

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
АКАДЕМИИ НАУК УЗССР

ИГАМБЕРДИЕВ
Кудратилла Рахимович

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПИОН-УГЛЕРОДНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ИНТЕРВАЛЕ $4.0 \div 40.0$ ГЭВ/С.

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

Специальность 01 - 04 - 16 - физика
атомного ядра и космических лучей.

Научные руководители:

Академик АН УзССР, доктор физико -
математических наук, профессор
С.А.АЗИМОВ

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
А.А.ЮЛДАШЕВ.

ТАШКЕНТ, 1975.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение	I
Глава I. Общие характеристики адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях (обзор).	5
§ 1. Сечения и множественность.	5
§ 2. Инклюзивные характеристики адрон-ядерных взаимодействий.	12
§ 3. Образование многонуклонных систем в адрон-ядерных взаимодействиях.	15
Глава II. Методика эксперимента.	19
§ 1. Пучок и камера.	19
§ 2. Методика просмотра и отбора событий.	23
§ 3. Методика отбора и обработки реакции $\pi^- C^{12} \rightarrow P + \text{"все остальное"}$.	25
§ 4. Оценка ошибок измерений.	31
Глава III. Множественность вторичных заряженных частиц, образованных в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях при 5.0 и 40.0 Гэв/с.	33
§ 1. Определение числа $\pi^- C^{12}$ -взаимодействий.	33
§ 2. Экспериментальные результаты.	37
§ 3. Обсуждение результатов.	46
Глава IV. Изучение реакции $\pi^- + C^{12} \rightarrow P + \text{"все остальное"}$.	54

Часть I. Изучение коррелированного испускания пар протонов.	55
§ 1. Данные при 4.0 Гэв/с.	55
§ 2. Данные при 7.5 Гэв/с.	69
§ 3. Данные при 5.0 Гэв/с.	69
§ 4. Сравнение данных при 4.0, 5.0 и 7.5 Гэв/с.	72
§ 5. Примесь сложных частиц.	78
§ 6. Обсуждение результатов.	81
Часть II. § I. Полуинклюзивные реакции	
$\pi^- + C^{12} \longrightarrow P + P + X$ при 4.0 и 7.5 Гэв/с.	88
Заключение.	101
Приложение.	104
Литература.	110

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы резко повысился интерес к изучению взаимодействий частиц высоких энергий с атомными ядрами. В этой области физики высоких энергий имеются хорошие возможности решения таких важных проблем, как изучение взаимодействий короткоживущих частиц с нуклонами; появляются возможности изучения структуры ядра и взаимодействий нуклонов в ядре; реакции при высоких энергиях адронов с ядрами позволяют исследовать также и экзотические ядра: гиперфрагменты, изоядра, резонансы с барионным зарядом $B \geq 2$ и т.д.

Как известно, в соударениях адронов при высоких энергиях ($E > 5$ Гэв) множественные процессы являются доминирующими. В этом смысле, адрон-ядерные взаимодействия не являются исключением. Интерпретация динамики процесса множественной генерации частиц затруднена отсутствием последовательной теории сильных взаимодействий. В настоящее время имеется набор моделей, пригодных для описания только отдельных сторон явления.

Большое число вторичных частиц, образующихся при высоких энергиях в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях, делает практически невозможным исследование всех отдельных каналов реакции. В связи с этим в настоящее время инклюзивные и полукклюзивные исследования являются ценными для проверки новых принципов сильных взаимодействий, таких как гипотеза масштабной инвариантности и предельной фрагментации.

Настоящая работа посвящена изучению некоторых характеристик пион-углеродных взаимодействий при импульсе 4.0; 5.0; 7.5 и 40.0 Гэв/с на снимках с пропановых (C_3H_8) пузырьковых камер.

Исследованы множественности вторичных заряженных частиц при 5.0 и 40.0 Гэв/с; подробно изучены парные корреляции протонов и инклюзивные спектры в интервале (4.0 + 7.5) Гэв/с.

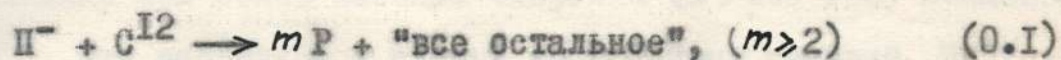
Диссертационная работа состоит из четырех глав, заключения и приложения.

В первой главе дается краткий обзор имеющихся экспериментальных данных по взаимодействиям адронов высокой энергии с ядрами в области импульса первичной частицы выше 1 Гэв/с.

Во второй главе описана использованная в данной работе методика изучения пион-углеродных взаимодействий с помощью пропановых пузырьковых камер.

Третья глава посвящена анализу множественности вторичных частиц в $\pi^- C^{12}$ - взаимодействиях при 5.0 и 40.0 Гэв/с.

Четвертая глава диссертации состоит из двух частей. В первой части приводятся результаты изучения корреляций между протонами, образованными в реакции



при импульсе первичных отрицательных пионов 4.0; 5.0; 7.5 Гэв/с. Во второй части данной главы проводится анализ инклюзивных спектров вторичных протонов в реакции (0.1).

Основные выводы, вытекающие из результатов работы, приведены в заключении.

В приложении описана методика вычисления статистических весов событий типа (0.1).

ГЛАВА I

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.

(Обзор).

§ I. Сечения и множественность.

Анализ экспериментальных данных в области энергий выше 1 Гэв показывает, что энергетические зависимости полных (σ_{tot}) и упругих (σ_{el}) сечений взаимодействий частиц с ядрами, в первом приближении такие же, как в адрон-адронных взаимодействиях - сечение быстро падает с ростом энергии налетающей частицы и затем выходит на плато; так например, для пион-ядерных взаимодействий полное неупругое сечение для различных ядер падает с ростом энергий в области $E = (1 + 30)$ Гэв^{/1-5/}. В интервале $E = (30 + 70)$ Гэв $\sigma_{\pi\text{-ядро}}$ в пределах экспериментальных ошибок постоянно^{/6/}.

Данные при более высоких энергиях ($E > 100$ Гэв) показывают^{/7,8/}, что наблюдается слабый рост полных сечений $\pi^{\pm}N$, pN , $K^{\pm}N$ - взаимодействий. Как следует из экспериментов в космических лучах^{/9/}, повидимому, аналогичный эффект имеет место и в адрон-ядерных соударениях.

Сечение $\sigma(aA)$ зависит от атомного номера ядра мишени как

$$\sigma(aA) \sim A^{\alpha} \quad (I.I)$$

где a - налетающая частица, A - атомный номер ядра-мишени.

Например, результаты измерений полных сечений взаимодействий нейтронов со средним импульсом $P = 200$ Гэв/с с ядрами C , $A\ell$, Ca , Sc и Pb на ускорителе в Батавии дают зависимость^{/10/}

$$\sigma_t(A) = (56.6 \pm 9.0) A^{0.729 \pm 0.010}. \quad (1.2)$$

Полное сечение зависит также и от типа налетающих частиц. Например, сечение взаимодействия пионов с ядрами меньше сечения протон-ядерных взаимодействий. Кроме этого, сечения взаимодействий адронов с легкими ядрами очень слабо зависят от знака заряда налетающих частиц, например, сечения взаимодействий для Π^+ и Π^- - мезонов в пределах ошибок совпадают^{/5/}.

Известные теоретические методы расчета сечений носят феноменологический характер и содержат параметры, а иногда и ~~ча~~ функции, подбираемые из сравнения с опытом. Для вычисления сечений обычно применяются оптическая модель^{/11/}, теория многократного рассеяния Глаубера, являющаяся обобщением оптической модели^{/12-14/} и модель внутриядерных каскадов^{/5/}.

К основным характеристикам адрон-ядерных соударений относятся также распределения событий по множественности вторичных частиц и средние множественности частиц различного типа.

Экспериментальные данные о множественном образовании частиц в адрон-ядерных взаимодействиях получены, в основном, с помощью трековых приборов: фотоэмульсии^{/15-27/}, искровые^{/8,28,29/} и пузырьковые камеры^{/30-34/}.

Характер распределений по множественности релятивистских частиц (n_s) при ~ 5 Гэв/с в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях близок к пуассоновскому^{/5,15,35/}.

С увеличением энергии максимум распределения смещается в область больших n_s , а дисперсия становится больше величины, ожидаемой из распределения Пуассона. Распределение для взаимодействий с тяжелыми ядрами шире, чем для легких ядер т.е. имеет место зависимость n_s - распределения от атомного номера ядра-мишени. Отметим, что ряд теоретических моделей, например, партонная, мультипериферические, статистические и др. предсказывают распределение по множественности типа Пуассона:

$$P(n_s) = \frac{\langle n_s \rangle^{n_s}}{n_s!} e^{-\langle n_s \rangle} \quad (1.3)$$

При высоких энергиях ($E > 5$ ГэВ) в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях экспериментальные данные плохо описываются Пуассоновским распределением^{/36,37/}.

В работе^{/38/} было предложено использовать для описания распределений по множественности вторичных частиц в РР - столкновениях распределение Пойа:

$$P(n) = P(0) \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + \xi \langle n \rangle} \right)^n \left(\frac{(1 + \xi)(1 + 2\xi) + [1 + (n-1)\xi]}{n!} \right) \quad (1.4)$$

где $P(0) = (1 + \xi \langle n \rangle)^{-1}$. Параметр ξ связан с дисперсией распределения и средней множественностью $\langle n \rangle$ соотношением

$$\xi = \frac{1}{\langle n \rangle} - \frac{\sigma^2}{\langle n \rangle^2} :$$

Распределение Пойа применяется к ветвящимся процессам, основной особенностью которых является зависимость числа частиц в последующем поколении от числа частиц, образованных в предшествующем. При $\xi = 0$ распределение (1.4) переходит в распределение Пуассона. Первый член в соотношении (1.4) соответствует

независимому испусканию частиц, второй - генетической корреляции между частицами.

Процесс взаимодействия частицы с ядром можно отнести к классу ветвящихся процессов, поэтому распределение Пуассона применимо к взаимодействиям элементарных частиц с ядрами. Например, в π^+p -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 40$ ГэВ^{/37/} было получено, что распределение Пуассона хорошо описывает множественности ($\langle n_s \rangle \geq 4$), для которых с достаточным основанием можно ожидать наличия ветвящихся процессов.

Дополнительную информацию о характере взаимодействия адронов с ядрами можно получить, изучая зависимость средней множественности вторичных частиц от энергии первичной частицы.

Экспериментальные данные показывают, что средняя множественность релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ взаимодействий π - мезонов с нуклонами и ядрами растет с энергией^{/39/}.

Для адрон-адронных столкновений мультипериферическая модель предсказывает логарифмический рост множественности, а модели статистического типа предполагают степенную зависимость. В интервале энергий $7 + 205$ ГэВ экспериментальные данные по πp - взаимодействиям лучше согласуются с логарифмической зависимостью, чем со степенной^{/36/}.

Для взаимодействий адронов с ядрами в области высоких энергий в рамках партонной модели^{/40/} было получено соотношение

$$\frac{\langle n_s(A, E) \rangle \sigma(aA)}{\langle n_s(I, E) \rangle \sigma(aN)} = A \quad (1.5)$$

где $\langle n_s(A, E) \rangle$ и $\langle n_s(I, E) \rangle$ - средние множественности релятивист-

ских частиц, образованных в адрон-ядерных и адрон-нуклонных взаимодействиях, соответственно; $\sigma(aA)$ и $\sigma(aN)$ - полные неупругие сечение взаимодействия налетающей частицы с ядрами (A - атомный номер ядра) и нуклонами.

Из выражения (I.5), предполагая, что $\sigma(aA) \approx A^{2/3} \sigma(aN)$ получим

$$\langle n_s(A, E) \rangle = A^{1/3} \langle n_s(1, E) \rangle \quad (I.6)$$

В модели Готтфрида^{/41/} выведено соотношение

$$\langle n_s(A, E) \rangle = \left[1 + \frac{1}{3} (\bar{\nu}_A - 1) \right] \langle n_s(1, E) \rangle + \text{const}, \quad (I.7)$$

где $\bar{\nu}_A$ - среднее число внутриядерных соударений лидирующей частицы.

Выражения (I.6) и (I.7) подразумевают, что характер роста $\langle n_s(A, E) \rangle$ с энергией приблизительно такой же, как и в случае адрон-нуклонных соударений. Экспериментальные данные^{/37,42/} в первом приближении не противоречат такому утверждению.

Средняя множественность релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$ в адрон-ядерных взаимодействиях для данной энергии растет также с увеличением атомного номера ядра мишени. По данным, полученным в фотоэмульсиях, в пион-ядерных взаимодействиях для $\bar{A} \approx 14$ эта зависимость имеет вид^{/16/}

$$\langle n_s \rangle \sim A^\alpha; \quad \alpha = 0.13 \pm 0.02. \quad (I.8)$$

Для протон-ядерных взаимодействий зависимость $\langle n_s \rangle$ от A характеризуется более сильной^{/5,39/}. Общий характер энергетической зависимости $\langle n_s \rangle$ для протон-ядерных и пион-ядерных взаимодействий одинаков.

Неупругие столкновения частиц высоких энергии с атомными ядрами представляют собой сложный процесс, аналитическое описание которого встречает очень большие трудности.

Гидродинамическая модель Л.Д.Ландау^{/43/}, которая является логическим обобщением статистической теории Ферми^{/44/}, учитывает взаимодействие вторичных частиц между собой в процессе развития и применима при очень высоких энергиях ($E > 10^3$ Гэв) для центральных столкновений.

Анализ взаимодействий адронов с ядрами в области энергий ($10 + 1000$) Гэв показал, что ряд экспериментальных фактов: форма распределения поперечного импульса, независимость поперечного импульса от угла вылета, анизотропия углового распределения в с.ц.м., качественно согласуются с гидродинамической моделью^{/45-47/}.

Однако, угловое распределение медленных частиц рассчитанное по гидродинамической модели не согласуется с экспериментом. Имеются расхождения и в средней множественности ливневых частиц. Например, для взаимодействий Π - мезонов с энергией 17 Гэв с тяжелыми ядрами эмульсии было получено $\langle n_s \rangle = (7.1 \pm 0.2)$, а расчет дает величину $7.7^{31,48/}$.

В основе каскадной теории ядерных реакций при высоких энергиях лежит высказанная Гейзенбергом^{/49/} и Сербером^{/50/} идея о внутриядерных каскадах как серии последовательных квазибеспрепятственных столкновений быстрой первичной частицы с отдельными нуклонами ядра.

Сравнение предсказаний этой модели с экспериментом в области $E \leq 5$ Гэв показало, что результаты расчета хорошо

согласуются с экспериментом^{/51/}. Однако, при энергиях $E > 5$ Гэв имеются существенные расхождения для характеристик медленных частиц и значений средней множественности релятивистских частиц. Расчетные значения $\langle n_s \rangle$ для легких и тяжелых ядер, превышают экспериментальные данные^{/30,48,52/}. Сравнение распределений по n_s с расчетами каскадной модели показывает, что наибольшие отклонения модели от эксперимента наблюдается при $n_s < \langle n_s \rangle$ /52/.

Некоторые экспериментальные особенности адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий такие, как близость средних значений коэффициента неупругости, инвариантность среднего значения поперечного импульса рожденных частиц, отсутствие или слабая зависимость от энергии отношения $\langle n_s \rangle$ в адрон-ядерных столкновениях к $\langle n_s \rangle$ в адрон-адронных взаимодействиях, слабая зависимость средней множественности релятивистских частиц от массового числа ядра мишени и др. свидетельствуют о схожести характера взаимодействий в элементарных актах и во взаимодействиях с ядрами. Для объяснения этих особенностей в последнее время появились модели^{/41,53/}, рассматривающие процесс множественной генерации частиц в двух стадиях - через образование промежуточного кластера. На первой стадии в результате столкновения первичных частиц возникает сильновозбужденная адронная система - кластер. Вторая стадия - распад этой системы на вторичные частицы. В случае адрон-ядерных взаимодействий учитываются взаимодействия кластера с нуклонами внутри ядра. Сечения взаимодействий таких кластеров с нуклонами близки к адрон-адронным сечениям^{/54/}.

§ 2. Инклюзивные характеристики адрон-ядерных взаимодействий.

Для описания n - частичной системы при неполяризованном начальном состоянии требуется $3n - 4$ независимых переменных. В соответствии, экспериментальная методика, за исключением редких случаев, не позволяет регистрировать все вторичные частицы, вследствие чего может быть потеряна та или иная информация, которая необходима при исследовании многочастичных процессов в инклюзивном подходе.

Однако, как показывают работы Фейнмана^{/55/} и Янга и др.^{/56/} для понимания динамики множественных процессов весьма полезным оказывается, так называемый, инклюзивный подход, т.е. метод изучения множественных процессов, в котором информация о природе взаимодействия может быть получена при регистрации только определенных частиц, образованных в соударении.

Рассмотрим инклюзивную реакцию

$$a + b \longrightarrow c + \text{"все остальное"}. \quad (I.9)$$

Экспериментально для такого процесса можно измерить дифференциальное сечение

$$\frac{d^2\sigma(a + b \rightarrow c + \dots)}{d\bar{p}^3}, \quad (I.10)$$

которое будет зависеть, в общем случае, от типа взаимодействующих и регистрируемых частиц (a , b и c), а также от вектора импульса частицы $c(\bar{p}_c)$ и полной энергии взаимодействия ($\sqrt{s}$) в с.ц.м. Обозначим через $(E, \bar{p}_c)$ 4^x - мерный вектор импульса

частицы "с" и введем лоренц-инвариантное инклюзивное сечение

$$E_c \frac{d^3\sigma}{d\bar{p}_c^3} = f(s, \bar{p}_c) \quad (I.II)$$

где $E = (m_c^2 + p_c^2)^{1/2}$ - полная энергия частицы "с". Функция $f(s, \bar{p}_c)$ называется структурной функцией.

Одночастичная структурная функция для неполяризованного начального состояния зависит от трех независимых переменных: энергии в с.ц.м. ($\sqrt{s}$), продольной и поперечной компонент трехмерного импульса $\bar{p}_c$. Нормировка $f(s, \bar{p}_c)$ такова, что

$$\int \frac{f(s, \bar{p}_c)}{E_c} d\bar{p}_c^3 = \langle n_c \rangle \sigma(ab) \quad (I.I2)$$

где $\langle n_c \rangle$ - средняя множественность частиц типа "с", $\sigma(ab)$ - полное сечение всех процессов, в которых определяется $\langle n_c \rangle$. Обычно $\sigma(ab)$ берут равным полному неупругому сечению взаимодействия.

Янг и др.^{/56/} выдвинули гипотезу, в соответствии с которой инклюзивное сечение для конечных значений импульса частицы "с" в системе покоя налетающей частицы "а" или частицы мишени "в" при $s \rightarrow \infty$ достигает своего предельного значения, т.е.

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f(s, \bar{p}_c) \rightarrow \rho_a(\bar{p}_c) > 0 \quad (I.I3)$$

для конечных $\bar{p}_c$ в системе покоя частицы "а" ($P_a = 0$) или

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f(s, \bar{p}_c) \rightarrow \rho_b(\bar{p}_c) > 0 \quad (I.I4)$$

для конечных $\bar{p}_c$ в системе покоя мишени "в" ($P_b = 0$). Функции $\rho_a(\bar{p}_c)$ и $\rho_b(\bar{p}_c)$ не конкретизируются, также как и не конкретизируется степень их приближения к предельным значениям.

Гипотеза скейлинга Фейнмана ^{/55/} утверждает, что

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f(s, x, p_{\perp}^2) \rightarrow f(x, p_{\perp}^2) > 0 \quad (1.15)$$

где $x = 2p_{\parallel}^*/\sqrt{s}$; $p_{\parallel}^*$ и $p_{\perp}$ - продольный и поперечный импульсы частицы "с" в с.ц.м. Это предсказание справедливо для всех x и $p_{\perp}^2$ при $s \rightarrow \infty$ и для значений $x^2 \gg \frac{4(m_c^2 + p_{\perp}^2)}{s}$ гипотеза предельной фрагментации и Фейнмановский скейлинг эквивалентны. Однако, следует отметить, что при конечных энергиях обе гипотезы различаются, так как фиксирование значения x неадекватно фиксированию $p_{\parallel}^*$ за исключением, когда $|x| \gg \frac{2(m_c^2 + p_{\perp}^2)^{1/2}}{\sqrt{s}}$. Далее, точка $x = 0$ в гипотезе предельной фрагментации неприемлема, так как это соответствует $p_{\parallel}^{*0} \approx \frac{\sqrt{s}}{2}$ или $p_{\parallel}^{*0} \approx \frac{\sqrt{s}}{2}$, которые при $s \rightarrow \infty$ также стремятся к бесконечным значениям.

В гипотезе предельной фрагментации при фиксированных $p_{\perp}^2$ значения $x < 0$ соответствует области фрагментации частицы - мишени, а $x > 0$ - фрагментации налетающей частицы.

Фейнмановский скейлинг, ⁶ противоположность гипотезе предельной фрагментации, предсказывает также поведение структурной функции в области $x \approx 0$ (центральная область); при $s \rightarrow \infty$

$$f(s, x, p_{\perp}^2) / x \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(p_{\perp}^2) > 0 \quad (1.16)$$

что равносильно наличию плато в структурной функции $f(s, \vec{p})$, выраженной в переменных $p_{\perp}^2$ и $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + p_{\parallel}^*}{E^* - p_{\parallel}^*}$ (продольная быстрота). Прямим следствием этого утверждения является логарифмический рост средней множественности.

Интересно отметить, что наличие скейлинга в полуинклюзивных процессах ведет к существованию предельного распределения множественности - КНО - скейлинг ^{/57/}, из которого вытекает

независимость от энергии распределения по множественности в виде

$$\langle n \rangle \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} = \psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right) \quad (1.17)$$

где σ_n - сечение образования n - частиц; σ_{in} - полное неупругое сечение взаимодействия; $\langle n \rangle$ - средняя множественность.

В последнее время интенсивно обсуждаются вопросы скейлинга и предельной фрагментации в применении к ядрам. Так, например, в работах Фишбана и Трефила^{/58,59/} и Балдина^{/60/} показано, что масштабная инвариантность должна иметь место в адрон-адронных соударениях, если она выполняется в адрон-адронных взаимодействиях.

Анализ данных по адрон-адронным^{/61-65/} и адрон-ядерным соударениям^{/66-70/} показывает, что некоторые следствия, вытекающие из масштабной инвариантности, имеют место уже при энергиях $E \gg 10$ Гэв.

§ 3. Образование многонуклонных систем в адрон-ядерных взаимодействиях.

Ценные сведения о механизме адрон-ядерных взаимодействий и структуре ядра могут дать исследования образования резонансов, многобарионных систем и изоядер.

Например, представляют большой интерес реакции выхода нуклонных ассоциации типа d, t, α -частиц и изоядер в адрон-ядерных взаимодействиях. Анализ экспериментальных данных показывает, что при малых передаваемых импульсах наблюдаемые на эксперименте явления можно объяснить механизмом прямых процессов.

Для теоретических расчетов таких процессов применяются аппарат волновых диаграмм и диаграммы треугольного вида^{/71/}.

Вряду с диаграммным подходом имеются также ряд теоретических моделей описывающие выход сложных частиц (d , t , α и др.) при взаимодействиях адронов высокой энергии с ядрами.

Одной из таких моделей является модель Батлера - Пирсона^{/72/}. По модели Батлера - Пирсона образование сложных нуклонных ассоциаций происходит в результате рекомбинации нуклонов с близкими по направлению и по величине импульсам. Эти нуклоны появляются в результате развития каскадного процесса в ядре. Рождение дейтонов с импульсами, сравнимыми с импульсами каскадных нуклонов описывается удовлетворительно.

Для объяснения наблюдаемых больших передач энергии, генерируемых дейтоном, Блохинцевым было выдвинута флуктуационная модель^{/73/}. В случае образования дейтонов большой энергии, расчеты по флуктуационной модели близки к экспериментальному. Энергия более тяжелых нуклонных ассоциаций моделью не описывается.

Одним из первых теоретических подходов к объяснению испускания тяжелых нуклонных ассоциаций из ядра, является так называемая "кластерная" модель^{/74-76/}.

В ряде работ^{/77,78/} параметры, характеризующие образование кластеров: среднее время пребывания нуклонов в составе кластера, число кластеров в ядре и их импульсное распределение определяются из результатов сравнения расчета с опытом. В этих работах согласие опыта с моделью можно получить в предположении, что около половины времени нуклоны в легких ядрах и на периферии тяжелых ядер пребывают в составе α -кластеров.

Аналогично α - частичному ассоциированию, естественно предположить возможность существования и других нуклонных кластеров. Например, в работе^{/79/} энергетические спектры и угловые распределения Λ_i^8 для случаев расщеплений ядер C^{12} и N^{14} протонами с импульсами 660 Мэв/с, были проанализированы на основе кластерной модели прямых реакции^{/80/}. Согласие расчетов с экспериментом для высокоэнергичных фрагментов с $E > 30$ Мэв очень хорошее. Однако, в угловом распределении модель дает несколько меньшую анизотропию.

Имеется еще ряд теоретических подходов, например^{/81-86/}, в которых выбивания сложных нуклонных ассоциаций описываются оболочечной моделью, фейнмановскими диаграммами и т.д.

Следует отметить, что в настоящее время нет единой точки зрения для объяснения выбивания сложных частиц из ядра. Имеющиеся теоретические модели не в состоянии описать все стороны этого явления.

При взаимодействии адронов высокой энергии с ядрами наряду со сложными нуклонными ассоциациями могут образоваться гиперфрагменты - сложные ядерные состояния, в которых место одного из нейтронов занимает Λ^0 - гиперон.

В настоящее время получены существенно обнадеживающие данные (см. обзор^{/87/}) об образовании дибарионных резонансов в ядро-ядерных взаимодействиях, для которых массы с хорошей точностью удовлетворяют условию*) $M_{NN}^* \approx M_N + M_{N^*}$, M_N - масса нуклона и M_{N^*} - масса какой-либо из известных изобар.

Возможность существования таких резонансов указывалось ранее И.И.Подгорецким и В.Г.Гришиным^{/88/}.

сделать вывод
Это обстоятельство позволило сформулировать о существова-
нии изобар^{/89/} - многобарионных ядерных образований, в которых
или несколько нуклонов заменены на изобары N^* , Δ или Y^*
(аналогично Λ^0 - частицы в гиперядрах).

Наличие резонансов в системе двух и более барионов вполне
возможно, ввиду отсутствия каких - либо запретов на существо-
вание таких резонансов.

В работах^{/90-93/} было получено указание на возможность
образования резонанса в системе ΛP .

В спектре эффективных масс двух протонов было получено
указание на коррелированное испускание пар протонов в P^-He -
взаимодействиях при 9 Гэв/с^{/94/}.

В заключение настоящего обзора отметим, что изучение мно-
жественного рождения частиц на ядрах представляет большой инте-
рес с точки зрения развития феноменологических теорий, описыва-
ющих адрон- ядерные взаимодействия, а также для проверки общих
принципов теории сильных взаимодействий, например, масштабной
инвариантности. Более того, только при исследовании взаимодей-
ствии элементарных частиц с ядром возможно изучение многобари-
онных резонансов и взаимодействий резонансов с нуклонами.

Г Л А В А II.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Методика изучения взаимодействий частиц с ядрами — самая различная и включает как фотоэмульсионную технику, так и пузырьковые камеры. Достаточно много экспериментальных данных было получено в электронных экспериментах. Каждая из перечисленных методик имеет свои преимущества и недостатки. Так, например, в фотоэмульсии можно регистрировать продукты распадов возбужденных ядер и ядра отдачи, что становится весьма трудным и практически невозможным в пузырьковых камерах и в электронных экспериментах. Однако, развитие методики так называемых твердых детекторов, используемых в последнее время при исследовании адрон-ядерных взаимодействий^{/95/}, позволяет в некоторой степени устранить этот недостаток. Существенным недостатком при изучении соударений частиц с ядрами в фотоэмульсии является сложный состав мишени, что практически, исключает возможность получения экспериментальной информации, относящейся к ядрам определенного сорта. В этом смысле пузырьковые камеры имеют ряд преимуществ. Например, в ксеноновых, аргоновых, дейтериевых и др. камерах можно исследовать взаимодействия частиц с определенными ядрами.

§ I. Пучок и камера.

В настоящей работе для исследования взаимодействий Π^- -мезонов с ядрами углерода (Π^-C^{12}) использовались стереофотографии, полученные с 55-сантиметровой (ПК-4)^{/96/}, однометровой

ДТПК-200)/97/ и двухметровой (ДТПК-500)/98/ пропановых (C_3H_8) пузырьковых камер, облученных пучками отрицательных P^- - мезонов на синхрофазотронах ЛВЭ ОИЯИ (Дубна)/99/ и ИФВЭ (Серпухов)/

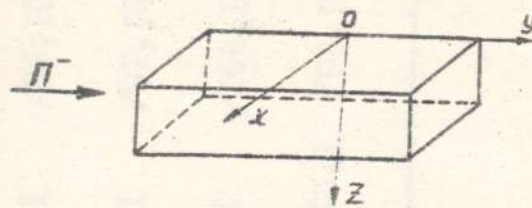
Во всех сериях облучения камеры были помещены в постоянное магнитное поле.

На рис. I показана принятая в камерах система координат. Направление первичных пучков в этих системах близко к направлению оси Y . В таблице I приведены основные характеристики камер и пучка.

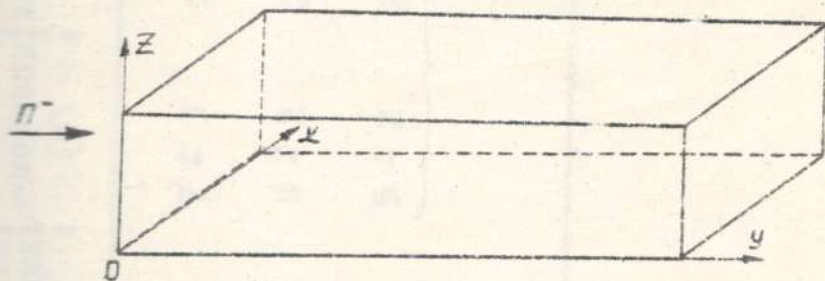
Оптическая система 55-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ состояла из двух фотоаппаратов с общей базой $B = 300$ мм, расположенной на высоте $H = 640$ мм над камерой. Съемка производилась на две пленки шириной 60 мм.

В однометровой пропановой пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ, при фотографировании была использована система, состоящая из пары одинаковых объективов и двух лентопротяжных механизмов. Объективы образуют три основные стереопары с базой $B = 400$ мм, а расстояния между стереопарами составляет 335 мм. Средняя стереопара фотографировала камеру полностью, а две крайние первую и вторую половину камеры. Съемка производилась на две пленки шириной 80 мм.

