

СЗУБ.2г

A-139

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



3403/4-77

1- 10669

ЛЯП

А.Абдивалиев, К.Бешлиу, А.П.Гаспарян, С.Груиа,  
А.П.Иерусалимов, Д.К.Копылова, Ф.Которобай,  
В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян

СЕЧЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ

В ПЯТИЛУЧЕВЫХ ЗВЕЗДАХ

пр -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ  $P_n = 5,1$  ГэВ/с

**1977**

1- 10669

А. Абдивалиев, К. Бешлиу, А. П. Гаспарян, С. Груиа,  
А. П. Иерусалимов, Д. К. Копылова, Ф. Которобай,  
В. И. Мороз, А. В. Никитин, Ю. А. Троян

СЕЧЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ

В ПЯТИЛУЧЕВЫХ ЗВЕЗДАХ

пр -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ  $P_n = 5,1$  ГэВ/с

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Абдигалиев А. и др.

1 - 10669

Сечения каналов реакций в пятилучевых звездах при взаимодействии при  $P_n = 5,1$  ГэВ/с

Определены сечения различных каналов реакции в 5-лучевых звездах при взаимодействии при импульсе  $P_n = (5,10 \pm 0,17)$  ГэВ/с, возникающих в 1 м водородной камере. Изложены методы разделения каналов реакций в этом классе взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

I. Однометровая водородная пузырьковая камера ЛВЭ ОИЯИ облучалась нейтронами с импульсом  $P_n = 5,10 \pm 0,17$  ГэВ/с. Условия облучения и вид спектра нейтронов, падающих на камеру, подробно изложены в /1/. На основе распределения вершин звезд по координатам X /вдоль пучка/, Y, Z в камере эффективный объем, из которого обрабатывались события, был выбран ограниченным следующими значениями координат  $27,5 \leq X \leq 88,5$  см,  $17,2 \leq Y \leq 22,0$  см,  $12,8 \leq Z \leq 17,4$  см. Из хорошо измеренных 4877 звезд вне эффективного объема оказалось 188 /3,9% общего количества/. Они возникают от вторичных нейтронов /2/. Однако звезды от вторичных нейтронов могут оказаться и внутри эффективного объема. В работе /2/ оценено общее количество 5-лучевых звезд от вторичных нейтронов, которое равно при  $P_n = 5,1$  ГэВ/с 7%. Следовательно, в эффективном объеме может оказаться 3,1% /150/ звезд от вторичных нейтронов. Средняя точность измерения импульсов положительных, отрицательных следов и суммарного импульса в звезде равна соответственно 3%, 3,2% и 1,6%. Число неизмеримых событий составляет 8%. Примесь от 3-лучевых звезд с парой Далитца, которые топологически выглядят как 5-лучевые события, составляет 4%. Потери от нерегистрации протона с импульсом, меньшим 0,080 ГэВ/с, составляют ~1% /оценено по 4-лучевым звездам/. Потерей 5-лучевых звезд, которые топологически выглядят как 7-лучевые из-за образования пары Далитца, можно пренебречь. Эффективность просмотра 5-лучевых звезд ~100%. Измерения проводились на НРД /5/ и ПУОСах ЛВТА ОИЯИ.

II. С использованием  $\chi^2$  критерия для разделения каналов реакций в 5-лучевых звездах при некоторых выбранных граничных значениях  $\chi^2_{гр}$  о событии может быть высказано, в принципе, 10 гипотез. Событие может быть отнесено к одному из следующих классов:

$$np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^- \quad (0)$$

$$np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (\pi^0)$$

$$np \rightarrow pp\pi^+\pi^+\pi^-\pi^- \quad (n)$$

$$np \rightarrow +++- \quad (\text{no fit}).$$

При этом каждый класс 0,  $\pi^0$  или n может содержать 3 гипотезы в зависимости от того, является ли данный положительный след протоном или  $\pi^+$ -мезоном /рождением странных частиц мы пренебрегаем/. Назовем такие гипотезы однородными.

