

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В.ЛОМОНОСОВА

Научно-исследовательский институт ядерной физики

АНОШИН Александр Иванович

СВОЙСТВА ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В ОБЛАСТЯХ ФРАГМЕНТАЦИИ  
ПЕРВИЧНОГО  $\pi^-$ -МЕЗОНА И ЯДРА-МИШЕНИ В  $\pi^{-12}\text{C}$ -ВЗАИМО-  
ДЕЙСТВИЯХ ПРИ  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ/с}$

Специальность 01.04.01 – экспериментальная физика

## ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических  
наук, профессор  
Л.И.САРЫЧЕВА

кандидат физико-математических  
наук, старший научный сотрудник  
В.Б.ЛЮБИМОВ

Дубна, 1983 г.

# О Г Л А В Л Е Н И Е

|                                                                                                                                                                                           | Стр. |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| ВВЕДЕНИЕ . . . . .                                                                                                                                                                        | 4    |
| ГЛАВА I. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО<br>МАТЕРИАЛА . . . . .                                                                                                                     | 17   |
| I.1. Двухметровая пропановая пузырьковая камера<br>ЛВЭ ОИЯИ . . . . .                                                                                                                     | 17   |
| I.2. Отбор взаимодействий . . . . .                                                                                                                                                       | 18   |
| I.3. Измерения и математическая обработка<br>событий . . . . .                                                                                                                            | 23   |
| I.4. Точность измерений . . . . .                                                                                                                                                         | 28   |
| I.5. Заключение по главе I . . . . .                                                                                                                                                      | 28   |
| ГЛАВА II. СВОЙСТВА ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ПИОНОВ . . . . .                                                                                                                                      | 31   |
| 2.1. Введение . . . . .                                                                                                                                                                   | 31   |
| 2.2. Лидирующие $\pi_{\Lambda}^{\pm}$ -мезоны . . . . .                                                                                                                                   | 34   |
| 2.3. "Сохранившиеся" $\pi_{\Lambda c}^{-}$ -мезоны . . . . .                                                                                                                              | 38   |
| 2.4. Сравнение спектров $\pi^{\pm}$ -мезонов, испущенных<br>в переднюю и заднюю полусферы Ц-системы в<br>$\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях . . . . .                                   | 48   |
| 2.5. Заключение по главе II . . . . .                                                                                                                                                     | 54   |
| ГЛАВА III. СВОЙСТВА $\pi^{-}$ -МЕЗОНОВ В ОБЛАСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ<br>ЯДРА-МИШЕНИ . . . . .                                                                                                    | 56   |
| 3.1. Введение . . . . .                                                                                                                                                                   | 56   |
| 3.2. Зависимость инвариантного инклюзивного<br>сечения рождения $\pi^{-}$ -мезонов от их<br>кумулятивного числа и множественности<br>$\pi^{\pm}$ -мезонов в задней полусфере л.с. . . . . | 58   |
| 3.3. Зависимость структурной функции $\pi^{-}$ -мезо-<br>нов, испущенных в заднюю полусферу л.с. от<br>их кумулятивного числа и поперечного импульса . . . . .                            | 62   |
| 3.4. Заключение по главе III . . . . .                                                                                                                                                    | 65   |

|                                                                                                                                                                       | Стр. |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| ГЛАВА IV. ПОИСК ЯДЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В $\pi^{-12}\text{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ . . . . .                                                                                 | 67   |
| 4.1. Введение . . . . .                                                                                                                                               | 67   |
| 4.2. Критерии отбора $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий для поиска ядерных ударных волн. Особенности углового распределения протонов в отобранных событиях . . . . . | 70   |
| 4.3. Свойства протонов в отобранных взаимодействиях . . . . .                                                                                                         | 75   |
| 4.4. Обсуждение и сопоставление результатов различных экспериментов . . . . .                                                                                         | 79   |
| 4.5. Предварительная интерпретация экспериментальных данных . . . . .                                                                                                 | 87   |
| 4.6. Заключение по главе IV . . . . .                                                                                                                                 | 98   |
| ГЛАВА V. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РОЖДЕНИЯ ИЗОБАР В $\pi\text{-C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ . . . . .                                                                         | 99   |
| 5.1. Введение . . . . .                                                                                                                                               | 99   |
| 5.2. Экспериментальные результаты . . . . .                                                                                                                           | 100  |
| 5.3. Заключение по главе V . . . . .                                                                                                                                  | 110  |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ . . . . .                                                                                                                                         | 112  |
| ЛИТЕРАТУРА . . . . .                                                                                                                                                  | 115  |

## ВВЕДЕНИЕ

Еще из опытов с космическими лучами стало известно, что среди вторичных частиц имеются такие, которые уносят энергию, близкую к энергии частицы снаряда<sup>/1/</sup>. Эти частицы были названы "лидирующими". Их возникновение не предсказывается статистическими теориями множественного рождения частиц<sup>/2/</sup>. Предполагается, что одним из механизмов, приводящих к лидированию является "сохранение" адрона-снаряда<sup>/1/</sup>. С позиций аддитивной кварковой модели (АКМ)<sup>/3/</sup> под "сохранением" можно понимать возникновение кварка-спектатора, который путем "мягкого" подхвата недостающих кварков превращается в частицу, по своим квантовым числам совпадающую с адроном-снарядом. Выделение "сохранившихся" частиц и изучение их свойств позволит получить информацию как о характеристиках процесса множественного рождения, так и о динамических свойствах составляющих ("почти одетых"<sup>/4/</sup>) кварков внутри адрона-снаряда. Методы анализа лидирующих частиц, опирающиеся на исследование их характеристик в реакциях с адронами-снарядами противоположных знаков заряда<sup>/1/</sup> в широком диапазоне начальных энергий требует накопления большого объема экспериментального материала. Возможность получения максимума информации при ограниченном диапазоне экспериментальных данных заключается в разработке новых методов анализа, дополняющих существующие.

В диссертации используется так называемый "инклюзивный" метод<sup>/1/</sup> анализа процессов множественного рождения частиц. Его суть заключается в рассмотрении свойств лишь одной частицы  $S$  из каждого взаимодействия

$$a + b \rightarrow c + X \quad (\text{здесь } X - \text{все остальное}) \quad (B1)$$

отобранной по какому-либо признаку, но по всей совокупности процессов<sup>/1/</sup>. Таким образом, изучение реакций множественного рождения

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n \quad (B2)$$

сводится к анализу квазидвухчастичной реакции (B1). Естественно, что при этом мы получаем информацию, усредненную по всем взаимодействиям. При наличии различающихся групп или классов взаимодействий, последнее может затруднить анализ взаимодействий. Для частичного преодоления этого затруднения можно применять инклюзивный метод к отдельным группам, выделенным по какому-либо признаку. Сечение реакции (B2) можно записать в следующем виде\*

$$d\sigma \sim |M(p_1^*, p_2^*, \dots, p_n^*, S)|^2 \cdot \prod_i^n \frac{d^3 p_i^*}{2E_i^*}, \quad (B3)$$

где  $M$  - матричный элемент;  $p_i^*$  и  $E_i^*$  - импульс и энергия частицы  $i$ ;  $S = (E_a^* + E_b^*)^2$  - квадрат полной энергии частиц  $a$  и  $b$ . Интегрирование (B3) по всем частицам, кроме одной выделенной ( $c$ ), дает сечение инклюзивной реакции (B1), которое описывается выражением

$$\begin{aligned} d^3\sigma &= (E_c^*)^{-1} \cdot d^3 p_{ic}^* \cdot \rho(p_{1c}, p_{ic}^*, S) = \\ &= \frac{\pi \cdot d^2 p_{1c}^2 \cdot d p_{ic}^*}{V m_c^2 + p_{1c}^2} \cdot \rho(p_{1c}, p_{ic}^*, S), \end{aligned} \quad (B4)$$

\*Звездочка при букве, обозначающей некоторую величину означает, что эта величина измерена в системе центра масс (Ц-системе) сталкивающихся частиц  $a$  и  $b$ . В нашем эксперименте частицей  $a$  является  $\pi^-$ -мезон, а частицей  $b$  считается нуклон.

где  $m_{\perp c} = \sqrt{m_c^2 + p_{\perp c}^2}$  — "поперечная масса" частицы  $c$ ,  $m_c$  — масса, а  $p_{\perp c}$  и  $p_{\parallel c}^*$  — компоненты 3-импульса частицы  $c$  с единичными векторами, направленными перпендикулярно ( $\perp$ ) и параллельно ( $\parallel$ ) 3-импульсу частицы-снаряда  $a$ . Для получения информации о динамических свойствах взаимодействия необходимо исключить влияние кинематических эффектов<sup>/1/</sup>, обусловленных наличием в (B4) фазового множителя  $(E_c^*)^{-1}$ . Поэтому в исследованиях используется лоренц-инвариантная функция

$$\rho(p_{\perp}, p_{\parallel}^*, S) = E^* \cdot \frac{d^3\sigma}{d^3p^*} = E \cdot \frac{d^3\sigma}{d^3p}, \quad (B5)$$

здесь энергия  $E$  и импульс  $P$  измерены в лабораторной системе координат (л.с.). Функцию  $\rho$  называют "инвариантным инклюзивным сечением" или "структурной функцией". В одночастичных инклюзивных реакциях (B1)  $\rho$  является функцией только трех независимых переменных какого-либо представления переменных. Для установления связи между различными представлениями вычисляются соответствующие якобианы перехода.

В релятивистской ядерной физике<sup>/5/</sup> обнаружено, что при энергии ядра-снаряда более 3,7 ГэВ/нуклон сечения реакций зависят не от энергии ядер (режим предельной фрагментации), а от масштабно-инвариантных переменных (ядерный скейлинг). Уточним сказанное. Инвариантное инклюзивное сечение реакции (B1) (где  $a$  — ядро-снаряд,  $B$  — ядро-мишень) не зависят от скалярного произведения 4-импульсов сталкивающихся ядер

$$P_a \cdot P_B = m_a \cdot m_B \cdot ch(y_a - y_B), \quad (B6)$$

где  $m_a = A_a \cdot m_N$ ,  $m_B = A_B \cdot m_N$  — массы ядер,  $m_N$  — масса нуклона,  $y_a$ ,  $y_B$  — быстроты ядер,

$$y_i = 0,5 \cdot \ln[(E_i + p_{\parallel i}) / (E_i - p_{\parallel i})] \quad (B7)$$

Известно, что наиболее сильные корреляции между частицами наблюдаются, когда разность их быстрот мала. С позиций АКМ это означает, что взаимодействие между кварками тем меньше, чем больше их относительный импульс<sup>/5/</sup>. Эксперименты по множественному рождению частиц в адрон-адронных взаимодействиях показали, что радиус корреляций  $\Delta y \approx 2$ . Отсюда и получается, что режим предельной фрагментации начинается при энергиях выше 3,7 ГэВ/нуклон:

$$\varepsilon = \frac{P_a P_b}{m_a m_b} = \frac{E_a}{m_a} = ch y_a > ch 2 \approx 3,7 \quad (B8)$$

Величина  $\varepsilon$  называется инвариантной удельной энергией и, как это видно из (B8), равна среднему значению лоренц-фактора нуклона  $\gamma_N$  в ядре-снаряде (в л.с.). Одной из масштабно-инвариантных переменных, от которых зависит сечение  $\sigma_{a+b \rightarrow c+x}$  при  $\varepsilon > 3,7$  является величина

$$\frac{P_c \cdot P_b}{P_a \cdot P_b} = \frac{E_c}{E_a} \approx \frac{P_{||c}}{P_{||a}} \quad (B9)$$

Обычно используется другая величина, называемая "порядком кумулятивности" частицы

$$N_c^{min} = \frac{P_{||c}}{P_{||a}/A_a} \quad (B10)$$

где  $P_{||a}/A_a$  - доля продольного импульса ядра-снаряда  $a$ , приходящаяся в среднем на каждый из его нуклонов. Частица  $C$  называется кумулятивной, если  $N_c^{min} > 1$ . В соответствии с (B10) считается, что такая частица получила свой импульс от группы или кучи нуклонов ядра-снаряда ("кумул" - лат. куча<sup>/6/</sup>). Экспериментально наблюдались частицы с  $N_c^{min} > 4$ <sup>/5/</sup>. Рождение кумулятивных частиц является лишь одним из проявлений флуктуационного уплотнения нуклонов в ядре<sup>/7-11/</sup>. Эти уплотнения на-

званы "флуктонами". Таким образом в ядерно-ядерных столкновениях можно изучать флуктон-флуктонные взаимодействия. Однако, с точки зрения простоты методики изучения флуктонов более удобно исследовать лептон- и адрон-ядерные столкновения. Итак, пусть в реакции (B1) частица  $\alpha$  - адрон с массой  $m_\alpha$ , частица  $\beta$  есть некоторая мишень с массой  $m_\beta$  внутри ядра. 4-импульсы частиц подчиняются следующему соотношению

$$\mathcal{P}_\alpha + \mathcal{P}_\beta = \mathcal{P}_c + \mathcal{P}_x \quad (B11)$$

Умножив на  $\mathcal{P}_\alpha$  и поделив затем на  $\mathcal{P}_\alpha \mathcal{P}_\beta$  левую и правую части равенства (B11), получаем

$$1 + \frac{m_\alpha^2}{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta} = \frac{\mathcal{P}_\alpha (\mathcal{P}_c + \mathcal{P}_x)}{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta} \quad (B12)$$

Из (B12) следует, что при  $\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta \gg m_\alpha^2$  или при  $\mathcal{P}_\alpha \rightarrow \infty$

$$\lim_{\mathcal{P}_\alpha \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{P}_\alpha (\mathcal{P}_c + \mathcal{P}_x)}{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta} = 1 \quad (B13)$$

отсюда

$$\lim_{\mathcal{P}_\alpha \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_c}{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta} \leq 1 \quad (B.14)$$

$$\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_c = E_\alpha E_c - \vec{P}_\alpha \cdot \vec{P}_c \approx E_\alpha (E_c - P_{nc}), \quad (B.15)$$

$$\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta = E_\alpha \cdot m_\beta, \quad (B.16)$$

где энергии  $E$  и импульсы  $\vec{P}$  измерены в л.с...

Из (B15) и (B16) получаем

$$\frac{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_c}{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta} \approx \frac{E_c - P_{nc}}{m_\beta} \quad (B17)$$

или

$$\frac{m_\beta}{m_\alpha} \cdot \frac{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_c}{\mathcal{P}_\alpha \cdot \mathcal{P}_\beta} \approx \beta_c^0 \quad (B18)$$

где величина

$$\beta_c^0 = \frac{E_c - p_{nc}}{m_N} \quad (B19)$$

также называется "порядком кумулятивности".

Если после взаимодействия адрона с ядром рождается частица, имеющая  $\beta^0 > 1$ , то на основании (B14) и (B18) можно утверждать, что  $m_B > m_N$ . Такие взаимодействия следует называть "заведомо кумулятивными". Однако из тех же соотношений (B14) и (B18) видно, что в событиях с  $m_B > m_N$  (кумулятивные события) частица с наибольшим порядком кумулятивности ( $\beta_{max}^0$ ) может иметь  $\beta_{max}^0 < 1$ . В связи с этим возникла задача определения нижней границы кумулятивных взаимодействий. В работах /12-14/ было обнаружено, что эта граница находится в районе  $\beta^0 \sim 0,5 \div 0,6$ . Известно, что вероятность кумулятивных взаимодействий экспоненциально убывает с ростом  $\beta^0$ . Поэтому понижение границы по  $\beta^0$  с 1 до  $\sim 0,5$  для кумулятивных взаимодействий позволяет существенно увеличить количество событий, пригодных для изучения таких взаимодействий.

Исследование зависимости от  $\beta^0$  инвариантных инклюзивных сечений рождения частиц в адрон-ядерных взаимодействиях может дать информацию о кварк-партонной<sup>\*</sup> структурной функции ядра. Для пояснения этой возможности обратимся к методике исследования кварк-партонной структуры нуклонов и ядер в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов. Пусть в реакции (B1) частицы  $a$  и  $c$  - это лептон до и после рассеяния,  $P_a$  и  $P_c$  - его 4-импульсы,  $P_B$  - 4-импульс мишени, покоящейся в л.с. Пусть  $x \cdot P_B$  и  $(x \cdot P_B + q)$  - 4-импульсы кварк-партона

<sup>\*</sup> Считается, что составляющие кварки в адроне представляют собой пространственно разделенные облака, состоящие из глюонов и кварк-партонов. Один из кварк-партонов, называемый "валентным" определяет квантовые числа составляющего кварка /16/.

мишени до и после рассеяния лептона, соответственно.  $q = \vec{P}_\alpha - \vec{P}_c$ ,  
 $0 \leq x \leq 1$ . Тогда вследствие равенства нулю массы партона<sup>/15/</sup>

$$(x \vec{P}_B + q)^2 \equiv q^2 + 2x \vec{P}_B \cdot q = 0 \quad (B20)$$

Отсюда

$$x = -\frac{(\vec{P}_\alpha - \vec{P}_c)^2}{2(\vec{P}_\alpha - \vec{P}_c) \vec{P}_B} = -\frac{m_\alpha^2 + m_c^2 - 2(E_\alpha E_c - \vec{P}_\alpha \vec{P}_c)}{2m_B(E_\alpha - E_c)} \simeq$$

$$\simeq \beta_c^0 \cdot \frac{m_N}{m_B} \cdot \left(1 - \frac{E_c}{E_\alpha}\right)^{-1} \quad (B21)$$

где  $\beta_c^0$  определено в (B19). При

$$E_\alpha \gg E_c \quad (B22)$$

$$\beta^0 \simeq x \cdot \frac{m_B}{m_N} \quad (B23)$$

Очевидно, что в случае  $m_B = m_N$  величина  $\beta^0$  не может превысить единицу. Наблюдение лептона с  $\beta^0 > 1$  указывает на то, что партон-рассеиватель был обобществлен несколькими нуклонами ядра-мишени, т.е.  $m_B > m_N$ , а партон-рассеиватель принадлежит флуктону. Возвращаясь к адрон-ядерным взаимодействиям, можно предположить, что роль рассеиваемых частиц в глубоко-неупругих процессах играют кварк-партоны адрона-снаряда. В отличие от лептонных в таких взаимодействиях импульсы партона до и после рассеяния неизвестны. Кроме того, рассеянный партон может адронизироваться в один или несколько  $\pi$ -мезонов (струю пионов), а процесс адронизации пока не поддается расчету. Поэтому без специальных исследований получить полную информацию о структурной функции ядра (как это делается в лептонных экспериментах<sup>/15,17/</sup>) нельзя. Однако некоторую часть информации как об этой функции, так и о процессе адронизации получить все

же можно. Для этого надо исследовать инвариантное инклюзивное сечение  $\rho$  рождения  $\pi^-$ -мезонов, испущенных в заднюю полу-сферу л.с. ( $\pi^-_H$ -мезонов). При этом автоматически выполняется условие (B22) и не требуется знать импульс партона до рассеяния; небольшая множественность пионов в задней полусфере обеспечивает значительную вероятность того, что в состав  $\pi^-_H$ -мезона входит валентный кварк-партон именно  $\pi^-$ -мезона-снаряда. В качестве инвариантных переменных функции  $\rho$  целесообразно использовать переменные  $\beta^\circ$ ,  $p_\perp^2$  и  $\varepsilon$ . В нашем эксперименте  $\varepsilon = E_\pi/m_\pi = 286$ , что превышает нижнюю границу режима предельной фрагментации ядер и значения  $\varepsilon$  в ранее проводимых экспериментах по изучению кумулятивных явлений.

В ряде работ /18-20/ рассматривалась возможность коллективного возбуждения ядерной материи, носящего характер ударной волны и предшествующего полному развалу ядра /21-24/ при адрон-ядерных столкновениях. Обсуждалась также и возможность генерации адронного черенковского излучения, возникающего при прохождении быстрого цветного кварка-спектатора через адронную материю /13, 14, 25/. Существенным моментом в детектировании ядерной ударной волны было бы наблюдение конуса Маха, а в детектировании адронного черенковского излучения - черенковского конуса, т.е. нетривиальных особенностей в угловом распределении испускаемых частиц. В соответствии с прежними теоретическими указаниями поиск ударных волн проводился в ядро-ядерных столкновениях при энергиях 1 ГэВ/нуклон, но не дал положительных результатов /19, 26, 27, 83/. С другой стороны, генерация адронного черенковского излучения предсказывается для очень высоких энергий /25/ ( $\geq 10^4$  ГэВ), когда адронный показатель преломления становится отличным от единицы лишь на величину порядка  $10^{-6}$ . Од-

нако, самопроизвольное возникновение в ядре сверхплотных образований - флуктонов, обуславливающих, по-видимому, кумулятивный эффект, вынуждает пересмотреть некоторые теоретические предсказания. Во флуктоне, вследствие большой плотности адронной материи, лучше выполняются условия сплошности среды, а адронный показатель преломления может оказаться заметно большим единицы и при энергиях современных ускорителей. Вышесказанное дает основание искать указанные эффекты в неупругих взаимодействиях

$\pi$ - или  $k$ -мезонов (при одном и том же импульсе с нуклоном-снарядом эти мезоны имеют большую величину  $\epsilon$  или лоренц-фактора и большую вероятность испустить одиночный кварк-спектатор) с легкими ядрами (в тяжелых многонуклонных ядрах перерассеяние частиц может "размывать" искомые конусы).

В последнее время большой интерес вызывает вопрос об изобарных возбуждениях ядерной материи, что обусловило проведение нами соответствующего небольшого исследования.

Говоря об "областях фрагментации пиона-снаряда и ядра-мишени", мы имеем в виду не какую-либо одну количественную меру разделения областей, а совокупность явлений, обусловленных, главным образом, свойствами снаряда или мишени. В частности, это связано с тем, что проведенные нами эксперименты находятся в переходной энергетической области, т.е. в области между низкими энергиями ( $\leq m_{\pi} c^2$ ) и асимптотически высокими, при которых, согласно динамическим понятиям скейлинга и предельной фрагментации, возможно четкое количественное кинематическое разграничение<sup>/28/</sup> областей: центральной (области "пионизации"), фрагментации мишени и фрагментации налетающего адрона. Возникновение инклюзивного метода исследования процессов множественного рождения в значительной степени было обусловлено гипотезой предельной фрагментации Бенеке, Чу, Янга и Иена и гипотезой Р.Фейн-

мана о скейлинге структурной функции<sup>/1/</sup>. При  $S \rightarrow \infty$  указанные авторы дают различные предсказания. Согласно гипотезе предельной фрагментации все вновь родившиеся частицы находятся в областях фрагментации либо частицы-снаряда, либо частицы-мишени. Эта гипотеза вообще исключает пионизационные процессы, т.е. исключает наличие частиц в центральной области. Согласно гипотезе Р.Фейнмана, структурная функция  $\rho$  не зависит от  $S$ , а зависит только от  $P_{\perp}$  и масштабно-инвариантной переменной (фейнмановской переменной)

$$x = 2P_{\perp}^*/\sqrt{S} = P_{\perp}^*/P_{\perp \max} \quad (B24)$$

однако, структурная функция простирается вплоть до  $x = 0$ , т.е. частицы присутствуют и в центральной области. Возвращаясь из гипотетического мира с  $S = \infty$  в мир, где  $\sqrt{S} = 8,71$  ГэВ (наш эксперимент), можно с уверенностью сказать, что и в этом, доступном нам мире, есть еще много незамеченного и непонятого.

Цель работы - изучить свойства заряженных адронов в областях фрагментации  $\pi^-$ -мезона (снаряда) и ядра углерода (мишени) в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях; выделить, изучить и сравнить характеристики лидирующих и "сохранившихся"  $\pi^-$ -мезонов в пион-нуклонных и пион-ядерных взаимодействиях; исследовать поведение инвариантного инклюзивного сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в пион-углеродных взаимодействиях в области фрагментации ядра в зависимости от их кумулятивного числа ( $\beta^0$ ), угла испускания ( $\theta$ ), квадрата поперечного импульса ( $P_{\perp}^2$ ) и множественности ( $N_{\pi n}$ ) заряженных  $\pi$ -мезонов в задней полусфере л.с.; разработать критерии, соответствующие задаче поиска ядерных ударных волн и изучить события, удовлетворяющие этим критериям; исследовать возможность рождения изобар в пион-углеродных взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с.

Новизна работы заключается в том, что впервые:

- 1) в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с выявлены лидирующие и "сохранившиеся"  $\pi^{-}$ -мезоны и изучены их свойства;
- 2) получена экспериментальная информация о распределении по фейнмановской переменной  $X$  "сохранившихся"  $\pi^{-}$ -мезонов в пион-нуклонных и пион-углеродных взаимодействиях, определены средние полные коэффициенты неупругости в этих взаимодействиях при  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с;
- 3) обнаружено, что инвариантное инклюзивное сечение рождения  $\pi^{-}$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу л.с. ( $\sigma_{\pi^{-}n}$ ) слабо зависит от  $\theta$  и  $N_{\pi^{-}n}$ , а поведение  $\sigma_{\pi^{-}n}(P_{\perp}^2)$  имеет разный характер в некумулятивной и кумулятивной областях  $\pi^{-}\text{C}$ -взаимодействий;
- 4) в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях, отобранных по вновь разработанным критериям, целесообразным с точки зрения поиска ядерных ударных волн, в угловом распределении протонов обнаружен пик при  $\sim 60^{\circ}$  (в л.с.); исследованы характеристики отобранных событий;
- 5) получено указание на то, что вероятность рождения изобар в пион-углеродных взаимодействиях, особенно в событиях с полным развалом ядра, выше по сравнению с  $\pi^{-}\text{p}$ -взаимодействиями при той же энергии пиона-снаряда.

Научная и практическая ценность работы заключается в том, что на большом статистическом материале (примерно 18000 неупругих взаимодействий) изучены свойства заряженных адронов в областях фрагментации пиона-снаряда и ядра углерода-мишени. Экспериментальный материал получен на основе отбора и анализа  $\sim 300000$  стереофотоснимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной  $\pi^{-}$ -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с. Экспериментальные данные имеют важное значение для по-

строения теории сильных взаимодействий, в частности, для понимания механизмов множественного и кумулятивного рождения адронов, генерации ядерных ударных волн. Полученные результаты и разработанные методы могут быть использованы при планировании новых экспериментов по исследованию взаимодействий частиц и ядер с ядрами.

Публикации. В диссертацию вошли работы/29-33/, опубликованные в виде препринтов и сообщения ОИЯИ, статей в журнале "Ядерная физика".

Апробации. Основные результаты диссертации докладывались на семинарах ЛВЭ ОИЯИ, Лаборатории адронных взаимодействий ОИТ НИИЯФ МГУ, на международных совещаниях стран-участниц ОИЯИ по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, на научной сессии Отделения ядерной физики АН СССР, посвященной физике высоких энергий (Москва, 1981 г.).

Объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 125 страниц текста, 27 рисунков, 15 таблиц и библиографию из 83 наименований.

Автор защищает:

1. Результаты проделанной работы по получению и обработке примерно 18000 неупругих  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий при  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ.

2. Метод выделения и результаты исследования свойств лидирующих и "сохранившихся"  $\pi$ -мезонов в пион-нуклонных и пион-ядерных взаимодействиях.

3. Полученные результаты по инвариантным инклюзивным сечениям испускания  $\pi$ -мезонов в заднюю полусферу л.с. в  $\pi C$ -взаимодействиях.

4. Результаты исследования  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий, отоб-  
ранных по вновь разработанным критериям поиска ядерных удар-  
ных волн.

5. Результаты анализа и сравнения спектров эффективных  
масс ( $\pi^{\pm}$  + протон) пар в неупругих пион-протонных и пион-уг-  
леродных взаимодействиях при  $P_{\pi} = 40$  ГэВ/с.

## ГЛАВА I. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

### I.1. Двухметровая пропановая пузырьковая камера ЛВЭ ОИЯИ

Экспериментальный материал, представленный в данной диссертации, получен при обработке более 300000 стереофотоснимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ДТПК-500, созданной в ЛВЭ ОИЯИ<sup>/34/</sup>. Корпус камеры сделан из немагнитного материала (сталь марки IX18H8T) и имеет длину 215 см, ширину 65 см и глубину 43 см. Ее рабочий объем (500 л), в верхней части ограниченный двумя прозрачными пластинами из оптического стекла К-8 размерами 96x65x15,1 см<sup>3</sup> каждая, заполнялся жидким пропаном (C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>) с плотностью 0,43 г/см<sup>3</sup>. Камера находилась в межполюсном промежутке электромагнита СП-41, главная составляющая магнитного поля ( $H_z$ ) была вертикальной и ее среднее значение составляло 15,5 кГс<sup>/35/</sup>. Подсветка пузырьков на треках заряженных частиц осуществлялась электролампами фотовспышки. Фотографирование треков производилось двумя трехобъективными стереофотокамерами<sup>/36/</sup> над каждой из пластин ДТПК-500 через отверстия-колодцы в верхнем блоке магнита. Оптические оси объективов параллельны друг другу и перпендикулярны пластинам камеры. Первую половину камеры фотографируют объективы № 1,2 (основные) и № 3 (дополнительный), вторую - № 5,6 (основные) и № 4 (дополнительный). Для снятия части нагрузки со стеклянных пластин камеры в пространство колодцев подавался сжатый газ (CO<sub>2</sub> или N<sub>2</sub>) под давлением 15 атмосфер. Верхние части колодцев закрыты двумя стальными плитами с тремя стеклянными (толщиной 4 см) окнами в каждой плите.

Система координат ДТПК-500 показана на рис.1. Для определения оптических констант и измерений имеются "внешние" и "внут-

рение" реперные кресты. Внешние кресты (с толщиной линии 15-20 мкм) со стороны рабочей жидкости нанесены на стекла, прижимающие фотопленку (шириной 50 мм) за каждым из объективов фотокамер (по 6 крестов на каждом стекле, рис.2). Внутренние кресты нанесены на дне и на двух больших стеклах камеры. На каждом из этих стекол со стороны пропана нанесено по 25 крестов (с шагом 90x150 мм, толщиной линий около 73 мкм, длиной штрихов 30 мм). В оптические константы камеры входят координаты пересечения оптических осей объективов с плоскостью пленки и с нижней поверхностью больших стекол, координаты реперных крестов, масштаб фотографирования в плоскости  $Z = 0$  и закон изменения масштаба с ростом  $Z$ . Константы рассчитывались по специальной программе<sup>/36/</sup> и вводились в программу геометрической реконструкции событий. В эту же программу было введено 1040 экспериментальных значений магнитного поля, измеренного в рабочем объеме камеры. Наибольшая неоднородность поля была порядка  $\pm 20\%$ .

ДТМК-500 была установлена на вторичном пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом  $(40,00 \pm 0,24) \text{ ГэВ/с}$  с синхрофазотрона ИФВЭ (г. Серпухов). Примесь  $k^-$ -мезонов в этом пучке составляла  $(3,4 \pm 0,1)\%$ , антипротонов  $(2,900 \pm 0,015)\%$ , отрицательных мюонов  $20\%$ <sup>/37,38/</sup>. Размер пучка  $4 \times 2 \text{ см}^2$ . Угловой разброс частиц в пучке составлял  $\Delta\beta = 0,6 \text{ мрад}$ ,  $\Delta \tan \alpha = 5 \cdot 10^{-4}$ <sup>/38/</sup>.