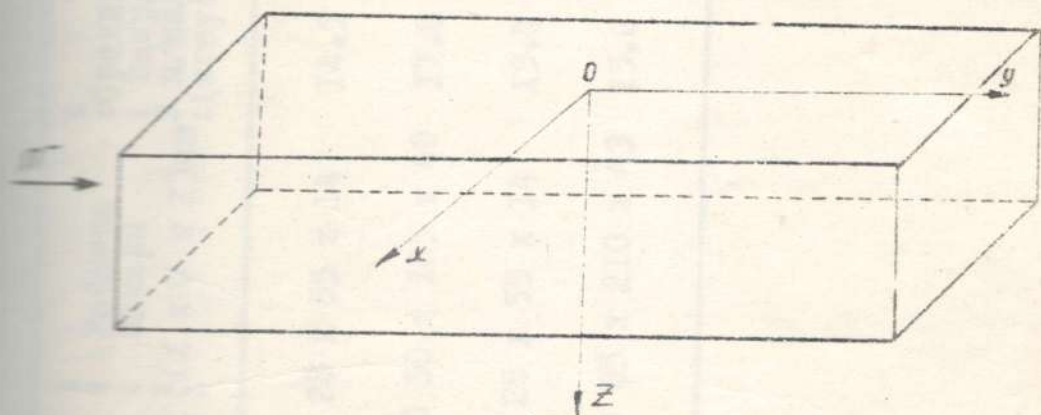
Фотографирование двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ производилось двумя оптическими системами, состоящими из 3^X объективов каждая. Расстояния между боковыми (основными) объективами составляет 380 мм, а между одним из боковых и третьим (вспомогательным) объективами, расположенным в вершине равнобедренного треугольника, - 250 мм. Каждая



а) ПК-4



б) ПК-200



в) ПТК-500

Рис.1. Система координат в камерах.

Таблица I.

Импульс первичных П-мезонов (Гэв/с)	Камера	Размеры камеры (X x Y x Z) см	Средняя напряж. поля 3 м/полю (кгаусс)	Средняя плотность первичных частиц	Примесь мезонов (%)	Примесь электронов (%)	Примесь К и Р (%)	Ссылка
3.97±0.24	ПК-4	28 x 55 x 14	14.3	10.8	7 ± 3	2.0 ± 0.8	I	/96, 101/
5.00±0.16	ПК-200	50 x 105 x 40	17.0	5.9	8 ± 2	2.0 ± 0.7	I	/97, 102, 103/
7.50±0.80	ПК-4	28 x 55 x 14	13.7	9.8	5 ± 2	2.0 ± 0.8	I	/104, 105/
40.00±0.24	ДПК-500	65 x 210 x 43	15.0	2.4	~ 20		3.7±0.1	/98, 106/

оптическая система снимала одну половину камеры $(65 \times 120 \times 43) \text{ см}^3$. Фотографирование производилось на шести пленках шириной 50 мм.

Масштаб фотографирования во всех сериях облучения для средней плоскости рабочего объема камеры составлял $1 : 10$.

§ 2. Методика просмотра и отбора событий.

Изучение множественной генерации частиц в пион-углеродных взаимодействиях проводилось на снимках с одно- и двухметровых камер, облученных при импульсе первичных пионов 5.0 и 40.0 Гэв/с соответственно.

Просмотр стереофотографий проводился на столах, состоящих из двух репроекторов. Снимки с 2^х-метровой камеры просматривались на спаренных столах, т.е. на четырех репроекторах, что давало возможность просматривать весь рабочий объем камеры.

При просмотре снимков с камер, в случае необходимости, использовались и вспомогательные объективы. Масштаб увеличения изображения на обоих столах составлял ~ 10 .

В соответствии с принятыми критериями классификации событий для пропановой пузырьковой камеры взаимодействия, отбираемые при просмотре, были разделены на группы π^+p , π^+n и π^+C /107

К π^+p - взаимодействиям относились события, удовлетворявшие следующим критериям:

1. Число вторичных заряженных частиц четно и их суммарный заряд равен нулю.
2. Число идентифицированных протонов нуль или единица.
3. Отсутствует боб (следы с длиной $l \leq 2$ мм считались бобом).

4. Отсутствует протон, летящий назад относительно первичной частицы (в Л.С. угол вылета протона $\theta_{\text{Л.С.}} > 90^\circ$).

К Π^-n - взаимодействиям относились события, удовлетворявшие критериям 2 + 4 для Π^-p - взаимодействий и с нечетным числом заряженных вторичных треков, суммарный заряд которых равен -1 .

Все события, неудовлетворяющие перечисленным выше критериям, относились к Π^-C - взаимодействиям.

В некоторых случаях не был определен тип взаимодействия, в основном, из-за вторичных взаимодействий, расположенных близко к вершине первичной звезды. Эта группа событий составляет $< 1\%$ от общего числа найденных звезд и в дальнейшем они не рассматривались.

При просмотре также регистрировались гамма-кванты и ν^0 частицы, связанные с найденными взаимодействиями. Гамма-кванты регистрировались по (e^-e^+) - парам конверсии. Если линия, соединяющая вершины звезды и пары, проходила между треками электрона и позитрона, то считалось, что γ - квант "смотрит" в звезду, в противном случае γ - квант отбрасывался и в дальнейшем не рассматривался.

На всех этапах настоящей работы вторичные отрицательные частицы считались Π^- - мезонами. Разделение протонов и Π^+ - мезонов проводилось в области импульсов меньше 700 Мэв/с. При импульсах до 700 Мэв/с в пропановой пузырьковой камере для следов с небольшим углом погружения визуально можно отделить протоны от Π^+ - мезонов по ионизации, не прибегая к дополнительным измерениям ионизации. Известно, что для Π^- - мезонов ионизация уже при 200 Мэв/с становится близкой к минимальной,

в то время как для протонов этот предел достигается при импульсе ~ 1200 Мэв/с. В случае останавливающихся следов, Π^+ -мезоны легко можно отличить от протонов по известной цепочке распада ($\Pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$), а Π^- -мезонов по σ^- -звезде (когда след короткий с незаметной кривизной). В некоторых случаях для идентификации положительных частиц использовалось соотношение пробег-импульс в пропане, так как длины пробегов для Р и Π^- -мезонов при равных импульсах резко различаются.

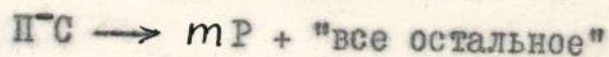
После двухкратного независимого просмотра проводился окончательный методический просмотр.

В таблице II приведено число просмотренных стереоснимков, число найденных событий и эффективности двойного просмотра.

Таблица II.

Импульс Гэв/с	Число кадров	Число найденных событий				Эффективность просмотра (%)
		Π^-p	Π^-n	Π^-c	Сумма	
5.0	5000	2571	781	2085	5437	98.9
40.0	10250	1905	755	1536	4196	99.8

§ 3. Методика отбора и обработки реакции



Для изучения коррелированного испускания пар протонов в Π^-c -взаимодействиях использовались снимки с 55-сантиметровой и однометровой камер при первичном импульсе пионов

4.0, 5.0 и 7.5 Гэв/с. При просмотре отбирались события типа

$$P^- + C \rightarrow m P + \text{"все остальное"} \quad (m \geq 2). \quad (2.1)$$

Окончательный отбор событий для измерений был произведен после третьего просмотра.

В таблице III приведено количество просмотренных стерео-кадров и число P^-C - взаимодействий с двумя и более протонами, отобранных для измерений.

Таблица III.

Импульс Гэв/с	4.0	5.0	7.5	Всего
Число просмотренных снимков	90 000	5 000	30 000	125 000
Число P^-C -взаимодействий с двумя протонами	2 310	255	820	4 385
Число P^-C -взаимодействий с тремя протонами *)	2 300	420	—	2 720
Число P^-C -взаимодействий с $n_p \geq 4$	1 500	—	—	1 500

Измерения отобранных событий с 55-сантиметровой камеры проводились на полуавтоматических установках ПИК-1/108/ методом соответствующих точек.

Обсчет измеренных событий производился на ЭВМ М-220 и М-222. Каждое событие обсчитывалось по геометрической программе, составленной нами на основе формул, приведенных в работе/109/.

*) P^-C -взаимодействия при 4.0 Гэв/с с числом протонов $n_p \geq 3$ обрабатывались на части просмотренного материала.

Программа включает в себя вычисление следующих характеристик событий: пространственные координаты центра звезды, длина измеренного следа, импульсы частиц и направляющие косинусы треков в заданной точке, а также ошибки в измерении импульсов и углов.

Измерения на снимках с однометровой камеры проводились также на ПИК-1 с использованием, при необходимости, вспомогательных проекций и обсчитывались по программе геометрической реконструкции "I - 6"/110/.

На рис. 2 приведены распределения центров отобранных звезд в системы камеры при 4.0 Гэв/с. Как видно из рисунка, пучек Γ -мезонов проходит по центру камеры.*)

Распределение измеренных значений конечных точек протонов по оси Z приводится на рис. 3. Избыток числа треков с $z = (0 \pm 1)$ см соответствует частицам, вылетающим из рабочего объема камеры.

Исходя из распределений, приведенных на рис. 2 и 3, была выбрана эффективная область камеры для исследуемых звезд: по оси X (1 ± 27) см; по оси Y ($-26.5 \pm +26.5$) см; по оси Z (1 ± 12) см.

В дальнейшем, с целью уменьшения доли событий с ядрами отдачи и с примесью вторичных сложных частиц типа d , t , α и др. а также со следами "испарительного" характера, нижняя граница для пробегов протонов в камере была выбрана равной 1 см.

Для лучшей идентификации протонов и уменьшения возможного влияния геометрии камеры на получаемые результаты, максимальный пробег для черных следов был ограничен также и сверху ($L \leq 7$ см).

*) Такие же распределения получены при 7.5 Гэв/с.

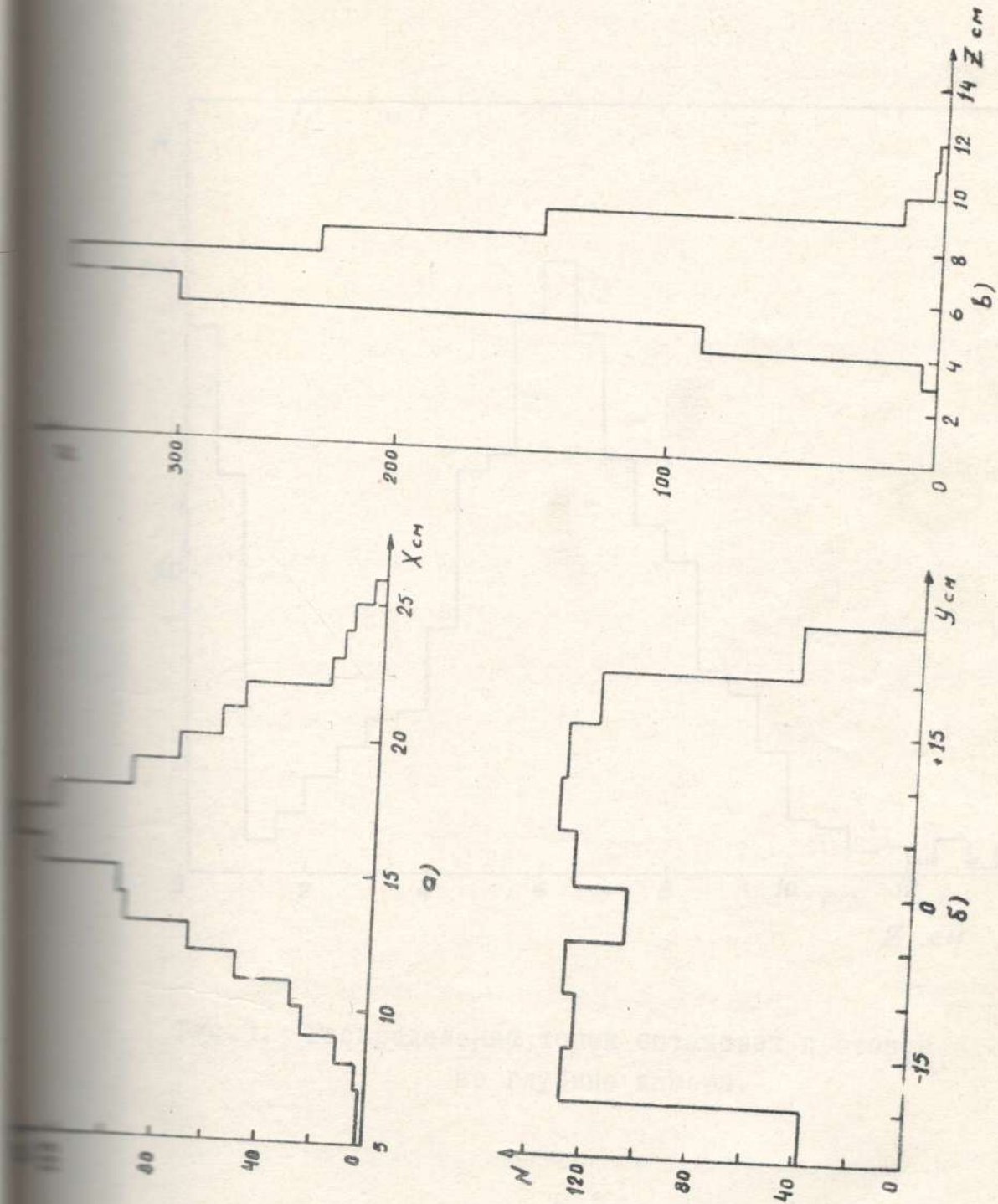


Рис.2. Распределения центров отобранных звезд в системе камер при 4.0 ГэВ/с.

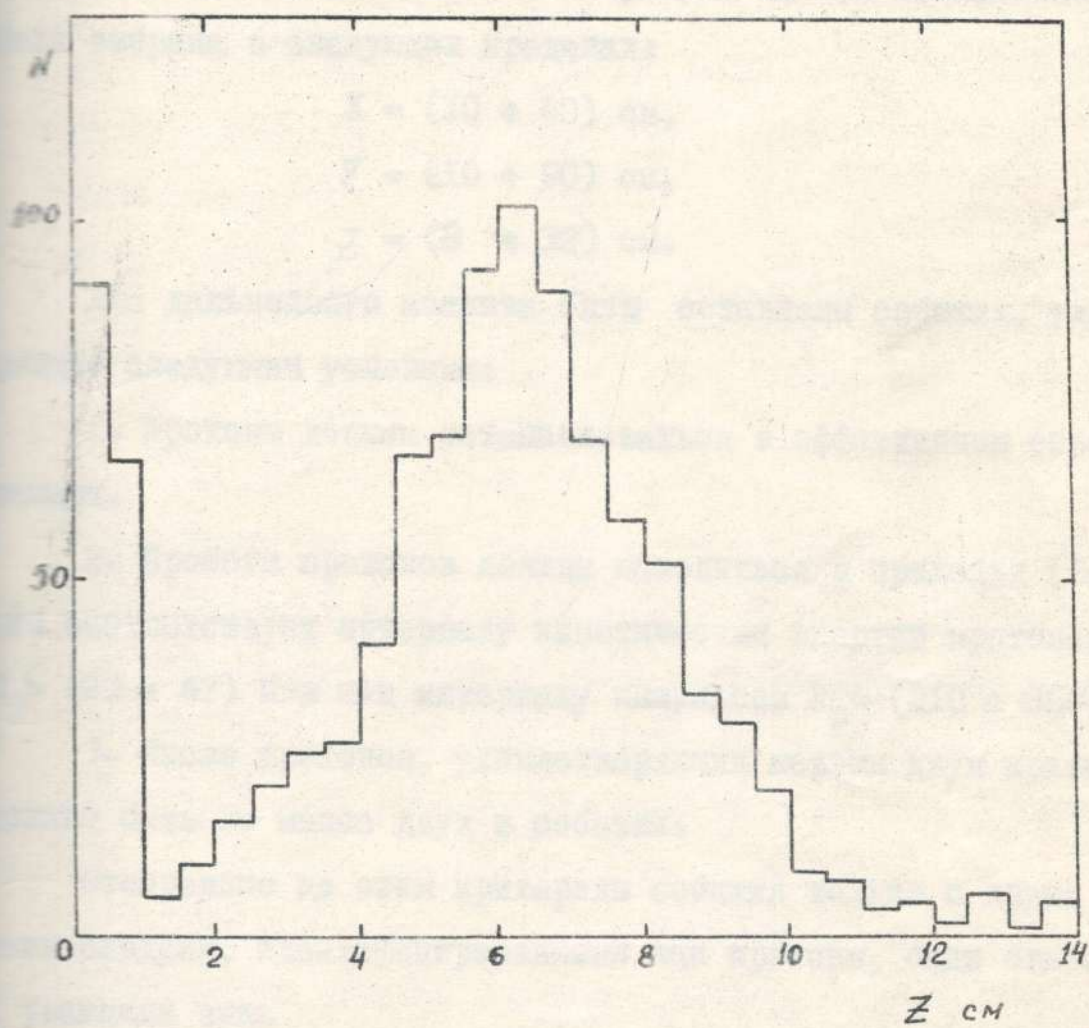


Рис.3. Распределение точек остановок протонов по глубине камеры.

В однометровой пропановой пузырьковой камере, где объем существенно больше по сравнению с 55-сантиметровой камерой, пучок проходит близко к середине рабочей области и поэтому ограничение для конечных точек трека не вводилось.

Эффективная область для координат центра измеренных звезд была выбрана в следующих пределах:

$$X = (10 \pm 40) \text{ см},$$

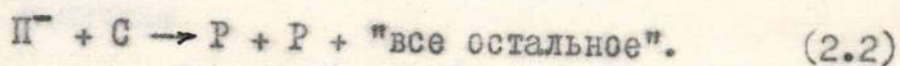
$$Y = (10 \pm 90) \text{ см},$$

$$Z = (8 \pm 32) \text{ см}.$$

Для дальнейшего анализа были оставлены события, удовлетворяющие следующим условиям:

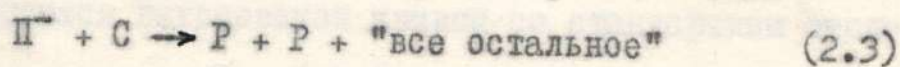
1. Протоны должны останавливаться в эффективном объеме камеры.
2. Пробеги протонов должны находиться в пределах $(1 \pm 7) \text{ см}$, что соответствует интервалу кинетических энергий протонов $E_p = (23 \pm 67) \text{ Мэв}$ или интервалу импульсов $P_p = (210 \pm 360) \text{ Мэв/с}$.
3. Число протонов, удовлетворяющих первым двум критериям, должно быть не менее двух в событии.

Отобранные по этим критериям события только с двумя черными следами, идентифицированными как протоны, были отнесены к реакциям типа



В дальнейшем будем называть их двухпротонными событиями ($2p$ - события).

Звезды с тремя протонами, т.е. реакции типа



будем называть $3p$ - событиями.

События с числом протонов $n_p \geq 4$ отнесем к многопротонным событиям.

Результаты окончательного отбора П⁺С - событий с двумя и более протонами, удовлетворяющими вышеперечисленным условиям при 4.0; 5.0 и 7.5 Гэв/с приведены в таблице IV.

Таблица IV.

Импульс (Гэв/с)	4.0	5.0	7.5
Число 2р-событий	1202	69	287
Число 3р-событий	1282	70	—
Число событий с $\eta_{p \geq 4}$	628	—	—
В с е г о	3112	139	287

§4. Оценка ошибок измерений.

Импульсы протонов, определялись по пробегу. Относительная ошибка в определении импульса не превышала $\sim 5\%$. Средняя ошибка измерения угла вылета, зависящая от расположения трека и расстояния от центра звезды до первой измеренной точки на треке оказалась равной $\sim 3^\circ$. Эти ошибки позволяют определить эффективную массу двух протонов с точностью $\Delta M_{pp} \leq 2.5$ Мэв.

Для оценки величины разброса в определении M_{pp} было повторно измерены около 200 событий с двумя протонами. Полученное распределение по величине

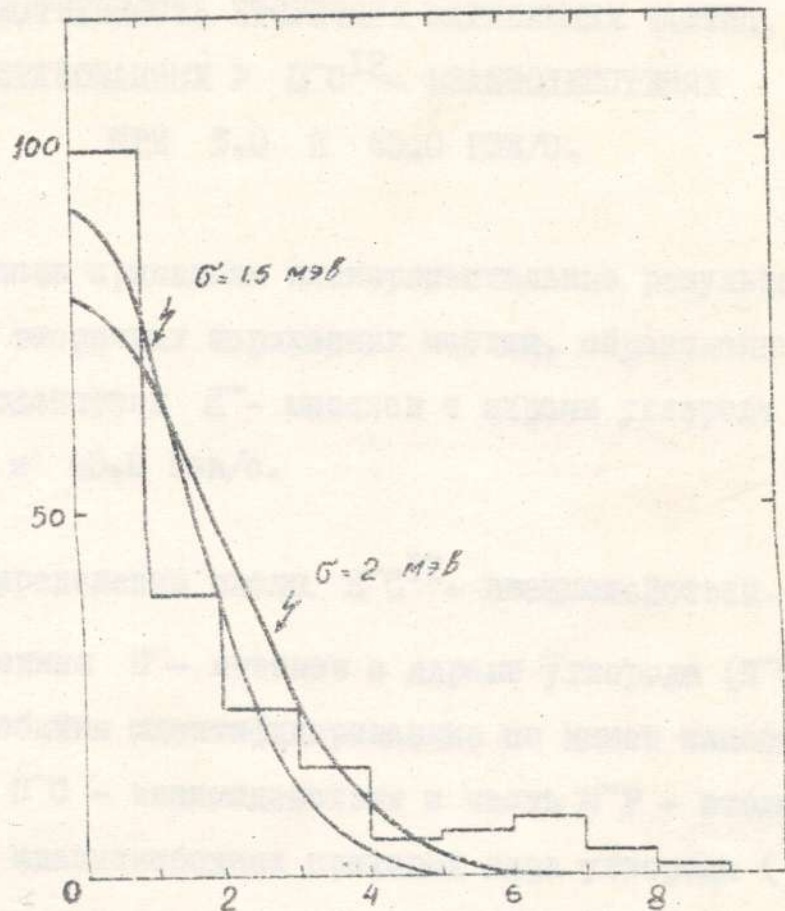
$$\Delta M_{pp} = M'_{pp} - M''_{pp},$$

где M'_{pp} и M''_{pp} - результаты первого и второго измерений соответственно, показано на рис.4. Это распределение довольно хорошо аппроксимируется гауссовской кривой со стандартным отклонением

$$\sigma = (1.5 \pm 2) \text{ Мэв/с},$$

что находится в согласии с предварительной оценкой ΔM_{pp} .

Результаты данной главы опубликованы в работах /107, III-III/



$$|\Delta M_{pp}| = |M_{pp} - M_{pp}| (\text{MeV})$$

Рис.4. Распределение ошибок в измерении эффективной массы двух протонов (M_{pp}).

Кривые - распределения Гаусса.

ГЛАВА III.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАННЫХ В π^-C^{12} -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5.0 И 40.0 ГЭВ/С.

В данной главе приведены экспериментальные результаты по множественности вторичных заряженных частиц, образованных в неупругих взаимодействиях π^- -мезонов с ядрами углерода при импульсах 5.0 и 40.0 Гэв/с.

§ I. Определение числа π^-C^{12} -взаимодействий.

К столкновениям π^- -мезонов с ядрами углерода (π^-C^{12}) были отнесены события идентифицированные по нашей классификации как π^-n , π^-C - взаимодействия и часть π^-P - столкновений, произошедших на квазисвободных протонах ядра углерода (π^-P). Определим долю последних во всех найденных π^-P - взаимодействиях.

Число неупругих " π^-P "-взаимодействий*) на квазисвободных протонах ядра углерода равно

$$N_{\pi^-P} = N_{\pi^-P} - N_{\pi^-P}^0, \quad (3.1)$$

где N_{π^-P} - число найденных при просмотре π^-P -взаимодействий без упругих; $N_{\pi^-P}^0$ - число неупругих взаимодействий на свободных протонах.

*) Вклад упругих π^-P - взаимодействий при 40.0 Гэв/с составляет $\approx 25\%$ от двухлучевых π^-P - событий и они были выброшены.

Доля неупругих π^-p -взаимодействий на ядрах углерода, среди всех найденных неупругих π^-p -событий определяется как

$$\Delta = \frac{N_{\pi^-p}}{N_{\pi^-p}} = 1 - \frac{N_{\pi^-p}^0}{N_{\pi^-p}} \quad (3.2)$$

Число неупругих π^-p -взаимодействий на свободных протонах можно получить из соотношения;

$$N_{\pi^-p}^0 = \frac{8 \sigma_{in}^{\pi^-p}}{\sigma_{tot}^{C_3H_8}} N_{C_3H_8}^{tot} \quad (3.3)$$

где $\sigma_{in}^{\pi^-p}$ - полное неупругое сечение π^-p -взаимодействия; $\sigma_{tot}^{C_3H_8}$ - полное сечение взаимодействия на молекуле пропана; $N_{C_3H_8}^{tot}$ - полное число событий, найденных при просмотре^{*)}

Окончательно, для искомой доли, получим

$$\Delta = 1 - \frac{8 \sigma_{in}^{\pi^-p}}{\sigma_{tot}^{C_3H_8}} \cdot \frac{N_{C_3H_8}^{tot}}{N_{\pi^-p}} \quad (3.4)$$

Полное сечение взаимодействия π^- - мезонов на молекуле пропана равно

$$\sigma_{tot}^{C_3H_8} = 3 \sigma_{tot}^c + 8 \sigma_{tot}^p \quad (3.5)$$

Поскольку рассеяние первичного π^- - мезона в камере можно обнаружить при углах $\geq 1^\circ$, то упругое рассеяние на ядре углерода не регистрируется, так как, в основном, угол рассеяния $\approx 0.5^\circ$. Поэтому полное сечение взаимодействия π^- - мезона на ядре углерода в (3.5) следует заменить на сечение поглощения σ_{abs}^c , равное (179 ± 2) мбн при импульсе 40.0 Гэв/с^{16/}.

^{*)} Из $N_{C_3H_8}^{tot}$ - исключены упругие π^-p - событие.

При определении σ_{tot}^{np} необходимо учесть, что часть упругих π^+p -столкновений не регистрируется, так как протоны отдачи с $P \leq 150$ Мэв/с в камере не видны (они имеют пробег ≤ 2 мм). Значению импульса протона отдачи 150 Мэв/с соответствует переданный четырехмерный импульс $t_{min} = -P^2 = -0.0225$ (Гэв/с)². При высоких энергиях дифференциальное сечение упругого рассеяния в области дифракционного пика $|t_{max}| \leq 1$ (Гэв/с)² хорошо аппроксимируется экспонентой:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \exp(-B|t|) \quad (3.6)$$

При импульсе 40.0 Гэв/с $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = (25.5 \pm 0.5) \frac{\text{мбн}}{(\text{Гэв/с})^2}$,
 $B = (8.06 \pm 0.09)(\text{Гэв/с})^2 / \Pi 4/$.

Отношение доли упругих π^+p -взаимодействий, невидимых в камере, ко всем упругим π^+p -взаимодействиям равно

$$\delta = \int_0^{|t_{min}|} \frac{d\sigma}{dt} dt / \int_0^{|t_{max}|} \frac{d\sigma}{dt} dt = \int_0^{0.0225} \frac{d\sigma}{dt} dt / \int_0^1 \frac{d\sigma}{dt} dt \quad (3.7)$$

Подставив в (3.7) равенство (3.6) и используя приведенные значения параметров, получим, что $\delta \approx 16\%$.

Полное сечение упругого π^+p -столкновения при 40.0 Гэв/с равно $(3.32 \pm 0.06) \text{мбн} / \Pi 4/$. Для нашего случая получим

$$\begin{aligned} \sigma_{el}^{np}(|t| \leq 0.0225) &= (0.53 \pm 0.01) \text{мбн}, \\ \sigma_{el}^{np}(|t| > 0.0225) &= (2.79 \pm 0.04) \text{мбн}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Полное сечение π^+p -взаимодействия при 40.0 Гэв/с по данным $\Pi 15/$ равно

$$\sigma_{tot}^{np} = (24.70 \pm 0.15) \text{мбн}.$$

Найденное при просмотре число π^+p -взаимодействий на свободном

протоне соответствует полному сечению

$$\sigma_{tot} = \sigma_{tot}^{np} - \sigma_{el}^{np} / t / \approx 0.0225 = (24.17 \pm 0.16) \text{ мбн} \quad (3.9)$$

Сечение неупругого взаимодействия на свободном протоне $(21.38 \pm 0.16) \text{ мбн}$. Подставляя (3.9) в (3.5) найдем полное сечение взаимодействия на молекуле пропана: $(730.4 \pm 2.4) \text{ мбн}$. Легко получить из (3.4), что $\Delta = 0.42 \pm 0.02$. Таким образом, в соударениях с ядрами углерода (P-C^{12}) относятся все P-C^- , P-n^- и 42% неупругих P-P -событий.

Аналогичный расчет проведенный при импульсе первичного P^- - мезона 5.0 Гэв/с показал, что указанная выше доля составляет $\Delta = 0.49 \pm 0.02$.

Таким образом, в пределах ошибок доля взаимодействий на квазисвободных нуклонах ядра углерода не зависит от импульса вылетающего P^- - мезона.

При определении средней множественности заряженных частиц анализировались поправки, связанные с вторичными взаимодействиями, наличием δ -электронов, пар Далитца и γ -квантов вблизи точки взаимодействия. Вследствии недостаточного освещения района дна камеры, возможны потери следов, идущих вниз во взаимодействиях, расположенных вблизи дна камеры. Анализ распределения вторичных релятивистских частиц по азимутальному углу (угол в плоскости, перпендикулярной направлению первичной частицы) при $P_s = 40.0$ Гэв показал, что эти потери пренебрежимо малы. Перечисленные выше поправки дают смещение значения средней множественности вторичных релятивистских заряженных частиц на величину $\Delta \langle n_s \rangle = -0.01$, что составляет $< 1\%$ от $\langle n_s \rangle$.

Аналогичные методические исследования для экспериментальных данных при $P_c = 5.0$ Гэв показали, что поправки на Далиц-пары, γ -кванты, δ -электроны и вторичные взаимодействия, вблизи звезды, незначительны и изменяют средние множественности на величину, меньшую статистической ошибки $\sqrt{N}/N$ в определении $\langle n_s \rangle$.

§ 2. Экспериментальные результаты.

Взаимодействия с ядрами углерода были разделены на группы с разным числом протонов. В таблице У приведены распределения событий по числу протонов при импульсах первичного π^- -мезона 5.0 и 40.0 Гэв/с с учетом и без учета взаимодействий в квазисвободных нуклонах ядра углерода (соответственно, π^-C^{12} и π^-C - взаимодействия).

Таблица У.

Импульс Гэв/с	5.0				40.0			
	π^-C^{12}		π^-C		π^-C^{12}		π^-C	
0	45.1 ± 1.1	10.7 ± 0.7	49.0 ± 1.3	14.1 ± 0.9				
1	27.5 ± 0.8	35.9 ± 1.3	25.6 ± 0.9	33.9 ± 1.5				
2	15.1 ± 0.6	29.5 ± 1.2	15.1 ± 0.7	30.4 ± 1.4				
3	7.4 ± 0.4	14.4 ± 0.8	6.7 ± 0.5	13.5 ± 0.9				
4	3.7 ± 0.3	7.2 ± 0.6	2.6 ± 0.3	4.9 ± 0.6				
5	1.0 ± 0.2	1.9 ± 0.3	1.1 ± 0.2	2.2 ± 0.4				
6	0.2 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.8 ± 0.2				

На рис.5 приводится распределение Π^-C - событий по множественности вторичных протонов n_p . Видно, что распределения по n_p при двух значениях импульса первичной частицы в первом приближении совпадают. Кривая на рис.5 - распределение Пуассона с $\langle n_p \rangle = 1.79$.