Первым шагом при разделении каналов была сортировка звезд по классам, указанным выше. Процедура заключается в следующем: если при данных  $\chi^2$  для любого класса событие удовлетворяет нескольким однородным гипотезам, то среди них оставляется та, которая имеет наименьшее значение  $\chi^2$ . Например, если событие содержит 2 протона, то нельзя указать конкретно, какие 2 из 3 положительных частиц именно протоны и, если при этом все  $\chi^2$  меньше  $\chi^2_{гр}$  для класса 0 и одновременно для класса  $\pi^0$ , то из гипотез 0, 0', 0'',  $\pi^0$ ,  $\pi^{0'}$ ,  $\pi^{0''}$  /соответствующих последовательным предположениям, что протонами являются положительные частицы под номерами 1,2; 1,3; 2,3/ оставляются две, а именно внутри класса 0 та, у которой  $\chi^2$  наименьший среди 0, 0' и 0'' и одновременно среди класса  $\pi^0$  та, у которой минимальный  $\chi^2$  для гипотез  $\pi^0$ ,  $\pi^{0'}$ ,  $\pi^{0''}$ . В этом случае событие относится к типу неразделенного  $0\pi^0$ . Среднее значение разности  $\chi^2$  для класса 0 в однородных гипотезах равно 6,8, для класса  $\pi^0$  - 4,3, для класса n - 3,7.

В результате этой процедуры все события разбиваются на типы: "чистые" 0,  $\pi^0$ , n, где проходит

только одна гипотеза о событии, неразделенные -  $0\pi^0$ ,  $0n$ ,  $\pi^0n$ ,  $0\pi^0n$  и тип no fit, содержащий две нейтральных частицы.

При разделении каналов реакций использовались сведения об идентификации частиц по ионизации, пробегу,  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  распаду. Дополнительная идентификация возникает из сравнения импульсных спектров отрицательных и положительных частиц в лабораторной системе. Это сравнение показывает, что выше 2 ГэВ/с положительные частицы можно считать протонами. Ошибочная идентификация из-за этого приема возможна в 5%; исключение ее не меняет распределений частиц в с.ц.м., но сильно уменьшает число неразделенных гипотез.

На рис. 1 представлены распределения  $\chi^2$  для гипотез 0 /четыре уравнения связи/,  $\pi^0$  /пунктир/ и n /одно уравнение связи/. Стрелками указаны выбранные  $\chi^2_{гр}$ , равные 25 для 0 и 12,5 для  $\pi^0$  и n. Граничные

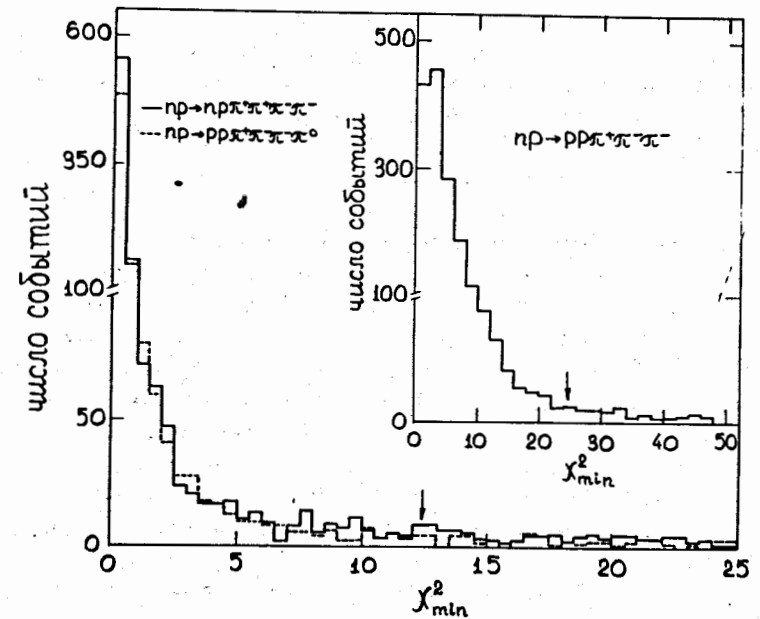


Рис. 1.  $\chi^2_{\min}$  - распределения для реакций  $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$  /пунктир/ и  $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ .

