5,4 \pm 3,2	2,0 \pm 0,6		
10,1	В-ПК /186/	π^+		1,11 \pm 0,03		
		π^-		2,07 \pm 0,03		
		π^0		1,83 \pm 0,06		
		p		0,17 \pm 0,01		
		n		0,18 \pm 0,03		
11,26	В-ПК /160/	Λ		0,24 \pm 0,14		
		K^0		0,88 \pm 0,46		
16 \pm 3	В-ПК /77/	π^+	0,88 \pm 0,46	1,34 \pm 0,27	1,73 \pm 0,34	1,72 \pm 0,75
16 \pm 3	В-ПК /77/	π^-	10 \pm 5,9	2,86 \pm 0,6	1,12 \pm 0,23	1,26 \pm 0,46
17,96	ПФ-ПК /174/	π^-	3,8 \pm 1,9	1,75 \pm 0,5		

x) Приведено среднее значение для $n = 6$ и 8.

xx) 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.

1. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, I. Patera, V.D. Tomhev.
Fortschritte d. Phys. (в печати);
Препринт ОИЯИ Р-2393, 1965.
2. В.С. Барашенков, В.М. Мальцев, И. Патера. Неупругие взаимодействия частиц при больших энергиях, препринт ОИЯИ Р-1577, 1964.
3. W.F. Baker, R.L. Coel, E.W. Jenkins, T.F. Kucia, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, D. Luers, J.A. Niedere, S. Ozaki, A.L. Read, J.J. Russell, L.C.L. Yuan. Phys. Rev. Lett., 7, 101 (1961).
4. T.W. Morris, E.C. Fowler, J.D. Garrison. Phys. Rev., 103, 1472 (1956).
5. 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).
6. I.S. Hughes, P.V. March, H. Muirhead, W.O. Lock. Phil. Mag., 2, 215 (1957).
7. A.P. Batson, B.B. Gulwick, J.C. Hill, L. Riddiford. Proc. Roy. Soc., 251, 218 (1959).
8. W.J. Fickenger, E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. Phys. Rev., 125, 2082 (1962).
9. E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. Phys. Rev., 125, 2091, (1962).
10. R.J. Riserchio, R.M. Kalbach. Nuovo Cim., 26, 729 (1962).
11. M.H. Blue, J.J. Lord, J.G. Parks, C.H. Tsao. Phys. Rev. 125, 1386 (1962).
12. P.M. Kalbach, J.J. Lord, C.H. Tsao. Phys. Rev., 113, 330 (1959).
13. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, Д.П. Мерекоев, В.М. Сидоров, В.Я. Ярба. ЖЭТФ, 38, 1346 (1960).
14. Ван Шу-фень, Т. Вишки, И.М. Граменицкий, В.Г. Гришин, Н. Дал-хажав, Р.М. Лебедев, А.А. Номофилов, М.И. Подгорецкий, В.Н. Стрельцов. ЖЭТФ, 39, 957 (1960).
15. В.А. Кобзев, Ю.Т. Лукин, Ж.С. Такибаев, Г.Р. Цадикова, Е.В. Щалагина. ЖЭТФ, 41, 747 (1961).
16. F.F. Abraham, R.M. Kalbach. Nuovo Cim., 26, 717 (1962).
17. W.A. Wallrameyer. Phys. Rev., 105, 1058 (1957).
18. W.B. Fowler, R.P. Shutt, A.M. Thorndike, W.L. Whittemore. Phys. Rev., 95, 1026 (1954).
19. R.R. Daniel, N. Kameswara, Rao, P.K. Malhetra, Y. Tsuzuki. Nuovo Cim., 16, 1 (1960).
20. C. Grote, et al. Nucl. Phys., 34, 676 (1962).
21. J.M. Habaru. Memoires de la Societe royale des Sciences de Leige 8, Fasc. 3, Anne 1963.
22. L.F. Hansen, W.B. Fretter. Phys. Rev., 118, 812 (1960).
23. Y. Goldschmidt-Clermont, M. Huinea, R. 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.
24. W.J. Fickenger, J.G. Nowat, W.D. Shephard. Nuovo Cim., 32, 18 (1964).
25. E. Pickup, A. Ayer, E.O. Salant. Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High Energy Phys. Rochester (1960), p. 69.
26. W.D. Walker, F. Hushfar, W.D. Shephard. Phys. Rev., 104, 526, (1956).

27. I. Derado, N. Schmutz. *Phys. Rev.*, 118, 309 (1960).
28. M. Blau, C. F. Carter, A. Permutter. *Nuovo Cim.*, 14, 704 (1959).
29. W. D. Shephard, W. D. Walker. *Phys. Rev.*, 126, 278 (1962).
30. L. M. Eisberg, W. B. Fowler, R. M. Lea, W. D. Shephard, R. P. Chutt, A. M. Torndike, W. L. Whittmore. *Phys. Rev.*, 97, 797 (1955).
31. V. P. Kenney. *Phys. Rev.*, 104, 784 (1956).
32. W. D. Walker, J. Grussard. *Phys. Rev.*, 98, 1416 (1955).
33. R. C. Whitten, M. M. Block. *Phys. Rev.*, 11, 1767 (1958).
34. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.) -Munich Collaboration. *Nuovo Cim.*, 31, 729 (1964).
35. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.) Munich Collaboration. *Nuovo Cim.*, 31, 485 (1964).
36. W. D. Walker. *Phys. Rev.*, 108, 872 (1957).
37. S. Femino, S. Jannelli, F. Mezzaners. *Nuovo Cim.*, 31, 273 (1964).
38. G. Maenen, W. B. Fowler, W. M. Powell, R. W. Wright. *Phys. Rev.*, 108, 850 (1957).
39. В. А. Беляков, Ван Шу-фень, В. В. Глаголев, Н. Далхажав, Р. М. Лебедев, Н. Н. Мельникова, В. А. Никитин, В. Петрилка, В. А. Сидоров, М. Сук, К. Д. Толстов. *ЖЭТФ*, 39, 937 (1960).
40. K. Lanius. *Proc. on the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN* (1962), p. 617.
41. G. Grote, J. Klabuhn, J. Klugow, U. Kreckler, U. Kundt, K. Lanius, H. W. Weier, S. Nowak, R. Pose; *Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN* (1962), p. 64.
42. Э. Г. Боос, А. Х. Виницкий, Ж. С. Такибаев, И. Я. Часников. Материалы 12-ой международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964.

43. G. Bozoki, E. Fenyves, A. Frenkel, E. Gombosi, P. Suranyi. *Nuovo Cim.*, 24, 29 (1962).
44. G. Haider Interactions of 10 GeV Negative Pions with Heavy Nuclei in Emulsion. Preprint Institut fur Radiumforschung und Kernphysik der Osterreichischen Akademie der Wissenschaften, Wien, 1963.
45. D. V. Bugg, J. K. Oxley, J. A. Zoll, J. G. Rushbrooke, V. E. Barnes, I. B. Kinson, W. P. Dodd, G. A. Doran, L. Riddiford. *Phys. Rev.*, 133, B 1017 (1964).
46. W. M. Bugg, D. T. King. *Phys. Rev.*, 119, 1408 (1960).
47. Т. Вишки, И. М. Граменицкий, Э. Корбел, А. А. Номофилов, М. И. Подгорецкий, Л. Роб, В. Н. Стрельцов, Д. Тувдендорж, М. С. Хвастунов. *ЖЭТФ*, 41, 1069 (1961).
48. P. Dodd, M. Jobs, 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. Confer. on Elem. Particles*, 1961, p. 433.
49. Y. Baudinet-Robinet, M. Morand, Tsai ohii, C. Castagnoli, G. Dascola, S. Mora, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, A. Mandredini. *Nucl. Phys.*, 32, 452 (1962).
50. С. Канеко, О. Кусумото, С. Матсумото, М. Такахата. Труды международной конференции по космическим лучам. Москва, I, 100 (1959).
51. Y. Pal, T. N. Pengarajan. *Phys. Rev.*, 124, 1575 (1961).
52. Y. K. Lim. *Nuovo Cim.*, 28, 1228 (1962).

53. E.Fenuves, E.Gombosi, P.Suranyi. *Nuovo Cim.*, 11, 21 (1959).
54. S.Lal, Y.Pal, R.Raghavan. *Journ.of Phys.Soc.Japan*, 17, Suppl. 1 A-III, p.393 (1962).
55. N.A.Dobrotin, V.V.Guseva, K.A.Kotelnikov, A.M.Lebedev, S.V.Ryabikov, S.A.Slavatinsky, N.G.Zelevinskaya. *Nucl. Phys.*, 35, 152 (1963).
56. L.Montanet, J.A.Newth, G.Petrucci, R.A.Salmeron, A.Zichichi; *Nuovo Cim.*, 17, 166 (1960).
57. 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, I, 140 (1959).
58. V.D.Hopper, S.Biswas, J.F.Darby. *Phys.Rev.*, 84, 457 (1951).
59. A.Debenedetti, C.M.Garelli, L.Tallone, M.Vigone. *Nuovo Cim.*, 4, 1142 (1956).
60. M.Schien, R.G.Glaser, D.M.Haskin. *Nuovo Cim.*, 2, 647 (1955).
61. G.B.Chadwick, W.T.Davies, M.Derrick, C.J.Hawkins, J.H. Mulvey, D.Radojicic, C.A.Wilkinson, M.Cresti, S.Limetani, R.Santangelo. *Proc. of the 11-th Intern.Conf. on High Energy Physics CERN* (1962), p.69.
62. N.Horwitz, D.Miller, J.Murray, R.Tripp. *Phys.Rev.*, 115, 472 (1959).
63. L.W.Agnew, Io., T.Elliott, 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).

64. 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.Fransinetti, A.Manderdini. *Phys. Rev.*, 105, 1037 (1957).
65. S.Goldhaber, G.Goldhaber, W.M.Powell, R.Silberberg. *Phys.Rev.*, 121, 1525 (1961).
66. W.A.Wentzel. *Proc. of the 10-th Intern.Conf. on High Energy Phys.*, Rochester, 1960, p.151.
67. 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.
68. E.Amaldi, G.Baroni, G.Bellettini, C.Castagnoli, M.Ferroluzzi, A.Mandredini. *Nuovo Cim.*, 14, 977 (1959).
69. A.G.Exspong, A.Frisk, S.Nilson, B.E.Ronne. *Nucl.Phys.*, 22, 353 (1961).
70. O.Chamberlain, G.Goldhaber, L.Jauneav, T.Kalogeropoulos, E.Segre, R.Silberberg. *Phys.Rev.*, 113, 1615 (1959).
71. A.H.Armstrong, G.M.Fruy. *Nuovo Cim.*, 13, 77 (1959).
72. C.K.Hinticks, B.J.Moyer, J.A.Poirier, P.M.Ogden. *Phys. Rev.*, 127, 617 (1962).
73. V.Alles-Borelli, S.Bergia, E.Perez-Ferreira, P.Wasoschek. *Nuovo Cim.*, 14, 211 (1959).

- Н.Г.Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цаен, Дин Да-цао,
Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладническая, Д.К.Копылова, В.Б.Любимов,
Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Подгорецкий, М.И.Соловьев,
З.Трка. ЖЭТФ, 41, 1461 (1961).
- Ван Юн-чан, В.И.Векслер, Ду Юань-цай, Е.Н.Кладническая,
А.А.Кузнецов, А.Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев,
Е.С.Соколова, М.И.Соловьев. ЖЭТФ, 43, 815 (1962).
- А.Х.Виницкий, И.Г.Голяк, В.И.Руськин, Ж.С.Такибаев.
ЖЭТФ, 44, 424 (1963).
7. S.J.Goldsack, L.Riddiford, B.Tallini, B.R.French, W.W.
Neale, J.R.Norbury, I.O.Skillicorn, W.T.Davies, M.Derriok,
J.H.Mulvey, D.Radojicic. Nuovo Cim., 23, 941 (1962).
8. P.C.A.Newcomb. Phys.Rev., 132, B1283 (1963).
9. R.Barloutaud, C.Choquet, C.Gensellen, J.Haughebaert, A.
Leveque, J.Meyer, G.Viale. The Aix-en-Provence Intern.
Conf. 1961, p. 27, v.1.
10. C.Grote, J.Klugow, U.Krecker, K.Lanius. Nucl.Phys., 34,
685 (1962).
11. V.Petrzilka. Proc. of the 10-th Intern.Conf. on High
Energy Physics, Rochester (1960).
12. C.Crote, U.Krecker, U.Kundt, K.Lanius, G.Manske, H.W.Meier,
Nucl.Phys., 34, 676 (1962).
13. Н.Н.Ройнишвили, З.И.Манджavidзе. Известия АН СССР, 26, 717(1962)
14. R.Armenteros, L.Montanet, D.R.O.Morrison, S.Nilsson,
A.Shapira, J.Vandermeulen, Ch.d.'Andlau, A.Astier, C.Ches-
quire, B.P.Gregory, D.Rahm, P.River, F.Solmitz. Proc. of the
11-th Intern.Conf. on High Energy Phys., CERN (1962), p.295.