Средние множественности вторичных протонов оказались равными:

$$\langle n_p \rangle = 1.79 \pm 0.03 \quad \text{при } 5.0 \text{ Гэв/с,}$$

$$\langle n_p \rangle = 1.71 \pm 0.04 \quad \text{при } 40.0 \text{ Гэв/с.}$$

Учет взаимодействий на квазисвободных нуклонах дает

$$\langle n_p \rangle = 1.01 \pm 0.02 \quad \text{при } 5.0 \text{ Гэв/с,}$$

$$\langle n_p \rangle = 0.95 \pm 0.02 \quad \text{при } 40.0 \text{ Гэв/с.}$$

Таким образом, средние множественности медленных^{*} протонов в Π^-C^{12} - взаимодействиях не зависят от импульса налетающего Π^- - мезона. Этот результат противоречит предсказаниям каскадных моделей, где предсказывается рост $\langle n_p \rangle$ с энергией.

Зависимость $\langle n_p \rangle$ от множественности релятивистских частиц, в Π^-C - событиях, при 5.0 и 40.0 Гэв/с показаны на рис.6. Как видно из рисунка, средние множественности протонов в пределах экспериментальных ошибок, не зависят от множественности релятивистских частиц, т.е. остаются постоянными при различных n_s . Это имеет место при двух значениях импульса первичного Π^- - мезона. Аналогичный результат получен в Π^-He - взаимодействиях для $n_s \geq 1$ при $P_s = 3.5 \text{ Гэв}^{1/34}$.

*) Медленным протоном считался протон с $P \leq 700 \text{ Мэв/с}$ идентифицируемый по ионизации и остановке в камере.

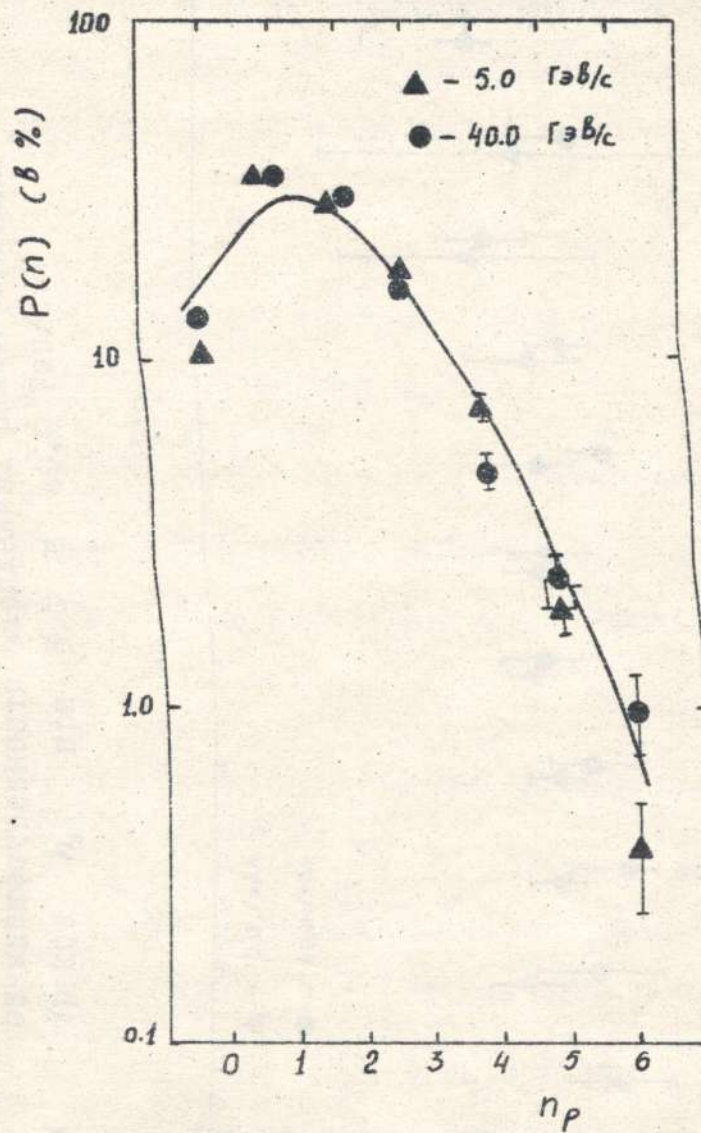
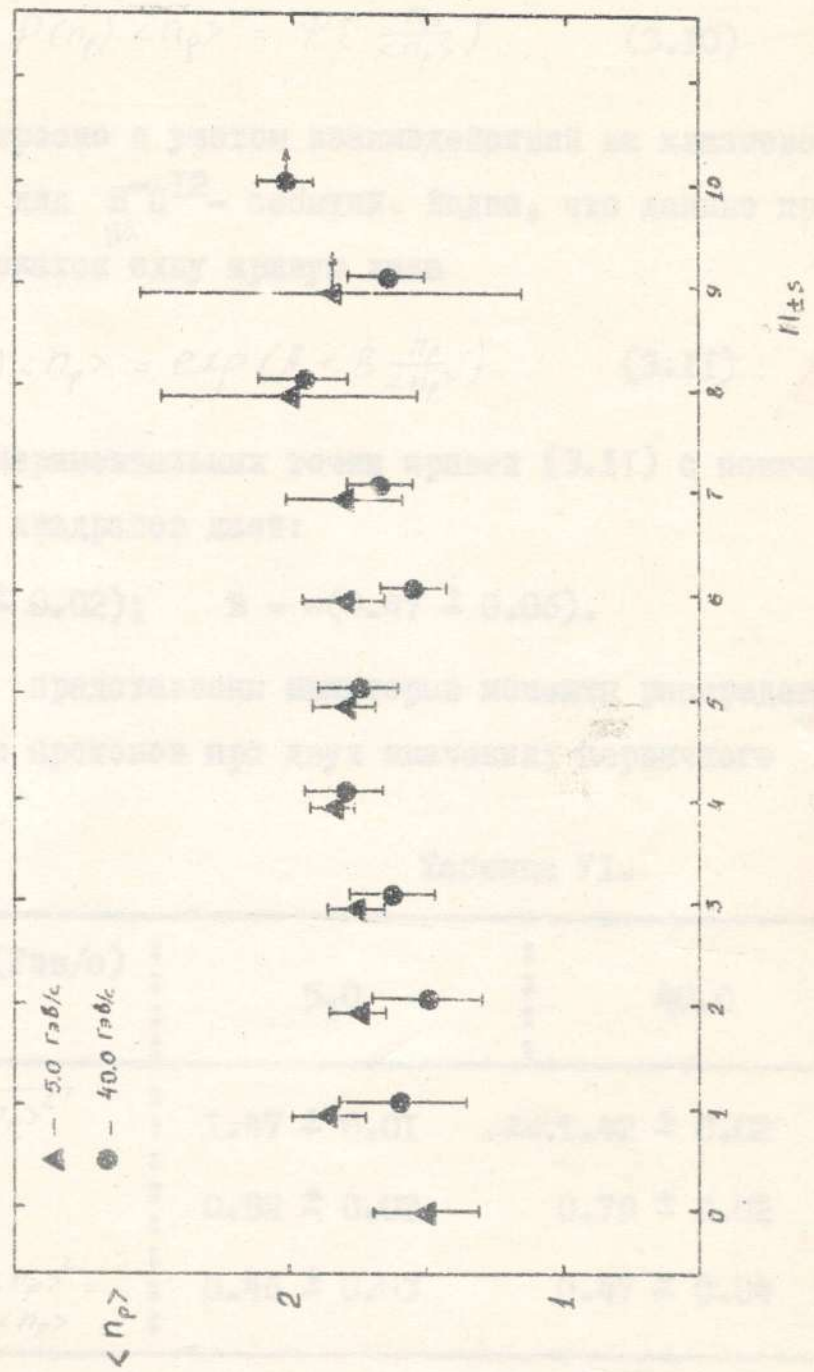


Рис.5. Распределение Π^- С - событий по множественности протонов при 5.0 и 40.0 ГэВ/с (без взаимодействий на квазисвободных нуклонах). Кривая - распределение Пуассона с $\langle n_p \rangle = 1.79$.

Рис.6. Зависимость средней множественности протонов от множественности заряженных релятивистских треков n_3 при 5.0 и 40.0 Гэв/с.



На рис.7 приведено распределение по множественности протонов при 5.0 и 40.0 Гэв/с представленное в виде^{/57/}

$$P(n_p) \langle n_p \rangle = \psi \left(\frac{n_p}{\langle n_p \rangle} \right) \quad (3.10)$$

Распределение построено с учетом взаимодействий на квазисвободных нуклонах, т.е. для $\pi^- C^{12}$ -событий. Видно, что данные при двух энергиях хорошо ложатся ^{на} одну кривую вида

$$P(n_p) \langle n_p \rangle = \exp \left(A + B \frac{n_p}{\langle n_p \rangle} \right). \quad (3.11)$$

Аппроксимация экспериментальных точек кривой (3.11) с помощью метода наименьших квадратов дает:

$$A = -(0.80 \pm 0.02); \quad B = -(0.47 \pm 0.06).$$

В таблице VI представлены некоторые моменты распределений по множественности протонов при двух значениях первичного импульса.

Таблица VI.

Импульс (Гэв/с)	5.0	40.0
Моменты		
$D = \sqrt{\langle n_p^2 \rangle - \langle n_p \rangle^2}$	1.47 ± 0.01	1.42 ± 0.02
$\langle n_p \rangle / D$	0.82 ± 0.02	0.79 ± 0.02
$f_2 = \langle n_p(n_p-1) \rangle - \langle n_p \rangle^2 = D^2 - \langle n_p \rangle$	0.46 ± 0.03	0.47 ± 0.04

Важной характеристикой взаимодействий элементарных частиц с атомными ядрами является распределение событий по множественности релятивистских заряженных частиц n_s и средняя множественность $\langle n_s \rangle$.

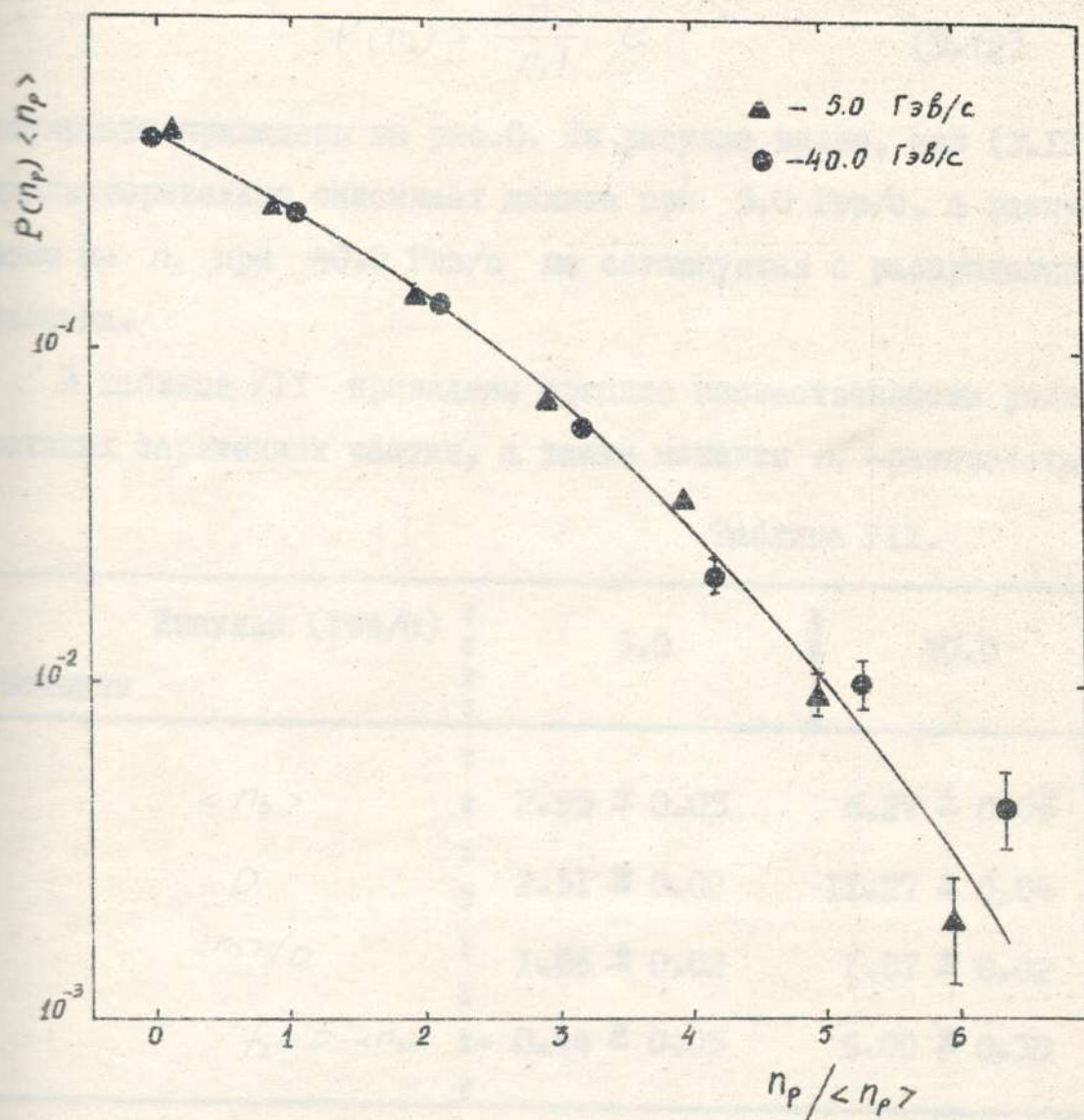


Рис.7. Зависимость $\langle n_p \rangle P(n_p)$ от $n_p / \langle n_p \rangle$ при 5.0 и 40.0 ГэВ/с.
Кривая - результат аппроксимации функцией (3.II).

На рис.8 показаны распределения по множественности релятивистских заряженных частиц в π^-C^{12} -взаимодействиях при 5.0 и 40.0 Гэв/с. Распределения по n_s сравнивались с распределением Пуассона:

$$P(n_s) = \frac{\langle n_s \rangle^{n_s}}{n_s!} e^{-\langle n_s \rangle} \quad (3.12)$$

Результаты приведены на рис.8. Из рисунка видно, что (3.12) удовлетворительно описывает данные при 5.0 Гэв/с, а распределение по n_s при 40.0 Гэв/с не согласуется с распределением Пуассона.

В таблице VII приведены средние множественности релятивистских заряженных частиц, а также моменты n_s -распределений.

Таблица VII.

Моменты	Импульс (Гэв/с)	5.0	40.0
$\langle n_s \rangle$		2.95 ± 0.03	6.27 ± 0.06
D		2.51 ± 0.02	11.27 ± 0.04
$\langle n_s \rangle / D$		1.86 ± 0.02	1.87 ± 0.02
$f_2 = D - \langle n_s \rangle$		0.44 ± 0.05	5.00 ± 0.30

Средние множественности всех заряженных частиц (т.е. протонов и $\pi^\pm$ -мезонов) в π^-C^{12} -взаимодействиях оказались равными:

$$\langle n_{ch} \rangle = 3.96 \pm 0.03 \quad \text{при } 5.0 \text{ Гэв/с,}$$

$$\langle n_{ch} \rangle = 7.22 \pm 0.06 \quad \text{при } 40.0 \text{ Гэв/с.}$$

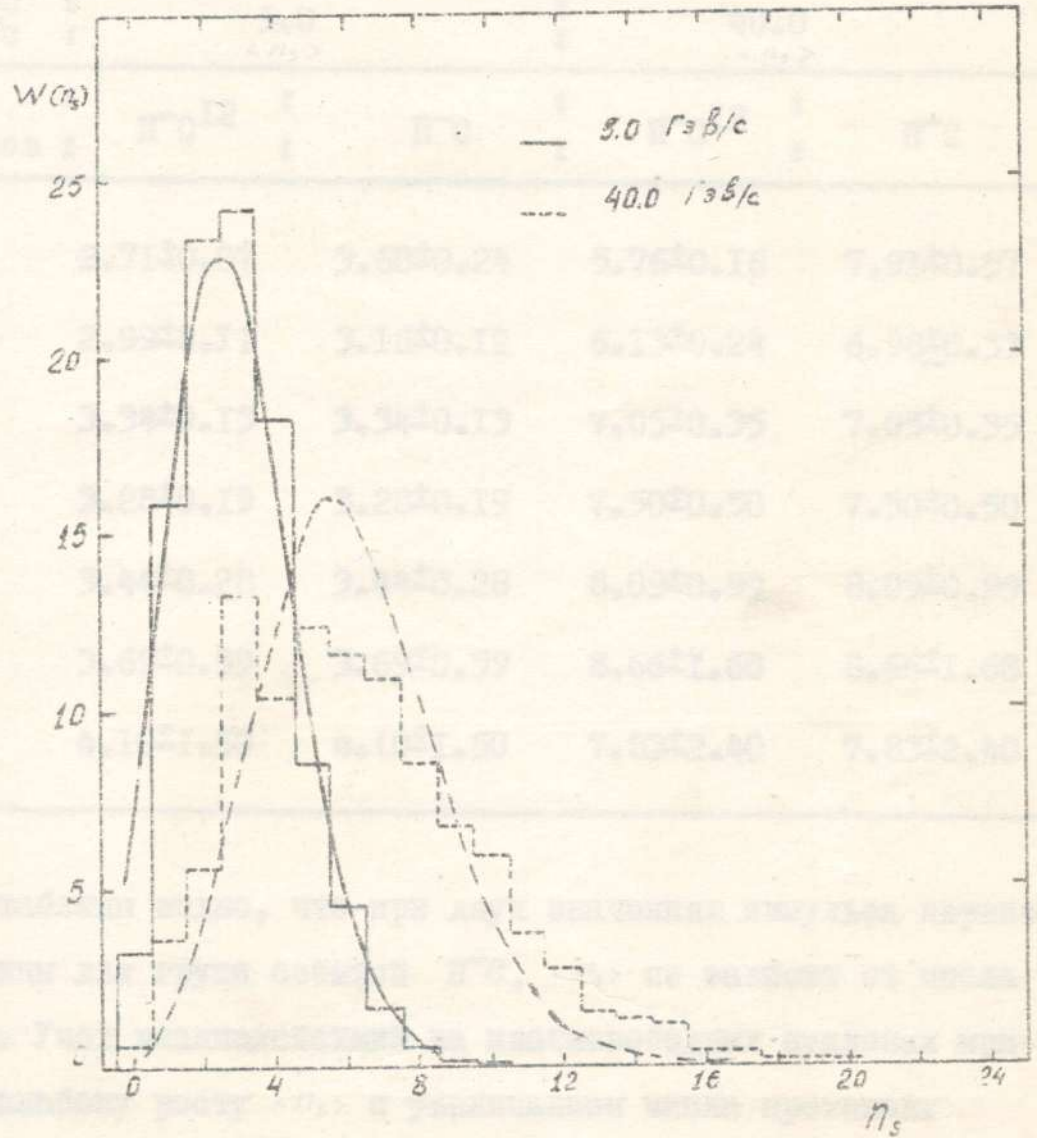


Рис.8. Распределение по множественности релятивистских заряженных частиц для $\pi^- \text{C}^{12}$ -событий. Кривая — распределение Пуассона.

В таблице VIII приведены средние множественности релятивистских заряженных частиц для групп событий π^-C^{12} и π^-C -при разном числе протонов.

Таблица VIII.

Импульс ГэВ/с		5.0 < n_s >		40.0 < n_s >	
Число протонов	π^-C^{12}	π^-C	π^-C^{12}	π^-C	
0	2.71 ± 0.07	3.60 ± 0.24	5.76 ± 0.16	7.91 ± 0.57	
1	2.99 ± 0.11	3.16 ± 0.12	6.13 ± 0.24	6.98 ± 0.33	
2	3.34 ± 0.13	3.34 ± 0.13	7.05 ± 0.35	7.05 ± 0.35	
3	3.28 ± 0.19	3.28 ± 0.19	7.50 ± 0.50	7.50 ± 0.50	
4	3.44 ± 0.28	3.44 ± 0.28	8.09 ± 0.99	8.09 ± 0.99	
5	3.69 ± 0.59	3.69 ± 0.59	8.66 ± 1.60	8.66 ± 1.66	
6	4.10 ± 1.50	4.10 ± 1.50	7.83 ± 2.40	7.83 ± 2.40	

Из таблицы видно, что при двух значениях импульса первичной частицы для групп событий π^-C , $\langle n_s \rangle$ не зависит от числа протонов. Учет взаимодействий на квазисвободных нуклонах приводит к слабому росту $\langle n_s \rangle$ с увеличением числа протонов.

§ 3. Обсуждение результатов.

Одной из интересных проблем в исследовании множественного образования частиц является изучение энергетической зависимости средней множественности вторичных частиц. Данные по адрон ядерным столкновениям могут позволить сделать выбор между различными моделями адронных столкновений^{/117/}.

На рис.9 показана зависимость средней множественности релятивистских заряженных частиц от квадрата полной энергии в с.ц.м., образованных во взаимодействиях Π^- -мезонов с ядрами углерода. Прямая - результат фитирования данных в области $(40 + 300)$ Гэв/с^{/8,118-120/} по формуле^{/37/}

$$\langle n_s \rangle = -A^a + B \ln s. \quad (3.13)$$

В соответствии с работой^{/37/}, параметры "а" и "в" оказались равными;

$$a = 0.15 \pm 0.54,$$

$$b = 1.14 \pm 0.28.$$

Как видно из рис.9, данные при $\sqrt{s} \geq 40.0$ Гэв хорошо описываются соотношением (3.13), однако точки при $4.0^{*})$ и 5.0 Гэв/с противоречат указанной зависимости, т.е. совокупность данных в области импульсов $(4.0 + 300)$ Гэв/с не может быть описана выражением (3.13).

^{*)} Данные при 4.0 Гэв/с получены нами в работе /С.А.Азимов, К.Р.Игамбердиев, С.Л.Лутфуллаев, Е.В.Меерзон, Х.А.Ризаев, В.П.Сосник, Т.М.Усманов, А.А.Юлдашев, Б.С.Юлдашев Я.Ф.(1975), в печати/.

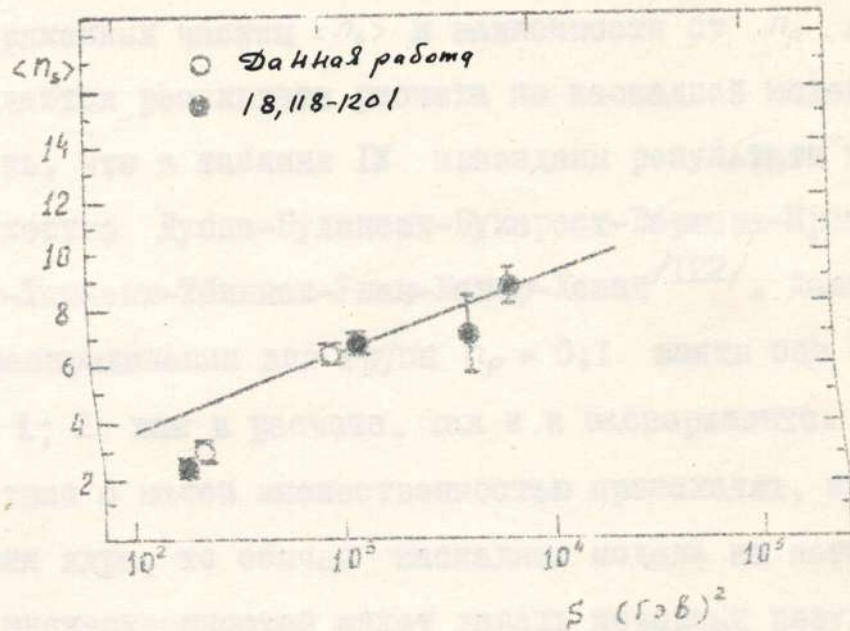


Рис.9. Энергетическая зависимость $\langle n_s \rangle$ для $P-C^{12}$ - взаимодействий.

Данные по π^-C^{12} -взаимодействиям при 40.0 Гэв/с сравнивались с расчетами, выполненными по каскадной модели^{/121/}. В этой модели распределение плотности ядерного вещества описывается формулой Вуда-Саксона и учитывается эффект выбывания нуклонов при развитии каскада. Входные данные для описания π^-p и π^-n - взаимодействий были взяты из экспериментов, проведенных на ускорителях и с космическими лучами.

В таблице IX приводятся распределение π^-C^{12} -событий по множественности протонов n_p и средние множественности релятивистских заряженных частиц $\langle n_s \rangle$ в зависимости от n_p . В этой же таблице даются результаты расчета по каскадной модели. Следует отметить, что в таблице IX приведены результаты полученные в содружестве Дубна-Будапешт-Бухарест-Варшава-Краков-Серпухов-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор-Ханой^{/122/}. Далее, при сравнении распределения для групп $n_p = 0; 1$ взяты без событий с $n_s = 0; 1; 2$ как в расчете, так и в эксперименте. Так как взаимодействия с малой множественностью происходят, как правило, на периферии ядра, то обычно каскадная модель на легких ядрах для малых множественностей может давать неверный результат. Так видно, модель только качественно описывает экспериментальные результаты. Вычисленное среднее число релятивистских частиц в среднем на единицу выше, чем дает эксперимент.

Одной из наиболее удобных характеристик адрон-ядерных взаимодействий считается отношение средней множественности релятивистских частиц в столкновениях с ядрами $\langle n_s \rangle_{NA}$ к множественности заряженных релятивистских частиц в адрон-адронных столкновениях $\langle n_s \rangle_{NN}$ ^{/41/}. Данные настоящей работы показывают, что для π^-C^{12} -соударений:

Таблица IX.

N_p	Распределение по p (%)		$\langle n_s \rangle$	
	экспер.	модель	экспер.	модель
0	54.1 ± 0.9	58.8 ± 0.8	6.47 ± 0.06	7.40 ± 0.05
1	25.0 ± 0.6	28.9 ± 0.6	7.41 ± 0.10	8.50 ± 0.09
2	13.1 ± 0.4	9.5 ± 0.3	7.58 ± 0.12	8.99 ± 0.17
3	5.4 ± 0.3	2.2 ± 0.2	7.83 ± 0.20	9.84 ± 0.34
4	2.3 ± 0.2	0.5 ± 0.1	7.44 ± 0.29	9.25 ± 0.60
Все события			6.98 ± 0.04	7.99 ± 0.04

$$R = \frac{\langle n_s \rangle_{\pi^+ \pi^-}}{\langle n_s \rangle_{\pi^+ p}} = 1.10 \pm 0.02 \quad \text{при } 5.0 \text{ ГэВ/с,}$$

$$R = \frac{\langle n_s \rangle_{\pi^+ \pi^-}}{\langle n_s \rangle_{\pi^+ p}} = 1.16 \pm 0.02 \quad \text{при } 40.0 \text{ ГэВ/с.}$$

В таблице X приведены экспериментальные значения R в интервале $(100 + 3000) \text{ ГэВ}^{1/4}$ для pp - соударений.

Таблица X.

E (ГэВ)	Мишень	R
110	C^{12}	1.18 ± 0.10
200	"	1.10 ± 0.08
290	"	1.15 ± 0.11
410	"	1.16 ± 0.21
670	"	1.33 ± 0.19
3000	"	1.38 ± 0.19

Из приведенных данных видно, что значения R в широком интервале первичной энергии практически постоянны.

Интересной закономерностью, обнаруженной в P^-P^- и PP^- соударениях в области $P_s \geq 40.0$ ГэВ является скейлинг по множественности (КНО-скейлинг)^{/57/}; при больших энергиях экспериментальное распределение величины $\langle n_s \rangle \frac{\sigma_{n_s}}{\sigma_{in}}$ в зависимости от $n_s/\langle n_s \rangle$, не зависит от энергии первичной частицы и типа сталкивающихся частиц т.е.

$$\langle n_s \rangle \frac{\sigma_{n_s}}{\sigma_{in}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \psi \left(\frac{n_s}{\langle n_s \rangle} \right), \quad (3.14)$$

где σ_{n_s} - парциальное сечение образования n заряженных релятивистских частиц; σ_{in} - полное неупругое сечение взаимодействия

На рис.10 приведены данные для P^-C^{12} -взаимодействий при 5.0 и 40.0 ГэВ/с. Сплошная кривая - результат аппроксимации экспериментальных данных по P^-P^- и PP^- -взаимодействиям в области $P_0 \geq 40.0$ ГэВ/с^{/36,123/}. Из рисунка видно, что данные по P^-C^{12} -взаимодействиям при $P_0 \geq 5.0$ ГэВ/с и адрон-адронным взаимодействиям при $P_0 \geq 40.0$ ГэВ/с могут ^{быть} описаны одной универсальной кривой, не зависящей явно от энергии.

На рис.11 приведены данные отдельно для отрицательных и положительных релятивистских частиц при 5.0 и 40.0 ГэВ/с. Видно, что и в этом случае экспериментальные точки могут лежать на одной кривой.

Следствием КНО-скейлинга является постоянство величины отношения средней множественности к корню квадратному из величины дисперсии распределения по множественности в области $P_0 \geq 30$ ГэВ/с и независимость этого отношения от природы

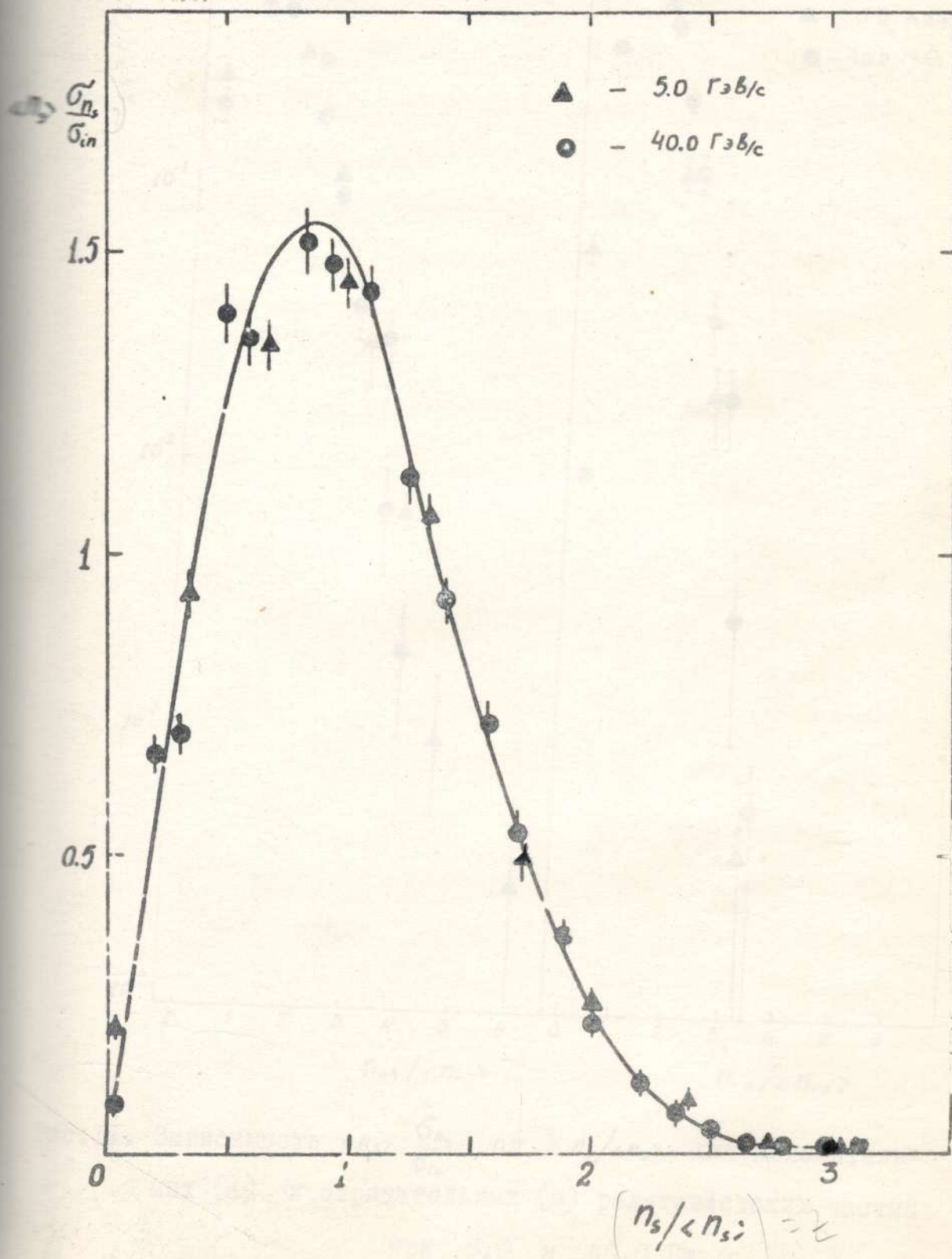


Рис.10. Зависимость величины $\langle n_s \rangle \frac{\sigma_{ns}}{\sigma_{in}}$ от $n_s/\langle n_s \rangle$ для $P-C^{12}$ - взаимодействий при 5.0 и 40.0 ГэВ/с.