значения выбирались на основе вида распределений и наилучшего удовлетворения критериям правильности разделения, о которых будет сказано ниже.

При дальнейшем разделении событий на классы в случаях так называемых неразделенных событий применялся анализ их распределений по асимптоте /4/ в событиях, где неразделенные содержат гипотезу 0. Асимптота определяется как:

$$f_{\infty} = P_{\Sigma} \cos \theta_{\Sigma} - E_{\Sigma} + m_p. \quad /1/$$

Здесь  $\cos \theta_{\Sigma}$  - угол суммарного импульса видимых частиц с направлением полета первичного нейтрона. В случае канала 0, где все родившиеся частицы зарегистрированы,  $P_{\Sigma} \cos \theta_{\Sigma} = P_n$ ,  $E_n + m_p = E_{\Sigma}$  и

$$f_{\infty}^0 = -(E_n - P_n), \quad /2/$$

т.е. при монохроматическом пучке нейтронов распределение событий канала 0 по  $f_{\infty}^0$  превращается в линию. Размытие распределения по  $f_{\infty}^0$ , обязанное немонохроматичности первичного пучка, равно у нас

$$\Delta_n f_{\infty}^0 = 0,003 \text{ ГэВ.}$$

Так как асимптота определяется по экспериментально измеренным значениям импульсов и углов треков /см. /1//, то это приводит к дополнительному размытию распределения по асимптоте  $\Delta_n f_{\infty}^0 \approx 0,14 \text{ ГэВ}$ , что значительно больше неопределенности, связанной с шириной спектра падающих нейтронов. Отметим, что обе причины приводят к симметричному распределению событий канала 0 вокруг центрального значения, равного при  $P_n = 5,1 \text{ ГэВ/с}$   $f_{\infty}^0 = -0,085 \text{ ГэВ}$  для имеющейся точности измерений и ширины спектра падающих нейтронов.

Для канала  $\pi^0$  асимптоту можно записать в виде:

$$f_{\infty}^{\pi^0} = -(E_n - P_n) + E_{\pi^0} - P_{\pi^0}^{\parallel}, \quad /3/$$

где  $E_{\pi^0}$  - энергия улетевшего  $\pi^0$ -мезона, а  $P_{\pi^0}^{\parallel}$  -

параллельная составляющая его импульса. Из /3/ следует, что распределение по асимптоте из канала  $\pi^0$  занимает область правее значения  $-(E_n - P_n)$ , соответствующего  $f_{\infty}$  для канала 0.

На рис. 2 представлено распределение по асимптоте, суммированное по всем классам "чистого" 0, неразделенных  $0\pi^0$ ,  $0n$ ,  $0\pi^0 n$ . Во всех случаях асимптота в событиях считается в предположении, что оно относится к классу 0 /идентификация частиц задана извне оценками ионизации и т.д. или определена  $\chi^2$  процедурой/. Среднее значение  $f_{\infty}^0$  равно -0,085, дисперсия - 0,014 ГэВ, как и ожидается, если все события

