

С 346.26

7/0772

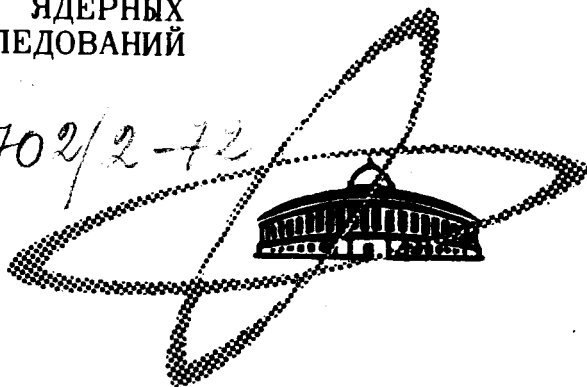
A-724

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2702/2-72

P1 - 6504



*Антонова, М.Т. и др.*

ПРОТОН-НУКЛОННЫЕ И КОГЕРЕНТНЫЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 67 ГЭВ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

P1 - 6504

**ПРОТОН-НУКЛОННЫЕ И КОГЕРЕНТНЫЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ 67 ГЭВ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ**

**(Алма-Ата - Дубна - Краков - Ленинград -  
Москва (ФИАН и МГУ) - Ташкент - Улан-Батор  
сотрудничество).\***

**Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА**

---

\* Перечень авторов см. на обороте титульного листа

## В в е д е н и е

В настоящей работе сообщаются общие характеристики протон-нуклонных взаимодействий и реакций неупругого когерентного рождения частиц протонами при энергии 67 Гэв, полученные с помощью ядерных эмульсий, облученных на ускорителе ИФВЭ (Серпухов). Предварительные экспериментальные данные по  $pN$ -и когерентным взаимодействиям протонов при энергии 67 Гэв были представлены нами на Международную конференцию по физике элементарных частиц в Амстердаме<sup>/1/</sup>, на Всесоюзную конференцию по физике космических лучей в Тбилиси, опубликованы в статьях<sup>/2,3/</sup>. В этом сообщении приводятся наиболее полные данные по рассматриваемым классам взаимодействий; первичные экспериментальные данные для углов вылета частиц в индивидуальных событиях представлены в отдельном Приложении.

### Эксперимент

Стопка из 100 эмульсионных пластин типа НИИХИМФОТО БР-2 размером  $(20 \times 10 \times 0,06)$  см<sup>3</sup> была облучена в марте 1971 г. в выведенном протонном пучке с импульсом  $(67 \pm 2)$  Гэв/с на ускорителе в Серпухове. Примесь пионов и каонов в пучке была меньше 1% (в дальнейшем мы всюду пренебрегаем ею). Плотность облучения составляла  $(2 \pm 4) \cdot 10^4$  част/см<sup>2</sup>. Угловой разброс пучка  $\sim 10^{-3}$  радиан. После про-

явления стопки в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ чувствительность пластин составила около 25 - 30 блоков на 100 мк; слои имели, как правило, малые искажения.

Поиск ядерных взаимодействий осуществлялся просмотром вдоль следа. На полной длине 3057 м просмотренных следов было найдено 8239 неупругих взаимодействий. В их число не включались:

- а) звезды с одной релятивистской частицей при угле отклонения от первичного трека менее 7 мрад (предполагалось, что эти случаи обусловлены упругим рассеянием на нуклонах и ядрах),
- б) события с испусканием  $\delta$ -электрона,
- в) случаи электромагнитного образования  $e^-e^+$ -пары частицей первичного пучка.

Средний свободный пробег для неупругого взаимодействия протонов с импульсом  $p_0 = 67$  Гэв/с в эмульсии оказался равным  $37,1 \pm 0,4$  см, что хорошо согласуется с соответствующими данными при энергиях ниже  $30 \text{ Гэв}^{1/4}$ .

Для отбора взаимодействий со свободными и квазисвободными нуклонами использовались следующие критерии:

- а) наличие не более одного "серого" трека в звезде (для протона отдачи это соответствует пробегу  $> 3$  мм или области кинетических ( $N_h \leq 1$ ) энергий  $25 \div 400$  Мэв), летящего в переднюю полусферу в л.с.,
- б) отсутствие видимых ядер отдачи, а для событий с четным числом  $n$ -заряженных частиц и  $\delta$ -электронов, обусловленных возбуждением ядра-мишени,

в) нижняя граница  $M_t^{min}$  массы мишени, вычисляемая по кинематической формуле  $^{1/5}$ , не должна превышать массы нуклона.

Всего было отобрано 1403 события, удовлетворяющих описанным критериям отбора  $pN$ -взаимодействий, что составляет 17% от полного числа неупругих взаимодействий в эмульсии. Около половины ( $\sim 48\%$ )

из отобранных 645  $pp$ -соударений (четнолучевых звезд) соответствуют взаимодействиям со свободными протонами, остальные – взаимодействиям с протонами, входящими в состав ядер эмульсии. Из 758 нечетнолучевых взаимодействий 164 события с  $n = 1, 3$  и 5 были идентифицированы нами (раздел V) как случаи когерентного рождения частиц на ядрах фото-эмульсии и исключались при анализе взаимодействий (разделы III и IV). Исключение когерентных реакций из событий с  $n = 1, 3$  и 5 производилось следующим образом:

а) удалялись все "чистые" события с  $\sum_i \sin \theta_i < (\sum_i \sin \theta_i)^{max}$  (см. раздел V),

б) для учета отброшенных вместе с когерентными реакциями "чистых"  $p n$ -взаимодействий предполагалось, что их характеристики идентичны соответствующим характеристикам  $p n$ -взаимодействий с  $\beta$ -электроном с тем же числом лучей и в той же области  $\sum_i \sin \theta_i$ , последним приписывался статистический вес, равный  $\frac{n' + n''}{n''} > 1$ , где  $n'$  и  $n''$  – соответственно известные числа "чистых" и фоновых некогерентных звезд с  $\sum_i \sin \theta_i < (\sum_i \sin \theta_i)^{max}$ .