## 1.2. Отбор взаимодействий

Просмотр стереофотографий с ДТМК-500 производился на больших просмотрных столах БПС-1<sup>/39/</sup>, позволяющих использовать 4 объектива, и БПС-2 - 6 объективов<sup>/40/</sup>. К рассмотрению принимался кадр с числом пучковых треков  $n_\pi \leq 5$ , входящих в рабочую область первой половины камеры. Рабочая область для первичных

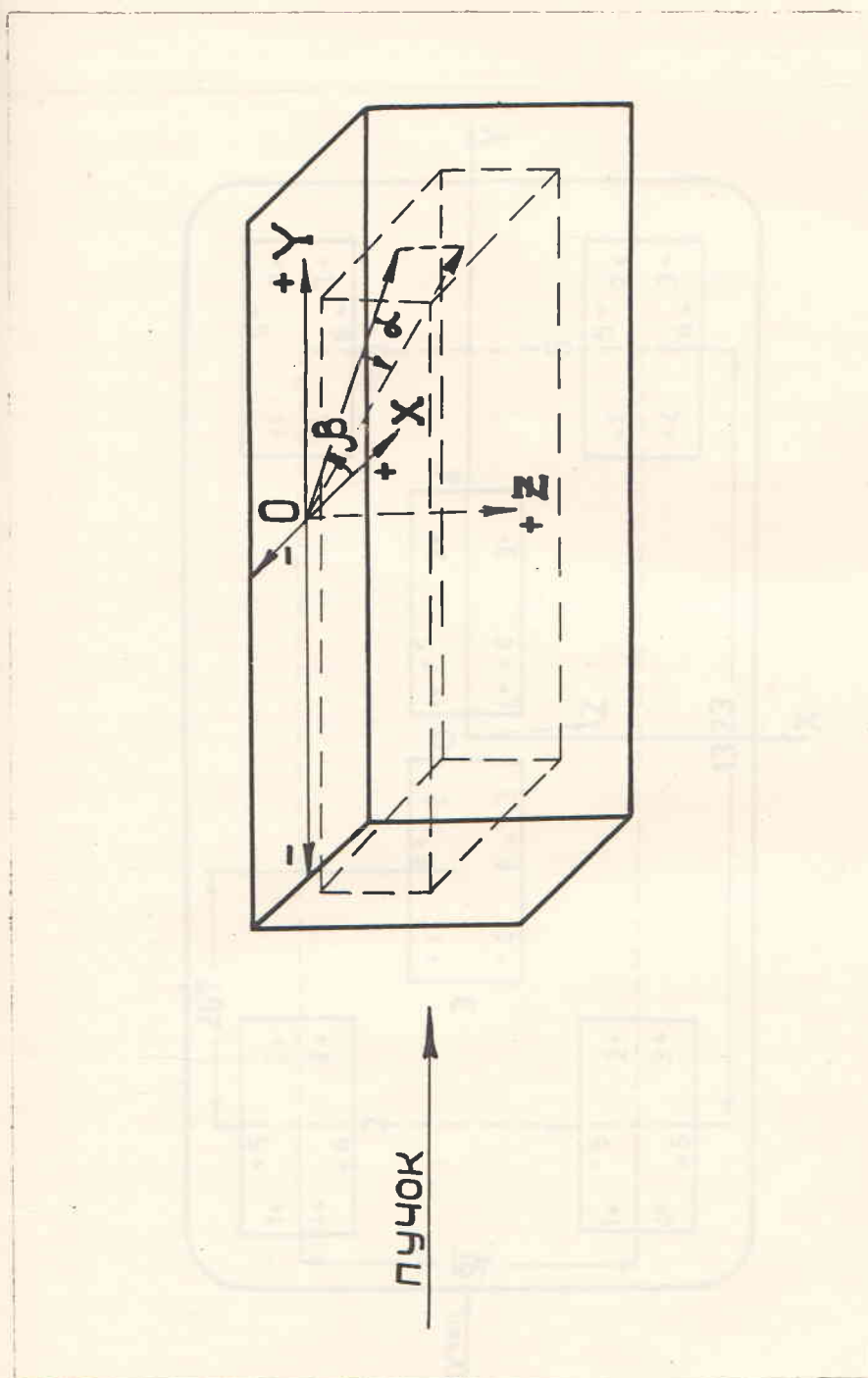


Рис. 1. Система координат ДТК-500 (угол  $\beta$  отсчитывается в плоскости ХУ от оси Х, угол  $\alpha$  - от проекции трека на плоскости ХУ до трека по часовой стрелке)

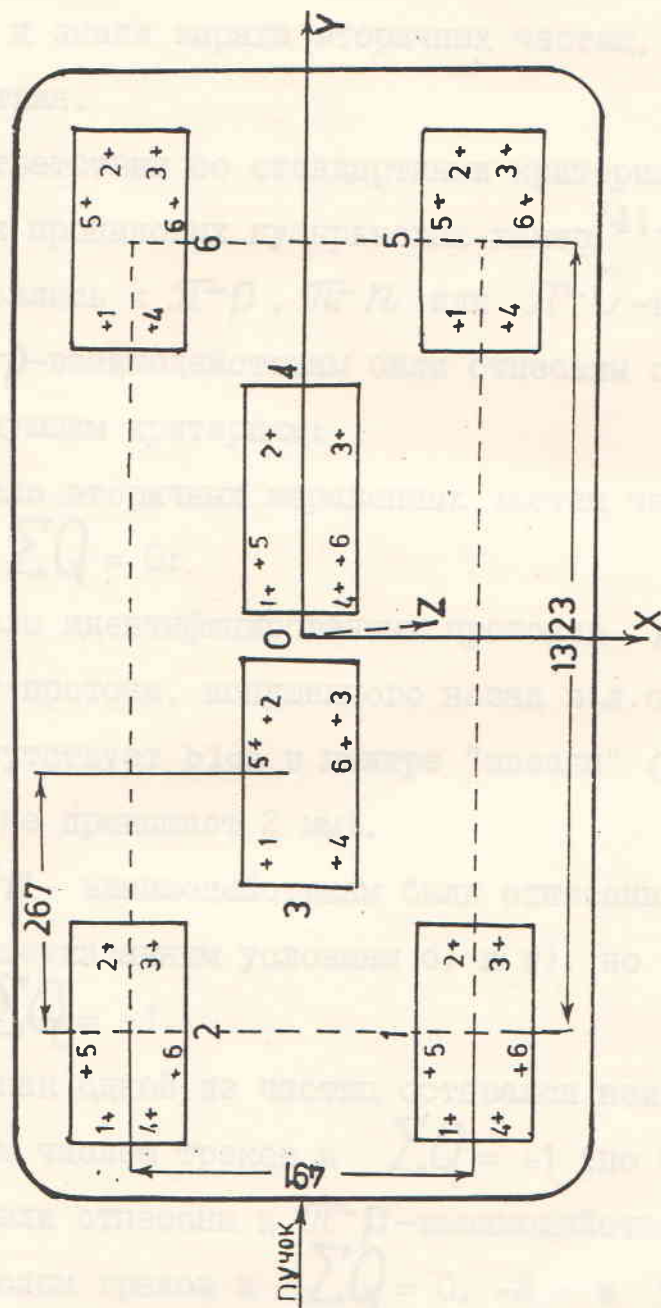


Рис. 2. Схема расположения объектов ДТК-500 (в плоскости XY, Z ось направлена вниз) и внешних крестов

треков и "звезд" по оси  $X$  для первой половины равна  $-4 \leq X \leq 6$  см, а для второй половины равна  $-3 \leq X \leq 7$  см. Кадры с  $n_{\pi} \geq 5$  в первой половине рабочей области камеры и кадры с взаимодействиями в стенке камеры из рассмотрения исключались. Найденные события зарисовывались на стандартные бланки, определялись число и знаки заряда вторичных частиц, определялся тип взаимодействия.

В соответствии со стандартными критериями классификации событий для пропановых пузырьковых камер<sup>/41,42/</sup>, найденные события относились к  $\pi$ - $p$ ,  $\pi$ - $n$  или  $\pi$ - $C$ -взаимодействиям.

К  $\pi$ - $p$ -взаимодействиям были отнесены события, удовлетворяющие следующим критериям:

- а) число вторичных заряженных частиц четное и их суммарный заряд  $\sum Q = 0$ ;
- б) число идентифицированных протонов  $N_p \leq 1$ ;
- в) нет протона, испущенного назад в л.с.;
- г) отсутствует blob в центре "звезды" (blob - капля, длина которой не превышает 2 мм).

К  $\pi$ - $n$ -взаимодействиям были отнесены события, удовлетворяющие вышеуказанным условиям б) и г), но с нечетным числом треков и  $\sum Q = -1$ .

Если знак одной из частиц оставался неизвестным, то события с четным числом треков и  $\sum Q = +1$  (по частицам известного знака) были отнесены к  $\pi$ - $p$ -взаимодействиям, а события с нечетным числом треков и  $\sum Q = 0, -2$  - к  $\pi$ - $n$ -взаимодействиям при условии выполнения критериев б) и г). Доля таких событий составила 5% от всех пион-нуклонных взаимодействий.

К  $\pi$ - $C$ -взаимодействиям\* были отнесены события, не удов-

---

\* Сечение неупругого  $\pi$ - $C$ -взаимодействия  $\sigma_{in}(\pi-C) = (87,5 \pm 1)$  мб.

летворяющие вышеперечисленным критериям.

В 1,5% случаев не удалось определить тип взаимодействия, т.к. был неизвестен знак заряда двух или более частиц или неизвестно число вторичных частиц при близком расположении взаимодействий. Такие события исключались из дальнейшего рассмотрения.

Экспериментальный материал был просмотрен дважды. При втором просмотре не использовались результаты первого. Эффективность двойного просмотра вычислялась по формуле<sup>/43,44/</sup>

$$\varepsilon_{12} = 1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) \quad (I.1)$$

где  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_{12}$  - эффективности первого, второго и двукратного просмотров, соответственно. Для всех отобранных событий получено:  $\varepsilon_1 = 93,8\%$ ,  $\varepsilon_2 = 94,7\%$ ,  $\varepsilon_{12} = 99,7\%$  <sup>/42/</sup>. Эффективность двойного просмотра 0, 1, 2-лучевых событий оказалась равной 84,0%, 96,8%, 97,5%, соответственно.

Полное число взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с ядрами углерода (включая соударения с квазисвободными нуклонами ядра) определялось по формуле:

$$N(\pi^{-12}C) = N(\pi-C) + \alpha N(\pi-p) + N(\pi-n) \quad (I.2)$$

где  $N(\pi-C)$ ,  $N(\pi-p)$ ,  $N(\pi-n)$  - числа событий, отнесенных по своим типам к  $\pi-C$ ,  $\pi-p$ ,  $\pi-n$ -взаимодействиям<sup>\*</sup>, соответственно,  $\alpha$  - примесь взаимодействий на квазисвободных протонах ядра углерода среди событий, отнесенных к  $\pi-p$ -взаимодействиям. Величина  $\alpha$  определялась по следующей формуле:

---

<sup>\*</sup>Так как эти взаимодействия отбирались (в процессе накопления статистического материала) на различном числе кадров, то перед слагаемыми в (I.2) вводились соответствующие весовые множители.

$$N(\pi-p)(1-\alpha) = N(\pi-C_3H_8) \frac{8\sigma_{in}(\pi-p)}{3\sigma_{in}(\pi^{-12}C) + 8\sigma_{in}(\pi-p)} \quad (I.3)$$

где  $\sigma_{in}(\pi-p) = (21,38 \pm 0,16)$  мб - сечение неупругих  $\pi-p$ -взаимодействий,  $\sigma_{in}(\pi^{-12}C) = (179 \pm 2)$  мб - сечение неупругих  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий<sup>/45/</sup>,  $N(\pi-C_3H_8)$  - полное число всех взаимодействий, зарегистрированных в пропане. Значение  $\alpha$  оказалось равным  $(0,44 \pm 0,03)$ <sup>/46/</sup>. При вычислении  $N(\pi^{-12}C)$  из двухлучевых  $\pi-p$ -взаимодействий были исключены упругие взаимодействия, а из трехлучевых  $\pi-n$ -взаимодействий - когерентные взаимодействия. Критерии выделения упругих и когерентных взаимодействий изложены в работах<sup>/47,48/</sup>. Реконструкция  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий по формуле (I.2) справедлива при отборе трех типов взаимодействий из одинакового числа исходных кадров.

### I.3. Измерения и математическая обработка событий

Измерение треков вторичных частиц на фотоснимках с отобранными при просмотре событиями велось на полуавтоматах типа "ПУОС"<sup>/49/</sup>, работающих на линии с ЭВМ БЭСМ-4. Измерения делались на парах снимков с объективов (№ 1,2), (№ 1,3), (№ 2,3) для первой половины камеры и (№ 5,6), (№ 4,5), (№ 4,6) для второй половины. На каждом треке, в зависимости от его длины, измерялось положение от 6 до 20 точек. Одновременно измерялись координаты реперных крестов. Точность измерения точек на пленке составляет 10 мкм. Контроль за качеством измерения проводился при помощи ЭВМ по специальной программе<sup>/50/</sup> путем многократных измерений координат точек взаимодействий первичных  $\pi$ -мезонов и точек конверсии  $\gamma$ -квантов по всему объему камеры. После проверки качества результаты измерений записывались на магнитную ленту ЭВМ СДС-1604А для математической обработки.

Математическая обработка измеренных событий проводилась на ЭВМ СДС-1604А по программе ГЕОФИТ /51/, написанной на языке ФОРТРАН. Эта программа восстанавливает полную геометрическую картину события, определяет основные параметры всех треков и их ошибки, проверяет результаты расчетов, а также осуществляет кинематическую интерпретацию всего события в целом. Работа программы происходит в два этапа. На первом этапе определяются приближенные оценки искомых параметров частиц ( $P$  - импульс,  $\alpha$  - угол наклона трека к плоскости ХУ,  $\beta$  - азимутальный угол,  $L$  - длина) путем аппроксимации проекций трека параболой с учетом ионизационных потерь /52/. Затем, для определения оптимальных значений параметров частиц минимизируется функционал

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1} (Z_i - Z_{iэ}) G_{ij}^{-1} (Z_j - Z_{jэ}) \quad (I.4)$$

где  $Z_i, Z_j$  - искомые значения параметров частицы ( $P, \alpha, \beta, L$ ),  $Z_{iэ}, Z_{jэ}$  - измеренные значения этих параметров,  $G_{ij}$  - матрица ошибок измерения и многократного рассеяния /53/.

Каждый трек характеризуется двумя значениями функционала  $\chi^2$ :  $\chi^2_{ХУ}$  и  $\chi^2_Z$ . Первый служит для нахождения значений  $P$  и  $\beta$ , второй - для нахождения величины  $tg \alpha$ . Из анализа распределения треков первичных  $\pi^-$ -мезонов, а также электронов и позитронов от конверсии  $\gamma$ -квантов по величинам  $\chi^2_{ХУ}$  и  $\chi^2_Z$  были выбраны критерии "хорошего" измерения /54/:  $\chi^2_{ХУ} < 3,5$ ;  $\chi^2_Z < 3,5$ . Для выбора эффективных областей регистрации "звезд" проанализированы распределения по координатам  $X, Y, Z$  вершин "звезд" и распределения по углам  $\beta$  и  $tg \alpha$  треков первичных  $\pi^-$ -мезонов. На основе анализа были выбраны следующие области:

в первой половине камеры:

$$-4 \text{ см} \leq X_I \leq 6 \text{ см}$$

$$-88 \text{ см} \leq Y_I \leq -33 \text{ см}$$

$$22 \text{ см} \leq Z_I \leq 28 \text{ см}$$

$$1.557 \text{ рад} \leq \beta_I \leq 1.572 \text{ рад}$$

$$-0.013 \leq \text{tg} \alpha_I \leq 0.009$$

во второй половине камеры:

$$-3 \text{ см} \leq X_{II} \leq 7 \text{ см}$$

$$15 \text{ см} \leq Y_{II} \leq 70 \text{ см}$$

$$22 \text{ см} \leq Z_{II} \leq 28 \text{ см}$$

$$1.548 \text{ рад} \leq \beta_{II} \leq 1.562 \text{ рад}$$

$$-0.012 \leq \text{tg} \alpha_{II} \leq 0.006$$

После измерения и обработки треков по программе ГЕОФИТ произ-  
вождалась окончательная идентификация частиц. Частицы с отрица-  
тельным зарядом считались  $\pi^-$ -мезонами. Протоны\* идентифициро-  
вались по пробегам и ионизации импульсов (см. табл.1)  $140 \leq$   
 $\leq P_p \leq 700$  МэВ/с. Нижняя граница идентификации протонов опре-  
деляется тем, что при  $P_p > 140$  МэВ/с трек начинает быть чет-  
ким (длина его больше 3 мм). Медленные  $\pi^+$ -мезоны иден-  
тифицировались по распадам. Положительно заряженные частицы с  
импульсами  $\geq 700$  МэВ/с были отнесены к  $\pi^+$ -мезонам. Примесь  
протонов среди них была оценена по плотности  $\delta$ -электронов<sup>/55/</sup>  
и оказалась равной  $(12 \pm 5)\%$ . Эта примесь не влияет на основные  
выводы, сделанные в диссертации. Вследствие неравномерности ос-  
вещения нижней и верхней частей камеры надежность идентификации  
протонов зависит от азимутального угла<sup>\*\*\*</sup>  $\varphi$  испускания протона

\* Импульсы у  $\sim 7\%$  протонов были измерены по кривизне трека, а  
у остальных - по пробегам /46/.

\*\*\*  $\varphi$  - угол в плоскости, перпендикулярной к оси Y.

Таблица 1

Соотношение импульс-пробег-ионизация в пропановой камере

| $\frac{P}{\text{г/с}}$ | $L, \text{см}$ | $I/I_0$ | $L, \text{см}$ | $I/I_0$ | $L, \text{см}$ | $I/I_0$ | $L, \text{см}$ | $I/I_0$ | $L, \text{см}$    | $I/I_0$ |
|------------------------|----------------|---------|----------------|---------|----------------|---------|----------------|---------|-------------------|---------|
| 5                      | 0,3            | 13      |                |         |                |         |                |         |                   |         |
| 10                     | 1,0            | 4,5     |                |         |                |         |                |         |                   |         |
| 15                     | 3,5            | 2,7     |                |         |                |         |                |         |                   |         |
| 20                     | 9,5            | 2,0     |                |         |                |         |                |         |                   |         |
| 25                     | 19,0           | 1,5     |                |         |                |         |                |         |                   |         |
| 30                     | 32,5           | 1,3     | 0,2            | 18      |                |         |                |         |                   |         |
| 35                     | 49,0           | 1,2     | 0,5            | 14      |                |         |                |         |                   |         |
| 40                     | 66,0           | 1,1     | 1,0            | 11      |                |         |                |         |                   |         |
| 45                     | 84,0           | 1,1     | 1,5            | 9,5     |                |         |                |         |                   |         |
| 50                     | 100            | 1,0     | 2,0            | 8       | 0,3            | 24      |                |         |                   |         |
| 55                     |                |         | 3,0            | 7       | 0,5            | 21      |                |         |                   |         |
| 60                     |                |         | 4,2            | 6       | 0,6            | 18      |                |         |                   |         |
| 65                     |                |         | 7,0            | 4,7     | 1,3            | 14      | 0,2            | 26      |                   |         |
| 70                     |                |         | 11,0           | 3,9     | 2,2            | 11      | 0,5            | 21,5    |                   |         |
| 75                     |                |         | 16,5           | 3,3     | 3,2            | 9,2     | 1,0            | 18      |                   |         |
| 80                     |                |         | 24,0           | 2,8     | 4,4            | 7,8     | 1,7            | 15,5    |                   |         |
| 85                     |                |         | 32,5           | 2,5     | 6,0            | 6,8     | 2,5            | 13      |                   |         |
| 90                     |                |         | 43,5           | 2,2     | 8,3            | 6,0     | 3,4            | 11      |                   |         |
| 95                     |                |         | 56,0           | 2,0     | 11,0           | 5,2     | 4,2            | 9,7     |                   |         |
| 100                    |                |         | 70,0           | 1,8     | 14,3           | 4,6     | 5,3            | 8,9     | 0,5               |         |
| 105                    |                |         |                | 1,7     | 18,0           | 4,2     | 6,7            | 7,8     | 0,6               |         |
| 110                    |                |         |                | 1,6     | 22,3           | 3,8     | 8,2            | 7,1     | 0,8               |         |
| 115                    |                |         |                | 1,5     | 27,3           | 3,5     | 10,0           | 6,5     | 1,0               |         |
| 120                    |                |         |                | 1,4     | 33,0           | 3,2     | 12,0           | 6,0     | 1,4               |         |
| 125                    |                |         |                | 1,3     | 40,0           | 3,0     | 14,6           | 5,5     | 1,7               | 34      |
| 130                    |                |         |                | 1,2     | 47,5           | 2,8     | 17,5           | 5,1     | 2,0               | 31,5    |
| 135                    |                |         |                | 1,1     | 65,0           | 2,5     | 24,7           | 4,4     | 3,0               | 27      |
| 140                    |                |         |                | 1,0     | 86,0           | 2,2     | 33,8           | 3,8     | 4,2               | 23,5    |
| 145                    |                |         |                |         |                | 2,0     | 44,2           | 3,4     | 5,5               | 21      |
| 150                    |                |         |                |         |                | 1,9     | 56,5           | 3,2     | 7,0               | 19      |
| 155                    |                |         |                |         |                | 1,8     | 72,0           | 3,0     | 8,8               | 17      |
| пионы                  |                |         | протоны        |         | дейтоны        |         | тритоны        |         | $\alpha$ -частицы |         |

его импульса. Наиболее трудно идентифицировать протоны, испускаемые вдоль нормали к прозрачным пластинам камеры, особенно, когда протоны летят ко дну камеры. Для учета этих эффектов анализировались распределения по углу  $\varphi$  и импульсу. Для каждого распределения по какой-либо характеристике протона вводились веса, определявшиеся по формуле:

$$\omega(P_i) = n \cdot g_n(P_i) / g(P_i) \quad (I.5)$$

где  $P_i = \bar{P}_i + \Delta P_i$  - рассматриваемый интервал импульсов протонов в л.с.,  $g_n(P_i)$  - число протонов, наблюдаемое в интервале азимутальных углов  $\varphi_n$  с наилучшими условиями идентификации,  $g(P_i)$  - число протонов, наблюдаемое под всеми углами  $\varphi$ ,  $n^{-1}$  - отношение величины диапазона углов  $\varphi_n$  с наилучшими условиями идентификации ( $0^\circ \div 30^\circ$ ,  $150^\circ \div 220^\circ$ ,  $320^\circ \div 360^\circ$ ). При таком выборе интервалов  $\varphi_n$  величина  $n = 360^\circ / 140^\circ = 2,57$ . Результаты, полученные с помощью весов  $\omega(P_i)$  совпали с результатами для протонов, испущенных под углами  $\varphi_n$ . Аналогичные поправки для  $\pi^\pm$ -мезонов оказались несущественными.

После проверки качества измерений параметров треков (по распечаткам результатов вычислений на ЭВМ и снимкам с камеры) полученные данные записывались на магнитную ленту суммарных результатов (DST). С помощью программы PROFDA осуществляется чтение ленты DST, проверка событий по общим тестам, заполнение блока с параметрами частиц и вызов подпрограммы пользователя. В этой программе пользователь указывает величины, которые надо вычислить и выдать на печать в виде гистограмм или таблиц для последующего физического анализа и интерпретации результатов эксперимента.

#### I.4. Точность измерений

Значения среднеквадратичных ошибок измерения пространственных координат  $X, Y, Z$  для точек конверсии  $\gamma$ -квантов составили:  $\langle \sigma_X \rangle = 0,0095$  см,  $\langle \sigma_Y \rangle = 0,026$  см,  $\langle \sigma_Z \rangle = 0,050$  см; для вершин "звезд":  $\langle \sigma_X \rangle = 0,0078$  см,  $\langle \sigma_Y \rangle = 0,028$  см,  $\langle \sigma_Z \rangle = 0,043$  см. Для треков, удовлетворяющих критериям "хорошего" измерения (см. выше (I.4)), получены следующие средние значения:  $\langle \chi^2_{XY} \rangle = 0,74$ ,  $\langle \chi^2_Z \rangle = 0,87$ . Средние значения относительной ошибки измерения импульсов  $P$  ( $\langle \Delta P/P \rangle$ ) вторичных  $\pi^\pm$ -мезонов оказались зависящими как от длины измеренного трека частицы  $L$ , так и от ее импульса. Для всех  $\pi^\pm$ -мезонов  $\langle \Delta P/P \rangle = (13,9 \pm 0,3)\%$ , для протонов  $\langle \Delta P/P \rangle \simeq 3\%$ . Зависимость величин  $\Delta P/P$  от импульса  $P$  вторичных заряженных частиц показана на рис.3. Средние ошибки измерения величин  $\tan \alpha$  и  $\beta$  для вторичных заряженных частиц оказались равными:

$$\begin{aligned} \langle \Delta \tan \alpha \rangle &= 0,0061 \pm 0,0001 \\ \langle \Delta \beta \rangle &= (0,0037 \pm 0,0001) \text{ рад.} \end{aligned}$$

#### I.5. Заключение по главе I.

В настоящей главе кратко описаны характеристики двухметровой пропановой пузырьковой камеры ДТК-500 и пучка  $\pi^-$ -мезонов, в котором она облучалась. Отбор событий проводился на просмотрных столах БПС-1 и БПС-2. События идентифицировались как  $\pi$ - $p$ - $\pi$ - $n$ -,  $\pi$ - $C$ -взаимодействия. Измерения проводились на полуавтоматах типа ПУОС, работающих на линии с ЭВМ БЭСМ-4. Выбрана эффективная область камеры для регистрации "звезд". Математическая обработка событий проводилась на ЭВМ СДС-1604А с помощью программы ГЕОФИТ. В результате обработки событий получено:

- 1) среднеквадратичные ошибки измерений пространственных

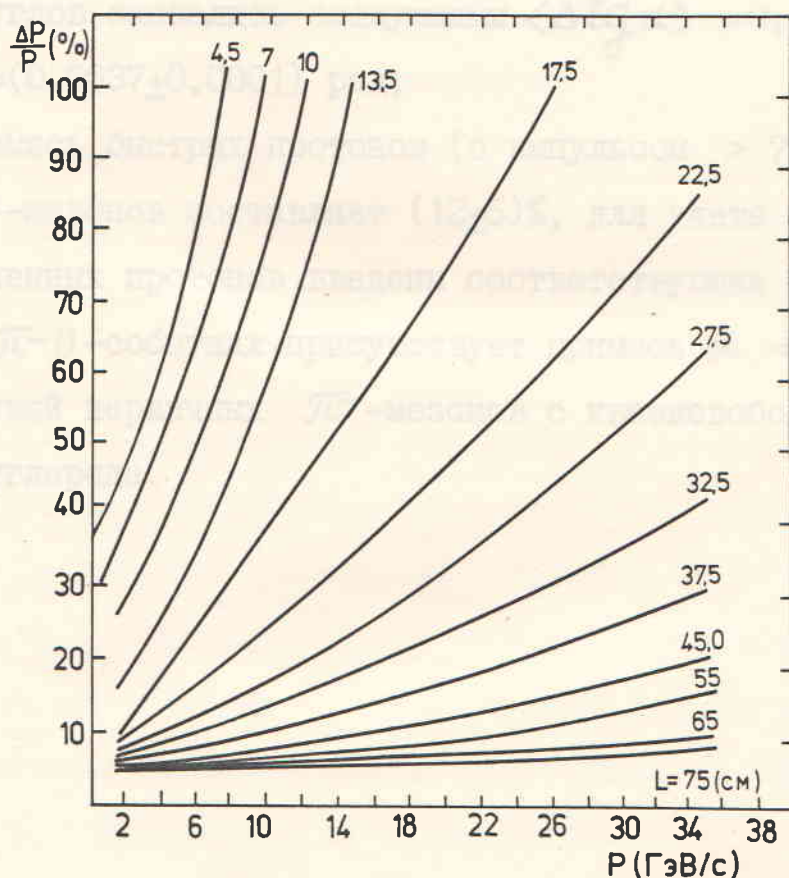


Рис. 3. Зависимость относительной ошибки  $(\Delta P/P)$  измерения полного импульса заряженных частиц от величины полного импульса и длины трека  $L$

координат  $X, Y, Z$  для точек взаимодействия первичных  $\pi^-$ -мезонов соответственно равны 0,0078 см, 0,028 см, 0,043 см;

2) средние значения относительной ошибки в измерении импульса  $(\Delta P/P)$  вторичных  $\pi^\pm$ -мезонов и протонов соответственно равны  $(13,9 \pm 0,3)\%$  и  $3\%$ ;

3) для всех вторичных частиц средние значения ошибок в измерении углов оказались следующими  $\langle \Delta \theta_\alpha \rangle = 0,0061 \pm 0,0001$  и  $\langle \Delta \beta \rangle = (0,0037 \pm 0,0001)$  рад;

4) примесь быстрых протонов (с импульсом  $> 700$  МэВ/с) среди  $\pi^+$ -мезонов составляет  $(12 \pm 5)\%$ , для учета возможных потерь медленных протонов введены соответствующие поправки;

5) В  $\pi^-p$ -событиях присутствует примесь  $\alpha = 0,44 \pm 0,03$  взаимодействий первичных  $\pi^-$ -мезонов с квазисвободными протонами ядер углерода.

$n \rightarrow p$ , и изобарные возбуждения нуклона, и образование лидирующего гиперона<sup>/1/</sup>. Основную долю частиц после неупругого взаимодействия составляют пионы. Поэтому выделение "сохранившегося" пиона труднее, чем "сохранившегося" нуклона (бариона).

Представление о фрагментации адрона-снаряда на составляющие кварки при его неупругом взаимодействии с мишенью исключает буквальный смысл понятия "сохранение" адрона. В результате, определение полного коэффициента неупругости по формуле (2.1) теряет физический смысл. Однако известная специфика (выделенность) свойств "лидирующих" или "сохранившихся" адронов (оба эти названия иногда и не разделяются по смыслу) реально существует и требует объяснения, но уже на основании экспериментальных данных о структуре адронов, полученных в опытах по рассеянию лептонов.

Согласно АКМ, при неупругом взаимодействии  $\pi^-$ -мезона с мишенью один из его составляющих кварков ( $d$  или  $\bar{u}$ ) "диссоциирует" ("рассыпается") на кварк-партоны, другой составляющий кварк может с некоторой вероятностью "сохраниться", т.е. стать кварком-спектатором. Адронизация кварк-партонов порождает частицы, в основном, находящиеся в центральной области (области ионизации). Границы этой области определяются следующим соотношением<sup>ж</sup> /1/

$$0 \leq |x| \leq 2\mu/\sqrt{S} \approx 0,1 \quad (2.2)$$

где фейнмановская переменная  $x$  определена в (B24), а  $\mu$  в (B4). Адронизация кварка-спектатора порождает частицы в области фрагментации пиона-снаряда. С вероятностью  $\approx 0,95$  этими час-

<sup>ж</sup>Условие (2.2) означает сферическую (центральную) симметрию распределения частиц в импульсном пространстве.

пионами будут пионы "прямого рождения" и мезонные резонансы<sup>16</sup>,  
63/. Вероятностью рождения ( $\approx 0,05$ ) барионов и барионных резонансов в области фрагментации пиона-снаряда в нашем эксперименте можно пренебречь. АКМ дает предсказание только о величине отношения вероятностей генерации пионов "прямого рождения" и мезонных резонансов, но не описывает механизмы их образования. Исследование характеристик кварка-спектатора по продуктам распада быстрых ("лидирующих") мезонных резонансов представляет собой очень трудную задачу. Изучение свойств пионов "прямого рождения" позволяет получить информацию о характеристиках кварка-спектатора при минимальном числе дополнительных гипотез. В рамках представлений АКМ именно кварк-спектатор является "сопровождающейся частицей".

Нашей целью является выделение пионов "прямого рождения". Мы полагаем, что ими с равной вероятностью могут быть  $\pi^0$  и  $\pi^\pm$ -мезоны. Это предположение означает, что кварк  $d$  - (антикварк  $\bar{u}$ )-спектатор  $\pi^\pm$ -мезона-снаряда может подхватить из "моря" только антикварк  $\bar{d}$  или  $\bar{u}$  (кварк  $u$  или  $d$ ) с равной вероятностью.  $\pi^\pm$ -мезоны "прямого рождения" назовем "сопровождающимися",  $\pi_{\Lambda c}^\pm$ -мезонами. Средний полный коэффициент неупругости будем определять по формуле:

$$\langle k \rangle = 1 - 2 \langle u \rangle_{\pi_{\Lambda c}}, \quad (2.3)$$

$\langle u \rangle_{\pi_{\Lambda c}}$  - доля от начальной энергии  $E_0$ , уносимая в среднем  $\pi_{\Lambda c}^\pm$ -мезонами, множитель 2 означает, что  $\pi^0$ -мезоны "прямого рождения" уносят такую же долю энергии, что и  $\pi_{\Lambda c}^\pm$ -мезоны.

Метод выделения  $\pi_{\Lambda c}^\pm$ -мезонов основан на следующих предположениях: 1)  $\pi_{\Lambda c}^\pm$ -мезоны и мезоны от распада быстрых ("лидирующих") резонансов входят в состав лидирующих  $\pi_\Lambda^\pm$ -мезонов (см.

неуказанное феноменологическое определение  $\pi_{\Lambda}$ -мезонов);  
 2) разностные распределения по импульсам  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов от распада быстрых нейтральных резонансов равны нулю; 3)  $\pi^-$ -мезоны от распада быстрых отрицательных резонансов имеют более широкое угловое распределение по сравнению с  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезонами и сдвинуты в сторону меньших значений фейнмановской переменной  $x$ . Из перечисленных предположений следует, что спектры  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезонов можно определить путем получения разностного спектра импульсов  $\pi_{\Lambda}^-$ - и  $\pi_{\Lambda}^+$ -мезонов в Ц-системе и исследования его поведения в зависимости от угла испускания пионов.

При столкновении составляющих кварков из снаряда и мишени эти кварки могут "диссоциировать" на кварк-партоны. Представляет интерес сравнить характеристики пионов, родившихся при адронизации кварк-партонов снаряда и мишени (см. раздел 2.4).

В настоящей главе приведены результаты, полученные при изучении свойств  $\pi_{\Lambda}^{\pm}$ -мезонов в  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-C$ - и  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с. Отбирались неупругие события, в которых отсутствовали неизмеримые треки и относительная ошибка в измерении импульса  $\pi^{\pm}$ -мезона составляла менее 30%. Полученные экспериментальные данные опубликованы в работе /29/.