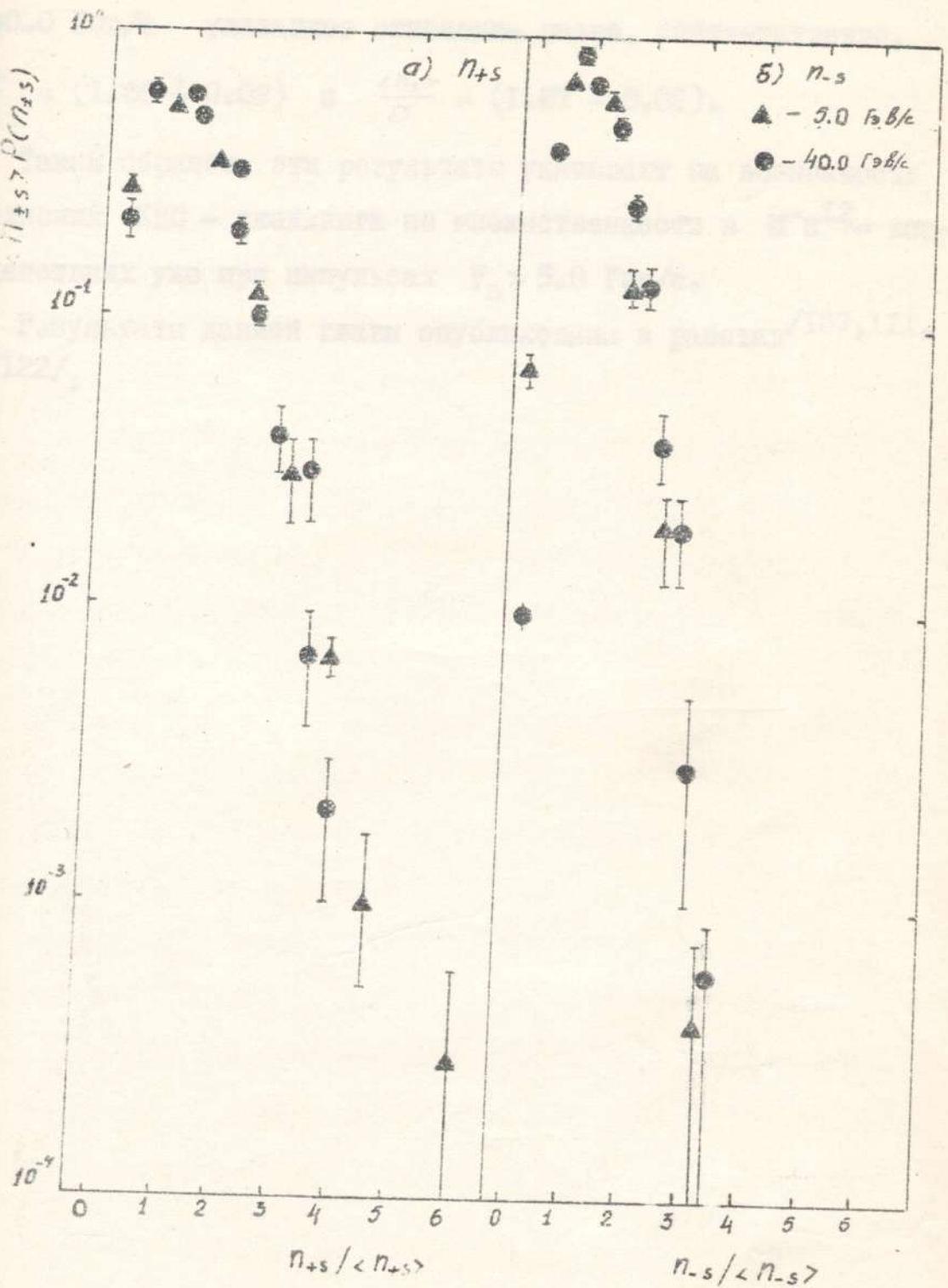


Рис. II. Зависимость $\langle n_s \rangle \frac{\sigma_{n_s}}{\sigma_{in}}$ от $n_s / \langle n_s \rangle$ для положительных (а) и отрицательных (б) релятивистских частиц при 5.0 и 40.0 Гэв/с.

сталкивающихся частиц^{/42/}. Для π^-C^{12} -взаимодействий при 5.0 и 40.0 Гэв/с указанное отношение равно, соответственно,

$$\frac{\langle n_s \rangle}{D} = (1.86 \pm 0.02) \text{ и } \frac{\langle n_s \rangle}{D} = (1.87 \pm 0.02).$$

Таким образом, эти результаты указывают на возможность выполнения КНО - скейлинга по множественности в π^-C^{12} -взаимодействиях уже при импульсах $P_0 \geq 5.0$ Гэв/с.

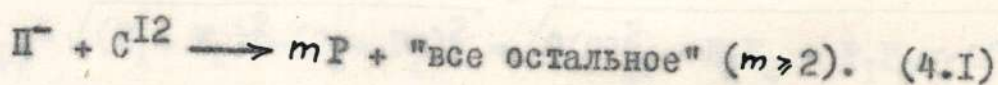
Результаты данной главы опубликованы в работах^{/107, III, III3, I22/}.

ГЛАВА IV.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ



В первой части этой главы приводятся экспериментальные данные и обсуждаются результаты изучения коррелированного испускания пар протонов в $\pi^- \text{C}^{12}$ -взаимодействиях при импульсе первичных π^- -мезонов 4.0; 5.0 и 7.5 Гэв/с в реакции



Вторая часть посвящена изучению реакции (4.1) с точки зрения инклюзивного подхода.

Экспериментальные результаты настоящей главы основаны на изучении 1202 - 2р, 1282 - 3р и 628 - многопротонных ($n_p \geq 4$) событий при 4.0 Гэв/с; 139 - (2р + 3р) событий при 5.0 Гэв/с и 287 - 2р событий при 7.5 Гэв/с.

Ч А С Т Ь I.

ИЗУЧЕНИЕ КОРРЕЛИРОВАННОГО ИСПУСКАНИЯ ПАР ПРОТОНОВ.

§ I. Данные при 4.0 Гэв/с.

Для исследования коррелированного испускания пар протонов был использован метод эффективных масс т.е. изучалась зависимость числа случаев от инвариантной величины

$$Q = M_{pp} - 2m_p, \quad (4.1)$$

$$\text{где } M_{pp} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2} = \sqrt{2(m_p^2 + E_1 E_2 - P_1 P_2 \cos \theta_{pp})}.$$

Здесь M_{pp} — эффективная масса двух протонов, m_p — масса покоя протона, E_1 ; E_2 — и P_1 ; P_2 — полная энергия и импульс первого и второго протона, θ_{pp} — угол между протонами.

На рис. I2 представлено распределение по величине Q для отобранных 2р — событий.

Фоновое распределение получено из случайных звезд, составленных по следующим способам:

1. Случайным выбором двух протонов из разных звезд.
2. Случайным розыгрышем угловых и импульсных характеристик измеренных протонов.

Распределения по величине Q для случайных звезд, составленных по этим двум способам, оказались идентичными. На рис. I2 фоновая гистограмма (штриховая линия) соответствует случайным

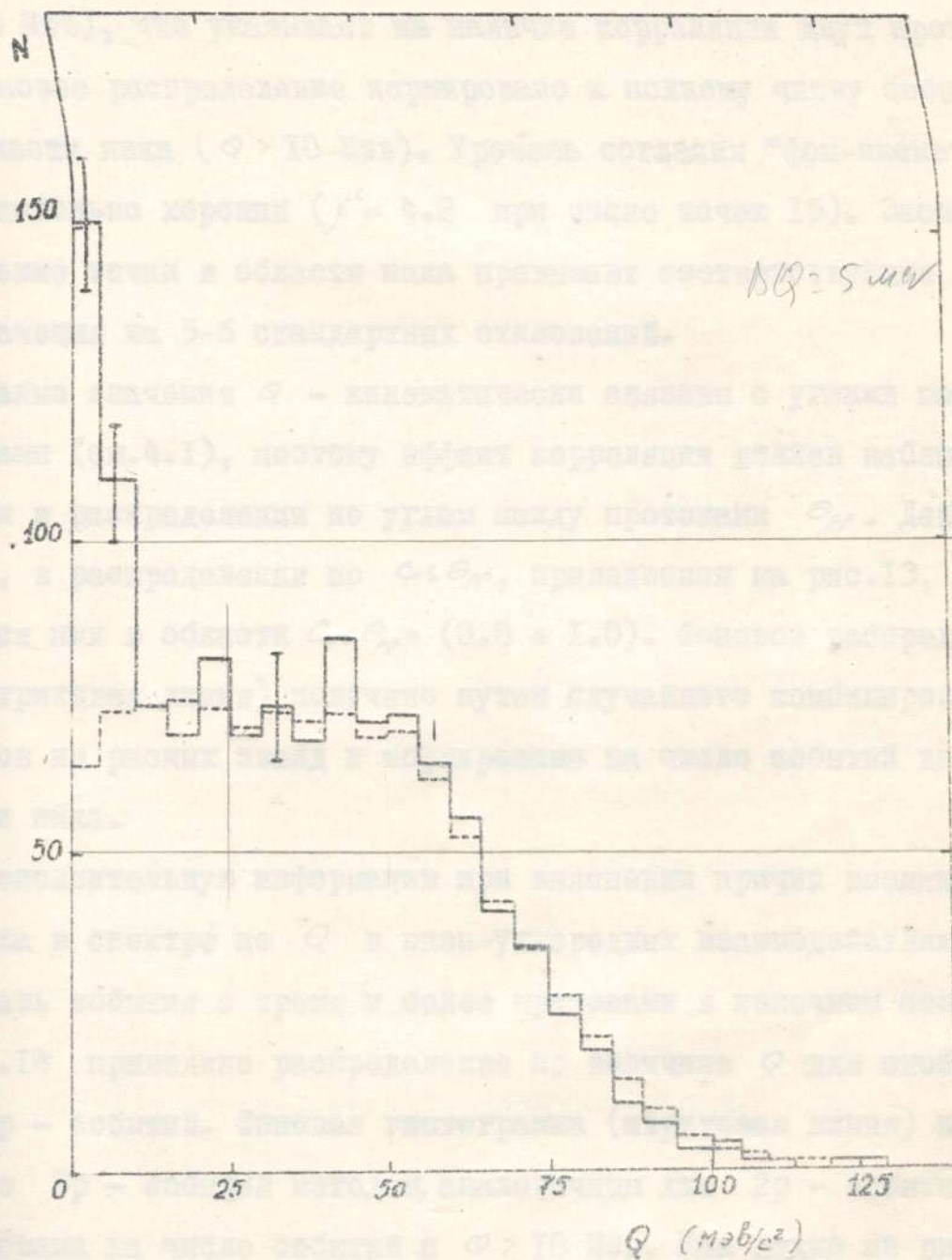


Рис.12. Распределение по величине Q при 4.0 ГэВ/с.

звездам, составленным по первому способу. Как видно из рисунка, имеется избыток событий над фоном при малых значениях Q ($Q \leq 10$ Мэв), что указывает на наличие корреляции двух протонов. Фоновое распределение нормировано к полному числу событий в вне области пика ($Q > 10$ Мэв). Уровень согласия "фон-эксперимент" довольно хороший ($\chi^2 = 4.2$ при числе точек 15). Экспериментальные точки в области пика превышают соответствующие фоновые значения на 5-6 стандартных отклонений.

Малые значения Q - кинематически связаны с углами между протонами (см. 4.1), поэтому эффект корреляции должен наблюдаться также и в распределении по углам между протонами θ_{pp} . Действительно, в распределении по $\cos \theta_{pp}$, приведенном на рис. 13, наблюдается пик в области $\cos \theta_{pp} = (0.8 + 1.0)$. Фоновое распределение (штриховая линия) получено путем случайного комбинирования протонов из разных звезд и нормировано на число событий вне области пика.

Дополнительную информацию при выяснении причин возникновения пика в спектре по Q в пион-углеродных взаимодействиях могут дать события с тремя и более протонами в конечном состоянии. На рис. 14 приведено распределение по величине Q для отобранных $3p$ - событий. Фоновая гистограмма (штриховая линия) получена из $3p$ - событий методом, аналогичным для $2p$ - событий и нормирована на число событий с $Q > 10$ Мэв. Как видно из рисунка, избыток событий над фоном при значениях $Q \leq 10$ Мэв наблюдается и в трехпротонных событиях.

На рис. 15 приводится распределение по $\cos \theta_{pp}$ для этих же событий. Наличие отчетливого пика, превышающего фоновое распределение наблюдается и в этом случае.

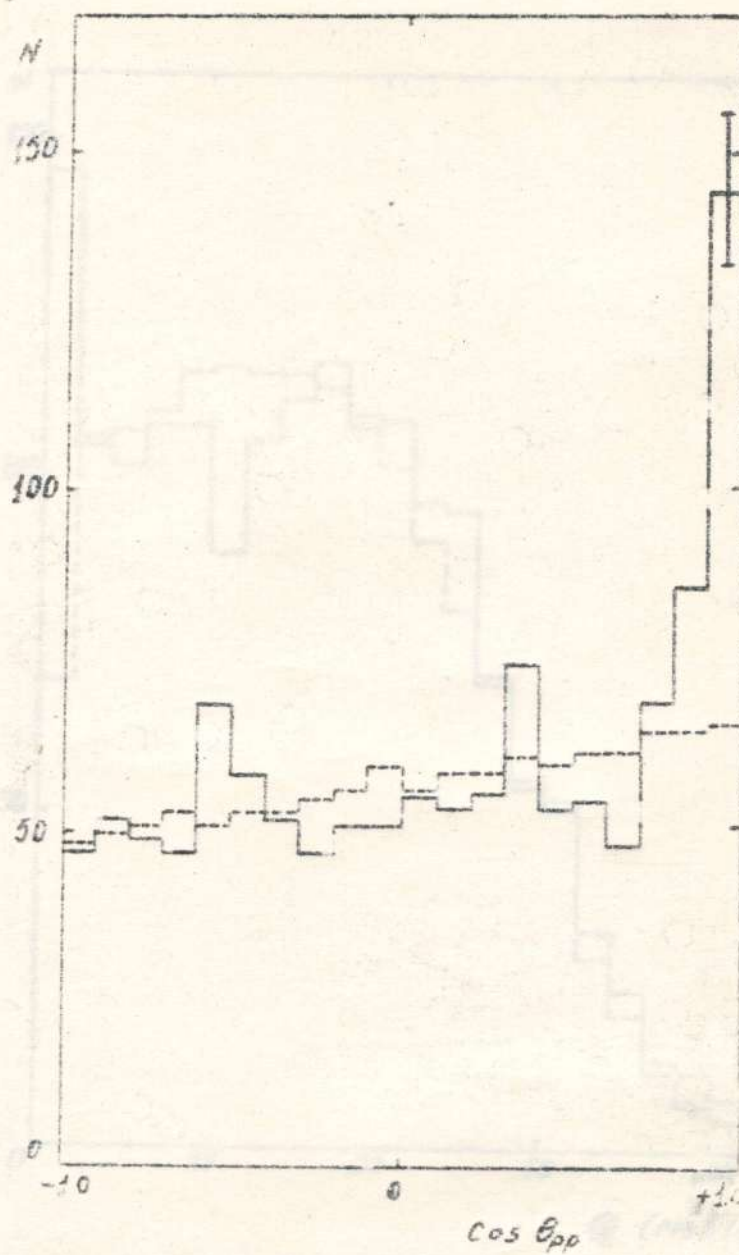


Рис.13. Распределение по углам между протонами при 4.0 Гэв/с (сплошная линия). Штриховая линия - фоновое распределение.

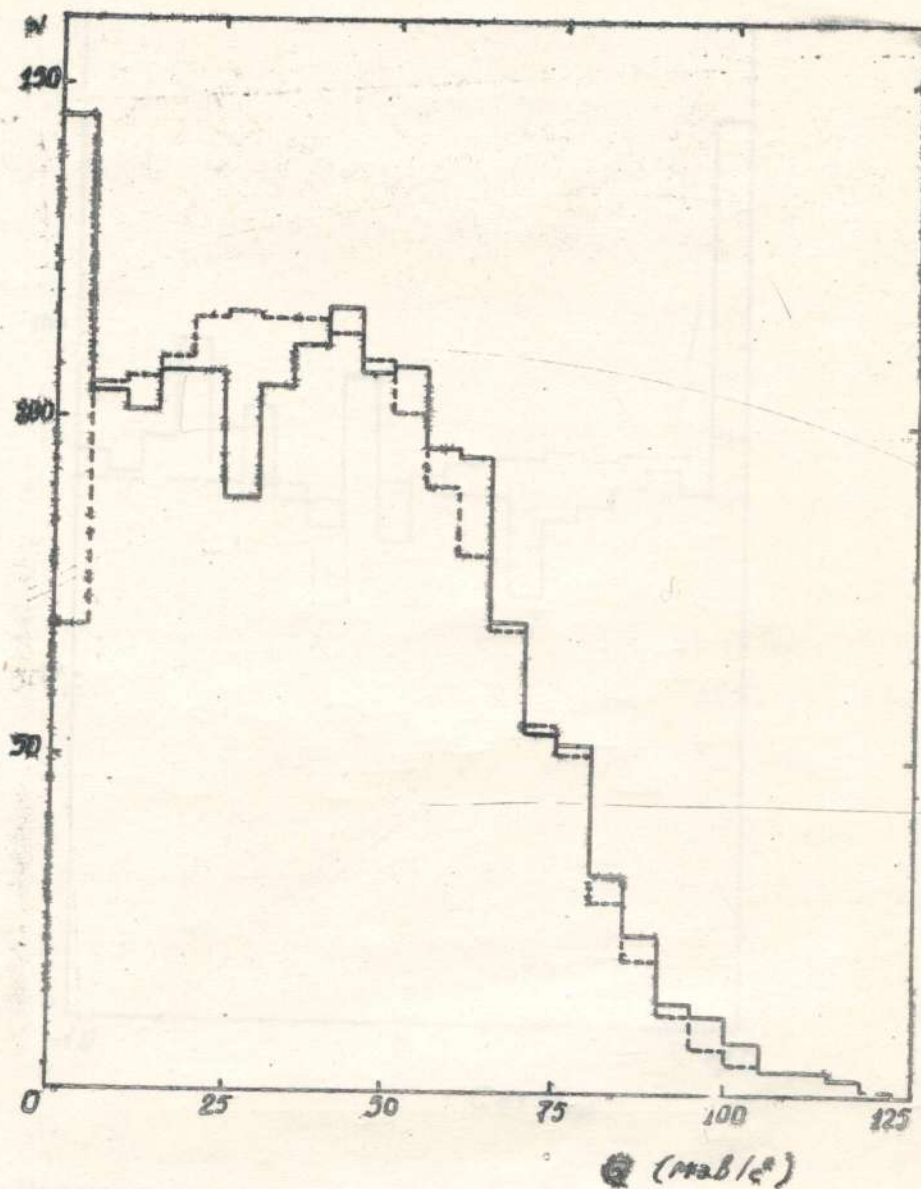


Рис.14. Распределение по величине Q при 4.0 Гэв/с для событий с тремя протонами. Штриховая линия - фоновое распределение.

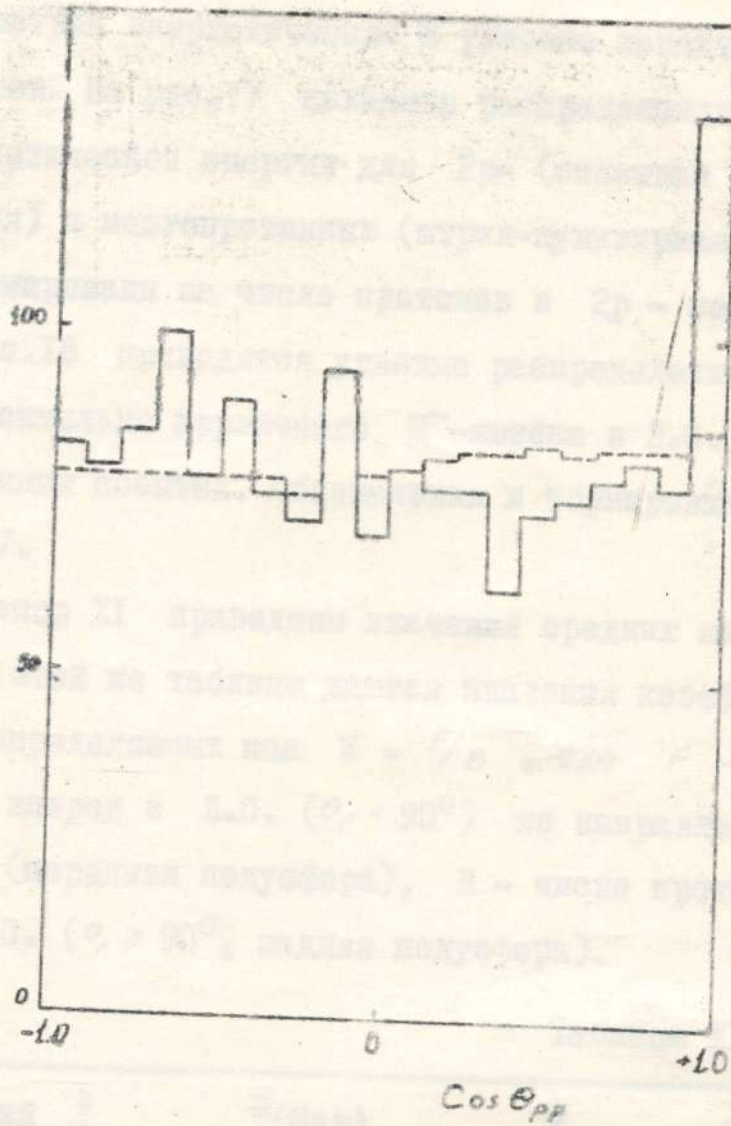


Рис.15. Распределение по углам между протонами при 4.0 Гэв/с для событий с тремя протонами. Штриховая линия - фоновое распределение.

На рис.16 приведено распределение по Q для событий с $n_p \geq 4$. Заметный пик в распределении по Q (при $Q \leq 10$ Мэв) для событий этой группы отсутствует.

Рассмотрим энергетические и угловые характеристики вторичных протонов. На рис.17 показаны распределения вторичных протонов по кинетической энергии для 2р- (сплошная линия), 3р- (штриховая линия) и многопротонных (штрих-пунктирная линия) событий. Данные нормированы на число протонов в 2р- событиях.

На рис.18 приводятся угловые распределения вторичных протонов относительно первичного Π^- -мезона в Л.С. для 2р-, 3р- и многопротонных событий. Обозначения и нормировка такие же, как и на рис.17.

В таблице XI приведены значения средних кинетических энергий. В этой же таблице даются значения коэффициентов анизотропии, определяемых как $K = F/B$, где F - число протонов летящих вперед в Л.С. ($\theta_p < 90^\circ$) по направлению к первичному пучку (передняя полусфера), B - число протонов летящих назад в Л.С. ($\theta_p > 90^\circ$, задняя полусфера).

Таблица XI.

Тип событий	$\bar{T}$ (Мэв)	K
2р	39.8 ± 0.8	1.99 ± 0.02
3р	39.7 ± 0.7	1.87 ± 0.02
$n_p \geq 4$	39.7 ± 1.0	1.58 ± 0.03

Как видно из рис.17, 18 и из таблицы XI, распределения

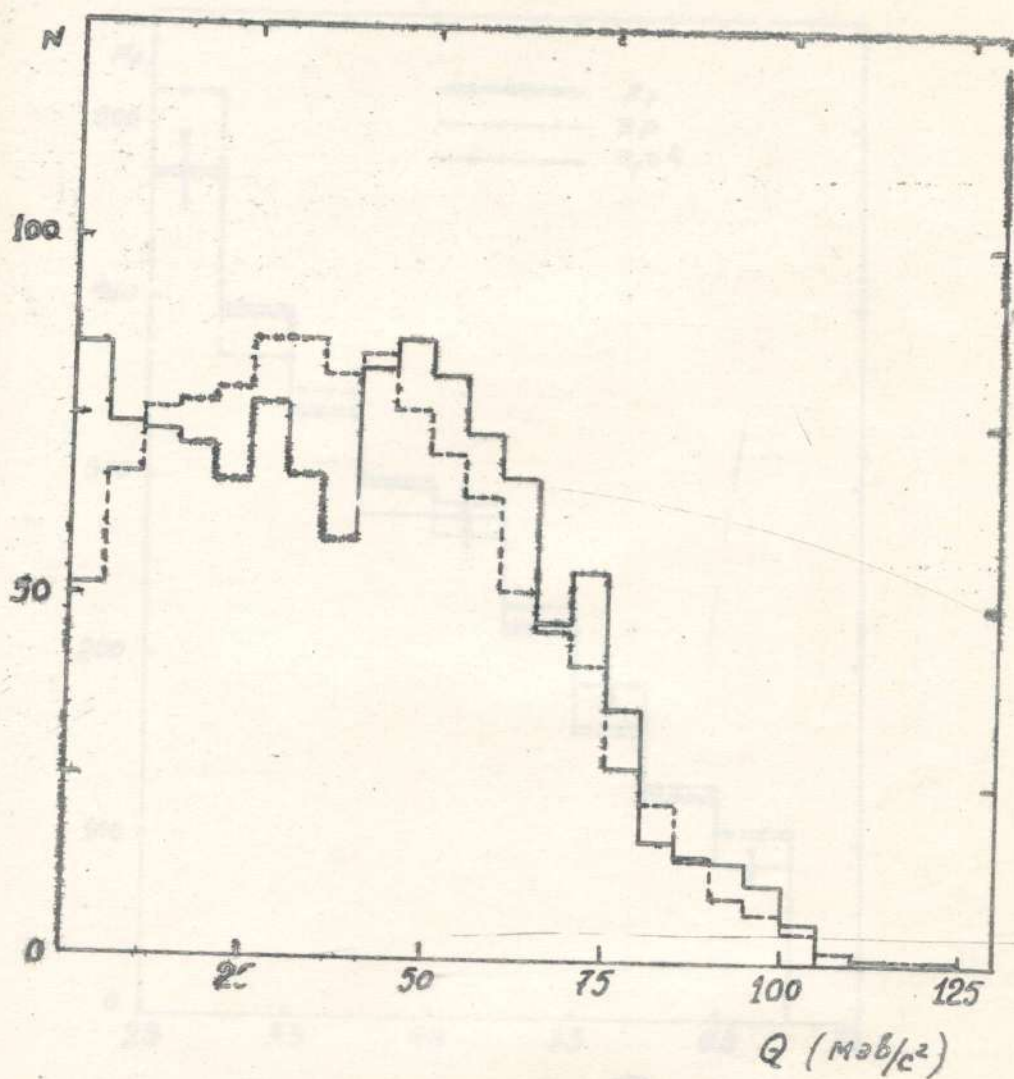


Рис.16. Распределение по величине Q при 4.0 Гэв/с для событий с числом протонов $\eta_p \geq 4$. Штриховая линия - фоновое распределение.

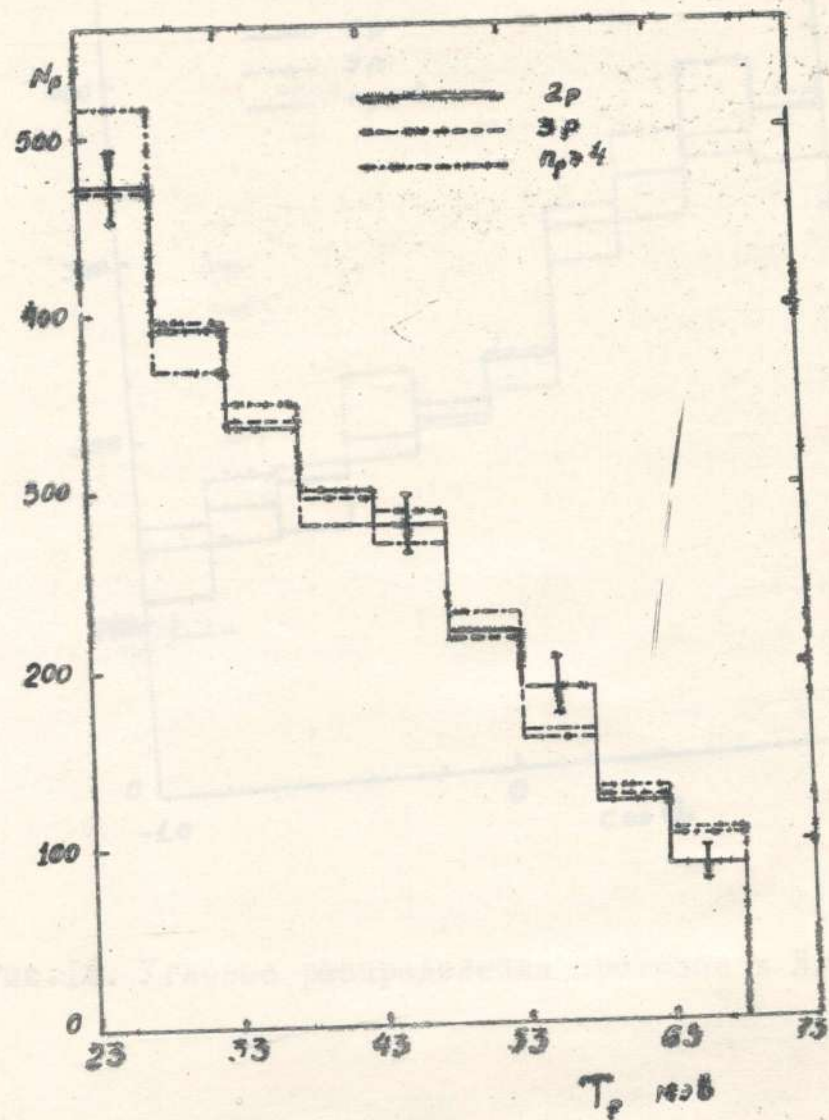


Рис.17. Распределение по кинетическим энергиям протонов
($23 \leq T_p \leq 67$ МэВ) при 4.0 ГэВ/с.