Оставшиеся после исключения когерентных случаев 594 нечетнолучевых события считались взаимодействиями с квазисвободными нейтронами ядер.

### Множественность

1. Средняя множественность и ее зависимость от  $p_0$

Распределение по числу заряженных частиц  $n = n_g + n_s$  ( $n_g \leq 1$  – число "серых",  $n_s$  – число релятивистских треков) приведено на рис. 1. Отдельно показаны когерентные реакции с  $n = 1, 3$  и 5 (раздел V).

Средние множественности для  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -соударений равны<sup>х/</sup> соответственно  $6,4 \pm 0,2$  и  $6,0 \pm 0,2$  (без удаления когерентных реакций последняя множественность равна  $5,3 \pm 0,2$ ). Если допустить, что среднее число протонов в  $pp$ -соударениях при  $p_0 = 67$  Гэв/с такое же, как и в работах<sup>/6,7/</sup>, т.е. равно 1,4, а в  $p\bar{p}$ -соударениях равно 1, как требуется из гипотезы изотопической инвариантности, то среднее число рожденных частиц оказывается равным 4,9 и одинаковым в  $pp$  и  $p\bar{p}$ -соударениях.

Зависимость средней множественности для  $pp$ -соударений от полной энергии взаимодействия в с.д.м. показана на рис. 2. Полученное нами значение  $\langle n \rangle_{pp}$  при  $p_0 = 67$  Гэв/с, а также значение  $\langle n \rangle_{pp}$  в  $pp$ -соударениях, полученное при  $p_0 = 50$  Гэв/с ташкентской группой аналогичным образом, в пределах ошибок согласуются со степенной зависимостью  $\langle n \rangle \sim E_c^{0,68}$ , описывающей данные жидководородных камер при энергиях до 30 Гэв<sup>/8/</sup>. С другой стороны, наши данные по средней множественности заметно выше, чем данные работы<sup>/9/</sup>, полученные в космических лучах и также показанные на рис. 2. В области энергий  $p_0 \leq 30$  Гэв/с эмульсионные данные по  $\langle n \rangle$ <sup>/10/</sup> систематически превышают данные водородных камер на величину 0,2 - 0,3 (рис. 2), однако этой разницы мало для объяснения расхождения наших данных с данными<sup>/9/</sup>. Заметим также, что завышение средней множественности в эмульсии должно быть большим для  $p\bar{p}$ , нежели для  $pp$ -соударений, т.к. в первом случае мы имеем дело только со связанными нейтронами, а во втором - около половины взаимодействий с чистым водородом. Од-

---

<sup>х/</sup> После введения поправки на электроны от пар Далица, равной при наблюдаемой нами средней множественности  $\pi^\pm$ -мезонов и при предположении о том, что  $\langle n_{p0} \rangle = \frac{1}{2} \langle n_{\pi^\pm} \rangle$ , величине 0,06.

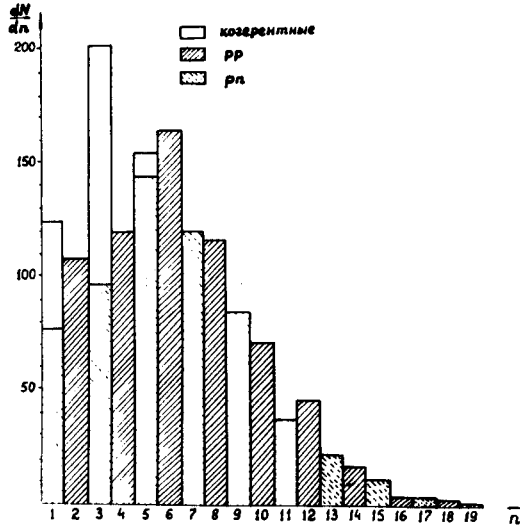


Рис. 1. Распределение по числу вторичных заряженных частиц в  $pN$ -соударениях при  $p_0 = 67$  ГэВ/с.

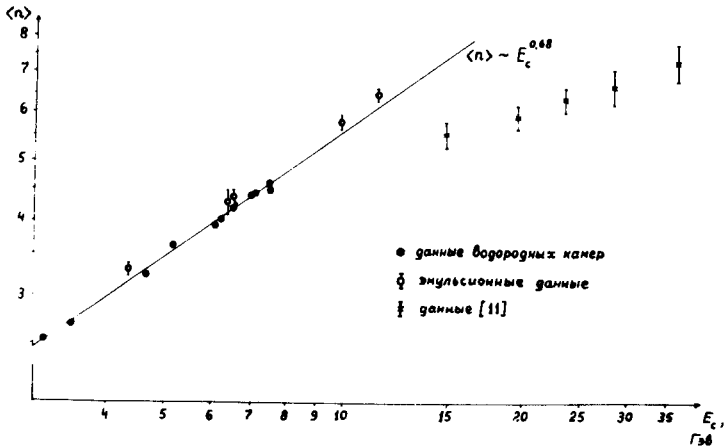


Рис. 2. Зависимость средней множественности для  $pp$ -соударений от  $E_c$ .

нако наблюдаемая нами разница в значениях  $\langle n \rangle_{pp}$  и  $\langle n \rangle_{pn}$  не дает оснований для предположения о существенном влиянии ядерных взаимодействий в эмульсии на среднюю множественность.

## 2. О вероятности перезарядки нуклонов при малых передачах 4-импульса

Наблюдаемые значения числа "серых" следов в  $pp$  и  $pn$ -взаимодействиях дают возможность оценить среднюю вероятность  $\langle W \rangle$  перезарядки нуклонов в неупругих  $pN$ -взаимодействиях при малых передачах 4-импульса.