## 2.2. Лидирующие $\pi_{\Lambda}^{\pm}$ -мезоны.

На рис.4-а,б, соответственно, показаны спектры импульсов в л.с. (нормированные на соответствующие сечения неупругого взаимодействия)  $\pi_{\Lambda}^-$ - и  $\pi_{\Lambda}^+$ -мезонов в  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-C$ - и  $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях. Видно, что спектры почти не зависят от типа взаимодействия и имеют максимум в районе

$$u = P_{\pi_{\Lambda}} / 40 \approx 0,34$$

(2,4)

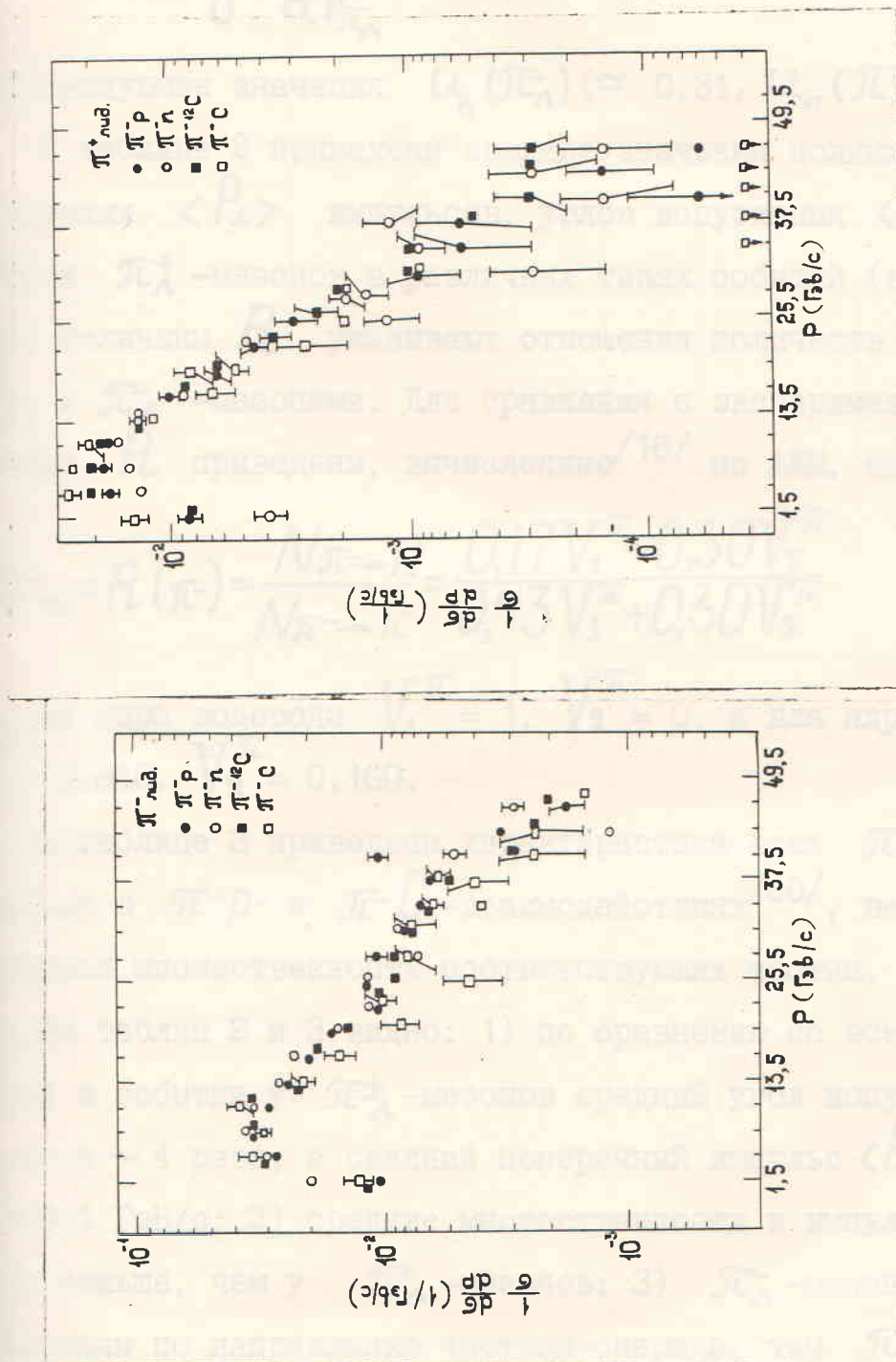


Рис. 4-а, б. Импульсные спектры лидирующих  $\pi^- \Lambda$ - и  $\pi^+ \Lambda$ -мезонов в Л.С.  
для  $\pi^- p$ ,  $\pi^- n$ ,  $\pi^- eC$ ,  $\pi^- C$  - взаимодействий.

При  $u > 0,34$  спектры  $\pi^-_{\Lambda}$ -мезонов более пологие, чем спектры  $\pi^+_{\Lambda}$ -мезонов, аппроксимация

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dP_{\pi_{\Lambda}}} \sim \exp\left(-\frac{u}{u_0}\right) \quad (2.5)$$

дает следующие значения  $u_0(\pi^-_{\Lambda}) (\approx 0,31, u_0(\pi^+_{\Lambda}) \approx 0,19$ .

В таблице 2 приведены средние значения полных  $\langle P \rangle$  и поперечных  $\langle P_{\perp} \rangle$  импульсов, углов испускания  $\langle \theta \rangle$  в л.с.

$\pi^-_{\Lambda}$ -и  $\pi^+_{\Lambda}$ -мезонов в различных типах событий (взаимодействий). Величины  $R$  указывают отношения количеств событий с  $\pi^+_{\Lambda}$ - и  $\pi^-_{\Lambda}$ -мезонами. Для сравнения с экспериментальными значениями  $R$  приведены, вычисленные<sup>/16/</sup> по АКМ, значения  $R_{ш}$

$$R_{ш} = R(\pi^-) = \frac{N_{\pi^- \rightarrow h^+}}{N_{\pi^- \rightarrow h^-}} = \frac{0,17V_1^{\pi^-} + 0,30V_2^{\pi^-}}{0,43V_1^{\pi^-} + 0,30V_2^{\pi^-}} \quad (2.6)$$

где для ядра водорода  $V_1^{\pi^-} = 1, V_2^{\pi^-} = 0$ , а для ядра углерода  $V_1^{\pi^-} = 0,840, V_2^{\pi^-} = 0,160$ .

В таблице 3 приведены характеристики всех  $\pi^{\pm}$ -мезонов и протонов в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ -взаимодействиях<sup>/60/</sup>, величина  $\langle n \rangle$  - средняя множественность соответствующих частиц.

Из таблиц 2 и 3 видно: 1) по сравнению со всеми  $\pi^{\pm}$ -мезонами в событии у  $\pi^{\pm}_{\Lambda}$ -мезонов средний угол испускания  $\langle \theta \rangle$  меньше в  $\sim 4$  раза, а средний поперечный импульс  $\langle P_{\perp} \rangle$  больше на  $\sim 0,1$  ГэВ/с; 2) средние множественности и импульсы  $\pi^-_{\Lambda}$ -мезонов больше, чем у  $\pi^+_{\Lambda}$ -мезонов; 3)  $\pi^-_{\Lambda}$ -мезоны более<sup>\*</sup> коллимированы по направлению частицы-снаряда, чем  $\pi^+_{\Lambda}$ -мезоны.

Эти данные указывают на присутствие среди  $\pi^{\pm}_{\Lambda}$ -мезонов продук-

<sup>\*</sup>За исключением  $\pi^-n$ -взаимодействий, что связано, по-видимому, со сравнительно небольшой эффективностью регистрации однолучевых "звезд".

Таблица 2

| Тип события            | Тип             | $\Gamma_{эВ/с} \langle P \rangle$ | $\Gamma_{эВ/с} \langle P_L \rangle$ | $\langle \theta \rangle$ , град. | Кол-во событий | $R$             | $R_{ш}$ |
|------------------------|-----------------|-----------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|----------------|-----------------|---------|
| $\pi^- p$              | $\pi^+ \Lambda$ | 11,6 $\pm$ 0,2                    | 0,47 $\pm$ 0,01                     | 5,1 $\pm$ 0,1                    | 1473           | 0,45 $\pm$ 0,01 | 0,40    |
|                        | $\pi^- \Lambda$ | 16,9 $\pm$ 0,2                    | 0,49 $\pm$ 0,01                     | 3,9 $\pm$ 0,1                    | 3308           |                 |         |
| $\pi^- n$              | $\pi^+ \Lambda$ | 12,5 $\pm$ 0,3                    | 0,47 $\pm$ 0,01                     | 5,4 $\pm$ 0,1                    | 506            | 0,35 $\pm$ 0,02 |         |
|                        | $\pi^- \Lambda$ | 15,0 $\pm$ 0,3                    | 0,45 $\pm$ 0,01                     | 7,6 $\pm$ 0,1                    | 1445           |                 |         |
| $\pi^- \bar{C}$        | $\pi^+ \Lambda$ | 9,8 $\pm$ 0,3                     | 0,52 $\pm$ 0,02                     | 6,7 $\pm$ 0,1                    | 487            | 0,58 $\pm$ 0,03 |         |
|                        | $\pi^- \Lambda$ | 14,2 $\pm$ 0,4                    | 0,50 $\pm$ 0,01                     | 4,5 $\pm$ 0,1                    | 833            |                 |         |
| $\pi^- {}^{18}\bar{C}$ | $\pi^+ \Lambda$ | 11,1 $\pm$ 0,2                    | 0,51 $\pm$ 0,01                     | 8,6 $\pm$ 0,1                    | 1089           | 0,48 $\pm$ 0,02 | 0,47    |
|                        | $\pi^- \Lambda$ | 15,3 $\pm$ 0,2                    | 0,49 $\pm$ 0,01                     | 6,1 $\pm$ 0,1                    | 2265           |                 |         |

Таблица 3

| Тип события     | Частица         | $\Gamma_{эВ/с} \langle P \rangle$ | $\Gamma_{эВ/с} \langle P_L \rangle$ | $\langle \theta \rangle$ , град. | $\langle n \rangle$ |
|-----------------|-----------------|-----------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|---------------------|
| $\pi^- p$       | $\pi^+ \Lambda$ | 3,32 $\pm$ 0,03                   | 0,373 $\pm$ 0,003                   | 19,4 $\pm$ 0,1                   | 2,45 $\pm$ 0,01     |
|                 | $\pi^- \Lambda$ | 6,87 $\pm$ 0,08                   | 0,371 $\pm$ 0,003                   | 13,8 $\pm$ 0,1                   | 2,71 $\pm$ 0,01     |
|                 | p               | 0,420 $\pm$ 0,003                 | 0,297 $\pm$ 0,003                   | 54,2 $\pm$ 0,4                   | 0,256 $\pm$ 0,004   |
| $\pi^- \bar{C}$ | $\pi^+ \Lambda$ | 2,45 $\pm$ 0,02                   | 0,382 $\pm$ 0,002                   | 26,6 $\pm$ 0,2                   | 3,82 $\pm$ 0,03     |
|                 | $\pi^- \Lambda$ | 4,23 $\pm$ 0,06                   | 0,357 $\pm$ 0,002                   | 21,1 $\pm$ 0,2                   | 3,54 $\pm$ 0,02     |
|                 | p               | 0,323 $\pm$ 0,002                 | 0,243 $\pm$ 0,001                   | 73,0 $\pm$ 0,4                   | 1,40 $\pm$ 0,02     |

тов распада быстрах резонансов (с большими  $P_{\perp}$ ) и  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонов.

### 2.3. "Сохранившиеся" $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезоны.

В соответствии с методикой выделения "сохранившихся"  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонов, изложенной в разделе 2.1, построим разностные спектры продольных импульсов ( $P_{\parallel}^*$ )  $\pi_{\Lambda}^-$ - и  $\pi_{\Lambda}^+$ -мезонов, испущенных в переднюю полусферу Ц-системы. Разностные спектры для  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-^{12}C$ - и  $\pi^-C$ -взаимодействий показаны на рис.5. Видно, что избыток  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезонов над  $\pi_{\Lambda}^+$ -мезонами для всех четырех типов взаимодействий присутствует и в "пионизационной" области, т.е. начиная с  $P_{\parallel}^* = 0$ . На возможность присутствия  $\pi^-$ -мезонов дифракционной диссоциации  $\pi \rightarrow 3\pi$  (в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $E_{\pi} = 25$  ГэВ) в области  $P_{\parallel}^* \geq 0$  указывалось еще в работе Е.Л.Фейнберга<sup>/2/</sup>. Кроме того, при анализе распределения суммарного заряда  $Q$  вдоль оси  $x = P_{\parallel}^*/P_{\parallel max}^*$

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{1}{\sigma_{in}} \left\{ \frac{d\sigma(p)}{dx} + \frac{d\sigma(\pi^+)}{dx} - \frac{d\sigma(\pi^-)}{dx} \right\} \quad (2.7)$$

в реакции  $\pi^-p$  при  $P_{\pi^-} = 16$  и 40 ГэВ/с был сделан вывод<sup>/1/</sup> о том, что природа частицы-снаряда сказывается вплоть до  $x = 0$ . Экспериментальное распределение (2.7) для  $\pi^-p$ -взаимодействий имеет "горб" в районе  $x \sim 0,15$  и при увеличении  $x$ , начиная с  $x \sim 0,3$  переходит в плоское<sup>/2/</sup>. Аналогичная картина наблюдается и на рис.5, причем разностные распределения для всех четырех типов взаимодействий не имеют сильных различий.

Для определения границы на оси  $x$  в разностных спектрах между участком, где доминируют  $\pi^-$ -мезоны "диссоциации" ( $\pi^-$ -мезоны от адронизации валентного кварк-партона  $\pi^-$ -мезона-

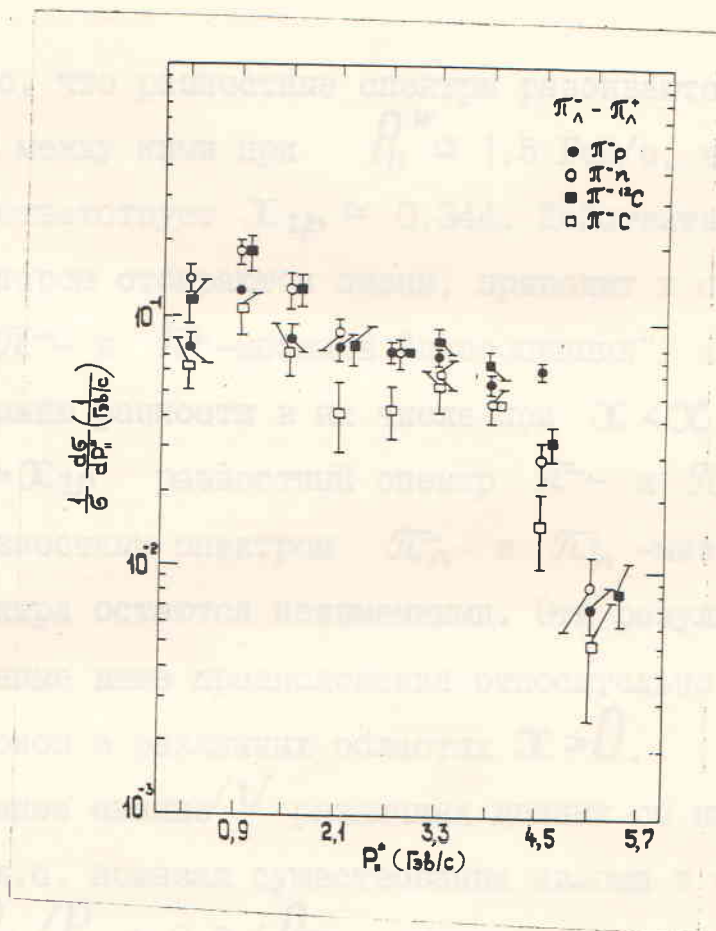


Рис. 5. Спектры продольных импульсов в Ц-системе, полученные как разности между спектрами лидирующих  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов в  $\pi^- p$ ,  $\pi^- n$ ,  $\pi^- {}^{12}\text{C}$ ,  $\pi^- \text{C}$ -взаимодействиях.

-снаряда. В соответствии с этим, мы отобрали  $\pi^\pm$ -мезоны, испускаемые под очень малыми углами (с  $\cos\theta^* > 0,7$  и  $\cos\theta^* > 0,9$ ). Затем из спектра продольных импульсов  $\pi^-$ -мезонов вычли тот же спектр  $\pi^+$ -мезонов, отобранных в одинаковых диапазонах углов испускаения. Полученный таким образом спектр сравнили с разностным спектром  $\pi_\Lambda$ -мезонов. В качестве примера, на рис.6 показаны результаты описанных операций для случая  $\pi p$ -взаимодействий.

Из рис.6 видно, что разностные спектры разбиваются на два участка с границей между ними при  $P_{||}^* \simeq 1,5$  ГэВ/с, что при  $\sqrt{s} = 8,719$  ГэВ соответствует  $x_{cp} \simeq 0,344$ . Действительно, сужение конуса, в котором отбираются пионы, приводит к снижению в нем количества  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов "диссоциации", а следовательно, и к уменьшению разности в их числе при  $x < x_{cp}$ . При этом в области  $x > x_{cp}$  разностный спектр  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов совпадает с разностным спектром  $\pi_\Lambda^-$ - и  $\pi_\Lambda^+$ -мезонов и оба разностных спектра остаются неизменными. Эти результаты подтверждают сделанные выше предположения относительно происхождения  $\pi_\Lambda$ -мезонов в различных областях  $x \geq 0$ .

Проведенный ранее анализ<sup>/1/</sup> различных данных об импульсных спектрах пионов в л.с. показал существование излома в спектре пионов при  $u_{cp} = P_\pi / P_0 \sim 0,3$  ( $P_\pi$  - импульс вторичного пиона,  $P_0$  - импульс первичного пиона). При  $u > 0,3$  спектр пионов становится более пологим, что рассматривалось "как следствие эффектов асимметрии и сохранения". В спектре  $\pi^0$ -мезонов, возникших в реакции  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + X$  имеется такой же излом при  $u_{cp} \sim 0,3$ , что и в спектре  $\pi^-$ -мезонов. Отмечалось, что в спектре пионов, возникших в  $pp$ -столкновениях, излом при  $u \sim 0,3$  отсутствует<sup>/1/</sup>. Эти ранее известные факты мы привели здесь для того, чтобы показать их согласованность с результа-

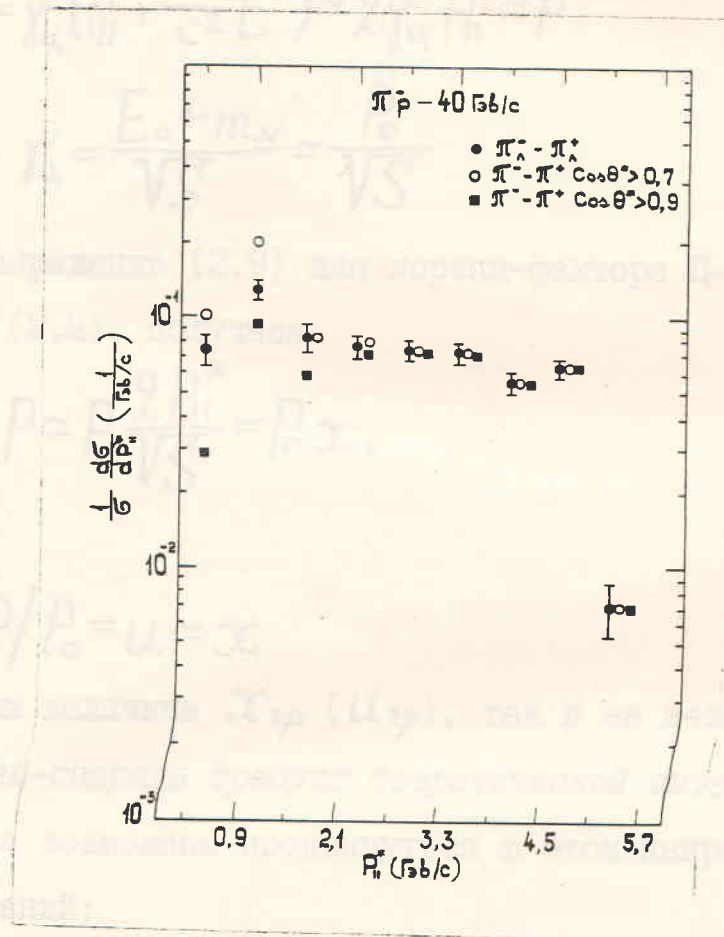


Рис. 6. Спектры продольных импульсов в Ц-системе, полученные как разности между спектрами  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов, а также как разности между спектрами  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов, испущенных при  $\cos \theta^* > 0,7$  и  $\cos \theta^* > 0,9$  в  $\pi p$ -взаимодействиях.

тами, полученными в данной диссертации.

Покажем, что при больших значениях импульса частицы-снаряда ( $P_0$ ) величина отношения импульса вторичной частицы ( $P$ ) к  $P_0$  в л.с. равна фейнмановской переменной  $x$  для той же вторичной частицы:

$$P_{||} = \gamma_{\psi} (P_{||}^* + \frac{V}{c^2} E^*) \approx 2\gamma_{\psi} P_{||}^* \approx P \quad (2.8)$$

$$\gamma_{\psi} = \frac{E_0 + m_N}{\sqrt{S}} \approx \frac{P_0}{\sqrt{S}} \quad (2.9)$$

Подставляя выражение (2.9) для лоренц-фактора  $\psi$ -системы ( $\gamma_{\psi}$ ) в выражение (2.8), получаем

$$P \approx P_0 \frac{2P_{||}^*}{\sqrt{S}} = P_0 x,$$

отсюда

$$P/P_0 = u \approx x \quad (2.10)$$

Как сама величина  $x_{\pi p}$  ( $u_{\pi p}$ ), так и ее независимость от импульса пиона-снаряда требует теоретической интерпретации.

Представляется возможным продвинуться в этом направлении.

Из выражений:

$$x = \frac{2P_{||}^*}{\sqrt{S}}; \quad y = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + P_{||}^*}{E^* - P_{||}^*}; \quad M_{\perp} = (m_{\pi}^2 + P_{\perp}^2)^{1/2}$$

$$E^* = (m_{\pi}^2 + P_{||}^{*2} + P_{\perp}^2)^{1/2}; \quad S = m_{\pi}^2 + m_N^2 + 2E_{0\pi} m_N$$

следует:

$$\operatorname{sh} y^* = \frac{1}{2} (e^{y^*} - e^{-y^*}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{x\sqrt{S}}{M_{\perp}} \quad (2.11)$$

Из (2.11) получаем квадратное уравнение относительно  $e^{y^*} \equiv z$

$$z^2 - \frac{x\sqrt{S}}{m_{\perp}} \cdot z - 1 = 0 \quad (2.12)$$

Решение уравнения (2.12) есть

$$z = \frac{x\sqrt{S}}{2m_{\perp}} + \sqrt{\left(\frac{x\sqrt{S}}{2m_{\perp}}\right)^2 + 1}$$

$$y^* = \ln \left[ \frac{x\sqrt{S}}{2m_{\perp}} + \sqrt{\left(\frac{x\sqrt{S}}{2m_{\perp}}\right)^2 + 1} \right] \quad (2.13)$$

При

$$\left(\frac{x\sqrt{S}}{2m_{\perp}}\right)^2 \gg 1$$

$$y^* \approx \ln \frac{x\sqrt{S}}{m_{\perp}} \quad (2.14)$$

Величина  $y^*$  принимает максимальное значение  $y_{\max}^*$  при  $x=1, m_{\perp}=m_{\pi}$

$$y_{\max}^* = \ln(\sqrt{S}/m_{\pi}) \quad (2.15)$$

Величина  $y^*$  принимает минимальное значение  $y_{\min}^*$  при  $x=1, E_{0\pi}=m_{\pi}$

$$y_{\min}^* = \ln \frac{m_N + m_{\pi}}{m_{\pi}} = 2,05 \quad (2.16)$$

Интересно отметить, что

$$y_{\min}^* \approx L \quad (2.17)$$

где  $L \approx 2$  есть радиус короткодействующих корреляций между частицами (кварками) в пространстве быстрой  $/4,5,64/$ . В точке  $y_{\max}^*$  может находиться только заведомо сохранившийся пион-снаряд. В пространстве быстрой

$$y^* \geq y_{\max}^* - L \approx y_{\max}^* - y_{\min}^* \quad (2.18)$$

могут находиться частицы, происхождение которых скоррелировано с пионом-снарядом. Используя соотношения (2.14)–(2.17), найдем значение  $x_0$ , при котором выполняется равенство (2.18)

$$\ln(x_0 \cdot \sqrt{S}/m_\perp) = \ln(\sqrt{S}/m_\pi) - L \quad (2.19)$$

$$\ln(x_0 \cdot \sqrt{S}/m_\perp) = \ln(\sqrt{S}/m_\pi) - \ln[(m_N + m_\pi)/m_\pi] \quad (2.20)$$

$$x_0 = \frac{m_\perp}{m_\pi} \cdot e^{-L} \quad (2.21)$$

$$x_0 \approx \frac{m_\perp}{m_N + m_\pi} \quad (2.22)$$

Из (2.21) и (2.22) видно, что величина  $x_0$  явно не зависит от  $S$ , т.е. от импульса пиона-снаряда. Эксперименты показывают, что средний поперечный импульс  $\langle p_\perp \rangle$  ограничен  $1,61$  и также не зависит от  $S$ .

$$\langle p_\perp \rangle_\pi = (0,38 \pm 0,08) \text{ ГэВ/с.} \quad (2.23)$$

Кроме того, насколько известно автору, не существует данных, указывающих на зависимость  $L$  от  $S$  в области фрагментации частицы-снаряда. Таким образом  $x_0$  не зависит от  $S$ . Подставляя значение  $\langle p_\perp \rangle_\pi$  из (2.23) в (2.22), получим среднее значение

$$\langle x_0 \rangle = 0,40 \pm 0,07 \quad (2.24)$$

Из (2.24) видно, что величины  $\langle x_0 \rangle$ ,  $u_p \sim 0,3$  (место излома импульсного спектра вторичных пионов) и величина

$$x_{cp} = 0,344, \quad (2.25)$$

полученная в нашем эксперименте, в пределах ошибок совпадают

по своему численному значению. Из вышеизложенного следует также и то, что эти величины имеют одинаковый физический смысл. Именно, в области  $x \geq x_p$  находятся "сохранившиеся" пионы, генетически связанные с пионом-снарядом. Они являются продуктами "прямой" ("мягкой") адронизации сохранившегося кварка из пиона-снаряда.

Подставляя значение  $x_p$  из (2.25) в (2.22), получаем:

$$M_{\perp}(\pi_{\Lambda}^-) = x_p(m_N + m_{\pi}) = 0,371 \text{ ГэВ} \quad (2.26)$$

$$P_{\perp}(\pi_{\Lambda}^-) = [M_{\perp}^2(\pi_{\Lambda}^-) - m_{\pi}^2]^{1/2} = 0,344 \text{ ГэВ/с} \quad (2.27)$$

Из (2.27) видно, что  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезоны имеют меньший поперечный импульс, чем все  $\pi_{\Lambda}$ -мезоны (см. табл.2). Этот результат подтверждает как наше предположение о том, что большие значения  $P_{\perp}$  имеют продукты распада быстрых (лидирующих) мезонных резонансов, так и справедливость анализа по  $\cos \theta^*$ , примененного к разностному распределению пионов для выделения  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезонов.

Найдем углы испускания  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезонов в Ц-системе ( $\theta^*$ ) в л.с. ( $\theta$ ), считая, что эти пионы имеют  $P_{\perp} = 0,344 \text{ ГэВ/с}$  используя следующие соотношения:

$$\theta^* = \arctg \frac{2P_{\perp}}{x\sqrt{s}}, \quad (2.28)$$

$$\theta = \arctg \left( \frac{1}{x_4} \cdot \tg \frac{\theta^*}{2} \right), \quad (2.29)$$

результаты приведены в табл. 4. Из табл. 4 видно, что  $\pi_{\Lambda}^-$ -мезоны действительно испускаются в телесный угол с  $\cos \theta^* > 0,9$  и  $\theta(\pi_{\Lambda}^-) \ll \theta(\pi_{\Lambda}^+)$  (см. табл.2). Изучение разностных спектров  $\pi_{\Lambda}^-$ - и  $\pi_{\Lambda}^+$ -мезонов показало, что величина  $x_p$  одинакова для  $\pi$ -p-,  $\pi$ -n-,  $\pi$ -C- и  $\pi^{12}$ C-взаимодействий. С

Таблица 4

| $x$   | $\theta^*(\pi_{\pi c})$ |       | $\cos \theta^*$ | $\theta(\pi_{\pi c})$ |       |
|-------|-------------------------|-------|-----------------|-----------------------|-------|
|       | град.                   | мрад. |                 | град.                 | мрад. |
| 0,344 | 12,9                    | 225   | 0,975           | 1,38                  | 24,09 |
| 1     | 4,5                     | 78,7  | 0,997           | 0,48                  | 8,38  |

Таблица 5

| Тип<br>события  | $\langle n \rangle$ | $n_{ш}$ | $\langle p^* \rangle_{ГэВ/с}$ | $\langle u \rangle_{\pi_{\pi c}}$ | $\langle k \rangle$ |
|-----------------|---------------------|---------|-------------------------------|-----------------------------------|---------------------|
| $\pi^- p$       | $0,24 \pm 0,02$     | 0,26    | $3,08 \pm 0,03$               | $0,17 \pm 0,01$                   | $0,66 \pm 0,01$     |
| $\pi^- n$       | $0,23 \pm 0,03$     |         | $2,80 \pm 0,04$               | $0,15 \pm 0,02$                   | $0,70 \pm 0,03$     |
| $\pi^- \bar{C}$ | $0,14 \pm 0,04$     |         | $3,06 \pm 0,07$               | $0,10 \pm 0,01$                   | $0,80 \pm 0,01$     |
| $\pi^-^{12} C$  | $0,20 \pm 0,01$     | 0,22    | $2,96 \pm 0,03$               | $0,14 \pm 0,01$                   | $0,72 \pm 0,01$     |

точки зрения вышеизложенной интерпретации величины  $\chi_p$  (или  $u_p$ ) эта величина и не должна зависеть от ядра-мишени (вследствие независимости  $\chi_p \equiv \chi_0$  от  $S$ ). После взаимодействия пиона-снаряда с ядром кварк-спектатор из пиона-снаряда либо существует, либо отсутствует. Вероятность его существования, однако, должна уменьшаться с ростом числа нуклонов в ядре.

Выделение участка разностного спектра  $\pi_{\Lambda}$ -мезонов, объясненного своим происхождением  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонам и равномерность (плоскостность) спектра на этом участке позволили определить средние характеристики  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонов: их множественность  $\langle n \rangle$ , импульс в Ц-системе  $\langle p^* \rangle$  и долю от энергии  $E_0$  пиона-снаряда

$$\langle E_{\pi_{\Lambda c}^-} / E_0 \rangle = \langle u \rangle_{\pi_{\Lambda c}^-} \approx \langle n \rangle \cdot 2 \langle p^* \rangle / \sqrt{S}, \quad (2.30)$$

вносимую ими после взаимодействия. Соответствующие результаты для  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-C$ - и  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий приведены в табл.5. Для сравнения с экспериментальной величиной  $\langle n \rangle$  в таблице приведены значения  $n_{ш}$

$$n_{ш} = (N_{\pi^- \rightarrow h^-}) - (N_{\pi^- \rightarrow h^+}) \quad (2.31)$$

величины в этой разности определены по формуле (2.6), рассчитанной по АКМ /16/. В таблице 5 приведены также значения среднего полного коэффициента неупругости  $\langle k \rangle$ , определенного по формуле (2.3).

Из табл.5 видно: 1) с увеличением числа пион-нуклонных столкновений ( $\nu$ ) (в рамках модели Ситенко-Глаубера  $\nu = 1$  для  $\pi^-p$ - и  $\pi^-n$ -взаимодействий,  $\langle \nu \rangle = 1,5$  для  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий /62/,  $\langle \nu \rangle \approx 2$  для  $\pi^-C$ -взаимодействий) средняя множественность  $\langle n \rangle$  уменьшается; 2) средний импульс  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонов не зависит от типа взаимодействия (относительно

$\pi$ - $n$ -взаимодействий смотри сноску в разделе 2.2), что обусловлено независимостью  $X_{\text{пр}}$  от типа взаимодействия; 3) сравнение величин  $\langle n \rangle$  и  $n_{\text{ш}}$  показывает хорошую согласованность экспериментальных данных с предсказаниями АКМ /16/; 4) рост среднего полного коэффициента неупругости происходит только за счет уменьшения средней множественности  $\pi^-_{\text{AC}}$ -мезонов и  $\pi^0_{\text{AC}}$ -мезонов, т.е. за счет уменьшения вероятности существования кварка-спектатора, входившего в состав пиона-снаряда до его взаимодействия с мишенью.

"Мягкость" адронизации кварка-спектатора в  $\pi^-_{\text{AC}}$ -мезон позволяет получить информацию об импульсном спектре "почти одетых" составляющих кварков пиона-снаряда по импульсному спектру  $\pi^-_{\text{AC}}$ -мезонов (в области  $X \approx X_{\text{пр}}$ ).

#### 2.4. Сравнение спектров $\pi^\pm$ -мезонов, испущенных в переднюю и заднюю полусферы Ц-системы в $\pi^{-12}\text{C}$ - взаимодействиях.

Построим разностные угловые распределения пионов одинакового знака заряда, но испущенных в противоположные\* полусферы Ц-системы:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \left[ \frac{d\sigma(\pi^-_n)}{d|\cos\theta^*|} - \frac{d\sigma(\pi^-_3)}{d|\cos\theta^*|} \right] = F_{\pi^-}(|\cos\theta^*|) \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \left[ \frac{d\sigma(\pi^+_3)}{d|\cos\theta^*|} - \frac{d\sigma(\pi^+_n)}{d|\cos\theta^*|} \right] = F_{\pi^+}(|\cos\theta^*|) \quad (2.33)$$

---

\* Индексы  $n$  и  $3$  соответствуют пионам, испущенным в переднюю и заднюю полусферы Ц-системы.