85. 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, L.Loria, F.Waldner, C.Baglin, A.
Lagarrique, P.Rancoon, A.Reusset, B. de Raad, R.Salmeron,
R.Vess. The Aix-en-Provence Intern.Conf. (1961), p.101, v.1.
86. Ван Ган-чан, Ван Цу Цзен, В.И.Векслер, И.Врана, Дин Да
цао, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладническая, А.А.Кузнецов, Нгуен
Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Соловьев, Чен Лин Ян. ЖЭТФ,
40, 464 (1961).
87. V.A.Belyakov, Wang Yung ohang, V.I.Veksler, N.M.Viryasov,
I.Vrana, Du Yuan cai, Kim Hi In, E.N.Kladnitskaya, A.A.
Kuznetsov, A.Mikhul, E.Mikhul, 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 Intern.Conf. on
High Energy Physics CERN (1962), p.252.
88. M.I.Soloviev, Proc. of the 10-th Intern.Conf. on High
Energy Phys. Rochester (1960), p.388.
89. 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.Peyron-R.Sosnowski,
A.Bigi, R.Carrara, C.Franzinetto, I.Mannelli, G.Brautti,
M.Ceshia, L.Chervovani. Nuovo Cim., 24, 876 (1962).

90. 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.Хофмокль, Чен Лин-янь. Препринт ОИЯИ, Д-806 (1961)
91. D.H.Perkins. Proc. of the Intern.Confer. on Theor.Aspects of Very High Energy Phenomena. CERN, 1961; J.Bartke, R.Book, R.Budde, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Geldschmidt-Clermont, F.Gard, G.R.MacLeod, A.Minguzzi-Ranzi, L.Montenat, W.G.Moorhead, D.R.O.Morrison, I.Bertanza, C.Franzinetti, I.Manelli, S.Silvertrini, G.Brautti, M.Cheschia, L.Chervesani. Phys.Rev.Lett., 6, 303 (1961).
92. D.H.Perkins. Proc. of the Intern.Confer. on Theor.Aspects of Very High Energy Phenomena, CERN, 1961.
93. D.H.Perkins. Progress in Cosmic and Elementary Particles Physics, vol. 5 (1960).
94. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев. Атомная энергия, 13, 221, (1962).
95. P.K.Malhetra. Dependence of Multiplicity on Primary Energy in Nucleon-Nucleon and Pion-Nucleon Collisions, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay, 1962.
96. Э.Г.Боос, В.А.Ботвин, Н.П.Павлова, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников. ЖЭТФ, 42, 3 (1962).
97. Н.П.Богачев, Е.Л.Григорьев, Ю.П.Мереков. ДАН, 148, 793 (1963).
98. M.Csejthey-Barth. Nuovo Cim., 32, 545 (1964).

99. G.Coccoeni, L.Keester, D.Perkins, IRL Intern.Report UCID. 1444 (1961).
100. С.Н.Вернов, Н.Д.Григоров, Г.Т.Зацепин, А.Е.Чудаков. Изв. АН СССР, 19, 493 (1955).
101. Г.Б.Жданов, В.М.Максименко, М.И.Третьякова, М.Н.Щербакова. ЖЭТФ, 37, 620 (1959).
102. L.F.Hansen, W.B.Fretter. Proc. of the 9-th Intern.Confer. on High Energy Phys., Kiev, 1959.
103. С.А.Азимов, А.М.Абдуллаев, В.М.Мялковский, Т.С.Юлдашбаев. Изв. АН СССР, 26, 613 (1962).
104. Дж. Дьюти, С.М.Фишер, П.Х.Фаулер, А.Каддоура, Д.Х.Перкинс, К.Пинкау. Труды международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 28 (1959).
105. M.Ohta. J.Phys.Soc. of Japan, 18, 936 (1963).
106. M.Schein, D.M.Haskin, E.Lohrman, M.W.Teucher. Phys.Rev., 116, 1238 (1959).
107. P.L.Jain. Phys.Rev., 125, 679 (1962).
108. Б.В.Толкачев. ЖЭТФ, 46, 43 (1964)
109. B.Edwards, B.J.Lesty, K.Pinkay, D.H.Perkins, J.Reynolds. Phil.Mag., 3, 237 (1958).
110. M.G.Bowler, P.H.Fowler, D.H.Perkins. Nuovo Cim., 26, 1182 (1962).
111. M.Kazuno. Nuovo Cim., 24, 1013 (1962).

112. G.R. Lunoh; Rev. Mod. Phys., 33, 395 (1961).
G.R. Kalbfleisch. Phys. Rev., 127, 971 (1962).
113. G.B. Chadwick, G.B. Collins, P.I. Duke, R. Fujii, N.C. Hien,
M.A.R. Kemp, F. Turkot. Phys. Rev., 128, 1821 (1962).
114. V.S. Barashenkov. Nucl. Phys., 15, 486 (1960).
115. V.S. Barashenkov, J. Patera. Fortschritte d. Phys., 11, 469 (1963).
116. V.S. Barashenkov, J. Patera, Fortschritte d. Phys., 11, 479 (1963).
117. V.S. Barashenkov, V.A. Beliaikov, V.V. Glagolev, N. Dalkhazhav,
Yao Tsyng Se, 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).
118. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.K. Mikhul. Nucl. Phys.,
24, 642 (1961).
119. В.М. Мальцев. Кандидатская диссертация, ОИЯИ, 1963.
120. С.Н. Вернов, Г.Б. Христиансен, А.Т. Абросимов, Г.В. Куликов,
Ю.А. Негин, В.И. Соловьева, Б.А. Хренов, О.В. Веденеев,
Ю.А. Фомин. Материалы 12-ой международной конференции
по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
121. Ю.А. Смородин, Р.А. Антонов, З.И., Тулинова. Изв. АН СССР,
сер. физич., 28, 1896 (1964).
122. O.V. Lock. Proc. of the Intern. Confer. on Cosmic Rays
in Jeipur, 5, 105 (1963).
123. N.A. Dobrotin, N.G. Zelevinskaya, K.A. Kotelnikov, V.M.
Maximenko, V.S. Puchkov, S.A. Slavatinsky, I.N. Fetisov.
Proc. of the Intern. Confer. on Cosmic Rays in Jeipur,
5, 79 (1963).
124. Y.K. Lim. Nuovo Cim., 26, 1221 (1962).
125. Э.Г. Боос, Ж.С. Такибаев. Труды международной конференции
по космическим лучам, Москва, I, 76 (1962).
126. G.F. Powell. Proc. of the 9-th Intern. Confer. on High
Energy Phys., Kiev, 1959, p. 321.
127. I. Kita. Journ. Phys. Soc. Japan, 16, 1099 (1961).
128. G. Fujioka. Journ. Phys. Soc. Japan, 16, 1107 (1961).
129. K. Imaede. Nuovo Cim., 26, 417 (1962).
130. A.A. Lotionov, J.D. Takibaev. Journ. of Phys. Soc. Japan,
17, Suppl. AIII, p. 412 (1962).
131. В.С. Мурзин. Ядерная физика, I, 835 (1965).
132. P.K. Malhotra. Nucl. Phys., 46, 559 (1963).
133. Т.С. Юлдашев. Автореферат кандидатской диссертации,
Ташкент, 1962.
134. 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, I, 122 (1959).
135. Л.Т. Бараздей, В.И. Рубцов, Ю.А. Смородин, М.В. Соловьев,
Б.В. Толкачев. Труды международной конференции по кос-
мическим лучам, Москва, 2, 152 (1959).

136. P. Barrett, L. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, K. Greisen. *Rev. Mod. Phys.*, 24, 133 (1952).
137. B. Hildebrand, R. Silberberg. *Proc. of the Intern. Confer. on Cosmic Rays in Jaipur*, 5, 20, 1963; *Suppl. Nuovo Cim.*, 1, 1118 (1963).
138. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London and (I.C.) Munchen Collaboration. *Nuovo Cim.*, 31, 485, 729 (1964).
139. V. V. Glagolev, K. D. Tolstov. *Nucl. Phys.*, 68, 657 (1965).
140. В. В. Глаголев. Кандидатская диссертация, ОИЯИ, 1966.
141. N. N. Biswas, I. Derado, N. Schmitz, W. D. Shephard. *Phys. Rev.* 134 B, 901 (1964).
142. *Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys. in CERN*, 1962, p. 597.
143. M. Bardadin, L. Miohejda, S. Otwinowski, R. Sosnowski. *Institut of Nucl. Research in Warsaw*, report 511/YI, 1964, Six-prong interactions of 10- GeV/c negative pions in hydrogen.
144. G. Bohm. *Nucleonica*, 9, N. 223 (1963) (*Proc. of the Cracow Conf.*, 1963).
145. V. S. Barashenkov, D. I. Blokhintsev, E. K. Mikhul, I. Patera, G. L. Semaschko. *Nucl. Phys.*, 48, 33 (1963).
146. В. С. Барашенков, Д. И. Блохинцев, Э. К. Михул, И. Патера, Г. Л. Семашко. *ЖЭТФ*, 45, 381 (1963).

147. V. S. Barashenkov, D. I. Blokhintsev, Patera I., G. L. Semaschko. *Nucl. Phys.*, 54, 492 (1964).
148. I. Derado, G. Lutjens, N. Somitz. *Ann. d. Phys.*, 4, 103 (1959).
149. P. Falk-Vairant, G. Valladas. *Rev. Mod. Phys.*, 33, 362 (1961).
150. M. I. Ferrero, C. M. Garelli, A. Marzari Chiesa, M. Vigene. *Nuovo Cim.*, 27, 1066 (1963).
151. T. F. Hoang. *Phys. Rev.*, 121, 1523 (1961).
152. J. Duthie, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkau. *Nuovo Cim.*, 24, 122 (1962).
153. M. Bowler, J. Duthie, P. Fowler, A. Kaddoura, D. Perkins, K. Pinkau, W. Wolter. *Journ. of Phys. Japan* 17, Suppl. AIII, p. 424 (1962).
154. C. M. G. Lattes, C. G. Orsini, I. G. Pacca, M. T. DaCruz, E. Okuno, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, K. Yokoi; *Nuovo Cim.*, 33, 680 (1964).
155. E. Peters. *Nuovo Cim.*, 23, 88 (1962).
156. И. Фудзимото, С. Хасекава, М. Кацуно, Дж. Нишимура, К. Ниу, Н. Огита. Труды международной конференции по космическим лучам, Москва, I, 38 (1959).
157. M. H. Blue, J. J. Lord, J. G. Parks, C. H. Tsao. *Nuovo Cim.* 20, 274 (1961).
158. М. С. Айнутдинов, С. М. Зомоковский, С. Я. Никитин, Я. М. Селектор, В. Н. Шуляченко. *ЖЭТФ*, 44, 413 (1963).
159. A. Bigi, S. Brandt, R. Varrara, W. A. Cooper, A. de Maroo, G. R. MacLeod, Ch. Peyrou, R. Sosnowski. *Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys. CERN* (1962), p. 427.