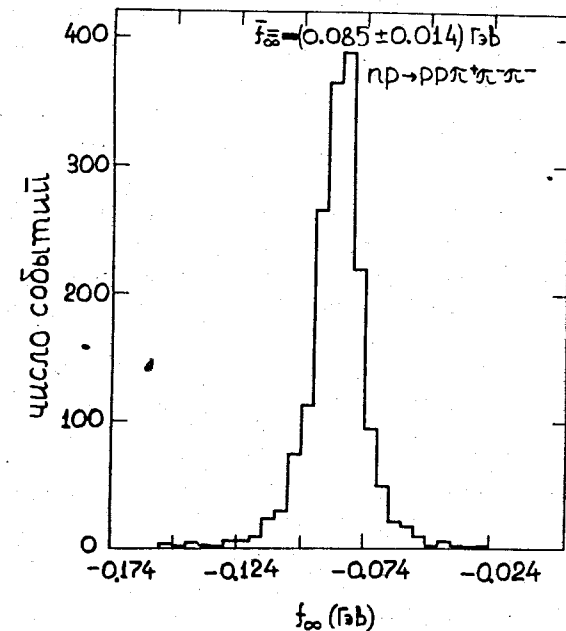


Рис. 2. Распределение по асимптоте  $f_{\infty}$  из всех событий реакции  $\pi p \rightarrow \pi \pi \pi \pi \pi \pi$ .

относятся к классу 0. Справа и слева от центрального значения имеется одинаковое число событий, т.е. распределение симметрично. Отсюда мы заключаем, что примеси других каналов в канале 0 в пределе статистики

нет. Отметим, что распределения по  $f_{\infty}^0$ , построенные отдельно для всех указанных выше типов событий, содержащих гипотезу  $\theta$ , имеют тот же вид.

Разделение неразделенных событий типа  $\pi^0 n$  производится с использованием критерия недостающей массы. На рис. 3 представлено распределение по недостающей массе из этих событий в предположении, что все они относятся к каналу  $\pi^0$ . Максимум распределения приходится на массу  $\pi^0$ -мезона и распределение более или менее симметрично. На рис. 4 показано распределение по недостающей массе из тех же событий, посчитанных в предположении, что все они относятся к каналу  $n$ . На рис. 5 представлено распределение по недостающей массе из "чистого" канала  $n$ . Здесь максимум распределения приходится на значение массы нейтронов, и распределение симметрично.

Из анализа рис. 3-5 следует, что неразделенные события  $\pi^0 n$  скорее всего должны быть отнесены к каналу  $\pi^0$ . Однако некоторую долю случаев/заштриховано на рис. 4/ можно было бы отнести к классу  $n$ . Добавление этих событий в "чистом" канале  $n$  не испортило бы симметрии распределения по недостающей массе в целом канале  $n$ . Таких событий 150, поэтому мы оцениваем количество реакции класса  $\pi^0$  как  $N_{\pi^0} - 75/\pm 75$ , а число событий класса  $n$  - как  $N_n + 75/\pm 75$ . В физические же распределения события типа  $\pi^0 n$  входят как класс  $\pi^0$ .

III. Критериями правильности разделения каналов реакций являются следующие:

1/ импульсные спектры падающих на камеру нейтронов, восстановленные из целых классов  $\theta$ ,  $\pi^0$ ,  $n$ , должны быть одинаковы;

2/ распределения по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. в канале  $n$  для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, а также для протонов и нейтронов должны совпадать, если  $\pi^+$  рассматривать в системе координат, повернутой на  $180^\circ$  относительно той, в которой рассматриваются  $\pi^-$ -мезоны /то же самое для протонов и нейтронов/;

3/ распределение по величине  $a = (E^* - E^*) / (E^* + E^*)$  должно быть симметрично относительно  $\theta^{3/}$  в канале  $n$ ,

