

Объединенный институт ядерных исследований

Лаборатория высоких энергий

И.М. Граменицкий.

С 346
Г-76

Изучение неупругих взаимодействий протонов
с нуклонами при энергии 9 Бэв.

Диссертация, представленная на соискание
учёной степени кандидата физико-математи-
ческих наук.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Научный руководитель -
старший научный сотрудник
кандидат физико-математи-
ческий наук

М.И. Подгорецкий.

Дубна, 1961 г.

Оглавление.

	Стр.
<u>Введение</u>	I
Глава I. <u>Множественное образование частиц при высоких энергиях.</u>	4
Глава II. <u>Методика эксперимента.</u>	
§1. Условия облучения и выбор случаев ρ - N -взаимодействий	19
§2. Измерения	26
§3. Геометрические поправки и вычисление ошибок.	39.
§4. Оценка средней энергии π^0 -мезонов	48
§5. Анализ частиц из "области пересечения"	52
Глава III. <u>Экспериментальные результаты.</u>	
§1. Распределение по множественности	55
§2. Импульсные и энергетические харак- теристики вторичных частиц.	60
§3. Угловое распределение вторичных частиц.	66
Глава IV. <u>Обсуждение экспериментальных результатов и некоторые возможные эксперименты по ис- следованию периферических взаимодействий</u>	71
Выводы.	84
Литература	88

Введение.

Изучение взаимодействия элементарных частиц является в настоящее время одной из главных проблем физики высоких энергий. В частности представляет интерес исследование процесса множественного образования частиц при столкновении нуклонов и Π -мезонов с нуклонами и ядрами. Этому вопросу посвящено большое количество экспериментальных работ, выполненных как на ускорителях (область энергий $1 \div 25$ Бэв) так и в космических лучах (вплоть до энергий $\sim 10^{15}$ эв). Последовательная теоретическая интерпретация этого явления пока что отсутствует. Существующие теории, основанные на более или менее произвольных допущениях, описывают лишь некоторые особенности взаимодействия, не охватывая явления полностью.

В этой ситуации кажется весьма важным получить возможно более полную информацию о различных характеристиках вторичных частиц, возникающих в элементарном акте взаимодействия. Такая информация не только позволит провести подробное сравнение экспериментальных данных с существующими теориями, но и будет стимулировать дальнейшее их развитие. Можно также надеяться, что подробное изучение элементарных взаимодействий приведёт к некоторым заключениям о структуре сталкивающихся частиц.

Настоящая диссертация посвящена исследованию неупругих взаимодействий протонов со свободными и квазисвободными нуклонами при энергии 9 Бэв. Работа выполнена с помощью фотоэмульсионной методики. Фотоэмульсии были облучены

внутренним пучком протонов на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований.

В гл. I кратко изложены основные положения статистической теории множественного образования частиц, поскольку она является наиболее разработанной и позволяет провести подробное сравнение с экспериментом. Далее, более детально рассматривается расчёт взаимодействия нуклон-нуклон при энергии 9 Бэв, проведенный по одномезонной схеме в полюсном приближении.

В гл. II подробно обсуждаются критерии отбора случаев соударения протонов с нуклонами, методика измерения многократного рассеяния и ионизации на следах вторичных частиц и методика измерения знака заряда частиц в магнитном поле синхрофазотрона. Рассмотрен вопрос о введении геометрических поправок при вычислении различных характеристик вторичных частиц и вычислении статистических ошибок в этих условиях. Приводятся также данные об определении средней энергии Π^0 - мезонов, возникающих при взаимодействии протонов с энергией 9 Бэв с ядрами эмульсии.

В гл. III приведены экспериментальные результаты, касающиеся множественности, импульсных и угловых распределений вторичных протонов и Π -мезонов из p - p и p - n - взаимодействий. Эти данные сравниваются с экспериментами, проведенными при других энергиях и с результатами расчётов, выполненными по статистической теории и по одномезонной схеме.

В гл. IV содержится анализ экспериментальных данных

и предлагаются некоторые эксперименты, связанные с изучением
одномезонных взаимодействий.

Глава I

Множественное образование частиц при высоких энергиях.

Теоретические указания на возможность множественного образования при столкновении ядерно-активных частиц высокой энергии появились уже сравнительно давно [1]. Однако до сих пор нет единой строгой теории, описывающей это явление. Имеющиеся в настоящее время теории основаны на более или менее произвольных предположениях, правильность которых проверяется путем сравнения с экспериментом.

Весьма плодотворным оказалось рассмотрение множественных процессов с точки зрения статистической теории Ферми [2, 3] и существенно развитой затем в последующих работах разных авторов (см., например [4 + 20] *). Существенным является то обстоятельство, что эта теория, в отличие от других [22 + 25], может применяться при энергиях порядка нескольких Бэв.

В основу теории Ферми положено следующее предположение. При столкновении двух частиц (для определенности можно рассмотреть два нуклона) в некотором объеме V выделяется энергия, равная $2\gamma_c M$, где M - масса нуклона и γ_c - лоренц-фактор нуклонов в системе центра инерции (с.ц.и.). Далее, в этом объеме устанавливается статистическое равновесие между различными степенями свободы образовавшейся системы.

Известно, что вероятность W перехода системы из одного состояния A в другое - B равна

$$W = 2\pi |H_{AB}|^2 \rho(E_0, n) \quad (I)$$

*) Подробная библиография по статистической теории приведена в диссертации В.М.Максименко [21].

где M_{AB} - матричный элемент соответствующего перехода и $\rho(E_0, n)$ - плотность уровней конечного состояния.

При $n \gg 1$ функция $\rho(E_0, n)$ будет обладать острым максимумом. Ферми предположил, что функция представляющая матричный элемент является достаточно плавной. В этом случае результат процесса очень мало зависит от $|M_{AB}|^2$ и почти целиком определяется статистическим весом $\rho(E_0, n)$.

В качестве объема V выбирается обычно лоренцовски сжатый объем с линейными размерами, равными радиусу действия ядерных сил $R \sim \hbar/mc$:

$$V = V_0 \frac{1}{\gamma_c} \quad (2)$$

где $V_0 = \frac{4\pi}{3} R^3$.

Следует подчеркнуть, что выбор объема не является вполне однозначным. Статистический множитель $\rho(E_0, n)$ должен учитывать, вообще говоря, все законы сохранения: энергии, импульса, момента количества движения, электрического заряда, барионного числа, странности, изотопического спина. Как правило, в работах, посвященных вычислению различных характеристик множественного образования частиц принимаются во внимание все законы сохранения кроме закона сохранения момента. Попытка учесть последний была сделана в ряде работ (см., например, [26]).

При пренебрежении законом сохранения момента $\rho(E_0, n)$ может быть записано в следующем виде [14]:

$$\rho(E_0, n) = \frac{\Omega^{n-1}}{(2\pi^3)^{n-1}} \prod_{\tau, s, \dots} \frac{dQ_n(E_0)}{dE_0} \quad (3)$$

где Ω - нормировочный объем, $Q_n(E_0)$ - объем, занимаемый системой в импульсном пространстве с учётом закона сохранения энергии и импульса, а $\prod_{\tau, s, \dots}$ - множители, учитывающие спины частиц,

изотопические спины и т.д.

Если в системе заключенной в объеме V установилось статистическое равновесие, то вероятность осуществления состояния B определяется выражением:

$$W = \frac{V^{n-1}}{(2\pi^3)^{n-1}} \int_{\tau, s, \dots} \frac{dQ_n(E_0)}{dE_0} \quad (4)$$

сравнивая (1), (3) и (4) можно видеть, что

$$|H_{AB}|^2 = \left(\frac{V}{\Omega}\right)^{n-1} \quad (5)$$

Выражение (5) имеет простой физический смысл: квадрат матричного элемента равен вероятности нахождения всех частиц системы в объеме V .

Число частиц n , образующихся к моменту окончания взаимодействия, не обязательно равняется наблюдаемому числу. При наличии сильного резонансного взаимодействия могут образовываться "частицы" со временем жизни большим, чем R/c . В работе ⁵ было высказано предположение о существенной роли так называемых изобар, т.е. частиц с массой $1,32 M_p$ и изотопическим и обычным спинами равными $3/2$, которые за времена порядка ядерного распадаются на Π -мезон и нуклон. Такие "частицы" были введены для описания экспериментально наблюдаемого сильного резонансного взаимодействия Π -мезонов с нуклонами при энергии Π -мезонов ~ 180 Мэв [27, 28]. При множественном образовании частиц, описываемом по статистической теории, естественно предположить, что вероятность образования изобар определяется статистическим весом. ж)

В рамках сделанных предположений, по статистической теории могут быть вычислены распределения по множественности, по числу заряженных частиц, импульсные распределения вторичных частиц,

ж) см. на стр. 7

возникающих при столкновении нуклонов и Π -мезонов с нуклонами при разных энергиях. ~~(2)~~ Угловое распределение вторичных частиц по статистической теории без учёта углового момента оказывается изотропным в с.ц.и. Закон сохранения момента должен привести к появлению анизотропии углового распределения. Квазиклассический учёт этого закона сохранения действительно позволяет получить анизотропию, однако степень её очень невелика [26].

В дальнейшем различные результаты, полученные по статистической теории будут приводиться в соответствующих местах настоящей работы при сравнении с экспериментом.

Следует отметить, что статистическая теория в принципе не рассматривает вопрос о структуре взаимодействующих частиц, в то время как даже самые грубые модельные представления могут привести к довольно интересным выводам. Если, например, считать, что нуклон состоит из центрального "керна" и окружающего его "мезонного облака", то следует ожидать наличия двух типов соударений - "центральных" и "периферических". (см. [31, 32]) Последний тип соударений естественно связать с таким процессом, при котором взаимодействие нуклон-нуклон происходит в результате обмена одним виртуальным Π -мезоном.**) Простейшая модель одномезонных взаимодействий была предложена И.Е.Таммом. В этой модели предполагалось, что при обмене одним Π -мезоном

ж) Аналогичным образом в статистической теории могут быть рассмотрены более высокие изобарные уровни нуклона, отвечающие резонансному $\Pi - N$ - взаимодействию при энергиях Π -мезонов (600+650) Мэв и (950+1000) Мэв (см. по этому поводу [21]). При расчётах, связанных с генерацией странных частиц было бы по-видимому интересно учесть $K-\Pi$ -резонанс и обнаруженный недавно $\pi \Lambda$ - резонанс, обладающие очень небольшой ($\sim 20+30$ Мэв) полушириной [29, 30]. (см. также [154])

**) Аналогичные представления рассматривались Г.Т.Задениным в 1950 г. (не опубликовано)

оба нуклона переходят в изобарное состояние с изотопическим спином и спином равным $3/2$.

В работах [34 - 38] рассмотрено взаимодействие нуклон-нуклон в духе метода Вайцзекера - Вильямса. При этом спектр мезонов для определенного "параметра удара" вычисляется также как в работе [39]. Взаимодействие виртуального Π -мезона с нуклон-мишенью рассматривалось либо по статистической теории, либо использовались экспериментальные данные по взаимодействию реальных Π -мезонов с нуклонами при соответствующих энергиях. Предполагалось также, что падающий нуклон после взаимодействия либо остаётся нуклоном, либо переходит в возбужденное изобарное состояние. Следует отметить, что при этих расчётах нельзя получить ни сечения одномезонного взаимодействия, ни каких-либо сведений о возбуждении падающего нуклона.

Расчёт периферических взаимодействий нуклон-нуклон может быть выполнен в полюсном приближении [40 - 45]. При этом рассматриваются лишь одномезонные диаграммы, изображенные на рис.1. Эти диаграммы отличаются от всех остальных диаграмм, описывающих $N-N$ - взаимодействие (например, изображенных на рис.2) одной очень важной особенностью.

При малых значениях K^2 (где K^2 - 4-импульс промежуточного Π -мезона) их вклад должен ~~иметь~~ быть преобладающим. Это связано с тем, что для рассматриваемых диаграмм при $K^2 = -\mu^2$ (μ - масса Π -мезона) имеет место полюс. Хотя интегрирование в матричном элементе ведётся только по области $K^2 > 0$, тем не менее, значения $K^2 \sim \mu^2$ находятся близко к полюсу и в этой области законно предпочтение диаграмм, изображенных

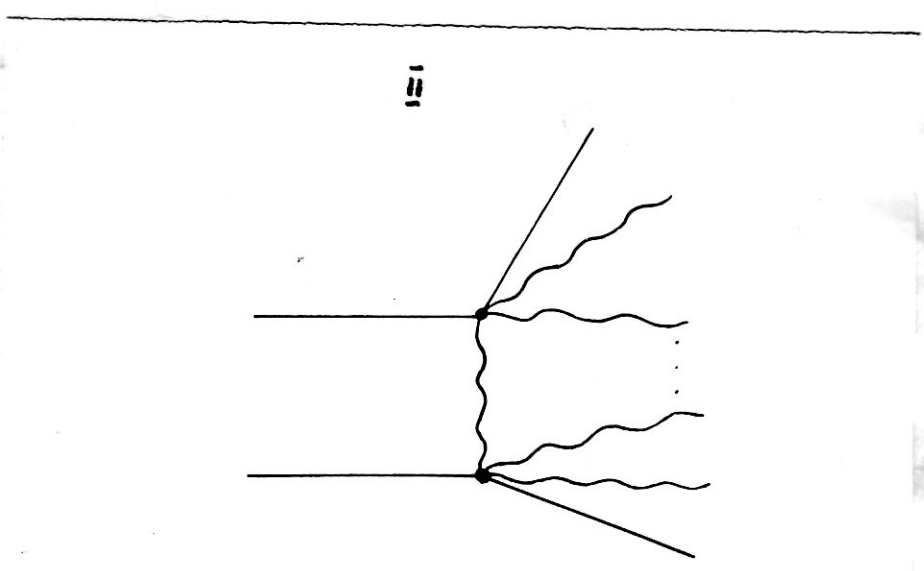
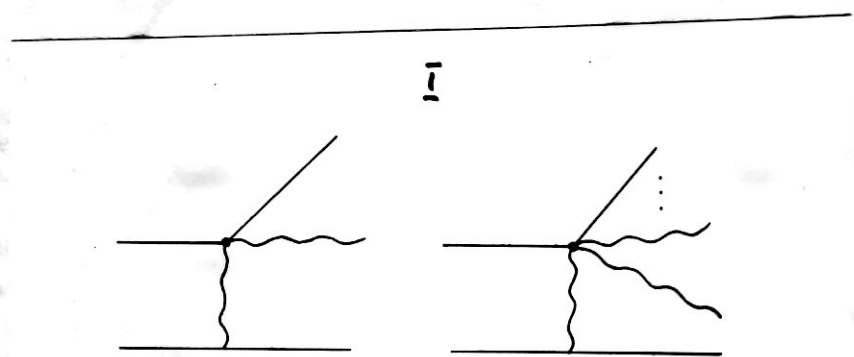


Рис. I.

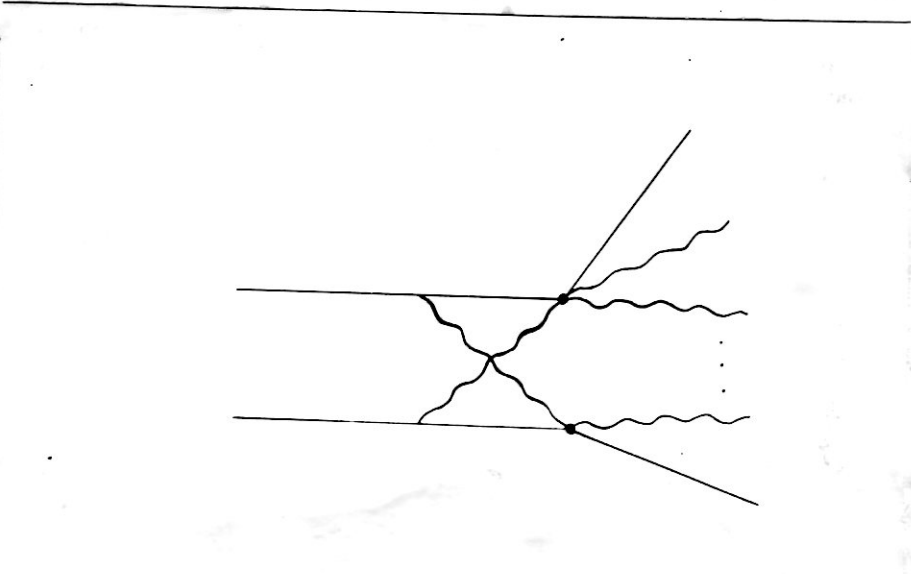
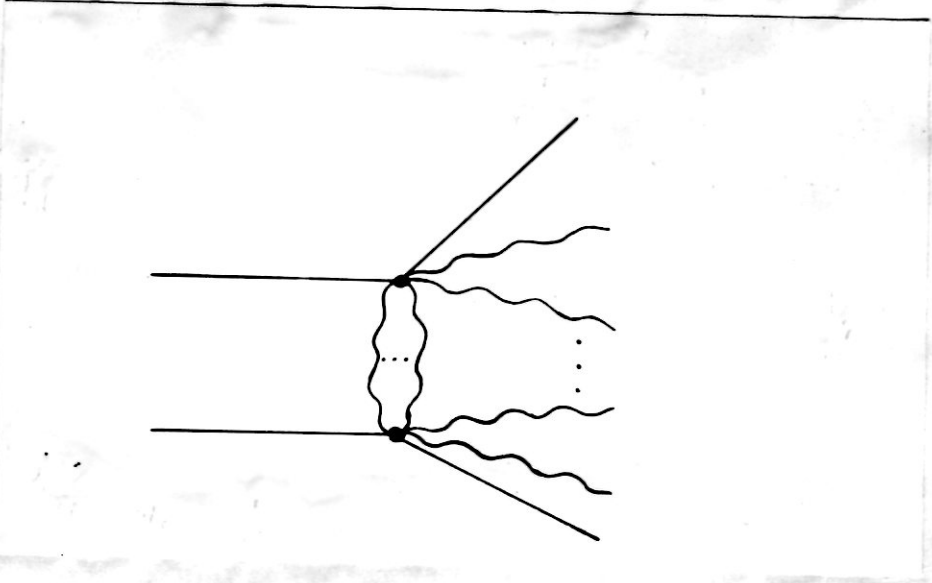


Рис.2.

на рис. I, всем остальным. Кроме того, только эти диаграммы позволяют рассчитать процесс до конца. На их основе могут быть получены сечение и другие характеристики неупругого периферического взаимодействия нуклонов при данной энергии E_{Λ} , если известны сечения взаимодействия Π -мезонов с нуклонами при энергиях на порядок меньших.

Первая диаграмма рис. I рассматривалась Чу и Лоу⁴⁰, а также в последующих работах [46] и [47], при энергии нуклонов ~ 1 Бэв. Следует отметить, что в процессе, описываемом диаграммой I, один из нуклонов обязательно остается невозбужденным. Таким образом в рамках этого процесса запрещено образование двух изобар, что лежало в основе гипотезы И.Е. Тамма. Диаграмма II рис. I допускает возбуждение обоих нуклонов. Этот процесс является обобщением процесса, рассмотренного И.Е. Таммом.

Расчёт процесса $N-N$ - взаимодействий при энергии 9 Бэв, основанный на использовании этой диаграммы был проведен в работе [45]; на нём мы остановимся более подробно.

При проведении расчёта были сделаны следующие предположения.

I. В функции распространения промежуточного мезона

$$D(k^2) = \frac{1}{k^2 + \mu^2} + \int_{(3\mu)^2}^{\infty} \frac{\rho(x) dx}{k^2 + x} \quad (6)$$

где $\rho(x)$ - неизвестная существенно положительная функция, - оставляется только первый (полюсной) член. Из выражения (6) видно, что влияние второго члена начинается при $k^2 \geq (3\mu)^2$.

2. Сечение взаимодействия виртуального Π -мезона с нуклоном при данной полной энергии \sqrt{s} в с.ц.и. Π -мезона и нуклона $\sigma(m, k^2)$ считается равным сечению $\Pi - N$ -взаимодействия реального Π -мезона $\sigma(m, k^2 = -m^2)$.

3. Пренебрегается интерференцией между одномезонной и многомезонными диаграммами. Вопрос о законности такого пренебрежения обсуждался в [45]. Более подробно эта проблема рассматривалась в [48].

Можно ожидать, что в области малой виртуальности полюсное приближение достаточно корректно. Вопрос о справедливости полюсного приближения при $k^2 > (3m)^2$ может быть решён в какой-то мере при сравнении расчёта с экспериментальными данными.

В этой связи были проведены два варианта расчёта:

Вариант I - расчёт без дополнительного ограничения по виртуальности; величина k^2 ограничивалась только законами сохранения.

Вариант II - расчёт с дополнительным ограничением $k^2 \leq (3m)^2$; естественно, что при этом учитывалась лишь часть вклада одномезонной диаграммы.

Для удобства при расчёте процесс разбивался на два стадии: а) образование двух возбуждённых состояний m_1 и m_2 при $\Pi - N$ -взаимодействии; б) распад их на вторичные частицы. Такое разбиение в какой-то мере оправдано и физически, так как время образования изобар m как правило меньше времени их распада (см. [45]).

Сечение для $p-p$ и $p-n$ -взаимодействий может быть представлено в следующем выражении:

$$\sigma(E_0) = \frac{1}{(2\pi)^3 \rho_0 E_0} \int dz \int dy \sqrt{z^2 - M^2} \sqrt{y^2 - M^2} \left[\frac{1}{\mu^2 + \chi^2} - \frac{1}{\mu^2 + \chi^2 + \gamma \rho_0 \rho_1} \right] \times$$

$$\times \begin{cases} 9/10 \sigma_{3/2}^z \sigma_{3/2}^y + 8/9 (\sigma_{3/2}^z \sigma_{1/2}^y + \sigma_{1/2}^z \sigma_{3/2}^y) + 1/9 \sigma_{1/2}^z \sigma_{1/2}^y & \text{для } p-p \\ 14/9 \sigma_{3/2}^z \sigma_{3/2}^y + 4/9 (\sigma_{3/2}^z \sigma_{1/2}^y + \sigma_{1/2}^z \sigma_{3/2}^y) + 5/9 \sigma_{1/2}^z \sigma_{1/2}^y & \text{для } p-n \end{cases}$$

(7)

В формуле (7) использованы обозначения:

$$z = \frac{\gamma n_1^2 - M^2 - \mu^2}{2}$$

$$y = \frac{\gamma n_2^2 - M^2 - \mu^2}{2}$$

n_1 и n_2 - массы возбужденных нуклонов (изобар), M - масса нуклона μ - масса Π -мезона; E_0 и ρ_0 - полная энергия нуклона и его импульс в с.ц.и. ρ_1 - импульс изобары; $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$ сечение взаимодействия Π -мезона с нуклоном при энергии $E_p = \frac{z}{M}$ в состоянии с изотопспином $3/2$ и $1/2$;

$$\chi^2 = \frac{zy}{E_0^2} + \frac{(z+y)[2zy + M^2(z+y)]}{4E_0^2}$$

При вычислении сечения согласно варианту II в формуле (7)

член $\frac{1}{\mu^2 + \chi^2 + \gamma \rho_0 \rho_1}$ должен быть заменен на выражение вида $\frac{1}{\delta^2 + \mu^2}$, где $\delta^2 = \kappa_{max}^2 = (3\mu)^2$.

Для оценки сечения нужно численно проинтегрировать выражение (7). В качестве величин $\sigma^{z,y}$ были использованы экспериментальные значения полного сечения $\sigma_{\Pi-N}$ - взаимодействия, полученные при различных энергиях Π -мезонов, вплоть до ~ 2 Бэв [49+ 54].

Сечение одномезонного взаимодействия нуклон-нуклон при энергии 9 Бэв оказалось равным 18 мб для варианта I и 4 мб для варианта II.

*) Эта величина была получена ранее в [13].

Величина σ_{π} , рассчитанная по варианту I составляет существенную часть от соответствующего экспериментального значения, равного по данным работ [55] и [56] примерно 30 mb . Поэтому представляет интерес провести сравнение экспериментальных данных, относящихся ко всему статистическому материалу с расчётами, выполненными по варианту I. Сравнение расчета по варианту II следует делать только со специально отобранными случаями взаимодействия. Критерий такого отбора будет обсуждаться ниже.

При сравнении с экспериментом могут возникнуть следующие возможности:

1. Ни вариант I, ни вариант II не согласуется с экспериментом. Это означало бы, что полюсное приближение справедливо при $k^2 \ll (3\mu)^2$, и поэтому может описывать, лишь ничтожную часть экспериментальных данных.

2. Вариант II согласуется с частью специально отобранных случаев взаимодействия, тогда как вариант I не согласуется с полным набором экспериментальных данных. Это означало бы, что какое-либо из сделанных выше предположений несправедливо в области $k^2 > (3\mu)^2$. При этом характер расхождения будет ^{давать} дополнительную информацию. Действительно, пренебрежение вторым членом в функции распространения мезона (6) в расчёте может привести к занижению множественности, энергии отдачи нуклонов, поперечных импульсов и т.д. С другой стороны, сечение взаимодействия виртуального Π -мезона с нуклоном в общем случае может быть записано в виде.

$$\sigma(m, k^2) = \sigma(m, k^2 = -\mu^2) - \Sigma(m, k^2) \quad (8)$$

Пренебрежение зависимостью сечения от степени виртуальности, т.е.

Таблица I (продолжение).

I	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0,3	0,3	1,23	1,23	7,7	10,8	18,5	29,6
2	0,75	0,3	1,55	1,23	14,6	12,0	37,4	29,6
3	1,25	0,3	1,85	1,23	12,8	12,8	24,0	26,2
4	0,75	0,75	1,55	1,55	10,2	3,2	-	-
5	1,25	0,75	1,85	1,55	6,6	6,6	6,6	7,2
6	1,75	0,3	2,1	1,23	10,0	10,0	-	-
7	2,25	0,3	2,3	1,23	8,0	8,0	-	-
8	1,75	0,75	2,1	1,55	5,8	5,8	-	-
9	1,25	1,25	1,85	1,85	3,8	3,8	-	-
10	1,75	1,25	2,1	1,86	6,0	6,0	-	-
11	2,25	0,75	2,3	1,55	4,4	4,4	-	-
12	2,75	0,3	2,5	1,23	5,6	5,6	-	-
13	3,25	0,3	2,7	1,23	3,6	3,4	-	-
14	2,75	0,75	2,5	1,55	2,2	2,2	-	-
15	2,25	1,25	2,3	1,85	3,8	3,4	-	-
16	1,75	1,75	2,1	2,1	1,9	1,9	-	-

Среднее значение поперечного импульса изобар (вариант I) равно $\sim 2,3 \mu c$. В то же время продольная составляющая импульса в с.ц.и. достаточно велика ($\rho_y \sim \rho_0$). В связи с этим угловое распределение изобар в с.ц.и. существенно анизотропно и сосредоточено в углах $\vartheta_c \sim 0,2$ рад.

На основании этих данных были вычислены характеристики, непосредственно сравниваемые с экспериментом: распределения нуклонов по P_{\perp} , распределение по множественности, угловое распределение Π -мезонов в с.ц.и., энергетическое распределение

нуклонов отдачи в л. системе и.т.д.

Распределение нуклонов по поперечным импульсам.

Поперечный импульс нуклона складывается из двух составляющих: поперечного импульса, возникающего при распаде изобары (P'_\perp) и поперечного импульса, ^{обязанного движению,} самой изобары (P''_\perp). Вторая составляющая равна $P''_\perp = \frac{\epsilon}{m} P^0_\perp$, где P^0_\perp - поперечный импульс изобары, m - масса изобары и ϵ - энергия нуклона после распада изобары в её системе покоя.

Распределение нуклонов по P'_\perp взято из экспериментальных данных по $\Pi - N$ - взаимодействиям. Используя эти данные, и распределение изобар по P^0_\perp , приведенное на рис.3, можно легко получить распределение нуклонов по P_\perp . Это распределение, рассчитанное для варианта I (кривая 1) и вариант II (кривая 2) приведено на рис.4.

Следует отметить, что в варианте II практически все нуклоны имеют $P_\perp \leq 2,5 \mu c$. Это обстоятельство может быть использовано для отбора случаев, отвечающих одномезонной схеме, рассчитанной по варианту II ($k^2 \leq (3\mu)^2$). Например, отбирая случаи, имеющие поперечный импульс протона отдачи $P_\perp \leq 2,5 \mu c$, можно сравнить другие характеристики взаимодействия (множественность, угловые распределения и т.д.) с расчётами по варианту II.

При таком отборе статистический материал будет сильно обогащён случаями, которые могут соответствовать варианту II.

Распределение по множественности.