160. T. Ferbel, H. Taft. *Nuovo Cim.*, 28, 1214 (1963).
161. F. R. Huson, W. B. Fretter. *Nuovo Cim.*, 36, 1 (1964).
162. E. R. T. Awunor-Renner, L. Blaskovith, B. R. French, C. Ghesquire, I. B. de Minvielle-Devaus, W. W. Neale, C. Peletier, P. Rivet, A. B. Sahiar, I. O. Skillicorn. *Nuovo Cim.*, 17, 134 (1960).
163. G. Fujioaka. *Journ. Phys. Soc. Japan*, 16, 1107 (1961).
164. A. Barkow, B. Chamany, D. M. Haskin, P. L. Jain, E. Lehrmann, M. W. Teucher, M. Schien. *Phys. Rev.*, 122, 617 (1961).
165. К. Д. Толстов. *Ядерная физика*, I, 832 (1965).
166. E. Lohrman, M. W. Teucher, M. Schein. *Phys. Rev.*, 122, 672 (1961).
167. F. A. Brisbout, C. Cauld, J. Lehane, C. B. McCusker, J. Malos, K. Nishikawa, L. G. Van Loon. *Nucl. Phys.*, 26, 634 (1961).
168. 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).
169. 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).
170. K. Nishikawa. *Journ. Phys. Soc. Japan*, 14, 879 (1959).
171. И. М. Граменицкий, Г. Б. Жданов, Е. А. Замчалова, М. Н. Щербанова. *ЖЭТФ*, 32, 936 (1957).
172. S. Hasegawa. *Nuovo Cim.*, 14, 909 (1959).
173. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, A. Jurak, M. Miesowicz, J. Pernegr, J. Vrana, W. Solter. *Nuovo Cim.*, 61, 1409 (1957).
174. 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).

175. H. H. Aly, J. G. Duthie, C. M. Fischer, H. H. Wills. *Phil. Mag.*, 4, 993 (1959).
176. C. Crote, J. Klabuhn, U. Krecker, U. Kundt, K. Lanius, H. W. Meier. *Nucl. Phys.*, 34, 659 (1962).
177. В. Б. Любимов, Му Цзэнь, В. Н. Стрельцов. Препринт ОИЯИ, Р-974, Дубна, 1962.
178. P. J. Duke et al. *Proc. Intern. Conf. on Elementary Particles, Aix-en-Provence*, 1, 419 (1961).
179. J. Bartke, W. A. Cooper, B. Czapp, H. Filhith, Y. Goldschmidt-Clermont, L. Mantanet, D. R. O. Morrison, S. Nilsson, Ch. Peyrou, R. Sosnowski. *Nuovo Cim.*, 29, 8 (1963).
180. H. Filthuth. *Proc. of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elementary Particles*, 1916, p. 93.
181. Э. Л. Андроникашвили, Н. Н. Ройнишвили. *ЖЭТФ*, 39, 267 (1960).
182. Л. П. Джанелидзе, Н. И. Костанашвили, Г. И. Лебедев, К. В. Мандрицкая, О. А. Шахулашвили. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 26, 734 (1962).
183. Н. Н. Ройнишвили. Автореферат кандидатской диссертации, Тбилисский университет, 1962.
184. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Н. М. Вирясов, Дин Да-цао, Ким Хи Ин, Е. Н. Кладническая, А. А. Кузнецов, А. Михул, Нгуен Дин Ты, А. В. Никитин, М. И. Соловьев. *ЖЭТФ*, 40, 734 (1961).
185. А. Ж. Гайтинов, Г. Я. Руськина, Ж. С. Такибаев, И. Я. Часников. Доклад на 12-ом совещании международного фотозумбсионного комитета ОИЯИ, январь 1965.

186. N.N. Biswas, I. Derado, N. Schmitz, W.S. Shephard. *Phys. Rev.*, 134B, 901 (1964).
187. В.А. Ботвин, Ж.С. Такибаев, И.Я. Частников, Н.П. Павлова, Э.Г. Боос., *ЖЭТФ*, 41, 993 (1961).
188. М.С. Айнутдинов, С.М. Зомбоковский, Я.М. Селектор, В.Н. Шуляченко. *ЖЭТФ*, 47, 100 (1964).
189. T. Siemiarozuk. *Nucl. Phys.*, 27, 479 (1964).
190. V.S. Barashenkov. *Fortschritte d. Phys.*, 10, 205 (1962).
191. V.S. Barashenkov. *Fortschritte d. Phys.*, 9, 29 (1961).
192. В.С. Барашенков, Д.И. Блохинцев, Б.М. Барбашов. *УФН*, 68, 417 (1959).
193. L. Bertanza, V. Brisson, P.L. Connolly, E.L. Hart, I.S. Mittra, G.C. Moneti, R.R. Rau, N.P. Samios, I.O. Skillicorn, S.S. Yamamoto, M. Goldberg, L. Gray, J. Leitner, S. Lichtman, J. Westgard. *Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys. CERN, 1962*, p. 284.
194. G.R. Lynch. *Rev. Mod. Phys.*, 33, 395 (1961).
195. D.I. Blokhintsev. *CERN Symposium*, 2, 155 (1956).
196. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, E.K. Mihul. *Nucl. Phys.*, 13, 583 (1959).
197. V.S. Barashenkov. *Nucl. Phys.*, 22, 71 (1961).
198. B.C. Maglic, G.R. Kalbfleisch, M.L. Stevenson. *Phys. Rev. Lett.*, 7, 137 (1961).
199. G.R. Lynch, R.E. Foulks, G.R. Kalbfleisch, S. Limentani, I.S. Shafer, M.L. Stevenson, Ngue Huu Xuong. *Phys. Rev.*, 131, 1276 (1963).

200. E. Pickup, A. Ayer, E.O. Sälant. *Phys. Rev. Lett.*, 5, 161 (1960).
201. R. Armenteros, E. Fett, B. French, L. Montanet, V. Nikitin, M. Szeptyoka, Ch. Peyrou, R. Book, A. Shapira, J. Badier, E. Equer, L. Blaskovics, 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, Z. Zylberach. *Proc. of the 11-th Intern. Confer. on High Energy Phys., CERN, 1962*.
202. L. Bertanza, P.L. Connolly, B.B. Culwick, F.R. Fiesler, T. Morris, P. Palmer, A. Prodell, N.P. Samios. *Phys. Rev. Lett.*, 8, 332 (1962).
203. F. Eislner, J.M. Gaillard, J. Keren, M. Schwartz, S.E. Wolf. *The Aix-en-Provence Intern. Conf. (1961)*, p. 203, v.1.
204. M.A. Alston, J.A. Anderson, P.G. Burke, D.D. Carmony, F.S. Crawford, N. Schmitz, E.E. Wolf. *Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys., Rochester, 1960*, p. 378.
205. L.B. Leipuner, R.K. Adair. *Phys. Rev.*, 109, 1358 (1958).
206. F.S. Crawford. *Proc. of the 10-th Intern. Confer. on High Energy Phys. CERN (1962)*, p. 270.
207. A.R. Erwin, R.H. March, W.D. Walker. *Nuovo Cim.*, 24, 237 (1962).
208. V.A. Beliaikov, Wang Yung chang, V.I. Veksler, N.M. Viryasov, Du Yuan cai, Kim In in, E.N. Kladnitskaya, A.A. Kuznetsov, A. Mikhul, Nguyen Dinh Tu, V.N. Penev, E.S. Sokolova, M.I. Soloviev. *Proc. of the 11-th Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN, 1962*, 261.

209. CERN HBC and IEP Chroups, University of Pisa, University of Trieste. The Aix-en-Provence Intern. Conf. (1961), p.93, v.1.
210. E. Pickup, D.K. Robinson, E.O. Salant. Phys. Rev. Lett., 8, 329 (1962).
211. G.A. Smith, H. Courant, E.C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, H. Taft. Phys. Rev., 123, 2160 (1961).
212. J. Gierula, M. Miesowicz, P. Zilenski. Nuovo Cim., 18, 102 (1960).
213. P.H. Satterblom, W.D. Walker, A.R. Erwin. Phys. Rev., 134B, 207 (1964).
214. Н.П. Богачев, С.А. Бунятов, И.М. Граменицкий, В.Б. Любимов, Ю.П. Мереков, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, Д. Тувдендорж. ЖЭТФ, 37, 1225 (1959).
215. J. Gierula. Proc. of the Intern. Conf. on Theor. Aspects of Very High Energy Phenomena; CERN, June (1961).
216. J. Gierula. Fortschritte d. Phys., 11, 109 (1963).
217. G. Cocconi. Phys. Rev., 111, 1699 (1958).
218. M. Miesowicz. Proc. of the Intern. Conf. on Theor. Aspects of Very High Energy Phenomena, CERN, June 1961.
219. J. Gierula, M. Miesowicz, P. Zielinski. Acta Phys. Polonica, 19, 119 (1960).
220. J. Gierula, Miesowicz, P. Zielinski. Nuovo Cim., 18, 102 (1960).
221. Р. Рончка, А. Рончка. Анализ углового распределения вторичных частиц в нуклон-нуклонных соударениях при ультра-высоких энергиях, Препринт ОИЯИ, Р-1718, 1964.
222. Ж.С. Такибаев, А.А. Локтионов, Л.А. Санько, Ц.И. Шахова. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1, 51 (1959).

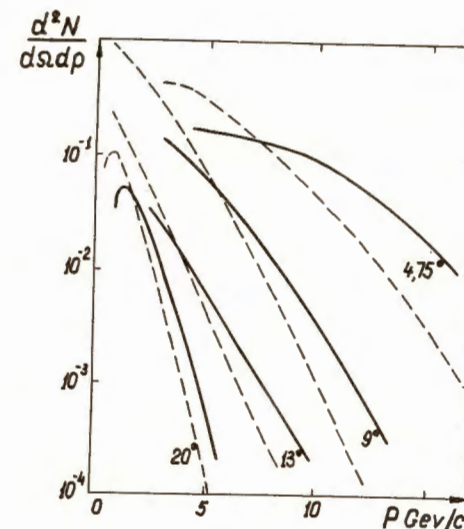


Рис. I. Число протонов и заряженных π - мезонов, рождающихся под разными углами в лабораторной системе координат при взаимодействии протонов с энергией 30 Гэв с ядрами бериллия ($\theta = 9^\circ$ и 20°) и алюминия ($\theta = 4,75^\circ$ и 13°) ^{/3/}. Сплошные кривые - протоны, пунктирные - π - мезоны, p - импульс рождающихся частиц.

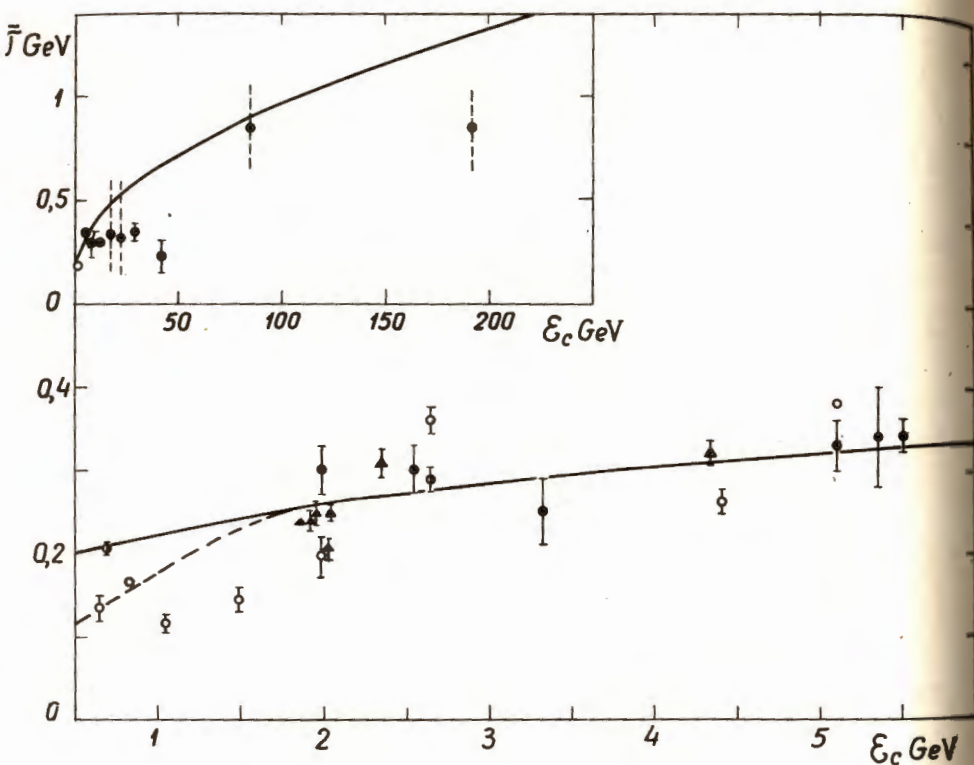


Рис. 2. Средняя кинетическая энергия π - мезонов, рождающихся в неупругих взаимодействиях. Значками \circ , \odot , \bullet и \blacktriangle отмечены значения, относящиеся соответственно к p - p , p - n , N - N и \bar{N} - N взаимодействиям. Сплошной кривой указана зависимость $\bar{T}(\tau) = 0,1 + 0,1 T^{1/4}$, пунктир - средние значения при небольших энергиях, где зависимость $\bar{T}(\tau)$ является более сильной, чем $T^{1/4}$.