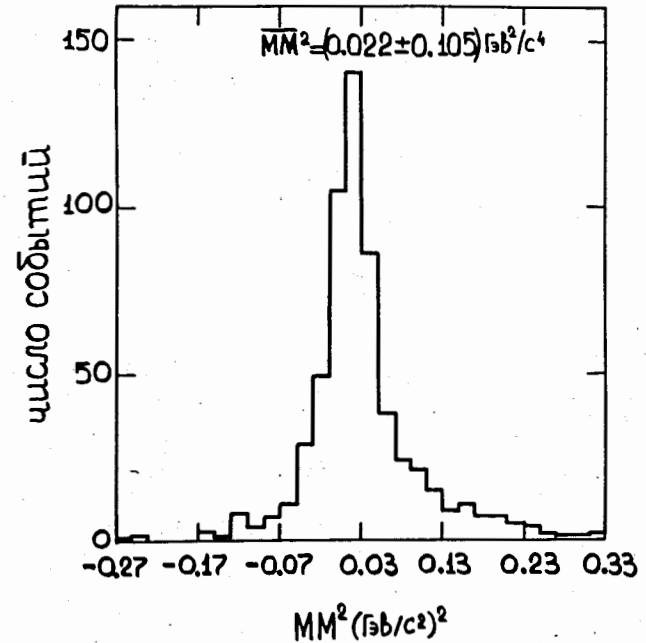


Рис. 3. Квадрат недостающей массы из неразделенных событий типа  $\pi^0 n$ , взятых как  $\pi^0$ .

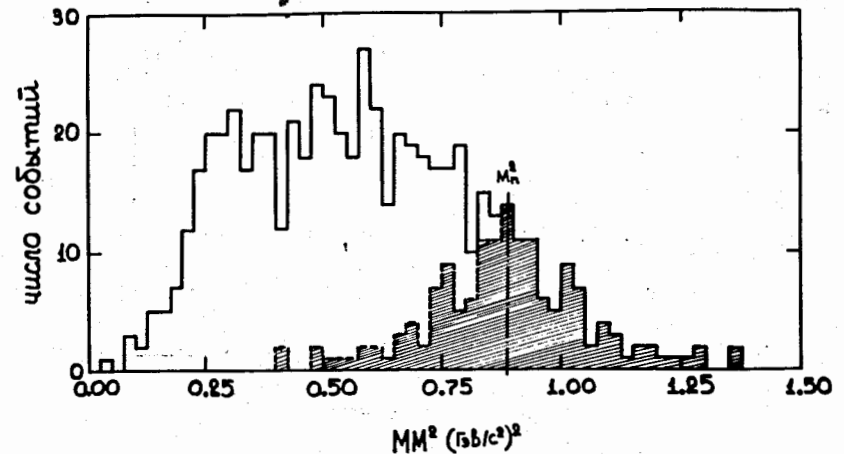


Рис. 4. Квадрат недостающей массы из неразделенных событий типа  $\pi^0 n$ , взятых как  $n$ .

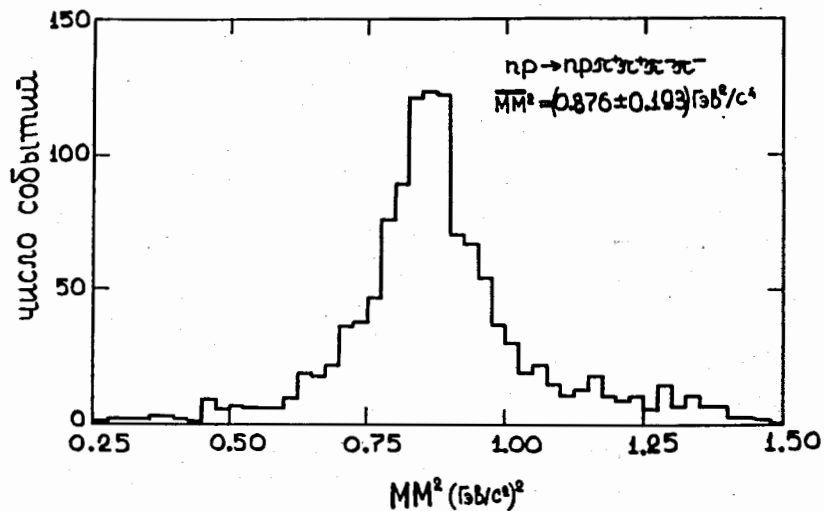


Рис. 5. Квадрат недостающей массы из реакций  $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ .

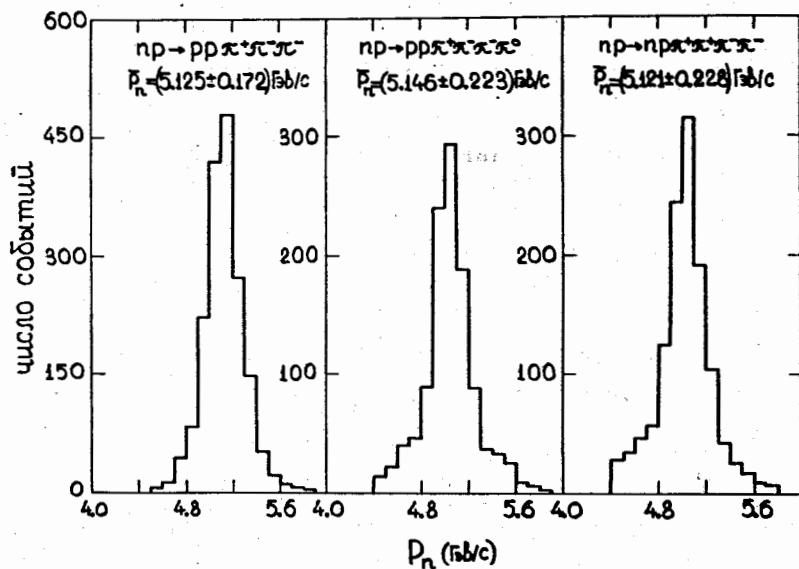


Рис. 6. Спектры падающих нейтронов, восстановленные из реакций  $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ,  $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ .

если в этом канале не рождается дополнительный  $\pi^0$ -мезон. Здесь  $E^*$ ,  $E^*$  - суммы энергий частиц в с.ц.м., летящих в заднюю и переднюю полусферы соответственно;

4/ число событий канала  $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$  в 5-лучевых звездах должно быть не больше чем число семи-лучевых звезд;

5/ число событий канала  $pr \rightarrow pr\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$  ( $m\pi^0$ ), где  $m = 0, 1, \dots$  должно быть равно числу событий каналов 0 плюс  $\pi^0$  в 5-лучевых звездах.

Критерии 2/ 5/ возникают из требований изотопической симметрии  $pr$ -взаимодействий.

На рис. 6 представлены спектры падающих нейтронов, восстановленные из каналов 0,  $\pi^0$ ,  $n$ . Средние значения импульсов падающих нейтронов и дисперсии распределений равны соответственно  $5,13 \pm 0,17$ ;  $5,15 \pm 0,22$  и  $5,12 \pm 0,23$  ГэВ/с, т.е. находятся в хорошем согласии друг с другом.

Рис. 7 показывает распределения по  $\cos\theta^*$  с.ц.м.  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов из канала  $n$ . Отношение  $\rho = (F-B)/(F+B)$ , где  $F$  - число случаев вперед в с.ц.м.,  $B$  - число случаев назад, равно  $\rho_{\pi^-} = 0,11 \pm 0,03$ ;  $\rho_{\pi^+} = -0,06 \pm 0,03$ . Если же эти отношения сосчитать, выбросив из обоих распределений крайние интервалы по  $\cos\theta^*$ , то получим  $\rho_{\pi^-} = 0,07 \pm 0,03$  и  $\rho_{\pi^+} = -0,07 \pm 0,03$ , т.е. гораздо лучшую симметрию распределений.