Распределение по множественности может быть вычислено на основе полученного выше распределения изобар по массам возбужде-

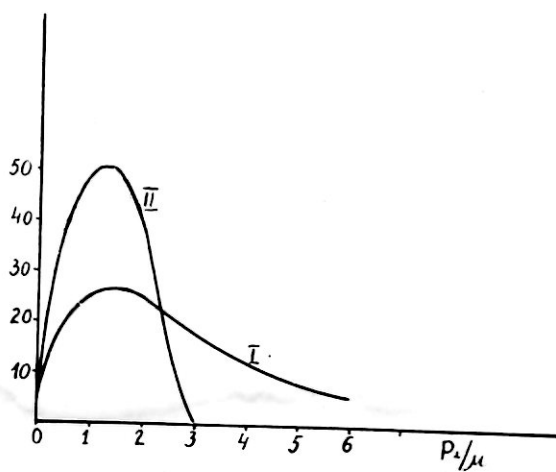


Рис. 3

Распределение изобар по поперечным импульсам, вычисленное по одномезонной схеме (кривая I-вариант I, кривая II- вариант II).

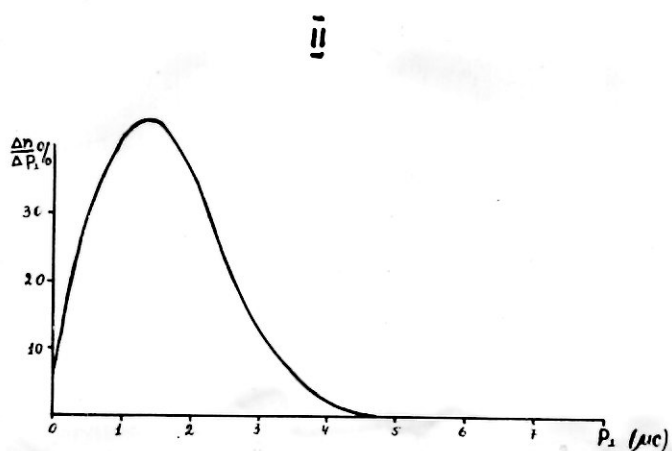
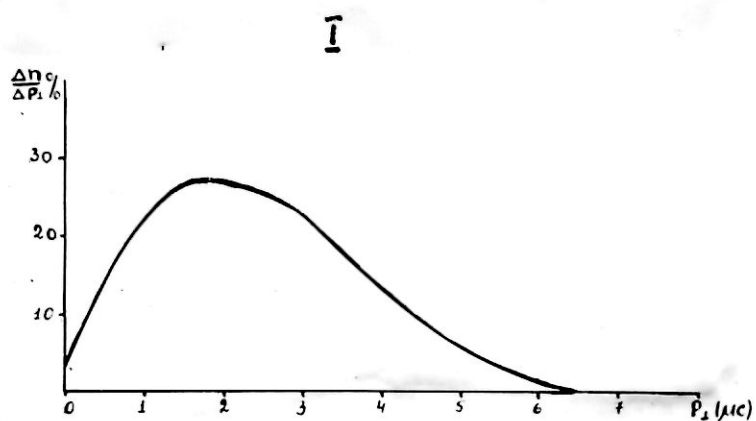


Рис. 4.

Распределение нуклонов по поперечным импульсам, вычисленное по одномезонной схеме (I-вариант I; II -вариант II).

ния (см. таблицу I). Распад каждой изобары рассматривался как результат взаимодействия реального Π -мезона с нуклоном при энергии Π -мезона равной $E_{\pi} = \frac{z}{M} = \frac{2m^2 - M^2 - m^2}{2M}$, для данного значения "массы возбуждения" $2m$. Для вычисления множественности следовало бы использовать экспериментальные данные по числу вторичных частиц, рождающихся в $\Pi - N$ взаимодействиях при соответствующих энергиях. Однако, в области энергий E_{π} от 0,7 до 2,0 Бэв экспериментальные данные, касающиеся множественности, хорошо совпадают с расчетами, выполненными по статистической теории [21]. Поэтому для удобства расчёта были использованы результаты статистической теории. При этом учитывался вклад дифракционного рассеяния, сечение которого при энергии $E_{\pi} \sim 1$ Бэв составляет примерно 30% от полного.

Аналогичный расчёт был выполнен также для варианта П. Поскольку в качестве критерия отбора случаев отвечающих варианту П удобно выбрать условие $\rho_1 \leq 2,5 m c$, то при расчёте необходимо учесть обязательное наличие протона отдачи.

Энергетическое распределение нуклонов отдачи в л. системе и угловое распределение нуклонов в с.ц.и.

Для вычисления этих величин необходимо знать угловое и импульсное распределения нуклонов при распаде изобар (в системе покоя изобар - $2m$ - системе), скорости изобар относительно л. системы или с.ц.и. и распределение изобар по массам.

Угловое и импульсное распределение нуклонов при распаде изобар было взято из эксперимента по $\Pi - N$ взаимодействиям [49, 50 52+ 54], либо из расчётов по статистической теории. Доля случаев, при котором образуется две изобары массы m_1 и m_2 дается выражением (7) и приведено в таблице I. Скорости этих изобар в

с.ц.и. вычислялись на основании законов сохранения энергии и импульса.

Угловое распределение нуклонов в с.ц.и. было получено простой трансформацией углового распределения нуклонов в \mathcal{M} -системе с учётом импульсного распределения в с.ц.и. Аналогичным образом получено угловое распределение Π -мезонов в с.ц.и.

(см.гл. III рис.21 и 22)

Энергетическое распределение нуклонов отдачи в л.системе приведено на рис.5. Обращают на себя внимание два факта. Во-первых спектр нуклонов отдачи резко падает, начиная с $\epsilon_{\kappa} \sim 150$ Мэв. Это обстоятельство характерно для картины "периферических" соударений и не имеет места при "центральных". Во-вторых, спектр не монотонный и имеет, хотя и слабо заметный, второй максимум при $\epsilon_{\kappa} \sim 120$ Мэв. Этот максимум обусловлен вкладом изобар с $\mathcal{M}=1,32$ и $T=J=3/2$, в которых угловое распределение нуклонов существенно анизотропно.

Интересно отметить также некоторые особенности углового распределения заряженных частиц в с.ц.и. В таблице III приведено распределение по числу случаев, в которых имеется различное количество заряженных частиц летящих вперёд и назад в с.ц.и. в р-р-взаимодействиях при $n=2$ и 4. Для сравнения в таблице II приводятся аналогичные данные, полученные по статистической теории. Для этой цели использовалась таблица случайных звезд, рассчитанная по методу Монте-Карло [57]

Таблица II.

	Углы вылета в с.ц.и.	Доля случаев %		
		Одномез. вариант II	Вариант I	стат.теория
2	\vee	55,9	55,2	53,6
	$> + <$	44,1	44,8	46,4

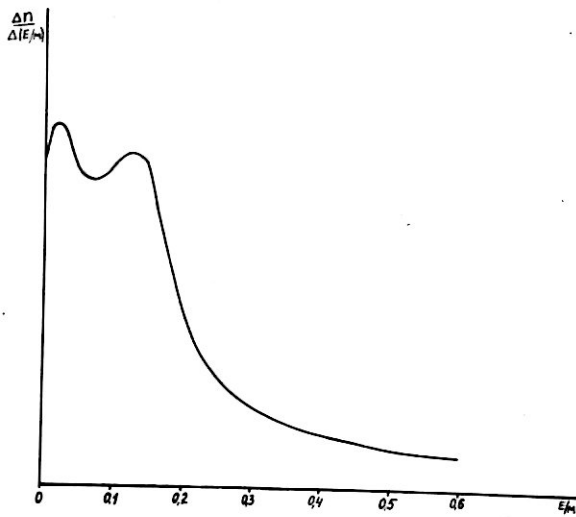

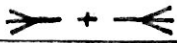



Рис. 5

Энергетическое распределение нуклонов отдачи в л. системе, вычисленное по одномезонной схеме.

Таблица II (продолжение).

I		2	3	4
4		88,8	78,1	51,6
		10,5	20,4	46,0
		0,7	1,5	2,4

Наиболее характерной чертой углового распределения заряженных частиц в $p-n$ - взаимодействиях является наличие асимметрии в с.ц.и.. В качестве меры асимметрии углового распределения вводится величина $\Delta = \frac{n_{\text{вп}} - n_{\text{вз}}}{N}$, где $n_{\text{вп}}$ и $n_{\text{вз}}$ - число заряженных частиц, летящих в переднюю и заднюю полусферы и N - полное число взаимодействий.

В таблице III приводится величина Δ для различных значений множественности и величина $\Delta_{p,n}$ вычислена суммарно для всех $p-n$ взаимодействий

Таблица III

X		I	3	5	7	$p-n$
Δ	(Вар. I)	+0,43	+0,61	-0,03	-0,68	+0,47
	(Вар. II)	+0,44	-0,71	-0,51	-	0,61

В дальнейшем все результаты расчётов будут приведены в соответствующих местах при сравнении с экспериментом.

Глава II

Методика эксперимента§ I. Условия облучения и выбор случаевp-^N-взаимодействий.

I. Для изучения взаимодействий протонов с энергией 9 Бэв с нуклонами использовались эмульсионные стопки, составленные из слоёв эмульсии НИКФИ тип "Р". Облучение стопок производилось внутренним пучком протонов на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Стопка, помещенная в контейнер из нержавеющей стали вводилась в вакуумную камеру ускорителя с помощью плунжерной мишени установленной с внутренней стороны кольца магнита. Ускоренные протоны забрасывались на стопку с помощью "флажка", укрепленного с наружной стороны контейнера. Контейнер вводился в рабочее положение (край "флажка" отстоял на 150 мм от центра вакуумной камеры) за 0,1 сек до конца ускорения. После конца ускорения ^{к центру} возрастающее магнитное поле сворачивало ускоренный пучок кольца магнита. Ускоренные протоны, проходя через "флажок", теряли энергию на ионизацию и двигались далее по орбите с меньшим радиусом. Толщина "флажка" выбиралась таким образом, чтобы эта орбита проходила через середину стопки. Вследствие влияния многократного рассеяния при прохождении "флажка" стопка облучалась пучком протонов практически равномерной плотности.

Для изучения взаимодействий протонов с нуклонами использовались 3 стопки, данные о которых приведены в таблице IV.

Таблица IV.

№ стопки	Размер стопки (см ³)	Обработка	Средняя плотность облучения (см ⁻²)	Энергия протонов (Бэв)
X	10x10x4,5	Без предварит. наклейки	$\sim 5 \cdot 10^{+3}$	8,7
K-25	10x10x6	С предварительной наклейкой	$\sim 4 \cdot 10^3$	8,7
I5	20x10x5	с предварительной наклейкой	$\sim 4 \cdot 10^4$	9,0

2. Просмотр слоёв для поиска неупругих взаимодействий протон-нуклон (p - N - взаимодействия) должен проводиться таким образом, чтобы была устранена дискриминация, связанная с различной эффективностью просмотра взаимодействий при разном числе вторичных заряженных частиц. Поэтому во всех случаях просмотр проводился вдоль следов первичных протонов. Часть материала просматривалась обычным способом на микроскопах МБИ-1 с реконструированным столиком. Скорость просмотра при этом составляла 60+80 см, в день на человека. При этом регистрировались все "звезды" и рассеяние первичных следов на угол больший или равный $0,5^{\circ}$. Другая часть материала просматривалась так называемым "быстрым способом", предложенным в работе [58], на микроскопах МБИ-9.

Сущность метода заключается в следующем. Пластика выставляется на поворотном столике микроскопа так, чтобы следы первичных протонов были параллельны направлению перемещения столика. Затем один из следов первичных следов ставится в центр

поля зрения и продолжается на расстояние L . При этом по окулярной шкале, расположенной перпендикулярно оси пучка, отмечается ~~перпендикулярно оси пучка отмечается~~ смещением Δy_1 .

Перемещение на расстояние L проводится так быстро, что зерна следа и в поле зрения сливаются в одну линию. При следующей перемещении отмечается Δy_2 и т.д.

При просмотре наблюдатель следит за тем, чтобы величина $\Delta_i = |\Delta y_i - \Delta y_{i-1}|$ не превышала некоторой величины Δ_0 . Превышение Δ_i величины Δ_0 означает, что на i -том участке следа произошло событие, благодаря которому частица отклонилась на угол $\alpha \approx \Delta_0/L$ (рассеяние), или появилась вторичная частица вылетевшая под углом α к первичной (взаимодействие). Величины L и Δ_0 были выбраны таким образом, что регистрировались отклонения следа на $0,2^\circ$. Регистрировались также и случаи исчезновения следа. Существенным обстоятельством при таком способе просмотра является узкая коллимация пучка первичных протонов. (Стандартное отклонение углового распределения первичных протонов составляет $0,1^\circ$). Использование этого метода позволило увеличить скорость просмотра до 3-4 м в день на человека.

В таблице У приведены данные по просмотру стопок X, K-26 и I5.

Таблица У.

№ стопки	метод просмотра	полный пробег в м	число взаимодействий	λ (см)
1	2	3	4	5
X	Обычный	987	2623	$37,3 \pm 0,7$

*) Полученное значение λ согласуется в пределах ошибок с данными работ [89, 90, 91], выполненными при той же энергии.

I	2	3	4	5
K-26	Обычный	433	1223	35,4 ± 1,0
	"Быстрый"	511	1424	35,9 ± 1,0
	Суммарно	944	2647	35,7 ± 0,7
I5	"Быстрый"	2949	8214	35,9 ± 0,4

В число взаимодействий включались все ядерные расщепления и рассеяния на угол $\theta \geq 5^\circ$.

Сравнение значений среднего свободного пробега для взаимодействия λ , полученных при различных методах просмотра, указывает на отсутствие относительной дискриминации этих методов.*)

3. Как известно фотоэмульсия представляет смесь тяжелых (A_2 и B_7) и легких (C, N, O и H) элементов. Количество водорода в эмульсии таково, что только $\sim 3\%$ взаимодействий происходит на свободных протонах. В том случае, когда взаимодействие протона происходит с одним из нуклонов ядра и при этом ядру передается очень малый импульс, характеристики вторичных частиц по-видимому не отличаются от таковых при взаимодействиях со свободными нуклонами.

Очень существенными является вопрос о правильности отбора ~~взаимодействий является вопрос о правильности отбора~~ взаимодействий протонов со свободными и квазисвободными нуклонами.

В настоящей работе были использованы следующие критерии отбора.

1. Отбирались случаи взаимодействия (в дальнейшем "звезды" имеющие не более двух медленных протонов (с ионизацией $J \geq 1,4 J_0$).

2. Требовалось отсутствие ядра отдачи.

*) См. примечание на стр. 21.

3. В "звездах" с чётным числом лучей, требовалось отсутствие β -электронов. Это требование связано с тем, что все ядра в фотоэмульсии при удалении только одного протона остаются стабильными.

4. Медленный протон должен иметь пробег $l \geq 4$ мм ($E_p \geq 31$ Мэв). Это позволяет исключить случаи взаимодействия протон-ядро с испарением одного протона.

5. При данной энергии протона угол его вылета не должен быть больше, чем при упругом рассеянии протон-протон.

6. При данной множественности n угол вылета протона не должен превышать некоторого значения $\Theta_{\max}(n)$.

Для определения $\Theta_{\max}(n)$ необходимо вычислить максимально возможную энергию протона в с.ц.и. при данном числе вторичных мезонов

$$\varepsilon_{p\max}^c = \frac{4\gamma_c^2 + 1 - (1 + \alpha)^2}{4\gamma_c} \cdot M \quad (9)$$

где $\alpha = 1 + \frac{\sum m_i}{M}$, m_i - масса i -той вторичной частицы и M масса нуклона.

Полученная из $\varepsilon_{p\max}^c$ максимальная величина скорости протона в с.ц.и. $\beta_{p\max}^c$ позволяет вычислить $\Theta_{\max}(n)$ по следующему соотношению:

$$\Theta_{\max}(n) = \text{arcsctg} \left[\gamma_c \sqrt{(\beta_c / \beta_{p\max}^c)^2 - 1} \right] \quad (10)$$

7. Должно выполняться неравенство [59]:

$$\sum (E_i - p_i \cos \theta_i) \leq M + E_0 - p_0 \quad (11)$$

где E_i , p_i и θ_i - энергия, импульс и угол вылета i -той вторичной заряженной частицы в лабораторной системе координат (л.система), M - масса протона, E_0 и p_0 - энергия и импульс налетающего протона в л.системе.

Ввиду того, что измерение импульса и идентификация производится не для каждой частицы в данной звезде, то для неидентифицированных частиц необходимо найти минимум выражения $E - p \cos \theta$. Все быстрые ($J < 1,4 J_0$) неидентифицированные частицы при этом считаются Π -мезонами.

$$\min (E - p \cos \theta) = \begin{cases} m_{\pi} \sin \theta & \text{при } \theta \leq 45^\circ \\ E_{\min} - p_{\min} \cos \theta & \text{при } \theta > 45^\circ \end{cases}$$

В качестве нижнего предела энергии и импульса неидентифицированных частиц принимались значения 196 Мэв и 137 Мэв/с, соответственно. Таким образом неравенство (II) может быть переписано следующим образом:

$$(\sum E_i - p_i \cos \theta_i)_{\text{изм}} + [m_{\pi} \sin \theta_i]_{\theta \leq 45^\circ} + \sum_k (196 - 137 \cos \theta_k)_{\theta > 45^\circ} = M + E_0 - p_0 \quad (\text{IIa})$$

Случаи, удовлетворяющие всем критериям считались взаимодействиями протонов со свободными или связанными нуклонами.

Весьма существенным является вопрос о чистоте отобранного материала, так как указанные выше критерии являются необходимыми, но не достаточными.

Очевидно, что все критерии кроме критерия 4 не могут исключить взаимодействий со свободным протоном. Поэтому прежде всего следует убедиться в том, что случаи, отброшенные по критерию 4, практически не содержат $p - N$ - взаимодействий. Если бы среди случаев с одним медленным протоном ($v_p \leq 4 \text{ м/с}$) имелись $p - N$ - взаимодействия, то следовало бы ожидать для этих протонов асимметрию вперед-назад, поскольку по кинематическим условиям протоны из $p - N$ - взаимодействий могут быть испущены в л. системе только в переднюю полусферу. Данные по числу медленных протонов, испущенных в переднюю и заднюю полусферу в л. системе для случаев, отброшенных только по критерию 4 (стопка X), приведены в таблице VI:

Таблица VI.

	Число медленных протонов вперед	протонов назад
Случаи с чётным числом лучей	26	27
Случаи с нечётным числом лучей	28	26
Всего	54	53

Отсюда видно, что число медленных протонов, испущенных в переднюю и заднюю полусферу, ^{иначе} одинаково. Это свидетельствует о том, что подавляющая часть медленных протонов λ появляется в результате испарения.

При взаимодействиях с квазисвободными нуклонами возможен вылет нейтронов из остаточного ядра. Для оценки влияния этого фактора рассмотрим ($p-n$)-взаимодействия. При вылете одного нейтрона из ядер фотозмульсии более чем в 75% случаев должен наблюдаться β -электрон. В отобранных $p-n$ -взаимодействиях (данные по стопке X) β -электрон наблюдался в 43% случаев. Это указывает на возможность вылета двух нейтронов из ядер эмульсии, при котором остаточные ядра стабильны. Экспериментальные данные, полученные радиохимическими методами [60-61], о сечениях реакций (p, pn) и ($p, p2n$) не противоречат сделанному предположению. По-видимому, вылет второго нейтрона связан в основном с испарением. Это подтверждается сравнением характеристик взаимодействий с β -электроном и без β -электрона. Средняя множественность этих двух типов взаимодействий (соответственно $2,54 \pm 0,15$ и $2,67 \pm 0,22$) и их угловые распределения, приведенные на рис.6 не отличаются.

Использование вышеизложенных критериев приводит к существенному обогащению статистического материала $p-n$ -взаимодействиями.

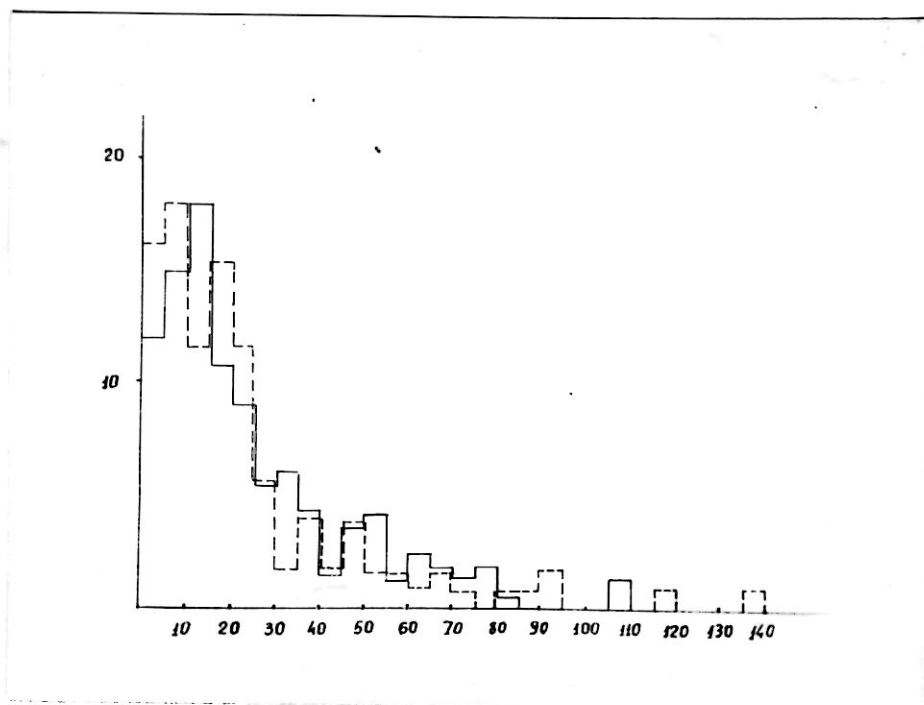


Рис. 6.

Угловые распределения вторичных частиц в л. системе для $p-n$ - взаимодействий с β - электроном (пунктирная линия) и без β - электрона (сплошная линия).

Однако, следует подчеркнуть, что при работе с фотоэмульсиями всегда остается некоторая неопределенность в выборе неупругих взаимодействий протон-~~нуклон~~.

В таблице УП приведены данные по числу отобранных (р-р) и (р-*n*) -взаимодействий в различных стопках*

Таблица УП

№ стопки	Число р-р взаимодействий	Число р- <i>n</i> -взаимодейств.	Число р- <i>N</i> взаимодей.
X [63, 64]	170	110	280
K-26 [65, 66]	161	94	255
I5 [67, 68]	251	174	425
Всего	582	378	960

Следует отметить, что в число р-*n* - взаимодействий с одной заряженной частицей, включены события, имеющие угол вылета вторичной частицы $\theta \approx 5^\circ$.

§ 2. Измерения.

Для отобранных случаев р-*N*- взаимодействий проводились измерения различных характеристик вторичных частиц (углов вылета, многократного рассеяния, ионизации, магнитного отклонения)

* Упругие р-р- взаимодействия на свободных и связанных протонах (так называемые квазиупругие события) в настоящей работе не рассматриваются и исключены из статистического материала.

Кроме того, из-за 900 событий нуклон-нуклонного типа найденных в стопке I5, для измерений было использовано лишь 425 случаев взаимодействий, не имеющих сгустка в центре события (см. [68]).

1. Измерение углов вылета вторичных частиц.

Для определения пространственного угла вылета вторичной частицы с направлением первичного протона измерялись угол ~~между углом~~ между следом первичного протона и вторичной частицы в плоскости эмульсии ("плоский угол" α) и угол в плоскости перпендикулярной плоскости эмульсии (угол "погружения" β). "Плоский угол" измерялся с помощью окулярной гониометрической шкалы. Точность измерения составляла $\pm 0,5^\circ$. Определение "угла погружения" проводилось по измерению длины проекции следа ^(e) до выхода из данного слоя и глубины точки генерации "звезды" в эмульсии h : $\beta = \text{arctg} \frac{\kappa h}{e}$, где κ - коэффициент усадки. Коэффициент усадки определялся, как отношение толщины эмульсии до обработки H_n к толщине после обработки H_n . При этом H_n измерялось непосредственно в момент измерения углов. Вычисление пространственного угла Θ проводилось по соотношению $\Theta = \text{arccos} (\cos \alpha \cdot \cos \beta)$, так как следы первичных протонов были практически параллельны плоскости эмульсии.

2. Измерение многократного рассеяния.

Для определения величины $\rho\beta$ производились измерения многократного рассеяния на следах быстрых вторичных частиц. Измерения проводились на микроскопах МБИ-8М , "Koriska" и KSM "Zeiss" , координатным методом [69]. При использовании этого метода вычисляется так называемая вторая разность $\sigma_i = y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2}$, где y_i - смещение следа в направлении перпендикулярном направляющей столика микроскопа. Среднее значение вторых разностей $\bar{\sigma}_k = \frac{1}{N} \sum_i |\sigma_i|$ характеризует величину многократного кулоновского рассеяния. Связь между величинами $\rho\beta$ и $\bar{\sigma}_k$ даётся известным соотношением

$$\rho\beta = \frac{\kappa \sqrt{t^3}}{\bar{\sigma}_k} \quad (I2)$$

где t - длина ячейки, на которой производится измерение, а K - величина, зависящая от рассеивающей среды. Для фотоэмульсии НИКФИ величина K равна $1,55 \frac{\text{Бэв}}{c} (1000 \mu)^{\frac{1}{2}}$ для ячейки 1000μ . При измерении многократного рассеяния быстрых частиц, для значений $\rho\beta$ в несколько Бэв/с - весьма существенным становится вопрос о шумах и дисторсиях различного рода, искажающих результаты измерения. Макроскопические искажения, так называемые С-образные и S-образные дисторсии легко могут быть исключены применением третьих и четвертых разностей. Кроме таких систематических искажений в результаты измерения вносят вклад случайные шумы: шум столика, шум отсчёта, шум зёрен и ложное рассеяние. Среднее квадратичное значение измеренной второй разности $\overline{\sigma_{uzm}^2}$ может быть представлено в виде:

$$\overline{\sigma_{uzm}^2} = \overline{\sigma_k^2} + \overline{\sigma_{ст}^2} + \overline{\sigma_{от}^2} + \overline{\sigma_{зр}^2} + \overline{\sigma_{лож}^2} \quad (13)$$

где $\overline{\sigma_k^2}$ - среднее квадратичное значение второй разности, связанное с кулоновским многократным рассеянием, $\overline{\sigma_{ст}^2}$ - с шумом столика, $\overline{\sigma_{от}^2}$ - с шумом отсчета, $\overline{\sigma_{зр}^2}$ - с шумом зёрен и $\overline{\sigma_{лож}^2}$ связано с ложным рассеянием, понимаемым в смысле работы [70]. Шумы столиков, используемых микроскопов измерялись с помощью многолучевого интерферометра и составляли ничтожную долю от σ_{uzm} ($\sim 0,02 \mu$ на ячейке 1000μ). Поэтому во всех расчётах они не учитывались.

Наиболее существенным является вопрос об исключении ложного рассеяния. Рецепты для исключения ложного рассеяния основаны, как правило на предположении о том, что является известной зависимостью $\overline{\sigma_{лож}^2}$ от длины ячейки t . В частности, часто предпо-

*) Величина K весьма слабо зависит от длины ячейки t . При работе с другими ячейками (500μ и 2000μ) этой зависимостью пренебрегалось.

лагается, что $\bar{D}_{\text{ложн}}$ не зависит от длины ячейки.

Для того, чтобы избежать подобного рода предположений в настоящей работе использовалась следующая методика измерения многократного рассеяния. Проводились измерения рассеяния на следах первичных протонов в каждом слое (10+12 следов в шести различных точках слоя). Затем для ячеек 1000 μ и 2000 μ вычислялось среднее значение $\bar{D}_{\text{ложн}}$, в которое включается как собственно ложное рассеяние, так и шум зерен и шум отсчета:

$$\bar{D}_{\text{ложн}} = \sqrt{\bar{D}_{\text{изм}}^2 - \bar{D}_{\text{к}}^2} \quad (14)$$

где $\bar{D}_{\text{к}}$ среднее значение второй разности для многократного кулоновского рассеяния первичных протонов. Кроме того определена также дисперсия и стандартное отклонение $\sigma_{D_{\text{к}}}$ ложного рассеяния.

В таблице УШ приведены ^{эти} значения, усредненные по всем слоям для стоек К-26 и I5. В стойке X, проявленной без предварительной наклейки, измерения рассеяния быстрых частиц не проводились.

Таблица УШ.

№ стойки	$D_{\text{ложн}}$ (μ)		$\sigma_{D_{\text{к}}}$		Число измеряемых слоев
	$t = 1000 \mu$	$t = 2000 \mu$	$t = 1000 \mu$	$t = 2000 \mu$	
К-26	0,380	0,752	0,203	0,456	38
I5	0,308	0,452	0,106	0,279	64

Многократное рассеяние измерялось на следах вторичных частиц с углом погружения $\beta \leq 3^\circ$ в стойке К-26 и $\beta \leq 5^\circ$ в стойке I5*.)