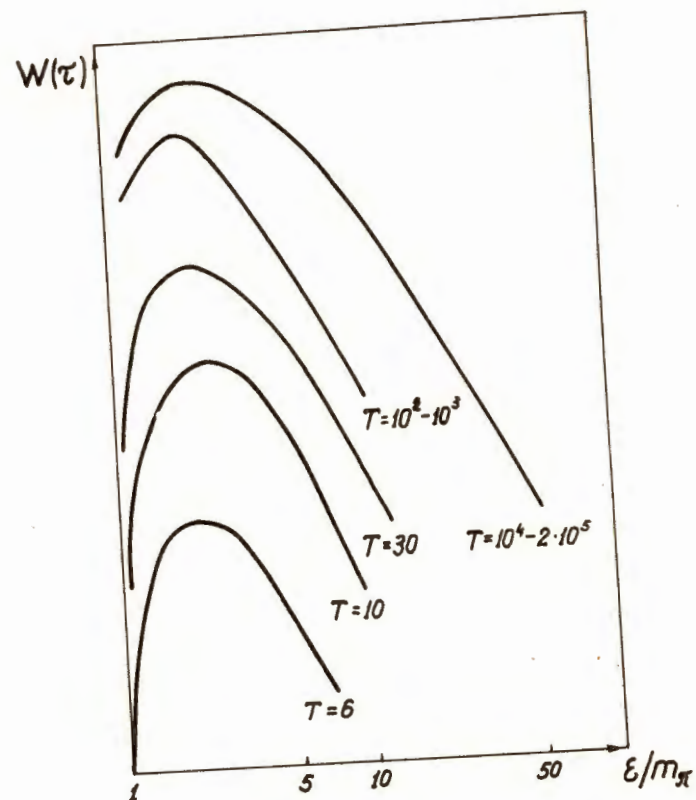


Рис. 3. Энергетические спектры (ненормированные) π - мезонов, рождающихся при неупругих столкновениях нуклонов очень большой энергии [92, 94]. $\epsilon = T + m_\pi$ - полная энергия π - мезонов в системе центра масс. T - кинетическая энергия первоначального нуклона в лабораторной системе.

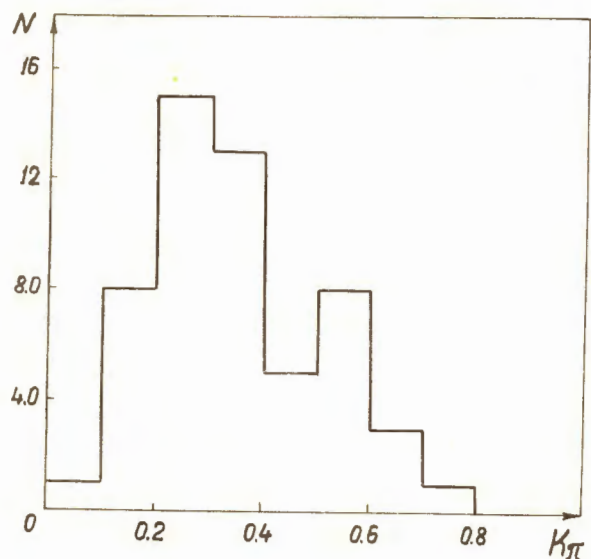


Рис. 4. Распределение коэффициента неупругости в $N-N$ взаимодействиях при $T = 200 \div 400$ Гэв^{/55/}.

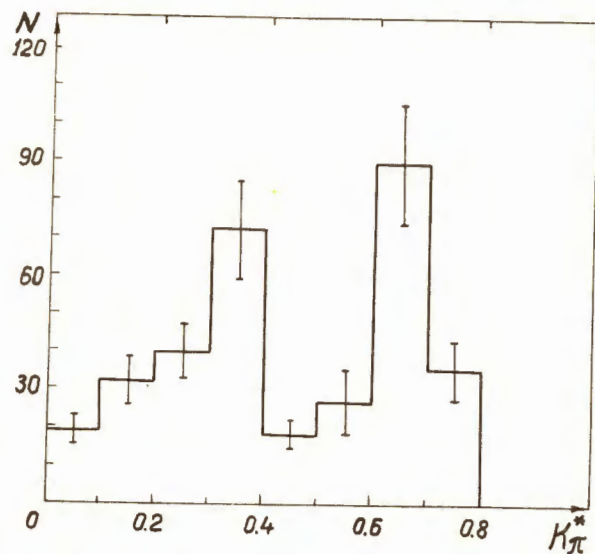


Рис. 5. Распределение коэффициента неупругости в $\pi-N$ взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв^{/40/}.

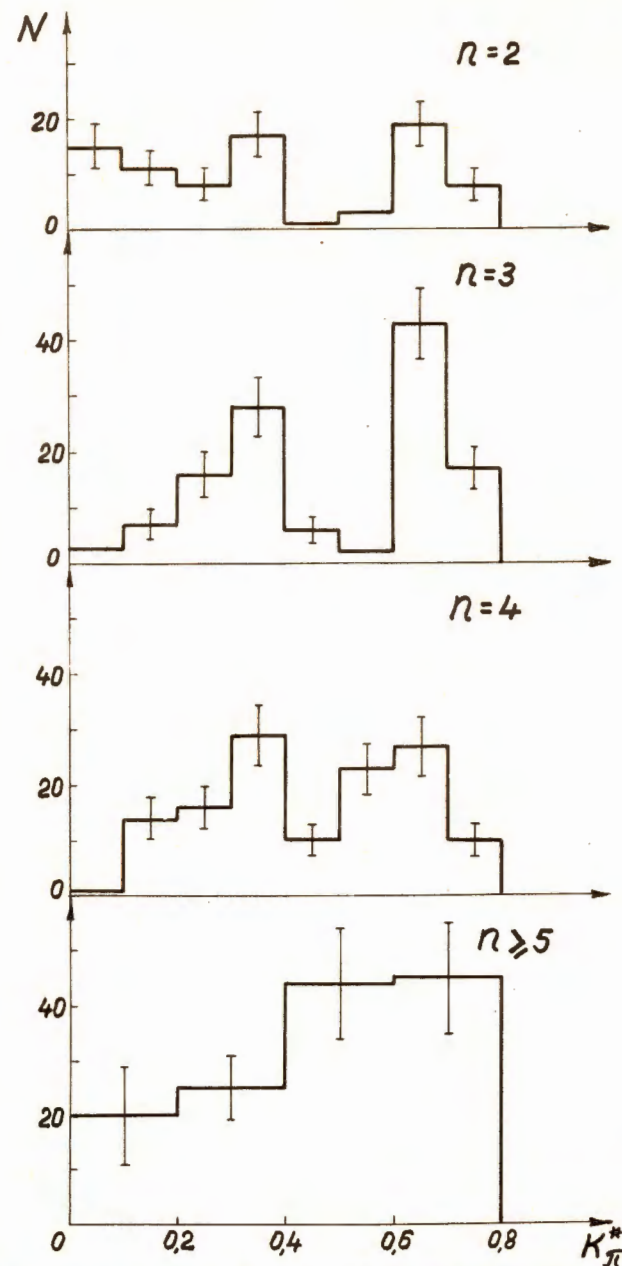


Рис. 6. Распределение коэффициента неупругости в звездах с различным числом лучей n .

$\pi-N$ взаимодействие при $T = 7$ Гэв^{/40/},
 N - число взаимодействий.

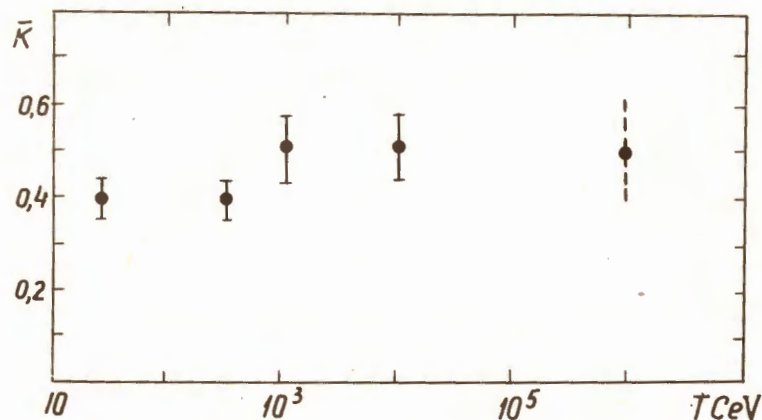


Рис. 7. Энергетическая зависимость коэффициента неупругости для взаимодействия нуклонов с легким ядром /120-123/. Значение при $T \sim 10^6$ Гэв представляет собой среднюю оценку в интервале $T \approx 10^5 + 10^7$ Гэв, полученную из анализа широких атмосферных ливней.

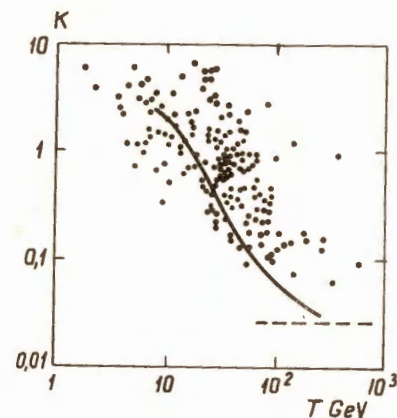


Рис. 8. Точки - экспериментальные значения K из работы /129/. Обращает на себя внимание, что при $T < 100$ Гэв значительная часть измерений приводит к бессмысленному результату $K > 1$.

Сплошная кривая - зависимость $K(T)$, в которую деформируется "истинный" коэффициент неупругости $K = \text{Const} = 1$, если пренебречь поправками на форму энергетического спектра космических частиц и среднеквадратичными ошибками измерения энергии отдельных частиц.

Пунктир - предельное значение расчетной кривой при $T \rightarrow \infty$: $K(T) \rightarrow 0,024$ истинное = 0,024 /131/.

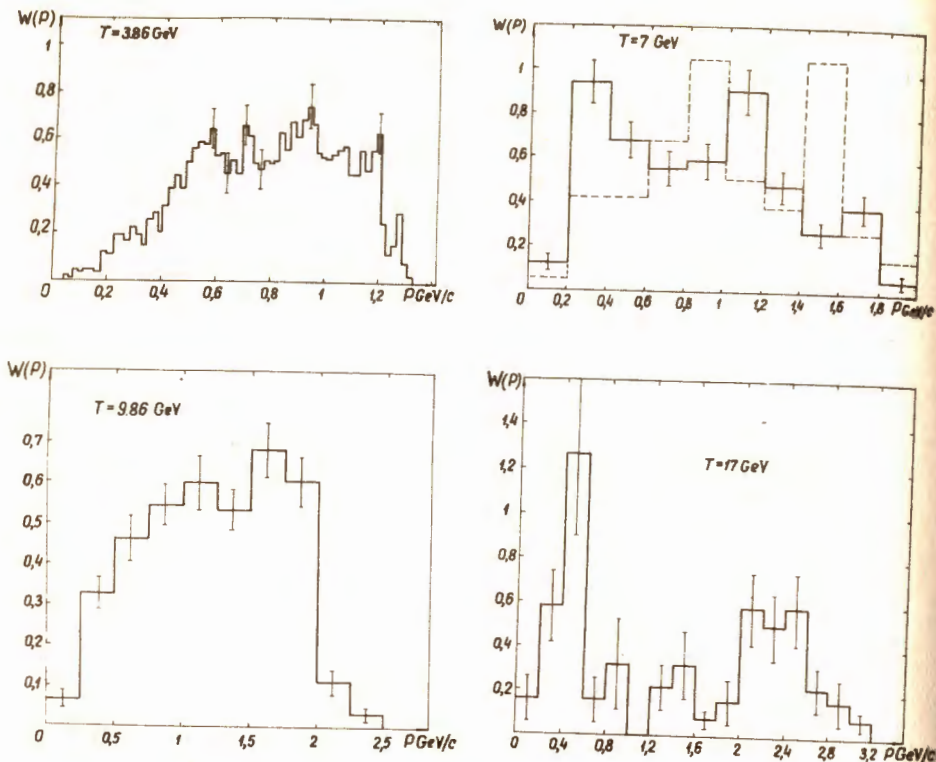


Рис. 9. Импульсные спектры протонов, рождающихся в неупругих π^-N взаимодействиях при различных энергиях.