Распределения (2.32) и (2.33) показаны на рис.7. Из рисунка 7 видно, что функция

$$\varphi(|\cos \theta^*|) = F_{\pi^-}(|\cos \theta^*|) - F_{\pi^+}(|\cos \theta^*|) \quad (2.34)$$

имеет следующие значения

$$\varphi(|\cos \theta^*|) = \begin{cases} 0, & \text{при } |\cos \theta^*| \leq 0,9 \\ > 0, & \text{при } |\cos \theta^*| > 0,9 \end{cases} \quad (2.35)$$

Значение функции  $\varphi(|\cos \theta^*|)$  при  $|\cos \theta^*| > 0,9$  объясняется наличием  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонов, как это было показано в разделе 2.3. Положительность значений  $F_{\pi^-}(|\cos \theta^*|)$  и  $F_{\pi^+}(|\cos \theta^*|)$  означает асимметрию |вперед-назад| в испускании соответствующих пионов. Угловые асимметрии  $F_{\pi^+}$  и  $F_{\pi^-}$ , возрастающие с ростом  $|\cos \theta^*|$  обусловлены фрагментацией составляющих кварков ядра (положительно заряженного) и  $\pi^-$ -мезона-снаряда, соответственно. Асимметрии при  $|\cos \theta^*| \leq 0,9$  одинаковы для мишени и снаряда.

Анализируя асимметрию в рождении пионов, Эльберт и др.<sup>/1/</sup>, рассмотрели реакции



при энергии 25 ГэВ. Для исключения влияния сохранившихся  $\pi^-$ -мезонов в передней и возможного влияния протонов в задней полусферах Ц-системы авторы отобрали лишь  $\pi_{\Lambda c}^-$  и  $\pi_{\Lambda c}^+$ -мезоны и построили распределения продольных импульсов отобранных пионов. Эти распределения хорошо аппроксимируются функцией\*

$$A \exp(-B|P_{||}^*|) \quad (2.37)$$

\*При  $|x| < 0,35$ , что было обусловлено отсутствием  $\pi_{\Lambda c}^-$ -мезонов при больших значениях  $|x|$ .

$$B(\pi_3^0)/B(\pi_2^0) = 1.33 \pm 0.14 \quad (2.37)$$

$$R_a = P_{ps}/P_{ss} \quad (2.38)$$

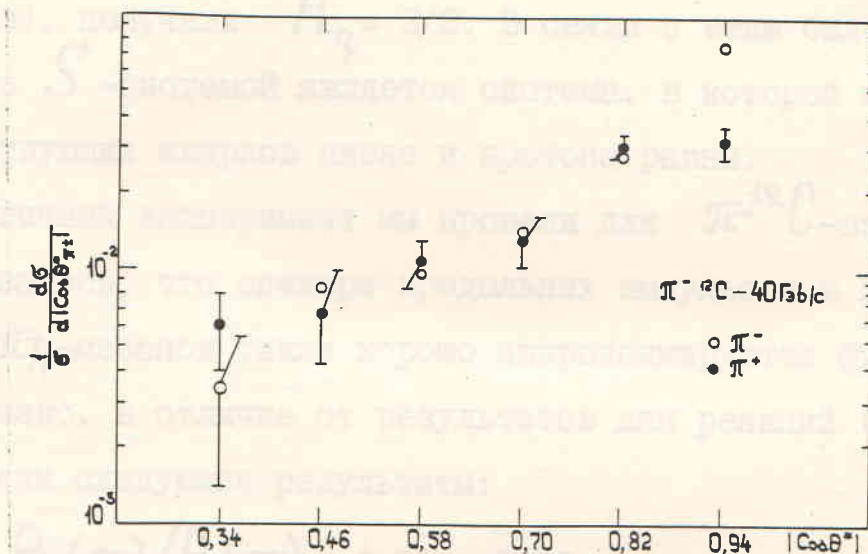


Рис. 7. Разностные угловые распределения  $F_{\pi^-}(|\cos\theta^*|)$  и  $F_{\pi^+}(|\cos\theta^*|)$  для  $\pi\pi$ -мезонов, испущенных в  $\pi\pi^{12}C$ -взаимодействиях.

Оказалось, что в реакциях (2.36)

$$B(\pi_3^-)/B(\pi_n^+) = 1,33 \pm 0,14. \quad (2.37)$$

Авторы цитируемой работы, вводя параметр асимметрии

$$R_q = P_{PS}/P_{\pi S} \quad (2.38)$$

где  $P_{PS}$  - и  $P_{\pi S}$  - импульсы протона-мишени и пиона-снаряда в системе координат, где асимметрия исчезает (в симметричной  $S$ -системе), получили  $R_q = 3/2$ . В связи с этим было предположено, что  $S$ -системой является система, в которой импульсы взаимодействующих кварков пиона и протона равны.

Аналогичный эксперимент мы провели для  $\pi^{12}C$ -взаимодействий. Оказалось, что спектры продольных импульсов в Ц-системе

$\pi_3^-$ -и  $\pi_n^+$ -мезонов также хорошо аппроксимируются функцией (2.37). Однако, в отличие от результатов для реакций (2.36) были получены следующие результаты:

$$B(\pi_3^-)/B(\pi_n^+) = 1,01 \pm 0,02 \quad (2.39)$$

$$A(\pi_3^-)/A(\pi_n^+) = 1,04 \pm 0,03 \quad (2.40)$$

Авторы работы <sup>/4/</sup> отмечают, что если бы оказалось, что  $S$ -система вторичных частиц в реакции (2.36) совпадает с Ц-системой пион-нуклон, то это было бы сильным аргументом против АКМ. Если придерживаться столь категорического утверждения относительно проверки справедливости АКМ в такого рода экспериментах, то полученный нами результат (2.39) можно объяснить влиянием многократных столкновений  $\pi^-$ -снаряда с нуклонами ядра углерода  $^{12}C$ . Выражение (2.38) можно переписать в следующем виде

$$R_q = \langle q_\pi \rangle / (\langle q_N \rangle \cdot \langle v \rangle) \quad (2.41)$$

где  $\langle q_\pi \rangle = 1/2$  и  $\langle q_N \rangle = 1/3$  - средние доли продольного импульса в Ц-системе, приходящиеся на один составляющий кварк

пиона и нуклона, соответственно,  $\langle \nu \rangle$  - среднее число соударений пиона-снаряда с нуклонами мишени. В  $\pi^-p$ -взаимодействиях  $\nu = 1$ , а в  $\pi^-^{12}C$ -взаимодействиях  $\langle \nu \rangle = 3/2$ . Подставляя значение  $\langle \nu \rangle$  для  $\pi^-^{12}C$ -взаимодействий в (2.41), получаем  $R_q(\pi^-^{12}C) = 1$ , что и объясняет результат (2.39).

Построим разностные распределения по  $|P_{||}^*|$  пионов одинакового знака заряда, но испущенных в противоположные полусферы Ц-системы:

$$\frac{1}{\sigma_{in}} \left[ \frac{d\sigma(\pi^-)}{d|P_{||}^*|} - \frac{d\sigma(\pi^+)}{d|P_{||}^*|} \right] = F_{\pi^-}(|P_{||}^*|) \quad (2.42)$$

$$\frac{1}{\sigma_{in}} \left[ \frac{d\sigma(\pi^+)}{d|P_{||}^*|} - \frac{d\sigma(\pi^-)}{d|P_{||}^*|} \right] = F_{\pi^+}(|P_{||}^*|) \quad (2.43)$$

На рис.8 эти распределения показаны светлыми кружками для  $\pi^-$ -мезонов и черными кружками - для  $\pi^+$ -мезонов. На этом же рисунке светлыми квадратиками показано распределение

$$\psi(|P_{||}^*|) = F_{\pi^-}(|P_{||}^*|) - F_{\pi^+}(|P_{||}^*|) \quad (2.44)$$

Из (2.39) и (2.40) следует, что распределение (2.44) можно записать в следующем виде

$$\psi(|P_{||}^*|) = \frac{1}{\sigma_{in}} \left[ \frac{d\sigma(\pi^-)}{d|P_{||}^*|} - \frac{d\sigma(\pi^+)}{d|P_{||}^*|} \right] \quad (2.45)$$

Из рисунка 8 видно: 1) распределения  $F_{\pi^-}(|P_{||}^*|)$  и  $F_{\pi^+}(|P_{||}^*|)$  имеют положительное значение, что указывает на асимметрию |вперед-назад| в испускании  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов; 2) распределение (2.45) имеет следующие значения

$$\psi(|P_{||}^*|) = \begin{cases} 0, & \text{при } |x| < 0,34 \approx x_p \\ > 0, & \text{при } |x| \geq 0,34, \end{cases} \quad (2.46)$$

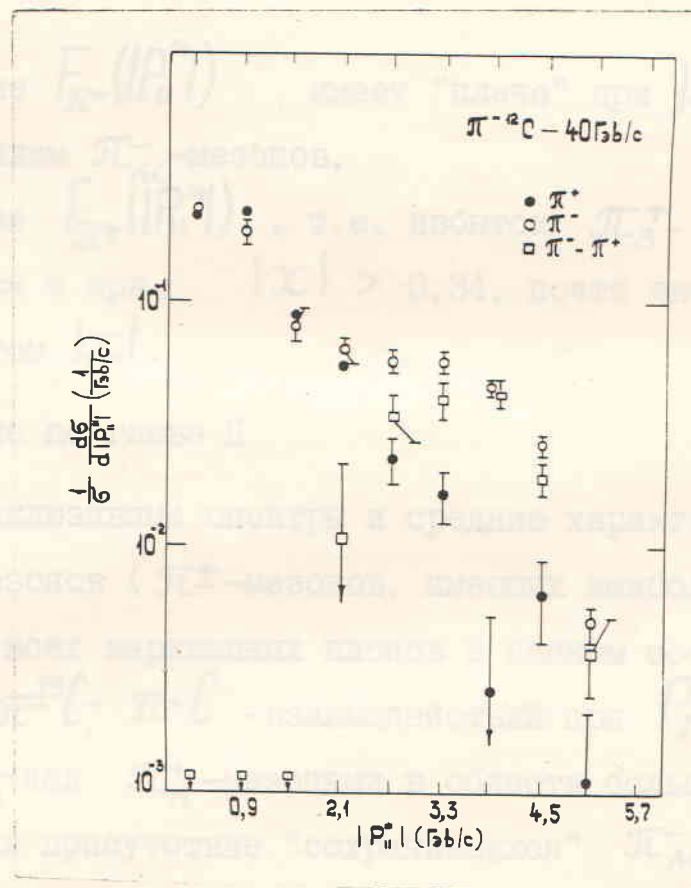


Рис. 8. Разностные распределения по продольному импульсу в Ц-системе  $\pi^{\pm}$ -мезонов, испущенных в  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействиях (пояснения смотри в тексте).

нулевое значение  $\psi(|P_{||}^*|)$  означает одинаковый характер диссоциации и последующей адронизации составляющих кварков снаряда и ядра  $^{12}\text{C}$ -мишени при  $|x| < 0,34$ ; 3) отличие распределения  $\psi(|P_{||}^*|)$  от распределения  $\pi_{\Lambda^c}^-$ -мезонов в области близкой к  $|x| = 0,34$  указывает на наличие высокоимпульсной компоненты в спектре  $\pi^+$ -мезонов фрагментации ядра-мишени; 4) в области  $|x| \approx 0,34$  распределения (2.42) и (2.43) имеют различный вид:

распределение  $F_{\pi^-}(|P_{||}^*|)$  имеет "плечо" при  $|x| \approx 0,34$ , что связано с наличием  $\pi_{\Lambda^c}^-$ -мезонов, распределение  $F_{\pi^+}(|P_{||}^*|)$ , т.е. избыток  $\pi_3^+$ - над  $\pi_n^+$ -мезонами наблюдается и при  $|x| > 0,34$ , почти экспоненциально убывая с ростом  $|x|$ .

## 2.5. Заключение по главе II

1. Получены инклюзивные спектры и средние характеристики лидирующих  $\pi_{\Lambda}^{\pm}$ -мезонов ( $\pi^{\pm}$ -мезонов, имеющих наибольший импульс в л.с. среди всех заряженных пионов в данном событии) для  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-^{19}\text{C}$ -,  $\pi^- \text{C}$ -взаимодействий при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с. Избыток  $\pi_{\Lambda}^-$  над  $\pi_{\Lambda}^+$ -мезонами в области больших импульсов указывает на присутствие "сохранившихся"  $\pi_{\Lambda^c}^-$ -мезонов среди лидирующих.

2. Разработан статистический метод выделения  $\pi_{\Lambda^c}^-$ -мезонов, основанный на следующих предположениях: а)  $\pi_{\Lambda^c}^-$ -мезоны и мезоны от распада быстрых резонансов входят в состав  $\pi_{\Lambda}$ -мезонов (это предположение экспериментально обосновано в работе<sup>/63/</sup>); б) разностные распределения по импульсам  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов от распада быстрых нейтральных резонансов равны нулю; в)  $\pi^-$ -мезоны от распада быстрых отрицательных резонансов имеют более широкое угловое распределение по сравнению с  $\pi_{\Lambda^c}^-$ -мезонами.

ми и сдвинуты в сторону меньших значений фейнмановской переменной  $x$ .

3. Оказалось, что распределение по  $x$   $\pi^-_{\Lambda c}$ -мезонов близко к равномерному для всех четырех типов взаимодействий и заключено в пределах  $x_{cp} \leq x \leq 1$ , где  $x_{cp} = 0,344$ .

4. Предложена интерпретация независимости  $x_{cp}$  от энергии пиона-снаряда и типа ядра-мишени.

5. Введено новое определение среднего полного коэффициента неупругости  $\langle k \rangle = 1 - \langle u \rangle_{сохр.}$ , где  $\langle u \rangle_{сохр.}$  - средняя доля от начальной энергии  $\pi^-$ -снаряда, уносимая "сохранившимся" кварком, который адронизируется с равной вероятностью непосредственно в  $\pi^-_{\Lambda c}$  или в  $\pi^0_{\Lambda c}$ -мезон.

6. Оказалось, что возрастание величины  $\langle k \rangle$  происходит только за счет уменьшения средней множественности  $\pi^-_{\Lambda c}$ -мезонов. Для величин  $\langle k \rangle$  в  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-^{12}C$ - и  $\pi^-C$ -взаимодействиях соответственно получены следующие значения:  $(0,66 \pm 0,01)$ ,  $(0,70 \pm 0,03)$ ,  $(0,72 \pm 0,01)$  и  $(0,80 \pm 0,01)$ .

7. "Мягкость" адронизации "сохранившегося" кварка позволяет получить информацию об  $x$ -распределении "почти одетых" составляющих кварков в  $\pi^-$ -мезоне-снаряде по  $x$ -распределению  $\pi^-_{\Lambda c}$ -мезонов при  $x \approx x_{cp}$ .

8. Получено указание на то, что в  $\pi^-^{12}C$ -взаимодействиях в области  $|x| \lesssim 0,34$  "диссоциация"  $\pi^-$ -мезона-снаряда и ядра-мишени имеют одинаковый характер, причем в передней полусфере Ц-системы пион-нуклон наблюдается избыток  $\pi^-$ -мезонов, а в задней - такой же избыток  $\pi^+$ -мезонов; избыток последних в задней полусфере наблюдается и при  $|x| > 0,34$ , экспоненциально убывая с ростом  $|x|$ .

# ГЛАВА III. СВОЙСТВА $\pi^-$ -МЕЗОНОВ В ОБЛАСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА-МИШЕНИ

## 3.1. Введение

Как было показано во Введении к диссертации, исследование инвариантного инклюзивного сечения (структурной функции) рождения  $\pi^-$ -мезонов, испускаемых в заднюю полусферу л.с. ( $\pi^-_H$  - мезоны) может дать информацию о кварк-партонной структурной функции ядра-мишени. Выбор именно  $\pi^-_H$ -мезонов избавляет также от возможной ошибки в идентификации  $\pi^-_H$ -мезонов и протонов. В данной главе исследуются  $\pi^-C$ -взаимодействия (8642 события), о которых заведомо известно, что взаимодействие  $\pi^-$ -снаряда было именно с ядром углерода, а не со свободным протоном. Во Введении указано, что инвариантное инклюзивное сечение целесообразно представлять в виде функции указанных ниже переменных

$$\rho = E \frac{d^3\sigma}{d^3p^3} = f(\varepsilon, \beta^0, p_\perp^2) \quad (3.1)$$

где  $\varepsilon$  - инвариантная удельная энергия, определяемая соотношением (B8) и в нашем эксперименте являющаяся постоянной величиной, равной 286,  $\beta^0$  - порядок кумулятивности, определяемый выражением (B19).

Одним из основных результатов многочисленных работ, посвященных изучению кумулятивного эффекта, является установление универсальной зависимости структурной функции  $\rho$  от  $\beta^0$ . Эта зависимость имеет следующий вид /5, 11/

$$\rho = A \cdot \exp(-\beta^0 / \langle \beta^0 \rangle) \quad (3.2)$$

Большинство экспериментов, однако, было выполнено в очень узком диапазоне углов вылета частиц, близких к  $180^\circ$ . Вследствие этого значения  $\rho$  были определены при малых величинах  $p_\perp$  и зави-

симость  $\rho$  кумулятивных частиц от из поперечного импульса практически не изучена. Имеется значительное число работ, посвященных попыткам ввести вместо переменных  $\beta^\circ$  и  $P_\perp^2$  одну переменную /30/. В связи с этим большой интерес представляет вопрос о факторизуемости зависимости сечений от  $\beta^\circ$  и  $P_\perp^2$ .

При  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с  $\pi_H$ -мезоны заключены /45/ в интервале быстрот (измеренных в л.с.)  $\Delta y \lesssim 2$ , не превышающем длину короткодействующих корреляций  $L$ , что указывает на возможность коррелированного испускания в одном событии нескольких  $\pi_H$ -мезонов. В работе /60/ показано, что эта возможность реализуется как в  $\pi^-p$ -, так и в  $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях. А именно, для вероятностей ( $W$ ) испускания в событии, либо  $\pi_H^+$ , либо  $\pi_H^-$ -мезона и испускания  $\pi_H^+$ -и  $\pi_H^-$ -мезонов были получены следующие соотношения:

$$\frac{W(\pi_H^+)W(\pi_H^-)}{W(\pi_H^+ + \pi_H^-)} = \begin{cases} 0,58 \pm 0,18, & (\pi^{-12}C) \\ 0,6 \pm 0,1, & (\pi^-p) \end{cases} \quad (3.3)$$

На основании (3.3) был сделан вывод о взаимозависимости процессов, приводящих к испусканию  $\pi_H^+$ -и  $\pi_H^-$ -мезонов в заднюю полусферу л.с. Важно отметить, что в той же работе аналогичным образом было показано, что испускание протонов и пионов в заднюю полусферу некоррелировано между собой.

Одним из механизмов, обуславливающих коррелированное испускание  $\pi_H^-$ -и  $\pi_H^+$ -мезонов, может быть струйная адронизация того кварк-партона из  $\pi^-$ -снаряда, который испытал глубоко-конечноеупругое рассеяние в мишени. Представляет интерес выяснить, насколько влияет испускание второго и более  $\pi_H$ -мезонов на характер распределения (3.2) для  $\pi_H^-$ -мезонов. Отсутствие заметной зависимости  $\langle \beta^\circ \rangle$  от числа испускаемых в заднюю полусферу пионов ( $N_{\pi_H}$ ) указывало бы на "мягкость" струйной ад-

ронизации рассеянного кварк-партона.

В данной главе изучаются зависимости структурной функции  $\pi^-_H$ -мезонов, испущенных в неупругих  $\pi^-C$ -взаимодействиях от  $\beta^\circ$  этих пионов в различных диапазонах углов испускания  $\theta$  (в л.с.), при различных множественностях  $\pi^\pm_H$ -мезонов, а также от  $P_\perp^2$  в различных диапазонах  $\beta^\circ$ . Полученные результаты опубликованы в работе /30/.

### 3.2. Зависимость инвариантного инклюзивного сечения рождения $\pi^-$ -мезонов от их кумулятивного числа и множественности $\pi^\pm$ -мезонов в задней полусфере л.с.

События с  $\pi^-_H$ -мезонами были разделены на две группы. В первую вошли те события, в которых в задней полусфере наблюдается только один  $\pi^-$ -мезон. Во вторую группу вошли события, в которых кроме  $\pi^-_H$ -мезона имеется по крайней мере еще один заряженный  $\pi_H$ -мезон. Отношение числа событий в первой и второй группах оказалось равным  $R = 855/401 = 2,1 \pm 0,1$ . На рис. 9 и 10-а,б показаны распределения величин  $(2/\sigma_{in}) \rho$  по переменной  $\beta^\circ$ , вычисленной для  $\pi^-_H$ -мезонов в событиях, относящихся соответственно к обеим группам вместе и к первой и второй группам отдельно\*. Кроме того, на рис. 11-а,б приведены распределения  $(2/\sigma_{in}) \rho = f(\beta^\circ)$  для  $\pi^-_H$ -мезонов, испущенных под углами  $\theta$  соответственно в диапазонах  $(-0,25 < \cos \theta \leq 0)$  и  $(-1 \leq \cos \theta \leq -0,25)$ . Экспериментальные распределения на указанных рисунках аппроксимировались выражением (3.2). Параметры  $A$  и  $\langle \beta^\circ \rangle$ , найденные в результате аппроксимации, собраны в табл. 6.

\*)  $\sigma_{in} \equiv \sigma_{in}(\pi^-C)$

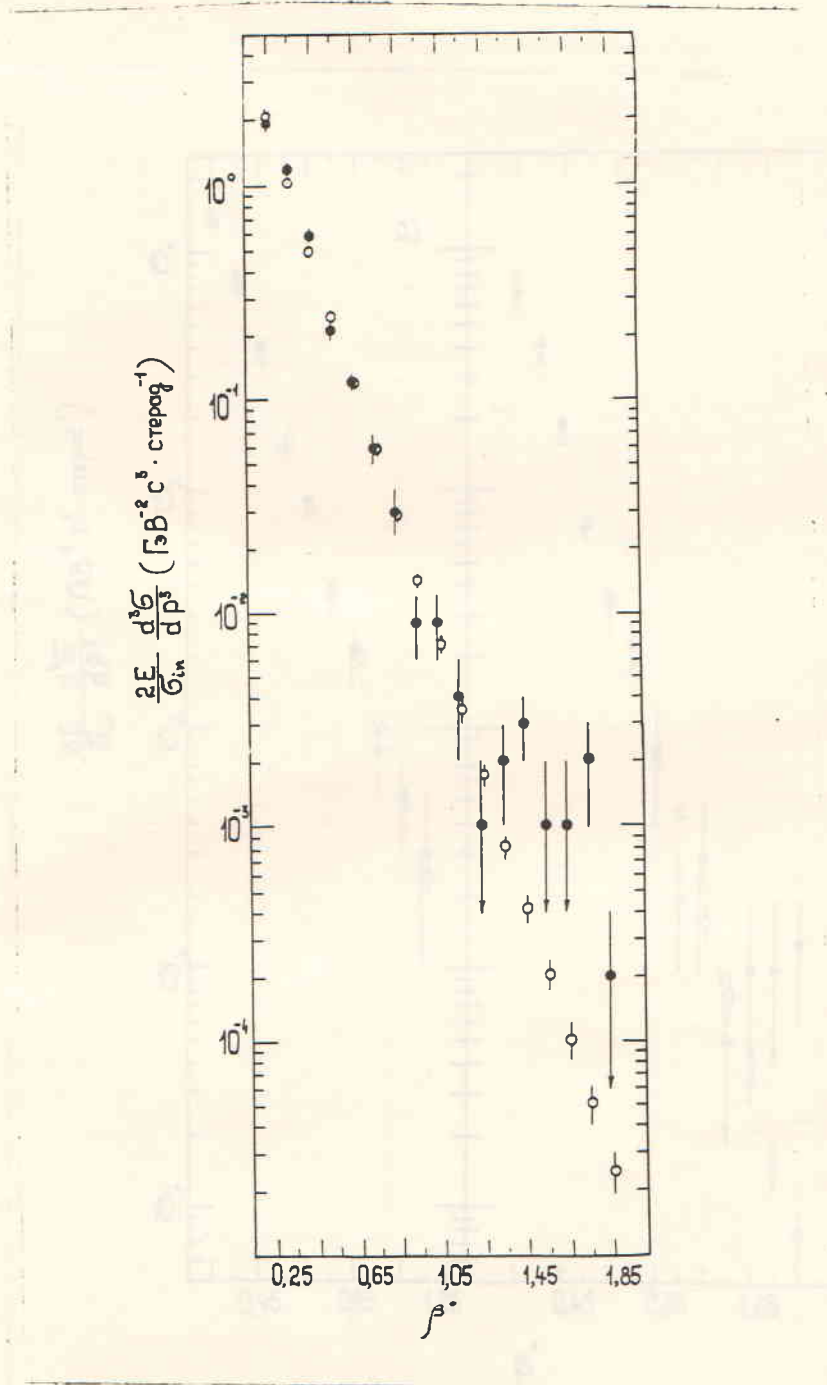


Рис. 9. Зависимость структурной функции  $\pi^-$ -мезонов от порядка их кумулятивности  $\beta^0$  (при  $N_{\pi^-} \geq 1$ ). • - эксперимент; ○ - аппроксимация

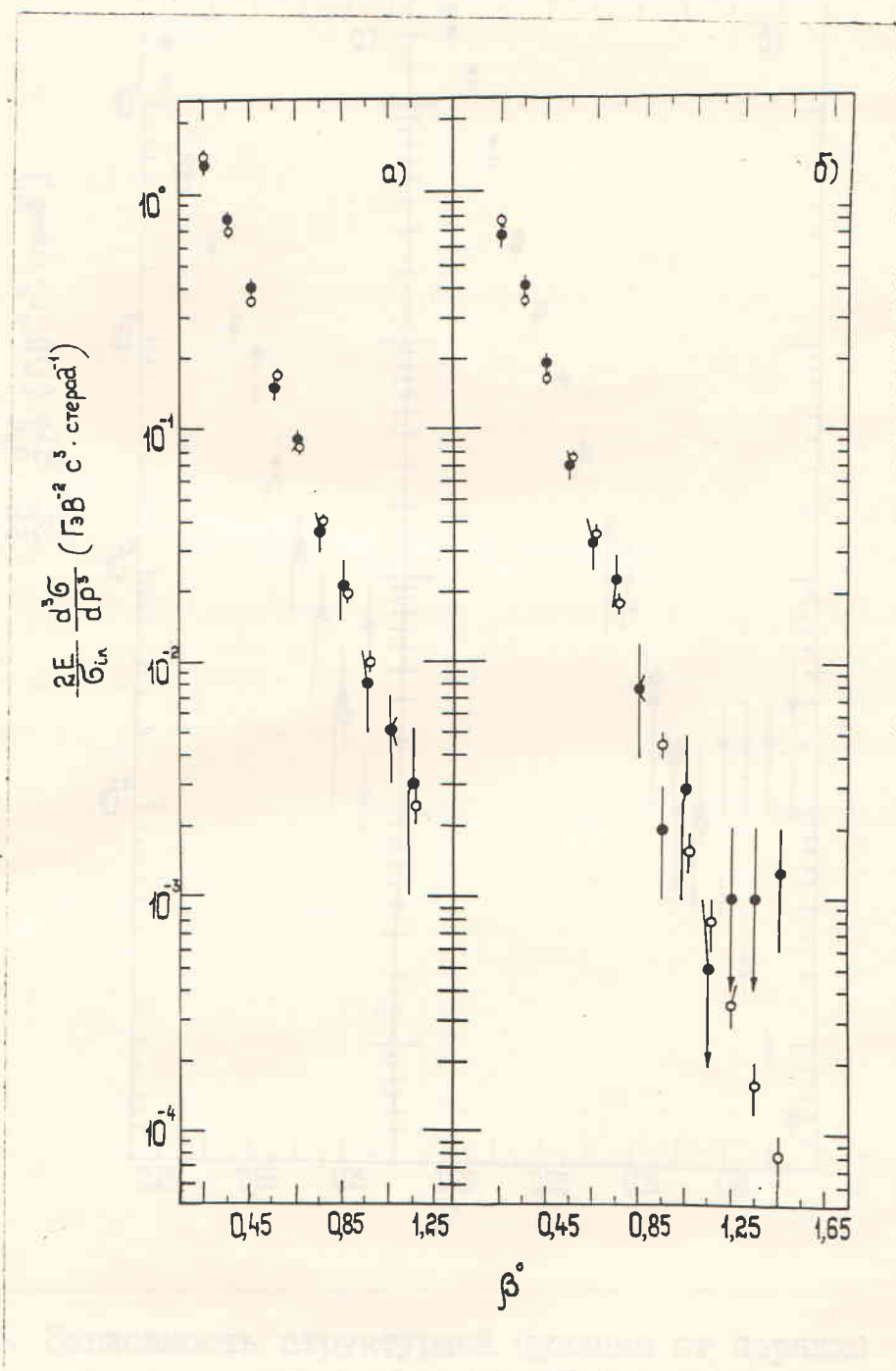


Рис. 10. Зависимость структурной функции  $\pi^-_H$ -мезонов от порядка их кумулятивности  $\beta^0$  :

а)  $N_{\pi^-_H} = 1$ ; б) при  $N_{\pi^\pm_H} \geq 2$ .

• - эксперимент; ○ - аппроксимация

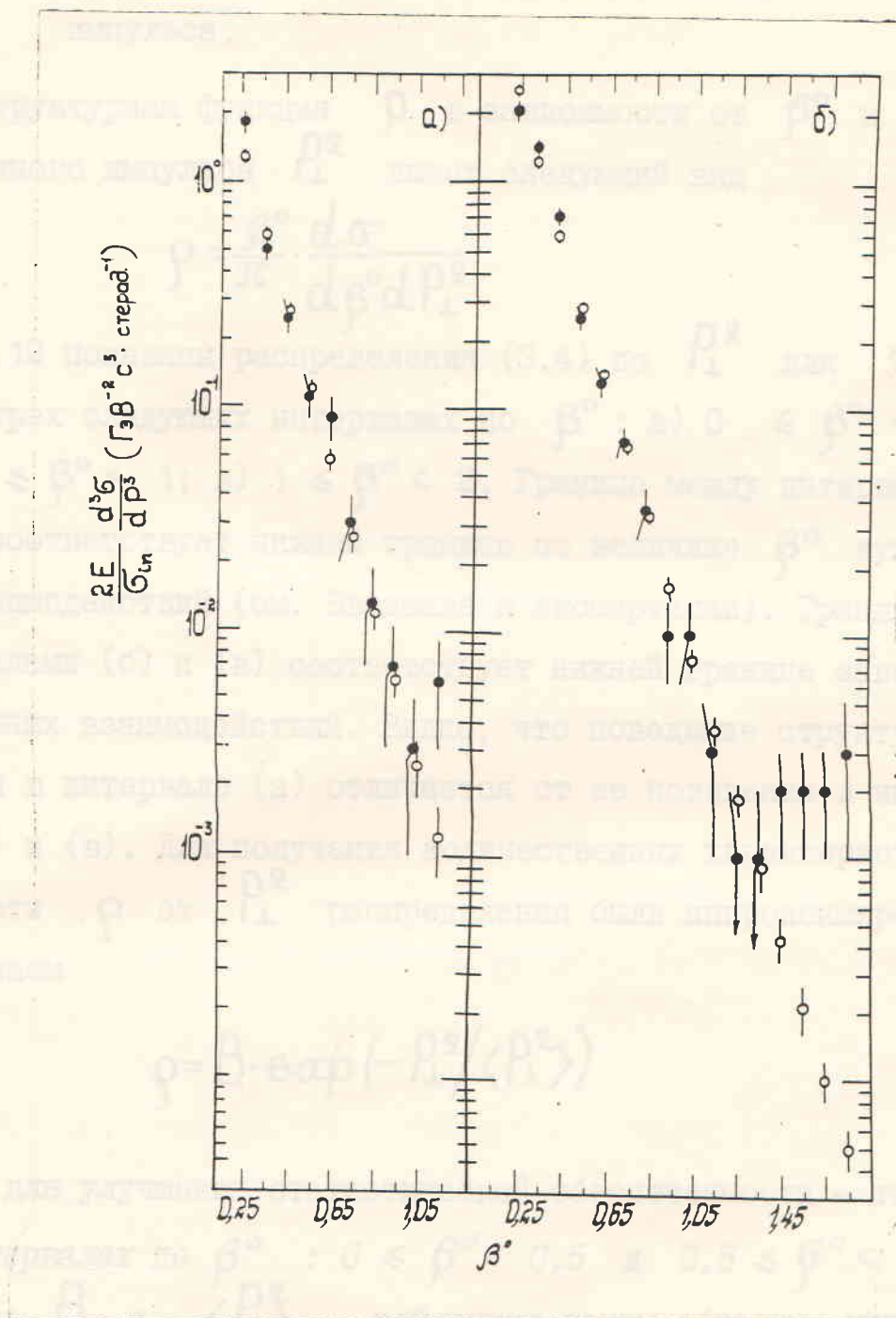


Рис. 11. Зависимость структурной функции от порядка кумулятивности  $\beta^0$  для  $\pi_H$ -мезонов, испущенных под углами  $\theta$  в л.с. в интервалах: а)  $0 \geq \cos \theta > -0.25$ ;  
б)  $-0.25 \geq \cos \theta \geq 1$ .

● - эксперимент; ○ - аппроксимация

### 3.3. Зависимость структурной функции $\pi^-$ -мезонов, испускаемых в заднюю полусферу л.с. от их кумулятивного числа и квадрата поперечного импульса.