*.) Выбор предельного угла погружения для измерения многократного рассеяния был сделан на основании результатов работы [II].

Следы с $\beta \leq 3^0$ измерялись с ячейками 1000μ и 2000μ , а следы с $\beta \leq 5^0$ - с ячейками 500μ и 1000μ . Измерение проводилось как правило в 3-х слоях. При этом требовалось, чтобы число отсчётов с "рабочей" ячейкой было больше или равно 30^*). Вычисление на вторичных следах проводилось следующим образом. В том случае когда выполнялось условие: $\bar{D}_{чзм} > \bar{D}_{ложн} + 2\sigma_{D_1}$, \bar{D}_k вычислялось по соотношению $\bar{D}_k = \sqrt{\bar{D}_{чзм}^2 - \bar{D}_{ложн}^2}$. В случае, когда $\bar{D}_k < \bar{D}_{чзм} \leq \bar{D}_{ложн} + 2\sigma_{D_1}$, определялась нижняя граница величины $\rho\beta$: $\rho\beta \geq \frac{k t^{3/2}}{\bar{D}_{ложн}}$. При $\bar{D}_{чзм} < \bar{D}_{ложн}$ в качестве нижней границы $\rho\beta$ бралась величина $\rho\beta \geq \frac{k t^{3/2}}{\bar{D}_{чзм}}$. При определении ошибки в \bar{D}_k учитывалась статистическая ошибка $\sigma_k = \left(\bar{D}_k \frac{0,75}{\sqrt{N}} \right)$ и значение σ_{D_1} . При учёте флуктуаций ложного рассеяния существенным является, то обстоятельство что длина следов протонов, на которой проводились измерения ложного рассеяния была примерно равной средней длине вторичных измеряемых следов.

Для того, чтобы избежать влияния дисторсий на всех следах подсчитывались также третьи разности \bar{T} . Как правило они использовались только для контроля. При отсутствии дисторсий должно выполняться равенство $\bar{D} = \sqrt{\frac{2}{3}} \bar{T}$. Неравенство $\bar{D} > \sqrt{\frac{2}{3}} \bar{T}$ указывает на наличие дисторсии. В этом случае величина $\rho\beta$ вычислялась по третьим разностям. Исключение ложного рассеяния \bar{T}_k проводилось также как и для вторых разностей.

3. Измерение ионизации на следах быстрых частиц.

На следах быстрых частиц, имеющих угол погружения $\beta \leq 5^0$, про-

ж) При вычислении $\bar{D}_{чзм}$ отбрасывались значения D_i ; превосходящие $4 \bar{D}_{чзм}$.

дилось измерение плотности сгустков g . Для того, чтобы избежать влияния неравномерности проявления определялась величина g/g_0 , где g_0 - плотность сгустков на следах первичных протонов, измеренная в области данного вторичного следа. Для идентификации частиц были использованы кривые зависимости g/g_0 от $\rho\beta$, для π -мезонов и протонов, построенные по данным, приведенным в работе [72] (см.рис.7). Проверка данных [72] проводилась по измерению плотности сгустков g на следах протонов, имеющих энергию 9 и 3 Бэв в одних и тех же эмульсионных слоях. Слои облучались протонами этих энергий практически одновременно. Полученные результаты согласуются с данными приведенными в [72] с точностью 2%.

Характер зависимости g/g_0 от $\rho\beta$ для разных частиц определяет необходимую ^{изменяя} точность величины g/g_0 при различных значениях $\rho\beta$ а, следовательно, и необходимую длину следов, на которой производится подсчет числа сгустков.

Методика измерения g/g_0 в стопке К-26 несколько отличалась от методики, применяемой в стопке I5. В стопке К-26 измерение на вторичном следе проводилось на длине 1,5 см, независимо от величины $\rho\beta$. При этом отбрасывались области, расположенные на глубине 30 μ от стекла и от поверхности. Для определения g_0 проводились измерения на следах первичных протонов. Эти следы выбирались в той области, где расположен вторичный след. Величина g_0 измерялась не менее, чем на 3-х следах в каждом слое. Суммарная длина следов первичных протонов была не менее 1,5 см. Статистическая ошибка величины g/g_0 составляла $\sim 2,5\%$ *)

*) Статистическая ошибка в числе сгустков считалась равной $0,8\sqrt{N}$, где N - число сгустков.

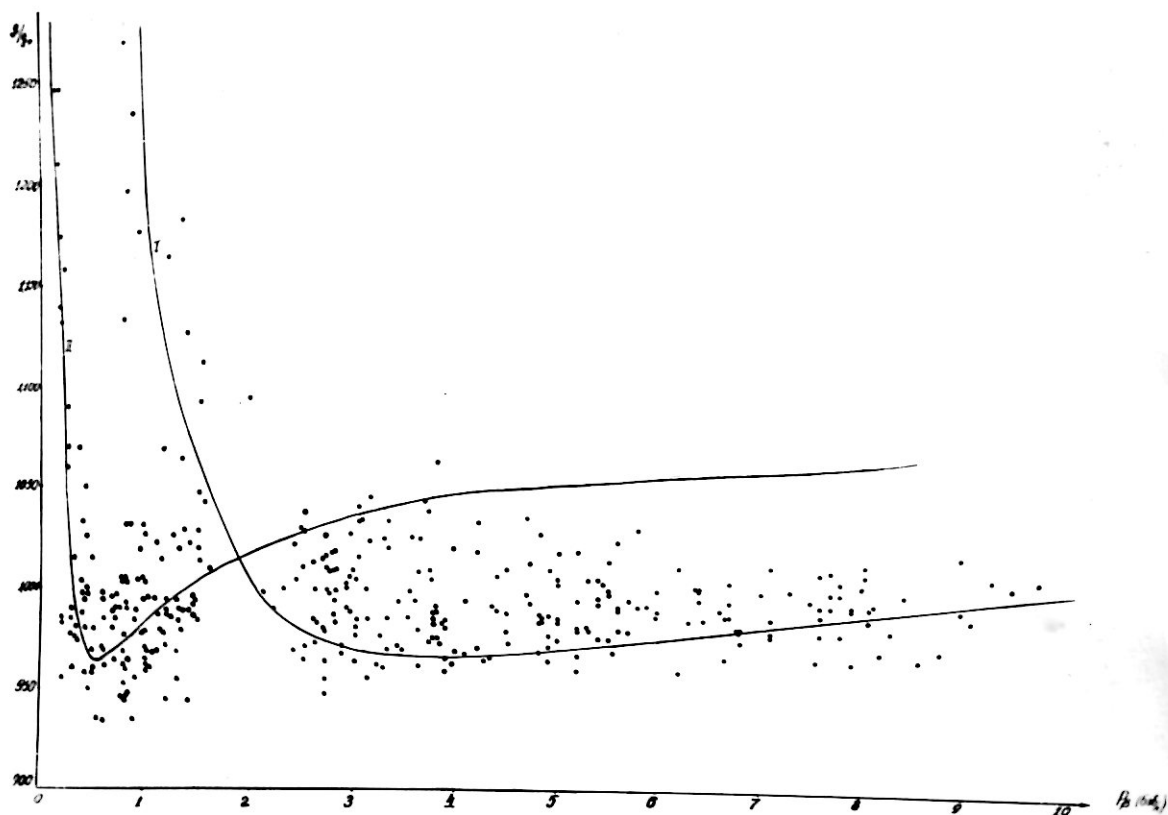


Рис. 7.

Зависимость относительной плотности сгустков ρ/ρ_0 от величины $R\rho$ для протонов (кривая I) и Π -мезонов (кривая II).

Следует отметить, что в области пересечения "протонной" и "П-мезонной" кривых идентификация не однозначна (см.рис.2) Пределы этой области, выбраны в соответствии с величиной ошибок в определении $\rho\beta$ и ∂/g_0 . Оказалось, что в область пересечения попадают частицы, имеющие значения $\rho\beta$ заключенные в пределах $1,5 < \rho\beta < 2,5$ Бэв/с.

В стопке I5, также как и в стопке K-26 при измерении ионизации отбрасывались области, расположенные на глубине 30 μ от стекла и от поверхности. Измерения ∂/g_0 проводились на различной длине в зависимости от $\rho\beta$. При значениях $\rho\beta \leq 1,3$ Бэв/с плотность сгустков измерялась на вторичных следах на длине 5 мм. Величина g_0 определялась на следах 3-х первичных протонов, расположенных в той же области, что и вторичный след в каждом слое, на суммарной длине не менее 5 мм. Статистическая ошибка составляет при этом $\sim 4\%$.

В области больших значений $\rho\beta$ ($\rho\beta > 1,3$ Бэв/с) требуется гораздо большая точность.*) Поэтому измерения проводились на длине 2 см. Для того чтобы уменьшить влияние неравномерности проявления, след вторичной частицы делился в каждом слое на два равных участка. Величина g_0 определялась для каждого участка отдельно по следам 3-х первичных протонов с суммарной длиной, равной длине данного участка.

Статистическая ошибка величины ∂/g_0 была равна в этом случае $\sim 2\%$.

Большую опасность при определении ∂/g_0 представляют вторичные частицы, имеющие примерно такое же направление как

*) Для частиц, имеющих $1,5 < \rho\beta < 2,5$ Бэв/с (область пересечения "П-мезонной" и "протонной" кривых), измерения ионизации в стопке I5 не проводились.

и первичные протоны. Для того, чтобы исключить эти вторичные частицы проводилось измерение угла погружения следов всех первичных протонов.

Если след одного из протонов имел угол погружения β ; больший, чем $3\bar{\beta}$, где $\bar{\beta}$ - средний угол погружения первичных протонов, то данный след независимо от величины β ; выбрасывался и весь случай перемерялся.

Предпринятые предосторожности уменьшают влияние возможных методических погрешностей. Однако следует подчеркнуть, что в области больших значений $\rho\beta$ идентификация вторичных частиц весьма затруднительна.

4. Измерение ионизации на следах медленных частиц.

Следы всех частиц, имеющих ионизацию g большую, чем $1,4 g_0$ были продолжены до остановки или до выхода из стопки. Идентификация остановившихся частиц проводилась по явлениям при остановке визуально (распады, σ -звезды).

Энергия и импульс остановившихся частиц определялись по соотношению пробег-энергия с помощью таблиц, приведенных в работе [73].

На следах частиц, выходящих из стопки проводились измерения ионизации методом, предложенным в работе [74], сущность которого заключается в следующем.

Как известно, интегральное распределение числа разрывов с длиной больше данной $N(>\epsilon)$ является экспоненциальным:

$$N(>\epsilon) = B \exp(-\alpha \epsilon) \quad (15)$$

где $\alpha = \frac{1}{\epsilon} \epsilon_n (B/N)$, и B - число сгустков.

Показатель экспоненты α является функцией потерь энергии

на ионизацию, а следовательно и скорости частицы.

Для того, чтобы исключить влияние неравномерности проявления, использовалась величина $\alpha^* = \alpha/\alpha_0$, где α_0 относится к следам первичных протонов.

$$\alpha^* = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \frac{\rho_n \frac{B}{N(>\varepsilon)}}{\rho_n \frac{B_0}{N(>\varepsilon_0)}} \cos \beta \quad (I6)$$

Последний множитель учитывает влияние наклона следа к плоскости эмульсии.

Величина ε подбиралась таким образом, чтобы $B/N(>\varepsilon) \sim 7 + 15$. Это обеспечивает оптимальные условия измерения. Ошибка величины α вычислялась согласно [74] по соотношению

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{N} \rho_n \frac{B}{N}} \quad (I7)$$

Ошибка величины α^* не превышала 10%.

На рис. 8 приведена зависимость α^* от ^{пробега,} ~~скорости~~ частицы построенная по данным работы [74]. Там же приведены измерения проведенные на следах останавливающихся Π -мезонов. Можно видеть, что результаты этих измерений хорошо совпадают с результатами работы [74]. Поэтому приведенная кривая была использована для определения скорости вторичных частиц. Идентификация частиц, выходящих из стопки проводилась по изменению ионизационных потерь на разной длине от точки взаимодействия.

5. Определение знака заряда вторичных частиц.

В фотоэмульсии, помещенной в магнитное поле напряженностью в несколько десятков тысяч эрстед может быть сделано определение знака заряда быстрых частиц. При прохождении длины t траектория частицы испытывает изменение направления на угол θ_m в результате действия магнитного поля и на угол θ_k - в результате многократного рассеяния. ^{Соотношение между θ_m и $\sqrt{\theta_k}$} можно представить в виде:

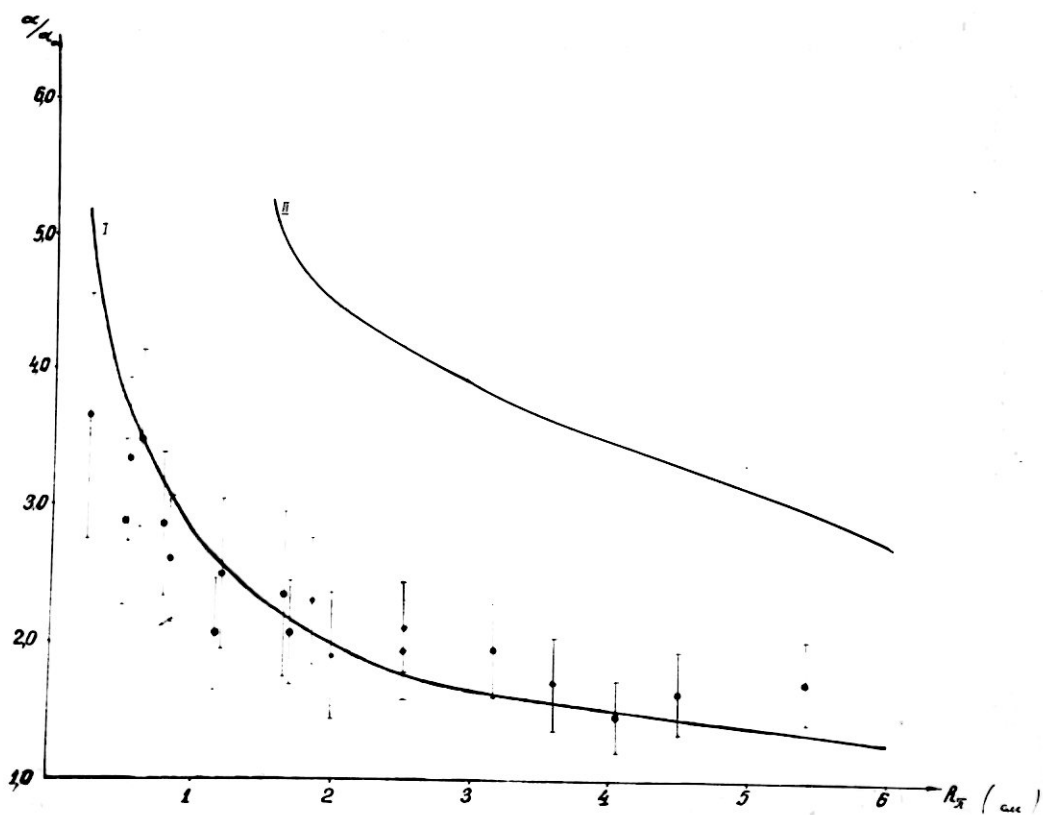


Рис.8.

Зависимость α^* от пробега для Π -мезонов (кривая I) и протонов (кривая II) по данным работы [74]. Экспериментальные точки относятся к результатам измерений, выполненным в настоящей работе.

$$\frac{\theta_m}{\sqrt{\theta_k^2}} = 3,5 \cdot 10^{-5} H \beta \sqrt{t} \quad (18)$$

где H - напряженность поля в эрстедах, t - расстояние в см, β - отношение скорости частиц к скорости света. При достаточно больших энергиях ($\beta \sim 1$) $\frac{\theta_m}{\sqrt{\theta_k^2}}$ является функцией только напряженности поля H и длины, t .

Надёжное определение знака можно произвести при $\theta_m / \sqrt{\theta_k^2} \gg 1$, что приводит к необходимости использовать при полях в несколько десятков тысяч эрстед следы длиной порядка несколько десятков сантиметров. Однако в ряде случаев можно ограничиться статистическим ¹⁰разделением частиц по знакам. Для этого достаточно провести измерения каждого следа на значительно меньшей длине и построить распределение величин $\chi_m = \theta_m / (\sqrt{\theta_k^2} \cdot \sqrt{t})$, которое позволит определить число положительных и отрицательных частиц. Точность при этом будет определяться суммарной длиной всех измеренных следов.

В работах [75, 76] для определения знака заряженных частиц фотопластинки помещались в магнитное поле с напряженностью $H = 3,4 \cdot 10^4$ эрстед. Производилось измерение углов θ_i на последовательных ячейках следа на полной длине t и вычислялась величина $\chi_m = \sum \theta_i / (\sum |\theta_i| \cdot \sqrt{t})$. Полученные в [75, 76] результаты указывают на возможность разделения частиц по знакам.

Следует отметить, что при таком способе измерения большую опасность представляют С-образные дисторсии, которые могут имитировать магнитное отклонение.

Для устранения влияния таких дисторсий в стопке 15 проводились измерения магнитного отклонения вторичных частиц

равна углу между направлением вторичной частицы и осью пучка. Далее след вторичной частицы продолжался на длину $t \approx 6$ см., и находилась величина α_k . Величина $\Theta_{uzm} = \alpha_n - \alpha_k$ использовалась для вычисления $\chi_m = \Theta_{uzm} / \sqrt{\Theta_k^2} \sqrt{t}$, где $\Theta_{uzm} = \Theta_m + \Theta_k(t)$. При этом учитывалось изменение направления оси пучка, возникающее в результате магнитного отклонения первичных протонов. Ошибки величины Θ_{uzm} складываются из ошибок измерения φ в начальной и конечной точках и ошибок в определении оси пучка в этих же точках. При измерении φ наиболее существенными являются шум зёрен, шум отсчёта и многократное рассеяние на данной ячейке. Для уменьшения шума отсчёта проводились пятикратные измерения \mathcal{S} на каждом следе. Необходимо отметить, что шум зёрен и шум отсчета $\Delta\varphi_m$ зависит от величины угла φ . На рис.9 приведена эта зависимость, причём точки соответствуют величинам экспериментальных ошибок, связанным с шумом отсчёта при одном измерении, а сплошная кривая - рассчитанным значениям ошибок, связанным с шумом зёрен. Ошибка, возникающая в результате многократного рассеяния $\Delta\varphi_p$ зависит от величины $\rho\beta$ и длины ячейки.

Для каждого следа с данным углом φ при определенном значении $\rho\beta$ выбирались оптимальная ячейка d так, чтобы $\Delta\varphi_m \sim \Delta\varphi_p$.

Для определения направления оси пучка в начальной и конечной точках измерялось по 10 следов первичных протонов. Поэтому ошибка в направлении оси пучка составляла $\sim 2'$ в начальной и $\sim 3'$ в конечной точках измерения. В среднем ошибка в Θ_{uzm} составляла примерно $5'$.

Использование магнитного поля синхрофазотрона не позволяе

достоверно определить знак заряда в каждом отдельном случае. Однако при большом количестве следов можно достаточно надёжно оценить число положительных и отрицательных частиц.

Для проверки метода проводились измерения на следах вторичных частиц известного знака. Были отобраны вторичные частицы из р-р- взаимодействий с числом вторичных лучей $n = 2$ и частицы, идентифицированные как протоны по измерению рассеяния и ионизации. Все эти частицы должны иметь положительный знак заряда. Было рассмотрено 90 частиц, имеющих надёжно определенное значение величины $\rho\beta$. Для каждой частицы вычислялась величина γ_M . Затем было найдено среднее значение величины γ_M и её дисперсия:

$$\bar{\gamma}_M = + 0,514 \pm 0,082$$

$$\sigma_{\gamma} = 0,261$$

Ожидаемое значение γ_M при предположении, что $\beta \sim 1$ равно 0,42, что в пределах ошибок совпадает с $\bar{\gamma}_M$. Дисперсия σ_{γ} складывается из дисперсии кулоновского рассеяния σ_k и дисперсии, связанной с ошибками измерений. Дисперсия кулоновского рассеяния даётся выражением

$$\sigma_k = \frac{1}{L}$$

Средняя длина следа была равной $\bar{L} = 10,8$ см., и, следовательно $\sigma_k = \left(\frac{1}{L}\right) = 0,1$

Дисперсия, связанная с ошибками измерений, оказалась равной 0,032.

Таким образом ожидаемое значение σ_{γ}^2 равно 0,132, что отличается от непосредственно рассчитанной величины

$\sigma_{\gamma} = 0,261$. Это свидетельствует о наличии каких-то других

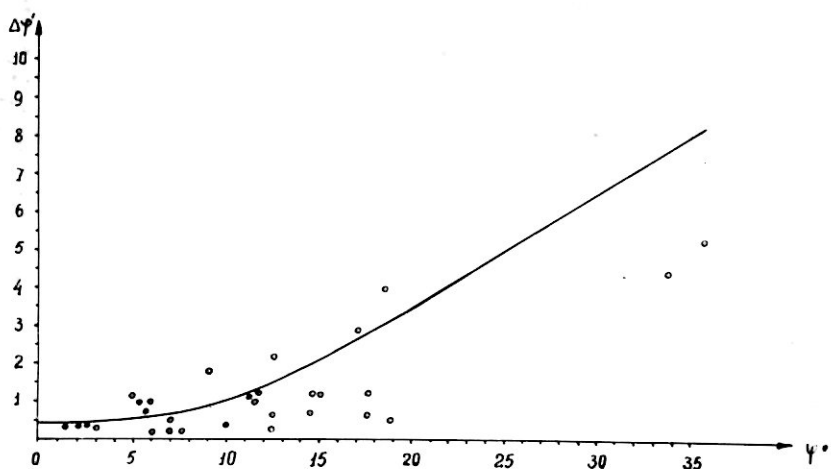


Рис.9.

Зависимость точности измерения $\Delta\varphi$ от величины угла φ . Точки соответствуют экспериментальным ошибкам, связанным с шумом отсчёта, а сплошная кривая — рассчитанное значение ошибок, связанных с шумом зёрен.

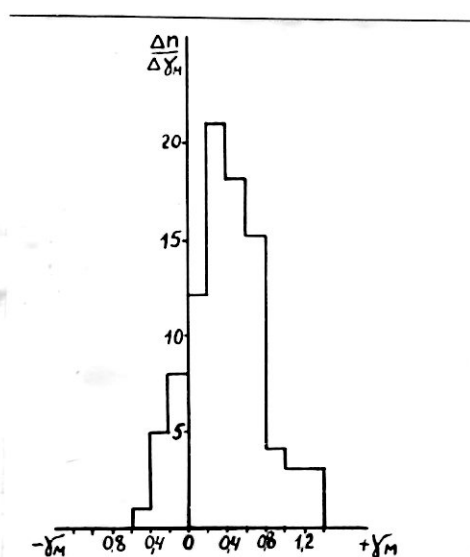


Рис.10.

Распределение величин δ_M для положительных частиц.

источников ошибок, кроме перечисленных выше: например, однократное рассеяние (кулоновское или ядерное) на такие углы, которые не могут быть заметны визуально при продолжении следов ($\leq 0,5^\circ$), приводящее к увеличению дисперсии. Однако для установления степени надёжности определения знака достаточно знать, какая доля положительных частиц имеет отрицательное значение величины ζ_m .

Из 90 положительных частиц в 14 случаях значение ζ_m было отрицательным, т.е. ~~направив~~ неправильное определение знака имеет место в $(15+4)\%$ случаев. Распределение величин ζ_m приведено на рис.10. Кроме того анализировались трёхлучевые события из p - n -взаимодействий. В этом случае отношения числа положительных к числу отрицательных частиц должно быть 2 : 1. Фактически наблюдается 57 частиц, имеющих положительное значение ζ_m и 28 - отрицательное значение ζ_m , т.е. отношение числа положительных частиц к числу отрицательных равно $2,0 \pm 0,47$.

На основании проведенной проверки можно сделать вывод, что определение знака заряда при длине следа ~ 10 см, является правильным в $(80+85)\%$ случаев.

§ 3. Геометрические поправки и вычисление ошибок.

Как было указано выше, измерения и идентификация быстрых частиц проводились лишь в том случае, если угол погружения следа $\beta \leq \beta_{\text{прег}} = 5^\circ$. Возникает вопрос об определении в этих условиях средних значений различных величин, (например, числа частиц, импульсов, поперечных импульсов и т.д.) и их дисперсий [78].

Прежде всего рассмотрим задачу о нахождении числа частиц. В простейшем случае при полном числе частиц N имеется некоторая определенная вероятность W , того, что частица

может быть измерена. Введем вес, равный $\kappa = \frac{1}{w}$. Если зарегистрировано n частиц, то случайная величина $x = n \cdot \kappa$ имеет среднее значение

$$\bar{x} = \kappa \bar{n} = \kappa N w = N$$

Дисперсия x равна $\mathcal{D}_x = \kappa^2 \mathcal{D}_n$, где \mathcal{D}_n - дисперсия величины n распределённой по биномиальному закону. Эта дисперсия выражается следующим образом:

$$\mathcal{D}_n = N w (1 - w) \quad (19)$$

Поэтому окончательное выражение для \mathcal{D}_x может быть записано в следующем виде:

$$\mathcal{D}_x = \kappa^2 N w (1 - w) \quad (19a)$$

Рассмотренный пример легко обобщить на случай, когда из полного числа частиц нас интересуют частицы определенного типа - например, только протоны.

Пусть вероятность того, что частица является протоном равна ρ . Тогда среднее значение величины $x = \kappa n$ будет

$$\bar{x} = \kappa \bar{n} = \kappa N \rho w = N \rho \quad (20)$$

и дисперсия величины x

$$\mathcal{D}_x = \kappa^2 N \rho w (1 - \rho w) \quad (21)$$

Приведенные примеры играют вспомогательную роль и необходимы лишь для понимания дальнейших вычислений.

Практически вероятности w (а, следовательно, и вес κ) и ρ зависят от пространственного угла Θ как от параметра. Поскольку в среднем для всех взаимодействий должна наблюдаться азимутальная симметрия, можно легко вычислять зависимость κ от угла Θ при данном значении $\beta_{\text{прег}}$.

$$\kappa = \begin{cases} 1 & \text{при } \Theta \leq \Theta_{\text{прег}} \\ \frac{\pi}{2} \frac{1}{\arcsin \frac{\sin \Theta_{\text{прег}}}{\sin \Theta}} & \text{при } \Theta > \Theta_{\text{прег}} \end{cases} \quad (22)$$

где: $\theta_{\text{през}} = \beta_{\text{през}}$.

Зависимость ρ от θ как правило бывает неизвестна. Пусть

w_i, ρ_i, n_i, k_i - величины, определенные выше при $\theta = \theta_i$

Найдем среднее значение величины $x = \sum k_i n_i$:

$$\bar{x} = \sum k_i \bar{n}_i = N \sum k_i \rho_i w_i = N \sum \rho_i = N \rho, \quad (23)$$

где $\rho = \sum \rho_i$.

Следует отметить, что \bar{n}_i может быть как угодно мало. Это означает, что практически можно суммировать k_i при значениях углов θ_i под которыми фактически вылетели вторичные частицы.

Вычислим дисперсию величины x *)

$$D_x = \sum_i \sum_e (\bar{n}_i \bar{n}_e - \bar{n}_i \bar{n}_e) \quad (24)$$

Выражение, заключенное в скобках может быть представлено в виде (см., например [79]):

$$\bar{n}_i \bar{n}_e - \bar{n}_i \bar{n}_e = \begin{cases} -N \rho_i w_i \rho_e w_e & \text{при } i \neq e \\ N \rho_i w_i (1 - \rho_i w_i) & \text{при } i = e \end{cases} \quad (25)$$

Откуда

$$D_x = -N \sum_i \sum_e \rho_i \rho_e w_i w_e k_i k_e + N \sum \rho_i w_i k_i^2 = -N \rho^2 + N \sum \rho_i k_i^2 \quad (26)$$

Поскольку на эксперименте величины ρ_i как правило неизвестны, целесообразно ввести величину $y = \sum n_i k_i^2$

Среднее значение этой величины равно

$$\bar{y} = \sum k_i^2 \bar{n}_i = N \sum k_i^2 \rho_i w_i = N \sum \rho_i k_i^2 \quad (27)$$

Поэтому дисперсия x может быть записана окончательно в виде

$$D_x = -N \rho^2 + \bar{y} \quad (28)$$

*) При вычислении дисперсии предполагается, что все частицы независимы, фактически в данной работе это требование выполняется, т.к. по геометрическим условиям в каждой звезде измеряется в среднем одна частица, а частицы относящиеся к различным звездам всегда независимы.