Гистограммы для $T = 3,86$ и $9,86$ ГэВ взяты из работ /139, 140/, где они были получены суммированием экспериментальных данных /138, 139/ и /141-143/. В гистограмме при $T = 3,86$ ГэВ не учтены звезды с числом лучей $n \geq 6$, вклад которых составляет около 10% (см. табл. 8 в обзоре /1/). Сплошные гистограммы для $T = 7$ и 16 ГэВ взяты соответственно из работ /40/ и /42/. Пунктиром указана гистограмма из работы /144/. Как видно, положение максимумов на гистограммах из работ /40, 144/ оказывается совершенно различным.

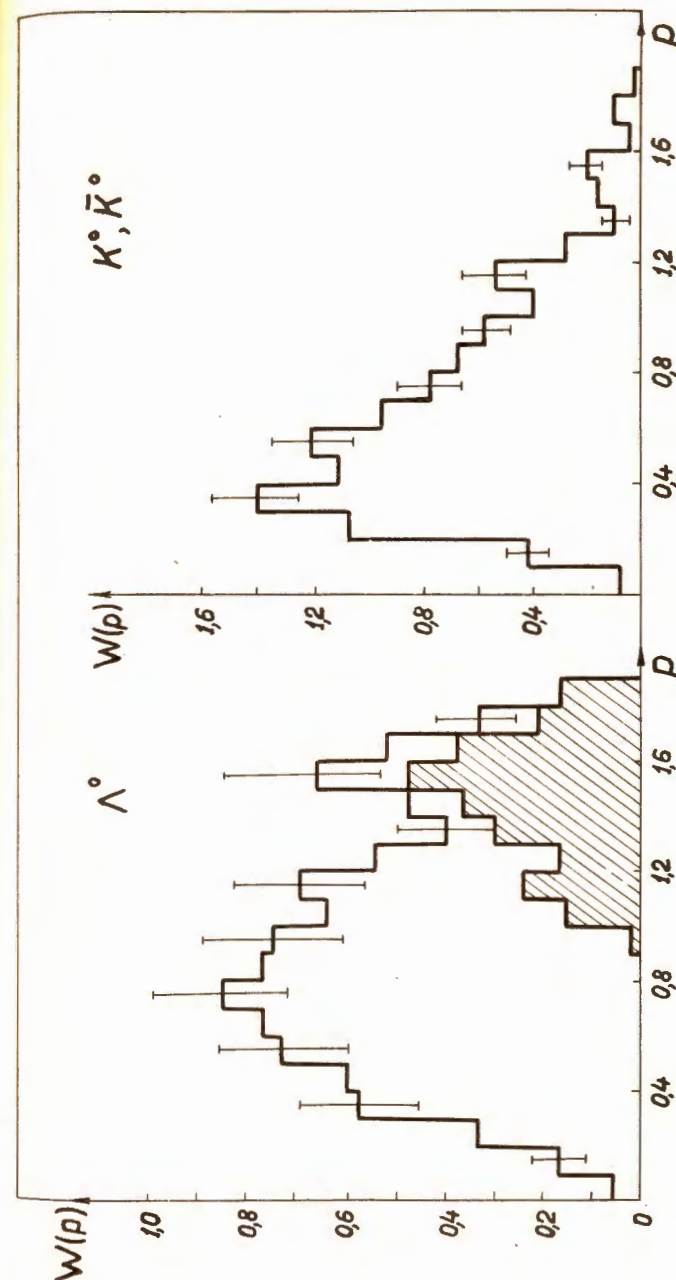


Рис. 10. Импульсные спектры странных частиц, рождающихся в π^-p взаимодействиях при $T \approx 7$ ГэВ /87/. Заштрихованная часть спектра соответствует значениям четырехмерного импульса, передаваемого Λ -гиперону, $\Delta \lesssim 0,7$ ГэВ/с.

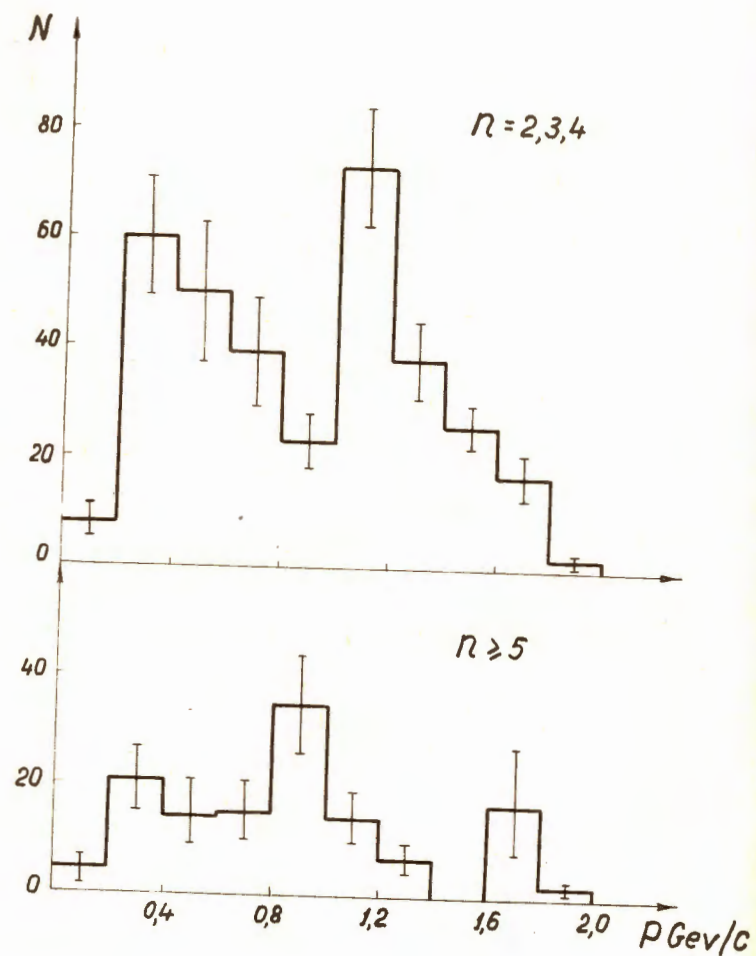


Рис. 11. Импульсное распределение протонов в π^- - p звездах с различным числом лучей n , $T \approx 7$ Гэв/40/.

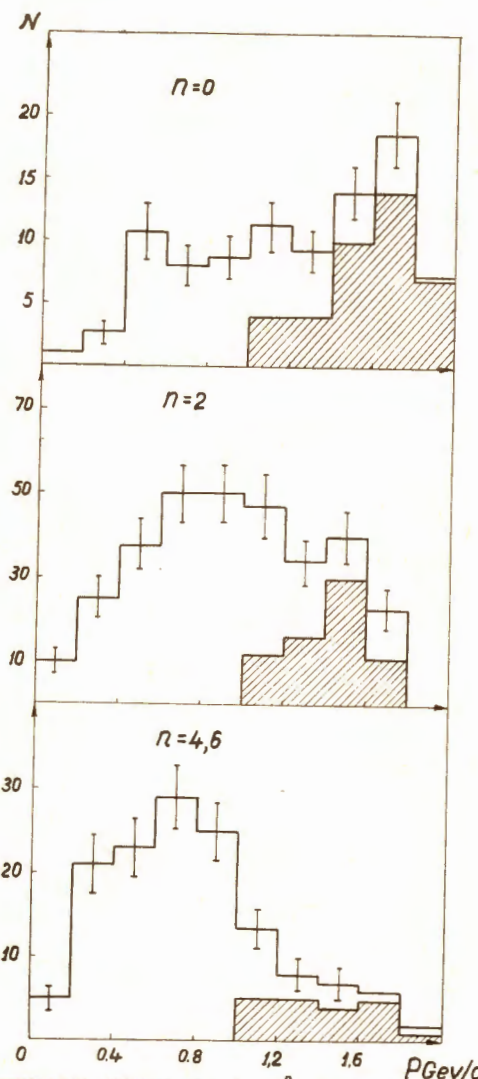


Рис. 12. Импульсное распределение Λ - гиперонов, рождающихся в π^- - p взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв, в зависимости от числа лучей в звезде n /87/. Заштрихованная часть соответствует значениям четырехмерного импульса, передаваемого Λ - гиперону, $\Delta \leq 0,7$ Гэв/с.

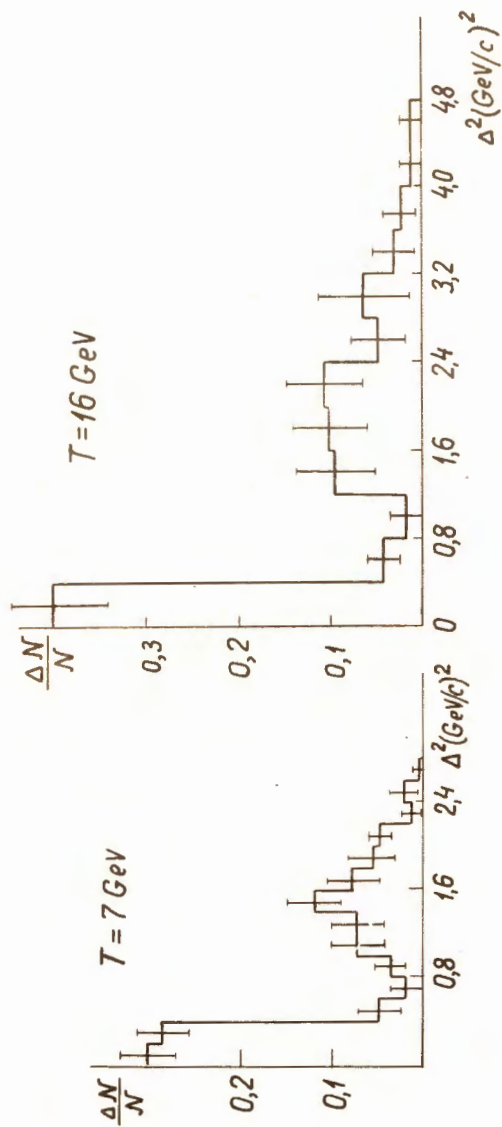


Рис. 13. Распределение протонов отдачи в неупругих π^-N взаимодействиях при высоких энергиях в зависимости от величины передаваемого четырехмерного импульса $\Delta^2/42$.

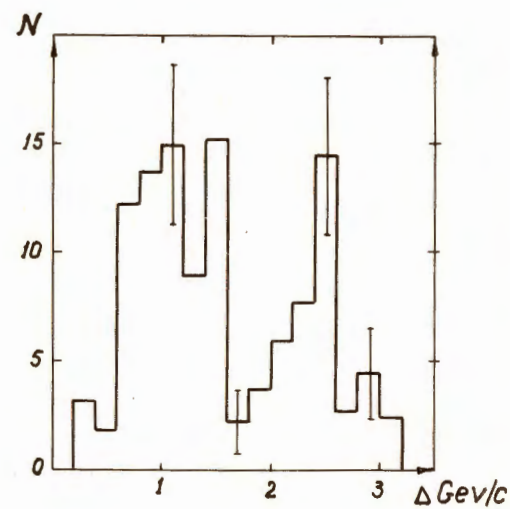


Рис. 14. Распределение Λ - гиперонов в неупругих π^-p взаимодействиях при $T = 16$ ГэВ по величине четырехмерной передачи импульса Δ /89/.

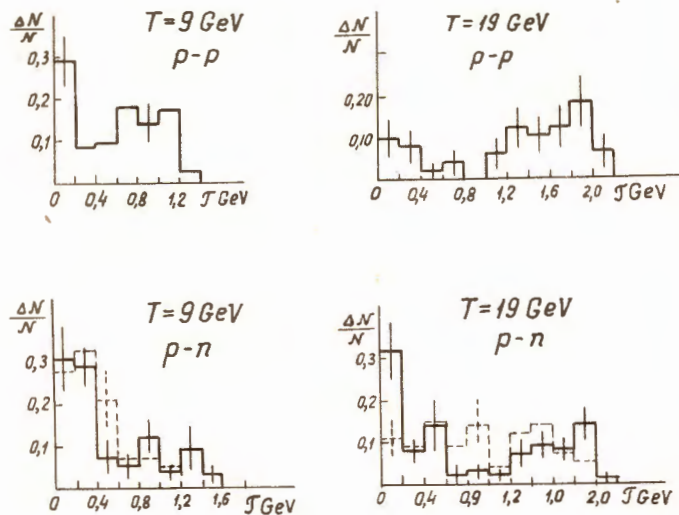


Рис. 15. Распределение протонов после неупругих p - p и p - n столкновений по величине их кинетической энергии T (система центра масс)/42/.