Структурная функция  $\rho$  в зависимости от  $\beta^0$  и квадрата поперечного импульса  $P_{\perp}^2$  имеет следующий вид

$$\rho = \frac{\beta^0}{\pi} \cdot \frac{d\sigma}{d\beta^0 dP_{\perp}^2} \quad (3.4)$$

На рис. 12 показаны распределения (3.4) по  $P_{\perp}^2$  для  $\pi^-$ -мезонов в трех следующих интервалах по  $\beta^0$ : а)  $0 \leq \beta^0 < 0,5$ ; б)  $0,5 \leq \beta^0 < 1$ ; в)  $1 \leq \beta^0 < 2$ . Граница между интервалами (а) и (б) соответствует нижней границе по величине  $\beta^0$  кумулятивных взаимодействий (см. Введение к диссертации). Граница между интервалами (б) и (в) соответствует нижней границе заведомо кумулятивных взаимодействий. Видно, что поведение структурной функции в интервале (а) отличается от ее поведения в интервалах (б) и (в). Для получения количественных характеристик зависимости  $\rho$  от  $P_{\perp}^2$  распределения были аппроксимированы выражением

$$\rho = B \cdot \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle) \quad (3.5)$$

причем для улучшения статистической обеспеченности - только в двух интервалах по  $\beta^0$ :  $0 \leq \beta^0 < 0,5$  и  $0,5 \leq \beta^0 < 2$ . Параметры  $B$  и  $\langle P_{\perp}^2 \rangle$ , найденные таким образом, приведены в табл. 7.

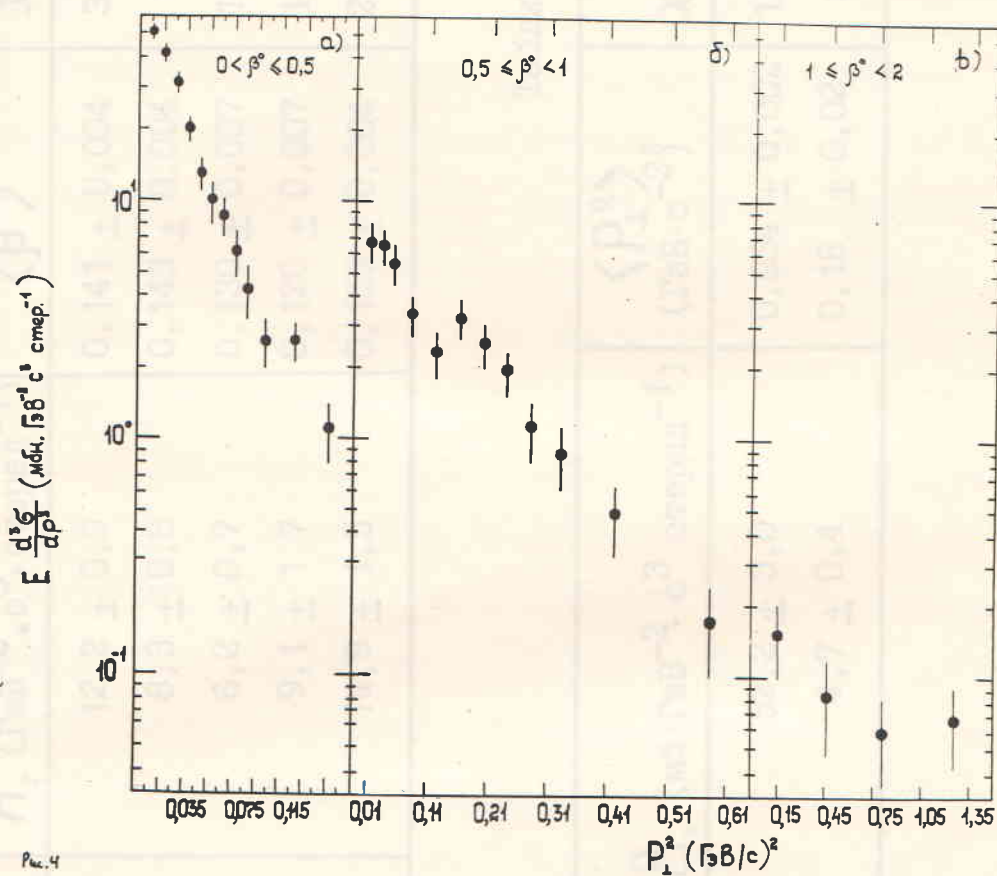


Рис. 12. Зависимость структурной функции от  $P_{\perp}^2$  для  $\pi_H^-$  - мезонов при: а)  $0 < \beta^0 < 0,5$ ; б)  $0,5 \leq \beta^0 < 1$ ; в)  $1 \leq \beta^0 < 2$

Таблица 6

| Тип события                      | $A, (\text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{стерад}^{-1})$ | $\langle \beta^\circ \rangle$ | $\chi^2/\text{ст.своб.}$ |
|----------------------------------|------------------------------------------------------------------|-------------------------------|--------------------------|
| $N_{\pi_H} \geq 1$               | $12,2 \pm 0,9$                                                   | $0,141 \pm 0,004$             | 35,5/15                  |
| $N_{\pi_H} = 1$                  | $8,3 \pm 0,8$                                                    | $0,143 \pm 0,004$             | 7,6/8                    |
| $N_{\pi_H} \geq 2$               | $6,2 \pm 0,7$                                                    | $0,130 \pm 0,007$             | 14,1/11                  |
| $-0,25 < \cos \theta \leq 0$     | $9,1 \pm 1,7$                                                    | $0,128 \pm 0,007$             | 14,1/11                  |
| $-1 \leq \cos \theta \leq -0,25$ | $14,9 \pm 1,5$                                                   | $0,139 \pm 0,004$             | 29,6/11                  |

Таблица 7

| Интервал по $\beta^\circ$ | $B, (\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{стерад}^{-1})$ | $\langle P_1^2 \rangle, (\text{ГэВ} \cdot \text{с}^{-2})$ | $\chi^2/\text{ст.своб.}$ |
|---------------------------|----------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|--------------------------|
| 0 - 0,5                   | $52,2 \pm 3,0$                                                                   | $0,034 \pm 0,002$                                         | 15,4/15                  |
| 0,5 - 2,0                 | $4,7 \pm 0,4$                                                                    | $0,18 \pm 0,02$                                           | 6,7/10                   |

### 3.4. Заключение по главе III

1. Изучена зависимость инвариантного инклюзивного сечения образования  $\pi^-$ -мезонов, испускаемых в заднюю полусферу л.с. ( $\pi^-_H$ -мезоны) от их кумулятивного числа (порядка кумулятивности)  $\beta^0$  и квадрата поперечного импульса  $P_1^2$  в  $\pi$ -C-взаимодействиях.

2. Инвариантное инклюзивное сечение в функции от  $\beta^0$  хорошо аппроксимируется зависимостью вида  $\exp(-\beta^0/\langle\beta^0\rangle)$ . Этот результат, полученный при большом значении инвариантной удельной энергии  $\sqrt{s} = 286$ , хорошо согласуется с ранее полученными в других экспериментах (при меньших  $\sqrt{s}$ ) и с теорией жестких столкновений кварков [9, 11].

3. Величина  $\langle\beta^0\rangle$  для событий, в которых испускается один  $\pi^-_H$ -мезон оказалась равной  $(0,143 \pm 0,004)$ , а в событиях, в которых кроме  $\pi^-_H$ -мезона испускается по крайней мере еще один заряженный  $\pi^-_H$ -мезон  $\langle\beta^0_j\rangle = 0,130 \pm 0,005$ . Если события второго типа интерпретировать как события, в которых кварк-партон пиона-снаряда после рассеяния в мишени адронизируется в струю (jet)  $\pi^-_H$ -мезонов, то близость значений  $\langle\beta^0\rangle$  и  $\langle\beta^0_j\rangle$  можно рассматривать как подтверждение гипотезы о мягкости струйной адронизации кварк-партонов.

4. Величина  $\langle\beta^0\rangle$  оказалась практически независимой от угла испускания  $\pi^-_H$ -мезонов.

5. Аппроксимация инвариантных инклюзивных сечений рождения  $\pi^-_H$ -мезонов в функции их  $P_1^2$  зависимостью вида  $\exp(-P_1^2/\langle P_1^2\rangle)$  в некумулятивной и кумулятивной областях взаимодействий дала следующие значения:

$$\begin{aligned} \langle P_1^2 \rangle &= (0,034 \pm 0,002) \text{ ГэВ/с}^2, \text{ при } 0 \leq \beta^0 < 0,5 \\ \langle P_1^2 \rangle &= (0,18 \pm 0,02) \text{ ГэВ/с}^2, \text{ при } 0,5 \leq \beta^0 < 2. \end{aligned}$$

Таким образом, обнаружена смена режима зависимости сечения от  $P_1^2$  при  $\beta^0 \simeq 0,5$ . Смена режима свидетельствует также об отсутствии полной факторизации зависимости сечений от  $P_1^2$  и  $\beta^0$  во всей области значений  $\beta^0$ . Наличие сильной зависимости распределения  $\rho(P_1^2)$  от интервала по  $\beta^0$  для  $\pi^-_N$ -мезонов качественно хорошо соответствует кварк-партонной картине жестких соударений, хотя детальное количественное объяснение этой зависимости пока отсутствует.

\*Достоверное первое качественное предположение, в частности, А.Д.Михеев, о возможности перехода кварк-партонного состояния ядер в состояние устойчивого состояния с адронизованным кварком, тем при котором кварк и глюоны имеют заряды ядер.

## ГЛАВА IV. ПОИСК ЯДЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В $\pi^{12}\text{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

### 4.1. Введение

Поиск ударных волн в ядерном веществе производился ранее, главным образом, в столкновениях тяжелых ядер при энергиях меньше 1 ГэВ/нуклон. Одной из главных целей экспериментов было создание с помощью ударной волны сверхплотных состояний ядерной материи /9/. Последнее имело бы как большую познавательную, так и практическую ценность (открытие нового источника энергии<sup>\*</sup>). Теоретическим обоснованием таких экспериментов было представление о необходимости наличия большого количества нуклонов в мишени (условие сплошности среды) и большого сечения взаимодействия (условие сильного возмущения в среде). Во Введении к диссертации уже было сказано о безуспешности поиска ядерных ударных волн (ЯУВ) при энергиях  $< 1$  ГэВ/нуклон.

Разработка и реализация методов ускорения ядер до энергий  $\gg 1$  ГэВ/нуклон возбудила новый интерес к проблеме. При столкновениях "ядер высоких энергий... гигантские энергии концентрируются не в точке, а в значительных (по сравнению с размерами элементарных частиц) областях пространства. Оч<sup>н</sup>ь важно убедиться в том, что при таком столкновении происходит диссипация энергии, возбуждается много степеней свободы, справедливо представление о сплошной среде и можно говорить о давлении и температуре... Группа физиков под руководством К.Д.Толстого обнаружила

---

<sup>\*</sup>Достаточно широко известны предсказания, в частности, А.Б.Мигдала, о возможности перехода сверхплотного состояния ядер в новое устойчивое состояние с энерговыделением большим, чем при делении тяжелых и синтезе легких ядер.

что под действием не только релятивистских ядер углерода <sup>\*</sup>, но и протонов и ядер гелия с вероятностью несколько процентов происходит полный развал сталкивающихся ядер на составляющие нуклоны и число испускаемых частиц достигает сотни. Это показывает, что в значительной доле случаев реализуется диссипация энергии и возбуждение многих степеней свободы, появляется большое количество не только нуклонов, но и  $\pi$ -мезонов. Можно ожидать, что поскольку налетающее ядро (например, меньшего диаметра, чем ядро-мишень) движется внутри ядра-мишени со сверхзвуковой скоростью и увлекает вещество ядра-мишени, то может сформироваться фронт ударной волны... в зоне ударной волны должно происходить сильное уплотнение вещества и резкое повышение давления. Выброс частиц должен отражать новое коллективное движение ядерной материи; может образоваться некоторое подобие конуса Маха<sup>/9/</sup>. В этой же работе <sup>/9/</sup> приведены наиболее существенные закономерности проявления ЯУВ, предсказанные различными теоретиками: 1) из гидродинамических представлений следует, что ядро должно быть велико по сравнению с пробегами частиц, т.е.

$A^{1/3} \gg 1$ ; 2) "в энергетическом спектре частиц должен быть максимум, соответствующий скорости фронта ударной волны; угловое распределение частиц, связанных с коллективным движением ядерной материи, должно иметь максимум, положение которого определяется углом Маха  $\theta_M : \cos \theta_M = v_s/v$ . Здесь  $v_s$  - скорость фронта ударной волны;  $v$  - скорость частицы, рассекающей ядерную материю ( $v$  близка к скорости света). В соответствии с этой формулой положение максимума  $\theta_M$  должно смещаться с изменением скорости  $v$  налетающей частицы". В многочисленных экспериментах по облучению тяжелых ядер протонами и ядрами, направленных на поиск ЯУВ указанные выше закономерности не были

При 5 ГэВ/нуклон; мишень - ядра Br и Ag.

обнаружены (см., например работы /26,27,83/).

С точки зрения некоторой части изложенных представлений попытка искать ЯУВ во взаимодействиях высокоэнергичных пионов с легкими ядрами типа  $^{12}\text{C}$  представляется абсурдной. Однако в этих представлениях не учитывается существование флюктонов - сверхплотных фаз ядерной материи, предсказанных Д.И.Блохинцевым /7/ (см. Введение к диссертации). Построим следующую логическую цепь результатов экспериментальных и теоретических исследований, дающих основание для попытки поиска ЯУВ в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi} = 40$  ГэВ/с:

- 1) ударная волна вызывает полный развал ядра углерода;
- 2) в событиях с кумулятивными ( $\beta^0 > 1$ )  $\pi$ -мезонами полный развал ядра углерода происходит в 5 раз чаще, чем во всех пион-углеродных взаимодействиях /65/;
- 3) кумулятивные явления обусловлены существованием флюктонов в ядре;
- 4) вследствие малости времени жизни флюктона, "заметить" его может частица с достаточно большим лоренц-фактором (например, первичный или лидирующий пион, кварк-спектатор из первичного пиона);
- 5) на генерацию ЯУВ быстрая частица затрачивает свою энергию;
- 6) эффект лидирования в событиях с полным развалом ядра углерода меньше, чем в остальных пион-углеродных взаимодействиях /24/;
- 7) в легком ядре мала вероятность деструкции конуса Маха из-за нуклон-нуклонных перерассеяний;
- 8) существует необходимость в разработке критериев отбора событий, соответствующих задаче поиска ЯУВ.

В этой главе на основе простых качественных предположений разработаны критерии отбора  $\pi^{12}\zeta$ -взаимодействий с целью поиска ЯУВ. Эффективность критериев подтверждается достаточно четким выявлением нетривиальной особенности в угловом распределении протонов (конус Маха). При этом в критериях не содержится информация о форме указанной особенности. Изучены свойства протонов в отобранных взаимодействиях. Экспериментальные результаты опубликованы в работе /31/. Полученные данные сравнены с соответствующими данными других работ. В разделе 4.5 дана предварительная интерпретация обнаруженного эффекта.

#### 4.2. Критерии отбора $\pi^{12}\zeta$ -взаимодействий для поиска ядерных ударных волн. Особенности углового распределения протонов в отобранных событиях.

В настоящей работе было использовано  $\sim 18000$   $\pi^{12}\zeta$ -взаимодействий\*. Критерии отбора событий, в которых можно ожидать проявления ЯУВ, были выбраны на основании следующих предположений.

Ударная волна должна приводить к полному развалу ядра. События с полным развалом ядра отбирались по критерию "суммарного заряда"/24/

$$\sum Q = N_p + N_{ps} \geq 4 \quad (K1)$$

с дополнительным ограничением

$$N_p \geq 3 \quad (K2)$$

где  $\sum Q$  - суммарный заряд всех зарегистрированных частиц,

---

\* В число этих взаимодействий входит 8642  $\pi\zeta$ -взаимодействий, в которых исключены квазинуклонные столкновения.

$N_p$  - число идентифицированных протонов<sup>\*</sup>, величина

$$N_{ps} = n_{\pi^+} - (n_{\pi^-} + 1) \quad (4.1)$$

пропорциональна числу быстрых протонов (вне возможной в нашем эксперименте области идентификации),  $n_{\pi^+}(n_{\pi^-})$  - число  $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов.

Ядерная материя должна быть настолько сильно возбуждена, что возбуждение снимается за счет повышенного мезонообразования

$$n_{\pi^+(\pi^-)} > \bar{n}_{\pi^+(\pi^-)} \quad (K3)$$

где  $\bar{n}_{\pi^+(\pi^-)} \approx 3$  - средняя множественность  $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов, испускаемых во всех  $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях.

На рис. 13 показано угловое распределение протонов в событиях, удовлетворяющих критериям (K1)-(K3). Распределение анизотропно, причем намечается структура в передней полусфере л.с. с максимумом в районе  $60^\circ$ .

ЯУВ порождается частицей, движущейся в направлении налетающего  $\pi^-$ -мезона, поэтому число протонов, испускаемых в л.с. вперед ( $N_{pF}$ ) должно быть больше, чем в противоположном направлении ( $N_{pB}$ )

$$N_{pF} > N_{pB} \quad (K4)$$

Взаимодействие снаряда с флуконом может приводить к выбиванию из него быстрых нуклонов (протонов)

$$1 \leq N_{ps} \leq 3 \quad (K5)$$

Условием существования фронта ударной волны является ограниченность разброса импульсов частиц в нем. Оказалось, что ано-

<sup>\*</sup> Область идентификации протонов указана в главе I.

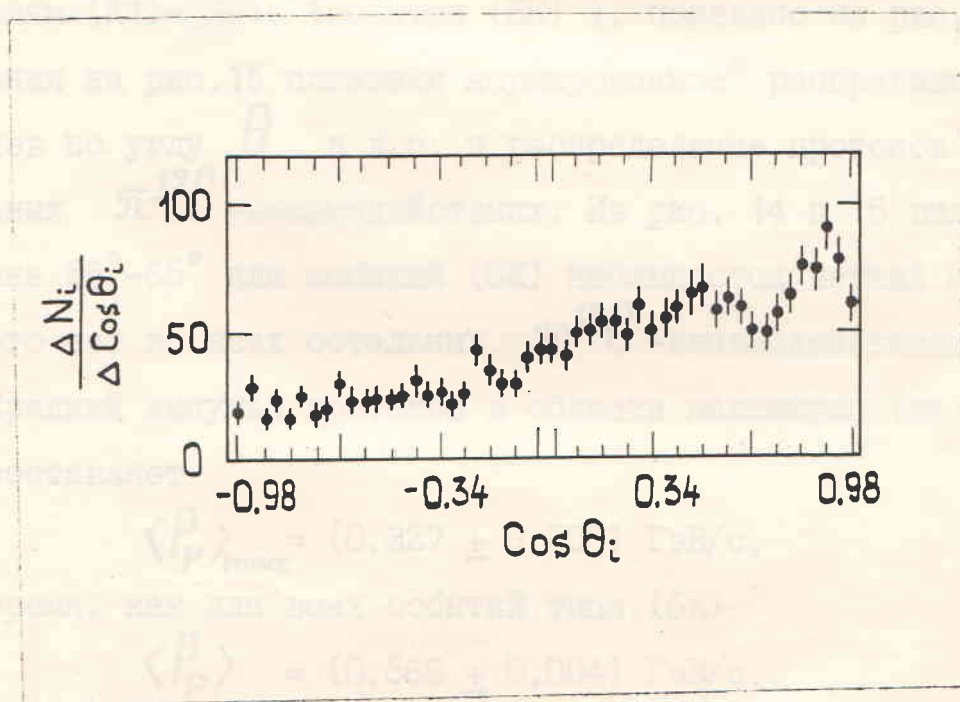


Рис. 13. Угловое распределение протонов в событиях, отобранных по критериям (К1)-(К3) (см. текст)

| Критерий отбора              | Число событий | $N_p$ | $\langle \cos \theta \rangle$ | $D$   |
|------------------------------|---------------|-------|-------------------------------|-------|
| (1)                          | 2081          | 4913  | $0.27 \pm 0.08$               | 0.383 |
| (1)-(10)                     | 1515          | 3463  | $0.223 \pm 0.009$             | 0.366 |
| (1)-(10)-(13)                | 945           | 2116  | $0.34 \pm 0.01$               | 0.343 |
| (1)-(10)-(13)-(15)           | 605           | 1591  | $0.25 \pm 0.01$               | 0.300 |
| (1)-(10)-(13)-(15)-(16)      | 351           | 1197  | $0.33 \pm 0.01$               | 0.300 |
| (1)-(10)-(13)-(15)-(16)-(17) | 192           | 776   | $0.40 \pm 0.01$               | 0.314 |

малая в угловом распределении протонов наиболее заметна, если импульс отбираемых для построения углового распределения протонов заключен в следующих пределах:

$$0,23 < P_p < 0,67 \text{ ГэВ/с} \quad (K6)$$

Угловое распределение протонов из событий, отобранных по критериям (K1)-(K6), (события (6K) ), показано на рис.14. Для сравнения на рис.15 показаны нормированное\* распределение этих протонов по углу  $\theta$  в л.с. и распределение протонов во всех остальных  $\pi^{12}C$ -взаимодействиях. Из рис. 14 и 15 видно, что в районе  $55^\circ$ - $65^\circ$  для событий (6K) наблюдается четкий максимум, которого нет во всех остальных  $\pi^{12}C$ -взаимодействиях.

Средний импульс протонов в области максимума (на фронте ЯУВ) составляет

$$\langle P_p \rangle_{max} = (0,327 \pm 0,008) \text{ ГэВ/с}, \quad (4.2)$$

в то время, как для всех событий типа (6K)

$$\langle P_p \rangle = (0,366 \pm 0,004) \text{ ГэВ/с}. \quad (4.3)$$

Из таблицы 8 видно изменение числа событий и числа протонов, их угловых характеристик (среднего косинуса угла испускания и дисперсии  $D$  углового распределения) в зависимости от комбинаций критериев отбора (K1)-(K6).

Таблица 8

| Критерии отбора | Число событий | $N_p$ | $\langle \cos \theta \rangle$ | $D$   |
|-----------------|---------------|-------|-------------------------------|-------|
| (K1)            | 2031          | 4913  | $0,227 \pm 0,008$             | 0,290 |
| (K1), (K3)      | 1515          | 3463  | $0,225 \pm 0,009$             | 0,288 |
| (K1)-(K3)       | 646           | 2148  | $0,24 \pm 0,01$               | 0,290 |
| (K1)-(K3), (K5) | 503           | 1593  | $0,23 \pm 0,01$               | 0,290 |
| (K1)-(K5)       | 367           | 1157  | $0,35 \pm 0,01$               | 0,228 |
| (K1)-(K6)       | 352           | 776   | $0,40 \pm 0,02$               | 0,213 |

\* Нормировка производилась так, чтобы число протонов в бине максимальных углов ( $\theta \approx 170^\circ$ ) в обоих распределениях было одинаково.

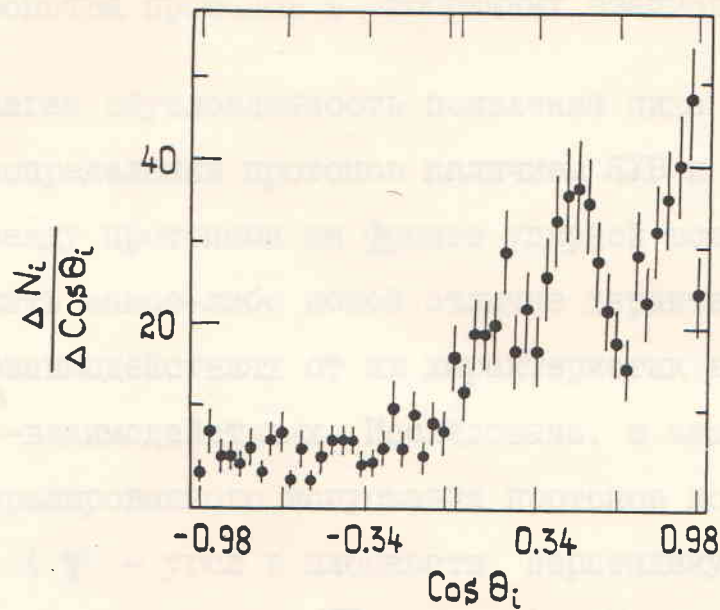


Рис. 14. Угловое распределение протонов, удовлетворяющих критерию (К6) в событиях, отобранных по критериям (К1)-(К5) (см. текст)

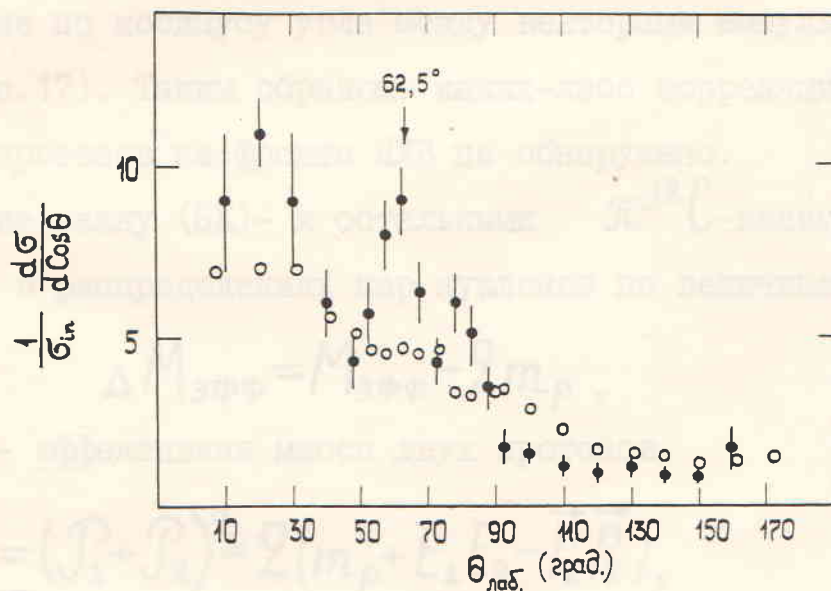


Рис. 15. Нормированное угловое распределение протонов из событий типа (6K) ( $\times 10^4$ ) - точки ● ; точки ○ - все остальные  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействия ( $\times 10^3$ ), (см. текст)

### 4.3. Свойства протонов в отобранных взаимодействиях

Предполагая обусловленность появления пика при  $\theta \sim 60^\circ$  в угловом распределении протонов наличием ЯУВ и возможность корреляций между протонами на фронте ударной волны, мы попытались обнаружить какое-либо новое отличие характеристик протонов в (6K)-взаимодействиях от их характеристик во всех остальных  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях. Исследована, в частности, возможность коррелированного испускания протонов по азимутальному углу  $\varphi$  ( $\varphi$  - угол в плоскости, перпендикулярной направлению движения налетающего  $\pi^-$ -мезона). На рис.16 показаны нормированные распределения пар протонов по модулю разности их азимутальных углов  $\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|$  в событиях (6K) и во всех остальных  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях. Видно, что в пределах ошибок распределения изотропны и совпадают для обоих типов взаимодействий. Изотропным для тех же типов взаимодействий является и распределение по косинусу угла между векторами импульсов протонов (см. рис.17). Таким образом, каких-либо корреляций по углу испускания протонов на фронте ЯУВ не обнаружено.

Различие между (6K)- и остальными  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиями искалось в распределениях пар нуклонов по величине

$$\Delta M_{\text{эфф}} = M_{\text{эфф}} - 2m_p, \quad (4.4)$$

где  $M_{\text{эфф}}$  - эффективная масса двух протонов,

$$M_{\text{эфф}}^2 = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2)^2 = 2(m_p^2 + E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2), \quad (4.5)$$

$\mathcal{P}_i, E_i, \vec{p}_i$  - соответственно 4-импульс, энергия, 3-импульс протона,  $m_p$  - его масса. На рис. 18 показаны нормированные на число пар распределения по  $\Delta M_{\text{эфф}}$ . Существенных различий между обоими типами взаимодействий не наблюдается.

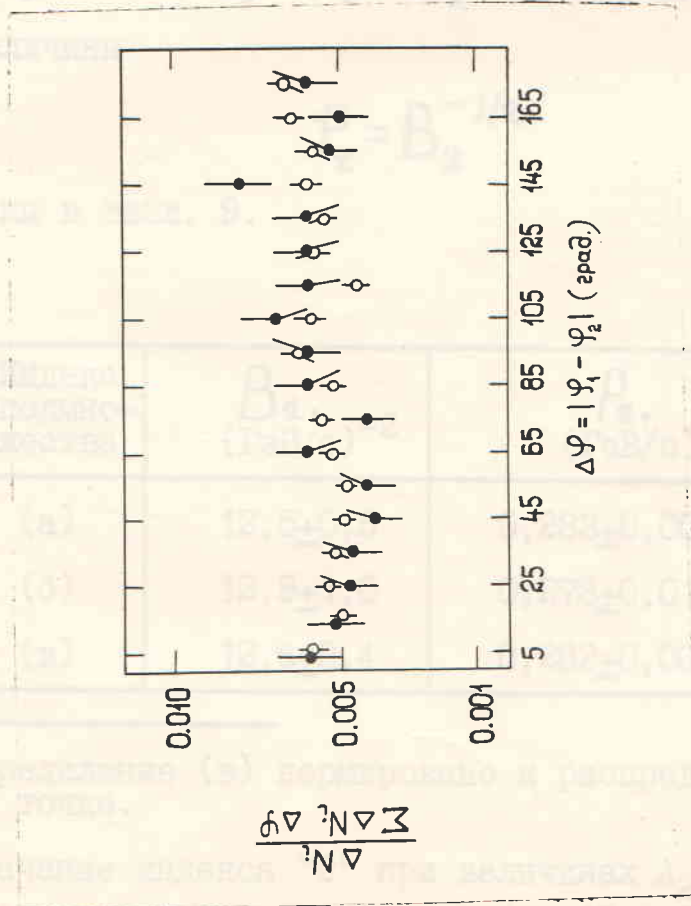


Рис. 16. Распределения пар протонов по модулю разности их азимутальных углов (● - события типа (6К), ○ - все остальные  $\pi^+ \pi^-$ -взаимодействия)

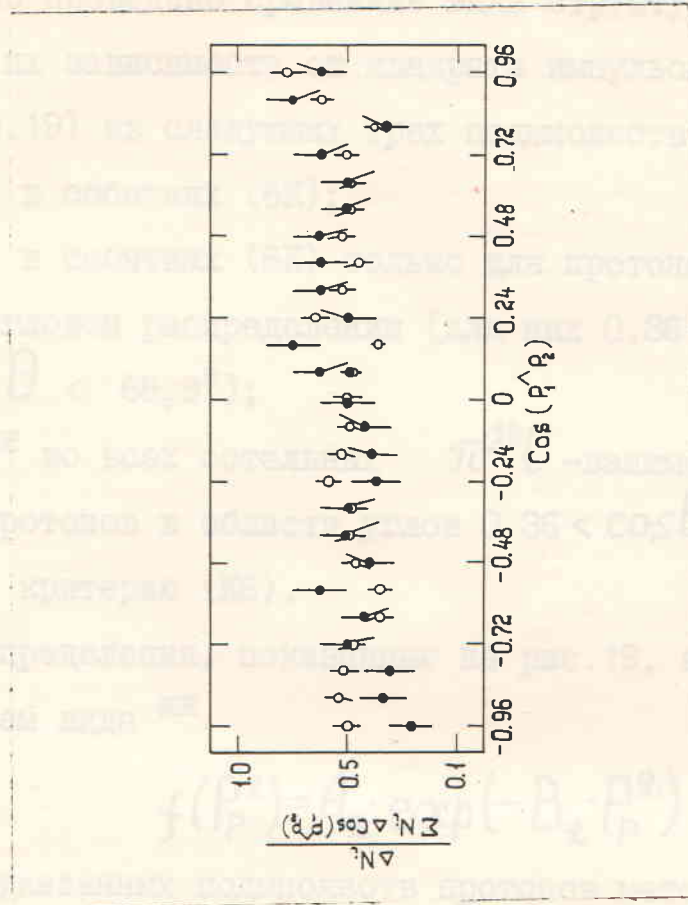


Рис. 17. Распределения пар протонов по косинусу угла между векторами их импульсов (обозначения те же, что и на рис.16)

Было проведено сравнение вида структурных функций для протонов в их зависимости от квадрата импульса ( $P_p^2$ ) протонов (см. рис.19) из следующих трех подмножеств:

(а) в событиях (6К);

(б) в событиях (6К) только для протонов из области максимума в угловом распределении (для них  $0,36 < \cos\theta < 0,60$  или  $53,1^\circ < \theta < 68,9^\circ$ );

(в)\* во всех остальных  $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях, но только для протонов в области углов  $0,36 < \cos\theta < 0,60$  и удовлетворяющих критерию (К6).

Распределения, показанные на рис.19, аппроксимировались выражением вида \*\*

$$f(P_p^2) = A_2 \cdot \exp(-B_2 \cdot P_p^2) \quad (4.6)$$

Для вышеуказанных подмножеств протонов методом наименьших квадратов определены параметры  $B_2$  в распределениях (4.6), вычислены величины

$$P_2 = B_2^{-1/2} \quad (4.7)$$

и сведены в табл. 9.