Средние числа "серых" следов на одно  $pp$ - и  $pn$ -взаимодействие равны соответственно  $0,23 \pm 0,02$  и  $0,11 \pm 0,01$ . Если "серые" следы являются следами протонов отдачи (при этом их кинетическая энергия соответствует интервалу  $0,03 - 0,4$  Гэв), то среднее их число на звезду в  $pn$ -соударениях примерно вдвое меньше, чем в  $pp$ -, что позволяет оценить среднюю вероятность неупругой перезарядки нуклонов

$$\langle W \rangle = 0,33 \pm 0,02 \quad (1)$$

для событий с передачами 4-импульса нуклону отдачи  $0,05 \leq |t| \leq 0,75$  (Гэв/с)<sup>2</sup>.

### Угловые распределения вторичных частиц в $pN$ -соударениях

Угловые распределения вторичных релятивистских частиц в шкале  $x = 1g \text{ tg } \theta$  ( $\theta$  - пространственный угол вторичной частицы с первичным направлением в л.с.к.) для различных множественностей в  $pp$ - и  $pn$ -соударениях при  $p_0 = 67$  Гэв/с показаны соответственно на рис. 3 и 4. На рис. 5 приведены суммарные  $x$ -распределения для всех  $pp$ - и  $pn$ -соударений, а также для групп малой и большой множественности.



На рис. 6 показаны, в зависимости от множественности, значения средних величин  $\langle x \rangle$  для релятивистских частиц в суммарных ливнях, величин  $\langle x' \rangle$  (среднее значение  $x$  при исключении так называемых "лидирующих" частиц<sup>х/</sup>), эмпирического стандартного отклонения  $x$  -распределения  $\sigma \sim [\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2]^{1/2}$  в суммарном ливне и, наконец, коэффициента асимметрии  $a = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$ , где  $n_1$  и  $n_2$  - соответственно числа частиц<sup>хх/</sup>, имеющих в системе центра масс углы  $\theta^* < \pi/2$  и  $\theta^* > \pi/2$ , угол  $\theta$ , соответствующий  $\theta^* = \pi/2$ , был определен в предположении постоянства поперечного импульса:  $p_{\perp i} = \langle p_{\perp} \rangle = 0,35$  Гэв/с.

Как видно из рис. 3-6,  $x$  -распределения не имеют каких-либо особенностей и при небольших  $n$  асимметричны относительно величины  $\lg \gamma_c$ . Для  $pp$  -соударений эта асимметрия, разумеется, кажущаяся, что связано с медленными в с.д.м. вторичными частицами и протонами, вылетающими под углами  $\theta^* > \pi/2$  в с.д.м.

Обращает на себя внимание повышенная асимметрия  $pp$  -взаимодействий малой множественности ( $n = 1 + 3$ ) по сравнению с  $pp$  -взаимодействиями ( $n = 2 + 4$ ). Справедливость такого положения, однако, может быть подтверждена лишь импульсными измерениями.

На рис. 7 показаны угловые распределения вторичных частиц в  $pp$ -соударениях при разных  $n$  в координатах  $\cos \theta^*$ . Перевод углов

---

<sup>х/</sup> "Лидирующими" частицами мы считали одну релятивистскую частицу в каждой звезде с минимальным  $\theta$ , меньшим  $2^\circ$ . (Здесь и ниже мы следуем приближенному рассмотрению, обычно используемому в космических лучах).

<sup>хх/</sup> При вычислении  $a$  использовались и "серые" следы, причем, разумеется, им приписывался угол  $\theta^* > \pi/2$

в систему центра масс осуществлялся на основе распределения поперечных импульсов<sup>x/</sup> других данных из  $pp$ -соударений при  $p_0 \leq 30$  Гэв/с<sup>/11/</sup> согласно процедуре, использованной для пионов в работе<sup>/12/</sup>. Наблюдаемая в пределах ошибок опыта и методики перевода симметрия этих распределений свидетельствует о сравнительно слабом влиянии ядра-мишени на характеристики отбираемых в эмульсии  $pN$ -взаимодействий. Из данных рис. 7 следует также вывод об анизотропии угловых распределений вторичных частиц в с.ц.м., убывающей, как это имело место и при более низких энергиях, с увеличением  $n$ , но сохраняющейся вплоть до самых больших множественностей. Этот вывод подтверждается также данными по  $\sigma$  (рис. 6).

#### Когерентное рождение частиц на ядрах

Реакции неупругого когерентного рождения частиц протонами на ядрах изучены в значительно меньшей степени, чем аналогичные реакции с участием пионов. Определяющими характеристиками этих процессов, как известно, являются:

- а) узкое угловое распределение рожденных частиц, что связано с малостью передач импульса ядру-мишени,
- б) отсутствие возбуждения или развала ядер,
- в) совпадение внутренних квантовых чисел начальной и конечной систем при дифракционном механизме процесса.

Факторы а) и б) обычно используются при отборе когерентных реакций на фоне взаимодействий с нуклонами ядра-мишени, причем следует отметить, что при регистрации факта отсутствия возбуждения или развала ядра эмульсия заметно выигрывает в сравнении с другими трековыми приборами.

---

<sup>x/</sup> Для пионов  $p_{\perp \text{exp}} (-p_{\perp}/0,175)$ ;  $\langle p_{\perp} \rangle = 0,35$  Гэв/с; для протонов  $p_{\perp \text{exp}}^2 (-p_{\perp}/0,166)$ ;  $\langle p_{\perp} \rangle = 0,5$  Гэв/с;  $W_p = 0,3$ .

Рис. 3. Распределения по  $x = \lg \operatorname{tg} \theta$  при различных  $n$  в  $pp$ -соударениях.