(28)

Величина P может быть получена экспериментально с помощью соотношения (23): $P = \sum k_i n_i / N$

В том случае, когда нас интересует полное число частиц, независимо от их типа, выполняется условие $\sum p_i = 1$. Тогда среднее значение и дисперсия величины x переходят в выражения:

$$\bar{x} = N \quad (23a)$$

$$D_x = -N + \bar{y} \quad (28a)$$

Используя полученные выражения (23) и (28) можно вычислить средние значения и дисперсии для величин, представляющих разность в числе частиц для двух неперекрывающихся групп. Такой случай может встретиться, например, при определении разности в числе частиц, вылетающих внутри двух неперекрывающихся телесных углов.

Пусть

$$x = \sum n_i k_i - \sum m_j \ell_j \quad (29)$$

Обозначим $\sum n_i k_i = x_1$ и $\sum m_j \ell_j = x_2$

Тогда

$$\bar{x} = \bar{x}_1 - \bar{x}_2 = N(P - Q) \quad (30)$$

где $P = \sum p_i$, $Q = \sum q_j$

(величины m_j , $\ell_j = \frac{1}{V_j}$ и q_j определены также как и n_i , k_i и p_i);

$$D_x = D_{x_1} + D_{x_2} - 2(\overline{x_1 x_2} - \bar{x}_1 \bar{x}_2) \quad (31)$$

где $D_{x_1} = -NP^2 + N \sum p_i k_i$

и $D_{x_2} = -NQ^2 + N \sum q_j \ell_j$

Рассмотрим третий член в выражении (3, I³)

$$\begin{aligned} \overline{x_1 x_2} - \bar{x}_1 \bar{x}_2 &= \sum_i \sum_j (\overline{m_j n_i} - \bar{n}_i \bar{m}_j) \kappa_i \epsilon_j = \\ &= -N \sum \sum p_i w_j q_j \kappa_i \epsilon_j = -N P Q \end{aligned}$$

Окончательно получаем

$$D_x = -N(P-Q)^2 + N(\sum p_i \kappa_i + \sum q_j \epsilon_j) \quad (32)$$

Аналогично (3I) введем $y_1 = \sum n_i \kappa_i^2$ и $y_2 = \sum m_j \epsilon_j^2$

и перепишем выражение (32) в виде

$$D_x = -N(P-Q)^2 + (y_1 + y_2) \quad (32a)$$

Рассмотрим теперь вопрос о нахождении среднего значения таких величин как импульс, поперечный импульс и т.д.

Пусть при измерении получено M значений некоторой величины z : $z_1, z_2, \dots, z_i, \dots, z_M$. Величина z_i является случайной и закон её распределения может зависеть вообще говоря, от угла вылета θ_i , как от параметра. При i -том значении угла θ может быть измерено n_i частиц, имеющих различные значения z .

Введем величину

$$x = (\sum \kappa_i \sum_{j=1}^{n_i} z_{ij}) / N \quad (33)$$

где N - полное число частиц, и вычислим \bar{x} и D_x .

Введем обозначение $x_i = \kappa_i \sum_{j=1}^{n_i} z_{ij}$. При усреднении величины x_i , относящейся к i -тому значению угла θ , предполагая, что n_i - постоянно, получим

$$\overline{(x_i)_{n_i}} = \kappa_i n_i \bar{z}_i \quad (34)$$

Поскольку n_i - случайная величина, то усредняя по n_i , получим *)

$$\bar{x}_i = \kappa_i \bar{n}_i \bar{z}_i \quad (35)$$

*) Также как и при определении числа частиц (см. выше) интервал κ_i , а следовательно и n_i могут быть сколь угодно малыми.

Отсюда

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum \bar{x}_i = \frac{1}{N} \sum \kappa_i \bar{n}_i \bar{z}_i = \frac{1}{N} \sum \kappa_i \rho_i w_i \bar{z}_i = \sum \rho_i \bar{z}_i \quad (36)$$

Дисперсия x может быть представлена в виде

$$D_x = \frac{1}{N^2} \sum \sum (\bar{x}_i \bar{x}_e - \bar{x}_i \bar{x}_e) \quad (37)$$

Рассмотрим отдельно члены суммы (37) при $i = e$ и при $i \neq e$. Для удобства расчёта введем величину Δz_i , удовлетворяющую следующему условию:

$$x_i = \kappa_i n_i (\bar{z}_i + \Delta z_i) \quad (38)$$

следовательно

$$\Delta z_i = \frac{\sum_{j=1}^{n_i} z_{ij}}{n_i} - \bar{z}_i \quad (39)$$

Из (34) и (38) следует, что $\overline{\Delta z_i} = 0$. Из полученного равенства и выражения (39) легко вывести соотношение между

$\overline{\Delta z_i^2}$ и дисперсией величины z_i :

$$\overline{\Delta z_i^2} = \frac{D_{z_i}}{n_i}$$

Отсюда

$$\overline{x_i^2} = \overline{\kappa_i^2 n_i^2 (\bar{z}_i + \Delta z_i)^2} = \kappa_i^2 \bar{n}_i^2 \bar{z}_i^2 + \kappa_i^2 \bar{n}_i D_{z_i}$$

Для дисперсии величины x_i получаем выражение

$$\begin{aligned} D_{x_i} &= \overline{x_i^2} - \bar{x}_i^2 = \kappa_i^2 \bar{n}_i^2 \bar{z}_i^2 + \kappa_i^2 \bar{n}_i D_{z_i} - \kappa_i^2 \bar{n}_i^2 \bar{z}_i^2 = \\ &= \kappa_i^2 \bar{n}_i D_{z_i} + \kappa_i^2 \bar{z}_i^2 D_{n_i} \end{aligned} \quad (40)$$

В том случае, когда $i \neq e$ легко видеть, что

$$\bar{x}_i \bar{x}_e - \bar{x}_i \bar{x}_e = \{ \kappa_i \kappa_e \bar{z}_i \bar{z}_e (\bar{n}_i \bar{n}_e - \bar{n}_i \bar{n}_e) \} \quad (41)$$

Подставив выражения (40) и (41) в (37), получим

$$\begin{aligned} D_x &= \frac{1}{N^2} \left\{ \left[\sum_i \sum_e \kappa_i \kappa_e \bar{z}_i \bar{z}_e (\bar{n}_i \bar{n}_e - \bar{n}_i \bar{n}_e) \right]_{i \neq e} + \right. \\ &\quad \left. + \sum_i \kappa_i^2 \bar{z}_i^2 D_{n_i} + \sum \kappa_i^2 \bar{n}_i D_{z_i} \right\} = \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{N^2} \left\{ \left[\sum_i \sum_e \kappa_i \kappa_e \bar{z}_i \bar{z}_e (\bar{n}_i \bar{n}_e - \bar{n}_i \bar{n}_e) \right] + \sum_i \kappa_i^2 \bar{n}_i \mathcal{D}_{z_i} \right\} \quad (42)$$

В последней строчке выражения (42) суммирование проводится по всем возможным значениям i и e .

Проведя простейшие преобразования, получаем:

$$\mathcal{D}_x = \frac{1}{N^2} \left[-N (\sum_i \rho_i \bar{z}_i)^2 + N \sum_i \kappa_i \rho_i \bar{z}_i^2 \right] \quad (43)$$

Введем величину $y = \sum_i \kappa_i^2 \bar{z}_i^2$. Среднее значение этой величины равно::

$$\bar{y} = \sum_i \kappa_i^2 \bar{z}_i^2 \bar{n}_i w_i = N \sum_i \kappa_i^2 \bar{z}_i^2 \rho_i w_i = N \sum_i \kappa_i \rho_i \bar{z}_i^2 \quad (44)$$

Подставив (44) в (43) и принимая во внимание, что $\sum_i \rho_i \bar{z}_i = \bar{x}$, получим окончательное выражение для дисперсии x :

$$\mathcal{D}_x = \frac{1}{N^2} \left[-N \bar{x}^2 + \bar{y} \right] \quad (45)$$

Гораздо больший интерес представляет вопрос о вычислении x и \mathcal{D}_x в том случае, когда они относятся к определённому типу частиц (например, средний импульс протонов). В этом случае выражение (33) должно быть записано в виде:

$$x = \frac{\sum_i \kappa_i \sum_{j=1}^{n_i} z_{ij}}{\sum_i \kappa_i n_i} \quad (33a)$$

При этом в знаменатель выражения (33a) стоит флуктуирующая величина.

Введем обозначения

$$u = \sum_i \kappa_i \sum_{j=1}^{n_i} z_{ij} \quad \text{и} \quad v = \sum_i \kappa_i n_i$$

Выражение (33a) может быть записано в следующем виде:

$$x = \frac{u}{v} = \frac{\bar{u} + (u - \bar{u})}{\bar{v} + (v - \bar{v})} = \frac{\bar{u}}{\bar{v}} \cdot \frac{1 + \alpha}{1 + \beta} \quad (46)$$

где $\alpha = \frac{u - \bar{u}}{\bar{u}}$ и $\beta = \frac{v - \bar{v}}{\bar{v}}$

По порядку величины $\alpha \sim \frac{\sqrt{\mathcal{D}_u}}{\bar{u}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ и $\beta \sim \frac{\sqrt{\mathcal{D}_v}}{\bar{v}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$, т.е. при больших N , членами, содержащими α и β в старших степенях можно пренебречь. Разлагая в ряд знаменатель выражения (46), получим

$$x = \frac{\bar{u}}{\bar{v}} [(1+\alpha)(1-\beta+\beta^2-\beta^3+\dots)] \approx \frac{\bar{u}}{\bar{v}} [1+\alpha-\beta-\alpha\beta+\beta^2] \quad (47)$$

Отсюда следует, что

$$\bar{x} = \frac{\bar{u}}{\bar{v}} [1 + \bar{\alpha} - \bar{\beta} - \bar{\alpha}\bar{\beta} + \bar{\beta}^2] \quad (48)$$

Легко видеть, что средние значения величин в правой части (48) выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \bar{\beta} = 0 \\ \bar{\alpha}^2 &= \mathcal{D}_u / \bar{u}^2 \\ \bar{\beta}^2 &= \mathcal{D}_v / \bar{v}^2 \end{aligned} \quad (49)$$

$$\bar{\alpha}\bar{\beta} = \frac{\kappa_{uv}}{\bar{u}\bar{v}}, \quad \text{где } \kappa_{uv} = \overline{uv} - \bar{u}\bar{v}.$$

Величины \bar{u} , \bar{v} , \mathcal{D}_u и \mathcal{D}_v , вычисленные ранее (см. (36), (23), (43) и (26)) и величину κ_{uv} можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= N \sum \rho_i; \quad \bar{z}_i = A \cdot N \\ \bar{v} &= N \sum \rho_i; \quad = B \cdot N \\ \mathcal{D}_u &= N [- (\sum \rho_i \bar{z}_i)^2 + \sum \kappa_i \rho_i \bar{z}_i^2] = C \cdot N \\ \mathcal{D}_v &= N [- (\sum \rho_i)^2 + \sum \rho_i \kappa_i] = F \cdot N \\ \kappa_{uv} &= N [\sum \kappa_i \rho_i \bar{z}_i - \sum_i \sum_e \rho_i \rho_e \bar{z}_i] = E \cdot N \end{aligned} \quad (49a)$$

Перепишем (48), используя введенные обозначения:

$$\bar{x} = \frac{\bar{u}}{\bar{v}} \left[1 - \left(\frac{E}{AB} - \frac{F}{B^2} \right) \frac{1}{N} \right] \quad (48a)$$

Выражение (48a) указывает на наличие смещения среднего значения $\bar{x} = \left(\frac{\bar{u}}{\bar{v}} \right)$ относительно величины $\frac{\bar{u}}{\bar{v}}$, которое уменьшается с увеличением N .

Вычислим дисперсию величины x :

$$\mathcal{D}_x = \overline{x^2} - \bar{x}^2$$

Используя (47) и (49), получаем, с точностью до членов порядка $\frac{1}{N}$:

$$D_x = \frac{\bar{u}^2}{V^2} (\bar{\alpha}^2 + \bar{\beta}^2 - 2\bar{\alpha}\bar{\beta}) = \frac{\bar{u}^2}{V^2} \left(D_u/u^2 + D_v/v^2 - \frac{2\kappa_{uv}}{u v} \right)$$

Окончательное выражение для дисперсии x можно записать в следующем виде

$$D_x = \frac{\bar{u}^2}{V^2} \left(\frac{C}{A^2} + \frac{F}{B^2} - \frac{2E}{AB} \right) \frac{1}{N}, \quad (50)$$

где A, B, C, F и E - величины, определенные в (49а).

Экспериментально обычно измеряется M значений величины z : z_1, z_2, \dots, z_M для частиц вылетевших под углами $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_M$. Каждому значению $z_i(\theta_i)$ соответствует определенный вес $\kappa_i(\theta_i)$. Среднее значение величины z находится по следующему соотношению

$$\bar{z} = \frac{\sum \kappa_i z_i}{\sum \kappa_i} \quad (51)$$

Для вычисления дисперсии z , можно воспользоваться выражением (50). Подставив вместо A, B, C, F и E соответствующие значения, которые могут быть получены экспериментально, легко получить выражение для дисперсии z .

$$D_z = \left(\frac{\sum \kappa_i z_i}{\sum \kappa_i} \right)^2 \left[\frac{\sum \kappa_i^2 z_i^2}{(\sum \kappa_i z_i)^2} + \frac{\sum \kappa_i^2}{(\sum \kappa_i)^2} - 2 \frac{\sum \kappa_i^2 z_i}{\sum \kappa_i z_i \cdot \sum \kappa_i} \right] \quad (52)$$

Как уже отмечалось, все приведенные соотношения справедливы в предположении, что различные частицы и их характеристики статистически независимы. В противном случае определение величины флуктуаций крайне осложняется. С другой стороны, иногда приходится иметь дело с величинами, вычисление флуктуаций которых затруднительно даже в самых простых предположениях.

В указанных случаях может быть использован прием чисто экспериментального определения величины флуктуаций. Предположим, что нас интересует среднее значение некоторой величины X , определяемой по группе, содержащей N событий.

Можно показать, что для больших N $\sigma_x = \frac{a}{\sqrt{N}}$, где a - постоянная величина. Для измерения a разделим все события на m подгрупп, содержащих $\frac{N}{m}$ событий. Каждой из этих подгрупп соответствует свое значение интересующей нас величины x_i :

($i = 1, 2 \dots m$), вычисленное на основании $\frac{N}{m}$ событий. Имея в своем распоряжении величины x_i , мы можем вычислить $\sigma_x = \overline{x^2} - \bar{x}^2$, а затем и искомую величину σ_x :

$$\sigma_x = \frac{\sigma_x}{m} \quad (53)$$

Число подгрупп m может быть выбрано произвольно. Следует, однако, иметь в виду, что как m , так и $\frac{N}{m}$ должны быть достаточно велики.

Указанный прием вычисления ошибок был использован в работе [80] по изучению корреляций в углах вылета вторичных частиц, возникающих при взаимодействии протонов 9 Бэв с ядрами эмульсии.

§.4 Оценка средней энергии Π^0 - мезонов.

Все измерения, описанные выше, относятся к заряженным вторичным частицам. Для того, чтобы получить некоторые сведения о Π^0 - мезонах было проведено изучение электронно-позитронных пар, вызванных γ - квантами, возникшими от распада Π^0 - мезонов [81]. В стопке \bar{X} производился поиск пар путем прослеживания отдельных релятивистских следов, выбранных в полосе, перпендикулярной направлению пучка на расстоянии 30 см.

от края стопки. Выбирались следы, имеющие плоский угол φ с направлением γ пучка $1^\circ \leq \varphi \leq 30^\circ$ и длину проекции в одном слое $l \geq 1600 \mu$. Следы, удовлетворяющие указанным условиям, продолжались назад до точки генерации пары, звезды или выхода из стопки. Подобный поиск был предложен Кингом [82]. Для целей настоящей работы он удобен тем, что исключает возможность дискриминации пар по энергиям в выбранном интервале углов.

Для определения средней энергии γ - квантов, возникших непосредственно от распада Π^0 -мезонов, необходимо исключить фон тормозных γ - квантов. С этой целью проводился просмотр окрестности точки генерации каждой пары для нахождения параллельного паре следа электрона. Пары, имеющие такие следы, считались вторичными и отбрасывались. Их число составляет ~ 10 что согласуется с ожидаемым в наших условиях числом вторичных пар, оцененным по каскадной теории [83]. Кроме того оценивался фон γ - квантов, падающих на стопку извне, который оказался несущественным. Число найденных пар, после исключения вторичных оказалось равным 93. Число релятивистских следов, приведших к звездам, равно 116.

В обоих случаях были построены распределения углов вылета по отношению к первичному пучку, приведенные на рис. II. Там же приведено угловое распределение релятивистских частиц, найденных при прослеживании вдоль следов первичных протонов по данным работы [80]. Все три распределения совпадают в пределах ошибок. Так как в области изучаемых энергий угловые распределения γ - квантов и Π^0 - мезонов примерно совпадают*),

*) Проведенные оценки подтверждают это предположение (см. также [82]).

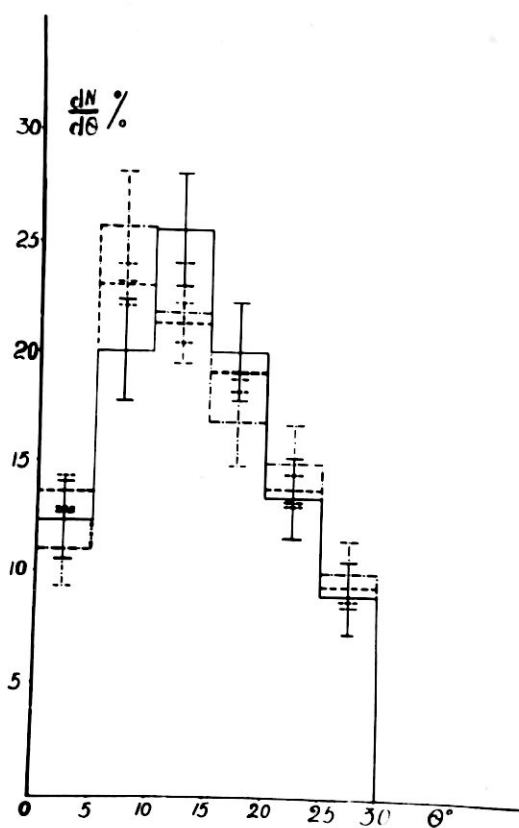


Рис. II

Распределение углов вылета электронно-позитронных пар (сплошная линия), быстрых заряженных частиц из звёзд, найденных при продолжении следов первичных протонов (пунктирная линия) и из звёзд, найденных при прослеживании вторичных быстрых частиц (штрих-пунктирная линия).

то можно считать, что угловые распределения нейтральных и заряженных Π -мезонов близки друг к другу.

Для звезд, найденных путем продолжения вторичных релятивистских следов, определены значения \bar{n}'_3 и \bar{N}_h , оказавшиеся равными $4,3 \pm 0,2$ и $7,8 \pm 0,7$, соответственно. При данной системе поиска следует ожидать некоторого увеличения \bar{n}'_3 по сравнению с величиной \bar{n}_3 , соответствующей звездам найденным при продолжении по следу первичных протонов, а именно:

$$\bar{n}'_3 = \bar{n}_3 + \mathcal{D}/\bar{n}_3 \quad (54)$$

где \mathcal{D} - дисперсия распределения звезд по n_3 . Согласно [80] $\bar{n}_3 = 3,21 \pm 0,1$ и $\mathcal{D} = 3,64 \pm 0,15$, что приведет к значению $\bar{n}'_3 = 4,3$. Хорошее согласие с наблюдаемой величиной \bar{n}'_3 свидетельствует об отсутствии дискриминации при отборе релятивистских следов.

Оценка средней энергии γ - квантов \bar{E}_γ может быть сделана по распределению углов разлета ω между компонентами пары, так как $\bar{E}_\gamma = \mathcal{K} (\overline{1/\omega})$. Вычисление коэффициента \mathcal{K} производилось с использованием теоретического распределения углов разлета при данной энергии γ - квантов [84]. Учитывалась также вероятность распределения энергии между электроном и позитроном [85]. Численное значение коэффициента \mathcal{K} равно 4,15, если ω выражается в радианах, а энергия в Мэв.

Измерение пространственных углов ω для узких пар в наших условиях оказалось практически невозможным. Поэтому проводились измерения плоских углов разлёта по методу, предложенному в [86], позволяющему уменьшить влияние многократного рассеяния. Ошибка в определении угла разлёта отдельной пары

включая ошибку из-за многократного рассеяния и ошибку наблюдателя, составляет $\sim 25\%$. Распределение плоских углов разлёта, приведенное на рис. 12, аппроксимировалось линейной комбинацией двух распределений Гаусса. Затем осуществлялся переход от этого распределения к распределению пространственных углов ω и вычислялась величина $(1/\omega)$ оказавшаяся 120 ± 10 (приводится статистическая ошибка). Таким образом среднее значение энергии

γ -квантов $\bar{E}_\gamma = 420 \pm 100$ Мэв. Приводимая ошибка включает в себя ошибку измерений, неточность в определении коэффициента μ , неточность аппроксимации $\frac{1}{\omega}$ и статистическую ошибку в определении $(1/\omega)$.

Для перехода к средней энергии Π^0 -мезона \bar{E}_{Π^0} , необходимо оценить отношение $\varphi = \bar{E}_{\Pi^0} / \bar{E}_\gamma$, где \bar{E}_γ - средняя энергия γ -квантов, летящих в рассматриваемый телесный угол. Величина φ довольно слабо зависит от вида энергетического спектра Π^0 -мезонов. Верхний предел φ , при разумных предположениях о спектре равен 1,8. Следовательно верхний предел средней энергии Π^0 -мезонов, образовавшихся при взаимодействиях протонов с энергией 9 Бэв с ядрами и летящих в рассматриваемом телесном угле, равен 750 ± 180 Мэв. Непосредственное измеренное значение средней энергии Π^\pm -мезонов при взаимодействии протонов той же энергии с ядрами, равное по данным работ [87, 88, 92] $1,0 \pm 0,2$ Бэв, $0,7 \pm 0,2$ Бэв и $0,8 \pm 0,2$ Бэв соответственно, совпадает в пределах ошибок с приведенной величиной.*)

*) Следует при этом иметь в виду, что γ -кванты генерирующие пары, обе компоненты которых лежат внутри угла $0 + 1^0$ по отношению к первичному пучку, не регистрировались.

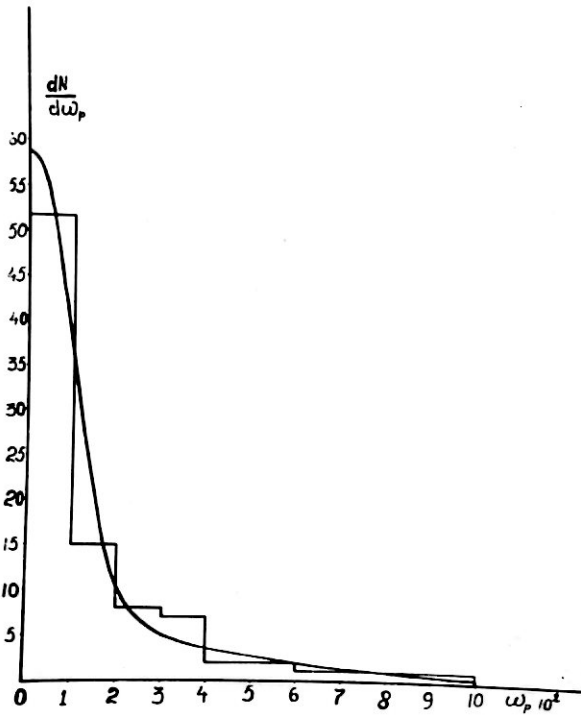


Рис. 12.

Распределение плоских углов разлёта компонент пары.

Таким образом можно сделать вывод о том, что угловое распределение и энергетический спектр заряженных и нейтральных Π -мезонов совпадают. Хотя этот вывод относится к взаимодействию протонов с ядрами, довольно естественно предположить, что аналогичная ситуация сохраняется и для взаимодействий протон-нуклон.

§ 5. Анализ частиц из "области пересечения".

Как уже отмечалось выше идентификация частиц, имеющих значение $\rho\beta$ в интервале (1,5 + 2,5) Бэв/с не однозначна. Для того, чтобы решить вопрос о частицах "в области пересечения" были построены угловые и энергетические распределения в с.ц.и. при двух предположениях: а) все частицы из области пересечения являются Π - мезонами; б) все они - протоны.

При этом оказалось, что в предположении (а) полученные энергетические распределения и средние углы вылета в с.ц.и. совпадают с такими же характеристиками для надёжно идентифицированных Π -мезонов. При предположении (б) их угловые и энергетические распределения резко отличаются от распределений для надёжно идентифицированных протонов. Это может служить указанием на то, что большинство частиц в "области пересечения" являются Π -мезонами.

В качестве иллюстрации можно привести таблицу X, где в строке 1 приведены средние значения энергии и угла вылета по надёжно идентифицированным частицам; в строке 2 прибавлены частицы из "области пересечения", в предположении, что они являются Π -мезонами; в строке 3 - в предположении, что они протоны^{*)}.

*) При вычислении θ_c для частиц, летящих в с.ц.и. в заднюю полусферу угол отсчитывался от 180°.

Таблица X

	$\bar{E}_{pc} \text{ (БэВ)}$	$\bar{\theta}_{pc}^{\circ}$	$\bar{E}_{\pi c} \text{ (БэВ)}$	$\bar{\theta}_{\pi c}^{\circ}$
I	$1,50 \pm 0,04$	25 ± 2	$0,42 \pm 0,02$	46 ± 2
2	-	-	$0,45 \pm 0,02$	$44 \pm 1,5$
3	$1,36 \pm 0,03$	40 ± 2	-	-

Кроме того, число частиц попавших в "область пересечения", сильно растёт с множественностью, что также свидетельствует в пользу того, что большая часть из "области пересечения" являются Π -мезонами.

Таким образом предположение о том, что все частицы в "области пересечения" являются протонами следует по-видимому считать исключенным.

Для того, чтобы оценить долю протонов среди этих частиц можно воспользоваться результатами непосредственной идентификации вторичных положительных частиц в интервале импульсов $(2,3 \div 2,9)$ БэВ/с, полученных с помощью электроники при изучении взаимодействий протонов с энергией 9 БэВ с ядрами бериллия. Было показано, что среди вторичных частиц указанного импульса, вылетающих под углами $0^{\circ} \div 2^{\circ}$, отношение числа протонов к числу Π^{+} - мезонов равно $\sim 1^{*}$.

Можно предположить, что это справедливо во всей "области пересечения". (см. также [42]).

*) Автор благодарен М.Ф.Лихачеву, В.С.Ставинскому, Сюй-Юнь Чанк и Чжен Най-сеню, сообщившим эти результаты.

При этом все характеристики $\rho-N$ - взаимодействий, в частности естественное требование симметрии угловых распределений Π -мезонов и протонов в с.ц.и. для $p-p'$ - взаимодействий не противоречат сделанному предположению. Поэтому это предположение используется в дальнейшем при обработке всех экспериментальных результатов. *)

*) При вычислении все отрицательные частицы считались Π -мезонами, а каждая положительная частица считалась с весом $1/2$ протоном и с весом $1/2$ Π^+ -мезоном (Данные относятся к стопке I5). В том случае, когда измерение знака не проводилось (стопка K-26) каждая частица в соответствии с данными по стопке I5 считалась протоном с весом $1/3$ и Π -мезоном с весом $2/3$.

Глава III.

Экспериментальные результаты

Как уже отмечалось (см. таблицу УП) было отобрано 582 случая p - p - взаимодействия и 378 случаев p - n - взаимодействий. Однако ~~часть~~ часть результатов, основанⁿая на измерении многократного рассеяния быстрых вторичных частиц, относится только к данным полученным на стопках К-26 и I5 (412 p - p взаимодействий и 258 p - n - взаимодействий). Ниже приводятся различные характеристики вторичных частиц, возникающих в результате p - N - взаимодействий.

§ I. Распределение по множественности.

Прежде всего следует рассмотреть распределение по числу заряженных частиц n в p - p - и p - n - взаимодействиях. Эти распределения вместе с результатами расчёта по статистической теории [21, 93] и по одномезонной схеме приведены в таблицах XI и XII .

Таблица XI

Распределение p - p - взаимодействий по числу заряженных частиц.

Число взаимодей. (%) \ n	2	4	6	8	\bar{n}_{pp}
Эксперимент	45,4 \pm 2,8	43,6 \pm 2,8	9,5 \pm 1,3	1,5 \pm 0,5	3,34 \pm 0,06
Стат теория	32,8	58,5	8,6	0,1	3,53
Одномезонная схема	35	58	6,0	0,1	3,46

Таблица XII

Число взаимодействий (%)	1	3	5	7	9	
Эксперимент	32,3±3,0	49,7±3,5	13,5±1,9	4,2±1,1	0,3±0,3	2,81±0,08
Стат. теор.	14,5	59,4	25,0	1,1	-	3,25
Одномезон. схема	18,4	65,2	15,7	0,7	-	2,96

Полученные результаты хорошо совпадают с данными работ [90, 93-95], также выполненной фотоэмульсионной методикой при той же энергии протонов.