Таблица 9

| Индекс подмножества | $B_2, (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ | $P_2, (\text{ГэВ}/c)$ | $\chi^2/\text{ст.св.}$ |
|---------------------|----------------------------|-----------------------|------------------------|
| (а)                 | $12,5 \pm 0,5$             | $0,283 \pm 0,006$     | 1,67                   |
| (б)                 | $12,9 \pm 1,0$             | $0,278 \pm 0,011$     | 0,54                   |
| (в)                 | $12,6 \pm 0,4$             | $0,282 \pm 0,004$     | 1,44                   |

\* Распределение (в) нормировано к распределению (б) по левой верхней точке.

\*\* Назначение индекса "2" при величинах  $A_2$ ,  $B_2$  и  $P_2$  будет понятно после обсуждения данных табл. 10 и формулы (4.13).

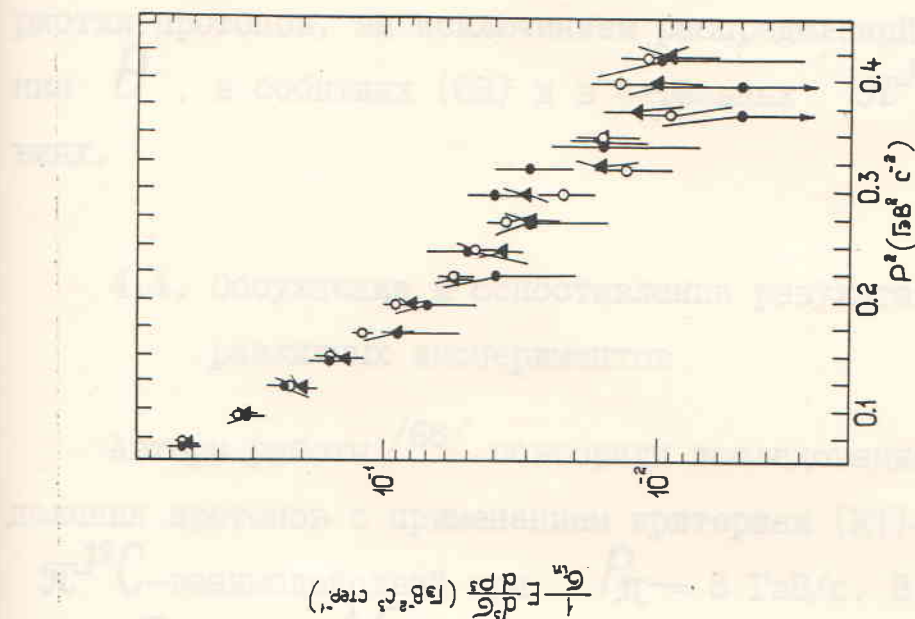


Рис. 19. Структурные функции для протонов (▲ -- протоны типа (а); ● -- типа (б)); ○ -- типа (в). Пояснения см. в тексте)

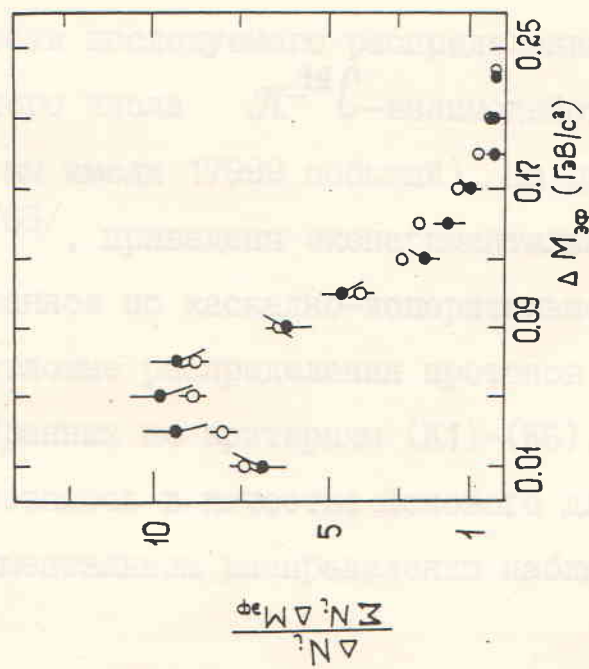


Рис. 18. Распределения пар протонов по величине  $\Delta M_{3\phi\phi}$  (обозначения те же, что и на рис. 16)

Видно, что параметры наклона структурной функции (4.6) для протонов из всех трех подмножеств практически совпадают.

Таким образом, не найдено какого-либо различия характеристик протонов, за исключением распределений по углу испускания  $\theta$ , в событиях (6К) и в остальных  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействиях.

#### 4.4. Обсуждение и сопоставление результатов различных экспериментов

Авторы работы /66/ повторили исследования углового распределения протонов с применением критериев (К1)–(К6) для отбора  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействий при  $P_{\pi} = 5$  ГэВ/с. В этой работе величина  $\bar{n}_{\pi^{+}(\pi^{-)}} \approx 1,5$ , а диапазон импульсов протонов, отбираемых по критерию (К6), был принят более широким, чем в нашем эксперименте

$$0,18 < P_p < 0,70 \text{ ГэВ/с.} \quad (4.8)$$

Последнее было сделано, по-видимому, для улучшения статистической обеспеченности исследуемого распределения протонов, ввиду меньшего исходного числа  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействий (11570 событий, тогда как мы имели 17999 событий). На рис.20, заимствованном из работы /66/, приведены экспериментальное (показано точками) и рассчитанное по каскадно-испарительной модели (показано гистограммой) угловые распределения протонов в  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействиях, отобранных по критериям (К1)–(К6). Последнее распределение использовалось в качестве фонового для экспериментального. В экспериментальном распределении наблюдается пик с максимумом при угле

$$\theta_{\max} = (56,7 \pm 0,8)^{\circ} \quad (4.9)$$

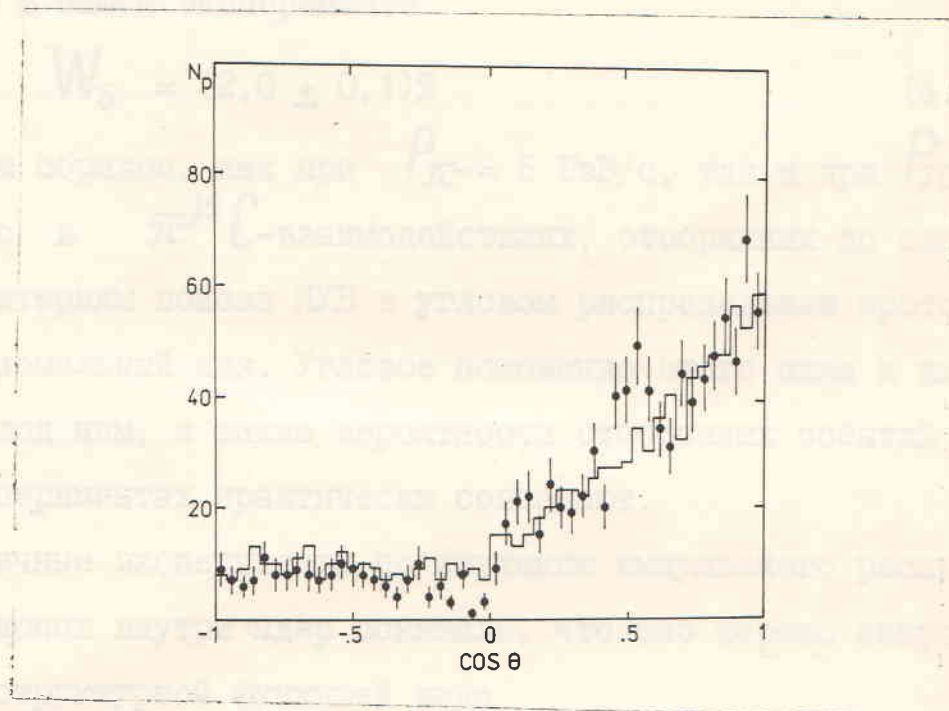


Рис. 20. Угловое распределение протонов в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^{-}} = 5 \text{ ГэВ/с}$ , отобранных по критериям (K1)-(K5) и удовлетворяющих условию (4.8). Точки - эксперимент, гистограмма - результат расчета по каскадно-испарительной модели. Рисунок заимствован из работы /66/.

Средний импульс протонов, испущенных под этим углом, равен

$$\langle P_p \rangle_{max} = (0,33 \pm 0,02) \text{ ГэВ/с} \quad (4.10)$$

Вероятность наблюдения событий, удовлетворяющих критериям (K1)-(K5) оказалась равной

$$W_5 = (3,3 \pm 0,2)\%, \quad (4.11)$$

тогда как в нашем эксперименте

$$W_5 = (2,0 \pm 0,1)\% \quad (4.12)$$

Таким образом, как при  $P_{\pi^-} = 5 \text{ ГэВ/с}$ , так и при  $P_{\pi^-} = 40 \text{ ГэВ/с}$  в  $\pi^- p$ -взаимодействиях, отобранных по одним и тем же критериям поиска ЯУВ в угловом распределении протонов имеется аномальный пик. Угловое положение этого пика и импульс протонов под ним, а также вероятности отобранных событий в обоих экспериментах практически совпадают.

Различные эксперименты по изучению импульсного распределения нуклонов внутри ядер показало, что оно хорошо аппроксимируется структурной функцией вида

$$f(P^2) = A_1 \cdot \exp(-B_1 P^2) + A_2 \cdot \exp(-B_2 P^2) \quad (4.13)$$

где  $P^2$  - квадрат импульса внутриядерного нуклона. Небольшая часть результатов этих исследований представлена в табл. 10. В этой таблице  $\theta$  - угол испускания протона в л.с., выраженный в градусах;

$$\alpha = A_2 / A_1 \quad (4.14)$$

величины  $P_1$  и  $P_2$  вычислены по формуле, аналогичной (4.7); в столбце ж приведены значения импульсов (в ГэВ/с) частицы-снаряда; в столбце жжж указаны адрон-снаряд и ядро-мишень; в столбце жжжж указан номер комментария; в столбце / / - - порядковый номер ссылки в списке литературы к диссертации;

Таблица 10

| $\theta$ , град.                         | $\alpha$                                              | $P_1$ , ГэВ/с                                         | $P_2$ , ГэВ/с                                                            | ж    | жж                        | жж           | /  | / |
|------------------------------------------|-------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|------|---------------------------|--------------|----|---|
| -                                        | 0,15                                                  | 0,12                                                  | 0,31                                                                     | 0,43 | $p\bar{c}$                | 1            | 67 |   |
| -                                        | 0,9                                                   | 0,17                                                  | 0,31                                                                     | 1,29 | $p\bar{b}e$<br>$p\bar{c}$ | 2            | 67 |   |
|                                          | 0,05                                                  | 0,12                                                  | 0,27                                                                     | 1,61 | $p\bar{\phi}\bar{J}$      | 3            | 67 |   |
| 137                                      | -                                                     | -                                                     | $0,30 \pm 0,01$                                                          | 1-6  | $p\bar{c}$<br>$p\bar{u}$  | 4            | 68 |   |
| 135<br>180                               | -                                                     | -                                                     | $0,27 \pm 0,02$<br>$0,30 \pm 0,02$                                       | 3,34 | $\pi^- \chi_e$            |              |    |   |
| 120-160<br>160-180<br>120-180            | $0,17 \pm 0,09$<br>$0,06 \pm 0,06$<br>$0,15 \pm 0,08$ | $0,15 \pm 0,02$<br>$0,15 \pm 0,03$<br>$0,14 \pm 0,02$ | $0,27 \pm 0,02$<br>$0,33 \pm 0,05$<br>$0,27 \pm 0,02$                    | 40   | $\pi^-^{12} \bar{c}$      | 5            | 68 |   |
| 110-140<br>140-160<br>160-180<br>110-180 | -                                                     | -                                                     | $0,26 \pm 0,02$<br>$0,23 \pm 0,02$<br>$0,20 \pm 0,04$<br>$0,26 \pm 0,01$ |      |                           | 6            | 68 |   |
| 110-140<br>140-160<br>160-180<br>110-180 | -                                                     | -                                                     | $0,24 \pm 0,02$<br>$0,33 \pm 0,06$<br>$0,38 \pm 0,11$<br>$0,26 \pm 0,01$ |      |                           | 7            | 68 |   |
| 0 - 180<br>53, 1-68, 9<br>53, 1-68, 9    | -                                                     | -                                                     | $0,28 \pm 0,01$<br>$0,28 \pm 0,01$<br>$0,28 \pm 0,01$                    |      |                           | 8<br>9<br>10 | 31 |   |

Примечание: пояснения к таблице приведены в тексте.

прочерки означают отсутствие соответствующих данных.

Комментарии к таблице 10:

1 - исследование подхвата протонами нейтронов из ядер углерода, где  $P^2/2m_N$  - энергия связанного нейтрона;

2 - исследование импульсных спектров квазиупругого рассеяния протонов на ядрах бериллия и углерода;

3 - исследование угловых корреляций в квазиупругих  $pp$  - соударениях, главным образом в легких ядрах, входящих в состав фотоэмульсии (Ф.Э.);

4 - исследования импульсных спектров протонов, испущенных под фиксированным углом  $\theta$  при взаимодействиях с ядрами углерода, меди и ксенона;

5 - исследование структурной функции протонов, испущенных из ядра углерода в заднюю полусферу л.с.;

6 и 7 - то же, что и 5, но когда назад испускается один и два протона, соответственно;

8, 9, 10 - соответствуют подмножествам (а), (б), (в) в табл. 9 (наши данные).

Из табл.10 видно, что структурная функция протонов в событиях (6К) по своим характеристикам совпадает со вторым, высокоимпульсным, слагаемым в распределении (4.13). В работе /68/ отмечается специфичность механизма образования протонов высокоимпульсной составляющей в (4.13) - "Возможно, мы имеем дело с взаимодействием налетающего  $\pi^-$ -мезона с несколькими нуклонами ядра углерода одновременно, другими словами, с эффектом, аналогичным кумулятивному".

Из вышесказанного следует, что наша гипотеза о возможности поиска ЯУВ в  $\pi^{12}C$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с, основанная на предположении о существовании флуктонов - сверхплотных образований в ядре (обуславливающих кумулятивный эффект) получа-

ет здесь экспериментальное подтверждение. Более прямое подтверждение получено в работах /12,13/, выполненных позже, чем работа /3/, составившая основу данной главы. В работе /12/ были исследованы свойства заряженных адронов, испускаемых в  $\pi$ - $\bar{C}$ -взаимодействиях (8642 события) при  $P_{\pi} = 40$  ГэВ/с. В каждом событии отыскивался  $\pi^{\pm}$ -мезон с максимальным порядком кумулятивности  $\beta_{max}^{\circ}$ , где величина  $\beta^{\circ}$  определяется по формуле (B19). Все события были разделены на два класса: а) события с  $\beta_{max}^{\circ} < 0,6$  и б) события с  $\beta_{max}^{\circ} \geq 0,6$ . На рис. 21-а,б показаны угловые распределения протонов в соответствующих классах событий. При этом никаких ограничений на события и характеристики протонов не налагались. Из рис. 21-а,б видно, что только в кумулятивных  $\pi$ - $\bar{C}$ -взаимодействиях ( $\beta_{max}^{\circ} \geq 0,6$ ) угловое распределение протонов имеет четкий максимум при

$$\cos \theta_{max} \approx 0,5 \quad (4.15)$$

Авторы работы /69/, утверждая, что подобную нерегулярность для ядра углерода они наблюдали при изучении зависимости структурной функции от угла испускания протонов, подвергли критике нашу интерпретацию пика в угловом распределении протонов, как проявление ЯУВ. Покажем, что, в силу особенностей установки "БАС", на которой велись измерения, для сделанного утверждения и критики авторы не имели оснований.

Рассмотрим сначала аргументацию авторов /69/. Ими были получены структурные функции ( $f$ ) протонов, испускаемых в пион-ядерных ( $P_{\pi} = 5$  ГэВ/с) и протон-ядерных ( $P_p = 7,5$  ГэВ/с) взаимодействиях для ядер  $C$ ,  $Li$  и  $Pb$ . Распределения  $f(\cos \theta)$  для протонов с кинетической энергией  $T_p = 125$  МэВ в реакциях с указанными ядрами были нормированы в области больших углов ( $\cos \theta \approx -1$ ). Вид этих распределений показывает тем большее

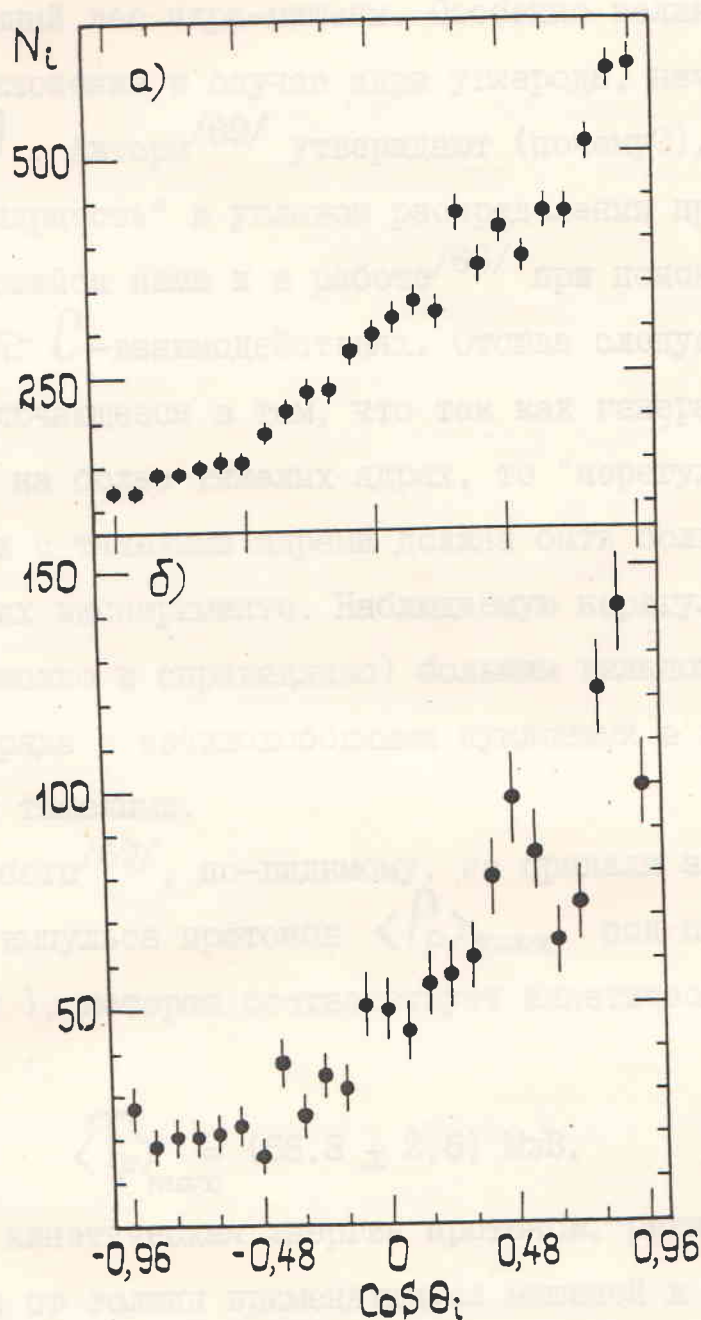


Рис. 21. Угловые распределения протонов в л.с. для  $\pi^- C$ -взаимодействий, имеющих  $\pi^\pm$ -мезон с  $\beta_{\max}^\circ < 0,6$  (а) и  $\beta_{\max}^\circ \approx 0,6$  (б). Рисунок заимствован из работы /12/.

отклонение  $f$  от экспоненциальной зависимости по  $\cos \theta$ , чем меньше атомный вес ядра-мишени. Особенно велико и широко по  $\cos \theta$  отклонение в случае ядра углерода, начинающееся при  $\cos \theta < 0$ . Авторы<sup>/69/</sup> утверждают (почему?), что именно эта "нерегулярность" в угловом распределении протонов "подобна" наблюдавшейся нами и в работе<sup>/66/</sup> при поиске ЯУВ и в кумулятивных  $\pi$ -C-взаимодействиях. Отсюда следует их "опровержение", заключающееся в том, что так как генерация ЯУВ более эффективна на более тяжелых ядрах, то "нерегулярность" во взаимодействиях с тяжелыми ядрами должна быть больше, чего не наблюдается в их эксперименте. Наблюдаемую нерегулярность они объясняют (возможно и справедливо) большим вкладом столкновений адрона-снаряда с квазисвободными нуклонами в легких ядрах по сравнению с тяжелыми.

Авторы работы<sup>/69/</sup>, по-видимому, не придали значения величине среднего импульса протонов  $\langle P_p \rangle_{max}$  под пиком ЯУВ (см. (4.2) и (4.10)), которая соответствует кинетической энергии протонов

$$\langle T_p \rangle_{max} = (56,3 \pm 2,8) \text{ МэВ}, \quad (4.16)$$

а минимальная кинетическая энергия протонов, регистрируемая "БАС" "зависела от толщин применявшихся мишеней и составляла 60-80 МэВ". В работе<sup>/69/</sup> приводятся результаты, полученные при кинетической энергии протонов  $T_p \geq 90$  МэВ. Таким образом, обнаруженный нами эффект (ЯУВ) "расположен" ниже нижнего порога регистрации установки "БАС" (и "поглощается" в ее толстых мишенях). Кроме того, вероятность генерации ЯУВ составляет 2%-3% и для своего выявления требует отбора событий либо по критериям (K1)-(K6), либо по величине  $\beta_{max}^0$ , что также невозможно сделать на установке "БАС".

#### 4.5. Предварительная интерпретация экспериментальных данных

В этом разделе мы покажем, что качественные представления, с помощью которых была выявлена аномалия в угловом распределении протонов, соответствует количественным результатам эксперимента и что последние однозначно связаны между собой.

Необходимым условием возникновения ударной волны является возможность существования в среде звуковых колебаний. В работе В.М.Галицкого<sup>/70/</sup> рассмотрена возможность возбуждения звуковых колебаний с малыми импульсами в ферми-системах с притяжением. При этом учитывалось, что звуковые волны возникают в результате возбуждения частиц из бозе-конденсата. Для скорости звука  $V_{зв.}$  получено следующее выражение

$$V_{зв.} = \frac{P_{0F}}{\sqrt{3} \cdot m} \quad (4.17)$$

где  $P_{0F}$  - граничный ферми-импульс,  $m$  - масса частицы.

Считаем, что протоны с импульсом (4.2), находящиеся на фронте ЯУВ, движутся со скоростью звука  $V_{зв.}$ , обусловленной фермиевским импульсом  $P_{0F}$  нуклонов во флуктоне

$$\frac{V_{зв.}}{c} = \beta_{зв.} = \left[ 1 + (m_N / \langle P_p \rangle_{max})^2 \right]^{-1/2} = 0,329 \pm 0,007, \quad (4.18)$$

где  $c$  - скорость света в вакууме,  $m_N$  - масса нуклона. Из (4.17) и (4.18) получаем

$$P_{0F} = \sqrt{3} \cdot \beta_{зв.} \cdot m_N = (0,53 \pm 0,01) \text{ ГэВ/с.} \quad (4.19)$$

$$\beta_{0F} = \left[ 1 + (m_N / P_{0F})^2 \right]^{-1/2} = 0,492 \pm 0,007. \quad (4.20)$$

Кинетическая энергия нуклонов во флуктоне равна

$$T_{OF} = (\rho_{OF}^2 + m_N^2)^{1/2} m_N = (0,139 \pm 0,005) \text{ ГэВ} \simeq m_\pi, \quad (4.21)$$

где  $m_\pi$  - масса  $\pi$ -мезона.

Плотность нуклонов во флуктоне равна

$$\rho_{OF} = (8\pi/3 h^3 c^3) (\rho_F \cdot c)^3 = (0,65 \pm 0,004) \text{ фм}^{-3} \quad (4.22)$$

где  $h$  - постоянная Планка.

Сравним величину  $\rho_{OF}$  со средней плотностью нуклонов в тяжелых ядрах (их атомный вес  $A \gg 1$ )

$$\bar{\rho}_A = A/V = (3/4\pi r_0^3) = (0,15 \pm 0,01) \text{ фм}^{-3} \quad (4.23)$$

где

$$V = \frac{4}{3}\pi (r_0 A^{1/3})^3, \quad r_0 = (1,16 \pm 0,03) \text{ фм} \quad /71/ \quad (4.24)$$

$$\rho_{OF}/\bar{\rho}_A = 4,3 \pm 0,4. \quad (4.25)$$

Результат (4.21) можно рассматривать как подтверждение справедливости применения критерия (КЗ). (Согласно модели адронных флуктонов возможна характерная температура  $T_0 \simeq m_\pi$ , которая, вероятно, может быть приписана мезонным кластерам<sup>/72,73/</sup>.) Результат (4.25) подтверждает необходимость наличия флуктона в ядре для генерации ЯУВ. (Такое уплотнение, согласно<sup>/74/</sup>, возможно при столкновении двух ядер  $^{238}\text{U}$  с энергией 125 МэВ в системе центра инерции.) Наличие высокоимпульсной составляющей в спектрах внутриядерных нуклонов (независящее от  $A$ ) и выявляемое даже при низких энергиях адрона-снаряда (см. табл. 10 и комментарии к ней), также можно рассматривать как указание на существование в ядрах флуктуационных уплотнений.

Рассмотрим возможный механизм генерации ЯУВ. Предположим, что с траектории ультрарелятивистской частицы  $i$  (ее  $\beta_i \simeq 1$ ), проходящей через флуктон испускается некое излучение под уг-

лом  $\theta$  к траектории, определяемым соотношением

$$\cos \theta = \beta_{0F} / \beta_i \quad (4.26)$$

где  $\beta_{0F}$  определено в (4.20). Давление этого излучения на нуклоны во флуктоне не может заставить их двигаться со скоростью большей (4.20), определяемой граничным ферми-импульсом (4.19). Возмущение в движении нуклонов может распространяться только со скоростью звука во флуктоне (4.18). Из выражения (4.26) видно, что угол  $\theta$  с увеличением  $\beta_i$  от  $\beta_{0F}$  до 1 увеличивается от нуля до максимального значения

$$\theta_{\max} = \arccos \beta_{0F} \approx 60,5^\circ \quad (4.27)$$

Выражение (4.26) аналогично выражению для косинуса угла испускания черенковского излучения

$$\cos \theta = (\beta n)^{-1} \quad (4.28)$$

где  $n$  - показатель преломления света в среде. Это дает основание предположить, что механизм испускания излучения с траектории ультрарелятивистской частицы во флуктоне аналогичен механизму черенковского излучения. Поэтому, приравнявая выражения (4.26) и (4.28), для показателя преломления флуктонной среды получаем следующее определение

$$n_f = \beta_{0F}^{-1} \approx 2 \quad (4.29)$$

Сформулируем условия образования фронта излучения, порождающего фронт ЯУВ.

Условие 1: длина траектории частицы в среде (флуктоне) должна быть больше длины волны излучения, иначе дифракция размывает черенковский конус.

Условие 2: скорость частицы при прохождении через среду должна оставаться постоянной, иначе различие во временах проле-

та частицей последовательных отрезков траектории, равных длине волны излучения, приведет к нарушению когерентности излучения и, тем самым, к разрушению фронта излучения.

Оба эти условия являются условиями наблюдаемости обычного (электромагнитного) черенковского излучения /75/. Прежде чем перейти к рассмотрению условий 1 и 2 в применении к адрон-ядерным взаимодействиям, зададимся вопросом о возможной природе излучения, которое мы детектируем с помощью ЯУВ. В работе /25/ "Речь идет о возможности рождения черенковских глюонных струй за счет механизма, аналогичного излучению черенковских фотонов в электродинамике. Кварк одного из сталкивающихся адронов проходит через другой адрон, как через некую ядерно-активную среду, в которой он может испускать глюоны". В работе /13/ по поводу наличия максимума при  $\theta_{max} \sim 60^\circ$  в угловом распределении протонов в кумулятивных  $\pi^- C$ -взаимодействиях сказано, что "анизотропия может быть обусловлена движением в ядерном веществе цветного заряда того кварка из налетающего пиона, который не участвовал в жестком столкновении, обусловившем кумулятивный эффект". На основании этих двух цитат можно предположить, что мы имеем дело с черенковским глюонным излучением, порождаемым движением цветового заряда кварка из пиона-снаряда через флюкционную материю.

Рассмотрим "Условие 2" в применении к сильным (межкварковым) взаимодействиям. Скорость кварка при пролетании через флюк-тон будет изменяться мало, если потери его энергии при взаимодействии с кварками флюктона будут малы. Известно (см. Введение к диссертации), что взаимодействие между кварками тем меньше, чем больше разность их быстрот. Радиус короткодействующих корреляций в пространстве быстрот равен

$$\Delta y = L \approx 2 \quad (4.30)$$

Поэтому для выполнения "Условия 2" должно выполняться следующее неравенство

$$y_i - y_f > L \quad (4.31)$$

где  $y_i$  - быстрота кварка, пронзающего флуион,  $y_f$  - быстрота флуионного кварка.

В соответствии с вышесказанным можно записать следующие выражения

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + P_{ii}}{E_i - P_{ii}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + P_i}{E_i - P_i} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_i}{1 - \beta_i} \quad (4.32)$$

$$y_f = \frac{1}{2} \ln \frac{E_f + P_{ff}}{E_f - P_{ff}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_{of} \cdot \cos \theta}{1 - \beta_{of} \cdot \cos \theta} \quad (4.33)$$

Подставляя (4.32) и (4.33) в (4.31), получаем

$$\frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta_i}{1 - \beta_i} \cdot \frac{1 - \beta_{of} \cdot \cos \theta}{1 + \beta_{of} \cdot \cos \theta} \right) > L \quad (4.34)$$

Принимая  $L = 2$  и подставляя в (4.34) значение  $\cos \theta$  из (4.26), получаем граничное значение лоренц-фактора частицы-снаряда, обеспечивающее выполнение условия (4.31)

$$\begin{aligned} \gamma &> 4,81588 \\ (\beta &> 0,978204) \end{aligned} \quad (4.35)$$

При таком лоренц-факторе  $\gamma$  импульс пиона-снаряда<sup>\*</sup>

$$P_\pi > 0,655 \text{ ГэВ/с}, \quad (4.36)$$

а импульс нуклона-снаряда

$$P_N > 4,424 \text{ ГэВ/с} \quad (4.37)$$

\* "Можно думать, что для реакции  $(\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \text{P} + \dots)$  масштабная инвариантность наступает уже при  $E \simeq 1 \text{ ГэВ}$ ." /68/

при этом "черенковский" угол испускаемых нуклонов равен

$$\theta = 59,8^\circ \quad (4.38)$$

Таким образом, при превышении нижнего граничного значения  $\gamma$ , указанного в (4.35), и с ростом импульса частицы-снаряда положение максимума в угловом распределении ЯУВ практически не меняется:

$$59,8^\circ \leq \theta_{max} \leq 60,5^\circ \quad (4.39)$$

Сравнение положения аномального пика в угловых распределениях протонов на рис. 14, 15, 20, 21 со значением  $\theta_{max}$  в (4.39) (вычисленным по величине  $\langle P_p \rangle_{max}$ ) показывает хорошее согласие модели и эксперимента.

Рассмотрим "условие 1". Размытие черенковского конуса отсутствует только в идеализированном случае, когда путь заряда в среде бесконечен. Если же траектория имеет конечную длину  $\ell$ , соизмеримую с эффективной длиной волны излучения  $\lambda$ , то дифракционное размытие конуса будет существенным. Если пренебречь эффектами, обусловленными радиационной отдачей, то дифракционная картина будет описываться выражением /75/

$$I(\theta) = I(\theta_{max}) \left[ \frac{\sin(\pi \frac{n}{\lambda} \ell \cdot \vartheta \cdot \sin \theta_{max})}{\pi \frac{n}{\lambda} \ell \cdot \vartheta \cdot \sin \theta_{max}} \right]^2 \quad (4.40)$$

где  $n$  - показатель преломления среды,  $\ell$  - длина геометрического пути заряда в среде,  $\theta_{max}$  - обычный угол черенковского излучения (в случае  $\ell = \infty$ ),  $I(\theta)$  - интенсивность излучения под углом  $\vartheta$  относительно направления  $\theta_{max}$ , так что

$$\theta = \theta_{max} + \vartheta \quad (4.41)$$

Формула (4.40) представляет возможность определить величину  $\ell$

по экспериментальному угловому распределению протонов в ЯУВ. Единственно, что нам неизвестно - это эффективная длина волны излучения  $\lambda$ . Приведем рассуждения, с помощью которых получим формулу для величины  $\lambda$ , позволяющую определить ее численное значение из экспериментальных данных.

При переходе черенковского фотона из среды с показателем преломления  $n > 1$  в среду с  $n = 1$ , его энергия  $E$

$$E = h\nu = h/T \quad (4.42)$$

(где  $T$  - период колебаний) не меняется. Другими словами фотон из среды с  $n > 1$  полностью передает свою энергию фотону в среде с  $n = 1$ , т.е. период колебаний  $T$  одинаков в обеих средах. Длина волны фотона равна

$$\lambda_n = c_n \cdot T = Tc/n \quad (4.43)$$

где  $c$  - скорость света в среде с  $n = 1$ . Подставляя значение  $T$  из (4.42) в (4.43), получаем

$$\lambda_n = \frac{ch}{nE} = \lambda/n \quad (4.44)$$

где  $\lambda$  - длина волны фотона в среде с  $n = 1$

$$\lambda = hc/E \quad (4.45)$$

Из (4.44) видно, что аргумент  $\lambda/n$  в (4.40) означает длину волны фотона внутри излучающей среды.