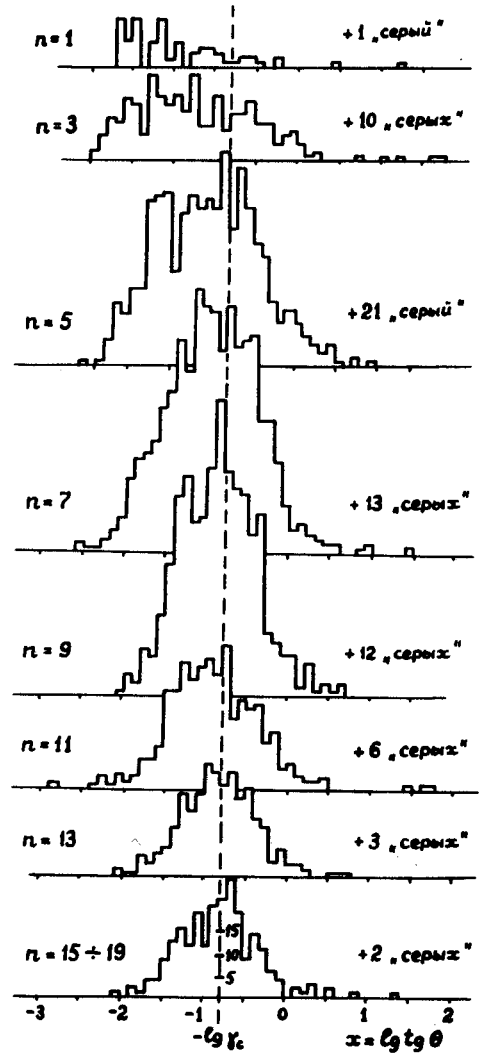
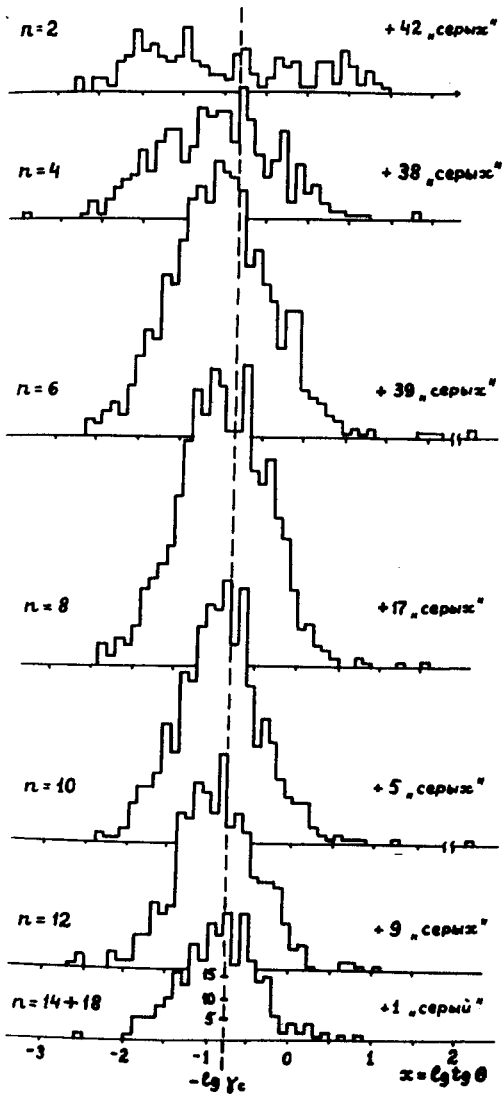


Рис. 4. Распределения по  $x = \lg \operatorname{tg} \theta$  при различных  $n$  в  $pp$ -соударениях.

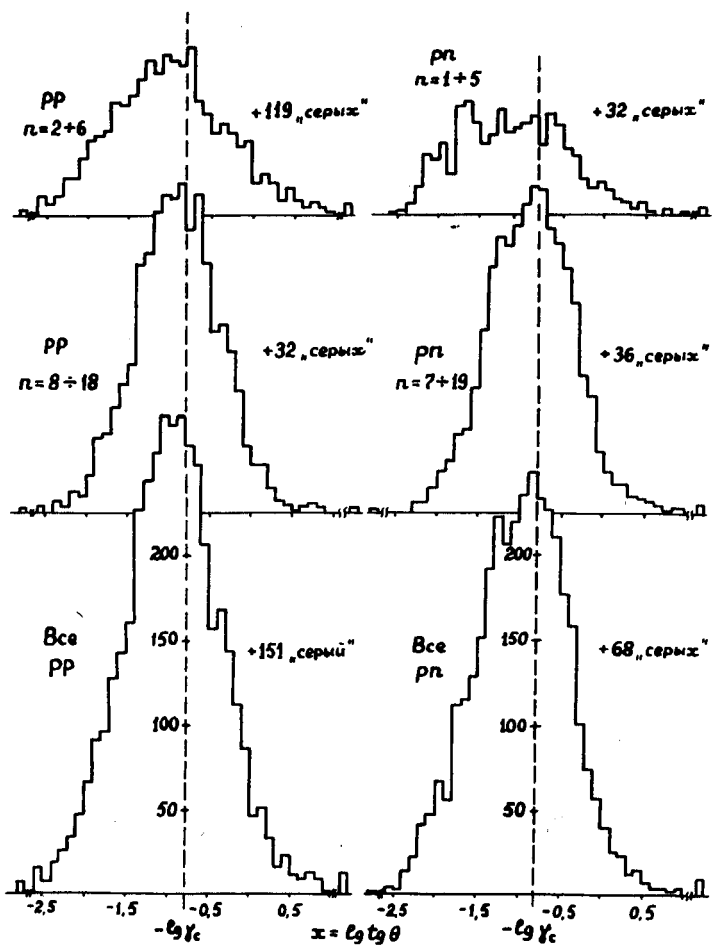


Рис. 5. Суммарные  $x$ -распределения в  $pp$ - и  $p\pi$ -соударениях.