Обращает на себя внимание практическое совпадение результатов расчётов выполненных по статистической теории и по одномезонной схеме. Это обстоятельство не позволяет сделать выбора какого-либо варианта расчёта на основании распределения по множественности. Следует отметить некоторое расхождение экспериментальных и теоретических данных. Однако нужно при этом иметь в виду как неточность расчёта, так и некоторую неоднозначность при отборе $p-N$ - взаимодействий.

В таблице XIII приводится распределение по числу заряженных частиц для случаев $p-p$ -взаимодействий, в которых протон отдачи имеет поперечный импульс $p_{\perp} \leq 2,5 \mu c$. Эти случаи могут соответствовать той части одномезонных взаимодействий, для которых виртуальность промежуточного Π -мезона удовлетворяет условию

$k^2 \leq (3\mu)^2$ (вариант II). В нижней графе таблицы XIII приводятся результаты расчёта по варианту II. Можно видеть, что экспериментальные и теоретические данные согласуются в пределах ошибок

Таблица XIII

число взаимодействий %	n				\bar{n}_{pp}
	2	4	6	8	
Эксперимент	40 \pm 8	52 \pm 9	8 \pm 4	-	3,36 \pm 0,16
Однопротонная схема (вариант II)	35	63,4	1,6	-	3,4

Данные по числу протонов и заряженных Π -мезонов в $p-N$ - взаимодействиях могут быть получены по результатам непосредственной идентификации вторичных частиц. Предполагая, что средние энергии протонов и нейтронов в с.ц.и. равны, легко оценить полное число Π -мезонов.

$$\bar{n}_{\pi} = \frac{2(E_0 - \bar{E}_p)}{\bar{E}_{\pi}} \quad (55)$$

где E_0 - полная энергия протона в с.ц.и. до взаимодействия, \bar{E}_p - средняя энергия протона после взаимодействия и \bar{E}_{π} - средняя энергия Π -мезона. При этом, конечно, предполагается равенство $\bar{E}_{p\pm} = \bar{E}_{p0}$ (см. главу II, § 4 и примечание на стр. 60).

В таблицах XIV и XV приведены данные о среднем числе протонов и Π -мезонов в $p-p$ и $p-n$ - взаимодействиях в зависимости от числа заряженных частиц.

Таблица XIV

Множественность	2	4	6+ 8	Для всех $p-p$ взаимодействий
Ср. число протонов	1,04 \pm 0,16	1,28 \pm 0,18	1,32 \pm 0,26	1,18 \pm 0,10

Таблица XIV (продолжение)

Ср. число заряженных мезонов	0,96 ± 0,16	2,72 ± 0,18	5,04 ± 0,26	2,24 ± 0,14
Ср. число P ^{±0} -мезонов	2,0 ± 0,26	4,16 ± 0,34	4,12 ± 0,44	3,14 ± 0,24
Ср. число P ⁰ -мезонов	1,04 ± 0,30	1,44 ± 0,28	-	0,90 ± 0,30

Таблица XV.

Множествен- ность	3	5	7 + 9	Для всех p-n взаимодействий
Ср. число протонов	1,08 ± 0,09	1,43 ± 0,26	1,37 ± 0,64	1,11 ± 0,10
Ср. число заряженных мезонов	1,92 ± 0,09	3,57 ± 0,26	5,78 ± 0,64	2,82 ± 0,21
Ср. число P ^{±0} -мезонов	3,78 ± 0,35	4,00 ± 0,48	4,76 ± 1,06	4,43 ± 0,44
Ср. число P ⁰ -мезонов	1,86 ± 0,36	0,43 ± 0,54	-	1,61 ± 0,49

Следует отметить, что числа, приведенные в таблице XV относятся только к случаям p-n -взаимодействий с числом вторичных лучей $n > 1$. Для всех p-n взаимодействий среднее число протонов на 1 акт должно быть равно единице (см. [96]). При нашей выборке среднее число протонов должно несколько превышать единицу.

Из данных таблиц XIV и XV можно видеть, что полное число

мезонов несколько увеличивается с увеличением числа заряженных частиц. При большой множественности ($n_{pp} = 6+8$ и $n_{pn} = 7+9$) нейтральные Π -мезоны практически отсутствуют.

Интересно сравнить изменение среднего числа вторичных частиц с энергией. В таблице XVI приведены эти данные для p - p взаимодействий.

Таблица XVI

Автор и методика	$E_{кин}$ (БэВ)	$\bar{n}_{зар}$	\bar{n}_{π}
Дифф. камера [97]	0,81	2,0	1,0
Дифф. камера [98]	1,5	2,12	1,2
Дифф. камера [99]	2,75	2,36 \pm 0,06	1,8
Эмульсия [100]	3,0	2,37 \pm 0,07	1,7
Эмульсия [101]	4,2	2,9	3,0
Эмульсия [102]*)	6,2	3,14 \pm 0,10	2,8 \pm 0,4
Эмульсия [103]	6,2	-	2,27 \pm 0,27
Эмульсия [94], [95]	8,7	3,2 \pm 0,1	3,69 \pm 0,18
Настоящая работа	8,7 и 9,0	3,34 \pm 0,06	3,14 \pm 0,24
Эмульсия [104]	~2,3	4,1 \pm 0,6	-

Зависимость среднего числа Π -мезонов и среднего числа заряженных частиц от энергии полученная по расчётам статистической теории [14, 21] изображена на рис.13. Наблюдаемый экспериментально

*) В работах [101, 102] поиск взаимодействий проводился путём

прослеживания назад вторичных частиц. При этом следует иметь в виду, что полученные значения \bar{n} будут несколько выше истинных. Для получения правильного результата следовало бы ввести поправку по формуле (54).

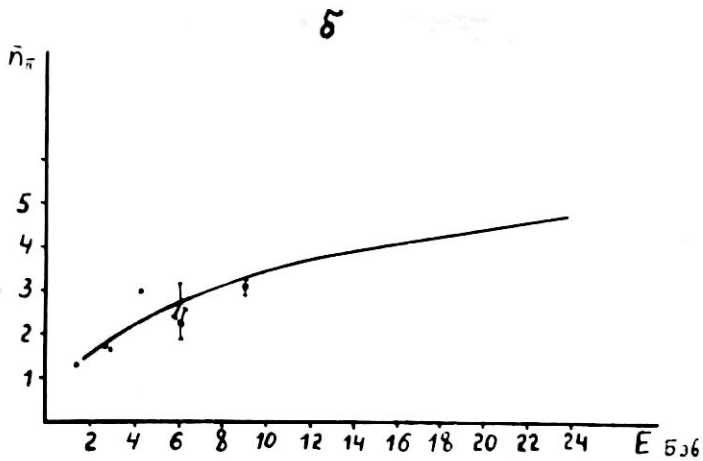
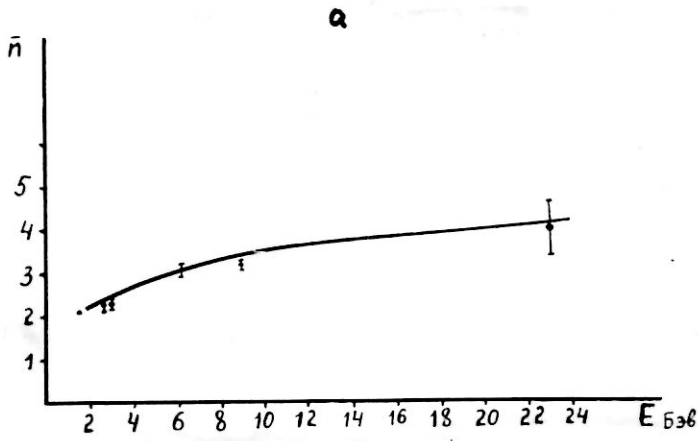


Рис. 13.

Зависимость среднего числа заряженных частиц (а) и среднего числа π -мезонов (б) от энергии для р-р-взаимодействий. Плавные кривые - результат расчёта по статистической теории.

рост числа Π -мезонов и заряженных частиц довольно хорошо согласуется с этими расчётами.

§2. Импульсные и энергетические характеристики вторичных частиц.

1. Для вторичных протонов из заряженных Π -мезонов в p - p - взаимодействиях было построено импульсное распределение в с.ц.и. (рис. 14) *) Аналогичные распределения для p - n - взаимодействий приведены на рис. 15. Данные по p - p и p - n - взаимодействиям не различаются в пределах ошибок **). Импульсные спектры, вычисленные по статистической теории [21] приведены на рис. 14. (плавные кривые). Можно видеть, что на эксперименте протоны имеют в среднем большие, а Π -мезоны - меньшие импульсы, чем предсказываемые статистической теорией.

Зависимость средних значений импульса протонов и Π -мезонов от числа заряженных частиц в p - p и p - n - взаимодействиях приведена в таблице XVII и XVIII соответственно.

Таблица XVII

n		2	4	6-8
\bar{P}_c	Протоны	1280 \pm 60	1020 \pm 50	960 \pm 53
Мэв/с	Π -мезоны	660 \pm 43	394 \pm 30	370 \pm 33

*) Импульсные распределения положительных и отрицательных Π -мезонов совпадают в пределах ошибок. Так средний импульс Π^+ - мезонов равен 420 \pm 70, а Π^- -мезонов 520 \pm 80 Мэв/с

***) Некоторое смягчение спектра в p - n - взаимодействиях возможно связано с тем, что не рассматриваются случаи с $n = 1$

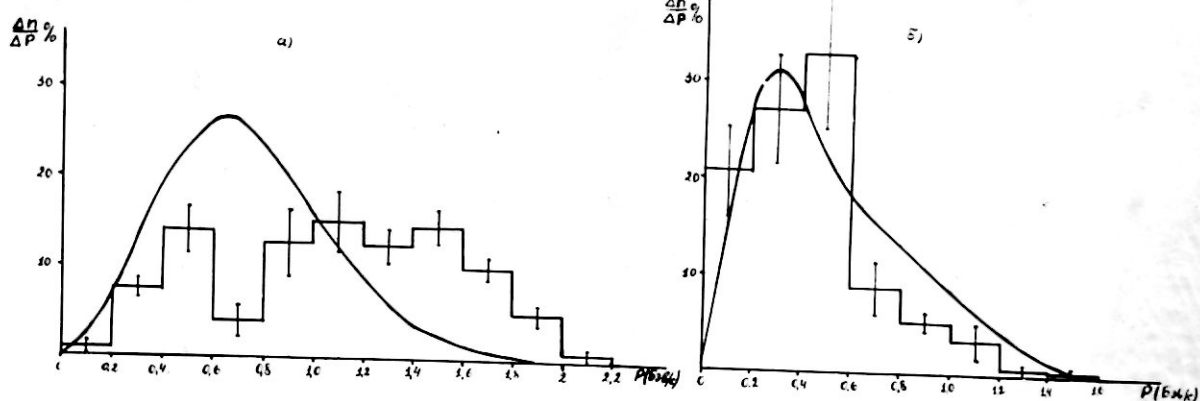


Рис. 14

Импульсные распределения протонов (а) и Π -мезонов (б) в р-р-взаимодействиях в с.д.и. Плавные кривые - результат расчета по статистической теории.

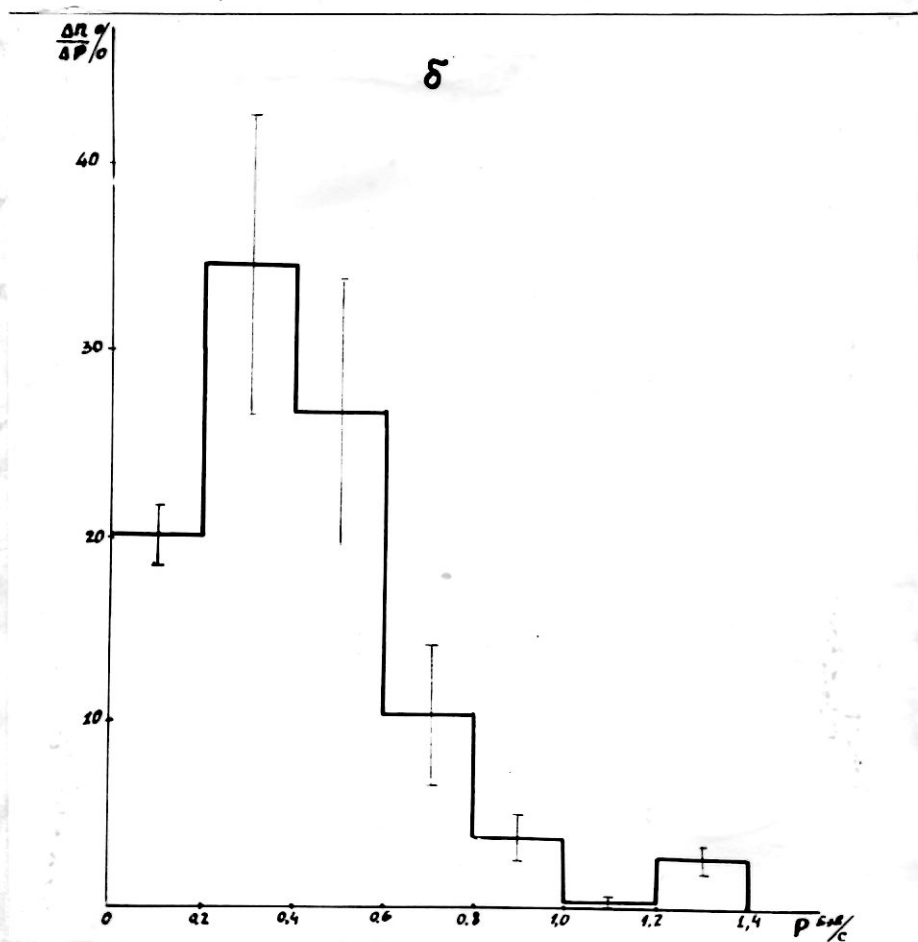
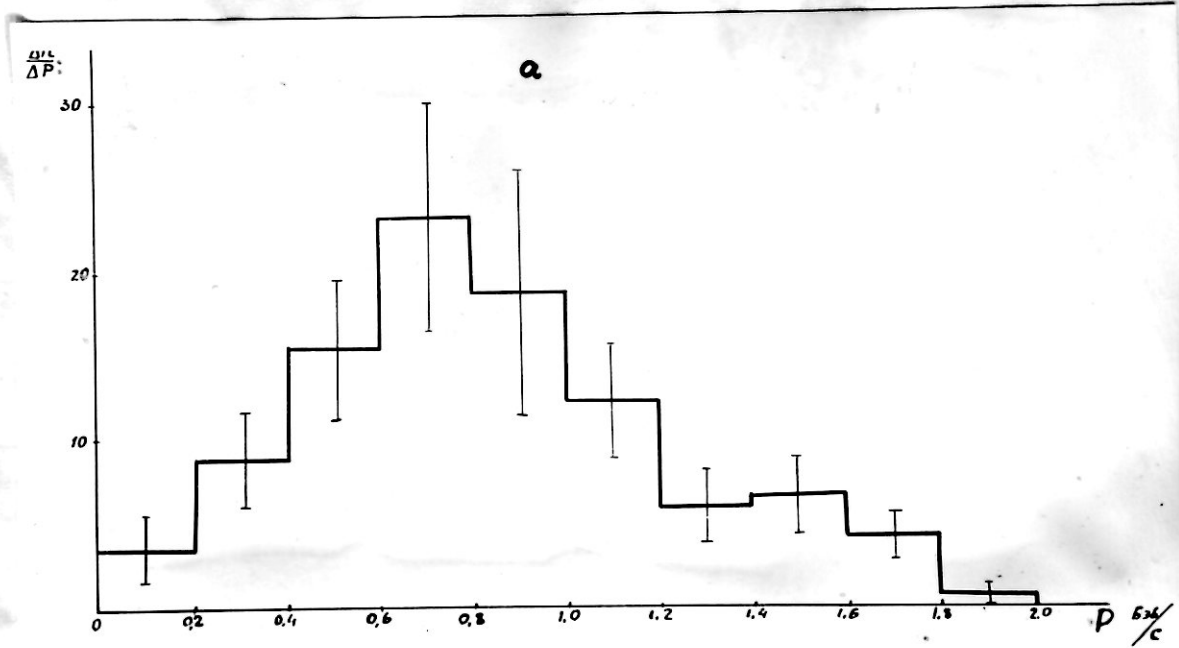


Рис. 15

Импульсные распределения протонов (а) и π -мезонов (б) в $p-n$ -взаимодействиях в с.ц.и.

Таблица XVIII

n		3	5	7+9
\bar{P}_c	Протоны	1010 \pm 40	913 \pm 70	813 \pm 80
Мэв/с	П-мезоны	428 \pm 39	437 \pm 41	420 \pm 90

Из данных, приведенных в таблицах XVII и XVIII можно сделать вывод о сравнительно слабой зависимости средних значений импульса от числа заряженных частиц.

2. Одной из величин, характеризующих р- \mathcal{N} -взаимодействия является коэффициент неупругости K , который определяется как доля кинетической энергии нуклонов в с.ц.и., идущая на образование П-мезонов.

$$K = \frac{\overline{\Sigma E_{\pi}^c}}{2 E_{p_{\text{кин}}}^c} \quad (57)$$

Экспериментально величина $\overline{\Sigma E_{\pi}^c}$ может быть вычислена следующим образом:

$$\overline{\Sigma E_{\pi}^c} = 2(\gamma_c M - \overline{E_p^c}) \quad (58)$$

где $\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_c^2}}$, β_c - скорость с.ц.и. в лабораторной системе, M - масса нуклона, и $\overline{E_p^c}$ - средняя полная энергия протона. Тогда

$$K = \frac{(\gamma_c M - \overline{E_p^c})}{(\gamma_c - 1) M} \quad (59)$$

При этом предполагается, что среднее значение энергии протона и нейтрона равны.

Доля энергии первичного протона, идущая на образование П- мезонов в лабораторной системе связана с коэффициентом неупругости соотношением:

$$\Delta_E = \frac{2 \gamma_c^2 K M}{E_0} \quad (60)$$

где E_0 - кинетическая энергия протона в л.с.

Экспериментальные значения K и ΔE для р-р-взаимодействий оказались равными $0,55 \pm 0,02$ и $0,39 \pm 0,01$ *), что хорошо согласуется с данными работ [94, 95] и результатами полученными из анализа взаимодействий протон-ядро [93]. Значение коэффициента неупругости вычисленное по статистической теории, равное $0,78$ [21], резко противоречит экспериментальным данным. Интересно отметить, что коэффициент неупругости очень слабо зависит от энергии падающего протона. В таблице XIX приведены значения K при разных энергиях.

Таблица XIX

E_0 (БэВ)	0,81 [97]	1,5 [98]	2,75 [99]	4,2 [101]	6,2 [102]	6,2 [103]	9,4 [9,4]	9
K	0,67	0,38	0,54	0,58	0,49+ 0,05-	0,43+ 0,06-	0,52+ 0,03-	0,55+ 0,02-

Близкие значения величины потерь энергии были получены ранее при анализе взаимодействий частиц космического излучения с ядрами воздуха (см., например [66]).

3. Для вторичных протонов и Π -мезонов были построены распределения поперечных импульсов. Эти распределения приведены на рис.16 для р-р- взаимодействий и на рис.17 для р- n взаимодействий. На рис.16-а приведено также распределение поперечных импульсов нуклонов рассчитанное по одномезонной схеме (вариант I)

*) Эти данные получены при усреднении энергии протонов летящих в заднюю полусферу, поскольку среди частиц, летящих в переднюю полусферу, имеются также, у которых из-за влияния ложного рассеяния определена лишь нижняя граница рр.

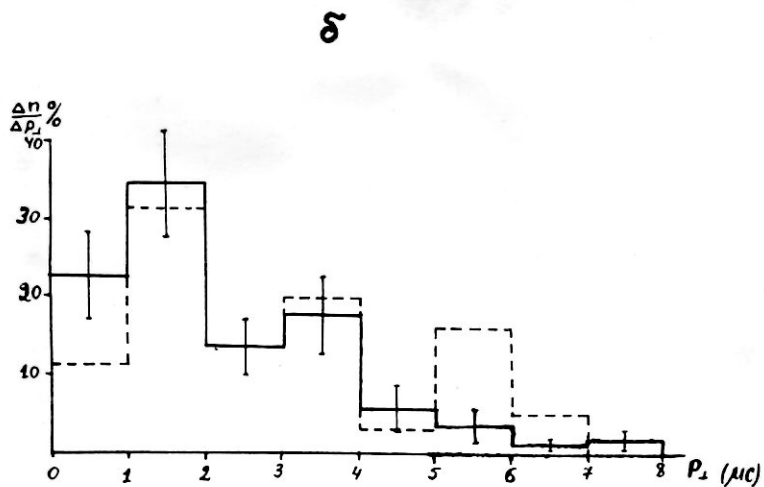
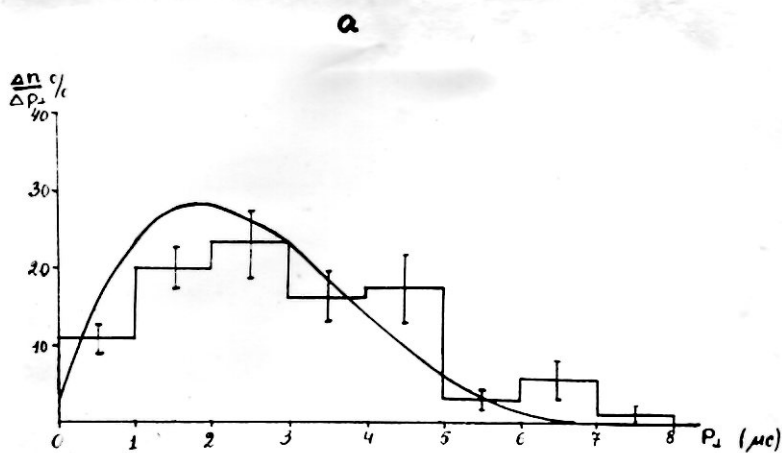


Рис.16

Распределение по поперечному импульсу для протонов (а) и Π -мезонов (б) в р-р-взаимодействиях. Плавная кривая на рис. а) - результат расчёта по одномезонной схеме (вариант I). Пунктирная линия на рис. б) - распределение по P_{\perp} для Π^{-} - мезонов.

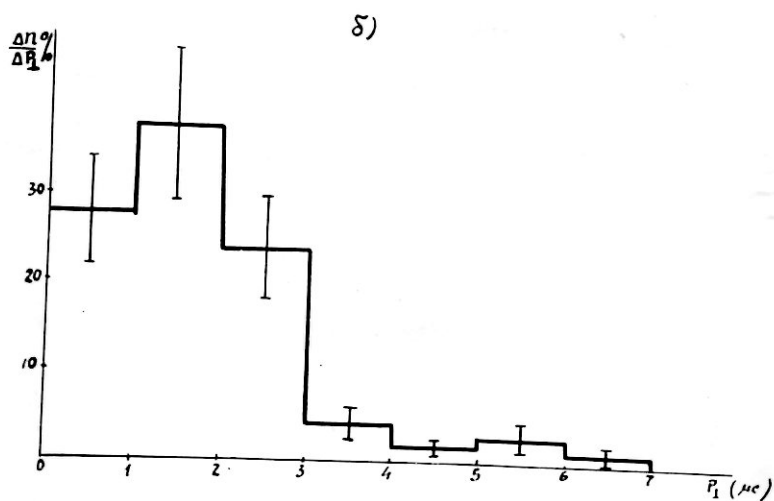
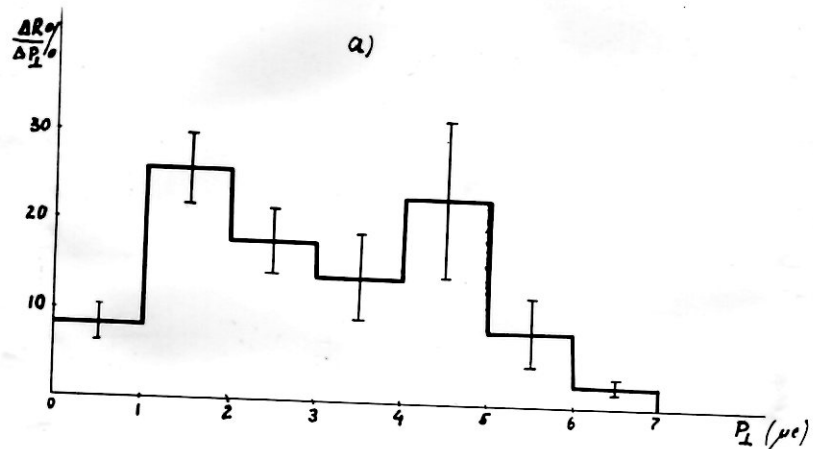


Рис.17.

Распределения по поперечным импульсам для протонов (а) и π -мезонов (б) в $p-n$ - взаимодействиях.

Можно видеть, что теоретическое и экспериментальное распределение довольно хорошо согласуются. Распределение ρ_1 для положительных и отрицательных мезонов совпадают в пределах ошибок. На рис.16 приведено это распределение для Π^- -мезонов.

В таблицах XX и XXI приведены средние значения ρ_1 при разном числе заряженных частиц в р-р и в р- n - взаимодействиях ^{жж)}

Таблица XX

Зависимость $\bar{\rho}_1$ от числа заряженных частиц в р-р-взаимодействиях.

n		2	4	6+ 8
$\bar{\rho}_1$	Протоны	394 \pm 31	395 \pm 32	405 \pm 31
Мэв/с	Π^- -мезоны	437 \pm 60	246 \pm 22	270 \pm 35

Таблица XXI

Зависимость от числа заряженных частиц в р- n - взаимодействиях.

n		3	5	7+9
$\bar{\rho}_1$	Протоны	355 \pm 43	441 \pm 45	543 \pm 75
Мэв/с	Π^- -мезоны	252 \pm 33	291 \pm 39	228 \pm 25

жж) Имеется в виду среднее значение модуля поперечного импульса, так как среднее значение поперечного импульса должно быть равно нулю.

Можно видеть, что величина \bar{p}_\perp для вторичных протонов несколько больше, чем для Π -мезонов, и, для тех и других, слабо зависит от числа заряженных частиц.

Следует отметить также слабую зависимость \bar{p}_\perp от энергии падающего протона. В таблице XIII приведены данные по \bar{p}_\perp для р-р-взаимодействиям при различных энергиях.

Таблица XIII

E_0 бэв	1,5 [98]	2,75 [99]	4,2 [101]	6,2 [103]	9,0 [95]	9 наст. работа
$(\bar{p}_\perp)_p \frac{\text{Мэв}}{c}$	310	330	265	340 \pm 60	315 \pm 26	400 \pm 20
$(\bar{p}_\perp)_\pi \frac{\text{Мэв}}{c}$	170	210	142	255 \pm 33	251 \pm 15	272 \pm 17

Среднее значение p_\perp , равное $(2 + 3) \mu c$, остается примерно постоянным вплоть до очень высоких энергий (см. например [105-108]).

Интересно отметить, что величина \bar{p}_\perp оказывается примерно такой же при взаимодействиях другого типа, например Π^- -мезонов с протонами [109, 110]. Кроме того при генерации гиперонов в Π -р-взаимодействиях, средний поперечный импульс гиперонов равен $390 \pm 3,5$ Мэв/с, также очень близок к \bar{p}_\perp для протонов из р-р-взаимодействий [111].

Величина \bar{p}_\perp , вернее \bar{p}_\perp^2 , является, вероятно, характеристикой поперечных размеров области взаимодействия. Примерное пространство \bar{p}_\perp с энергией указывает на то, что область взаимодействия по-видимому не меняется с энергией.

4. Для р-р- взаимодействий было построено энергетическое распределение протонов отдачи в л. системе. Оно приведено на рис. 18 вместе с расчётом, выполненным по одномезонной схеме

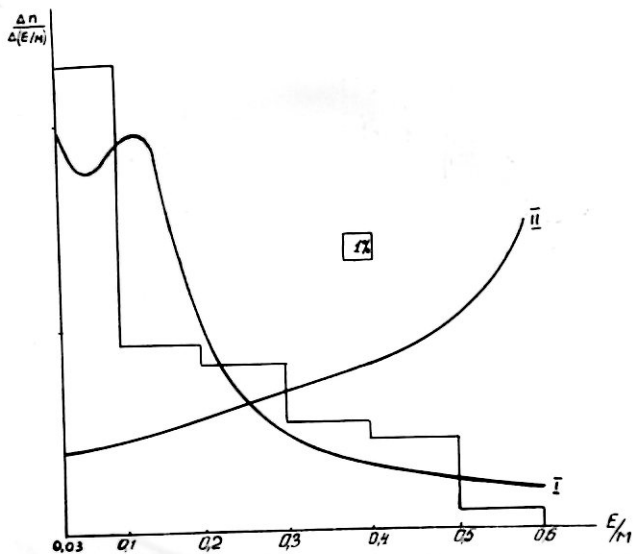


Рис. 18

Энергетическое распределение протонов отдачи в л. системе для р-р -взаимодействий. Кривая I - результат расчёта по одномезонной схеме (вариант I), кривая II - по статистической теории.