Как известно, фотоны, глюоны и кварк-партоны - частицы, не имеющие массы покоя. Кроме того, фотоны и глюоны являются бозонами. Известно /15,76/, что глюоны несут половину энергии покоя нуклона. Использование формулы (4.17) основано на предположении, что флуктон является бозе-конденсатом, а это означает, что и кварк-партоны внутри флуктона образуют бозе-конденсат (куперовские пары). Таким образом, внутри флуктона имеются

только безмассовые бозоны. Поэтому можно считать, что и в случае черенковского глюонного излучения его энергия полностью переходит в энергию кварк-партонов и глюонов флюктона, сливающихся затем в нуклоны, наблюдаемые на фронте ЯУВ. Из сказанного следует, что величину  $\lambda$  можно определять по формуле (4.45), в которой энергия  $E$  есть полная энергия нуклона на фронте ЯУВ, т.е.

$$\lambda = hc [(m_N c^2)^2 + \langle p_p \rangle_{max}^2 \cdot c^2]^{-1/2} = 1,25 \text{ фм} \quad (4.46)$$

Подставляя значение  $\lambda$  из (4.46) и значение  $n$  из (4.29) в выражение (4.44), находим длину волны черенковского глюонного излучения внутри флюктона

$$\lambda_2 = 0,62 \text{ фм} \quad (4.47)$$

Нули функции (4.40), определяемые соотношением

$$\pi \cdot \frac{n}{\lambda} \cdot \ell \cdot x \cdot \sin \theta_{max} = k\pi, \quad k = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots \quad (4.48)$$

дают значения углов  $\theta$ , при которых будут наблюдаться провалы в угловом распределении вокруг главного максимума  $\theta_{max}$ . Небольшая статистика, набранная в экспериментах, заставляет ограничиться определением углового положения только первых провалов ( $k = \pm 1$ ), для наших целей этого достаточно. По рис. 14, 15, 20, 21 мы нашли, что  $\theta_{max} = 60,9^\circ$ , а первые провалы находятся при  $\theta = 48,6^\circ$  и  $\theta = 73,2^\circ$ , т.е.  $x = \pm 12,3^\circ$ . Подставляя эти значения  $\theta_{max}$  и  $x$ , а также значения  $\lambda$  из (4.46) и  $n$  из (4.29), получаем

$$\ell = (3,3 \pm 0,3) \text{ фм} \quad (4.49)$$

Величина ошибки здесь определяется разбросом величин  $x$  и  $\theta_{max}$ , визуально определенных на указанных рисунках. Найден-

ную величину  $\ell$  интересно сравнить со средней длиной геометрического пути (со средней хордой) релятивистской частицы в ядре /77/

$$\bar{\ell}(A) = \int_0^R 2(R^2 - t^2)^{1/2} \cdot \frac{2\pi \cdot t \cdot dt}{\pi R^2} = \frac{4}{3} R = \frac{4}{3} r_0 \cdot A^{1/3}, \quad (4.50)$$

где  $R$  - радиус эквивалентного однородного распределения плотности в ядре (см. (4.24) ),  $t$  - прицельный параметр. Подставляя в (4.50) значение  $r_0$  из (4.24) и  $A = 12$ , получаем

$$\bar{\ell}(12) = (3,5 \pm 0,1) \text{ фм} \quad (4.51)$$

Из (4.50) и (4.51) видно, что в пределах ошибок выполняется следующее равенство

$$\ell = \bar{\ell}(A) \quad (4.52)$$

Из (4.52) видно следующее.

1. Экспериментально наблюдаемое угловое распределение  $I(\theta)$  отражает экстремальную ситуацию. А именно, наиболее отчетливо видны (реализуются) те события генерации ЯУВ, когда соотношение  $n\ell/\lambda$  является максимальным. Этот результат автоматически следует из "Условия 1".

2. Флуктоны могут иметь форму не только сферы, как это предполагали первооткрыватели флуктонов, но и стержня.\* Поиск ЯУВ по форме углового распределения протонов автоматически выявляет именно длинные флуктоны, ориентированные вдоль траектории частицы снаряда.

---

\* "Кумулятивный эффект можно рассматривать как многокварковые взаимодействия, включающие большие расстояния по сравнению с размерами нуклона" /9/.

3. Как известно /78/, по отношению к процессу упругого рассеяния нуклонов при  $T > 50$  МэВ прозрачность ядер резко возрастает. Эксперименты показывают, что кинетическая энергия протонов на фронте ЯУВ равна  $\langle T_p \rangle_{max} = (56,3 \pm 2,8)$  МэВ (см. (4.16)). Отсюда следует, что упругое и неупругое рассеяние протонов фронта ЯУВ на нуклонах ядра невелико. Поэтому выражение (4.52) позволяет получить формулу для зависимости ширины пика ЯУВ от числа нуклонов в ядре  $A$ , т.е. получить зависимость  $\alpha e(A)$ :

$$\alpha e(A) = \frac{\lambda}{\ell(A) \cdot n \cdot \sin \theta_{max}} = A^{-1/3} \cdot 26,6^\circ, \quad (4.53)$$

здесь для получения числового коэффициента использованы величины, взятые из (4.27), (4.29), (4.39) и (4.46). В табл. 11 приведены значения  $\alpha e(A)$  для различных ядер, вычисленные по (4.53).

Таблица 11

| Я д р о       | $^4\text{He}$ | $^9\text{Be}$ | $^{12}\text{C}$ | $^{131}\text{Xe}$ | $^{197}\text{Au}$ | $^{238}\text{U}$ |
|---------------|---------------|---------------|-----------------|-------------------|-------------------|------------------|
| $\alpha e(A)$ | $16,8^\circ$  | $12,8^\circ$  | $11,6^\circ$    | $5,2^\circ$       | $4,6^\circ$       | $4,3^\circ$      |

Для оценки межнуклонного расстояния внутри флуктона, рассмотрим флуктон, имеющий форму сферы. Подставляя значение плотности  $\rho_{of}$  из (4.22) в (4.23), можно получить величину  $r_{of}$ , аналогичную по своему смыслу величине  $r_0$  в формуле (4.24). Результат этой операции следующий

$$r_{of} = (0,72 \pm 0,01) \text{ фм} \quad (4.54)$$

Как известно /79/, среднеквадратичный радиус ядра равен

$$\langle R^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) \cdot r^4 dr$$

где  $\rho(r)$  - распределение плотности в сферическом ядре, связан с радиусом  $R$  эквивалентного однородного распределения следующим соотношением

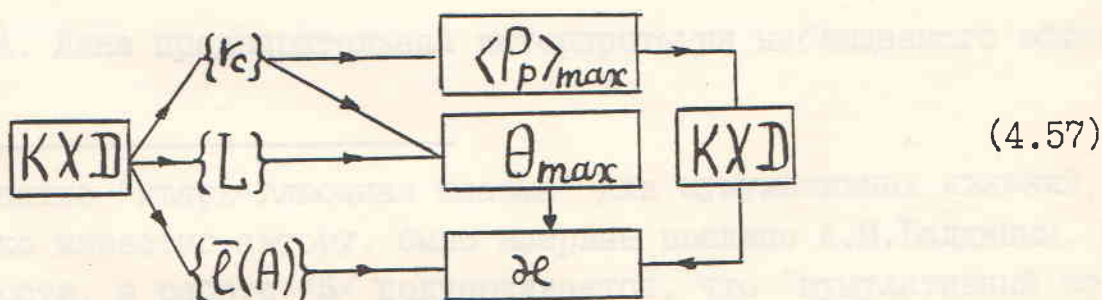
$$\langle R^2 \rangle = 4\pi \int_0^R r^4 dr / \left( \frac{4}{3} \pi R^3 \right) = \frac{3}{5} R^2 \quad (4.55)$$

где  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ , (см. (4.24)). Используя результат (4.54) и соотношение (4.55), можно получить (по аналогии) следующую величину

$$r_c = \sqrt{\frac{3}{5}} \cdot r_{of} = (0,56 \pm 0,01) \text{ фм}, \quad (4.56)$$

по своему численному значению совпадающую с величиной отталкивательного кора (керна) нуклона /80/.

В заключение этого раздела диссертации можно сказать следующее. Экспериментальные величины  $\langle P_p \rangle_{\max}$ ,  $\theta_{\max}$  и  $\bar{e}$ , полученные при поиске ЯУВ в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях, связаны между собой по следующей (краткой) логической схеме:



где  $r_c$  - радиус отталкивательного кора нуклона,  $L$  - длина короткодействующих корреляций в пространстве быстрот,  $\bar{e}(A)$  - средняя хорда ядра  $A$ . Строгое обоснование происхождения последних величин и схемы (4.57) должна дать, по-видимому, квантовая хромодинамика (КХД). В вышеизложенной интерпретации

флюкстон, в некоторой степени, похож на "плазменный<sup>ж</sup> лазер". Возникновение и накачка энергией этого "лазера" происходит вследствие флюктуационного уплотнения ядерной материи. Поэтому импульс его глюонного излучения, стимулированного прохождением через флюкстон цветного кварка<sup>жж</sup>, приводит к разрушению (взрыву) излучателя. Вследствие этого энергия излучения преобразуется в энергию ЯУВ.

#### 4.6. Заключение по главе IV

1. Разработаны критерии (K1-K6) для поиска ударных волн в ядерном веществе при адрон-ядерных взаимодействиях.

2. В  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi} = 40$  ГэВ/с, отобранных по критериям K1-K6 в угловом распределении протонов обнаружена структура с максимумом в районе  $60^\circ$ , которого нет во всех остальных  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях.

3. В отобранных по критериям K1-K6  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях изучены некоторые характеристики протонов. Какого-либо их отличия от характеристик протонов в остальных  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях не обнаружено.

4. Дана предварительная интерпретация наблюдаемого эффекта.

---

<sup>ж</sup> Понятие "кварк-глюонная плазма" для кумулятивных явлений, насколько известно автору, было впервые введено А.М.Балдиным. В частности, в работе /5/ подчеркивается, что "кумулятивный эффект является нетривиальным квантовохромодинамическим явлением..."

<sup>жж</sup> Вероятности полного развала ядра /24/  $(7,0 \pm 0,3)\%$  и генерации ЯУВ  $(2-3)\%$  - величины одного порядка и пропорциональны произведению  $\eta \cdot \alpha \cdot 2\langle n \rangle$ , где  $\eta \lesssim 1$ ,  $\alpha$  - величина, определенная в (4.14) и указанная в табл.10,  $\langle n \rangle$  - средняя множественность  $\pi_{\text{AC}}^-$ -мезонов (см. табл.5).

## ГЛАВА V. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РОЖДЕНИЯ ИЗОБАР В $\pi$ - $\bar{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ.

### 5.1. Введение

Испускание хотя бы небольшой части нуклонов из ядра может быть динамически коррелировано с испусканием также небольшой доли  $\pi$ -мезонов. Поиск таких корреляций интересен, в частности, с точки зрения изучения условий образования сверхплотных состояний в ядре, полного развала ядра, генерации ядерных ударных волн. Одной из возможных причин динамической корреляции в испускании протонов и заряженных пионов может быть образование изобар в ядре в результате его сильного возбуждения при адрон-ядерном взаимодействии.

Традиционным способом поиска изобар в адрон-протонных взаимодействиях является построение и анализ спектров эффективных масс (СЭМ) пион-протонных пар. При этом на отбираемые для построения СЭМ пары часто накладывается ограничение по квадрату 4-импульса, передаваемого от покоящегося в л.с. протона к искомой изобаре. В случае адрон-ядерных взаимодействий такое ограничение ввести затруднительно из-за фермиевского движения нуклонов внутри ядра. В данной работе это ограничение не вводится.

Так как нас интересует возможность рождения изобар заведомо в пион-ядерных столкновениях, то будем использовать экспериментальный материал только по  $\pi$ - $\bar{C}$ -взаимодействиям (см. главу I). Для сравнения приведем СЭМ пион-протонных пар и для  $\pi$ - $p$ -взаимодействий при том же импульсе налетающего  $\pi$ -мезона ( $P_{\pi} = 40$  ГэВ/с). Экспериментальные результаты исследования опубликованы в работах /32,33/.

## 5.2. Экспериментальные результаты

Для построения СЭМ ( $\pi^+p$ ) и ( $\pi^-p$ )-пар было использовано 8642  $\pi^-C$ - и 11688  $\pi^-p$ -неупругих взаимодействий. В пары включались протоны с импульсом ( $P_p$ ) в интервале ( $0,15 < P_p < 0,70$ ) ГэВ/с, где их идентификация наиболее надежна. Как отмечалось в главе I, на эффективности идентификации могут сказываться условия освещенности треков в разных областях пузырьковой камеры. Специальные исследования СЭМ, полученных с использованием протонов, отобранных в областях камеры с наилучшими условиями идентификации, показали, что можно использовать протоны, испущенные под любыми азимутальными углами.

На рис.22 представлены нормированные на соответствующие сечения неупругого взаимодействия ( $\sigma_{in}$ ) СЭМ ( $\pi^+p$ )- и ( $\pi^-p$ )-пар для  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ -взаимодействий. Спектры для обоих типов взаимодействий резко отличаются по абсолютной величине, что обусловлено, главным образом, сильным различием средних множественностей  $\langle n \rangle$  протонов в этих взаимодействиях (см. табл. 3). Нормировка на полное число ( $\pi^\pm p$ )-пар, входящих в каждый из спектров уменьшает, но не устраняет различия СЭМ для  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ -взаимодействий (см. рис.23). Обращает на себя внимание различие поведения СЭМ для ( $\pi^+p$ )- и ( $\pi^-p$ )-пар. Для  $\pi^-p$ -взаимодействий это различие менее существенно, причем практически полностью исчезает, если исключить из рассмотрения пары, в которые входят лидирующие  $\pi^\pm$ -мезоны (см. рис.24), для  $\pi^-C$ -взаимодействий это различие остается. Для последних взаимодействий СЭМ ( $\pi^+p$ )-пар имеет "плечо" в районе (1,3-1,6) ГэВ/с<sup>2</sup>. Отмеченные особенности СЭМ сохраняются и в случае, когда для построения пар отбираются протоны с импульсом ( $0,3 < P_p < 0,7$ ) ГэВ/с (см. рис.25). Для  $\pi^-C$ -взаимодействий это означает поч-

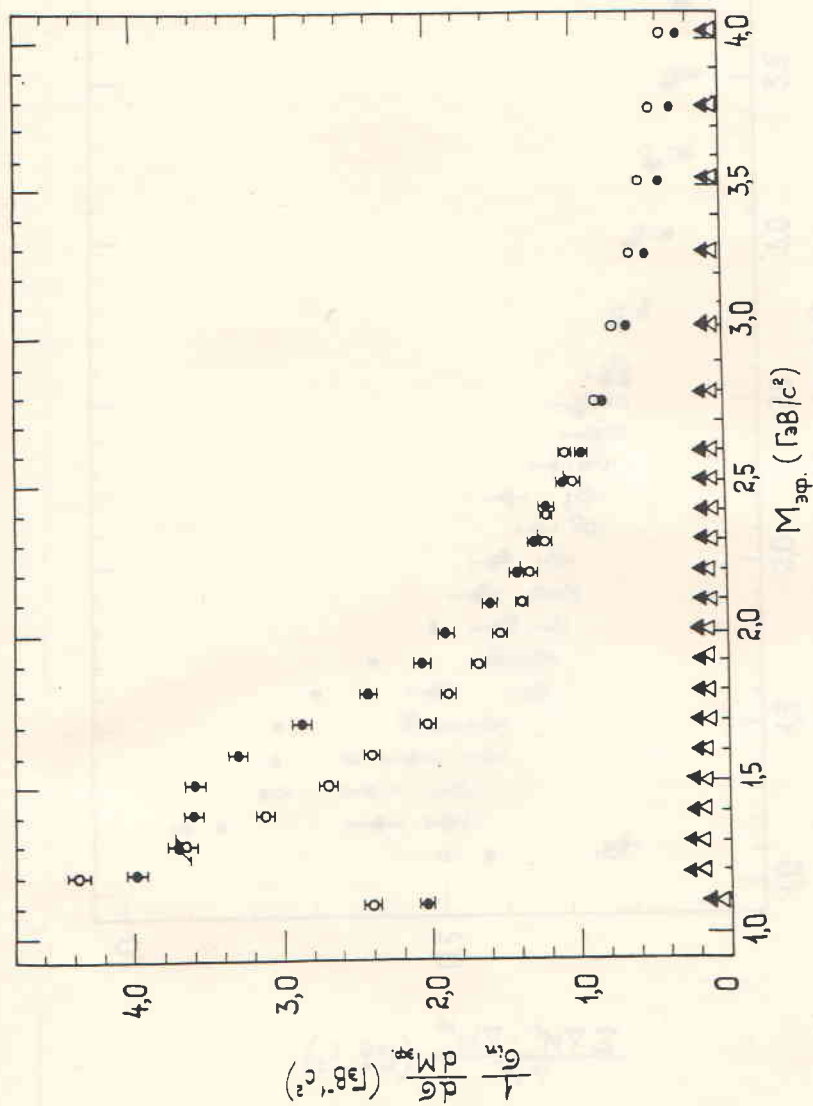


Рис. 22. Нормированные на  $\sigma_{in}$  спектры эффективных масс  $(\pi^+ p)$ -пар  
 (● - в  $\pi^- p$ -взаимодействиях) и  $(\pi^- p)$ -пар  
 (○ - в  $\pi^+ p$ -взаимодействиях)

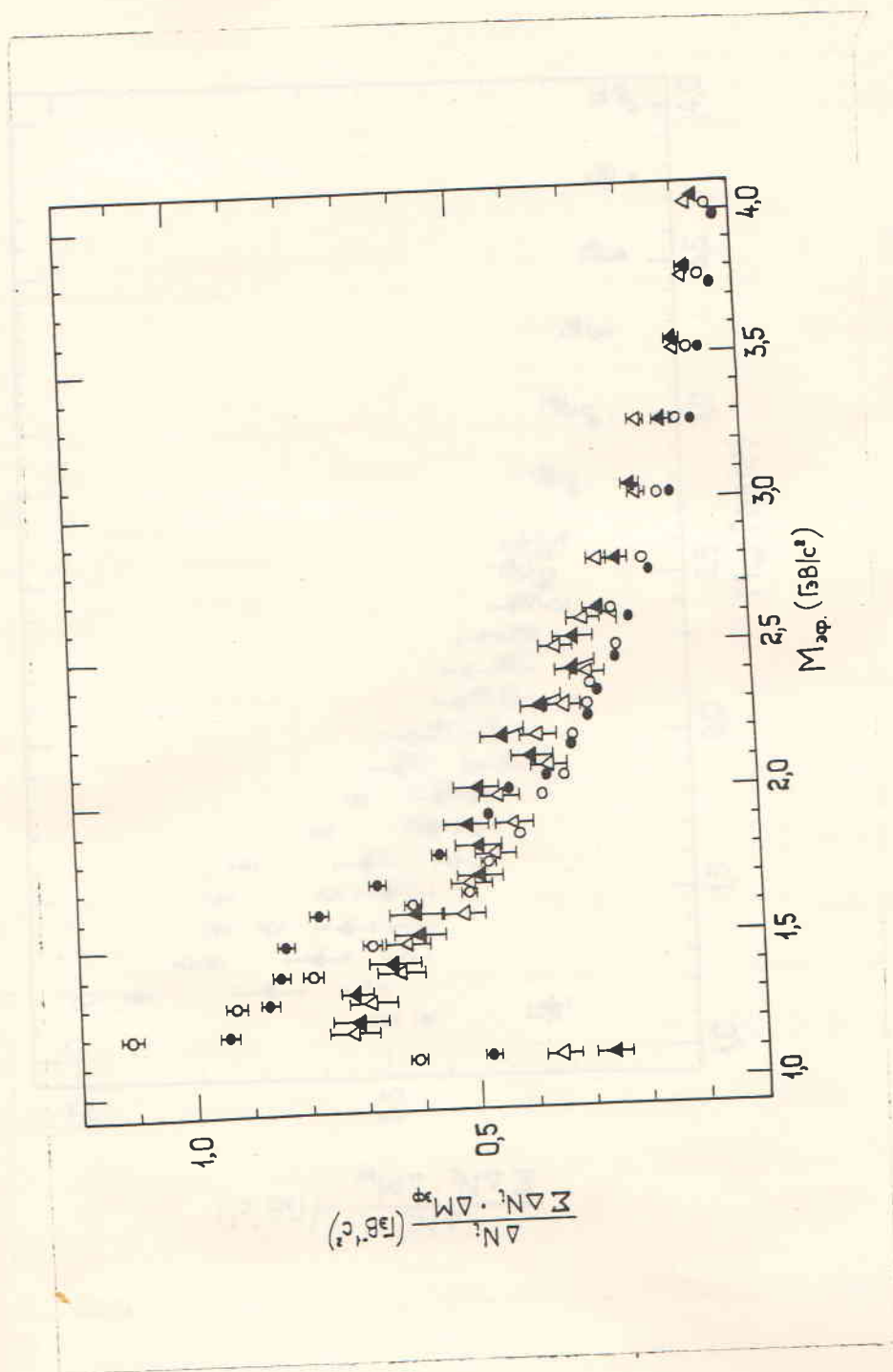


Рис. 24. То же, что и на рис. 23, но с исключением лидирующих  $\mu^{\pm}$ -мезонов.

та часть значений величин "экспериментальных" протона /63/

В таблице 12 приведены величины взаимодействий ( $N_{\pi\pi}$ )

и для, полученных в результате на рис. 23-25,  $D(M_{\pi\pi})$  - дис-

персия соответствующих распределений.

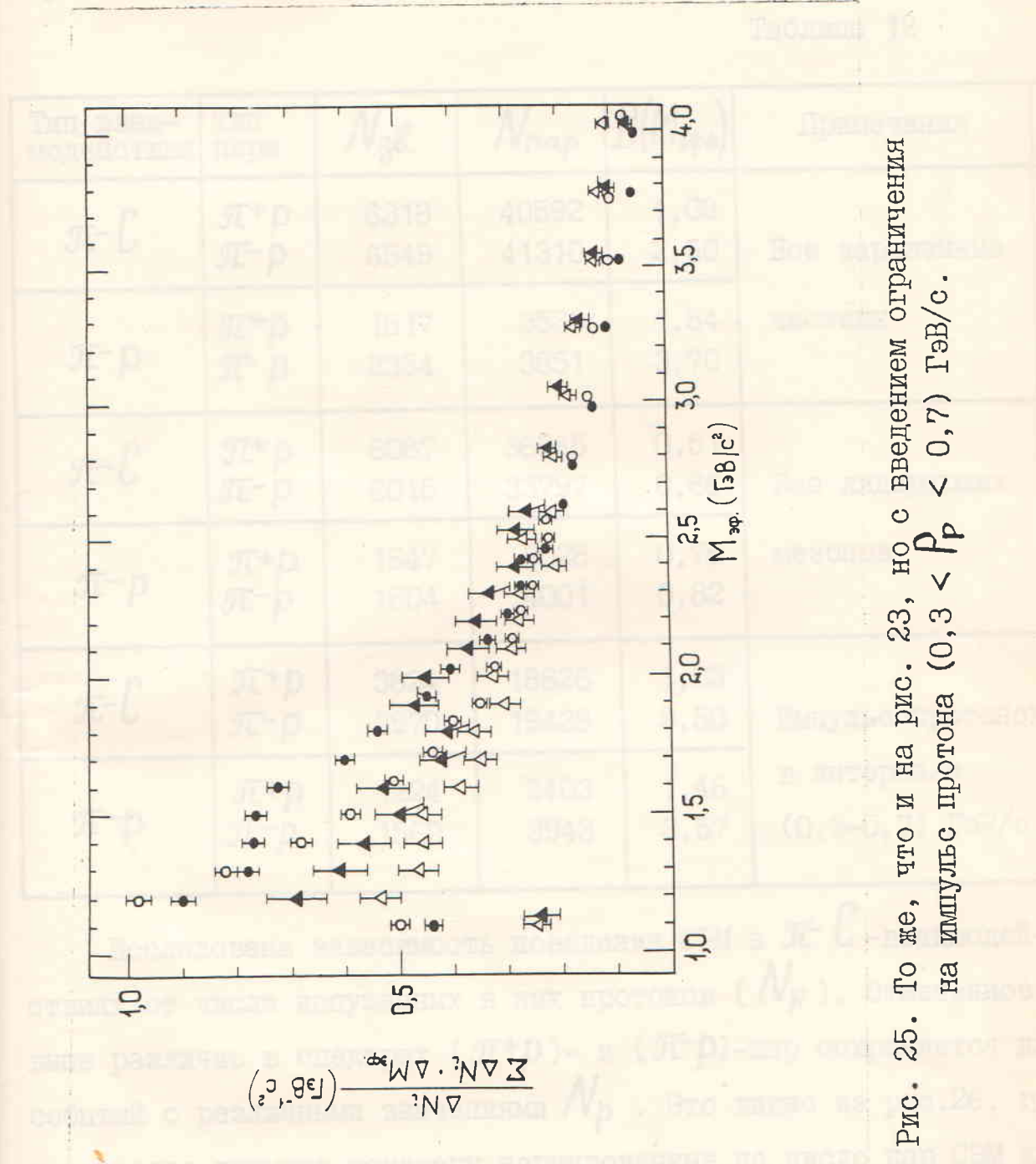


Рис. 25. То же, что и на рис. 23, но с введением ограничения на импульс протона ( $0,3 < P_p < 0,7$ ) ГэВ/с.

ти полное исключение влияния "испарительных" протонов /68/.

В таблице 12 приведены количества взаимодействий ( $N_{зв.}$ ) и пар, вошедших в распределения на рис. 22-25,  $D(M_{эфф})$  - дисперсии соответствующих распределений.

Таблица 12

| Тип взаимодействия | Тип пары  | $N_{зв.}$ | $N_{пар}$ | $D(M_{эфф})$ | Примечания                                   |
|--------------------|-----------|-----------|-----------|--------------|----------------------------------------------|
| $\pi^- C$          | $\pi^+ p$ | 6318      | 40592     | 1,08         | Все заряженные частицы                       |
|                    | $\pi^- p$ | 6549      | 41310     | 2,50         |                                              |
| $\pi^- p$          | $\pi^+ p$ | 1817      | 3536      | 1,54         |                                              |
|                    | $\pi^- p$ | 2354      | 3851      | 3,70         |                                              |
| $\pi^- C$          | $\pi^+ p$ | 6087      | 36565     | 0,51         | Без лидирующих мезонов                       |
|                    | $\pi^- p$ | 6015      | 33797     | 0,66         |                                              |
| $\pi^- p$          | $\pi^+ p$ | 1647      | 3028      | 0,76         |                                              |
|                    | $\pi^- p$ | 1804      | 4001      | 0,82         |                                              |
| $\pi^- C$          | $\pi^+ p$ | 3824      | 18826     | 1,03         | Импульс протонов в интервале (0,3-0,7) ГэВ/с |
|                    | $\pi^- p$ | 3970      | 19438     | 2,30         |                                              |
| $\pi^- p$          | $\pi^+ p$ | 1224      | 2403      | 1,46         |                                              |
|                    | $\pi^- p$ | 1569      | 3943      | 3,57         |                                              |

Исследована зависимость поведения СЭМ в  $\pi^- C$ -взаимодействиях от числа испущенных в них протонов ( $N_p$ ). Отмеченное выше различие в спектрах ( $\pi^+ p$ )- и ( $\pi^- p$ )-пар сохраняется для событий с различными значениями  $N_p$ . Это видно из рис.26, где в качестве примера показаны нормированные на число пар СЭМ для  $\pi^- C$ -взаимодействий с  $N_p = 1$  и  $N_p \geq 4$ . В таблице 13 приведены отношения числа пар к числу событий в зависимости от  $N_p$ .

На рис. 27 показаны разностные спектры по  $M_{эфф}$  для  $\pi^- C$ - и  $\pi^- p$ -взаимодействий, полученные путем вычитания СЭМ ( $\pi^- p$ )-

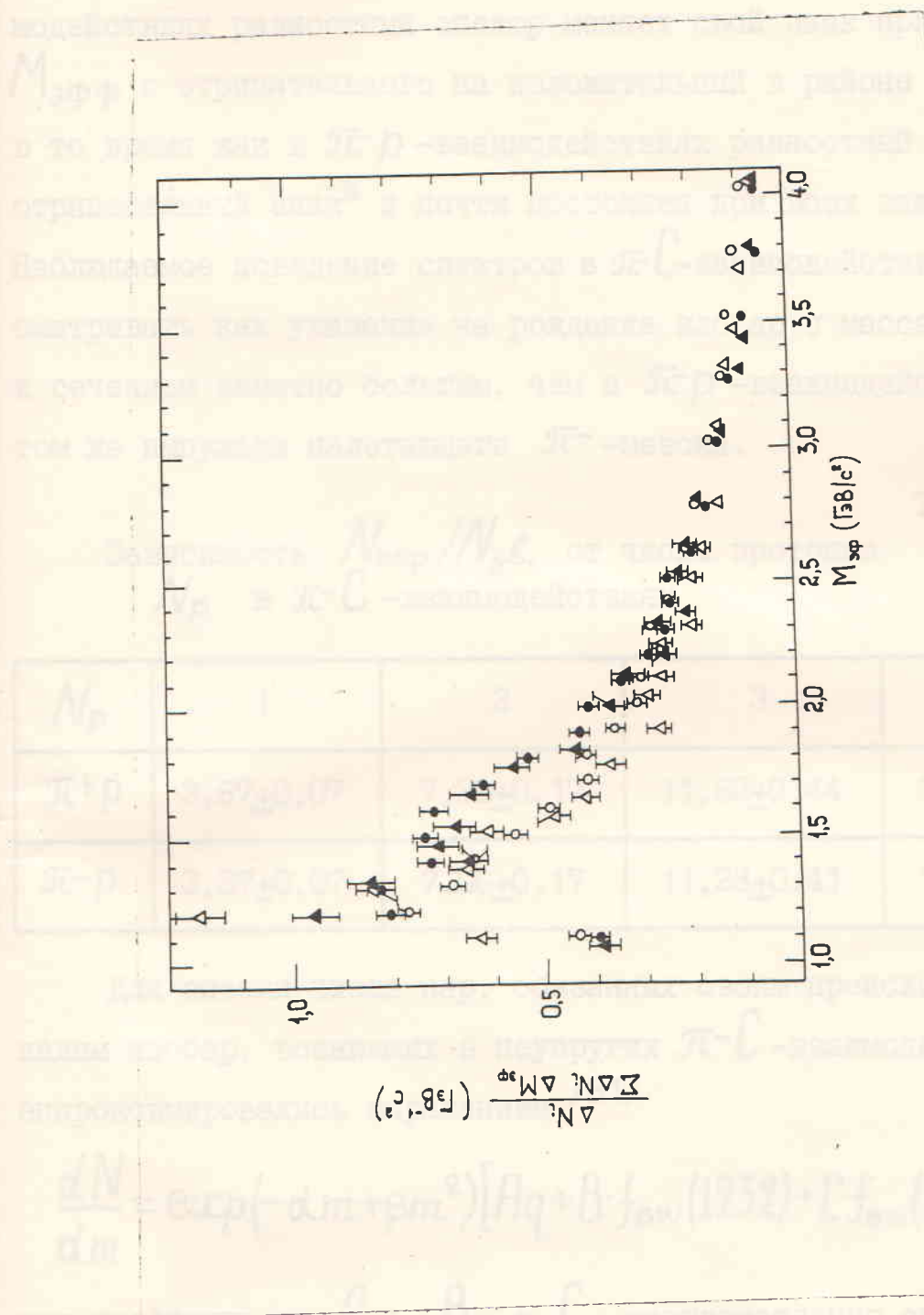


Рис. 26. Распределения эффективных масс  $(\pi^{\pm}p)$ -пар в  $\pi$ -C-взаимодействиях  
(при  $N_p = 1$ :  $\bullet$  -  $(\pi^+p)$ -пары,  $\circ$  -  $(\pi^-p)$ -пары;  
при  $N_p \geq 4$ :  $\blacktriangle$  -  $(\pi^+p)$ -пары,  $\blacktriangle$  -  $(\pi^-p)$ -пары).

пар из СЭМ ( $\pi^+p$ )-пар, показанных ранее на рис.22. Видно, что наибольшее отличие разностных спектров для  $\pi^-C$  - и  $\pi^-p$ -взаимодействий заключено в области  $M_{эфф} \lesssim 2 \text{ ГэВ}/c^2$ . В  $\pi^-C$ -взаимодействиях разностный спектр меняет свой знак при возрастании  $M_{эфф}$  с отрицательного на положительный в районе  $1,3 \text{ ГэВ}/c^2$ , в то время как в  $\pi^-p$ -взаимодействиях разностный спектр имеет отрицательный знак\* и почти постоянен при всех значениях  $M_{эфф}$ . Наблюдаемое поведение спектров в  $\pi^-C$ -взаимодействиях можно рассматривать как указание на рождение изобар с массами  $\lesssim 2 \text{ ГэВ}/c^2$  и сечением заметно большим, чем в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при том же импульсе налетающего  $\pi^-$ -мезона.