В случае p - n взаимодействий сплошные гистограммы относятся к протонам, вылетающим в заднюю полусферу, пунктирные — к протонам, вылетающим в переднюю полусферу.

Приведенные данные получены из анализа двухлучевых p - p и трехлучевых p - n взаимодействий.

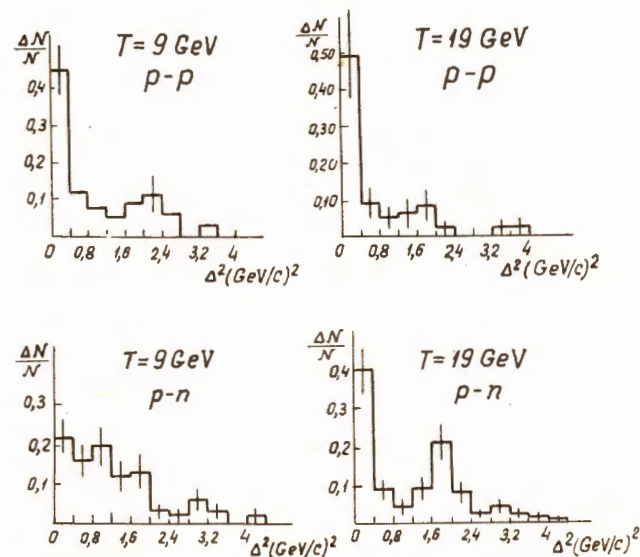


Рис. 16. Распределение протонов из неупругих двухлучевых p - p и трехлучевых p - n взаимодействий по передаваемому четырехмерному импульсу Δ /42/.

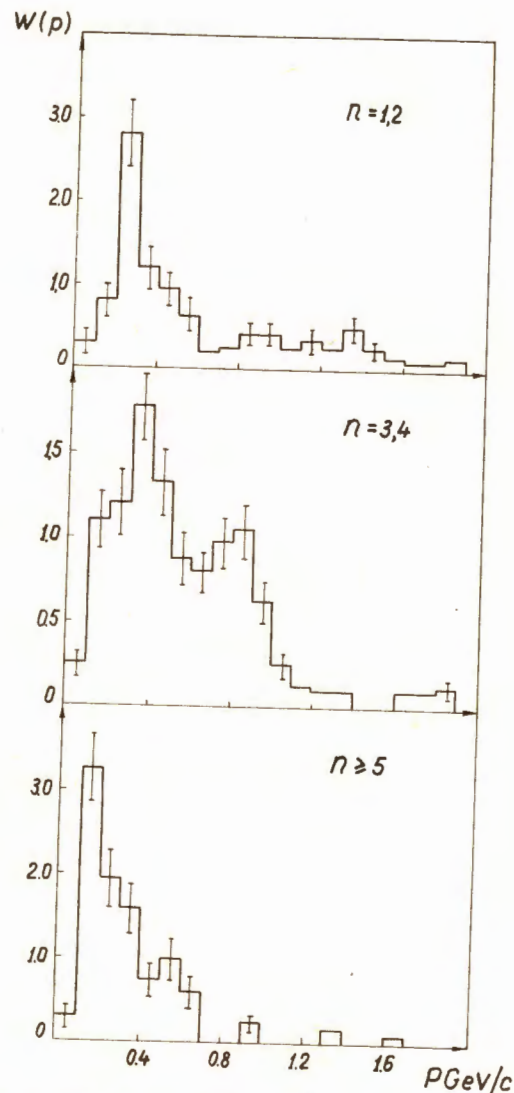


Рис. 17. Импульсное распределение π^\pm -мезонов, рождающихся в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T=7,5$ Гэв в зависимости от числа лучей в звезде n /82/.

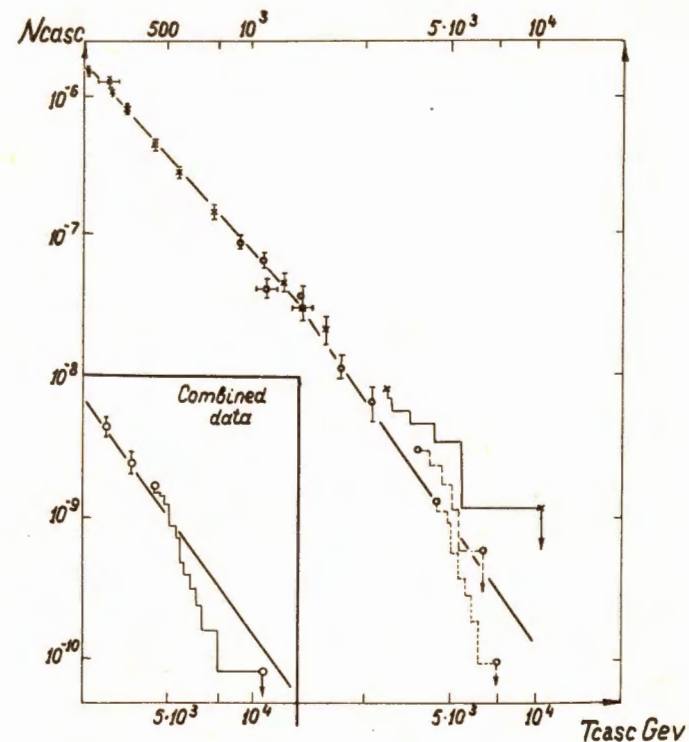


Рис. 18а. Число γ - квантов, электронов и позитронов с энергией $T \geq T_{casc}$

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

зарегистрированных в фотозмультисонной стопке, облученной на высоте $h = 11$ км (в единицах $\text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1} \text{sec}^{-1}$) /92, 104, 152/. Показан спектр, генерированный γ - квантами, электронами и позитронами, родившимися в атмосфере.

Значками \circ , \bullet и \times отмечены результаты измерений в различных стопках (соответственно с пластинами из C , Pb , W).

Лабораторная система координат.

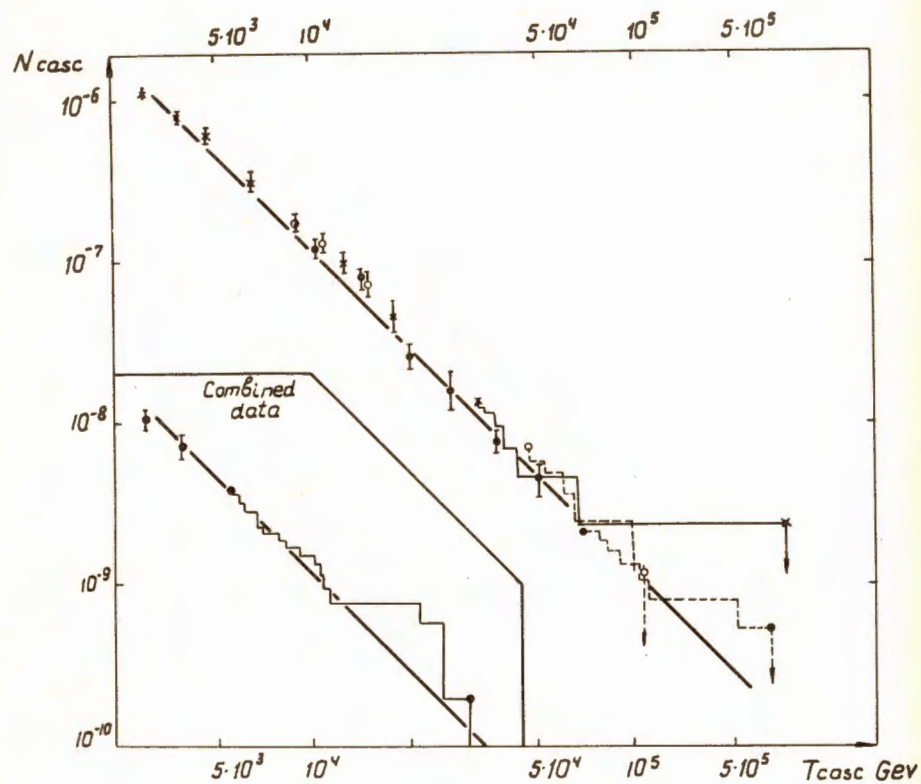


Рис. 186. То же, что и на рис. 18а; показан спектр, происходящий от частиц, образовавшихся в ядерных взаимодействиях в веществе фотоэмульсионной стопки.

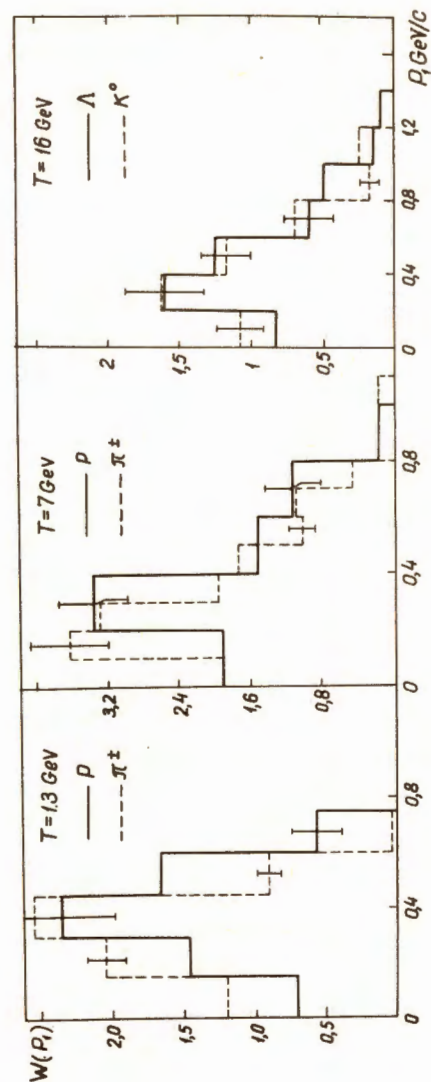


Рис. 19. Распределение по поперечному импульсу протонов, Λ - гиперонов, π^+ и K^0 - мезонов, из неупругих π^-p взаимодействий при различных энергиях 29, 80, 89%.

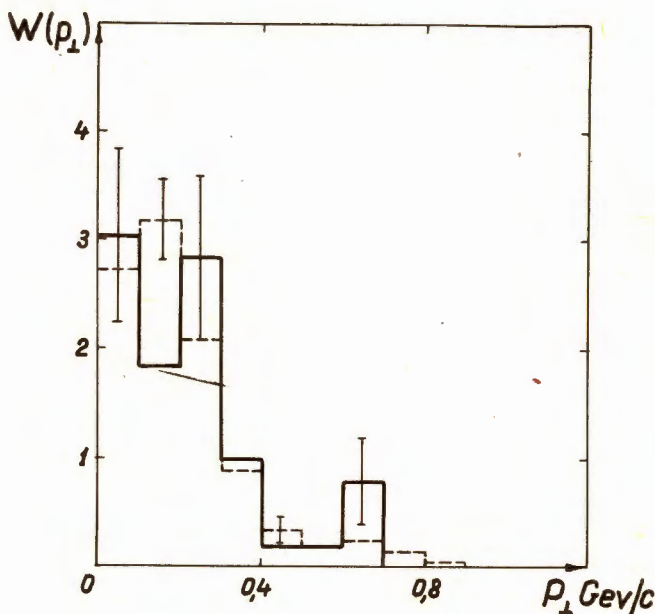


Рис. 20. Распределение по поперечному импульсу частиц, рождающихся в неупругих \mathcal{N} - \mathcal{N} столкновениях при $T = 500 \text{ ГэВ}/22/$.
 Сплошная гистограмма - тяжелые частицы, пунктирная - π^{\pm} - мезоны.