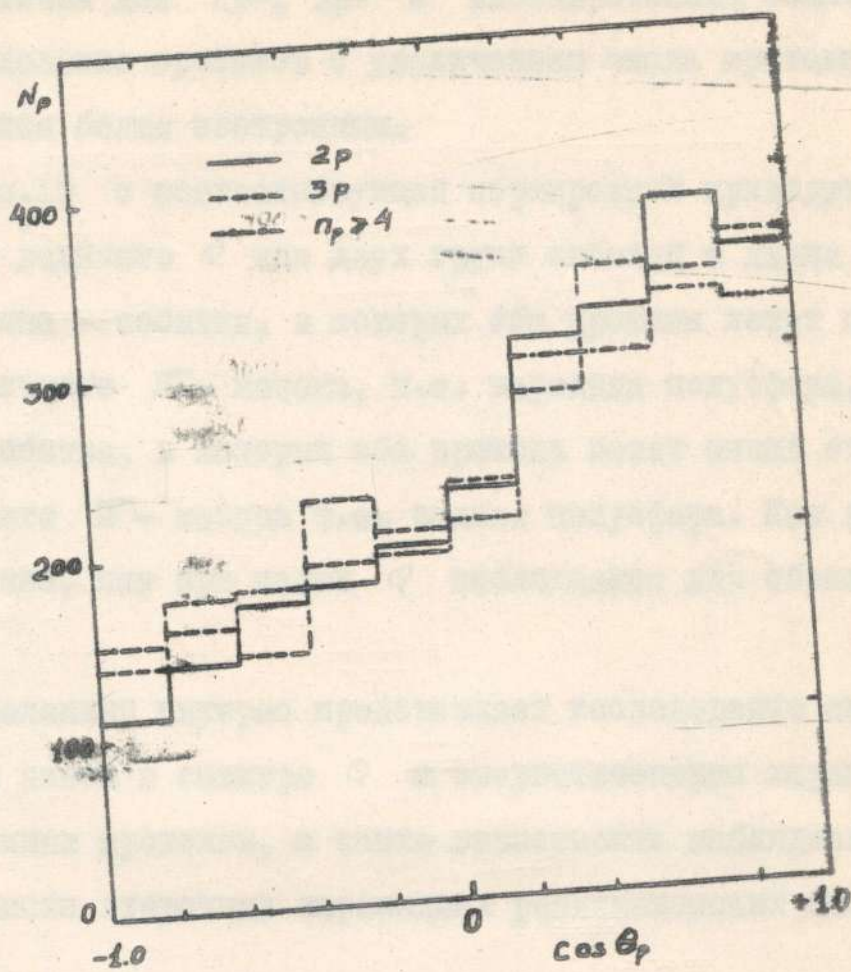


Рис.18. Угловые распределения протонов в Л.С. при 4.0Гэв/с.

вторичных протонов по кинетическим энергиям и их средние значения идентичны для 2р-, 3р- и многопротонных событий. Угловое распределение протонов с увеличением числа протонов в звезде становится более изотропным.

На рис.19 с соответствующей нормировкой приводится распределения по величине φ для двух групп событий с двумя протонами. Первая группа - события, в которых оба протона летят по направлению первичного Π^- - мезона, т.е. передняя полусфера, вторая группа - события, в которых оба протона летят назад относительно первичного Π^- - мезона т.е. задняя полусфера. Как видно из этого рисунка, пик при малых φ наблюдается для обеих групп событий.

Определенный интерес представляет исследование связи между полученным пиком в спектре φ и энергетическими характеристиками вторичных протонов, а также зависимость наблюдаемого эффекта от числа вторичных заряженных релятивистских частиц. Для этого

а): все 2р - события были разбиты на три группы по сумме кинетических энергий вторичных протонов - $T_{pp} = (T_p + T_p)$: (46 + 66)Мэв, (66 + 86)Мэв и (86 + 136)Мэв. В каждой группе было получено распределение по φ и определено отношение числа событий над фоном при $\varphi \leq 10$ Мэв к полному числу событий. Эти отношения приведены в таблице XII.

Из таблицы следует, что вероятность коррелированного вылета протонов в рассматриваемой области T_{pp} , повидимому, слабо зависит от их суммарной кинетической энергии.

б): исследована зависимость наблюдаемого эффекта от числа

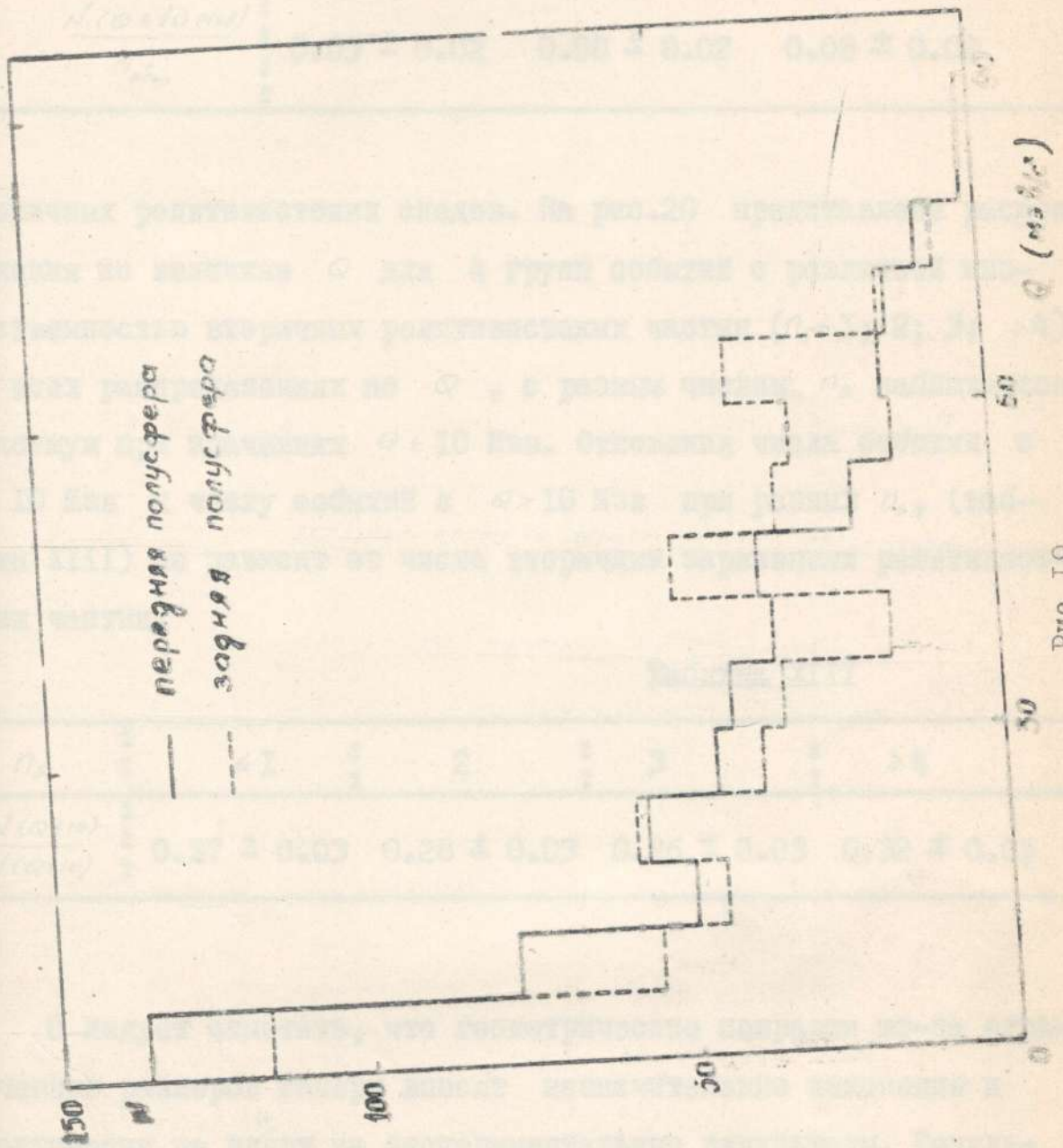


Таблица XII.

$T_p^{(1)} + T_p^{(2)}$ (МэВ)	$46 \div 66$	$66 \div 86$	$86 \div 136$
$\frac{N(Q \leq 10 \text{ МэВ})}{N_{\text{общ}}}$	0.05 ± 0.02	0.08 ± 0.02	0.08 ± 0.02

вторичных релятивистских следов. На рис.20 представлены распределения по величине Q для 4 групп событий с различной множественностью вторичных релятивистских частиц ($n_s \leq 1; 2; 3; \geq 4$). Во всех распределениях по Q , с разным числом n_s наблюдается максимум при значениях $Q \leq 10$ МэВ. Отношения числа событий с $Q \leq 10$ МэВ к числу событий с $Q > 10$ МэВ при разных n_s , (таблица XIII) не зависит от числа вторичных заряженных релятивистских частиц.

Таблица XIII

n_s	≤ 1	2	3	≥ 4
$\frac{N(Q \leq 10)}{N(Q > 10)}$	0.27 ± 0.03	0.28 ± 0.03	0.26 ± 0.03	0.32 ± 0.05

Следует отметить, что геометрические поправки из-за ограниченных размеров камеры вносят незначительные изменения и практически не ^ивлияют на экспериментальные результаты. Результаты проверки приведены в приложении.

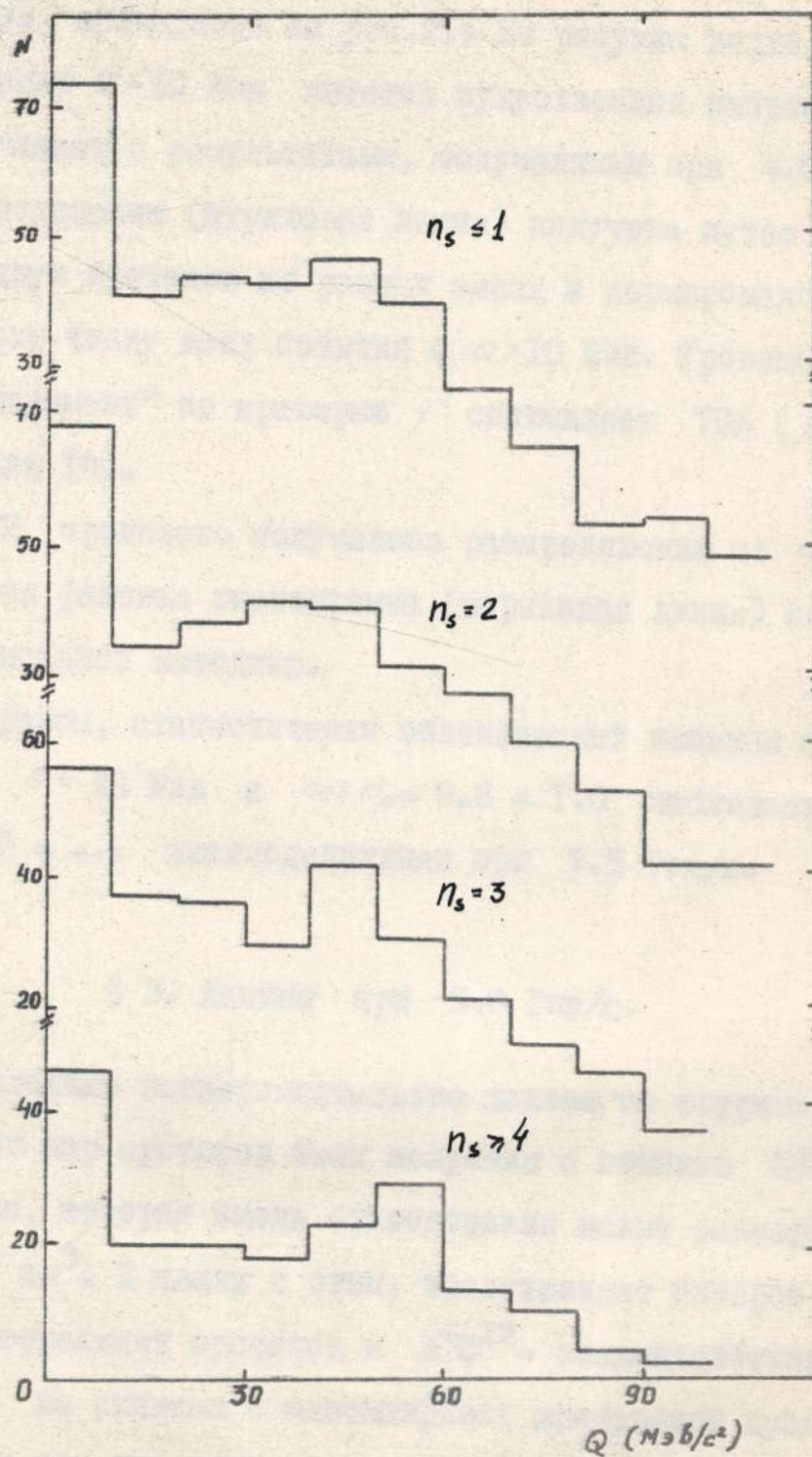


Рис.20. Распределение по величине Q для событий при 4.0 ГэВ/с с различным числом быстрых заряженных частиц.

§ 2. Данные при 7.5 Гэв/с.

Спектр по величине Q для 287 двухпротонных событий при 7.5 Гэв/с приводится на рис.21. Из рисунка видно, что в области значений $Q \leq 10$ Мэв имеется существенный выброс над фоном, что совпадает с результатами, полученными при 4.0 Гэв/с. Фоновое распределение (штриховая линия) получена путем случайного выбора двух протонов из разных звезд и нормировано к экспериментальному числу всех событий с $Q > 10$ Мэв. Уровень согласия "фон-эксперимент" по критерию χ^2 составляет 70% ($\chi^2 = 10.5$ при числе точек 14).

На рис.22 приведено полученное распределение по $\cos \theta_{pp}$. Соответствующая фоновая гистограмма (штриховая линия) построена по вышеописанной методике.

Таким образом, статистически обеспеченный избыток событий при значениях $Q \leq 10$ Мэв и $\cos \theta_{pp} = 0.8 \div 1.0$ наблюдается и в $\Pi^- C^{12} \rightarrow 2p + \dots$ взаимодействиях при 7.5 Гэв/с.

§ 3. Данные при 5.0 Гэв/с.

Вышеприведенные экспериментальные данные по коррелированному испусканию пар протонов были получены с помощью 55-сантиметровой камеры, которая имела относительно малые размеры (28 x 55 x 14) см³. В связи с этим, представляет интерес изучение парных корреляций протонов в $\Pi^- C^{12}$ -взаимодействиях при 5.0 Гэв/с на снимках с однометровой пропановой пузырьковой камеры ПК-200 ЛЯП ОИЯИ, имеющей существенно большие размеры (50 x 105 x 40) см³ и тем самым уменьшить возможное систематическое влияние геометрии камеры на получаемый результат.

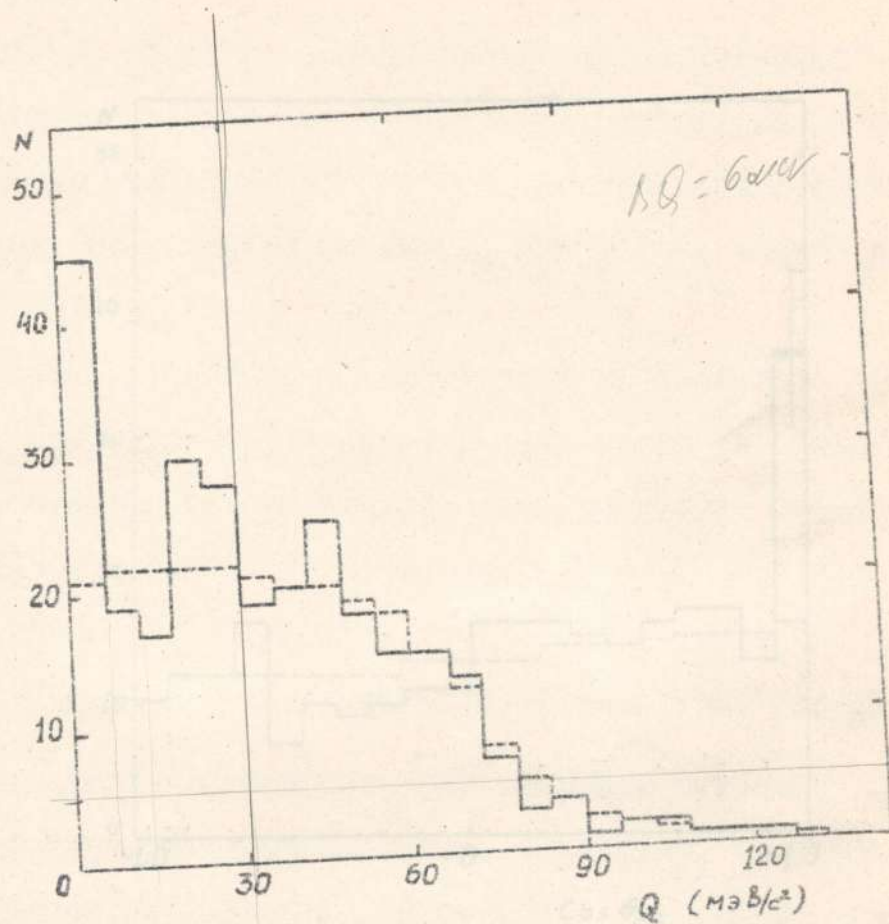


Рис.2I. Распределение по величине Q для событий при 7.5 Гэв/с. Штриховая линия - фон.

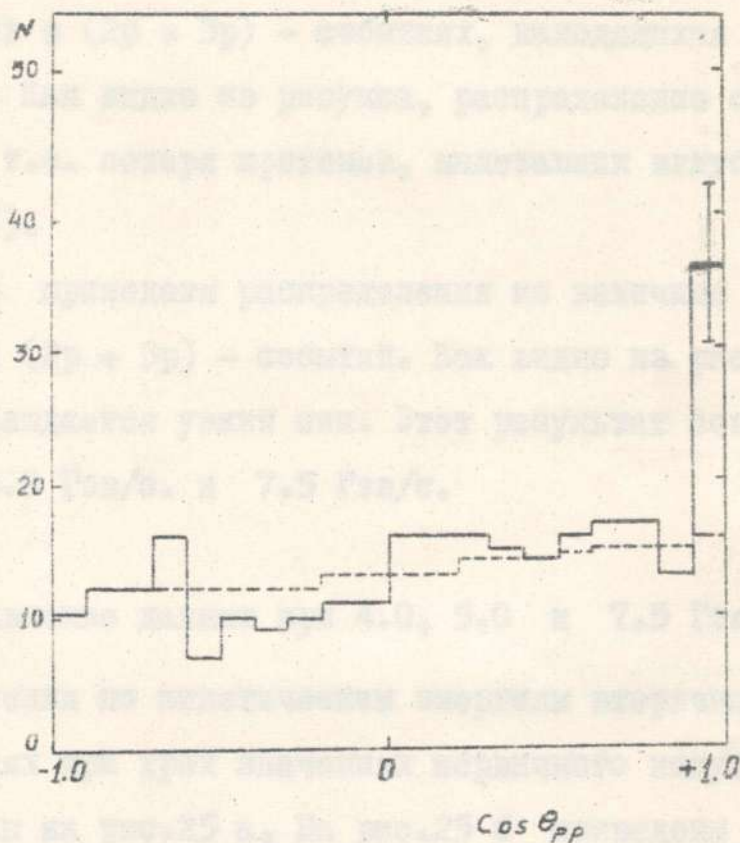


Рис.22. Распределение по углам между протонами при 7.5 Гэв/с. Штриховая линия - фон.

Для этой цели были измерены и обработаны по программе геометрической реконструкции 675 Π^-C^{12} -событий с двумя и тремя треками протонов.

На рис.23 показано распределение по азимутальным углам вторичных протонов в $(2p + 3p)$ - событиях, находящихся в эффективном объеме камеры. Как видно из рисунка, распределение согласуется с изотропным, т.е. потеря протонов, вылетающих вглубь камеры невелика ($< 8\%$).

На рис.24 приведены распределения по величине φ при 5.0 Гэв/с для $(2p + 3p)$ - событий. Как видно из рисунка, при $\varphi \leq 10$ Мэв наблюдается узкий пик. Этот результат совпадает с данными при 4.0 Гэв/с. и 7.5 Гэв/с.

§ 4. Сравнение данных при 4.0, 5.0 и 7.5 Гэв/с.

Распределения по кинетическим энергиям вторичных протонов в $2p$ - событиях при трех значениях первичного импульса Π^- -мезонов приведены на рис.25 а, На рис.25 б приведены угловые распределения протонов. Данные нормированы на число протонов при 7.5 Гэв/с. Как видно из рис.25а,б, в пределах статистических ошибок энергетический и угловой спектры протонов при трех значениях первичной энергии, в рассматриваемом интервале кинетических энергий ($23 \leq T_p \leq 67$ Мэв), идентичны.

На рис.26 показаны распределения событий по φ при 4.0, 5.0 и 7.5 Гэв/с, нормированные на число событий при 7.5 Гэв/с. Фоновая кривая получена путем случайного выбора двух протонов из разных звезд при 4.0 Гэв/с и отнормирована к числу событий с $\varphi > 10$ Мэв.

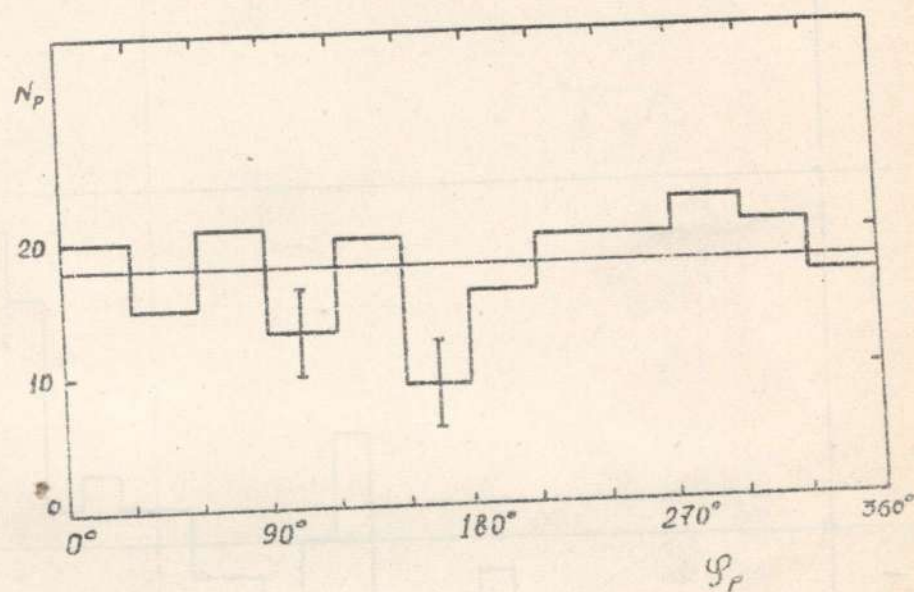


Рис.23.Распределение протонов по азимутальным углам
при 5.0 Гэв/с.

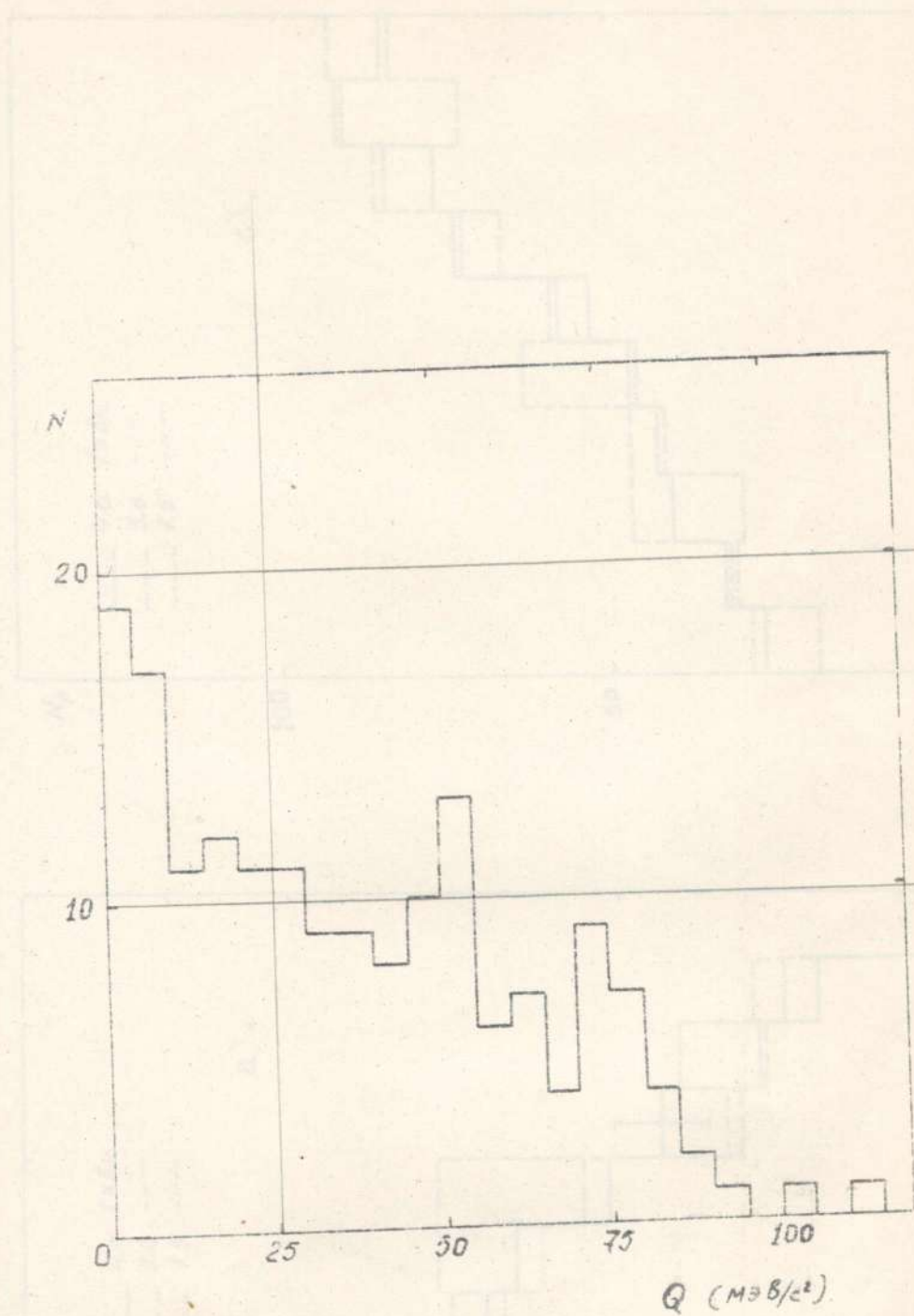


Рис.24. Распределение событий по величине Q при 7.5 ГэВ/с.

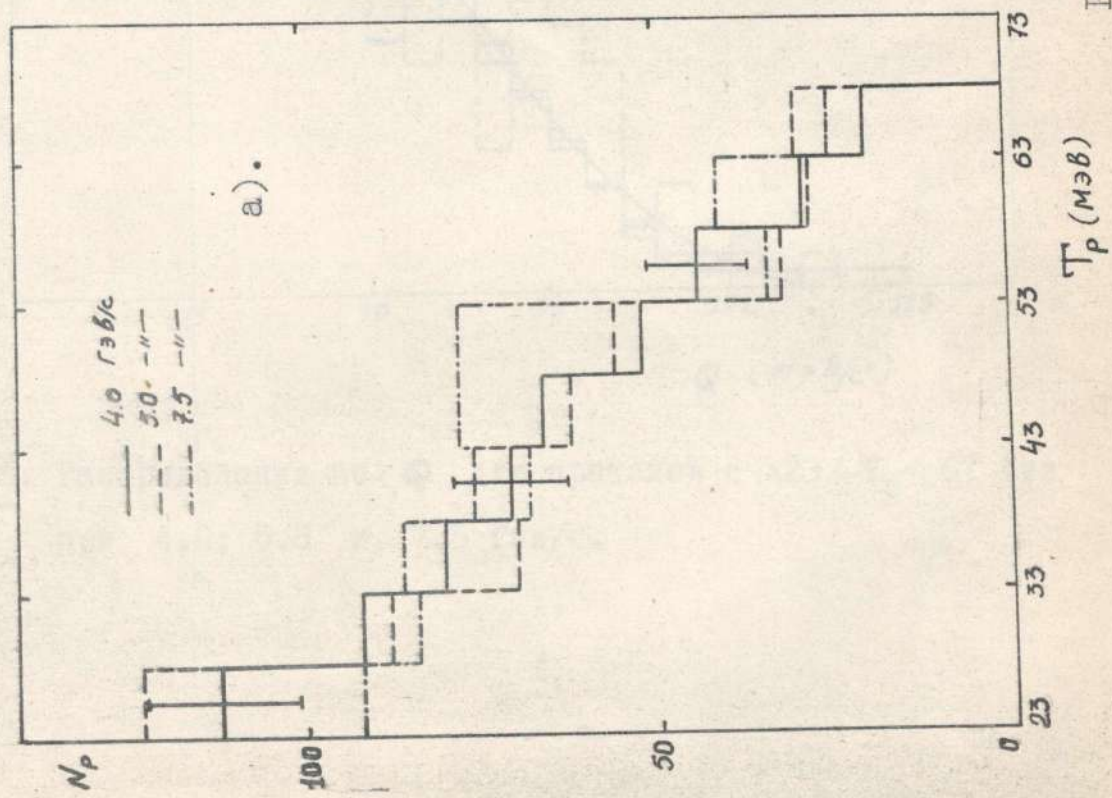
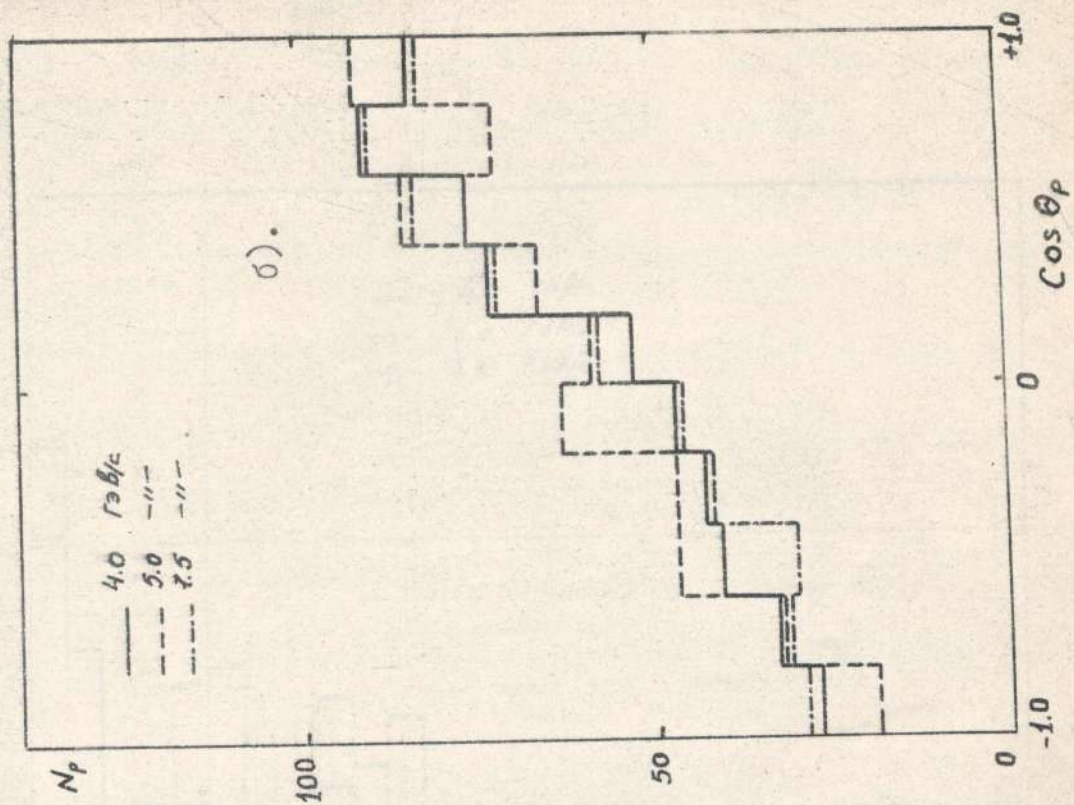


Рис. 25.