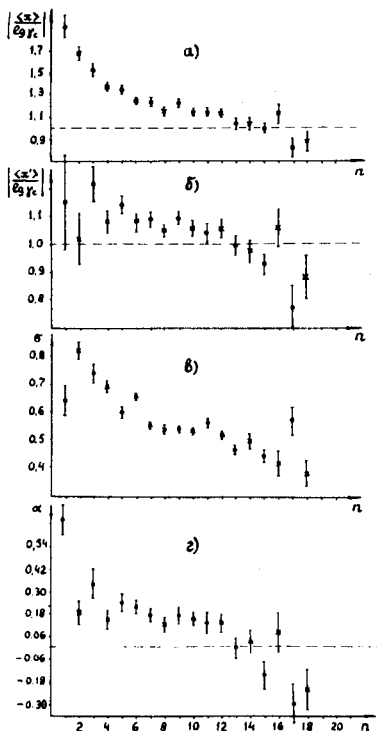


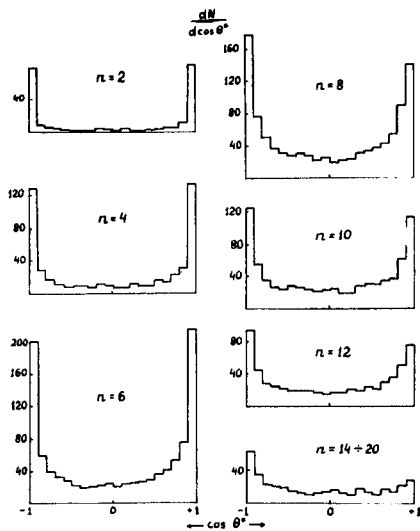
Рис. 6. Зависимость от множественности величин  $\langle x \rangle$  (а)  $\langle x^2 \rangle$  (б),  $\sigma$  (в) и  $\alpha$  (г). Определения - см. в тексте.

В когерентных взаимодействиях с участием протонов полное число рожденных частиц может быть произвольным (число заряженных вторичных частиц - нечетным). Возможные каналы реакций:

$$\text{однолучевые} \left\{ \begin{array}{l} p + A \rightarrow p\pi^0 + k\pi^0 + A, \\ p + A \rightarrow n\pi^+ + k\pi^0 + A, \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\text{трехлучевые} \left\{ \begin{array}{l} p + A \rightarrow p\pi^+\pi^- + k\pi^0 + A, \\ p + A \rightarrow n2\pi^+\pi^- + k\pi^0 + A, \end{array} \right. \quad (3)$$

Рис. 7. Угловые распределения вторичных частиц в с.ц.м.  $pp$ -соударениях при разных  $n$ .



$$\text{пятилучевые} \quad \left\{ \begin{array}{l} p + A \rightarrow p 2\pi^+ 2\pi^- + k\pi^0 + A , \\ p + A \rightarrow n 3\pi^+ 2\pi^- + k\pi^0 + A , \end{array} \right. \quad (4)$$

и т.д. ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ), где  $A$  - число нуклонов в ядре-мишени. Имеющиеся данные (главным образом, о трехлучевых каналах реакции) относятся к практически одинаковым энергиям ( $20 + 28$  Гэв).

Ниже приводятся данные по реакциям (2)-(4) для 67 Гэв/с протонов на ядрах эмульсии.

### 1. Распределения по множественности

На рис. 8 приведено распределение по числу заряженных частиц для всех 1403 событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора  $pN$ -взаимодействий, и для так называемых "чистых" звезд (события

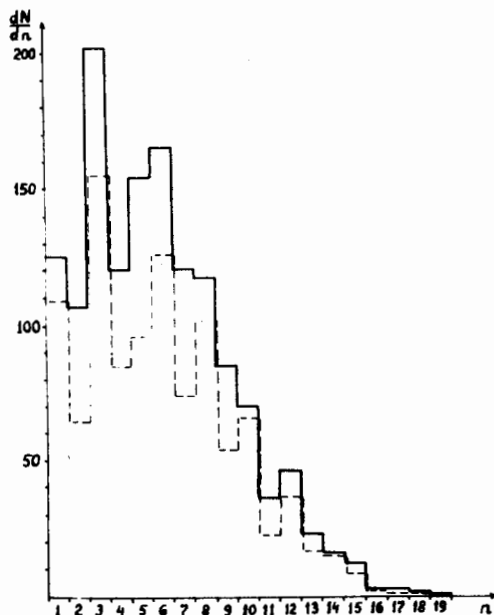


Рис. 8. Распределения по числу вторичных заряженных частиц во всех квазинуклонных событиях (сплошная линия) и "чистых" звездах типа  $0+0+n$  (пунктир).

с  $n_g = 0$  и отсутствием видимых следов возбуждения ядер). Отметим, что высокое пространственное разрешение ядерных эмульсий позволяет регистрировать очень медленные осколки ( $E \geq 0,2$  Мэв для протонов и  $\geq 1$  Мэв для ядра углерода), т.е. довольно уверенно констатировать отсутствие развала или возбуждения ядра. Когерентные реакции (2) - (4) могут содержаться среди "чистых" звезд с  $n = 1, 3, 5$  и т.д., заведомо отсутствуя среди событий с четными  $n$ , и нечетнолучевых событий с признаками ядерного развала или сильного возбуждения.