Таблица 13

Зависимость  $N_{пар}/N_{зв.}$  от числа протонов  $N_p$  в  $\pi^-C$ -взаимодействиях.

| $N_p$    | 1               | 2               | 3                | 4                |
|----------|-----------------|-----------------|------------------|------------------|
| $\pi^+p$ | $3,67 \pm 0,07$ | $7,23 \pm 0,17$ | $11,62 \pm 0,44$ | $15,11 \pm 0,91$ |
| $\pi^-p$ | $3,37 \pm 0,07$ | $7,06 \pm 0,17$ | $11,23 \pm 0,41$ | $16,32 \pm 0,96$ |

Для оценки числа пар, обязанных своим происхождением распадам изобар, возникших в неупругих  $\pi^-C$ -взаимодействиях, СЭМ аппроксимировались выражением /81/

$$\frac{dN}{dm} = \exp(-\alpha m + \beta m^2) [Aq + B \cdot f_{Bw}(1232) + C \cdot f_{Bw}(1650)], \quad (5.1)$$

где коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  соответственно определяют искомые вклады в СЭМ фона, изобары  $\Delta(1232)$  и изобары  $\Delta(1650)$ ,  $q$  - импульс частицы ( $\pi$  и  $p$ ), испускаемой при двухчастичном

\* Что обусловлено наличием "сохранившихся"  $\pi^-$ -мезонов среди ( $\pi^-p$ )-пар.

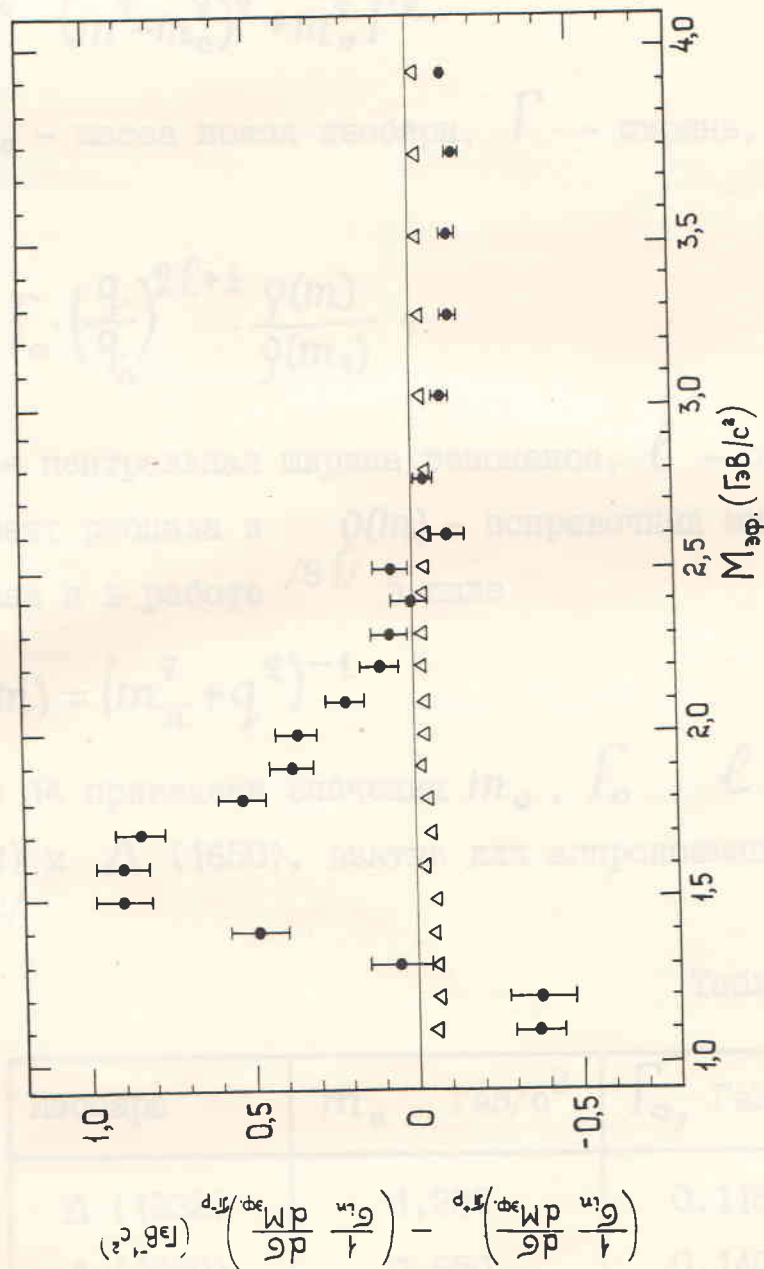


Рис. 27. Разностные спектры эффективных масс для  $\pi$ -C-(точки  $\bullet$ ) и  $\pi$ -p-взаимодействий (точки  $\Delta$ )

распаде частицы (изобарн) с массой  $m$  в системе покоя последней,  $f_{BW}$  - распределения Брейта-Вигнера.

$$q = \frac{m}{2} \left[ 1 - \frac{2(m_p^2 + m_\pi^2)}{m^2} + \frac{(m_p^2 - m_\pi^2)^2}{m^4} \right]^{1/2}, \quad (5.2)$$

$$f_{BW} = \frac{m_0 m \Gamma}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2}, \quad (5.3)$$

здесь  $m_0$  - масса покоя изобары,  $\Gamma$  - ширина, зависящая от массы:

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot \left( \frac{q}{q_0} \right)^{2\ell+1} \cdot \frac{\rho(m)}{\rho(m_0)}, \quad (5.4)$$

где  $\Gamma_0$  - центральная ширина резонанса,  $\ell$  - орбитальный угловой момент распада и  $\rho(m)$  - поправочный множитель, выбранный как и в работе /81/ в виде

$$\rho(m) = (m_\pi^2 + q^2)^{-1} \quad (5.5)$$

В таблице 14 приведены значения  $m_0$ ,  $\Gamma_0$ ,  $\ell$  для изобар  $\Delta(1232)$  и  $\Delta(1650)$ , взятые для аппроксимации СЭМ на основании /82/.

Таблица 14

| Изобара        | $m_0$ , ГэВ/ $c^2$ | $\Gamma_0$ , ГэВ/ $c^2$ | $\ell$ |
|----------------|--------------------|-------------------------|--------|
| $\Delta(1232)$ | 1,232              | 0,115                   | 1      |
| $\Delta(1650)$ | 1,650              | 0,140                   | 0      |

Приведенные ниже результаты носят качественный, оценочный характер по следующим причинам: 1) в формуле (5.1) не учитыва-

ется функция приборного уширения, 2) рассматривается рождение только двух изобар, 3) используется лишь одно из возможных фоновых распределений. Результаты аппроксимации СЭМ ( $\pi^+p$ )-пар с целью поиска указанных изобар в событиях с  $N_p = 1$  и  $N_p \geq 4$  приведены в таблице 15, где  $n(\Delta)$  - число пар, обусловленных распадом изобар,  $n(\Delta)/N_{\text{пар}}$  - отношение числа пар от изобар к числу пар, вошедших в аппроксимируемый СЭМ.

Таблица 15

| $N_p$    | Изобара                                 | $\Delta^{++} (1232)$     | $\Delta^{++} (1650)$ |
|----------|-----------------------------------------|--------------------------|----------------------|
| 1        | $n(\Delta)$<br>$\chi^2/\text{ст.своб.}$ | $304 \pm 64$<br>$169/72$ | $228 \pm 82$         |
| $\geq 4$ | $n(\Delta)$<br>$\chi^2/\text{ст.своб.}$ | $305 \pm 62$<br>$158/72$ | $127 \pm 52$         |
| 1        | $n(\Delta)/N_{\text{пар}}$              | $0,027 \pm 0,006$        | $0,020 \pm 0,006$    |
| $\geq 4$ | $n(\Delta)/N_{\text{пар}}$              | $0,07 \pm 0,01$          | $0,03 \pm 0,01$      |

Сравнение двух последних строк в табл. 15 показывает повышение вероятности рождения изобар в событиях с полным развалом ядра углерода ( $N_p \geq 4$ ).

### 5.3. Заключение по главе V

1. Сравнение спектров эффективных масс ( $\pi^+p$ )-пар в  $\pi$ -p- и  $\pi$ -C-взаимодействиях показывает бóльшую вероятность рождения изобар в  $\pi$ -C-взаимодействиях.

2. Получено указание на повышение вероятности рождения изобар в событиях с полным развалом ядра.

Перед тем, как перейти к заключению и выводам по диссертации хочется сказать следующее. Несмотря на известные трудности в обработке экспериментального материала с пропановой пузырьковой камеры, эта камера является прекрасным прибором для проведения поисковых работ. Результаты этих работ могут давать надежные для теоретических построений и проведения прецизионных измерений обнаруженных эффектов с помощью электронной методики.

2. Тетраэдрическая структура "окрашенных"  $\pi^+$ -мезонов, которая образуется, по-видимому, в результате резкой диссоциации извращенно-спинированной  $\pi^+$ -мезон-пары. Из результатов по фазовому переходу  $\chi$  видно, что материал и материал в области  $\chi \approx 0,34$ . При переходе от  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -мезон-пары к  $\pi^+$ -мезон-паре наблюдается многократное "окрашивание"  $\pi^+$ -мезонов, которое составляет от  $(0,24-0,02)$  до  $(0,20-0,01)$ , а фазовый коэффициент увеличивается от  $(0,01-0,01)$  до  $(0,01-0,01)$ .

3. Получено указание на то, что в  $\pi^+$ -мезон-паре в области  $|\chi| \approx 0,34$  "диссоциация"  $\pi^+$ -мезон-пары имеет диссоциативный характер, причем в парной структуре наблюдается эффект:  $\pi^+$ -мезон, а в парной -  $\pi^0$ -мезон; эффект поляризации наблюдается в том,  $|\chi| \approx 0,34$  и наблюдается эффект в парной  $|\chi|$ .

4. Рассмотрены различные интерпретации экспериментальных данных о  $\pi^+$ -мезон-паре.  $\pi^+$ -мезон, который в парной структуре А.И. в зависимости от различных физических параметров. Экспериментальные данные подтверждают, что

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. В период с 1976 по 1981 гг. с участием автора на стерео-фотоснимках с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в поле анализирующего магнита и облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с, найдено и обработано  $\sim 18000$  неупругих  $\pi^- \text{C}$ -взаимодействий. На основе этого экспериментального материала исследованы характеристики заряженных адронов в областях фрагментации  $\pi^-$ -мезона-снаряда и адрона-мишени в пион-углеродных взаимодействиях.

2. Статистически выделены "сохранившиеся"  $\pi^-$ -мезоны, которые образуются, по-видимому, в результате мягкой адронизации кварка-спектатора из  $\pi^-$ -мезона-снаряда. Их распределение по фейнмановской переменной  $x$  близко к равномерному и заключено в области  $x \approx 0,34$ . При переходе от  $\pi^- p$ - к  $\pi^- \text{C}$ -взаимодействиям средняя множественность "сохранившихся"  $\pi^-$ -мезонов уменьшается от  $(0,24 \pm 0,02)$  до  $(0,20 \pm 0,01)$ , а средний полный коэффициент неупругости увеличивается от  $(0,66 \pm 0,01)$  до  $(0,72 \pm 0,01)$ .

3. Получено указание на то, что в  $\pi^- \text{C}$ -взаимодействиях в области  $|x| \lesssim 0,34$  "диссоциация"  $\pi^-$ -мезона-снаряда и ядра-мишени имеют одинаковый характер, причем в передней полусфере наблюдается избыток  $\pi^-$ -мезонов, а в задней -  $\pi^+$ -мезонов; избыток последних наблюдается и при  $|x| > 0,34$  и экспоненциально убывает с ростом  $|x|$ .

4. Исследовано поведение инвариантного инклюзивного сечения образования в  $\pi^- \text{C}$ -взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу л.с. в зависимости от различных кинематических переменных. Экспериментальные данные подтверждают уни-

версальный характер кварк-партонных структурных функций ядер и мягкость струйной адронизации кварков. Показано отсутствие полной факторизации зависимости сечений от квадрата поперечного импульса и порядка кумулятивности  $\pi^-$ -мезонов во всей области значений порядка кумулятивности.

5. В событиях с полным развалом ядра углерода в угловом распределении протонов обнаружена структура с пиком в районе  $60^\circ$ .

6. Получено указание на большую вероятность рождения изобар в  $\pi^-C$ -взаимодействиях по сравнению с  $\pi^-p$ -взаимодействиями.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность научным руководителям диссертационной работы кандидату физико-математических наук В.Б.Любимову и профессору Л.И.Сарычевой.

За постоянное внимание, сотрудничество и полезные обсуждения автор благодарит академика А.М.Балдина, профессора В.Г.Гришина, доктора физико-математических наук В.С.Мурзина, профессора М.И.Подгорецкого, профессора М.И.Соловьева, кандидата физико-математических наук М.К.Сулейманова, доктора физико-математических наук Д.Тувдендоржа.

За большую помощь в ходе выполнения работы, участие в обработке экспериментального материала и полезные обсуждения автор благодарен Н.Ангелову, Ц.Баатару, С.Бацковичу, А.П.Гаспаряну, А.И.Демьянову, Л.А.Диденко, С.М.Джмухадзе, И.А.Ивановской, С.П.Игнатовой, Т.Канареку, Е.Н.Кладницкой, С.И.Лютину, Н.Н.Мельниковой, В.Ф.Никитиной, В.М.Поповой, Х.Семерджиеву, Л.Н.Смирновой, А.Н.Соломину, В.В.Ужинскому, Н.Г.Фадееву, Э.Т.Цивцивадзе, А.П.Чеплакову, А.И.Шкловской и Л.М.Щегловой.

Автор считает своим долгом поблагодарить инженерно-технический состав и группу лаборантов НЭКО ЛВЭ ОИЯИ за оказанную помощь в получении и обработке экспериментального материала.

За предоставленную возможность сотрудничества автор благодарен дирекциям ЛВЭ ОИЯИ и НИИЯФ МГУ.

4. Андреев В.Р., Дроздов Н.М. Механизм процессов искусственного деления. - ЯЭЯ, 1977, т. 12, вып. 7, с. 37-50.
5. Вехов А.В. Телетелеметрическая система - с. 295-310 в кн.: "XIV Международная школа молодых ученых по физике элементарных частиц (6-19 мая, 1980)" - Дубна, 1981. - 534 с. (Общ. ин-т ядер. физики, с. 152-61-168).
6. Геленко В.А. Динамика многучастичной термализации. Обзор и приложения. - М.: Наука, 1983. - 72 с.
7. Дроздов Н.М. О формировании ядерного деления. - ЯЭЯ, 1975, т. 10, вып. 5, с. 1235-1239.
8. Дроздов Н.М. Mechanisms of the Cumulative Nuclear Fragmentation on Nuclei. - в кн.: 14-15 в кн.: "Труды XIV Международной конференции по физике элементарных частиц (Токио, 1978)". - Дубна, 1977 (Общ. ин-т ядер. физики, с. 152-10400).
9. Дроздов Н.М. Сильно разогретые ядра. - ЯЭЯ, 1977, т. 12, вып. 3, с. 420-477.
10. Дроздов Н.М., Тихон А.М., Дроздов С.М. О существовании много-областных конфигураций-функции в ядрах. - ЯЭЯ, 1977, - 10 с. (Препринты/Общ. ин-т ядер. физики, с. 152-11049).
11. Сивухин Д.С. Прямые фрагменты ядер - кумулятивный эффект (исследования). - ЯЭЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949-956.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях. - М.: Атомиздат, 1974. -367 с.
2. Фейнберг Е.Л. Множественная генерация адронов и статистическая теория. - УФН, 1971, т.104, вып.4, с.539-592.
3. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Quark Model for Multiparticle and Inclusive Reactions. - Nuclear Physics, 1973, v. B55, pp.455-473.
4. Андреев И.В., Дремин И.М. Механизмы процессов множественного рождения. - УФН, 1977, т.122, вып.1, с.37-80.
5. Балдин А.М. Релятивистская ядерная физика - с.296-318 в кн.: "XIV Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий (9-19 дек. 1980)" - Дубна, 1981. -534 с. (Объед.ин-т ядер.исслед.: Д2-81-158).
6. Юшманов Н.В. Элементы международной терминологии. Словарь - справочник. - М.: Наука, 1968. -72 с.
7. Блохинцев Д.И. О флуктуациях ядерного вещества. - ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.5, с.1295-1299.
8. Efremov A.V. Mechanisms of the Cumulative Hadron Production on Nuclei. - pp. A6-12 в кн.: "Труды XУШ Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976)". - Дубна, 1977 (Объед. ин-т ядер. исслед.: Д1,2-10400).
9. Балдин А.М. Физика релятивистских ядер. - ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429-477.
10. Лукьянов В.К., Титов А.И., Доркин С.М. О существовании многобарионных конфигураций-флуктонов в атомных ядрах. - Дубна, 1977. -10 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: Р2-11049).
11. Ставинский В.С. Предельная фрагментация ядер - кумулятивный эффект (эксперимент). - ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949-995.

12. Аношин А.И., Балдин А.М., Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М.К. Изучение корреляций в  $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с в кумулятивной области. - ЯФ, 1982, т.36, вып.2, с.409-416.
13. Аношин А.И., Балдин А.М., Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М.К. Свойства  $\pi^{-12}C$ -взаимодействий в зависимости от кумулятивного числа  $\pi^{-}$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу лабораторной системы координат. - Дубна, 1981. -9 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 1-81-214.)
14. Anoshin A.I., Baldin A.M., Lubimov V.B., Soloviev M.I., Suleimanov M.K. Correlation Effects in Multiple Particle Production on Nuclei in the Cumulative Region. - Дубна, 1982. -10 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: E1-82-352.)
15. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. - М.: Наука, 1981. -304 с.
16. Шабельский Ю.М. Рождение фрагментационных частиц в составной модели кварков: коэффициенты неупругости и вероятности неупругой перезарядки. - ЯФ, 1981, т.33, вып.5, с.1379-1390.
17. Review of Particle Properties. - Geneva: CERN, 1980. -284 p.
18. Glassgold A.E., Heckrotte W., Watson K.M. Collective Excitations of Nuclear Matter. - Ann.Phys., 1959, v.6, N 1, pp. 1-36.
19. Baumgardt H.G., Schott J.V., Sakamoto Y., Schopper E., Stöcker H., Hofman J., Scheid W., Greiner W. Shock Waves and Mach Cones in Fast Nucleus-Nucleus Collisions. - Z. Phys. A, 1975, v.273, pp.359-371.
20. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. Пространственно-временное развитие процесса множественного рождения и механизм "полного" разрушения ядер. - Дубна, 1974. -20 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P2-7871.)

21. Толстов К.Д. Полный распад ядер, вызванный быстрыми протонами. - с.9-10 в сб.: "XII Собрание комитета по фотоэмульсионным работам (4-7 янв. 1965 г.). Аннотации сообщений". - Дубна, 1965 (Объед. ин-т ядер. исслед.: Р-2016).
22. Толстов К.Д., Хошмухаммедов Р.А. Полный распад ядер  $Ag$  и  $Bg$ , вызываемый протонами 10 и 70 ГэВ. - Дубна, 1973. -14 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: Р1-6897.)
23. Ахроров О., Банник Б.П., Попова А.К., Саломов Дж.А., Толстов К.Д., Шабратова Г.С., Шериф М. Эль-Баги А. Полное разрушение тяжелых ядер протонами с импульсом 70 ГэВ/с и  $\alpha$ -частицами 17 ГэВ/с. - Дубна, 1976. -15 с. (Препринт/Объед.ин-т ядер. исслед.: Р1-9963.)
24. Ангелов Н., Аношин А.И., Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М., Тувдендорж Д. Полный развал ядра углерода  $\overline{U}$ -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с. - ЯФ, 1978, т.28, с.684-687.
25. Дремин И.М. Кварк-глюонные струи. - с.319-333 в кн.: "XIV Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий (9-19 дек. 1980)". - Дубна, 1981. -534 с. (Объед. ин-т ядер. исслед.: Д2-81-158.)
26. Аникина М.Х., Варденга Г.Л., Голохвастов А.И., Лукстыньш Ю., Оконов Э.О., Поль Ю.С., Таран Г.Г., Хорозов С.Х. Поиск ударных волн в центральных взаимодействиях ядер углерода с ядрами  $Pb$  и  $Cu$  при 4,5 ГэВ/с нуклон. - Дубна, 1981 (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 1-81-329.)
27. Басова Е.С., Бондаренко А.И., Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Насыров Ш.З., Свечникова Л.Н., Чернов Г.М. Поиск ударных волн в ядро-ядерных соударениях. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, вып.4, с.257-260.
28. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. - М.: Мир, 1975. -343 с.

29. Аношин А.И., Любимов В.Б., Сарычева Л.И., Соловьев М.И., Сулейманов М., Тувдендорж Д. Свойства лидирующих мезонов, образованных во взаимодействиях  $\pi^-$ -мезонов с ядрами углерода и нуклонами при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с. - Дубна, 1977. -14 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 1-10804). - ЯФ, 1978, т.27, вып.4, с.1001-1007.
30. Аношин А.И., Балдин А.М., Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М.К. Инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с в зависимости от их кумулятивного числа и поперечного импульса. Сечения образования кумулятивных струй. - Дубна, 1981. -7 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-81-673). - ЯФ, 1982, т.36, вып.3, с.685-689.
31. Аношин А.И., Любимов В.Б., Сулейманов М.К., Тувдендорж Д. Структура угловых распределений протонов, испущенных из событий с полным развалом ядра углерода  $\pi^-$ -мезонами с  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с. - Дубна, 1980. -8 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-80-332). - ЯФ, 1981, т.33, вып.1, с.164-168.
32. Аношин А.И., Любимов В.Б., Сулейманов М.К., Тувдендорж Д. Исследование спектров эффективных масс  $\pi p$ -пар в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с. - Дубна, 1980. -7с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-80-313.)
33. Аношин А.И., Любимов В.Б., Сулейманов М.К. Инклюзивные сечения рождения изобар в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с. - Дубна, 1980. -7 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-80-697.)
34. Balandin M.P., Borisov N.G., Wang Yung-Chang., Kukhareva R.P., Moiseenko V.A., Snyatkov V.I., Soloviev M.I., Chuvi-  
lo L.V. A 2-metre Propane Bubble Chamber. - Nucl.Instr.and

- Meth., 1963, v.20, p.110-113.
35. Аверичев С.А., Беляев Л.Н., Балашов А.Г., Глущенко В.Г., Григорашенко В.С., Гроте К., Зубарев А.Н., Малашкевич Н.И., Павлов Н.И., Соловьев М.И., Смирнов Н.А. Магнитное поле 2-х метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ. - Дубна, 1968. -18 с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: 13-3724.)
  36. Нгуен Дин Ты, Пенев В.Н., Смирнов Н.А., Соловьев М.И. Определение констант оптической системы двухметровой пропановой пузырьковой камеры. - Дубна, 1971. -23 с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: 13-5942.)
  37. Binon F., Denisov S.P., Duteil et al. Further measurements on the Productions of            and  $K^-$  Mesons and Antiprotons and the 70 GeV IHEP Accelerator. - Phys.Lett., 1969, v.30B, N 7, pp.506-509.
  38. Грачев М.Н., Губриенко К.И., Еременко Е.В. и др. Серпухов, 1970 (Препринт/Ин-т физ. высоких энергий: 70-98).
  39. Алмазов В.Я., Буров А.С., Горяинов А.А. и др. Большой просмотровый стол для обработки фотографий с пузырьковых камер (БПС-1). - ПТЭ, 1969, № 6, с.36-37.
  40. Алмазов В.Я., Беляков В.Н., Ермолаев В.В. и др. Большие просмотрово-измерительные столы на линии с ЭВМ ТРА - с.213-226. В кн.: "Международный симпозиум по вопросам автоматизации обработки данных с пузырьковых и искровых камер (12-16 окт. 1971). Труды". - Дубна, 1972 (Объед. ин-т ядер. исслед.: Д10-6142).
  41. Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Беляков В.А., Вишневская К.П., Гришин В.Г., Иногамов Ш.К., Канарек Т., Кузнецов А.А. Распределения по множественности вторичных частиц в  $\pi^-p$ ,  $\pi^-C$  взаимодействиях при импульсе  $P = 40$  ГэВ/с. - Дубна, 1972. -13 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-6277.)

42. Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Беляков В.А., Вишневская К.В., Гришин В.Г., Иногамов Ш.В., Канарек Т., Кузнецов А.А., Кладницкая Е.Н., Кохли Дж.М., Любимов В.Б., Мельникова Н.Н.,  
Исследование множественности вторичных частиц в  $\pi^-p$ ,  $\pi^-n$  и  $\pi^-C$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. - Дубна, 1972. -16 с. (Препринт-Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-6326.)
43. Векслер В.И., Вирасов Н.М., Врана И., Ким Хи Ин, Кладницкая Е.Н., Кузнецов А.А., Нгуен Дин Ты, Соловьев М.И., Хофмоклъ Т., Чен Ли-янь. Об изучении поляризации  $\Lambda$ -гиперонов при рождении в  $\pi^-p$ -взаимодействиях с энергией 7-8 БэВ. Отчет. - Дубна, 1961. -97 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: Б2-1133.)
44. Соколов С.Н., Толстов К.Д. Контроль и оценка истинного числа событий. - Дубна, 1962. -11 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P-1085.)
45. Ангелов Н.С., Джухадзе С.В., Кладницкая Е.Н., Попова В.М., Тонеева Г.П. Образование  $K^0$ -мезонов,  $\Lambda$  и  $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. - Дубна, 1981. -16 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-81-5.)
46. Сотрудничество: Будапешт-Бухарест-Дубна-Краков-София-Тбилиси-Ташкент-Улан-Батор-Ханой. Изучение взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с ядрами углерода при 40 ГэВ/с. - Дубна, 1976. -13 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-9792.)
47. Абдурахимов А.У., Ангелов Н., Вишневская К.П., Гришин В.Г., Диденко Л.А., Канарек Т., Иногамов Ш.В., Ивановская И.А., Кладницкая Е.Н., Кохли Дж.М., Любимов В.Б. Некоторые характеристики инклюзивных реакций  $\pi^-p \rightarrow \pi^\pm + \dots$  и  $\pi^-n \rightarrow \pi^\pm + \dots$  при импульсе 40 ГэВ/с. - ЯФ, 1973, т.18, вып.3, с.545-553.
48. Сотрудничество: Алма-Ата-Будапешт-Бухарест-Варшава-Дубна-

- Краков-Москва-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор-Ханой. Изучение когерентных взаимодействий  $\bar{N}$ -мезонов с ядрами углерода при импульсе 40 ГэВ/с. - ЯФ, 1976, т.24, вып.2, с.356-360.
49. Каржавин Ю.А., Чувило И.В., Кириллов С.С. и др. Прибор для автоматического измерения координат следов заряженных частиц по снимкам с пузырьковых камер. - ПТЭ, 1963, № 5, с.54-60.
50. Иванченко З.М. Накопление и анализ информации с целью контроля полуавтоматической измерительной системы, работающей на линии с БЭСМ-4. - Дубна, 1971. -22 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 10-6141.)
51. Абдурахимов А.У., Нгуен Дин Ты, Пенев В.Н. Программа геометрической и кинематической обработки событий ГЕОФИТ-1. - Дубна, 1970. -31 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 1-5140.)
52. Марков Н.Ф., Мороз В.И., Никитина В.И., Стельмах А.П., Тенюкова Г.Н. Программа геометрической реконструкции для больших пузырьковых камер (Вариант "1-6"). - Дубна, 1968. -191 с. (Препринт-Объед. ин-т ядер. исслед.: P10-2146.)
53. Граменицкий И.М., Тихонова Л.А., Шляпников П.В. Новый метод учета кулоновского рассеяния при обработке камерных треков. - Дубна, 1965. -6 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P-2146.)
54. Абдурахимов А.У., Ангелов Н. и др. Исследование некоторых методических вопросов, связанных с обработкой событий, зарегистрированных в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ. - Дубна, 1973. -23 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: 1-6967.)

55. Бэм Я., Гришин В.Г., Кривенцова А.Г., Муминов М.М., Трка З. Идентификация заряженных частиц по ионизации и  $\delta$ -электронам в пропановой пузырьковой камере. - Дубна, 1966. -13 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P-2842.)
56. Барашенков В.С., Славин Н.В. Лидирующие частицы в неупругих  $N-N$  и  $\pi-N$  столкновениях. - Дубна, 1982. -10 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P2-82-434.)
57. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. - М.: Наука, 1977. -203 с.
58. Шабельский Ю.М. Процессы множественного рождения в адрон-ядерных соударениях при высокой энергии. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.5, с.1070-1115.
59. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Ядерная физика высоких энергий. - М.: Атомиздат, 1980. -232 с.
60. Ангелов Н., Аношин А.И., Гришин В.Г., Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М.К., Тувдендорж Д. Анализ  $\pi^{-12}C$  и  $\pi-p$ -взаимодействий с испусканием адронов в заднюю полусферу в лабораторной системе координат при  $P_0 = 40$  ГэВ/с. - Дубна, 1978. -15 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-11951.) - ЯФ, 1979, т.29, вып.5, с.1227-1233.
61. Мурадян Р.М. Автомодельность в инклюзивных реакциях. - Дубна, 1972. -111 с. (Объед. ин-т ядер. исслед.: P2-6762.)
62. Ангелов Н.С., Бацкович С., Гришин В.Г., Надь Ю., Сулейманов М. О множественности вторичных частиц, образованных при взаимодействии  $\pi^-$ -мезонов с  $P = 40$  ГэВ/с с несколькими нуклонами ядра углерода. - Дубна, 1976. -16 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-10324.)
63. Беккер Л., Гришин В.Г., Кватадзе Р.А. Источники лидирующих пионов в  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 16 и 40 ГэВ/с.

- Дубна, 1981. -8 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P1-81-429.)

64. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. - УФН, 1979, т.127, вып.1, с.51-98.
65. Аношин А.И., Любимов В.Б., Соловьев М.И., Сулейманов М.К., Тувдендорж Д. Изучение  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при  $P_{\pi^{-}} = 40$  ГэВ/с, сопровождающихся испусканием кумулятивных  $\pi^{-}$ -мезонов. - ЯФ, 1980, т.31, вып.3, с.668-673.
66. Абдинов О.Б., Абросимов А.Т., Байрамов А.А., Будагов Ю.А., Валкар Ш., Дворник А.М., Ломакин Ю.Ф., Майлов А.А., Тарасова Н.Н., Флягин В.Б., Харжеев Ю.Н., Чубарин М.Я. Угловые распределения протонов в  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с с развалом ядра. - Дубна, 1980. -4с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: 1-80-859.)
67. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П., Мещеряков М.Г., Неганов Б.С., Рындин Р.М., Шабудин А.Ф. Взаимодействие протонов с атомными ядрами при энергии 660 МэВ и внутриядерное распределение импульсов нуклонов. - ЖЭТФ, 1959, т.36, вып. 6, с.1631-1649.
68. Сотрудничество: Бухарест-Дубна-Москва-София-Ташкент-Тбилиси-Улан-Батор. Изучение  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при  $P = 40$  ГэВ/с с испусканием протонов назад в лабораторной системе. - ЯФ, 1975, т.22, вып.1, с.1026-1030.
69. Бажков Ю.Д., Гаврилов В.Б., Горяинов Н.А., Гришук Ю.Г., Гущин О.Б., Дегтяренко П.В., Лексин Г.А., Федоров В.Б., Шварцман Б.Б., Шевченко С.В., Шувалов С.М. Разделение вкладов глубоконеупругих и квазисвободных процессов на основании данных об образовании протонов в реакциях  $pA \rightarrow pX$

и  $\pi-A \rightarrow pX$  . - Москва, 1982. -17 с. (Препринт/ИТЭФ-85.)

70. Галицкий В.М. Звуковые возбуждения в ферми-системах. - ЖЭТФ, 1958, т.34, вып.4, с.1011-1013.
71. Мурзин В.С. Физика космических лучей. - М.: МГУ, 1970, -285 с.
72. Богацкая И.Г., Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М. Угловая зависимость кумулятивного эффекта для протонов и ядерные фейерболы. - ЯФ, 1978, т.27, вып.3, с.856-859.
73. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. О кумулятивном рождении  $\pi$ -мезонов в адрон-ядерных соударениях.- ЯФ, 1977, т.26, с.788-795.
74. Базь А.И., Киселев С.М., Оглоблин А.А., Покровский Ю.Е., Чулков Л.В. Каскадная модель столкновения ядер и процесса сжатия ядерного вещества. - Москва, 1976. -16 с. (Препринт/ИАЭ-2660.)
75. Джелли Дж. Черенковское излучение. - М.: Издательство иностранной литературы, 1960. -334 с.
76. Ефремов А.В. Глюоны. - с.144. В кн.: "Физика микромира". - М.: Советская энциклопедия, 1980. -527 с.
77. Хаякава С. Физика космических лучей, ч.1. - М.: Мир, 1973. -701 с.
78. Амусья М.Я. Ядро атомное. -с.572. В кн.: "Физический энциклопедический словарь", т.5. - М.: Советская энциклопедия, 1966. -575 с.
79. Маляров В.В. Основы теории атомного ядра. - М.: Наука, 1967. -511 с.
80. Престон М., Физика ядра. - М.: Мир, 1964. -574 с.

81. Bartke J. et al. Inclusive  $\Delta^{++}(1232)$  Production in  $\pi^+p$ ,  $\pi^-p$  and  $K^-p$  Interactions at 16 GeV/c. - Nucl.Phys., 1978, v. B137, N 3, pp.189-201.
82. Review of Particle Properties. - Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, N 2, Part II.
83. Гудима К.К., Тонеев В.Д. Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях? - ЯФ, 1978, т.27, вып.3, с.658-669.