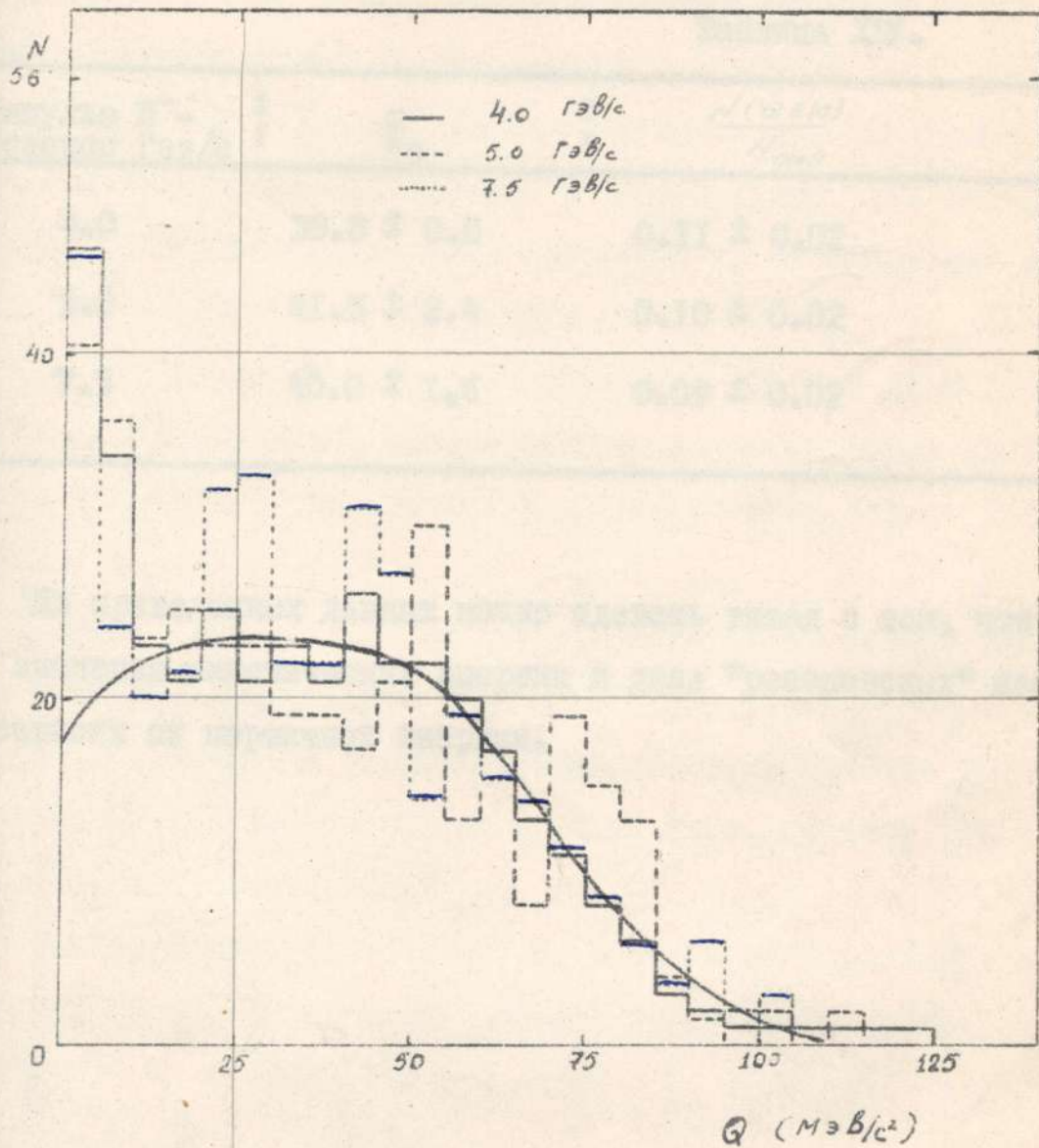


Рис.26. Распределения по Q для протонов с $23 \leq T_p < 67$ МэВ при 4.0; 5.0 и 7.5 ГэВ/с.

В таблице XIV приведены средние значения кинетической энергии, а также отношения числа событий над фоном в области пика ($Q \leq 10$ Мэв) к общему числу фоновых событий.

Таблица XIV.

Импульс Π^- - мезонов Гэв/с	$\bar{T}_p$	$\frac{N(Q \leq 10)}{N_{\text{фон}}}$
4.0	39.8 ± 0.8	0.11 ± 0.02
5.0	41.5 ± 2.4	0.10 ± 0.02
7.5	40.0 ± 1.6	0.09 ± 0.02

Из приведенных данных можно сделать вывод о том, что средние значения кинетических энергии и доля "резонансных" событий не зависит от первичной энергии.

§ 5. Примесь сложных частиц.

В π^-C^{12} -взаимодействиях возможно испускание сложных частиц типа d, t, α и т.д., которые в наших условиях могут визу-ально идентифицироваться как вторичные протоны.

Из-за отсутствия конкретных экспериментов по выходу d, t и α -частиц в условиях близких к нашему опыту, для оценки доли таких частиц среди отбираемых протонов, мы использовали резуль-таты, полученные с помощью других методик.

Прежде всего отметим, что интервалу пробега (1 ± 7) см в пропановой пузырьковой камере соответствует интервал импульсов (400 ± 750) Мэв/с для дейтонов и (900 ± 1900) Мэв/с для α -частиц.

Оценка доли сложных частиц проводилась на основе следующих экспериментальных фактов.^{/124-126/}

1. В π -мезон - ядерных взаимодействиях сечение образова-ния сложных частиц, не зависимо от их типа, не выше, чем в про-тон-ядерных столкновениях.

2. Испускание сложных частиц в основном происходит из тяже-лых ядер (96%). Зависимость сечения от атомного номера (A) име-ет вид:

$$\sigma \sim A^n \quad (n \approx 1).$$

3. Сечение образования сложных частиц при энергиях выше 1 Гэв слабо зависит от первичной энергии.

В области первичной энергии (3 ± 30) Гэв^{/127/} при взаимодей-ствиях протонов с легкими ядрами (Be, C, Al), доля α -частиц с импульсом ~ 300 Мэв/с на нуклон составляет $(2 \pm 5)\%$ от числа дейтонов с таким же импульсом. Следует отметить, что рождение

α -частиц более вероятно, чем рождение ^{/126/} t .

Таким образом, можно считать, что основной примесью сложных частиц среди зарегистрированных "черных" треков являются дейтоны.

Изучению образования дейтонов в адрон-ядерных взаимодействиях посвящён ряд работ, выполненных с помощью фотоэмульсионной и электронной методик ^{/124-130/}. В большинстве этих работ измерялась доля выхода дейтонов с определенным импульсом относительно выхода протонов для различных ядер.

Анализ экспериментальных данных показывает, что при взаимодействии протонов с энергией $(1 + 30)$ Гэв с легкими ядрами (Be, C, Al) отношение выхода дейтонов с импульсом ~ 400 Мэв/с на нуклон к выходу протонов с таким же импульсом при разных углах регистрации меняется от 0.02 до 0.16 ^{/126, 128, 129/}. Следует отметить, что величина N_d/N_p почти не меняется с увеличением импульса дейтонов.

Зависимость отношения N_d/N_p в интересующей нас области импульса дейтонов от атомного номера ядра мишени имеет следующий вид ^{/126, 130/}:

$$N_d/N_p = K A^{0.4} \quad (4.3)$$

Для тяжелых ядер фотоэмульсии это отношение равно 0.14 ± 0.02

Если воспользоваться зависимостью (4.3) и считать, что для тяжелых ядер эмульсии величина $\bar{A} \sim 100$, то легко оценить отношение N_d/N_p для легких ядер ($\bar{A} \approx 12$).

$$(N_d/N_p)_{\text{легкие Ядро}} \approx 0.06 \pm 0.01.$$

Как видно, косвенные оценки по данным фотоэмульсий также совпо-

дают с результатами прямого измерения выхода дейтонов.

Таким образом, полученные данные по рождению дейтонов в адрон-ядерных взаимодействиях показывают, что возможная примесь дейтонов в наших опытах не велика и составляет $< 10\%$ от числа регистрированных протонов.

Учитывая что

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_d} \approx \frac{\sigma_\alpha}{\sigma_p} \approx 0.01$$

где σ_α , σ_t и σ_p - сечение образование α -частиц, тритонов и протонов, соответственно, мы приходим к выводу, что примесь тяжелых сложных частиц почти не влияет на эффект корреляции.

Далее, имитировать коррелированное испускание пар протонов может распад возбужденного ядра с $Z \gg 2$ и $A \gg 3$. Однако, если даже считать, что сечение генерации возбужденных ядер того порядка что и сечение образования сложных тяжелых частиц, то их вклад составляет $< 1\%$.

Таким образом, можно утверждать, что наличие примеси сложных частиц зарегистрированных как протон не может повлиять на экспериментальный результат, так как доля "резонансных" событий составляет $\sim 10\%$ от общего числа (таблица XIV).

§ 6. Обсуждение результатов.

На основании изучения реакции $\pi^- + C^{12} \rightarrow nP + \text{"все остальное"}$ можно указать следующие ее особенности:

1. Эффект парной корреляции протонов наблюдается при всех множественностях вторичных релятивистских заряженных частиц.
2. "Резонансный" пик в распределении по $Q = M_{pp} - 2m_p$ имеет место в 2р-событиях, когда оба протона летят как в переднюю, так и в заднюю полусферу.
3. Масса "PP - резонанса" близка к сумме масс двух протонов ($M_{pp} \leq 2m_p + 5 \text{ Мэв}$).
4. Ширина "PP - резонанса" довольно узкая и не превышает $\sim 5 \text{ Мэв}$.

Последние две особенности дают возможность предположить, что наблюдаемый "PP - резонанс" является результатом взаимодействия двух протонов в конечном состоянии. Первые же две особенности могут служить дополнительными аргументами в пользу этого предположения, хотя эти результаты недостаточны для окончательного отказа от роли других механизмов.

Известно, что взаимодействие в конечном состоянии может возникнуть в виде перераспределения двух частиц - продуктов распада какого-либо резонанса, т.е. может являться динамическим отражением наличия резонанса.

С другой стороны, для осуществления взаимодействия частиц в конечном состоянии достаточно появления двух частиц с малой относительной скоростью - продуктов какой-либо первичной реакции.

Рассмотрим вопрос, не является ли наблюдаемый эффект дина-

мическим отражением продуктов распада какого-либо тяжелого барионного резонанса наподобие Δ^{131} - резонанса Δ^{131} . Среди дибарионных резонансов, масса которых удовлетворяет условию $(M_{NN}^* = M_N + M_N)^*$ самым легким является изобара с массой

$$M_{NN}^* = M_N + M_{\Delta(1236)} = 2160 \text{ Мэв.}$$

Если предположить, что пара коррелированных протонов является продуктом распада изоядра M_{NN}^* , то эти протоны могут перерассеяться, т.е. могут взаимодействовать после распада. Такое "взаимодействие в конечном состоянии" может исказить спектр эффективных масс продуктов распада.

Легко подсчитать Δ^{132} эффективную массу пары протонов, образованных из распада изобары M_{NN}^* - она оказалась равной $M_{pp} = 1900 \text{ Мэв}$, что превышает наблюдаемое нами значение эффективной массы пар протонов в пике ($M_{pp} \approx 1880 \text{ Мэв}$). Эффективная масса двух протонов еще более увеличивается, если учитывать другие многобарионные резонансы с большими массами. Следовательно, наблюдаемый эффект не является следствием распада тяжелых барионных резонансов.

Рассмотрим теперь другую возможность осуществления взаимодействия протонов в конечном состоянии, когда в результате взаимодействия первичной частицы с ядром образуются нуклоны с малой относительной скоростью.

Теория взаимодействия нуклонов в конечном состоянии впервые была рассмотрена Ватсоном Δ^{133} и Мигдалом Δ^{134} .

Допустим, что в результате реакции образуются нуклоны с малым относительным импульсом P . Вероятность осуществления вторичного взаимодействия между этими нуклонами, когда они находятся

на расстояниях друг от друга порядка l_0 , пропорциональна квадрату модуля волновой функции образующихся нуклонов^{/135/}.

$$dW_{pp} = \text{const} |\psi_p(z)|^2 d^3p \quad (4.4)$$

Волновая функция $\psi(p)$ относительного движения нуклонов в области действия ядерных сил $z \sim 2$ неизвестна. Однако, для определения зависимости вероятности осуществления конечного взаимодействия от относительного импульса нуклонов достаточно знать эту функцию на расстоянии $z \gg 1/\kappa \gg z_0$ ($\kappa = p/\hbar$ - волновое число относительного движения), в дальнейшем экстраполируя ее на расстояния порядка $z \sim z_0$. При этом в качестве $\psi(z_0)$ может быть использована волновая функция, получаемая из теории рассеяния нуклонов нуклонами^{/135/}.

Учитывая, что при малых энергиях амплитуды рассеяния с $\ell \neq 0$ малы, можно ограничиться S -волной. Это вполне допустимо, когда кинетическая энергия в системе Ц.М. двух нуклонов меньше 5 Мэв^{/136}.

Волновая функция относительного движения нуклонов может быть получена из теории рассеяния нуклонов. Так, например, вне радиуса действия ядерных сил она имеет вид^{/136,137/}:

$$\psi_p(z) = \frac{\hbar}{z} c(\eta) \frac{1}{[c^2(\eta) + \hbar^2(-\frac{1}{a_{pp}} + \frac{1}{2}z_0\rho^2 - \frac{\hbar(\eta)^2}{R})]^{1/2}} \quad (4.5)$$

Здесь $c^2(\eta) = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1}$

где $\eta = \frac{e^2}{\hbar v}$; v - относительная скорость протонов,

$$\hbar(\eta) = -\log(\eta) + \text{Re} \frac{\Gamma'(1+i\eta)}{\Gamma(1+i\eta)}; \quad R = \frac{\hbar}{\mu_p} e^2 = 28.8 \text{ fm}$$

a_{pp} и z_0 - длина протон-протонного рассеяния и эффективный радиус действия, соответственно. Экспериментально определенные значения a_{pp} и z_0 равны

$$a_{pp} = -7.77 \text{ fm} \quad \text{и} \quad z_0 = 2.7 \text{ fm}.$$

Подставив (4.5) в (4.4) можно получить выражение для вероятности обнаружения двух протонов с относительным импульсом P , лежащим в интервале d^3p

$$dw_{pp} = \text{const} \frac{c^2(\eta) d^3p}{c^2(\eta) p^2 + \left(-\frac{1}{a_{pp}} + \frac{1}{2} \gamma_0 p^2 - \frac{\hbar(\eta)}{R}\right)^2} \quad (4.6)$$

Для систем np и nn выражение (4.6) существенно упрощается [133, 134] ввиду отсутствия кулоновского отталкивания.

Для сравнения экспериментальных результатов с предсказаниями теории конечных взаимодействий, часто бывает удобным использование величины так называемого коэффициента усиления.

По терминологии Ферми-Ватсона [138] коэффициент усиления равен отношению вероятности найти две частицы в точке $\gamma_0 = 0$ при определенном потенциале взаимодействия между частицами к вероятности того же события в отсутствии взаимодействия.

В приближении эффективного радиуса для протон-протонного конечного состояния коэффициент усиления согласно теории Ватсона-Мигдала можно представить в виде:

$$B(E) = \frac{\left[\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{a_{pp}} + \frac{1}{2} \gamma_0 p^2 - \frac{\hbar(\eta)}{R}\right]^2}{c^2(\eta) p^2 + \frac{1}{c^2(\eta)} \left[\frac{1}{a_{pp}} + \frac{1}{2} \gamma_0 p^2 - \frac{\hbar(\eta)}{R}\right]^2} \quad (4.7)$$

При больших относительных энергиях E коэффициент усиления стремится к единице, т.е. $B(E) \rightarrow 1$. Распределение (4.7) имеет максимум ($B_{\text{макс.}} = 9$) в районе $E = 0.5$ Мэв с шириной $(1 \div 1.5)$ Мэв.

Предполагая, что коррелированное испускание протонов в $\pi^- p$ -взаимодействиях обусловлено явлением конечного взаимодействия, можно для описания экспериментальных данных использовать теорию Ватсона-Мигдала.

Для сравнения эксперимента с теорией удобно использовать коэффициент усиления $B(E) \equiv B(Q)$.

Естественно ожидать, что в некоторой части π^-C^{12} -взаимодействий с образованием нескольких протонов могут создаваться условия для осуществления взаимодействия протонов в конечном состоянии. Предполагая, что распределение $N_i(Q)$ по величине Q для событий такого типа без учета коэффициента усиления имеет ту же форму, что и фоновое распределение $N_{\text{фон}}(Q)$, можно написать

$$\begin{aligned} N_{\text{экс}}(Q) &= B(Q) N_i(Q) + N_{\text{фон}}(Q) - N_i(Q) = \\ &= [B(Q) - 1] N_i(Q) + N_{\text{фон}}(Q). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Видно, что $[B(Q) - 1] N_i(Q)$ есть избыток событий над фоном.

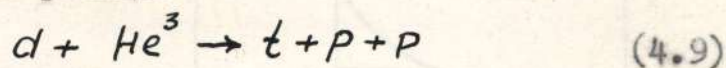
Так как ошибка в измерении Q превышает ширину пика в распределении $B(E)$, для сопоставления результатов эксперимента с теорией необходимо "размазать" $B(E)$ с учетом экспериментальных ошибок.

Процедура "размазывания" в настоящей работе была осуществлена следующим образом. Распределение $B(E)$ была разбито на 20 интервалов по величине E (от 0 до 10 Мэв) и определялась величина $B_i(E_i)$ для каждого $i^{\text{го}}$ интервала. С учетом того, что величина $M_{\text{пр}}$ по условиям эксперимента имеет стандартное отклонение равное $\sigma = 2$ Мэв и в предположении, что это отклонение в области $Q = (0 + 10)$ Мэв не зависит от Q , были построены распределения коэффициента усиления $B(E_i)$ в форме кривой Гаусса с центром в E_i . В результате суммирования построенных таким образом гауссовских распределений была получена новая кривая $B'(E)$, которая

вместе с экспериментальной гистограммой для событий при 4.0 Гэв/с с двумя протонами в конечном состоянии приводится на рис. 27. Нормировка кривой произведена на число событий над фоном в интервале Q (0 + 10) Мэв. Как видно из рисунка, полученная теоретическая кривая довольно хорошо описывает экспериментальную гистограмму.

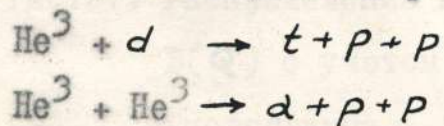
Таким образом, этот результат позволяет нам утверждать, что коррелированное испускание пар протонов можно объяснить существованием резонансного взаимодействия протонов в конечном состоянии, т.е. наличием виртуального уровня в PP - системе.

Исследования образования дибарионных состояний в системе двух протонов в области низких энергий также предсказывают наличие виртуального уровня в PP - системе. Например, в работе^{/139/} сообщалось о налюдении пика с шириной 2.8 Мэв в энергетическом спектре тритонов в реакции



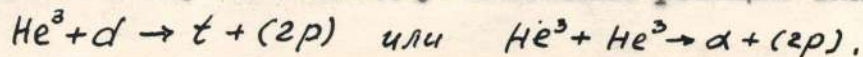
при кинетической энергии дейтронов $T_d = 28$ Мэв. Вклад фонового спектра в области пика весьма мал. В реакции (4.9) по мнению авторов образуется квазистационарное состояние двух протонов - ядро He_2^2 , имеющее время жизни $\tau = 0.2 \cdot 10^{-21}$ сек.

В работе^{/140/}, где изучались реакции



наблюдается широкий несимметричный максимум в энергетических спектрах t и α - частиц вблизи жесткой границы спектра^{*)}. По мнению авторов работы появление пика скорее всего связано с взаимодействием протонов в конечном состоянии

*) т.е. при энергиях t и α - частиц близких к их кинематическим пределам в случае квазидвухчастичных реакций типа



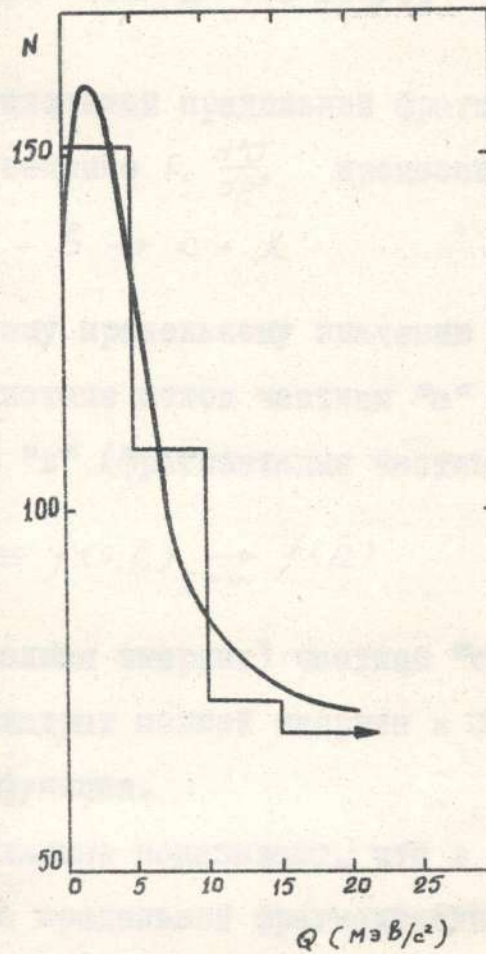
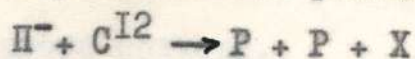


Рис.27. Распределение коэффициента усиления $B(Q)$ с учетом экспериментальных ошибок. Гистограмма - эксперимент (4.0 ГэВ/с).

Ч А С Т Ь II.

§ I. Полуинклюзивные реакции



при 4.0 и 7.5 Гэв/с.

В соответствии с гипотезой предельной фрагментации^{/55/}, инвариантное инклюзивное сечение $E_c \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_c}$ процесса

$$a + b \rightarrow c + X \quad (4.11)$$

должно стремиться к своему предельному значению для конечных импульсов частицы "с" в системе покоя частицы "а" (фрагментация налетающей частицы) или "в" (фрагментация частицы-мишени) т.е.

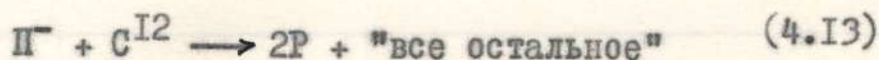
$$E_c \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_c} \equiv f(s, \vec{p}_c)_{s \rightarrow \infty} f(\vec{p}_c) \quad (4.12)$$

где $\vec{p}_c(E_c)$ - импульс (полная энергия) частицы "с" в системе покоя "а" или "в"; s - квадрат полной энергии в С.Ц.И; $f(s, \vec{p}_c)$ - так называемая структурная функция.

Экспериментальные данные показывают, что в адрон-адронных взаимодействиях гипотеза предельной фрагментации в пределах ошибок эксперимента имеет место уже при энергиях налетающих частиц $E_{\text{л}} \gg 40.0$ Гэв(см. например^{/64, 141, 7/}). В связи с этим, представляет определенный интерес изучение адрон-ядерных соударений с точки зрения проверки масштабной инвариантности. К сожалению, число экспериментальных данных по данной тематике весьма ограничено, хотя в некоторых экспериментах^{/143/} получены указания, что явления типа скейлинга могут иметь место в адрон-ядерных соударениях при энергиях налетающих частиц, существенно меньших,

чем в адрон-адронных взаимодействиях.

В данной части диссертации проведен анализ реакции



с точки зрения инклюзивного подхода.

Данный полуинклюзивный процесс представляется интересным в том смысле, что образование двух протонов на ядре, повидимому, существенным образом исключает реакции на квазисвободных нуклонах ядра и, следовательно такую реакцию можно рассматривать как результат взаимодействия первичной частицы с ядром, а не отдельным нуклоном.

В анализ включено 1202 взаимодействий с двумя протонами при 4.0 Гэв/с и 287 2р - событий при 7.5 Гэв/с.

На рис.28 показана зависимость средней множественности протонов $\langle n_p \rangle$ от их импульса в реакции (4.13) при 4.0 и 7.5 Гэв/с. Видно, что $\langle n_p \rangle$ падает с ростом P_p . Интересно отметить совпадение средних множественности протонов при 4.0 и 7.5 Гэв/с. Зависимость $\langle n_p \rangle = f(P_p)$ - примерно линейная.

Такое же совпадение при двух энергиях наблюдается и для средних значений полных P , поперечных $P_\perp$ и продольных $P_\parallel$ импульсов протонов (см. таблицу XV).

Таблица XV.

Импульс π^- -мезона (Гэв/с)	$\bar{P}_p$ (Мэв/с)	$\bar{P}_{p_\perp}$ (Мэв/с)	$\bar{P}_{p_\parallel}$ (Мэв/с)
4.0	273.2 ± 5.1	216.1 ± 4.0	58.3 ± 1.2
7.5	276.1 ± 7.2	221.0 ± 8.0	61.1 ± 2.4

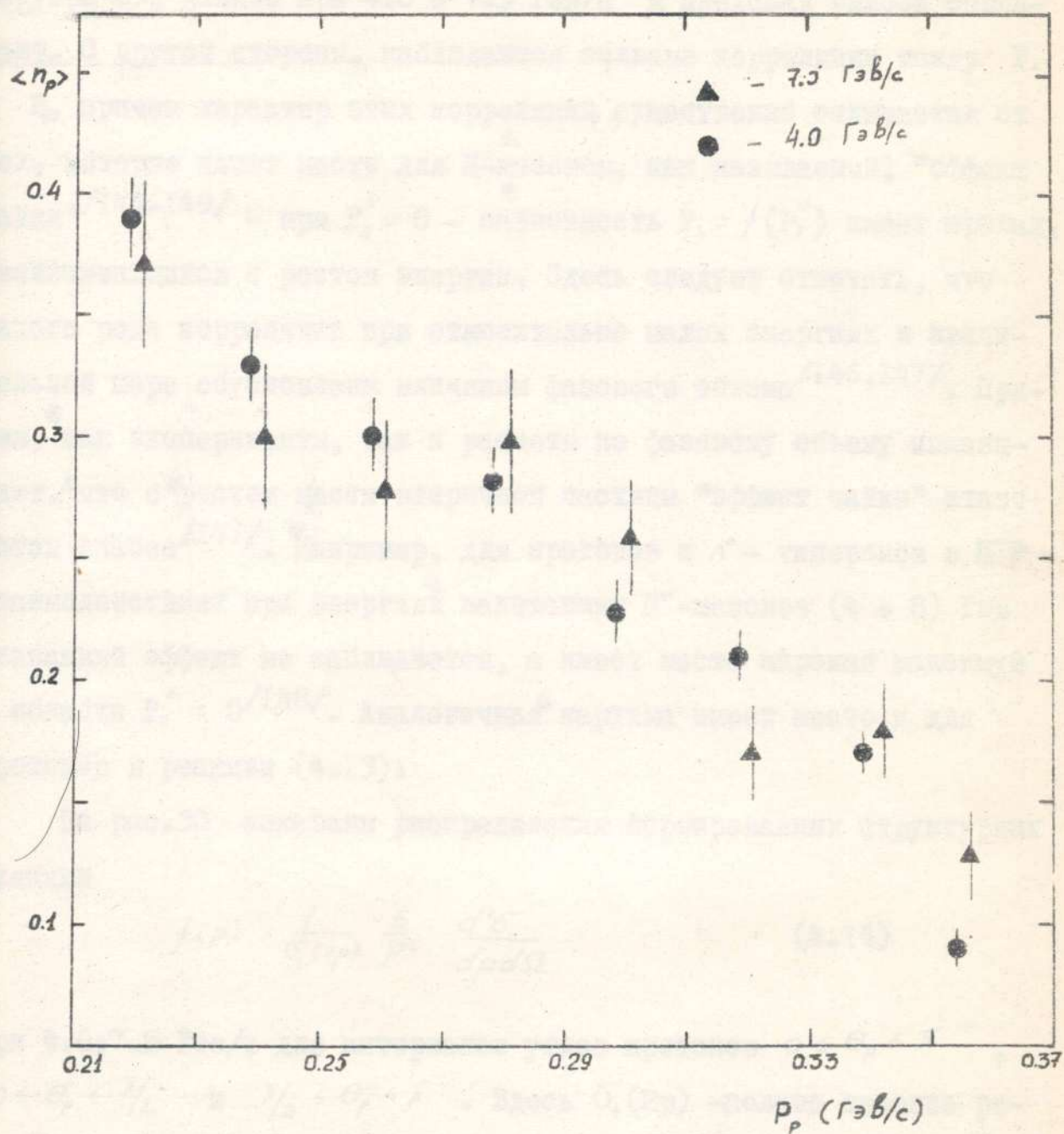


Рис.28. Зависимость $\langle n_p \rangle$ от импульса протонов.

На рис.29 приводится зависимость среднего поперечного импульса протонов от продольного в реакции (4.13). Как видно из рисунка 29, данные при 4.0 и 7.5 Гэв/с в пределах ошибок совпадают. С другой стороны, наблюдаются сильные корреляции между P_1 и $P_{||}$, причем характер этих корреляций существенно отличается от тех, которые имеют место для Π -мезонов, так называемый, "эффект чайки" /144-149/ - при $P_{||}^* \approx 0$ - зависимость $\bar{P}_1 \approx f(P_{||}^*)$ имеет провал, увеличивающийся с ростом энергии. Здесь следует отметить, что такого рода корреляции при относительно малых энергиях в значительной мере обусловлены влиянием фазового объема /146,147/. Причем, как эксперименты, так и расчеты по фазовому объему показывают, что с ростом массы вторичной частицы "эффект чайки" становится слабее /147/. Например, для протонов и Λ^0 -гиперонов в Π^-p -взаимодействиях при энергиях налетающих Π^- -мезонов $(4 + 8)$ Гэв указанный эффект не наблюдается, а имеет место широкий максимум в области $P_{||}^* \approx 0$ /148/. Аналогичная картина имеет место и для протонов в реакции (4.13).