(вариант I). Там же приведено энергетическое распределение рассчитанное по статистической теории. Недостаточная статистика не позволяет проверить такие тонкие эффекты, предсказываемые одномезонной схемой как наличие двух максимумов в этом распределении. Кроме того по условиям отбора не регистрировались случаи, имеющие протон с кинетической энергией меньшей 31 Мэв, . Тем не менее можно сказать, что расчёт по одномезонной схеме качественно согласуется с экспериментальными результатами, тогда как статистическая теория им резко противоречит.

5. Интересная возможность изучения структуры нуклона была предложена в [II2]. На основании законов сохранения энергии и импульса, записанных также как в формуле (II), т.е.

$$\sum (E_i - p_i \cos \theta_i) = M + (E_0 - p_0) \quad (\text{IIa})$$

где E_i , p_i и θ_i - полная энергия, импульс и угол вылета в л.с. для i -той вторичной частицы, M - масса нуклона, а E_0 и p_0 - полная энергия и импульс налетающей частицы в л.с., вводится понятие массы мишени M_t . Введем согласно с [II2] следующие обозначения: $E_i - p_i \cos \theta_i = \Delta_i$, $E_0 - p_0 = \Delta_0$. Для нуклона отдачи величину $E - p \cos \theta$ обозначим через Δ_s . Тогда (IIa) может быть переписана

$$\sum \Delta_i + \Delta_s = M + \Delta_0 \quad (61)$$

Величина M_t , отвечающая значению "эффективных масс" тех "частей" нуклона-мишени, с которыми происходит взаимодействие будет выражаться следующим образом:

$$M_t = \sum \Delta_i \quad (62)$$

Экспериментально удобнее воспользоваться данными, касающимися протона отдачи, поскольку импульсы и углы вылета всех (в том

числе и нейтральных) вторичных частиц в каждом данном акте взаимодействия измерить практически невозможно:

$$M_t = (M + \Delta_0) - \Delta g \quad (63)$$

Если нуклон представляет собой бесструктурную систему, то спектр величин M_t не должен иметь выделенных линий. Фактически, распределение величин M_t , приведенное на рис. 19, имеет довольно отчетливый максимум при $M_t \sim 200$ ^{Мэв}. Зависимость этого распределения от множественности такова, что хорошо заметный максимум при $n = 2$ практически полностью исчезает при $n = 4$ (см. рис. 19б и 19в). Наличие такого максимума отмечалось и при меньших энергиях для взаимодействий нуклон-нуклон (см. [112]). Аналогичная картина наблюдается также для Π^- -р-взаимодействий при энергии Π -мезонов ~ 7 Бэв [110].

В настоящее время трудно дать однозначную интерпретацию появлению такого максимума. Однако его наличие при значениях $M_t \sim 200$ Мэв свидетельствует по-видимому в пользу того, что по крайней мере часть взаимодействий происходит путем обмена одним Π -мезоном. При этом следует предположить, что "связь" этого Π -мезона с ψ нуклоном не очень велика.

§ 3. Угловое распределение вторичных частиц.

Угловое распределение вторичных частиц в с.ц.и является весьма важной характеристикой взаимодействия. Поскольку в той части работы, которая была выполнена на стопке X, измерение и идентификация проводилась только для медленных частиц ($\beta_{i,n} \leq 0,7$), то относительно характера углового распределения можно было сделать только некоторые заключения [64]. Например, было установлено, что для р-р-взаимодействий внутри угла

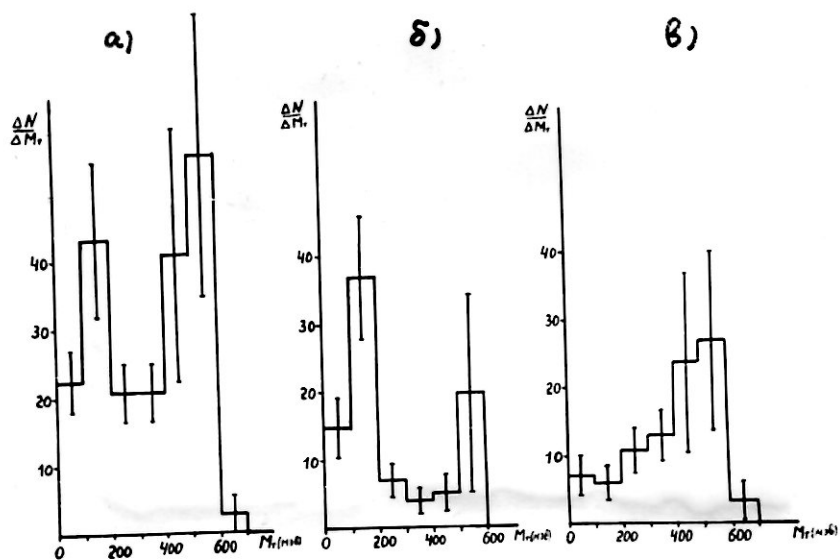


Рис.19

Распределение по массам мишени для р-р-взаимодействий:
а) - для всех р-р-взаимодействий; б) для случаев с $n=2$
и в) для случаев с $n=4$.

$155^{\circ} + 180^{\circ}$ в с.ц.и. летит 53 протона. Если предположить, что протоны в с.ц.и. имеют изотропное угловое распределение, то нужно ожидать, что на 170 взаимодействий будет

$$53 / \left(\frac{1}{2} \int_{155^{\circ}}^{180^{\circ}} \sin \theta d\theta \right) = 53 / 0,047 = 1230 \text{ протонов}$$

Полученная оценка показывает, что угловое распределение протонов в с.ц.и. резко анизотропно *)).

Прежде чем перейти к угловому распределению Π -мезонов, необходимо сделать следующее заключение. Как известно углы в л.системе связаны соотношением и в с.ц.и.

$$\operatorname{tg} \theta_{i,l} = \frac{1}{\gamma_c} \frac{\sin \theta_{i,c}}{\cos \theta_{i,c} + \beta_c / \beta_{i,c}}$$

где β_c - скорость с.ц.и. и $\beta_{i,c}$ - скорость i -той частицы в с.ц.и. На рис. 20 приведена зависимость $\theta_{i,l}$ от $\theta_{i,c}$ при разных значениях $\beta_{i,c}$ для энергии падающего протона 9 Бэв. ($\gamma_c = 2,40$). Из графиков видно, что для частиц, вылетевших под малыми углами в с.ц.и. (до $\sim 30^{\circ}$, а следовательно θ в л.системе до $\sim 6^{\circ}$) истинное значение $\beta_{i,c}$ почти не влияет на переход из л.системы в с.ц.и. Поэтому для быстрых частиц, вылетающих в л.системе под малыми углами может быть осуществлен в предположении $\beta_{i,c} = \beta_c$.

Как было указано выше внутри угла $180^{\circ} + 155^{\circ}$ в с.ц.и. летят 53 протона. В симметричном угле $0 + 25^{\circ}$ должно быть в среднем такое же количество протонов. Фактически в этом интервале наблюдается 72 частицы (переход в с.ц.и. осуществлялся в предположении $\beta_{i,c} = \beta_c$).

*) Заключение об анизотропии углового распределения в с.ц.и. было сделано также в работе [93], на основании сравнения

экспериментального углового распределения в л.системе и распространения полученного по статистической теории в предположении изотропии в с.ц.и.

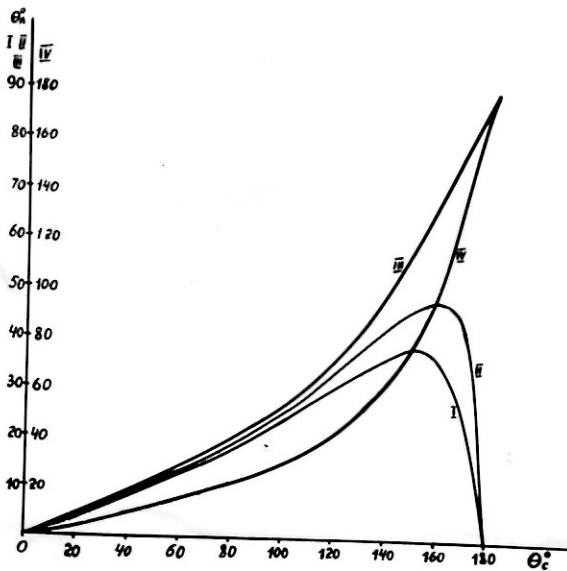


Рис.20.

Зависимость Θ_A от Θ_C при различных значениях β_c/β_{ic} :
 1,14 (кривая I), 1,07 (кривая II), 1,00 (кривая III)
 и 0,91 (кривая IV).

Избыток, равный $72-53 = 19+11$, является верхней оценкой числа Π -мезонов в интервале углов $0 + 25^\circ$ *). Отсюда следует заключить, что Π -мезоны распределены значительно шире, чем протоны.

Прямые измерения, проведенные на стопках К-26 и I5 подтвердили наличие резкой анизотропии протонов в с.ц.и. в р-р-взаимодействиях. Угловое распределение для Π -мезонов также анизотропно, но в значительно меньшей степени, чем для протонов. Эти угловые распределения приведены на рис.21 и 22. На тех же рисунках приведены угловые распределения протонов и Π -мезонов для других энергий падающего протона. Можно видеть, что анизотропия углового распределения протонов имеет место и при меньших энергиях. Результат расчёта, выполненного по одномезонной схеме предсказывает анизотропию в с.ц.и. для протонов и Π -мезонов. На рис.21е и 22е представлены угловые распределения протонов и Π -мезонов, предсказываемые одномезонной схемой для энергии 9 Бэв. Они довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными, относящимися к Π -мезонам. Более резкая анизотропия теоретического распределения, по сравнению с экспериментальным, для протонов связана возможно с тем, что при расчете пренебрегалось поперечным импульсом "изобар". Учёт этого обстоятельства привёл бы к более широкому угловому распределению протонов.

На рис.23а приведено угловое распределение при разном числе заряженных частиц n . Это распределение резко анизотропно при $n = 2$ и 4 при переходе к $n = 6$ ¹⁻⁸ становится близким к

*) Среди этих 72 частиц возможно некоторое количество частиц, попавших в рассматриваемый интервал углов в л.системе из заднего конуса в с.ц.и. за счёт неправильности перехода. Проведенные оценки показывают, что этот "переброс" достаточно ма

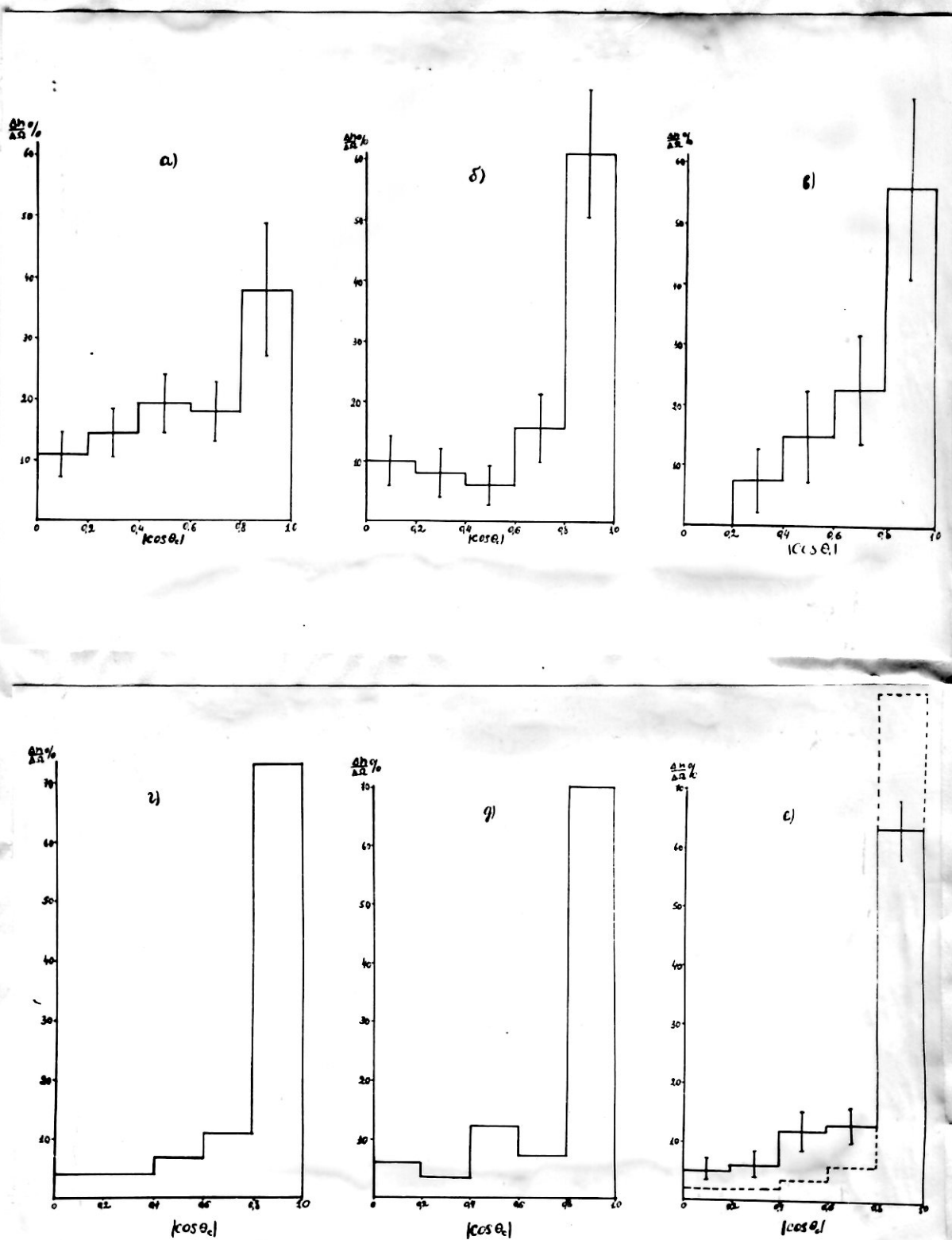


Рис. 21.

Угловое распределение протонов в с.ц.и. для р-р-взаимодействий при энергиях 0,81 Бэв [97], 1,5 Бэв [98], 2,75 Бэв [99], 4,2 Бэв [101], 6,2 Бэв [102] и 9 Бэв (настоящая работа): рис. а), б), в), г), д) и е) соответственно. Пунктирная гистограмма на рис. е) - результат расчёта по однозонаной схеме (вариант I).

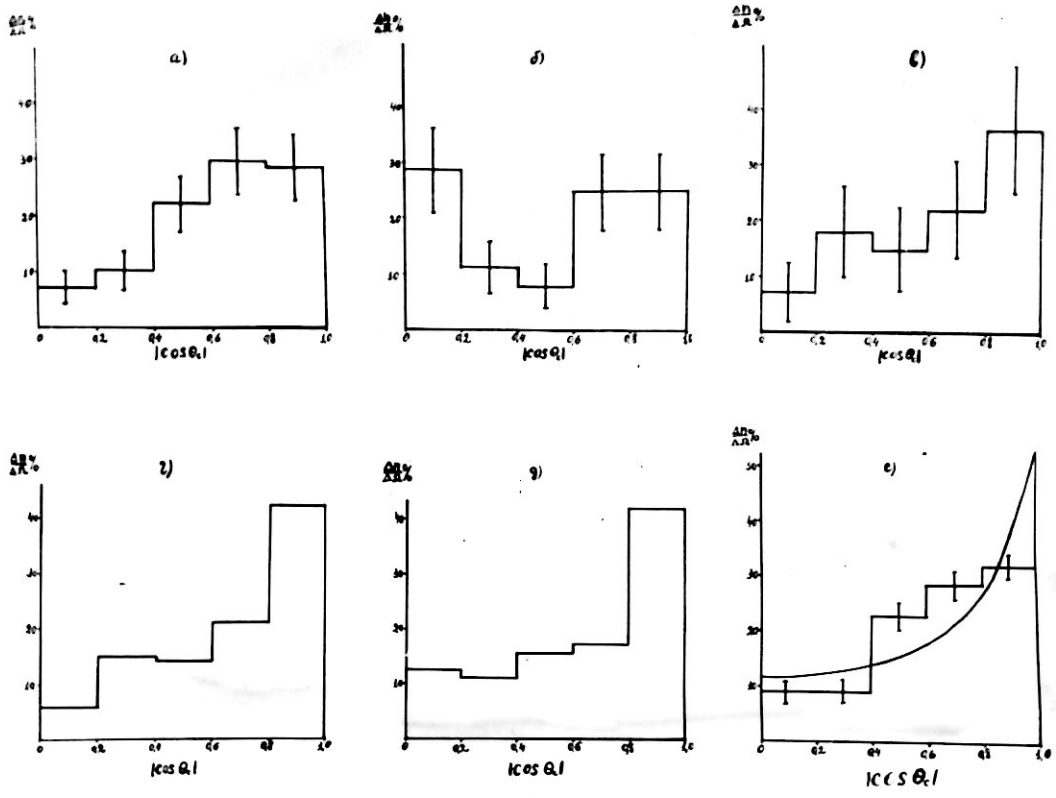


Рис. 22

Угловое распределение π -мезонов в с.ц.и. для р-р-взаимодействий при энергиях 0,81 Бэв [97], 1,5 Бэв [98], 275 Бэв [99], 4,2 Бэв [101], 6,2 Бэв [102] и 9 Бэв (настоящая работа): рис. а), б), в), г) и е), соответственно. Плавная кривая на рис. е) - результат расчёта по одномезонной схеме (вариант I).

изотропному. Аналогичные данные для Π -мезонов приведены на рис.23б. Можно видеть, что зависимость углового распределения Π -мезонов от n , если и существует, то существенно слабее чем для протонов.

В угловом распределении протонов из p - n -взаимодействий (рис.24) наблюдается заметная асимметрия. Протоны в с.ц.и. вылетают преимущественно в переднюю полусферу. Следует иметь в виду, что из случаев с $n=1$ были рассмотрены только те, у которых угол вылета вторичной заряженной частицы θ был больше 5° . Это обстоятельство по-видимому приводит к уменьшению степени асимметрии. На рис. 24 приведены также угловые распределения протонов из n - p -взаимодействий при максимальной энергии нейтрона 1,5, 2,2 и 6,2 Бэв по данным работ [II3, II4, II5], выполненных с помощью водородной диффузионной камеры^{ж)}. Угловое распределение протонов симметричное при средней энергии 1,2 Бэв, становится заметно асимметричным при увеличении энергии вплоть до 9 Бэв.

В качестве меры асимметрии можно использовать ^{величину} $\Delta = \frac{n_{сн} - n_{нз}}{N}$, где $n_{сн}$ и $n_{нз}$ - числа частиц, летящих в переднюю и заднюю полусферы, а N - число взаимодействий. В таблице XXIII приведены значения Δ для разной множественности^{жж)} Величины Δ , рассчитанные по одномезонной схеме (нижняя графа таблицы XXIII) хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ж) Средние значения энергии нейтронов в этих работах равны $\sim 1,2$, $\sim 1,7$ и $3,8 \pm 2,4$ Бэв соответственно.

жж) Экспериментальное значение Δ для случаев $n=1$ не приводится, так как при $n=1$, не рассматривались случаи с $\theta \geq 5^\circ$.

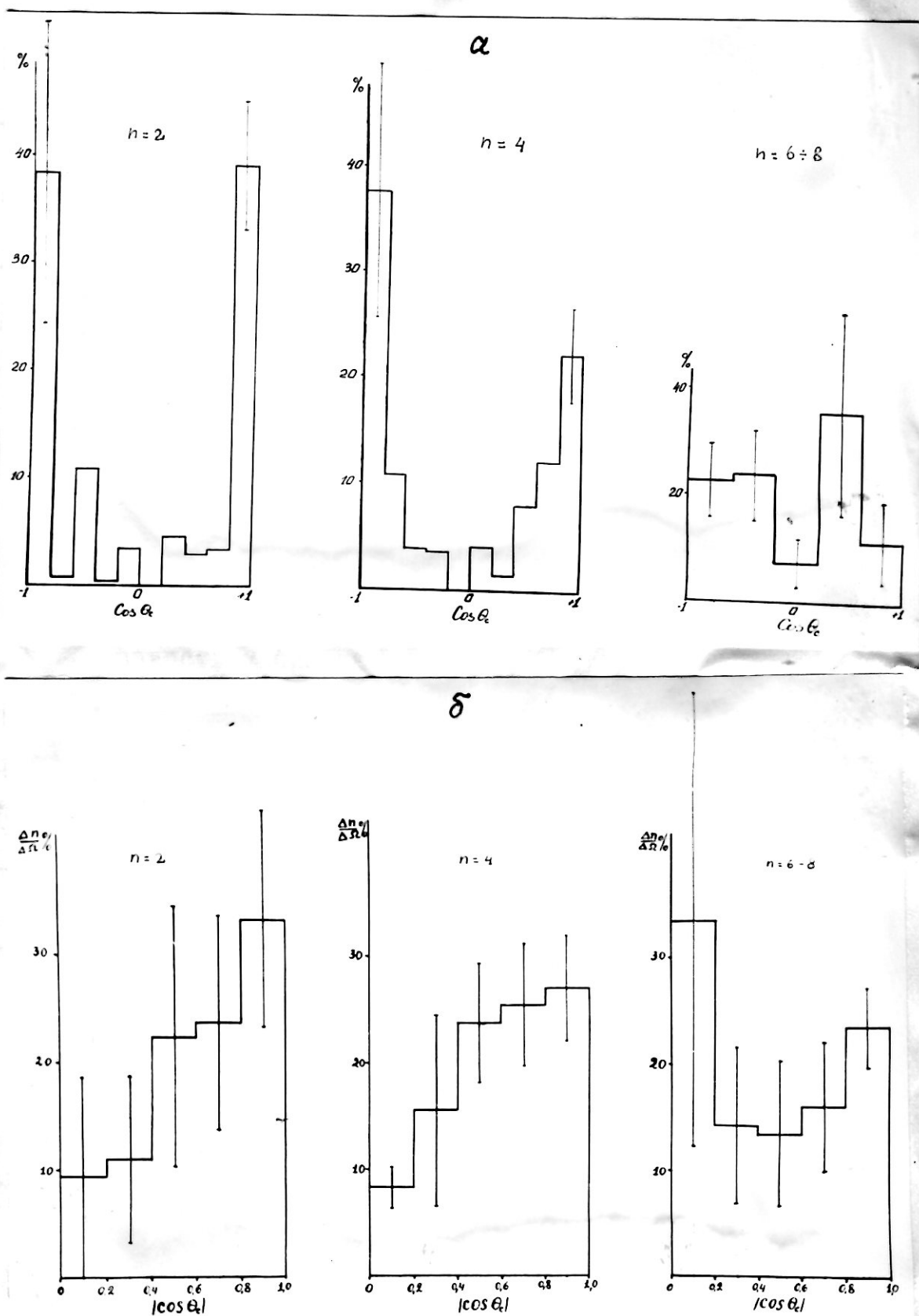


Рис. 23

Угловое распределение протонов (а) и π -мезонов (б) в с.с.и. для р-р- взаимодействий при разной множественности.

Таблица XXIII.

n	I	3	5	7+9
$\Delta_{\text{экс}}$	-	$+0,5 \pm 0,09$	$0,0 \pm 0,21$	$-0,64 \pm 0,64$
$\Delta_{\text{теор}}$	$+0,43$	$+0,61$	$-0,03$	$-0,68$

Угловое распределение Π -мезонов приведено на рис.25. Как было показано в работе [116] из предположения об изотопической инвариантности следует, что угловое распределение заряженных Π -мезонов p - n -взаимодействий должно быть симметрично в с.ц.и. Экспериментальные данные не противоречат этому утверждению: разность в числах Π -мезонов, летящих в переднюю и заднюю полусферы, равна 73 ± 50 .

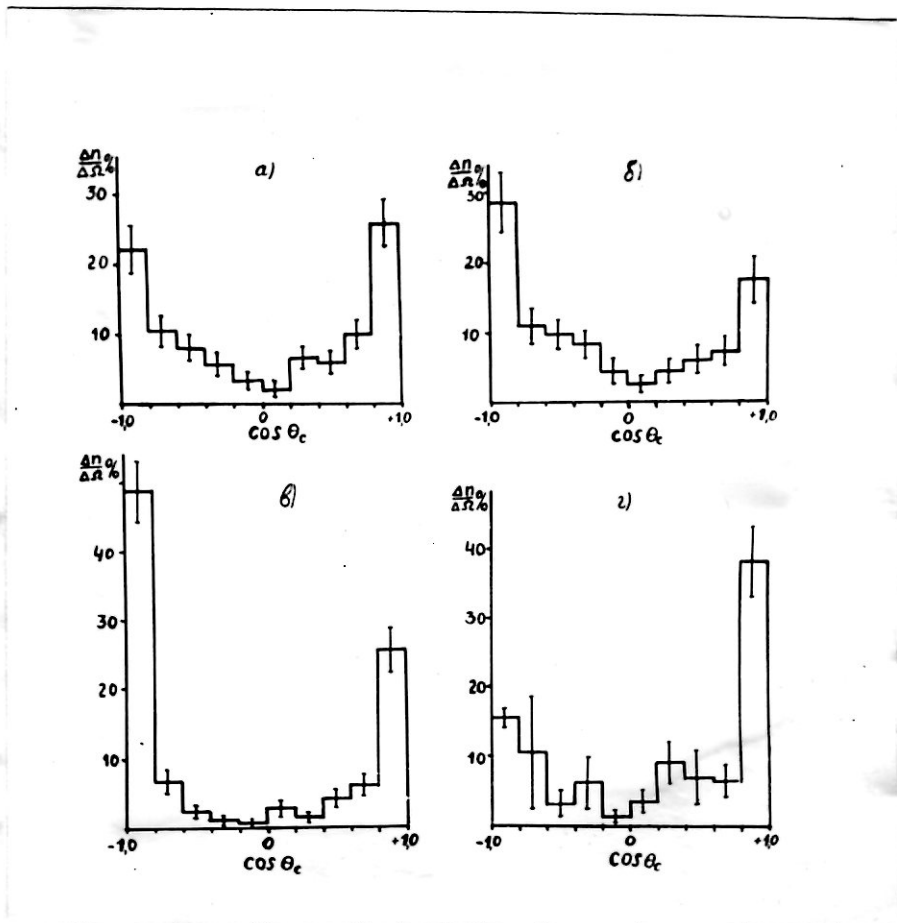


Рис. 24.
 Угловое распределение протонов в с.ц.и. для n - p -взаимодействий при энергиях $\sim 1,2$ БэВ [II3], $\sim 1,7$ БэВ [II4] и ~ 4 БэВ [II5] (рис. а), б) и в), соответственно) и для p - n -взаимодействий при энергии 9 БэВ (рис. г), настоящая работа).

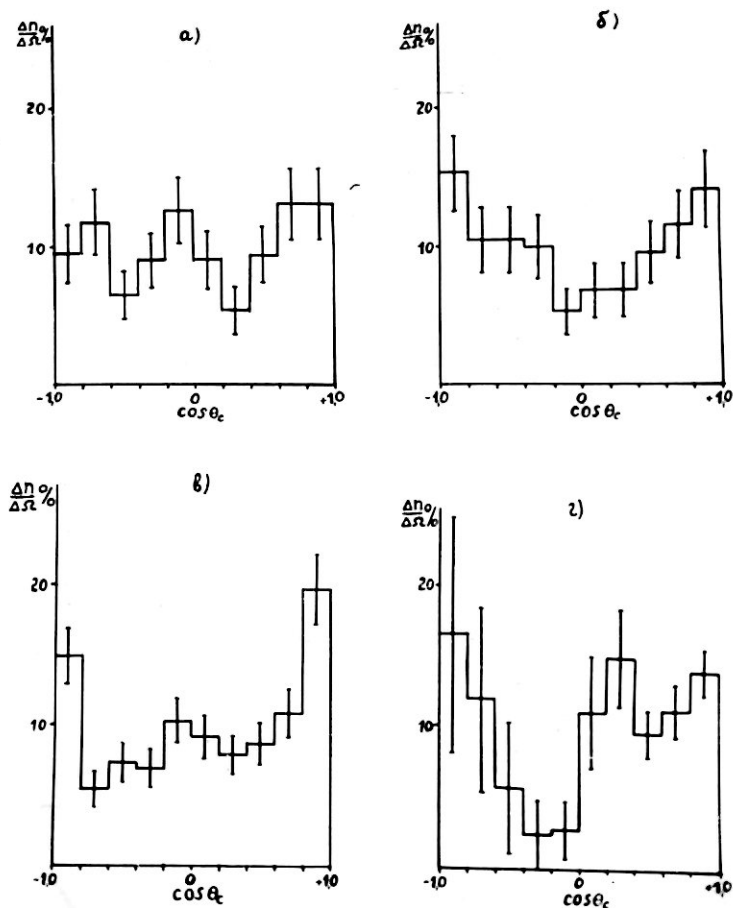


Рис. 25

Угловое распределение π -мезонов в с.ц.и. для n - p -взаимодействий при энергиях $\sim 1,2$ Бэв [II3], $\sim 1,7$ Бэв [II4] и ~ 4 Бэв Бэв [II5] (рис. а), б) и в), соответственно) и для p - n -взаимодействий при энергии 9 Бэв (рис. г), настоящая работа).