Как видно из рис. 8, в распределении по  $n$  замечен избыток событий с  $n = 1$  и 3, целиком обусловленный "чистыми" звездами. Если при  $n \geq 5$  число "чистых"  $pp$ -событий заметно превышает число "чистых"  $p\pi$ -событий (это связано с наличием в эмульсии свободного водорода и возможностью испускания  $\beta$ -электрона при взаимодействии с квазисвободными нейтронами ядер), то при малых  $n$  ситуация - прямо противоположная, что естественно связать с вероятной примесью когерентных реакций (2)-(4). Весьма грубые оценки чисел когерентных одно-, трех-, пятилучевых реакций могут быть получены из данных рис. 8, если предположить равенство чисел  $pp$ - и  $p\pi$ -событий в эмульсии и линейное возрастание  $dN/dn$  с ростом  $n$  в областях  $n = 0, 1, 2; 2, 3, 4; и 4, 5, 6$  соответственно. Эти оценки дают  $N_1 \sim 60 \pm 12$ ,  $N_3 \sim 87 \pm 16$  и  $N_5 \sim 12 \pm 15$  когерентных реакций (2), (3) и (4). Разумеется, величина  $N_1$  может быть недооценена только вследствие пропуска однолучевых событий с  $\theta < 7$  мрад.

## 2. Угловые распределения. Трехлучевые события

Аналогично работе <sup>13/</sup>, в которой изучались пионные когерентные реакции, для выделения протонных когерентных реакций мы изучили распределения по величине  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$ , которая, как легко показать, приближенно пропорциональна продольной компоненте  $q_{||}$  передаваемого ядру импульса. Ограничение  $q_{||} \leq R_A^{-1}$  ( $R_A$  - радиус ядра) приводит

к значительной разнице в распределениях  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$  для когерентных и  $p\pi$ -взаимодействий. Так, например, в когерентных трехлучевых событиях  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$  оказывается меньше величины 0,2 - 0,4, что приводит к угловой коллимации вторичных частиц в этих реакциях, значительно более сильной, чем в  $p\pi$ -взаимодействиях.

На рис. 9 представлены распределения по  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$  для "чистых" событий типа  $0 + 0 + 3p$ , среди которых могут содержаться когерентные реакции (3), и фоновых событий, соответствующих взаимодействиям с нуклоном. Последнюю группу составили:

а) трехлучевые звезды, сопровождающиеся электроном ( $p\pi$ -взаимодействия),

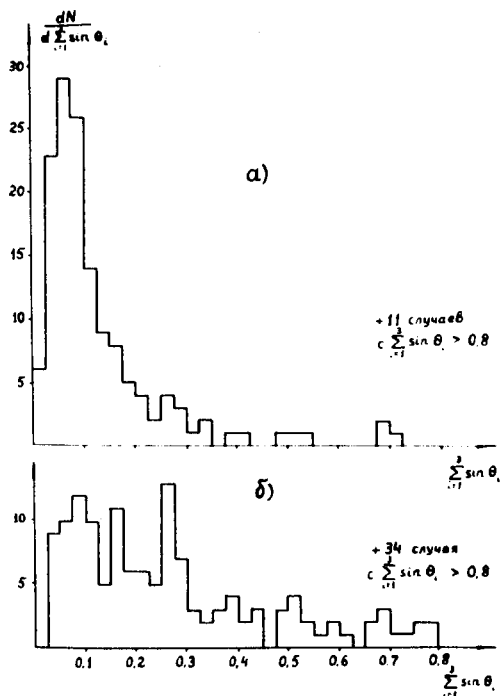


Рис. 9. Распределение по  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$  в "чистых" звездах  $0+0+3p$  (а) и фоновых трехлучевых событиях (б).



б) четырехлучевые  $pp$ -соударения при исключении протона отдачи ("серого" трека) или (для событий  $0+0+4p$ ) одной релятивистской частицы  $x/$  с максимальным  $\theta$ .

Из данных рис. 9 следует, что  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$  - распределения существенно различны, а именно: имеется значительный избыток "чистых" событий в области малых  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$  (т.е. малых  $q_{||}$ ). При предположении, что этот избыток обусловлен когерентными реакциями (3), их число может быть легко найдено при нормировке  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$  - распределений в области  $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i > (\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$ , где  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$  - верхняя граница соответствующего распределения для реакций (3). Величина  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$  должна быть найдена эмпирически. Следуя методике работы<sup>14/</sup> мы построили для этой цели зависимость числа  $N_3$  реакций (3) от  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$ , рассматриваемого как параметр (рис. 10). С ростом

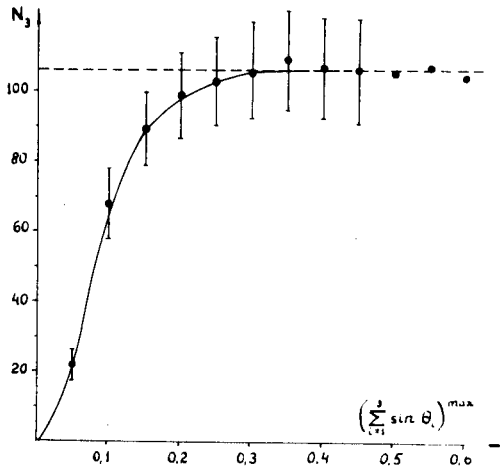


Рис. 10. Зависимость числа трехлучевых когерентных реакций  $N_3$  от выбора  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$ .

$x/$  Легко видеть, что это предположение, если оно неверно, приводит к слабой недооценке числа когерентных событий.

$(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$ ,  $N_3$  монотонно возрастает, достигая постоянной величины ("плато") при искомом значении параметра. Наилучшее значение  $N_3$ , определенное по данным рис. 10, составляет  $106 \pm 14$ , что соответствует среднему свободному пробегу в фотоэмульсии для реакций (3):

$$(\lambda_3)_{67p} = (28,8_{-3,3}^{+4,4}) \text{ м} \quad (5)$$

Число трехлучевых когерентных реакций, полученное грубо в предыдущем разделе из  $n$ -распределения, не противоречит (5), т.к. вследствие превышения числа  $pp$ -событий в эмульсии над числом  $p\pi$ -событий (из-за наличия свободного водорода), оно является заниженным.