На рис.30 показаны распределения нормированных структурных функций

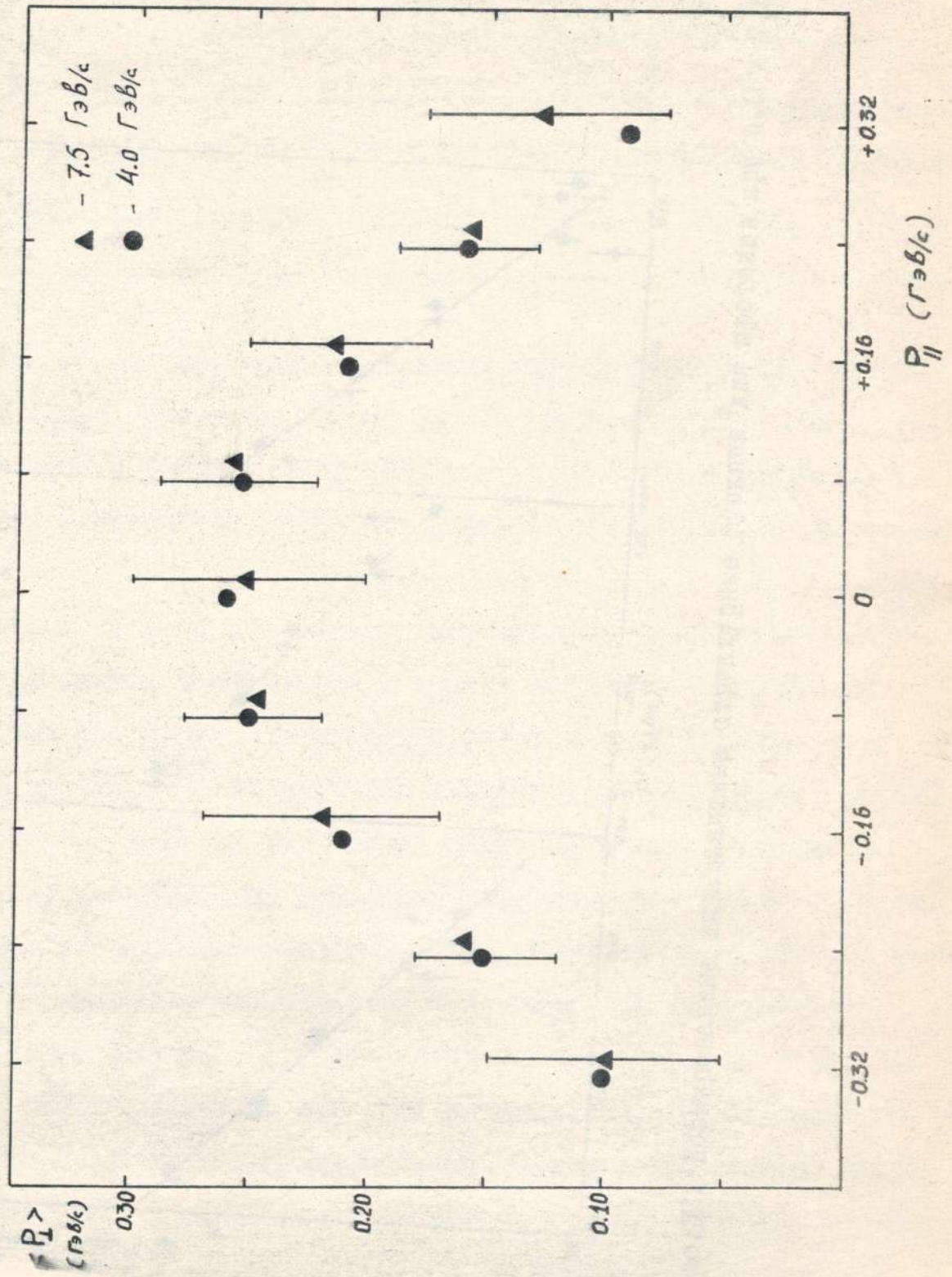
$$f(p) = \frac{1}{\sigma_t(2p)} \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \quad (4.14)$$

при 4.0; 7.5 Гэв/с для интервалов углов протонов $0 \leq \theta_p \leq \pi$, $0 \leq \theta_p \leq \pi/2$ и $\pi/2 \leq \theta_p \leq \pi$. Здесь $\sigma_t(2p)$ - полное сечение реакции (4.13). Прямые - результаты аппроксимации экспоненциальной зависимостью

$$f(p) = A e^{-Bp^2} \quad (4.15)$$

для данных при 4.0 Гэв/с. Значение коэффициентов A и B , полученные методом наименьших квадратов /150/, приведены в таблице ХУІ.

Рис.29. Зависимость среднего поперечного импульса протонов от продольного.



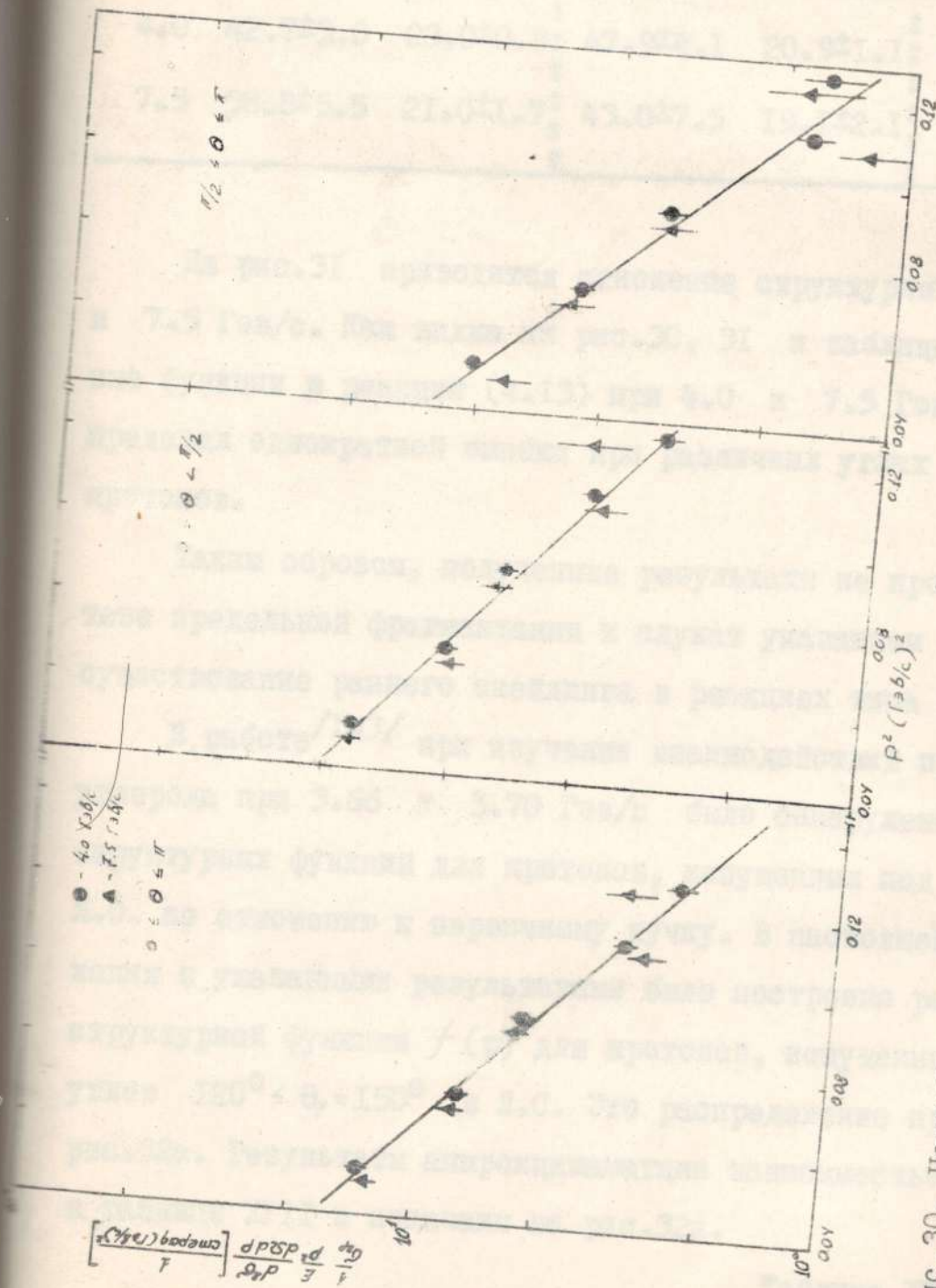


Рис.30. Нормированные инвариантные структурные функции для протонов при 4.0 и 7.5 ГэВ/с.

Таблица XVI.

Импульс (Гэв/с):	$0 \leq \Theta_p \leq \pi$		$0 \leq \Theta_p < \pi/2$		$\pi/2 \leq \Theta_p \leq \pi$	
	A	B	A	B	A	B
4.0	42.7 ± 3.0	23.0 ± 0.9	47.9 ± 4.1	20.9 ± 1.1	40.9 ± 4.9	27.6 ± 1.6
7.5	38.8 ± 5.5	21.0 ± 1.7	43.0 ± 7.5	19.1 ± 2.1	37.5 ± 9.2	28.0 ± 3.2

На рис.31 приводится отношение структурных функции при 4.0 и 7.5 Гэв/с. Как видно из рис.30, 31 и таблицы XVI, структурные функции в реакции (4.13) при 4.0 и 7.5 Гэв/с совпадают в пределах однократной ошибки при различных углах вылета вторичных протонов.

Таким образом, полученные результаты не противоречат гипотезе предельной фрагментации и служат указанием на возможное существование раннего скейлинга в реакциях типа (4.13).

В работе^{/143/} при изучении взаимодействий протонов с ядрами углерода при 3.66 и 5.70 Гэв/с было обнаружено совпадение структурных функций для протонов, испущенных под углом 137° в Л.С. по отношению к первичному пучку. В настоящей работе для сравнения с указанными результатами было построено распределение структурной функции $f(p)$ для протонов, испущенных в интервале углов $120^\circ \leq \Theta_p \leq 150^\circ$ в Л.С. Это распределение представлено на рис.32а. Результаты аппроксимации зависимостью (4.15) даны в таблице XVII и показаны на рис.32а.

Таблица XVII.

Импульс (Гэв/с)	A	B
4.0	28.9 ± 6.4	25.5 ± 2.8
7.5	33.1 15.2	29.0 5.9

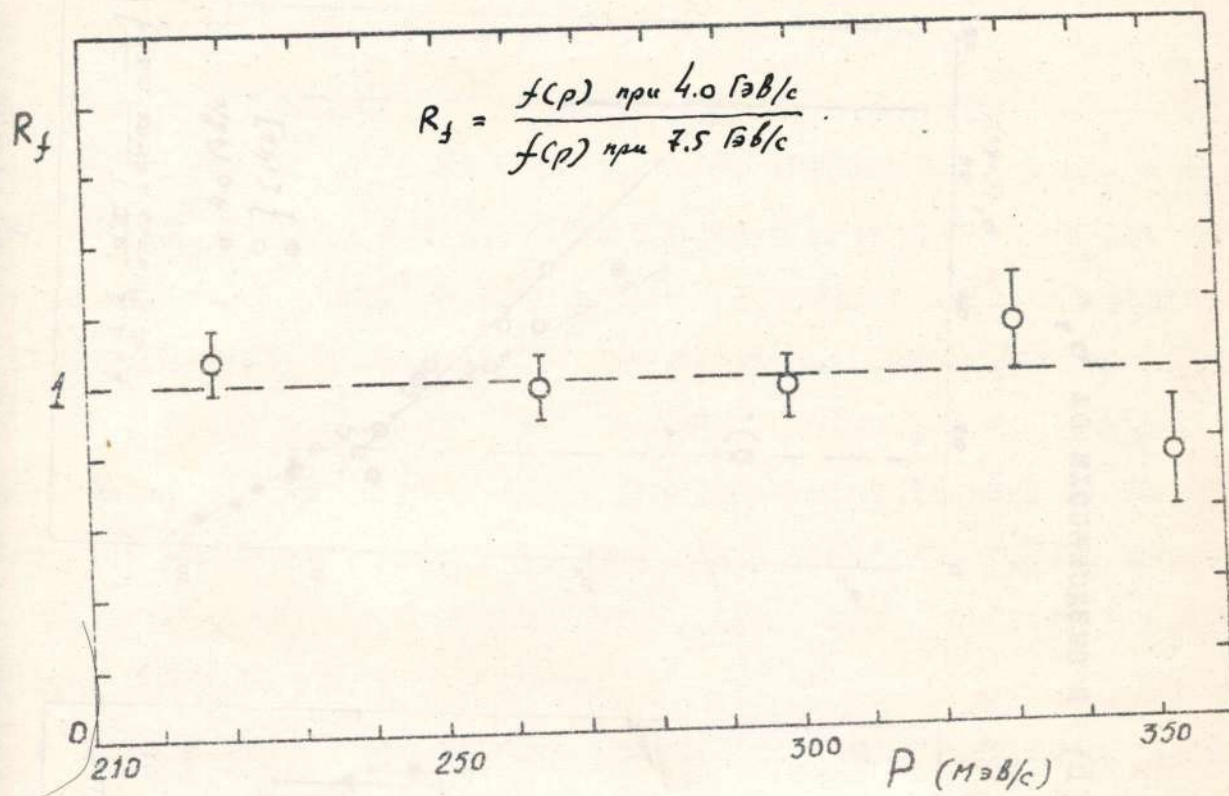


Рис.31. Отношение структурных функции при 4.0 и 7.5 Гэв/с.

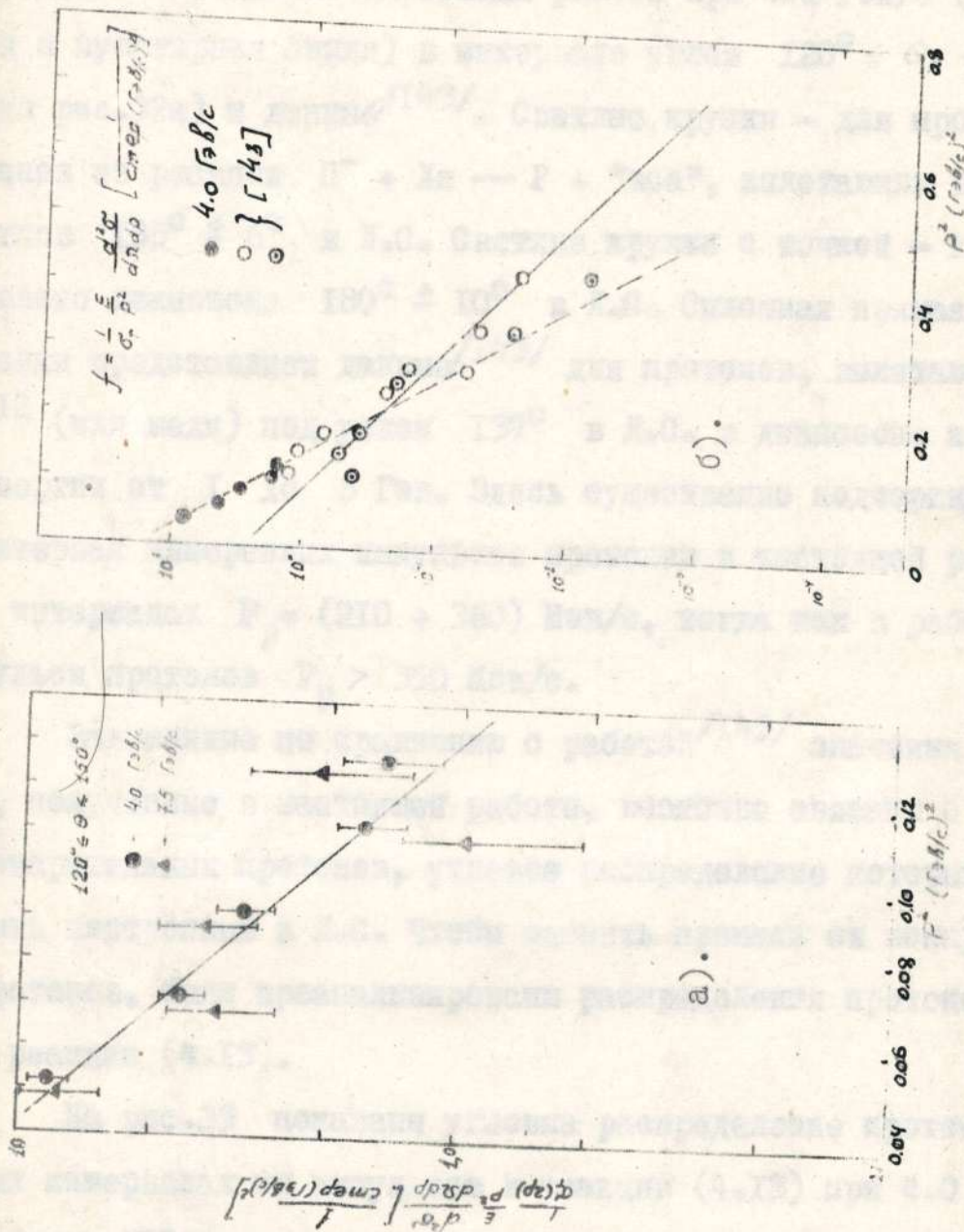


Рис.32. Функция $f(p)$ в зависимости от p^2 .

Видно, что в пределах ошибок структурные функции при 4.0 и 7.5 Гэв/с в данном интервале углов совпадают. Однако следует отметить, что полученные значения коэффициентов B в (4.15) несколько больше величин, приведенных в работе^{/143/}. На рис.32б представлены данные настоящей работы при 4.0 Гэв/с (черные кружки и пунктирная линия) в интервале углов $120^\circ \leq \theta_p \leq 150^\circ$ в Л.С. (из рис.32а) и данные^{/143/}. Светлые кружки - для протонов и дейтронов из реакции $\Pi^- + \text{Xe} \rightarrow \text{P} + \text{"все"}$, вылетающих в диапазоне углов $135^\circ \pm 6^\circ$ в Л.С. Светлые кружки с точкой - то же для углового диапазона $180^\circ \pm 10^\circ$ в Л.С. Сплошная прямая без нормировки представляет данные^{/143/} для протонов, вылетающих из ядра C^{12} (или меди) под углом 137° в Л.С. в диапазоне первичных энергии от 1 до 6 Гэв. Здесь существенно подчеркнуть, что интервал измеренных импульсов протонов в настоящей работе заключен в интервалах $P_p = (210 + 360)$ Мэв/с, тогда как в работе^{/143/} импульсы протонов $P_p > 350$ Мэв/с.

Завышенные по сравнению с работой^{/143/} значения коэффициента B , полученные в настоящей работе, возможно связаны с примесью испарительных протонов, угловое распределение которых должно быть изотропным в Л.С. Чтобы оценить примесь от испарительных протонов, были проанализированы распределения протонов в Л.С. в реакции (4.13).

На рис.33 показаны угловые распределение протонов в различных интервалах их импульсов в реакции (4.13) при 4.0 Гэв/с. В таблице XVIII приводятся коэффициенты асимметрии, определенные как

$$K = \frac{N(\cos \theta_n > 0) - N(\cos \theta_n < 0)}{N(\cos \theta_n > 0) + N(\cos \theta_n < 0)} \quad (4.16)$$

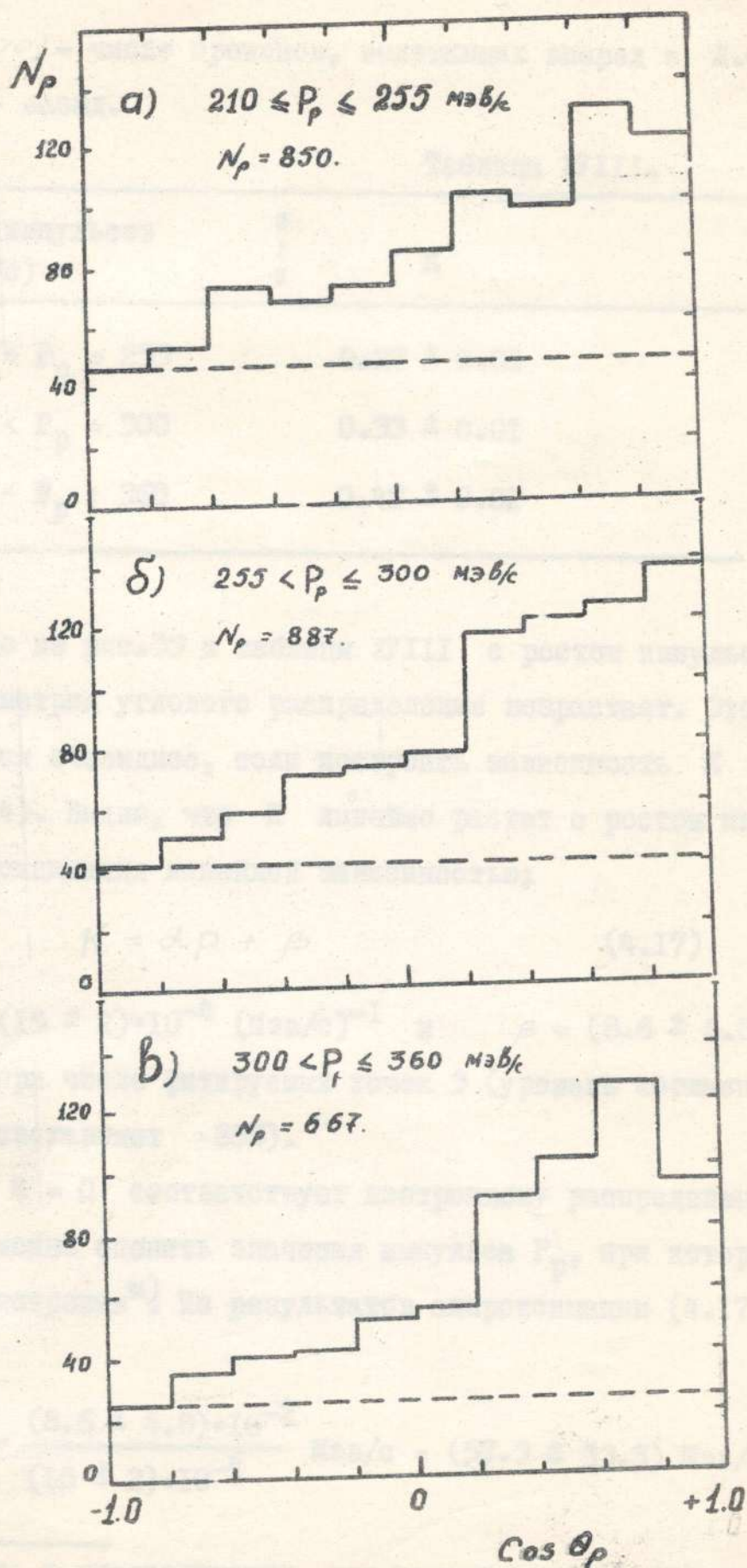


Рис.33. Угловое распределение протонов в различных интервалах их импульсов.

где $N(\cos \theta_1 > 0)$ - число протонов, вылетающих вперед в Л.С., а $N(\cos \theta_1 < 0)$ - назад.

Таблица XVIII.

Интервал импульсов (Мэв/с)	К
$210 \leq P_p \leq 255$	0.27 ± 0.01
$255 < P_p \leq 300$	0.33 ± 0.01
$300 < P_p \leq 360$	0.42 ± 0.02

Как видно из рис.33 и таблицы XVIII с ростом импульсов протонов асимметрия углового распределения возрастает. Этот факт становится очевиднее, если построить зависимость К от P_p (см. рис.34). Видно, что К линейно растет с ростом импульса протона. Аппроксимация линейной зависимостью;

$$K = \alpha p + \beta \quad (4.17)$$

дает $\alpha = (15 \pm 2) \cdot 10^{-4} (\text{Мэв/с})^{-1}$ и $\beta = (8.6 \pm 4.8) \cdot 10^{-2}$ с $\chi^2 = 0.09$ при числе фитируемых точек 3 (уровень согласия по критерию χ^2 составляет $\approx 85\%$).

Так как $K = 0$ соответствует изотропному распределению, то из (4.17) можно оценить значения импульса P_p , при которых имеет место изотропия*. Из результатов аппроксимации (4.17) получаем

$$P(K) = \frac{(8.6 \pm 4.8) \cdot 10^{-2}}{(15 \pm 2) \cdot 10^{-4}} \text{ Мэв/с} = (57.3 \pm 33.3) \text{ Мэв/с}.$$

* Разумеется, в предположении, что зависимость (4.17) имеет место и в области экстраполяции.

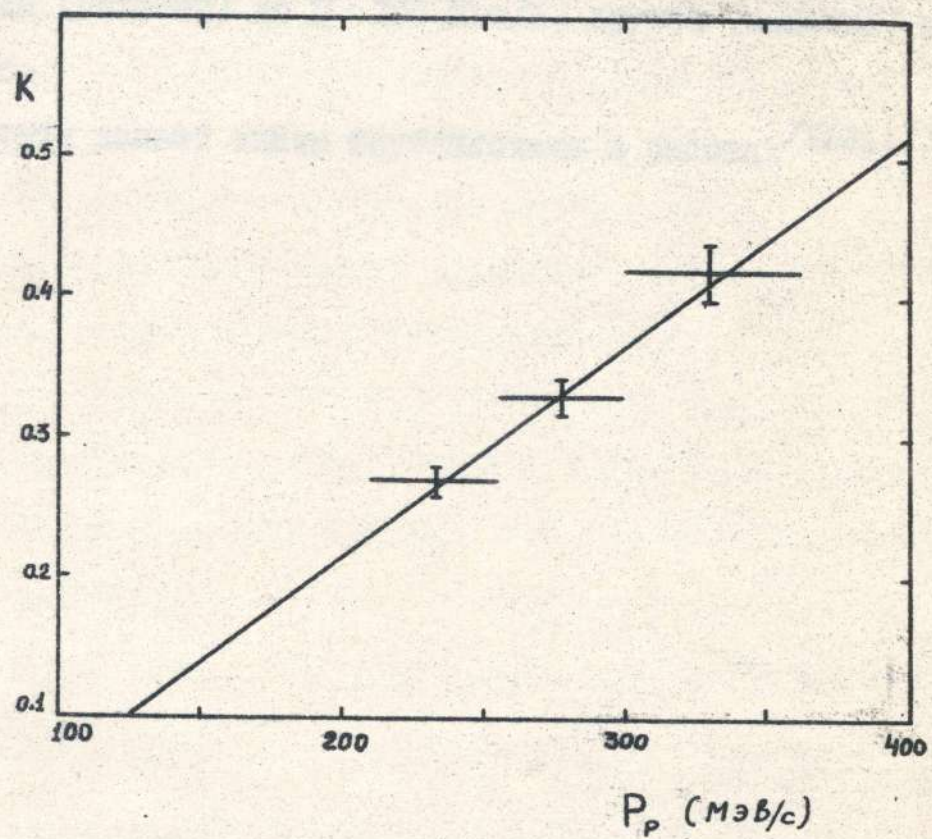


Рис. 34. Зависимость коэффициента асимметрии (K) от импульса протонов.

Отсюда можно сделать вывод, что вклад испарительных протонов в реакции (4.13) не существенен.

Следовательно, распределение $f(p)$, повидимому, имеет два наклона: один (большой) до $P < 350$ Мэв/с, другой (меньший) при $P \gg 350$ Мэв/с.

Результаты данной главы опубликованы в работах^{/II2, II3, I51-I53/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с помощью пропановой пузырьковой камеры исследованы следующие характеристики π^-C^{12} -взаимодействий в интервале импульсов первичной частицы 4.0 ± 40.0 Гэв/с:

- а). Множественность заряженных частиц.
- б). Коррелированное испускание пар протонов.
- в). Полуинклюзивный спектр вторичных протонов.

Сформулируем вкратце основные результаты работы.

1. ^{из переписки} Определялись средние множественности вторичных протонов и релятивистских заряженных частиц в π^-C^{12} -взаимодействиях при импульсах первичной частицы 5.0 и 40.0 Гэв/с. Они оказались равными:

$$\langle n_p \rangle = 1.01 \pm 0.02; \quad \langle n_s \rangle = 2.95 \pm 0.03 \quad \text{при } 5.0 \text{ Гэв/с,}$$

$$\langle n_p \rangle = 0.95 \pm 0.02; \quad \langle n_s \rangle = 6.27 \pm 0.06 \quad \text{при } 40.0 \text{ Гэв/с.}$$

Средняя множественность протонов не зависит от числа вторичных релятивистских частиц и от импульса первичной частицы.

2. С увеличением энергии первичной частицы дисперсия распределения по множественности n_s растет; $D = 2.51 \pm 0.02$ и 11.27 ± 0.04 соответственно при 5.0 и 40.0 Гэв/с. При этом максимум распределений смещается в сторону больших n_s . Данные при 5.0 Гэв/с хорошо согласуются с распределением Пуассона.

3. Данные по множественности в π^-C^{12} -взаимодействиях при 5.0 и 40.0 Гэв/с удовлетворяют КНО - скейлингу^{/57/}, что указывает на справедливость скейлинга по множественности в адрон-ядерных столкновениях начиная уже с 5.0 Гэв/с.

Следствием КНО - скейлинга является постоянство величины отношения средней множественности к корню квадрату из величины дисперсии распределения по множественности. Величина отношения $\langle n_s \rangle / \sqrt{D}$ при 5.0 и 40.0 Гэв/с оказалась равной соответственно 1.86 ± 0.02 ; 1.87 ± 0.02 .

4. Получено, что отношение средней множественности релятивистских частиц в $\pi^- C^{12}$ -столкновениях к средней множественности релятивистских частиц в $\pi^- p$ -взаимодействиях $\left(\frac{\langle n_s \rangle_{\pi-C^{12}}}{\langle n_s \rangle_{\pi-p}} \right)$ не зависит от энергии первичной частицы и хорошо согласуется с предсказанием модели Готтфрида^{/41/}.

5. В спектре эффективных масс двух протонов при импульсах первичной частицы 4.0; 5.0 и 7.5 Гэв/с в реакции $\pi^- + C^{12} \rightarrow 2p + X$ наблюдается резонансный пик в области, близкой к удвоенной массе протона ($M_{pp} \approx 2m_p$), шириной < 5 Мэв. Сравнение данных при трех значениях первичного импульса показывает, что частота коррелированного вылета пар протонов не зависит от первичной энергии. Получены указания на возможность коррелированного испускания пар протонов и в событиях с числом протонов $n_p > 2$.

6. При изучении коррелированного вылета пар протонов в событиях с двумя протонами при 4.0 Гэв/с выявлены следующие особенности:

а). Эффект парной корреляции протонов наблюдается при всех множественностях вторичных релятивистских заряженных частиц.

б). "Резонансный" пик в распределении по $Q = M_{pp} - 2m_p$ имеет место когда оба протона летят как в переднюю так и в заднюю полусферу относительно направления первичной частицы.

в). Вероятность коррелированного вылета протонов в рас-

смаатриваемой области T_{pp} ($23 \leq T_p \leq 67$) Мэв, повидимому, не зависит от их суммарной кинетической энергии.

7. Эффект коррелированного вылета пар протонов может быть объяснен в рамках теории взаимодействий частиц в конечном состоянии /133,134/, т.е. наличием виртуального уровня в S - состоянии в системе PP .

8. Изучение структурной функции $f(\rho) = \frac{1}{\sigma_{2p}} \frac{E}{\rho^2} \frac{d^2\sigma}{d\rho d\Omega}$ в реакциях $\pi^- + C^{12} \rightarrow P + P + X$ ($210 \leq P_p \leq 360$ Мэв/с) при 4.0 и 7.5 Гэв/с совпадают, что не протворечит гипотезе предельной фрагментации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /107, /111-113,122,151-153/.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность и искреннюю признательность научным руководителям С.А.Азимову и А.А.Юлдашеву за руководство и ценные советы, сделавшие возможным выполнение исследований, лежащих в основе настоящей диссертации.