Глава IV.

Обсуждение экспериментальных результатов и некоторые
возможные эксперименты по исследованию периферических
взаимодействий.

Анализ экспериментальных данных, приведенных в предыдущей главе показывает, что $p-N$ - взаимодействия обладают следующими характерными особенностями:

1) В $p-N$ - взаимодействиях на образование Π -мезонов в среднем идёт сравнительно малая доля энергии первичного протона ($\sim 40\%$).

2) Средние характеристики вторичных частиц ($\bar{P}_c, \bar{P}_d, \bar{n}_p, \bar{n}_\pi$) сравнительно слабо меняются с изменением множественности.

3) Угловое распределение протонов в $p-p$ - взаимодействиях резко анизотропно в с.ц.и., причем степень анизотропии уменьшается с увеличением множественности.

4) Угловое распределение Π -мезонов в с.ц.и. значительно шире, чем для протонов.

5) В угловом распределении протонов в с.ц.и. для $p-n$ - взаимодействий наблюдается заметная асимметрия.

Аналогичные заключения могут быть сделаны из анализа $p-N$ - взаимодействий при меньших энергиях.

Проведенное сравнение со статической теорией показывает, что большинство экспериментальных результатов не может быть объяснено в рамках этой теории. С другой стороны такие экспериментальные факты как сравнительно малая доля энергии протона, идущей

щая на образование мезонов, резкая анизотропия углового распределения нуклонов, движение протона и нейтрона в с.ц.и. после взаимодействия в том же направлении, как и до взаимодействия^{ж)} наводит на мысль о существенной роли "периферических" взаимодействий. Как уже отмечалось в гл. I "периферические" взаимодействия можно связать с таким процессом, в результате которого нуклоны обмениваются одним Π -мезоном. Довольно хорошее согласие экспериментальных данных с результатами расчёта, выполненного по одномезонной схеме указывает на справедливость такого подхода. Поэтому можно сделать вывод о том, что полюсное приближение применимо в области, эффективных для расчёта степеней виртуальности $K^2 \lesssim (7m)^2$ (см. гл. I). Это может служить указанием на следующие обстоятельства: во-первых, неполюсный член в функции распределения (6) мал в области $K^2 \lesssim (7m)^2$ по сравнению с полюсным; во-вторых сечение, как функция K^2 является плавной маломеняющейся функцией до $K^2 \sim (7m)^2$.

Другим подтверждением существенной роли одномезонных взаимодействий является наличие максимума в распределении по "массам мишени" при $M_t \sim 100 + 200$ Мэв (гл. III § 2). Следует отметить, что аналогичный максимум наблюдается также при меньших энергиях в p - p - взаимодействиях (см. [II2]) и в Π^- - p - взаимодействиях при энергии 6,8 Бэв [II0].

Поскольку выше речь шла о "периферических" взаимодействиях, возникает вопрос роли "центральных" взаимодействий. Такое раз-

ж) Аналогичная ситуация наблюдается также в Π - p -взаимодействиях (см. например [I09, II0]), где наблюдается преимущественный вылет Π -мезонов в переднюю, а протонов в заднюю полусферу в с.ц.и.

деление взаимодействий на два класса носит, конечно, условный характер. Если "периферические" взаимодействия связываются с одномезонным обменом, то "центральные" можно связать с обменом несколькими мезонами, или со взаимодействием "кern-кern" в духе работ [31, 32, 36, 37]. В последнем случае можно ожидать справедливости статистической теории.

Естественно предположить, что при переходе от малой множественности к большой относительная роль "центральных" столкновений увеличивается. Это согласуется с экспериментальными данными, свидетельствующими об изменении импульсных и угловых характеристик вторичных нуклонов (см. таблицы XIY, XУ, XУП, XУШ, ХХ, ХХI и рис. 19, 23). С другой стороны выше было показано (см. гл. I), что число заряженных частиц не является достаточно чувствительным параметром для отделения "центральных" столкновений от "периферических". Можно думать, что более подходящим критерием является величина потерь энергии. Если условно считать, что "число центральных" соударения характеризуются очень большими потерями энергии, то следует заключить, что число таких соударений невелико, ибо среди всех $p-N$ -взаимодействий, имеющих 2 вторичных протона лишь в $\sim 10\%$ случаев оба протона в с.ц.и. были испущены в одну сторону.

В настоящее время трудно сделать какие-либо определенные заключения о характере "центральных" соударений. В качестве экспериментальной задачи для их исследования, повидимому, можно предложить изучение $p-N$ -взаимодействий с большими потерями энергии. Эта задача требует большого статистического материала по $p-N$ -взаимодействиям, и кроме того более подробного анализа вторичных частиц, возникающих в каждом акте взаимодействия.

: Гораздо более определённо могут быть поставлены задачи по изучению "периферических" (одномезонных) взаимодействий (см. [117]). Рассмотрим, например, реакцию, которой соответствует диаграмма, изображенная на рис. 26. Используя экстрополяционную методику, описанную в [40], можно получить после обработки экспериментальных данных величину $\sigma_{\pi N}$. С другой стороны, эта же самая величина сейчас хорошо известна из большого числа прямых экспериментов. Раз так, то становится возможной проверка исходного предположения о существенной роли одномезонных взаимодействий. Подобный эксперимент был выполнен недавно на водородной камере при энергии падающих протонов $T=2,85$ Бэв [118].

Практически кажется несколько более удобной обратная постановка вопроса фактически использованная в гл. I: исходя из сравнительно хорошо известных свойств $\pi-N$ - взаимодействий предсказать ожидаемые свойства $N-N$ - взаимодействий. В случае совпадения с экспериментом можно получить более определенное представление о роли одномезонных диаграмм и на этой базе перейти к исследованию $\pi-\pi$ -взаимодействий, $K-\pi$ -взаимодействий и т.д.

Рассмотрим некоторые качественные следствия, вытекающие из такого подхода. В связи с наличием на диаграмме, изображенной на рис. 26, верхнего узла, можно ожидать, что свойства периферических $N-N$ -взаимодействий будут грубо "повторять" соответствующие свойства $\pi-N$ - взаимодействий, если относительная скорость двух нуклонов в реакции $N+N \rightarrow \dots$ совпадает с относительной скоростью π -мезона и нуклона в реакции $\pi+N \rightarrow \dots$.

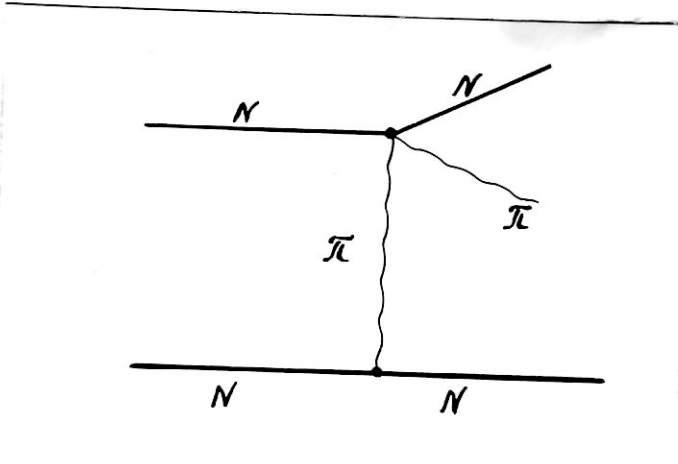


Рис.26

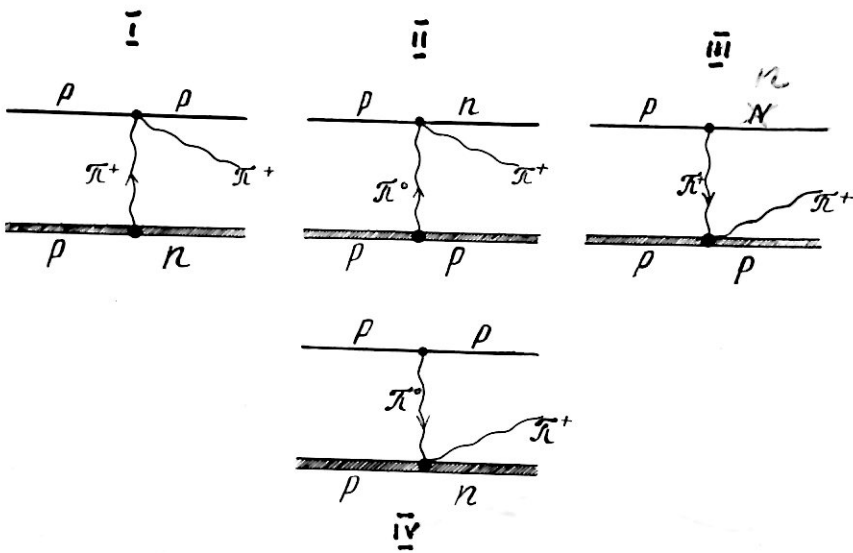


Рис.27

Сечение $\Pi - N$ - взаимодействия обладает очень чётким резонансным максимумом при $E_n \sim 180$ Мэв, а затем ^{зависит} от энергии значительно слабее. В районе резонанса мы имеем дело с другим рассеянием (причём изотопический спин $\pi - N$ - системы $I = 3/2$), а при больших энергиях "включаются" неупругие процессы. Можно поэтому ожидать, что сечение периферических $N - N$ - взаимодействий обладает широким максимумом^{*}) в районе $(1,5+2,0)$ Бэв и становится примерно постоянным при больших энергиях. При этом в районе максимума основную роль будет играть реакция



а при повышении энергии станут существенными процессы генерации нескольких мезонов.

Рассмотрим более подробно реакцию



которой соответствуют четыре одномезонных диаграммы (рис.27). В общем случае следует учитывать амплитуды соответствующие всем четырем диаграммам. Если, однако, отбирать только те взаимодействия, в которых нуклон отдачи является нейтроном, то при малых k^2 можно, по-видимому, рассматривать только схемы I и IV. С другой стороны, если учесть в узле $\Pi - N$ образуется изобара, то из простых изотопических соображений вытекает, что относительные веса двух оставшихся диаграмм относятся как 1:9.

*) Если даже считать, что изучаемый в нижнем узле диаграммы Π -мезон (рис.26) обладает нулевым импульсом, то ширина рассматриваемого максимума должна превосходить ширину соответствующего максимума в $\Pi - N$ - взаимодействии в M/m раз, где M и m - массы нуклона и Π -мезона соответственно учёт "движения" Π -мезона приводит к дальнейшему уширению и смещению максимума.

Поэтому для первой ориентировки можно ограничиться рассмотрением одной только схемы I. Тогда в соответствии с [129], можно записать

$$\sigma = \frac{f^2}{2\pi\mu^2 q_L^2} \iint \frac{k^2 \mathcal{E} u \sigma(\mathcal{E})}{(k^2 + \mu^2)^2} dk^2 d\mathcal{E}^2 \quad (64)$$

где \mathcal{E} - полная энергия Π - \mathcal{N} -узла в системе его центра инерции, u - импульс Π -мезона в этой же системе, q_L - импульс первичного протона в л. системе, $\sigma(\mathcal{E})$ - сечение π^+ - p - взаимодействия при энергии \mathcal{E} *).

На рис.28 приведены результаты расчета для различных значений k_{max}^2 , причем для сравнения дана также и кривая, соответствующая отсутствию обрезания по k^2 . На рис.29 изображены аналогичные кривые, вычисленные в предположении, что

$$\sigma_{\pi+p} = const. \quad (\text{для определенности положено } \sigma_{\pi+p} = 30 \text{ мб})$$

Из сопоставления двух приведенных семейств кривых видно, что в рамках рассматриваемой схемы свойства \mathcal{N} - \mathcal{N} - взаимодействий действительно в значительной мере определяются свойствами Π - \mathcal{N} - взаимодействий.

В настоящее время имеются довольно подробные данные о зависимости полного неупругого сечения σ_{pp}^{in} от энергии (см. например [51]). Можно констатировать, что они не противоречат верхней кривой рис.28. Количественного согласия ожидать, конечно, не следует, поскольку даже в рамках одномезонного рассмотрения одной только реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ следует учитывать интерференцию между всеми диаграммами, изображенными на рис.27

Для наших целей более интересно проследить энергетический

*) Также как и в расчёте, приведенном в гл. I, здесь предполагае

ся, что $\sigma(\mathcal{E}, k^2) = \sigma(\mathcal{E}, -\mu^2)$.

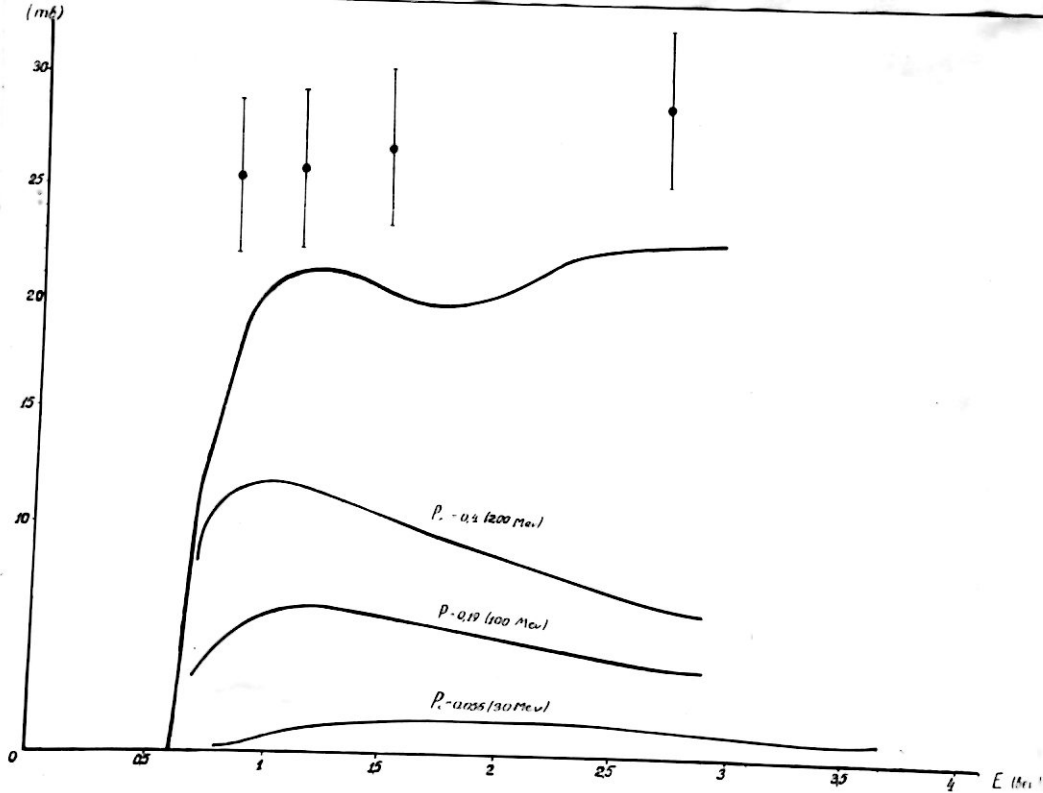


Рис. 28.

Зависимость сечения от энергии для взаимодействий нуклон-нуклон, вычисленная по одномезонной схеме при различных значениях k^2_{max} . В скобках указана максимальная кинетическая энергия нуклона отдачи. Верхняя кривая рассчитана без обрезания по k^2 . Точки соответствуют экспериментальным значениям σ_{pp}^{in} .

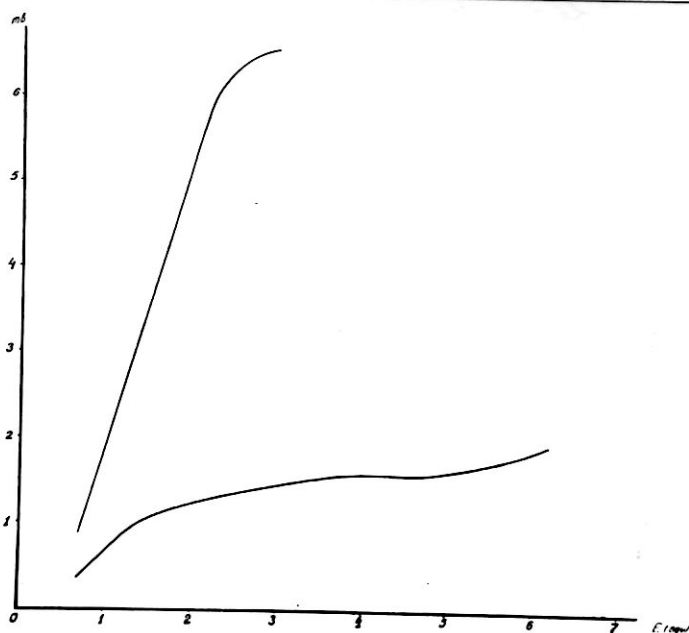


Рис. 29.

Зависимость σ_{NN} от энергии, вычисленная по одномезонной схеме при предположении, что $\sigma_{NN} = \text{const}$.

ход σ_{pp}^{in} при наличии "обрезания" по величине k^2 . Поскольку такие данные практические отсутствуют, представляет большой интерес провести экспериментальное сравнение величины $\sigma_{pp}^{in}(k_{max}^2)$ при разных энергиях налетающего протона.

Существенная особенность одномезонной схемы состоит в том, что при сравнительно небольших энергиях ($\sim 1,0 + 2,0$ Бэв). Π -мезон и один из вторичных нуклонов должны удовлетворять кинематическим соотношениям, связанным с распадом изобары. Так, например, для медленных вторичных нуклонов в реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ она должна выполняться либо для Π^+ и n (схема IV), либо для Π^+ и p (схема III). Причем второй случай должен встречаться в 9 раз чаще первого. Оба положения не противоречат результатам, многочисленных экспериментов [97, 98, 99, 120-127].

Можно даже говорить о качественном подтверждении. К сожалению, в литературе этот вопрос рассматривается только суммарно без выделения взаимодействий с малым k^2 . Это обстоятельство может быть очень существенным. Поэтому представляется весьма важным провести такие эксперименты как для $N-N$, так и для $\pi-N$ - взаимодействий.

Важная информация может быть получена путем анализа изотопических соотношений. Если реакция $N+N \rightarrow N+N+\pi$ происходит по одномезонной схеме, то в пренебрежении интерференций, ее различные каналы связаны между собой определенными изотопическими соотношениями [128]. Легко, например, показать, что должно выполняться равенство

$$\sigma_{pp \rightarrow p\pi p^+} : \sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0} = 5 : 1.$$

Имеющиеся в настоящее время суммарные экспериментальные

данные [97, 98, 120+122, 127, 129, 130] количественно несколько противоречат друг другу. Однако при всех исследованных энергиях имеет место соотношение

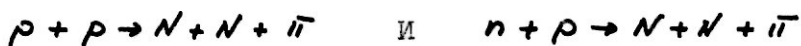
$$\sigma_{pp \rightarrow p\pi^+\pi^0} \gg \sigma_{pp \rightarrow p\rho\pi^0}$$

т.е. приведенное выше равенство качественно подтверждается.

Аналогичное равенство для $n-p$ - взаимодействий

$\sigma_{np \rightarrow n\rho\pi^0} : \sigma_{np \rightarrow p\rho\pi^0} = 4 : 1$ также не противоречит экспериментальным данным [131].

Важные следствия вытекают из сопоставления энергетического хода различных каналов реакций



В первом случае изотопический спин $I=1$, во втором возможно также значение $I=0$. Суммарный вывод, основанный на материалах работ [131 - 140], можно сформулировать так: непосредственно над порогом генерации Π -мезона относительные вклады состояний $I=0$ и $I=1$ примерно одинаковы; с ростом энергии роль состояний с $I=1$ резко возрастает, начиная затем падать только при

$T \sim 1,5$ Бэв, когда становится существенной генерация двух Π -мезонов. Сказанное согласуется с предположением о существенной роли одномезонных взаимодействий поскольку изотопический спин одного из вторичных нуклонов и Π -мезонов равен $3/2$, и, следовательно, изотопический спин исходной $N-N$ - системы $I=1$. Увеличение вклада этого состояния с ростом энергии может быть связано с тем обстоятельством, что в реакции $N+N \rightarrow N+N+\pi$ минимально-возможный импульс нуклона отдачи довольно велик вблизи порога и быстро падает при увеличении энергии (см.рис.30).

Следует снова подчеркнуть, что изложенные выводы относятся к полным сечениям и было бы очень желательно получить соответствующие экспериментальные данные по одним только периферическим взаимодействиям. При этом интересно было бы использовать не только

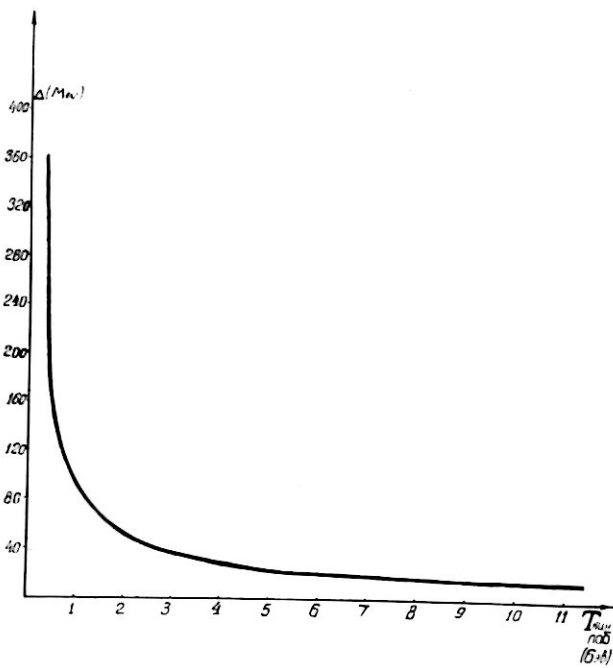


Рис.30.

Зависимость минимально-возможного импульса отдачи нуклона от кинетической энергии нуклона в л. системе для взаимодействий нуклон-нуклон.

малые значения k^2 , но также и наличие "изобарной кинематики", поскольку при одномезонном взаимодействии такого рода кинематика должна иметь место.

С точки зрения выделения одномезонных взаимодействий и оценки их относительной роли очень полезным было бы сопоставление реакций $N + N \rightarrow N + N + \pi$ и $\bar{N} + N \rightarrow \bar{N} + N + \pi$, которое может быть вскоре удастся осуществить. Идея сопоставления основана на том, что зарядовое и изотопическое сопряжения сходным образом преобразуют амплитуды соответствующие одномезонным диаграммам. Можно, например, утверждать, что амплитуды реакций, изображенных на рис.31 одинаковы по величине и противоположны по знаку. Поэтому, если выделенным каким-либо образом периферическим взаимодействиям соответствуют только одномезонные диаграммы, то их сечения должны быть одинаковыми.

Заметим, что исследование реакции



интересно также с точки зрения изучения резонансного $\pi \bar{N}$ -рассеяния, т.е. выделения "антиизобар" (см. также $[I^{41}]$).

Интересные возможности связаны с исследованием периферических взаимодействий быстрых частиц с ядрами $[I^{41}]$. Основная мысль состоит в том, что в актах, на сопровождающихся развалом ядра переданный импульс невелик, и есть основание надеяться на повышение относительной роли одномезонных взаимодействий. С практической точки зрения очень выгодным является то обстоятельство, что в результате такого рода периферических взаимодействий часто образуются β -активные ядра $[I^{42}]$. Отсюда вытекает очевидная возможность электроники и радиохимических методов исследования. В качестве примера можно рассмотреть реакции, диаграммы которых изображены на рис.32. Во всех указанных там случаях ко

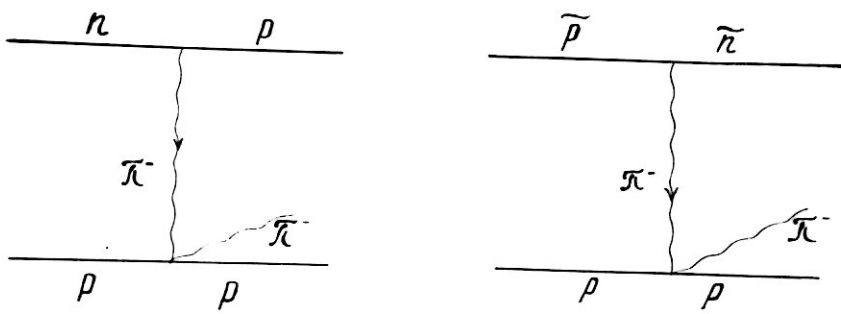


Рис. 31

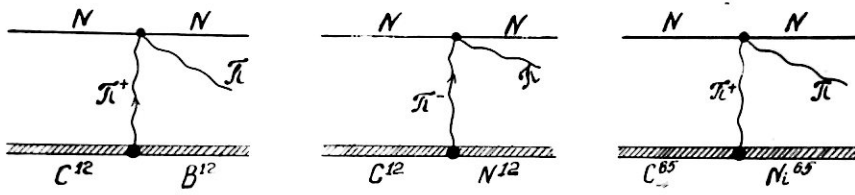
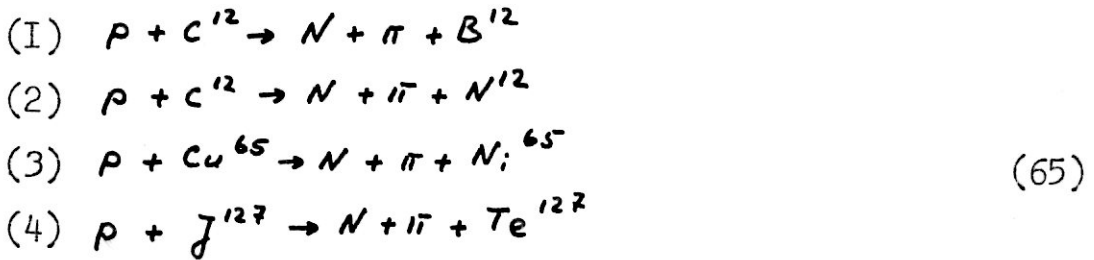


Рис. 32.

нечные ядра являются β - активными.

Для ядер, как и для нуклонов, прежде всего кажется наиболее целесообразным исследовать периферические взаимодействия с быстрыми нуклонами. Речь здесь может, например, идти об энергетическом ходе реакций



Начиная от порога генерации Π -мезона и вплоть до максимально возможных энергий.*)

При больших энергиях сечения таких реакций составляют, по-видимому, около 10^{-3} от полного сечения p -ядро. Действительно, в pp -взаимодействиях нуклон отдачи имеет энергию несколько Мэв примерно 1% всех случаев [97, 98]. С другой стороны, захват остановившихся μ^- -мезонов сопровождается вылетом нуклона такой же энергии. Известно, что при этом в (10 + 20)% случаев из ядра вылета^{ет} только нейтрино $^{143-146}$, т.е. захват происходит по схеме

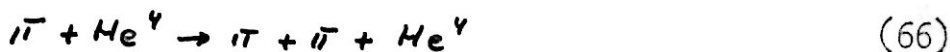


Сопоставление обоих фактов показывает, что приведенная выше оценка может считаться вполне обеспеченной.

Реакции (1) и (4) из 65 использовались при сравнительно малых энергиях вплоть до $T \sim 600$ Мэв (см. [147+149]). Измеренные сечения составляли $0,1 \pm 0,4$ мб.

*) При достаточно высоких энергиях можно, конечно, рассматривать реакции с большим числом Π -мезонов; для наших целей существенно, в конце-концов, только состояние образующегося ядра.

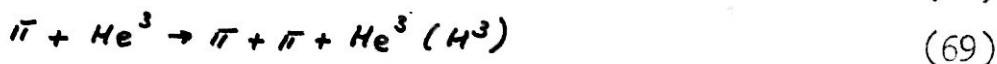
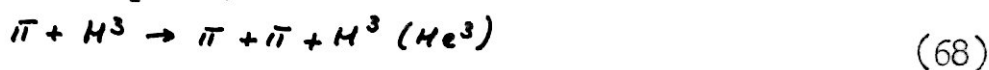
В некоторых случаях одномезонные реакции на ядрах вообще запрещены. Примером может служить реакция



Две одномезонные диаграммы, соответствующие этой реакции, изображены на рис.33. Левая диаграмма не может осуществиться из-за закона сохранения изотопического спина, правая - чётности. Аналогичная ситуация и с реакцией



в то время как в реакциях



одномезонные взаимодействия разрешены.