Значение  $(\lambda_3)_{67p}$  для когерентных трехлучевых реакций (3), полученное в настоящей работе, значительно выше величины  $(\lambda_3)_{60\pi}$  для реакций  $\pi^- \rightarrow 3\pi^+ (+m\pi^0)$ , равного  $(16,5_{-1,2}^{+1,3})$  м и полученного в <sup>13/</sup>аналогичным путем <sup>x/</sup>.

Отметим, наконец, что хотя любое значение  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$  в области "плато" для  $N_3$  (рис. 10) является корректным для определения

$N_3$ , при дальнейшем изучении реакций (3) или их выделении из числа  $p\pi$ -взаимодействий с  $n = 3$ , целесообразно выбирать как можно более малые значения  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$ , так как при этом достигается наименьший "фон" от "чистых"  $p\pi$ -соударений. В настоящей работе наиболее разумно выбрать с этой целью значение  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max} = 0,2$  (по данным работы <sup>13/</sup> для пионных реакций при 60 Гэв/с такое значение  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max} \approx 0,15$ ).

---

<sup>x/</sup> Использованное нами в работе <sup>13/</sup> для отбора реакций  $\pi^- A \rightarrow A3\pi^+ (+m\pi^0)$  значение  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max} = 0,3$  находится на "плато" зависимости  $N_3$  от  $(\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i)^{max}$ , поэтому значение  $(\lambda_3)_{60\pi}$  из <sup>13/</sup> является верным.

### 3. Угловые распределения. Однолучевые события

Для выделения однолучевых когерентных реакций (2) рассмотрим "чистые" однолучевые события с углом отклонения вторичного релятивистского трека от первичного  $\theta > 0,6^\circ$  (оценка дает приблизительно один упругий случай в данной области). На рис. 11 показано распределение этих событий по углу  $\theta$  (при малых углах  $\theta \sim \sin \theta$ ). На этом же рисунке в качестве фоновых показано также  $\theta$ -распределение однолучевых событий с  $\beta$ -электроном и частиц из двухлучевых  $pp$ -вза-

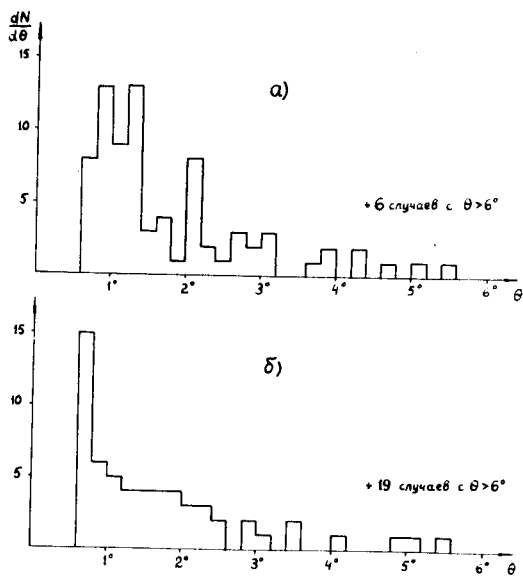


Рис. 11. Распределение по  $\theta$  в "чистых" звездах  $0+0+1p$  (а) и фоновых однолучевых событиях (б).

взаимодействий при исключении "серого" трека или трека с максимальным углом  $\theta$  из событий  $0+0+2$  р. Как видно из рис. 11, опять имеется избыток "чистых" событий в области малых  $\theta$ , который естественно отнести к реакциям (2).

Нормировка распределений "чистых" и фоновых событий в области  $\chi/\theta^{max} = 4^\circ$  дает избыток "чистых" событий в области  $0,6 < \theta < 4^\circ$ , равный  $N_1 = 47 \pm 13$  (эта оценка слабо меняется при варьировании  $\theta^{max}$  от  $2$  до  $6^\circ$ ). Вследствие потерь однолучевых событий при просмотре это значение  $N_1$  должно быть, по данным нашего эксперимента, увеличено на фактор 1,5, что даст верхнее значение для пробега:

$$(\lambda_1)_{67p}^{max} \sim 45м. \quad (6)$$

Истинное значение  $(\lambda_1)_{67p}$ , по-видимому, ниже, так как значительное число реакций (2) могут иметь углы  $\theta < 0,6^\circ$ .

Относительно большое значение сечения однолучевых когерентных взаимодействий вероятно, связано с тем, что, в отличие от реакций дифракционной когерентной генерации пионов пионами, закон сохранения G-четности не запрещает конечных двухчастичных систем ( $p\pi^0$  и  $p\pi^+$ ) в протонных реакциях.

#### 4. Угловые распределения. Пятилучевые события

Применяя ту же методику исследования  $\sum_{i=1}^5 \sin \theta_i$ -распределения, что и для трехлучевых событий, мы получим наиболее вероятную величину  $N_5 = 11 \pm 5$  (см. рис. 12). Это дает следующую оценку пробега для пятилучевых когерентных реакций (4) в фотоэмульсии при энергии протонов 67 Гэв:

---

$\chi/\theta^{max} = 4^\circ$  было выбрано нами из рассмотрения распределения по углам  $\theta$  вторичных частиц в трехлучевых когерентных реакциях, в которых углы  $\theta > 4^\circ$  встречаются редко.

$$(\lambda_5)_{67p} = (280_{-90}^{+230}) \text{ м} \quad (7)$$

Несмотря на бедную статистику, отметим, что эта величина, по-видимому, превышает значение  $(\lambda_5)_{60\pi} = (133_{-34}^{+68}) \text{ м}$ , полученное для пятилучевых пионных когерентных реакций при 60 Гэв/с /13/.