За поддержку и постоянной интерес к работе приношу благодарность профессору М.И.Подгоренскому, Х.Ризаеву и Б.С.Юлдашеву.

За большую помощь в проведении расчетов и ценные обсуждения приношу искреннюю благодарность Ш.В.Иногамову, Т.М.Усманову, С.Л.Лутфуллаеву, М.Азимовой и В.П.Сосник.

Глубокую благодарность выражаю лаборантам Т. Поповой-Груич и Н.Волковой, помощь которых была значительной при выполнении настоящей работы.

Приложение.

Учет влияния геометрии камеры.

Особенность 55-сантиметровой пропановой пузырьковой камеры такова, что основная потеря событий связана с небольшой глубиной камеры ($\Delta Z = 14$ см). Пучок Π^- - мезонов проходит по оси Y на уровне (5 ± 8) см от верхнего стекла, так что для некоторых событий не будет 4π - геометрии и возможны потери протонов, вылетающих вглубь и вверх камеры.

Анализ азимутального углового распределения вторичных протонов для событий с двумя протонами, имеющими пробег в интервале (1 ± 7) см, при импульсе первичных Π^- - мезонов 4.0 Гэв/с показал, что потеря событий с протонами летящими вверх-вниз в плоскости камеры, составляет $\sim 15\%$. Чтобы учесть эти потери, для каждого события вводились веса w . Определение веса события с измеренными кинематическими характеристиками протонов проводилось следующим образом. На ЭВМ равномерно в интервале $(0^\circ + 360^\circ)$ разыгрывался угол поворота α . Затем событие поворачивалось не меняя углов между протонами на угол α вокруг оси, совпадающей с направлением первичного Π^- - мезона. После каждого такого розыгрыша вычислялись координаты конечных точек треков протонов, а также углы подъема β_+ и погружения β_- (см. рис. 35) относительно плоскости (XY). Звезда считалось "зарегистрированной", если координаты конечных точек для обоих протонов попадали в эффективный объем камеры, а углы β_+ и β_- не превышали соответствующих значений, выше которых потери протонов, вследствие влияния геометрии камеры и эффективности

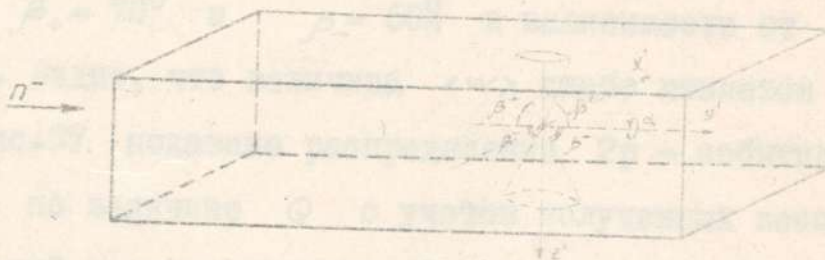
процедура, описанная выше.

Восприятие информации как описания члена разностного ряда в Числу "экспериментальное", для каждой серии проводилось 210 повторений. Средние для серии значения $\langle \omega \rangle = 1.25 \pm 0.08$.

Экспериментальная процедура была изменена для 2p - серии для сравнения с членом 7.5 Гц/с. Средние для этой серии значения $\langle \omega \rangle = 1.32 \pm 0.10$, что в пределах ошибок совпадает с $\langle \omega \rangle$ при 4.0 Гц/с.

На рис. 35 показано распределение угловых данных при значении $\mu = 70^\circ$ для 2p - серии при 4.0 Гц/с.

На рис. 36 показано распределение угловых данных при 4.0 Гц/с для 2p - серии. В этом случае углы β_+ и β_- относительно плоскости (XZ) имеют значения $\beta_+ = 70^\circ$ и $\beta_- = 70^\circ$ при значении $\mu = 70^\circ$.



На рис. 37 показано распределение угловых данных для 2p - серии при 4.0 Гц/с. В этом случае углы β_+ и β_- относительно плоскости (XZ) имеют значения $\beta_+ = 70^\circ$ и $\beta_- = 70^\circ$ при значении $\mu = 70^\circ$.

Рис. 35. Углы подъема β_+ и погружения β_- относительно плоскости (XZ).

просмотра, становятся существенными.

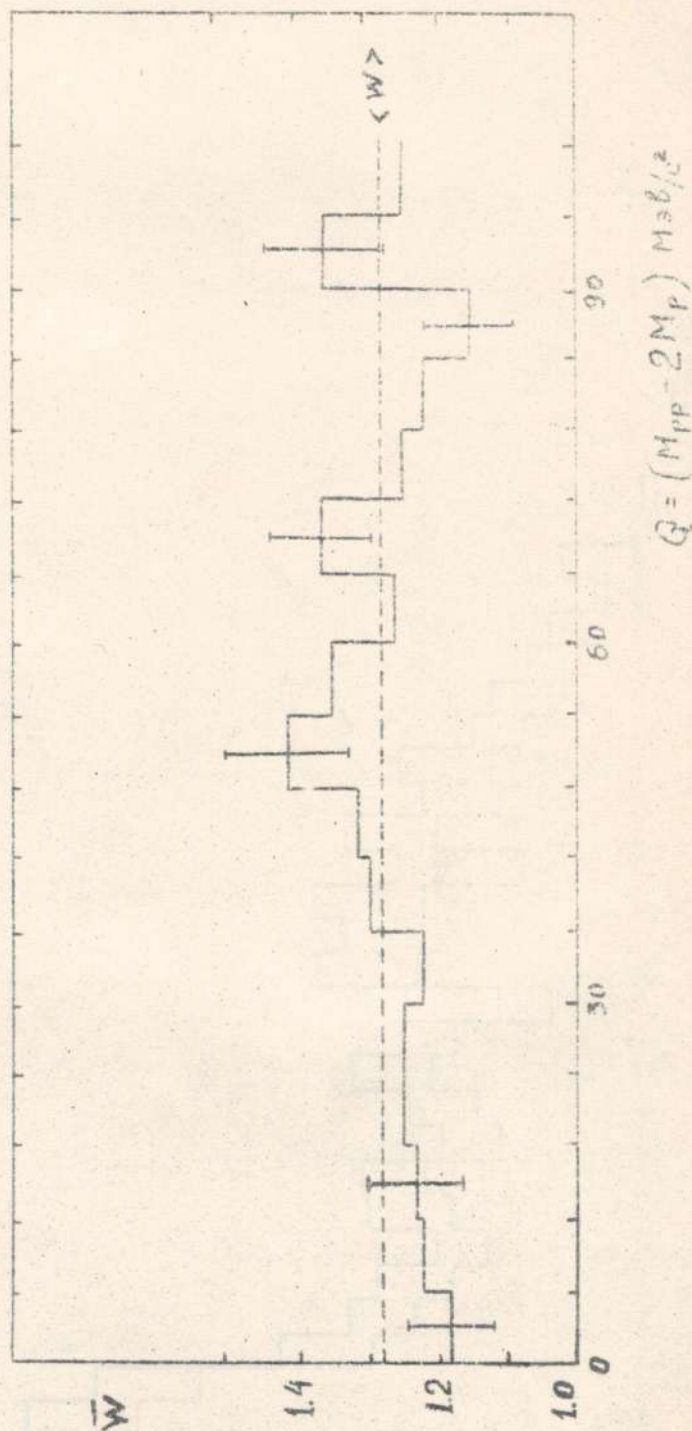
Вес события вычислялся как отношения числа разыгранных звезд к числу "зарегистрированных". Для каждой звезды проводилось 500 розыгрышей. Средний вес события оказалось равным $\langle w \rangle = 1.28 \pm 0.08$.

Аналогичная процедура была выполнена для 2р - событий при первичном импульсе 7.5 Гэв/с. Средний вес в этом случае оказался равным $\langle w \rangle = 1.32 \pm 0.10$, что в пределах ошибок совпадает с $\langle w \rangle$ при 4.0 Гэв/с.

На рис.36 показано распределение усредненных весов при значениях $\beta_+ = 70^\circ$ и $\beta_- = 60^\circ$ в зависимости от Q при 4.0 Гэв/с. Видно, что величина $\langle w \rangle$ слабо меняется с Q .

На рис.37 показано распределение 2р - событий при 4.0 Гэв/с по величине Q с учетом полученных весов. Заметных изменений в распределении Q при введении весов не наблюдается.

На рис.38 представлено распределения для событий, в которых протоны имеют пробеги (1 ± 5) см и для которых имеет место 4π - геометрия. Видно, что и в этом случае пик при $Q < 10$ Мэв остается. Следовательно, учет влияния геометрии камеры не влияет на экспериментальные результаты.



$$Q = (M_{pp} - 2M_p) M \delta / L^2$$

Рис.36. Распределение усреднённых весов $\langle W \rangle$ по величине $Q = M_{pp} - 2M_p$.

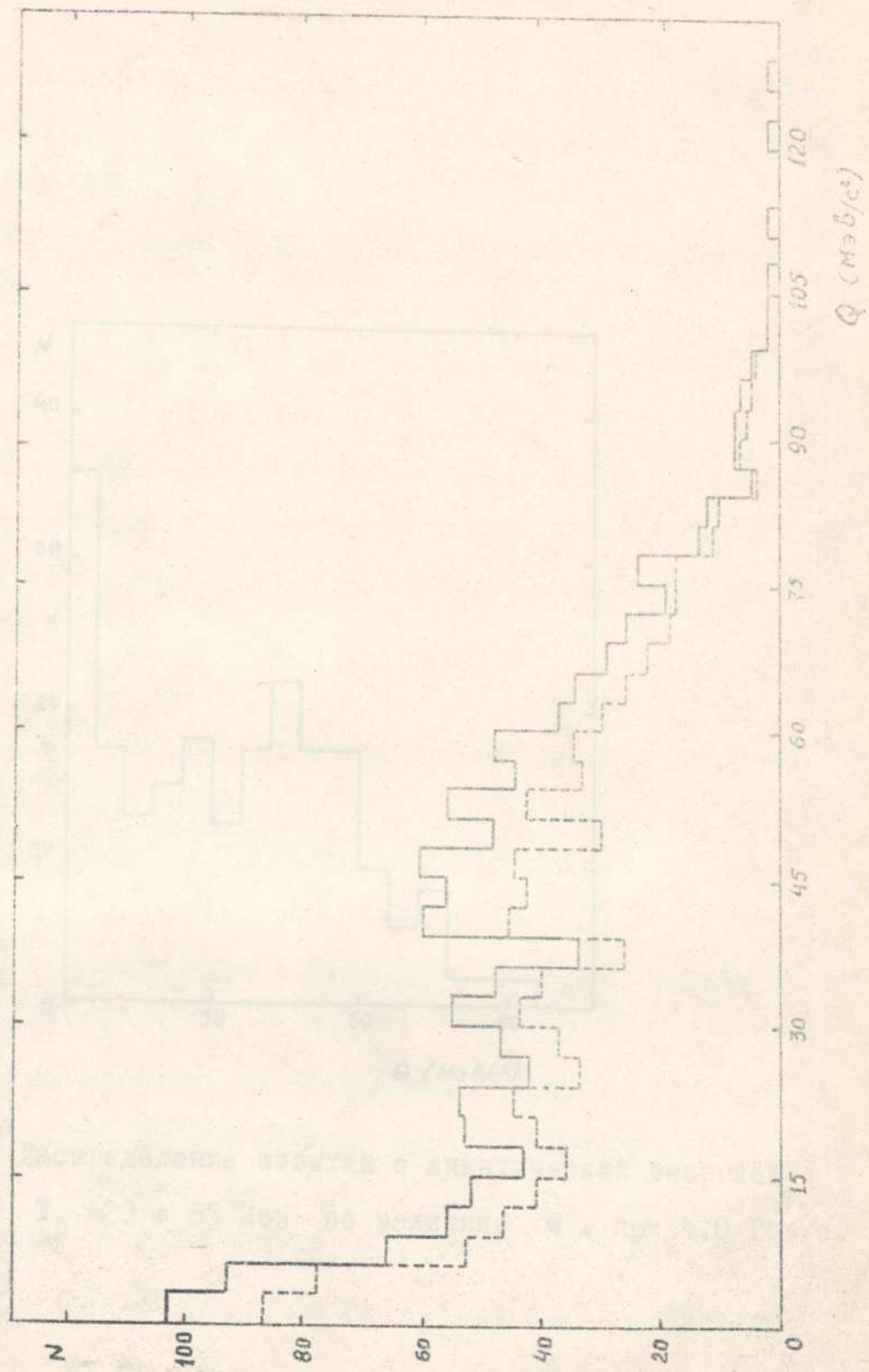


Рис.37. Распределение $2p$ - событий при 4.0 ГэВ/с по величине Q с учетом (сплошная линия) полученных весов.

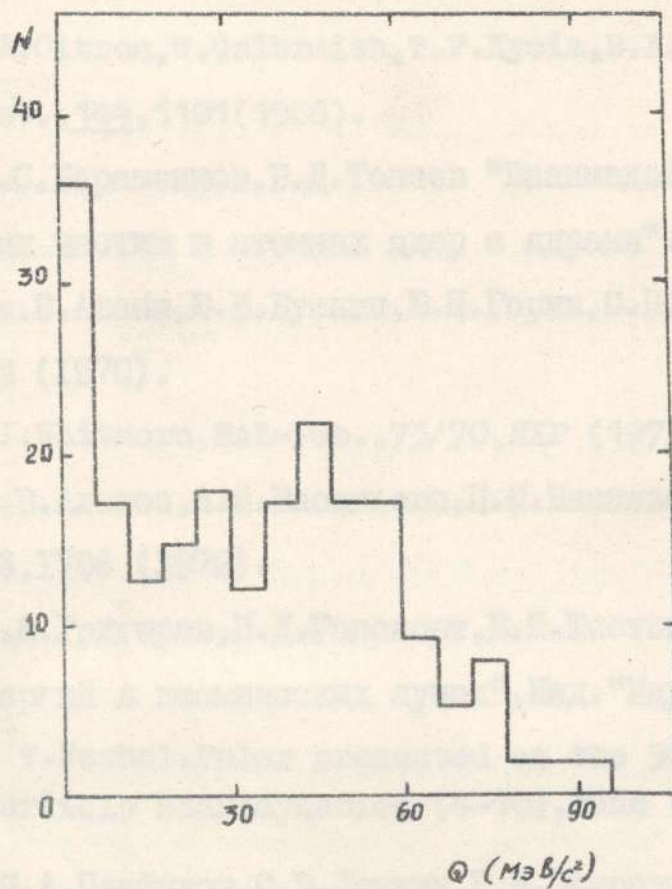


Рис.38. Распределение событий с кинетической энергией

$T_p = 23 \div 55$ МэВ по величине Q при 4.0 ГэВ/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.J.Longo, B.J.Moger Phys.Rev.Lett. 2, 466 (1962).
2. Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, А.Г.Володько, В.П.Джелепов и др. ЯФ II, 395 (1970).
3. Б.П.Банник, А.М.Гальпер, В.Г.Гришин и др. ЖЭТФ 41, 1394 (1961).
4. A.Citron, W.Galbraith, T.F.Kucia, B.A.Leontic et.al., Phys.Rev., 144, 1101 (1966).
5. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами". Атомиздат, (1972).
6. Дж.В.Алаби, Ю.Б.Бушнин, Ю.П.Горин, С.П.Денисов и др. ЯФ. 12, 538 № 3 (1970).
7. J.Whitmore, NAL-Pub., 73/70, EXP (1973).
8. А.В.Алакоз, А.Ф.Васильева, П.С.Васильев и др. Изд.АН СССР с.ф. 36, 1786 (1972).
9. Н.А.Григоров, И.Д.Рапопорт, В.Я.Шестоперов "Частицы высоких энергий в космических лучах", Изд. "Наука" (1973).
10. T.Ferrel.Poler presented at the 5th Int.Symposium on Many Particle Hydrodynamics (4-10), June (1974) G.D.R.
11. Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов "Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий", Изд.АН СССР (1962).
12. R.I.Glauber. Lectures on Theor.Phys., v.I. Ed. Britain W. and Dunham L. Interscience Pubb. London 1959 p.315.
13. W.E.Frahn, M.Wiechers, Ann.Phys. 41, 442 (1967).
14. В.В.Балашов, Б.Л.Каневский, Г.Я.Коренман Изд.АН СССР с.ф. 36, 1677 (1972).
15. H.H.Aly, J.G.M.Duthie et.al., Philos.Mag. 4, 993 (1959).

16. J. M. Kohli, I. S. Mittra, M. D. Singh, J. Phys. Soc. Japan, 22,
I (1967).
17. E. R. Goza, S. Krzywdzinski et. al., Phys. Rev. D2, 1839 (1970).
18. E. M. Friedländer, M. Marcu et. al., Nuovo Cim. 18, 623 (1960).
19. Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, М. М. Чернявский, Письма ЖЭТФ, 9,
394 (1969).
20. P. I. Finny, I. V. Major, Nuovo Cim. 41, 77 (1966).
21. I. Ciurlo, E. Picasso, G. Tomasini et. al., Nuovo Cim. 27,
491 (1963).
22. L. Hoffman, N. Rao, M. Shaakat et. al., Nucl. Phys. 66, 657 (1965).
23. J. Gierula, S. Krzywdzinski, Nuovo Cim. 55A, 370 (1968).
24. J. M. Kohli, Nucl. Phys. B14, 500 (1969).
25. Н. Далхажев, К. Д. Толстов, Г. С. Шабратова, ОИЯИ. РІ-5326, Дуб-
на (1970).
26. З. В. Анзон, Ж. С. Такибаев, И. Я. Часников, Письма ЖЭТФ, 14,
405 (1971).
27. К. И. Алексеев Изв. АН СССР с. ф. 36, 1818 (1972).
28. А. В. Алаков, Л. Ф. Васильева, П. С. Васильев и др. Изд. АН СССР
с. ф. 35, 2073 (1971).
29. Т. С. Юлдашбаев, докторская диссертация, Ташкент (1972).
30. В. Л. Белялов, А. Болджиев и др. ОИЯИ, Р-1452, Дубна (1963).
31. O. Gyzewski, Acta Phys. Pol. 22, 153 (1962).
32. Г. И. Мерзон, Л. П. Котенко, ЖЭТФ 45, 18 (1963).
33. А. У. Абдурахимов и др., ОИЯИ РІ-6491, Дубна (1972).
34. Б. Слованский, З. С. Стругальский, ОИЯИ РІ-7439, Дубна (1973)
- З. С. Стругальский, Я. Пеута, ОИЯИ РІ-7730, Дубна (1974).
35. P. L. Jain, H. C. Glahe et. al., Nucl. Phys. 67, 641 (1965).
36. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В. А. Беяков и др.

[redacted], ЯФ, 16, 989 (1972).

37. В. Г. Гришин, Т. Я. Иногамова, Ш. В. Иногамов, ОИЯИ, Р1-7523, Дубна (1973).

38. A. B. Gouorkov, JINR E2-7170, Dubna (1973).

H. Minakata-Hirishima University preprint RRK (73)15.

39. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева "Множественные процессы при высоких энергиях", Атомиздат (1974).

40. О. В. Кончели, Письма в ЖЭТФ, 18, 465 (1973).

41. K. Gottfried, Ref. TH, 1735-CERN (1973).

42. З. В. Анзон, Ж. С. Такибаев, И. Я. Часников ЭФЭ-8, Алма-Ата (1973).

43. Л. Д. Ландау, Из. АН СССР с. ф. 17, 51 (1953).

44. E. Fermi, Prog. Theor. Phys., 5, 570 (1950).

45. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский УФН, 52, 185 (1954).

46. В. Д. Мур, И. Л. Розенталь, в сб. "Физика элементарных частиц" Атомиздат (1966).

47. Г. А. Милехин, Тр. ФИАН СССР, т. 16, 50 (1951).

48. С. М. Елисеев, Кандидатская диссертация, Дубна (1967).

49. W. Heisenberg, Kosmische Strahlung Berlin (1943).

50. R. Serber, Phys. Rev., 72, 114 (1974).

51. В. С. Барашенков, К. К. Гудима, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, ОИЯИ, Р2-5118, Дубна (1970).

52. В. Г. Гришин, С. М. Елисеев, Ш. В. Иногамов, Дж. М. Кохли, ЯФ, 17, 1017 (1973).

53. Б. Н. Калинин, В. Л. Шимонин, ОИЯИ, Р2-7869, Р2-7870, Р2-7871, Дубна (1974).

54. Е. Л. Фейнберг, ОИЯИ Р2-6867 (1973).

55. R. Feynman, Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969).

56. J. Benecke, T. T. Chan, C. N. Yang and E. Yen, Phys. Rev., 188,

2I59 (1969).

57. Z.Koba, H.Nielson, P.Olesen, Nucl.Phys., B40, 317 (1972).
58. P.M.Fushbane, J.S.Trefil, Phys.Rev., D8, 1467 (1973).
59. P.M.Fushbane, J.S.Trefil, Phys.Rev., 45B, 503 (1973).
60. А.М.Балдин, "Краткие сообщения по физике", М1, 35 (1971).
61. M.Deutshman, Rapport, Talk given at the Amsterdam Int. Conf.on Elementary Particles (1971).
62. H.Satz, Rapport Talk given at the Amsterdam Int.Conf.on Elementary Particles (1971).
63. D.R.O.Morrison, CERN /D.Ph.II/72-19 (1972).
64. M.Jacob, NAL-THY-63 (1973).
65. T.Ferbel, Proc.III, Int.Collog.on Multiparticle Reactions Report "P" NR /421/VI/PH/ (1972).
66. Ю.Б.Бушнин, Ю.П.Горин, С.П.Денисов и др., ЯФ, 10, 585 (1969).
67. F.Binon, S.P.Denisov et.al., Phys.Lett., 30B, 506 (1969).
68. A.Subramanion, S.Lal, P.Vyal, TIFR-BC-72-11 (1972).
69. А.М.Балдин, Н.Гюрдэнеску, В.Н.Зубаров и др., ОИЯИ, PI-5819, Дубна (1971).
70. M.Bander, Nucl.Phys., B51, 145 (1973).
71. В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро, УФН, 113, вып.2, 239 (1974).
72. S.T.Batler, C.A.Pearson, Phys.Rev. 129, 836 (1963).
73. Д.И.Блохинцев, ЖЭТФ, /33, 1295 (1957).
74. E.Baker et.al., Phys.Rev. 112, 1319 (1958).
75. G.Bauman, Ann.Phys., 2, 471 (1964).
76. G.Rudstam et.al., Phys.Rev., 126, 1852 (1962).
77. В.И.Остроумов, Р.А.Филлов, ЖЭТФ, 37, 643 (1959).

78. Н.А.Перфилов, В.И.Остроумов, ДАН СССР, 103, 227 (1955).
79. С.А.Азимов, Р.Арипов, Е.В.Бетер, У.Г.Гулямов, Х.Игамбердиев, О.В.Ложкин, ЯФ 10, 1145 (1969).
80. Р.В.Афанасьева, О.В.Ложкин и др., ЯФ I, 76 (1965).
81. N.C.Frances et.al., Phys.Rev., 98, 1445 (1955).
82. Балашев В.В. и др., ОИЯИ, Р-1357, Дубна (1963).
83. В.В.Балашев и др., 59, 417 (1964).
84. И.С.Шапиро "Труды проблемного симпозиума по физике ядра", Тбилиси (1967).
85. И.С.Шапиро "Теория прямых ядерных реакций", Атомиздат, (1963).
86. В.М.Колыбасов. Проблемы современной ядерной физики, Москва (1971).
87. Г.А.Лексин, Препринт ИТЭФ 854 (1971).
88. В.Г.Гришин, М.М.Подгоренский, ОИЯИ, Р-1508, Дубна (1964).
89. Г.А.Лексин "Материалы 3-ей школы ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 548 (1968).
90. В.Ф.Вишневский, Б.А.Шахбазян и др., ОИЯИ, Р1-3169, Дубна, (1967).
91. Б.А.Шахбазян и др., ОИЯИ, Е1-4022, Дубна (1971).
92. D.Cline, R.Laumann, I.Marr, Phys.Rev.Lett., 20, 1452 (1968).
93. Tai-No-Tan, Phys.Rev.Lett., 23, 395 (1969).
94. T.Siemiarzuk, P.Zelinski, Phys.Lett., 24B, №13, 675 (1967).
- ✓ 95. S.Vempored et.al., Nucl.Phys. B33, 379 (1971),
Nucl.Phys. B42, 627 (1972).
96. Ван-Ган-Чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин, ПТЭ I, 41 (1959).
97. А.В.Богомолов, Ю.А.Будагов, А.Т.Василенко, В.П.Джелепов, ПТЭ, I, 61 (1964).

- ✓ 98. М.Р. Balandin, N.G. Borisov et.al., Nucl. Instr. and Meth. 20, 110 (1964).
99. Ким Хи Ин, А.А. Кузнецов, В.В. Миллер, ОИЯИ, Р-2092, Дубна (1965)
100. М.Н. Грачев, К.И. Губриенко, Е.В. Еременко и др. ИФВЭ, 70-98, Серпухов (1970).
101. В.Г. Гришин, Э.П. Кистенев и др., ЯФ, 2, 886 (1965).
102. В.С. Кладницкий, В.Б. Флятин, ПТЭ, 1, 24 (1965).
103. Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов и др., ОИЯИ, Р1-4610, Дубна (1969).
104. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, А.В. Никитин и др., ОИЯИ, Б-2-829 (1959).
105. Ван-Ган-чан, Ван Цу-цзен, В.Г. Иванов и др., ЖЭТФ, 38, 426 (1960).
106. F. Binon, S.P. Denisov et.al., Phys. Lett., 30B, 506 (1969).
107. Дубна-....-Ташкент-....-Ханой (коллоборация), Phys. Lett., 39B, 571 (1972).
108. С. Батраев, А.А. Юдашев, В сб. "Взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами и нуклонами", Изд-во "ФАН", Ташкент (1972), стр. 192.
109. Е.Н. Кладницкая "Материалы совещания по методике пузырьковых камер", ОИЯИ, 796, Дубна (1961).
110. Н.Ф. Маркова, В.И. Мороз и др., ОИЯИ, Р1-3768, Дубна (1968).
111. К.Н. Абдуллаева, М. Азимова, С.А. Азимов, С.П. Батраев, К.Р. Игамбердиев, С.Л. Лутфуллаев, Х.А. Ризаев, Е.И. Трунова, Т.М. Усманов, А.А. Юдашев, Б.С. Юдашев, ДАН АН УзССР, 5, 25 (1973).
112. С.А. Азимов, М. Азимова, К.Р. Игамбердиев, С.Л. Лутфуллаев, Х. Ризаев, А.А. Юдашев, Б.С. Юдашев, ЯФ, 19, 317 (1974).
113. С.А. Азимов, М. Азимова, В.Б. Виноградов, А.Г. Володько, К.Р.

Игамбердиев, С.Л. Лутфуллаев, Е.В. Меерзон, Х. Ризаев, В.П. Сосник, Т.М. Усманов, А.А. Юлдашев, Б.С. Юлдашев, Препринт ОИЯИ, I-7839 (1974), ЯФ, 20, 921 (1974).

II4. Yu. M. Antipov, G. Ascoli, et. al., CERN - preprint (1973).

II5. J. V. Allaby, Yu. B. Bushnin, S. P. Denisov et. al. Phys. Lett., 30B, 500 (1969)

II6. Н.С. Амаглобели, Ю.А. Будагов и др., "Письма в ЖЭТФ", 14, 558 (1971).

II7. A. Dar, J. Vary, Phys. Rev., D6, 2412 (1972).

II8. С.А. Азимов, В.М. Мялковский, Х. Нурутдинов и др., Из. АН СССР с.ф. 36, 1626 (1972).

II9. А.У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В.А. Беляков и др., ОИЯИ, РІ-6326, Дубна (1972).

I20. И.Н. Ерофеева, Л.Г. Мищенко, В.С. Мурзин, Л.И. Сарычева, "Письма ЖЭТФ", 9, 390 (1969).

I21. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев, ЯФ, 13, 743 (1971).

I22. Дубна-...-Ташкент-...-Ханой Сотрудничество, Препринт ОИЯИ, РІ-6491, Дубна (1972), ЯФ 16, 989 (1972).

I23. P. Slattery, Coo-3065-26 (1972).

I24. P. D. Bharadwaj and P. L. Jain, Nuv. Cim., 4, 765 (1968).

I25. А.И. Борисенко, А.П. Казанская и др., ЯФ 15, вып. 4 (1972).

I26. Edge et. al., Phys. Rev. 184, 1034 (1969).

I27. C. L. Wang, Phys. Rev. Lett., 22, 1011 (1969).

I28. A. Schwdrschild, C. Zupancic, Phys. Rev., 129, 854 (1963).

I29. Fitch et. al., Phys. Rev. 126, 1849 (1962).

I30. W. Selove, Phys. Rev., 101, 337 (1956).

I31. В.В. Анисович, "Вопросы физики элементарных частиц", Ереван,

1964, вып. 4, стр. 125.

I32. Г. И. Копылов "Основы кинематики резонансов", Изд-во "Наука", Москва, 1970.

I33. К. М. Watson, Phys. Rev., 88, 1163 (1952).

I34. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ 28, 3, 10 (1955).

I35. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц "Квантовая механика", Госиздат, Москва, 1963, стр. 648.

I36. Л. Д. Ландау, Я. Д. Смородинский, ЖЭТФ, 14, 269 (1944).

I37. J. D. Jackson, J. M. Blatt, Rev. Mod. Phys., 22, 77 (1950).

I38. М. Гольдберг, К. М. Ватсон "Теория столкновений", Москва, 1967.

I39. O. M. Bilaian, R. I. Slobodrian, Phys. Lett., 7, 77 (1963).

I40. К. П. Артемов и др. Phys. Lett., 12, 53 (1964).

I41. D. R. O. Morrison, CERN, /D. Ph. II/, Phys. 73-46-(1973).

I42. Ю. Д. Барков, Л. С. Воробьев, Г. А. Лексин, ЯФ 18, 1246 (1973).

I44. A. Wroblewski, Rapporteurs Talk at the XV-th Int. Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970.

I45. T. Hofmohl et. al., Nucl. Phys., B4, 573 (1968).

I46. M. Bardadin, L. Micheida, Report № 511/VI, Warszawa (1964).

I47. O. Balea et. al., Report № 56 -HE, Bucharest (1966).

I48. А. А. Кузнецов и др., ОИЯИ, PI-4912, Дубна (1970).

I49. В. Г. Гришин и др., ОИЯИ, PI-5431, Дубна (1970).

I50. И. Н. Силин, ОИЯИ, II-3362, Дубна (1967).

I51. С. А. Азимов, М. Азимова, Х. Р. Игамбердиев, Х. Ризаев, А. А. Юдашев, ДАН УзССР, II, 25 (1970).

I52. С. А. Азимов, М. Азимова, К. Р. Игамбердиев, С. Л. Лутфуллаев, Х.

Ризаев, А.А. Юдашев, Б.С. Юдашев, ДАН УзССР, 2, 15 (1974).

153. С.А. Азимов, К.Р. Игамбердиев, Х.Ризаев, Т.И. Усманов, А.А.
Юдашев, Б.С. Юдашев, "Письмо в ЖЭТФ", 20, 513 (1974).