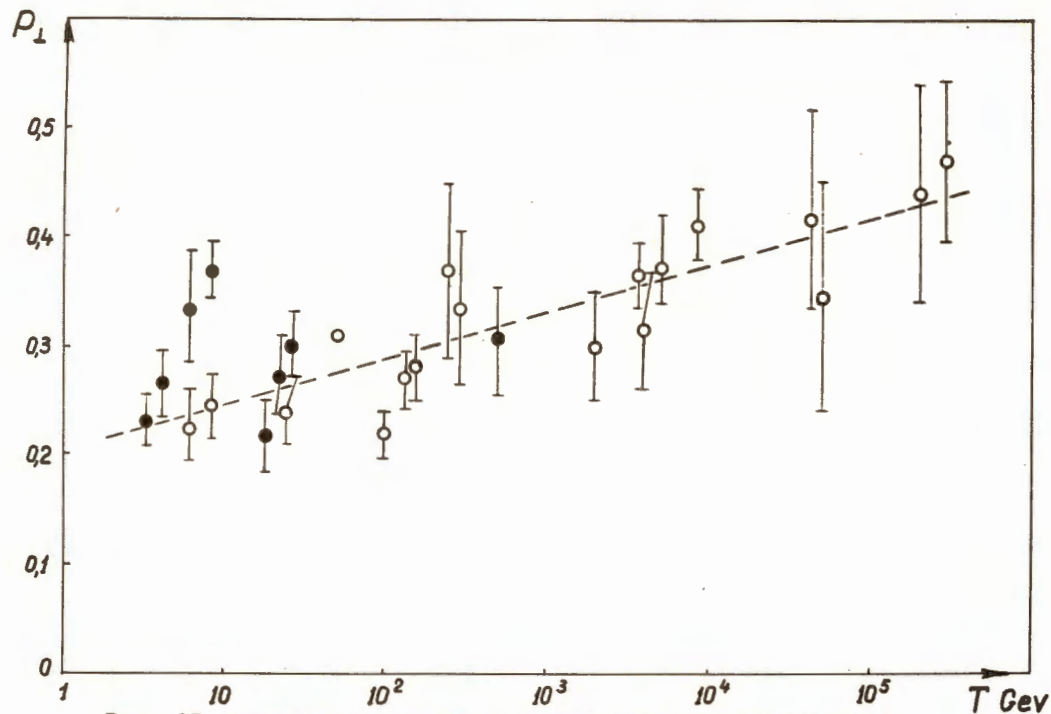


Рис. 21. Энергетическая зависимость среднего поперечного импульса частиц, рождающихся в неупругих $N-N$ взаимодействиях.

Значками \circ и \bullet отмечены соответственно импульсы π - мезонов и протонов.

Пунктиром указана зависимость $\bar{p}_\perp \sim \lg T$.

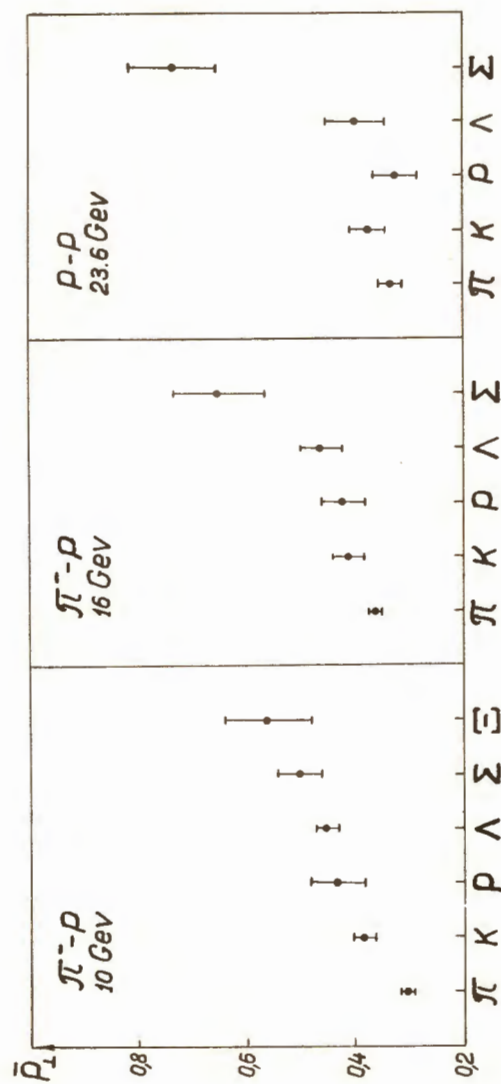


Рис. 22. Зависимость среднего поперечного импульса от сорта
рождающихся частиц.
Значения \bar{P}_\perp в единицах Гэв/с.

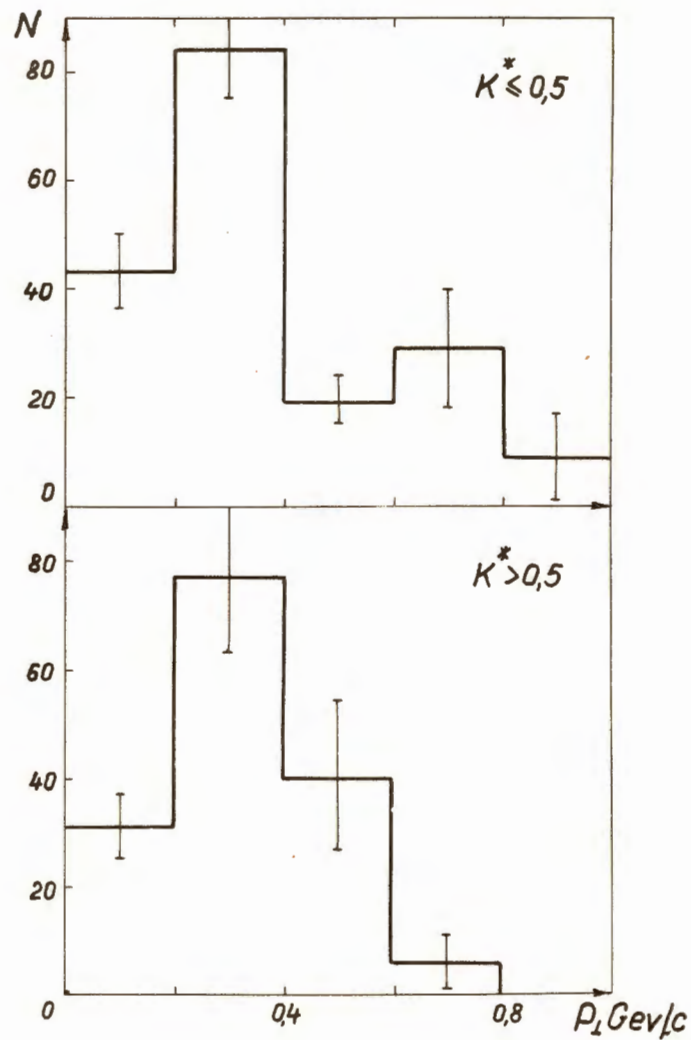


Рис. 23. Распределение поперечных импульсов протонов в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв в зависимости от величины коэффициента неупругости K^* /40/.

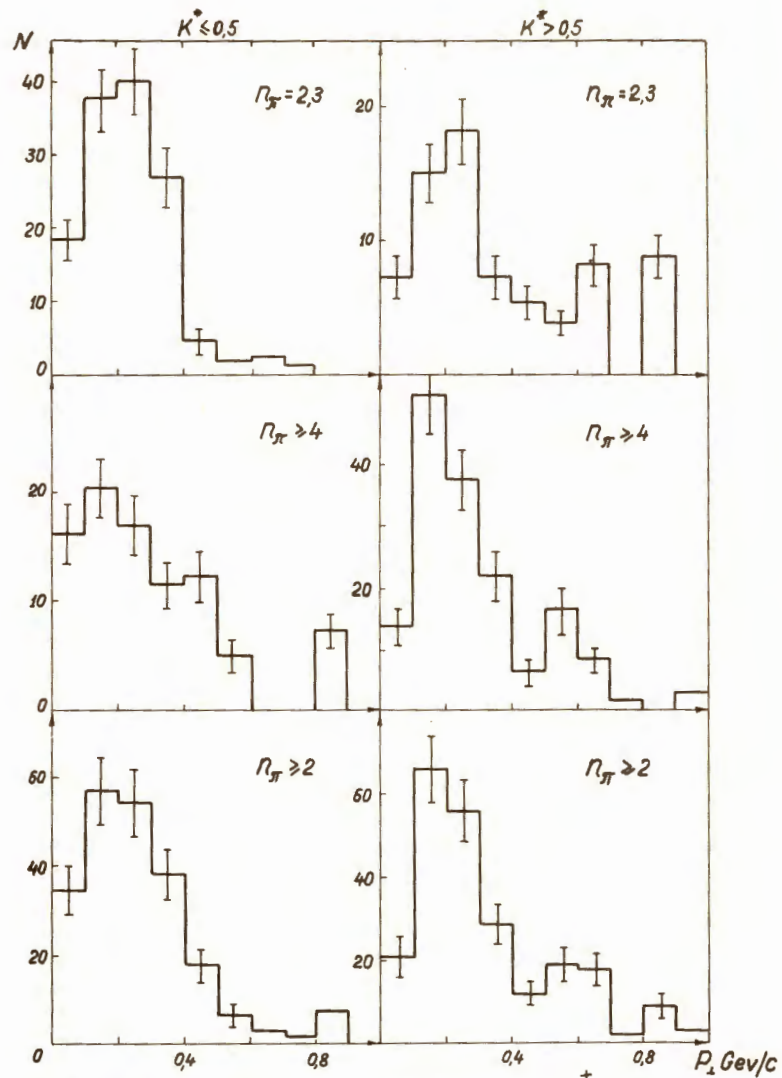


Рис. 24. Распределение поперечных импульсов π^\pm - мезонов, рождающихся в неупругих $\pi-N$ взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв, в зависимости от величины коэффициента неупругости K /176/.

n_π - число π^\pm - мезонов в звезде.
I48

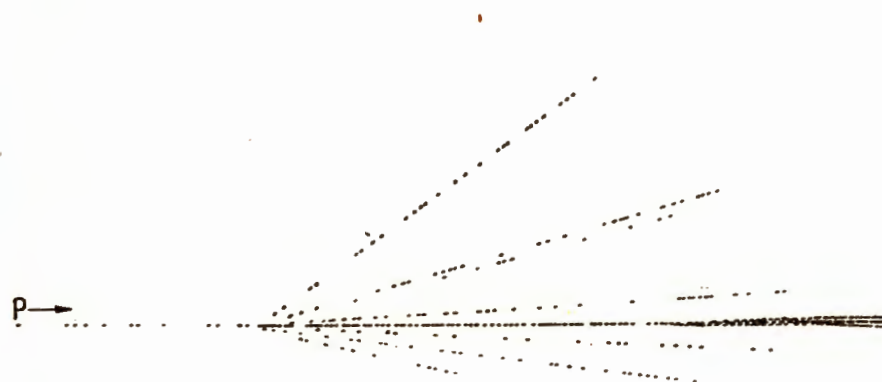


Рис. 25. Неупругое столкновение протона большой энергии $T \sim 3 \cdot 10^3$ Гэв с нуклонами фотоэмульсии /106/. В угловом распределении треков отчетливо видны внутренний и наружный конусы.

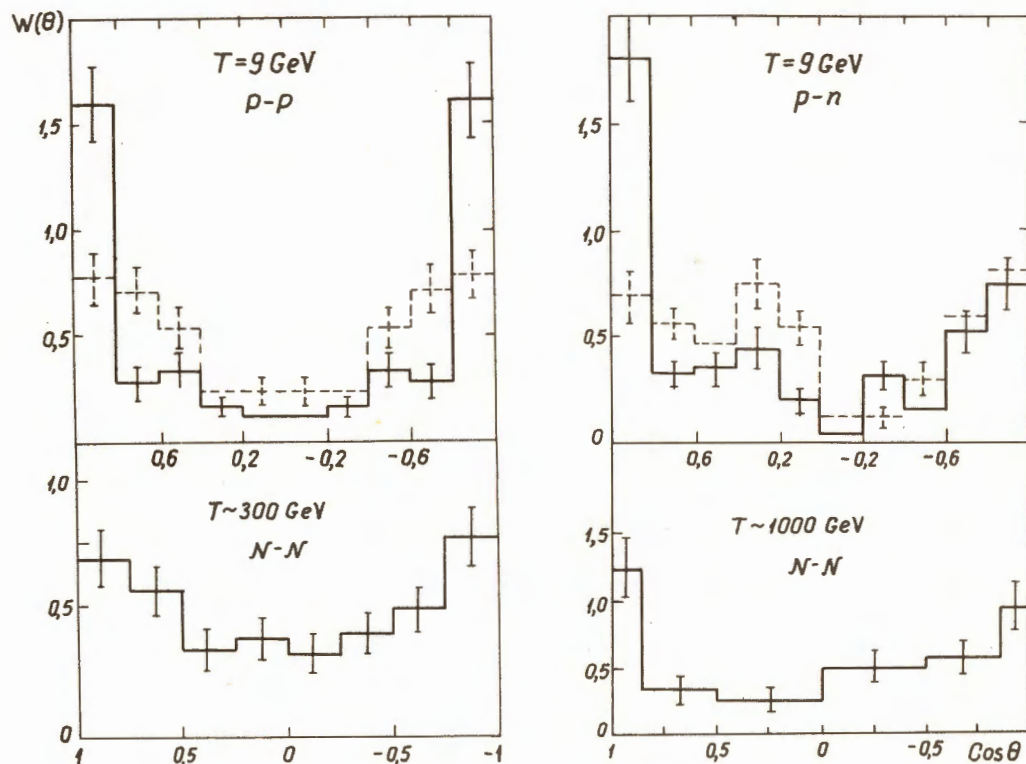


Рис. 26. Угловые распределения частиц, рождающихся в неупругих столкновениях нуклонов.