Среди неизмеримых событий есть некоторое количество таких, в которых имеется отрицательный  $\sim 70$  событий/ или положительный  $\sim 20$  событий/ короткий след от  $\pi$ -мезона, летящего под большим  $> 90^\circ$  / углом к первичному пучку. Импульсы этих мезонов очень малы, велики сечения взаимодействия, и поэтому следы попадают в разряд неизмеримых. В подавляющем числе такие мезоны летят под углами, близкими к  $180^\circ$  в с.ц.м. Поправки на потерю таких событий приводят к  $\rho_{\pi^-} = 0,08 \pm 0,03$  и  $\rho_{\pi^+} = -0,07 \pm 0,03$  в хорошем согласии с предсказаниями изотопической инвариантности.

На том же рис. 7 показаны угловые распределения протонов и нейтронов в канале  $n$ . Коэффициенты асимметрии равны  $\rho_p = -0,11 \pm 0,04$  и  $\rho_n = 0,09 \pm 0,04$ , что находится в пределах ошибок в согласии с предсказаниями

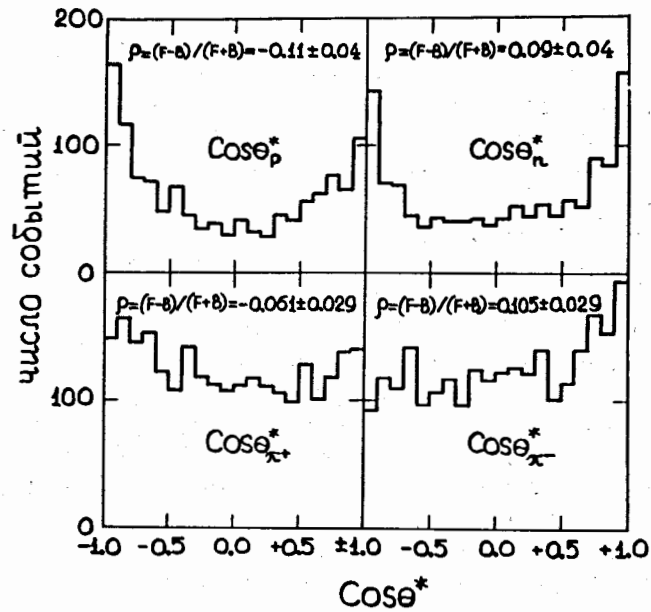


Рис. 7. Распределения по  $\cos \theta^*$  в с.ц.м. для  $\pi^+, \pi^-, \rho, \pi$  из реакции  $np \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ .

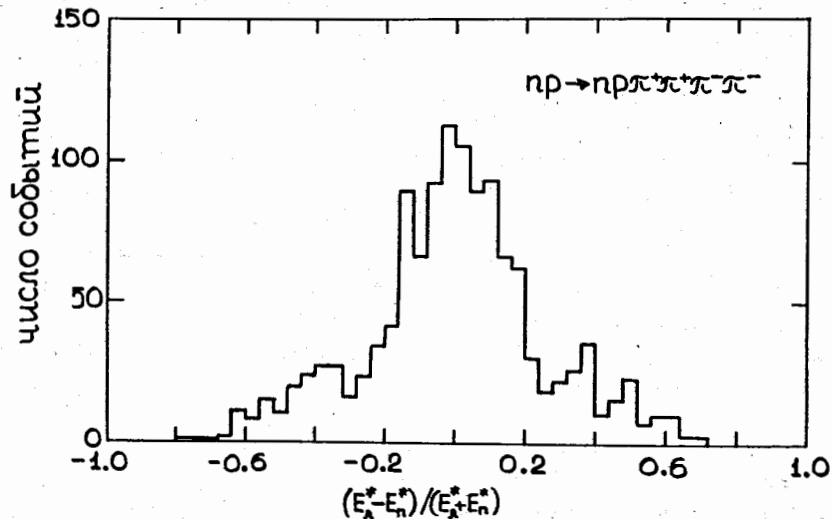


Рис. 8. Распределение по величине  $\alpha = (E^* - E^*) / (E^* + E^*)$  для реакции  $np \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ .

изотопической инвариантности. Таким образом, критерий 2/ неплохо удовлетворяется в пределах статистки.

Изотопическая инвариантность, примененная к каналу  $\pi$ , позволяет сделать заключение о возможной примеси в этот канал событий типа  $np \rightarrow np\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-(m\pi^0)$ , где  $m=1,2,\dots$ . При выполнении изотопической инвариантности при правильно определенном импульсе падающего нейтрона распределение по величине  $\alpha = (E^* - E^*) / (E^* + E^*)$  в с.ц.м. взаимодействия должно быть симметричным относительно  $\alpha = 0$ . В случае присутствия дополнительного  $\pi^0$ -мезона при вычислении характеристик частиц в с.ц.м. при импульсе падающего нейтрона, определенного из решения уравнения баланса в ошибочном предположении, что улетел нейтрон, а не эффективная масса ( $m\pi^0$ ), эта симметрия нарушается.

На рис. 6 представлено распределение по величине  $\alpha$  в выделенном канале  $\pi$ . Справа от  $\alpha=0$  находится 629, слева 619 событий и распределение симметрично в пределах статистики. Отсюда мы заключаем, что примеси канала с дополнительным  $\pi^0$ -мезоном в канале  $\pi$  нет.

Критерии 4/, 5/ также удовлетворяются в пределах нашей статистики.

Описанные выше способы разделения каналов реакций не противоречат общим выводам части соавторов данной работы, изложенным в /6/.

IV. Сечение  $i$ -ого канала реакции можно определить как

$$\sigma_i = \sigma_5 \cdot N_i / N_{tot}, \quad /6/$$

где  $N_i$  - число событий  $i$ -ого канала,  $N_{tot}$  - полное число 5-лучевых звезд,  $\sigma_5$  - топологическое сечение 5-лучевых звезд из /2/.

Учитывая число неизмеримых событий, звезды от вторичных нейтронов и число событий от 3-лучевых звезд с парой Далитца, которые топологически выглядят как 5-лучевые звезды, можно определить окончательные значения сечений.

Результаты приведены в табл. 1.



Таблица 1

Реакция	число событий	$\sigma$ (мбн)
$n\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	1764	$0.64 \pm 0.04$
$n\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	1149	$0.39 \pm 0.03$
$n\bar{p} \rightarrow n\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	1249	$0.49 \pm 0.04$
$n\bar{p} \rightarrow 2$ нейтральн.	526	$0.19 \pm 0.01$
$n\bar{p} \rightarrow 5$ лучевые	4688	$1.70 \pm 0.08$

При вычислении ошибок учтены, наряду со статистическими, ошибки в определении топологического сечения 5-лучевых звезд при импульсе 5,1 ГэВ/с и ошибки, возникающие из-за неопределенностей в разделении каналов реакций.

Авторы выражают благодарность коллективам лаборантов нейтронной группы НЭКО ЛВЭ и ООФИ ЛВТА за большую помощь в обработке материала, а также аспиранту МГУ М.С.Левинскому, принимавшему участие в первоначальной стадии обработки событий.

#### Литература

1. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, 1-9111, Дубна, 1975.
2. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, 1-8565, Дубна, 1975; Nucl. Phys., 1975, B99, p.445.
3. Гаспарян А.П., Никитин А.В., Троян Ю.А., ЯФ, 1971, т. 14, 764.
4. Гаспарян А.П., Никитин А.В., Троян Ю.А. ОИЯИ, 1-5538, Дубна, 1970.
5. Которобай Ф., Мороз В.И., Родионов А.И. ОИЯИ, РЮ-9314, Дубна, 1975.
6. Мороз В.И., Никитин А.В., Троян Ю.А. ЯФ, 1967, 6, вып. 1, 90.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 мая 1977 года.