Это обстоятельство можно использовать для проверки истинной роли одномезонных диаграмм при взаимодействиях быстрых частиц с ядрами. Если она велика, то реакции (66) и (67) должны быть сильно подавлены по сравнению с реакциями (68) и (69).

Периферические взаимодействия на ядрах обладают ещё одной интересной особенностью. Рассмотрим для примера реакцию:



Соответствующая ей левая диаграмма рис.34 описывает излучение виртуального Π -мезона ядром с последующим упругим рассеянием на протоне. Так как рассеяние имеет резонансный характер, то можно говорить об образовании в нуклонном узле изобары и об её последующем распаде. Существенно, что реакции (70) соответствует и правая диаграмма рис.34, имеющая совершенно другой физический смысл. Здесь виртуальный $\bar{\pi}$ -мезон излучается нуклоном и рассеивается на ядре. Хотя упругое рассеяние Π -мезонов на ядрах под-

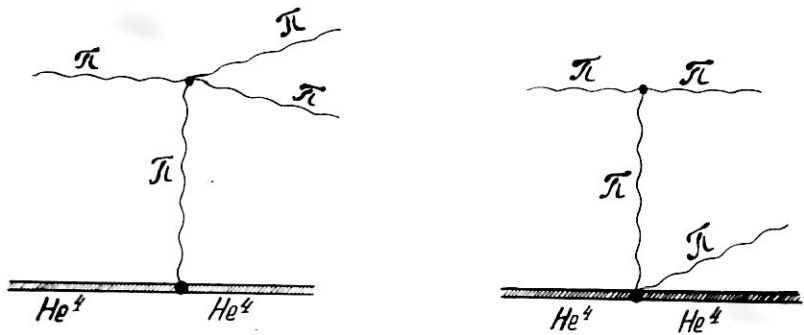


Рис. 33

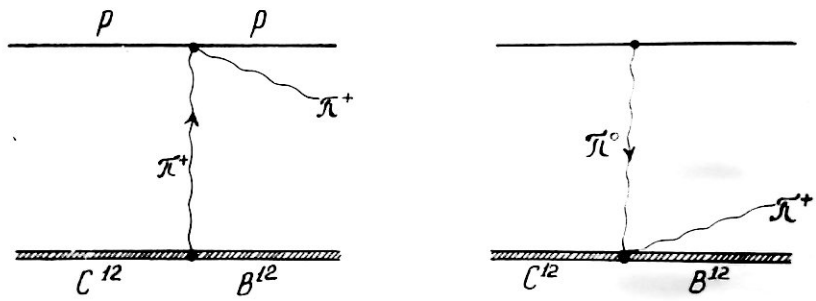
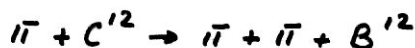


Рис. 34

робно не исследовано^{ж)}, естественно ожидать, что при $E_{\pi} \sim 180$ Мэв также имеет место сильный резонанс. Поэтому рассеяние π -мезона на ядре также можно разбить, условно, на два этапа - возникновение "ядерной изобары" и её последующий распад.

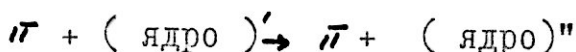
Возможное образование "ядерных изобар" усложняет картину одномезонных взаимодействий на ядрах. Однако с другой стороны, само это явление кажется довольно интересным и заслуживает специального изучения. В этой связи следует иметь в виду, что в ряде случаев образования "ядерных изобар" вообще невозможно. Так, например, в одномезонном взаимодействии соответствующая реакция



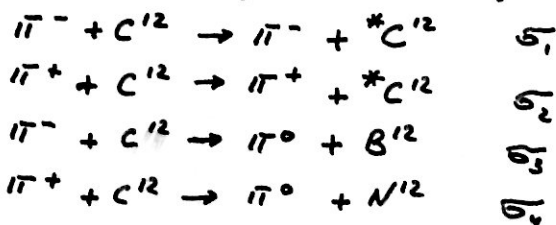
виртуальный π -мезон может излучаться только в "углеродном узле", т.е. "ядерная изобара" не возникает. В других случаях одномезонное взаимодействие возможно только через промежуточную "ядерную изобару", как это имеет место в реакции



Вообще говоря свойства "ядерных изобар" можно было бы изучать и непосредственно в реакциях типа



Частным случаем таких реакций является упругое не дифракционное рассеяние, но экспериментально удобнее изучать реакции, сопровождающиеся изменением заряда ядра при прежнем атомном весе, так как при этом часто возникает β - активность. В качестве примера, удобного для изучения можно указать на реакции



ж) По этому вопросу см., например, работы 150-153

В данном случае следует ожидать изотопических соотношений

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4$$

Первое из этих соотношений удобно использовать в качестве контрольного для выявления возможных отклонений от изотопической инвариантности за счёт кулоновских взаимодействий. Полученные сведения могли бы быть полезными при исследовании изотопических соотношений в реакциях (1) и (2) из (65). Предполагаемые выше эксперименты по изучению периферических взаимодействий как на нуклонах, так и ядрах возможно позволят определить роль одномезонных диаграмм и установить критерии их выделения. Применение таких критериев дало бы возможность провести эксперименты по исследованию взаимодействий $\bar{n}-\bar{n}$, $\kappa-\bar{n}$ и т.д. ^{методикой} несколько отличающейся от экстрополяционной, предложенной в ⁴⁰.

Выводы.

На основании изучения взаимодействий протон-нуклон при энергии 9 Бэв можно сделать следующие выводы.

1. В $p-N$ - взаимодействиях на образование Π -мезонов в среднем идёт сравнительно малая доля энергии первичного протона ($\sim 40\%$).

2. Средние характеристики вторичных частиц ($\bar{p}_c, \bar{p}_L, \bar{n}_p, \bar{n}_T$) сравнительно слабо меняются с изменением множественности.

3) Угловое распределение протонов в $p-p$ - взаимодействиях резко анизотропно в с.ц.и, причём степень анизотропии уменьшается с увеличением множественности.

4) Угловое распределение Π -мезонов в с.ц.и. также анизотропно, но значительно шире, чем для протонов.

5) В угловом распределении протонов в с.ц.и. для $p-n$ - взаимодействий наблюдается заметная асимметрия, причём протоны вылетают преимущественно в переднюю полусферу.

6) Довольно хорошее согласие экспериментальных данных с расчётом, выполненным по одномезонной схеме, указывает на существенную роль одномезонных взаимодействий.

7) "Центральные" взаимодействия, т.е. взаимодействия с большими потерями энергии составляют примерно 10% от полного числа взаимодействий.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в следующих работах:

Г.Л.Баятян, И.М. Граменицкий, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий
Э.С.Скжипчак

"Генерация Π^0 - мезонов при взаимодействии протонов с энергией

9 Бэв с ядрами фотоэмульсии" ЖЭТФ, 36, 960 (1959).

2. Н.П.Багачев, С.А. Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.Н.Мерексов, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдэндорж. #
 „Взаимодействие протонов с энергией 9 Бэв со свободными и квазисвободными нуклонами в фотоэмульсии" ЖЭТФ, 37, 1225 (1959).
3. Ван Шу-фень, Т.Вишки, И.М.Граменицкий, В.Г.Гришин, Н.Далхажав, Р.М.Лебедев, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, В.Н.Стрельцов.
 "Неупругие взаимодействия протонов с нуклонами при энергии 9 Бэв". *ЖЭТФ*, 39, 957 (1960).
4. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, М.И.Подгорецкий.
 "Вычисление статистических ошибок при наличии геометрических поправок".
 Препринт ОИЯИ Р-636 (1960)
5. Ван Шу-фень, Т.Вишки, И.М.Граменицкий, В.Г.Гришин, Н.Далхажав, И.М.Дремин, З.Корбел, Р.М.Лебедев, В.М.Максименко, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Л.Роб, В.Н.Стрельцов, Тувдэндорж, М.С.Хвастунов, Д.С.Чернавский.
 "Неупругие протон-нуклонные взаимодействия при 9 Бэв"
Proc. 10th Ann. Int. Conf. of High Energy Phys. at Roch.
 p.94 (1960).
6. И.М.Граменицкий, З.Корбел, Л.Роб.
 "Определение знака заряда частиц в фотоэмульсии". ПТЭ № I, 42, (1961).
7. И.М.Граменицкий, И.М.Дремин, Д.Н.Максименко, Д.С.Чернавский.
 "О нуклон-нуклонном взаимодействии при энергии 9 Бэв"
 ЖЭТФ, 40, 1093 (1961).

8. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, Э.Корбел, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Л.Фроб, В.Н. Стрельцов, Д. Тувдэндорж, М.С.Хвастунов.

"Исследование неупругих взаимодействий протонов с нуклонами при энергии 9 Бэв".

Препринт ОИЯИ Р Р - 745 (1961)

ЖЭТФ (в печати).

9. И.М.Граменицкий, М.И.Подгорецкий, О.А.Хрусталёв
"Замечания к вопросу об одномезонных взаимодействиях"
Препринт ОИЯИ Р-699 (1961).

Кроме того работы автора докладывались: на Международной конференции по физике высоких энергий в ЦЕРН"е (Женева, 1958г.); на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.); на IX Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1959 г.)

В заключении приношу глубокую благодарность руководителю работы М.И.Подгорецкому. Я рад поблагодарить также В.И.Векслера за постоянный интерес и внимание к работе.

Пользуюсь случаем выразить свою признательность соавторам работ, использованных в настоящей диссертации и особенно Т.Вишки, И.М.Дремину, А.А.Номофилову, В.Н.Стрельцову, Д.С.Чернавскому и М.С.Хвастунову.

Я благодарен также коллективу синхрофазотрона за помощь при облучении эмульсий, группе химической обработки, проводившей проявление стоек и особенно коллективу лаборантов, который провёл трудоёмкую работу по просмотру и измерениям.

Л и т е р а т у р а

1. **W. Heisenberg.** *Zeit. f. Phys.* 101, 533 (1936)
2. **E. Fermi.** *Prog. Theor. Phys.* 5, 570 (1950)
3. **E. Fermi.** *Phys. Rev.* 81, 683 (1951)
4. И.Я.Померанчук - ДАН, 78, 889 (1951)
5. С.З.Беленький, А.И.Никишов - ЖЭТФ, 28, 744 (1955)
6. А.И.Никишов - ЖЭТФ, 29, 242 (1955)
7. С.З.Беленький - **Nucl. Phys.** 2, 259 (1956)
8. А.И.Никишов - ЖЭТФ, 30, 990 (1956)
9. А.И.Никишов - ЖЭТФ, 30, 601 (1956)
10. А.И.Никишов - ЖЭТФ, 30, 1149 (1956)
11. В.М.Максименко, А.И.Никишов - ЖЭТФ, 31, 727 (1956)
12. С.З.Беленький - ЖЭТФ, 32, 1171 (1957)
13. В.М.Максименко, И.Л.Розенталь - ЖЭТФ, 32, 658 (1957)
14. С.З.Беленький, В.М.Максименко, А.И.Никишов, И.Л.Розенталь, - УФН, 62, 1 (1957)
15. В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов - **Suppl. Nuovo Cim.** 7, 1, 19 (1958)
16. В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов, Э.Г.Бубелев - **Suppl.**
17. В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов, Э.Г.Бубелев, В.М.Максименков - **Nucl. Phys.** 5, 17 (1958)
18. В.М.Максименков - ЖЭТФ, 35, 1302 (1958)
19. **F.Cerulus, R. Hagedorn.** **Suppl. Nuovo Cim.** 9, 646 (1958)
20. **R. Hagedorn.** **Nuovo Cim.** 15, 485 (1960)
21. В.М.Максименко - Диссертация, ФИАН (1960)
22. **H.W.Lewis, J.R. Oppenheimer, S.A.Wouthausen.**
Phys. Rev. 73, 127 (1948)

23. W. Heisenberg. *Zeit. f. Phys.* 126, 569 (1949)
24. W. Heisenberg. *Zeit. f. Phys.* 133, 65 (1952)
25. Л.Д.Ландау - Известия АН СССР, 17, 51 (1953)
26. Я.И.Грановский, Ф.И.Копылов - ЖЭТФ, 40, 180 (1961)
27. S.Minami, T.Nakano, K.Nishijima, H.Okonogi,
E.Yamada. *Prog. Theor. Phys.* 8, 531 (1952)
28. И.Е.Тамм, Ю.А.Гельфанд, В.Я.Файнберг - ЖЭТФ, 26, 649
(1954)
29. H.Alston, L.W. Alvarez, P.Eberhard, M.L.Goed, W. Grazano,
H.K.Ticho, S.G.Wejsicki. *Phys.Rev.Lett.* 5, 520 (1960)
30. J.P.Berge, P.Bastien, O.Dahl, M.Ferre-Luzzi, J.Kirz, D.H.
Miller, J.Murray, A.Rosenfeld, P.Tripp, 9, 557 (1961)
Phys. Rev. Lett.
31. Д.И.Блохинцев - CERN Simposium 2, 155 (1956)
32. Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов - УФН,
68, 417 (1959)
33. И.Е.Тамм -
34. Д.С. Чернавский *Suppl. Nuovo Cim.* 8, 775 (1956)
35. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, Э.К. Михул - ЖЭТФ, 37,
1484 (1959)
36. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, Э.К.Михул -
Nucl. Phys. 13, 583 (1959)
37. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев - *Nucl. Phys.*
17, 377 (1960)
38. Ю.А.Романов, Д.С.Чернавский - ЖЭТФ, 38 (1960)
39. W.Heitler H.Peng. *Proc. Ir. Acad.* 40, 101 (1943)
40. G.F.Chew, F.E.Low. *Phys. Rev.* 113, 1640 (1959)

41. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук - ЖЭТФ, 39, 1078 (1960)
42. К.И.Алексеева, Г.Б.Жданов, Е.А.Замчалова, М.И.Третьякова, М.Н.Щербакова - ЖЭТФ, 40, 1625 (1961)
43. И.М.Дремин, Д.С.Чернавский - ЖЭТФ, 38, 229 (1960)
44. В.Б.Берестецкий, И.Я.Померанчук - ЖЭТФ, 39, 1078(1960)
45. И.М.Граменицкий, И.М.Дремин, В.М.Максименко, Д.С.Чернавский - ЖЭТФ, 40, 1093 (1961)
46. **F.Bensigneri, F.Selleri. Nuovo Cim.** 15, 465 (1960)
47. **F.Selleri. Phys. Rev. Lett.** 6, 64 (1960)
48. И.И.Ройзен, Д.С.Чернавский - Доклад на конференции по космическим лучам (Боржом 1961).
49. **O.Piccioni. Proc. Conf. High Energy Phys. at CERN**
p. 65 (1958)
50. Г.Бете, Ф.Гофман - Мезоны и поля II. И.Л.(1957)
51. В.С.Барашенков - УФН, 72, 53 (1960)
52. **H.C.Burrowes, D.O.Coldwell, D.H.Frish, D.A.Hill,
D.H.Ritson, R.A.Schulter, M.A.Wahlig.**
Phys. Rev. Lett. 2, 119, 121 (1959)
53. **M.Chretien, J.Leitner, N.P.Samios, M.Schwartz,
J. Steinberg. Phys. Rev.** 108, 388 (1957)
54. **R.C.Whitten, M.M.Bleek. Phys. Rev.** III, 1675 (1958)
55. В.И.Векслер **Proc. 10 Ann. Conf. High Energy
Phys. at Rech.** p. 91 (1960)
56. **A.Achmer, G.Cecconi, A.N.Diddens, A.M.Wetherell.**
Phys. Rev. Lett. 5, 576 (1960)
57. Г.И.Копылов - Препринт ОИЯИ, **P** - 259 (1958)
58. Б.П.Банник, М.И.Подгорецкий - ИТЭ, 3, 36 (1960)

59. Н.Г.Биргер, Ю.А.Сморозин - ЖЭФ, 36, 1157 (1959)
60. М.Я.Кузнецова, В.Н.Мехедов, В.А.Халкин - ЖЭФ, 34, 1096 (1958)
61. **S.S.Markewitz, F.R.Rowland, G.Friedlander.**
Phys. Rev. 112, 1295 (1958).
62. Н.Л.Григоров, В.С.Мурзин - Известия АН СССР серия физическая 17, 21 (1953)
63. В.И.Векслер - Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых, т.1 стр.260 (1959)
64. Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мерекон, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдендорж - ЖЭФ, 37, 1226 (1959)
65. В.И.Векслер - Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий (Киев 1959).
66. Ван Шу-фень, Т.Вишки, И.М. Граменицкий, В.Г.Гришин, Н.Далхажанов, Р.М.Лебедев, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, В.Н.Стрельцов - ЖЭФ, 39, 957 (1960)
67. Ван Шу-фень, Т.Вишки, И.М.Граменицкий, В.Г.Гришин, Н. Далхажанов, И.М.Дремин, Э.Корбел, Р.М.Лебедев, В.М.Максименко, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Л.Роб, В.Н.Стрельцов, Д.Тувдендорж, М.С.Хвастунов, Д.С.Чернавский - **Proc. 10 Intern. Conf. High Energy Phys. Resh.** p. 94, (1960).
68. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, Э.Корбел, А.А.Номофилов, М.И.Подгорецкий, Л.Роб, В.Н.Стрельцов, Д.Тувдендорж, М.С.Хвастунов - Препринт ОИЯИ **P - 745** (1961)

69. P.H.Fowler. Phil. Mag. 41, 169 (1950)
70. S.Biswas, B.Peters, Rama. Proc. Ind. Acad. Sci. 41A, 154 (1955)
71. Ван Шу-фень, Н.Далхажаев, Р.М.Лебедев, В.Н.Стрельцов -
Препринт ОИИИ р-523 (1960) , ПТЭ (в печати)
72. W.H.Barkas, D.M.Young. UCRL -2579 (1954)
73. H. Fay, K.Gottstein, K.Hain. Suppl. Nueve Cim. II, 234 (1954)
74. P.H.Fowler, D.H.Perkins. Phil. Mag. 46, 587(1955)
75. C.C. Dilworth, S.J.Goldsack, Y.Goldschmidt-Clermont
F.Levi. Phil. Mag. 41, 1032(1950)
76. C.C.Dilworth, S.J.Goldsack. Nueve Cim. 10, 926 (1953)
77. И.М.Граменицкий, Э.Корбел, Л.Роб - ПТЭ, I, 42 (1961)
78. Т.Вишки, И.М.Граменицкий, М.И.Подгорецкий - Препринт
ОИИИ р-636 (1960)
79. В.И.Гольданский, А.В.Куценко, М.И.Подгорецкий - " Ста-
тистика отсчетов при регистрации ядерных частиц".
Издат. физ.мат.лит.Москва (1959)
М.Я. Даныш, Э.Б.Альбинов, М.И. Подгорецкий
80. И.М.Граменицкий, Д.Тувдендорж - ЖЭТФ, 35, 552 (1958)
81. Г.Л.Баятян, И.М.Граменицкий, А.А.Номофилов, М.И.Подго-
рецкий, Э.Е.Скжинчак - ЖЭТФ, 36, 690 (1959)
82. Д.Т.Кинг Phys. Rev. 109, 1344 (1958)
83. Б.Росси. К.Грейзен " Взаимодействие космических лучей
с веществом" ИИИ (1948)
84. A.Bersellino. Phys. Rev. 89, 1023 (1953)
85. В.Гайтлер - " Квантовая теория излучения." ИИ (1956)

86. **R.Weil, M.Guilleud, P.Resselet. Nuovo Cim.** 6, 413 (1957)
87. В.С.Барашенков, В.А.Беляков, В.В.Глаголев, Л.Далхажаев, Яо Цин-се, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, В.М.Мальцев, П.К.Марков, М.Г.Шафранова, К.Д.Толстов, Э.Н.Цыгёнов, Ван Шу-фень **Nucl. Phys.** 14, 522 (1960)
88. Н.П.Богачев, С.А.Бумятов, Т.Вишки, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров, Ю.А.Ярба - ЖЭТФ 38, 432 (1960)
89. Н.П.Богачев, Ван Шу-фень, И.М.Граменицкий, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, В.В.Любимов, П.К.Марков, Ю.П.Мереков, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, К.Д.Толстов, М.Г.Шафранова - Атомная энергия, 4, 281 (1958)
90. Н.П.Богачев, С.А.Бумятов, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров - ДАН, 121, 617 (1958)
91. Г.Б.Жданов, В.М.Максименко, М.И.Третьякова, М.Н.Щербакова - ЖЭТФ, 37, 620 (1959)
92. Г.Б.Жданов, П.К.Марков, В.Н.Стрельцов, М.И.Третьякова, Чжен Пу-ин, М.Г.Шафранова - 37, 611 (1959)
93. В.С.Барашенков, В.А.Беляков, Э.Г.Бубелев, Ван Шу-фень, В.М.Мальцев, Тен Гын, К.Д.Толстов - **Nucl. Phys.** 9, 74 (1958)
94. Н.П.Богачев, С.А.Бумятов, Ю.П.Мереков, В.Н.Сидоров, В.А.Ярба - ЖЭТФ, 38, 1346 (1960).
95. Н.П.Богачев, Е.Л.Григорьев, Ю.П.Мереков - ЖЭТФ (в печати)
96. М.С.Хвастунов - Препринт ОИЯИ, р- 748 (1961)
97. **T.Morris, E.Fowler, J.Garrison. Phys. Rev.** 103, 1472 (1956)
98. **W. B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore. Phys. Rev.** 103, 1479 (1956)

99. M.M.Block, E.M.Harth, V.T.Cocconi, E.Hart, W.B.Fowler,
R.P.Shutt, A.Thorndike, W.Whittemore ^{Phys. Rev.} 103, 1484 (1956)
100. R.Cester, T.F.Heang, A.Kernan.
Phys. Rev. 103, 1443 (1956)
101. M.Blue, J.Lord, J.Parks, C. Tsao. Препринт (1961)
102. R.M.Kalbach, J.J.Lord, C.H.Tsao.
Phys. Rev. 113, 330 (1959)
103. R.R.Daniel, N.Kameswara Rao, P.K.Malhotra,
Y.Tsuzuki. Nueve Cim. 16, 1 (1960)
104. G.Cvijanovich, B.Bayton, P.Egli, E.Klaiber, W.Knech,
M.Nikelic, J.C.Combe, W.M.Gibson, W.O.Loek†, M.
Schneeberger, G.Vanderhage, R.Schneeberger, H.
Wenzeler. CERN Preprint Se/9966/AC.
105. A.Debenedetti, C.M.Garelli, L.Tallone, M.Vigone.
Nueve Cim. 4, 1142 (1956)
106. M.Schein, R.G.Glasser, D.M.Haskin†
Nueve Cim. 2, 647 (1955)
107. И.М.Граменицкий, Г.Б.Жданов, Е.А.Замчалова, М.Н.Щербанова - ЖЭТФ, 32, 936 (1957)
108. Г.Б.Жданов - ЖЭТФ, 34, 857 (1958)
109. В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажаев,
Р.М.Лебедев, Н.Н.Мельникова, В.А.Никитин, В.Петржилка,
В.А.Свиридов, М.Сук, К.Д.Толстов - ЖЭТФ, 39, 937 (1960)
110. Н.Г.Биргер, Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, Дин Да-цао,
Ю.В.Катышев, Е.Н.Кладницкая, Д.К.Копылова, В.Б.Любимов,
Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Подгорецкий, Ю.А.Сморodin,
М.И.Соловьев, Э.Трка - ЖЭТФ (в печати).

- III. Ван Ган-ман, Ван Цу-цзен, В.И.Векслер, И.Врана, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладнищкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, М.И.Соловьев, Чен Лин-янь - ЖЭТФ, 40, 464 (1961)
- II2. Н.Г.Биргер, Ю.А.Смородин - ЖЭТФ, 37, 1355 (1959)
- II3. W.A. Wallenmeyer. Phys. Rev. 105, 1058 (1957)
- II4. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L. Whitemore. Phys. Rev. 95, 1026 (1954)
- II5. F.N.Helmquist. UCRL - 8559 (1958)
- II6. В.Г.Гришин, В.А.Никитин, М.И.Подгорецкий - Препринт ОИИИ, p-480 (1960)
- II7. И.М.Граменицкий, М.И.Подгорецкий, О.А.Хрусталеv - Препринт ОИИИ p-699 (1961).
- II8. G.A.Smith, H.Courant, E.Fowler, H.Kraybill, J.Sandeiss, H.Taft. Phys. Rev. Lett. 5, 571 (1960)
- II9. J.S.Hughes, P.V.March. Phil. Mag. 12, 1215 (1957)
- I20. M.M.Bleek. CERN Symposium, 2, 314 (1956)
- I21. Rutherglen. Proc. 6 Rech. Conf. IV 394, (1956)
- I22. E.Ferrari. Nuovo Cim. 13 1285, (1959)
- I23. Moon. Proc. 6 Rech. Conf. IV 42 (1956)
- I24. W.B.Fowler, R.P.Shutt, A.M.Thorndike, W.L.Whitemore, V.T.Cecconi, E.Hart, M.M.Bleek, E.M.Harth, E.C.Fowler, J.D.Garrison, T.V.Morrison. Phys. Rev. 103, 1489 (1956)
- I25. A.Batson, L.Riddiford. Proc. Roy. Soc. A237, 175 (1956)
- I26. V.Alles-Berelli, S.Begia, E.Perez Ferreira, P. Waleschek. Nuovo Cim. 14, 211 (1959)

- I27. **A.P.Batsen, B.B.Culwick, J.G.Hill, L.Riddiford.**
Proc. Roy. Soc. A25I, 218(1959)
- I28. **F.J.Belinfante.** **Phys. Rev.** 92, 145(1953)
- I29. **И.И.Сороко - ЖЭТФ**, 30, 296 (1956)
- I30. **Ю.Д.Прокошкин, А.А.Тяпкин - ЖЭТФ**, 32, 750(1957)
- I31. **A.P.Batsen, B.Culwick, H.B.Klepp, L. Riddiford.**
Proc. Roy. Soc. A25I, 233(1959)
- I32. **В.И.Джелепов, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин - ЖЭТФ**, 29,
 1369 (1955)
- I33. **T.Coer, D.H.Hill, W.F.Hernyak, L.W.Smith, G.Snow.**
Phys. Rev. 98, 1369(1955)
- I34. **F.Chen, C.Leavitt, A.Shapiro.** **Phys. Rev**103, 211(1956)
- I35. **A.Shapiro.** **Proc. 6 Resh. Conf. IV** 31, (1956)
- I36. **Б.С.Неганов, О.В.Савченко - ЖЭТФ**, 32, 1265 (1957)
- I37. **Ю.М.Казаринов, Б.Н.Симонов - ЖЭТФ**, 35, 78 (1958)
- I38. **К.С.Марин, Л.М.Сороко - Proc. 10 Resh. Conf.** 194 (1960)
- I39. **Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин - ЖЭТФ**, 38, 744 (1959)
- I40. **Ю.Д.Прокошкин - Препринт ОИИИ Д-569** (1960)
- I41. **S.J.Lindenbaum, P.M.Sternheimer.**
Phys. Rev. Lett. 5, 24 (1960)
- I42. **Ю.Д.Бажков, Г.А.Лексин - ЖЭТФ**, 38, 1907 (1960)
- I43. **T.N.K.Godfrey.** **Phys. Rev.** 92, 512(1953)
- I44. **T.N.K.Godfrey.** **Phys. Rev.** 94, 756 (1954)
- I45. **L.Winsberg.** **Phys. Rev.** 95, 205(1954)
- I46. **J.O.Burgman, J.Fisher, B.Leontie. A.Lunbby, R.**
Muenier, J.Street. **Phys. Rev. Let.** I, 469 (1958)

- I47. **Si-Cang Fang, A. Turkevich. Phys. Rev.** 95, 176 (1954)
- I48. А.К.Лаврухина, И.М.Гречищева, Б.А.Хлопин - Атомная энергия 6, 45 (1959)
- I49. М.Я.Кузнецова, Мин Нам Бук, В.Н.Рыбаков, В.А.Халкин - Препринт ОИЯИ Р-624 (1960).
- I50. **A.M. Shapiro. Phys. Rev.** 84, 1036 (1951)
- I51. В.П.Джелепов, В.Г.Иванов, М.С.Козодаев, В.Т.Осипенков, Н.И.Петров, В.А.Русаков - ЖЭТФ, 31, 923 (1956)
- I52. Ван Ган-ман, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, Л.Н.Дубровский, Е.Н.Кладнишкая, М.И.Соловьев - ЖЭТФ, 35, 899 (1958)
- I53. **T.A. Fujii. Phys. Rev.** 113, 695 (1959)
- I54. В.С.Барашенков, Э.К.Михул, Хуан Цзу-чжань - Препринт ОИЯИ Д-673 (1961).