При $T = 9 \text{ ГэВ}$ сплошные гистограммы - протоны, пунктир - π^\pm - мезоны^{/47/}; гистограммы при $T \sim 300$ и 1000 ГэВ относятся ко всем вторичным заряженным частицам^{/22, 55/}.

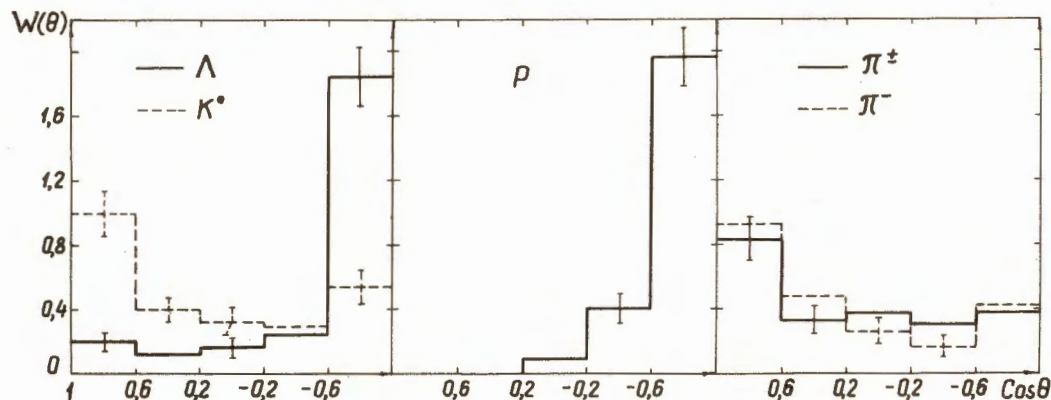


Рис. 27. Угловое распределение частиц, рождающихся в неупругих π^-p взаимодействиях при $T \approx 7$ Гэв/40,87/.



Рис. 28. Симметричные и асимметричные звезды в системе центра масс, образующиеся при $p-p$ взаимодействиях в камере Вильсона для $T \approx 300$ Гэв/57/.

Импульсы сталкивающихся протонов направлены горизонтально. Длины векторов пропорциональны величине импульса частиц.

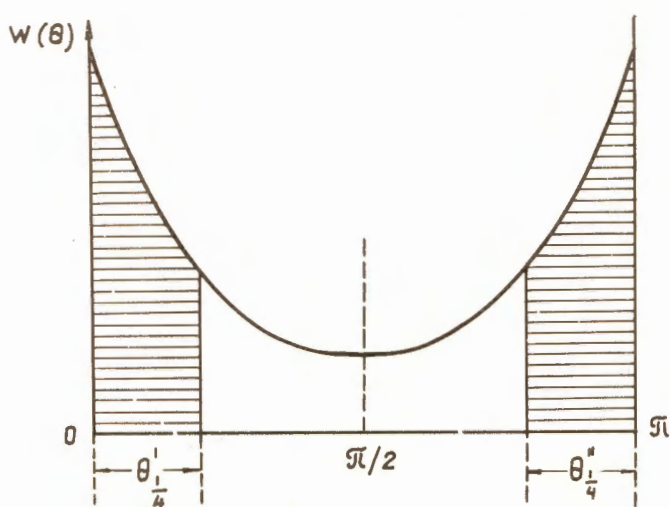


Рис. 29. Угловое распределение при столкновении тождественных частиц. Заштрихованные области соответствуют углам, в которых содержится половина частиц, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полусферы.

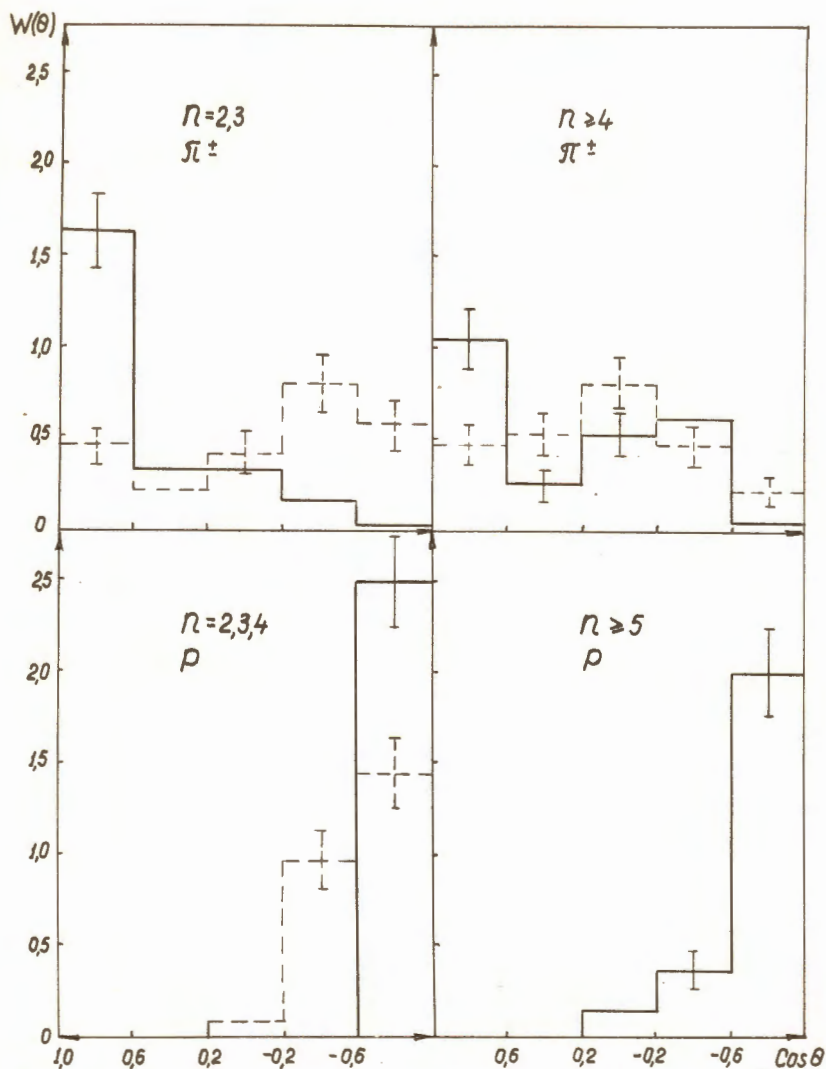


Рис. 30. Зависимость угловых распределений протонов и π^- -мезонов, рождающихся в неупругих π^-N взаимодействиях при $T = 7$ Гэв, от величины коэффициента неупругости^{/40/}.

Сплошными и пунктирными гистограммами нанесены распределения соответственно для $K^* \leq 0,5$ и $K^* > 0,5$. n - число лучей в звезде.

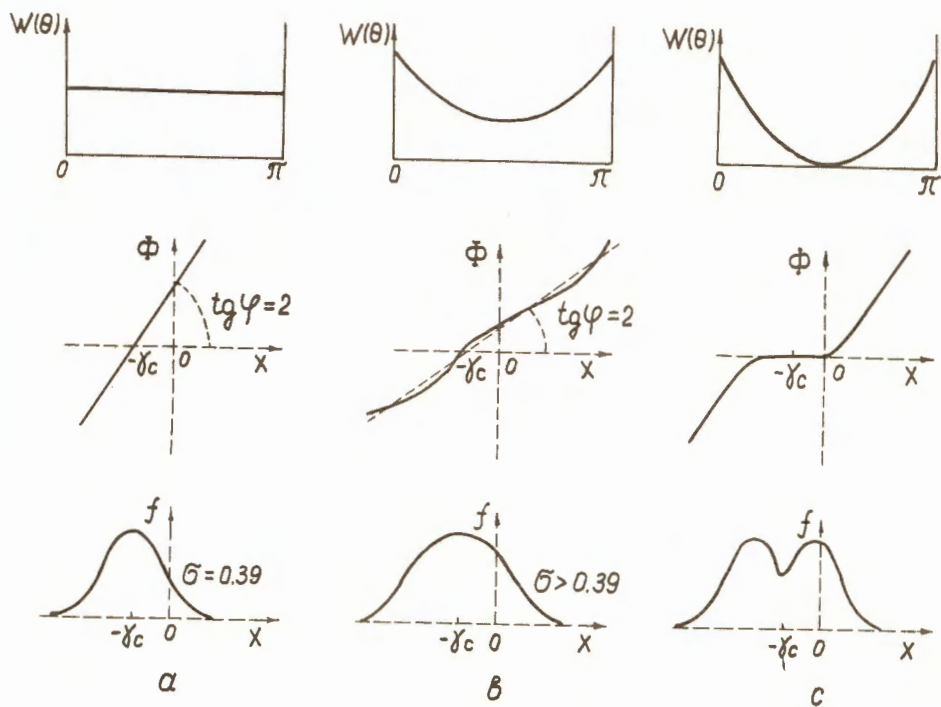


Рис. 3И. Различные способы описания углового распределения рождающихся частиц.

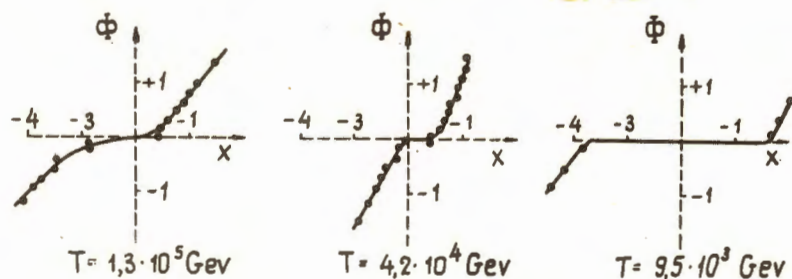


Рис. 32. Угловые распределения, которые можно представить как суперпозицию угловых распределений частиц, образовавшихся при распаде двух огненных шаров $^{215}\text{Po}, ^{217}\text{Po}$.

T — энергия первичного нуклона.

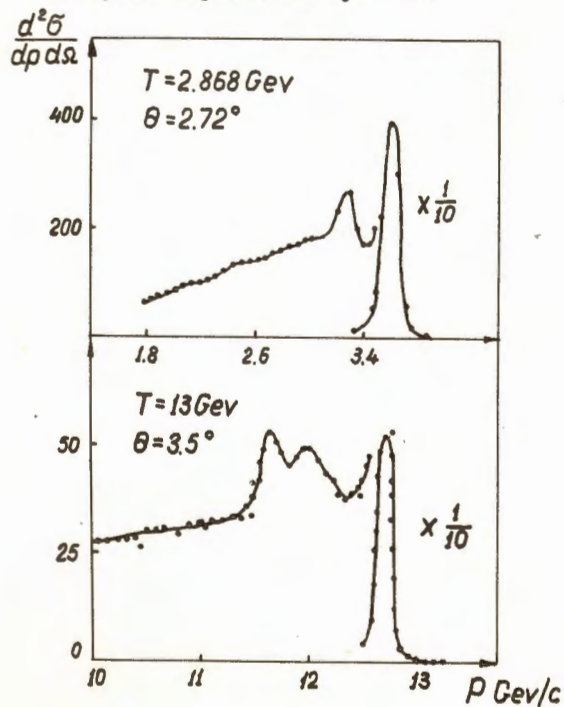


Рис. 33. Импульсный спектр протонов при квазиупругом $p-p$ рассеянии.