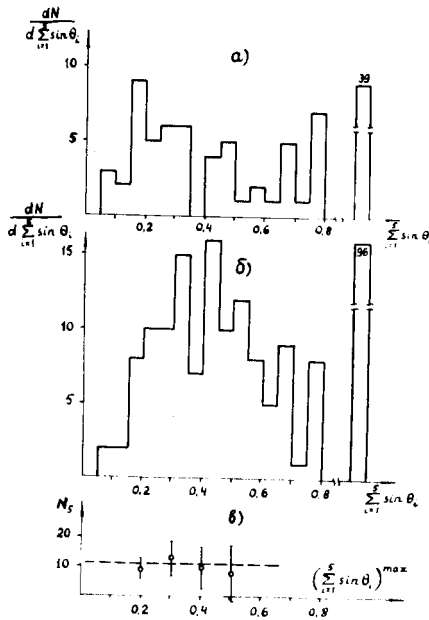


Рис. 12. Распределение по  $\sum_{i=1}^5 \sin \theta_i$  в "чистых" звездах  $0+0+5p$  (а) и фоновых пятилучевых событиях (б) и зависимость числа  $N_5$  пятилучевых когерентных реакций от выбора  $(\sum_{i=1}^5 \sin \theta_i)^{\max}$ .

## 5. Энергетическая зависимость пробега трехлучевых когерентных реакций

На рис. 13 приведены данные о пробеге когерентной генерации трех заряженных частиц протонами, полученные в ядерной эмульсии в зависимости от энергии. При этом данные работ /15-18/ при энергиях 20-25 Гэв пересчитаны нами согласно процедуре анализа  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$  - распределений, примененного в настоящей работе. На этом же рисунке для сравнения приведены соответствующие значения для когерентных взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов, взятых из /13,14/ и также обработанных в одинаковой с настоящей работой манере.

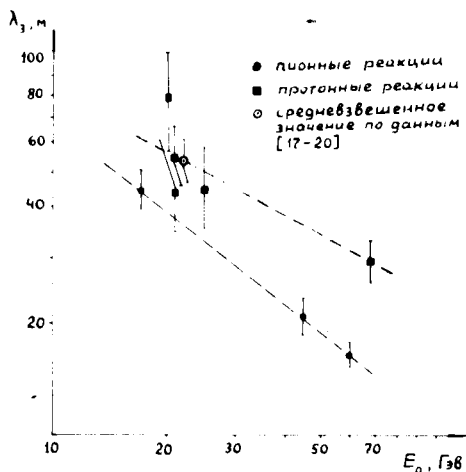


Рис. 13. Зависимость пробега в фотоэмульсии для трехлучевых когерентных реакций от первичной энергии  $E_0$ .

Как видно из рис. 13, сечение трехлучевых протонных реакций, так же как пионных, возрастает в области ускорительных энергий. Данные рис. 13 позволяют также предположить различие в характере

возрастания с энергией сечений протонных и пионных реакций, однако для уверенного вывода необходимы дальнейшие исследования.

Авторы благодарны коллективу сотрудников ИФВЭ (Серпухов) и особенно проф. Ю.Д. Прокошкину и С.П. Денисову за помощь в проведении эксперимента по облучению ядерных фотоэмульсий, сотрудникам группы С.И. Любомилова (ЛВЭ ОИЯИ) за проявление слоев.

Авторы выражают также глубокую признательность всем лаборантам, принявшим участие в просмотре и измерениях характеристик ядерных взаимодействий.

### Л и т е р а т у р а

1. A.Antonova et al. Alma-Ata-Cracow-Dubna-Leningrad-Moscow (FIAN and MGU)-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration. Reports No. 263 and 264 at the Amsterdam Int. Conf. on Elem. Particles, Amsterdam, July 1971.
2. A.Antonova et al. Alma-Ata-Cracow-Dubna-Leningrad-Moscow (FIAN and MGU)-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration. Phys.Lett., 39B, 282 (1972).
3. A.Antonova et al. Alma-Ata-Cracow-Dubna-Leningrad-Moscow (FIAN and MGU)-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration. Phys.Lett., 39B, 285 (1972).
4. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Физматгиз, Москва, 1968.
5. Н.Г. Биргер, Ю.А. Смородин. ЖЭТФ, 36, 1159 (1959); И.М. Граменицкий и др. Препринт ОИЯИ, 553, Дубна, 1960.
6. E.W.Anderson, E.J. Bleser, G.V.Collins et al. Phys. Rev.Lett., 19, 198, 1967.
7. H.Øggild, E.Dahl-Jensen, K.H.Hansen et al. Nucl. Phys., B27, 269, 1971.
8. O.Czyzewski, K.Rybicki. Report of Inst. of Nucl. Phys., No. 703/PH, Cracow, 1971.
9. L.W.Jones, A.E.Bussian, G.D.De Meester et al. Phys. Rev.Lett., 25, 1679, 1970.

10. Н.П. Богачев, Е.Л. Григорьев, Ю.П. Мереков. ДАН СССР, 148, 793, 1963; Э.Г. Боос, Н.П. Павлова, Т. Темиралиев, Р.А. Турсунов. ЖЭТФ, 47, 2041, 1964; С.А. Азимов, Л.Н. Свечникова, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1912, 1970.
11. R.R.Kinsey, T.W.Morris, R.S.Panvini. BNL-report, No. 14934.
12. B.Furmanska, J.Gierula, R.Holynski, S.Krzywdsinski, A.Linscheid. Report of Inst. of Nucl.Phys., No. 761/PN, Cracow, 1971.
13. Alma-Ata-Budapest-Cracow-Dubna-Sofia-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration. Phys.Lett., 31B, 241, 1970.
14. С.А. Азимов и др. ЯФ, 14, 137, 1971.
15. Э.Г. Боос, Ж.С. Такибаев, Р.Л. Турсунов. ДАН СССР, 170, 1041, 1966.
16. Г.Б. Жданов, М.И. Третьякова, М.И. Чернявский. ЖЭТФ, 55, 170, 1968.
17. Ш. Абдужамилов, С.А. Азимов, В.М. Чудаков. ЯФ, 7, 95, 1968.
18. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов. ДАН СССР, 192: 1241, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июня 1972 года.