

923/82

A-139



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

456-81

Д1-81-756

А. Абдивалиев,<sup>1</sup> К. Бешлиу,<sup>2</sup> С. Груиа,<sup>2</sup>  
А. П. Иерусалимов, Ф. Которобай,<sup>2</sup>  
В. И. Мороз, А. В. Никитин, Ю. А. Троян

СЕЧЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ  
 $n\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
ПРИ  $P_n = 1-5$  ГэВ/с

Направлено в "Nuclear Physics"

<sup>1</sup> Ленинградский государственный педагогический институт им. С. М. Кирова.

<sup>2</sup> Бухарестский университет, Румыния.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для изучения  $pn$ -взаимодействий в интервале импульсов  $1 \pm 5$  ГэВ/с однометровая водородная пузырьковая камера Лаборатории высоких энергий ОИЯИ была облучена нейтронами от стриппинга ускоренных дейтронов. Импульсы и ширины спектров нейтронов составляли:  $P_n \pm \sigma_{P_n} = /1,25 \pm 0,03/$ ;  $/1,73 \pm 0,05/$ ;  $/2,23 \pm 0,07/$ ;  $/3,83 \pm 0,12/$ ;  $/4,35 \pm 0,14/$  и  $/5,10 \pm 0,17/$  ГэВ/с.

Условия облучения и спектры пучков первичных нейтронов приведены в /1/. На рис.1 в качестве примера показан спектр первичного пучка при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с.

В данной работе представлены результаты определения сечений реакций 1-, 3- и 5-лучевых звезд. Исследовались следующие реакции:

5-лучевые звезды:  $pn \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ , /1.1/

$\rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ , /1.2/

$\rightarrow pn\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ , /1.3/

$\rightarrow 5$  заряд. +  $m$  нейт. ( $m \geq 2$ ); /1.4/

3-лучевые звезды:  $pn \rightarrow pp\pi^-$ , /2.1/

$\rightarrow pp\pi^-\pi^0$ , /2.2/

$\rightarrow pn\pi^+\pi^-$ , /2.3/

$\rightarrow d\pi^+\pi^-$ , /2.4/

$\rightarrow 3$  заряд. +  $m$  нейт. ( $m \geq 2$ ); /2.5/

1-лучевые звезды:  $pn \rightarrow pn$ , /3.1/

$\rightarrow pn$  /перезарядка/, /3.1'/

$\rightarrow pn + m\pi^0$  ( $m \geq 1$ ), /3.2/

$\rightarrow nn\pi^+ + m\pi^0$  ( $m \geq 0$ ). /3.3/

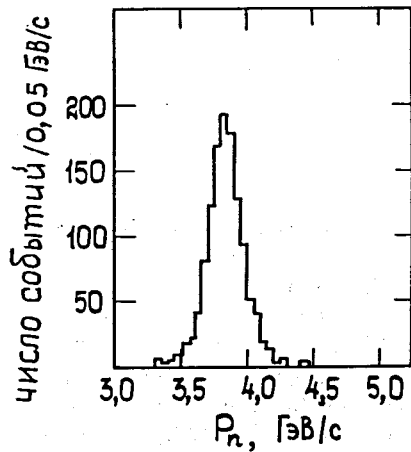


Рис.1. Импульсный спектр налетающих нейтронов при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с.

Ранее нами были определены топологические сечения  $\pi p$ -взаимодействий для звезд указанных множественностей<sup>/2/</sup> и изучена реакция  $\pi p \rightarrow d\pi^+\pi^-$ <sup>/3/</sup>.

Представленные результаты могут быть полезны как при изучении нуклон-ядерных и ядер-ядерных взаимодействий, так и для проверки различных теоретических моделей взаимодействий элементарных частиц.

## 2. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

События, отобранные при просмотре, эффективность которого превышала 99%, измерялись на сканирующем автомате НРД и полуавтоматах ПУОС. Геометрическая реконструкция событий и идентификация каналов реакций осуществлялась по соответствующим программам<sup>/4/</sup>. Плохо измеренные события и события, расположенные вне эффективного объема камеры, исключались из рассмотрения.

Дальнейшая идентификация каналов реакций основывалась на анализе величин  $\chi^2$  для каждого конкретного события. Типичные распределения величин  $\chi^2$  для реакций 4с- и 1с-фита приведены на рис.2. В качестве доверительных границ принимались значения  $c_4 = 25$  для 4с-фита и  $c_1 = 12,5$  для 1с-фита. Если значения  $\chi^2$  для двух или большего числа гипотез о канале реакции данного события попадали в доверительную область,

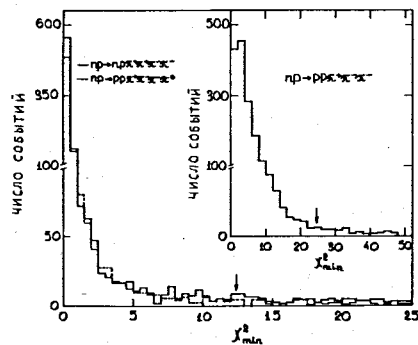


Рис.2.  $\chi^2$ -распределение для реакций /1.1/, /1.2/ и /1.3/ при  $P_n = 5,10$  ГэВ/с.

то дополнительно использовалась визуальная оценка ионизации для идентификации треков положительно заряженных частиц. Эта процедура применялась для  $P_n < 1100$  МэВ/с при условии, что трек частицы имеет угол погружения  $|a| < 45^\circ$ .

## 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ 3- И 5-ЛУЧЕВЫХ ЗВЕЗД

Одной из трудностей при разделении каналов реакций являлось то, что значительное количество событий может удовлетворять одновременно как гипотезам 4с-фита /реакция /1.1/ 5-лучевых звезд и /2.1/ 3-лучевых звезд/, так и гипотезам 1с-фита /соответственно реакции /1.2/-/1.3/ и /2.2/-/2.3//, то есть для конкретного 5- или 3-лучевого события может случиться, что  $\chi_{4c}^2 < c_4$  и  $\chi_{1c}^2 < c_1$ . Анализ распределений по недостающей массе показал, что все события с  $\chi_{4c}^2 < c_4$  следует независимо от величин  $\chi_{1c}^2$  отнести к реакциям 4с-фита, то есть к реакции /1.1/ 5-лучевых звезд или /2.1/ 3-лучевых звезд. Этот вывод согласуется с приведенными в работе<sup>/5/</sup> расчетами, показывающими, что при разделении каналов реакций, характеризующихся разным числом уравнений связи, предпочтение следует отдавать гипотезам с большим числом уравнений связи. В поддержку сказанному выше дополнительно следует отметить, что при идентификации событий по ионизации положительных треков не найдено противоречий условию  $\chi_{4c}^2 < c_4$ .

Более сложной является задача разделения каналов реакций, если для событий с  $\chi_{4c}^2 > c_4$  величины  $\chi^2$  двух гипотез 1с-фита находятся в допустимых пределах, то есть  $\chi_{1.2}^2 < c_1$  и  $\chi_{1.3}^2 < c_1$  в случае 5-лучевых или  $\chi_{2.2}^2 < c_1$  и  $\chi_{2.3}^2 < c_1$  в случае 3-лучевых звезд. Важным критерием правильности разделения "перекрывающихся" гипотез в этом случае является изотопическая симметрия реакций /1.3/ и /2.3/. Вследствие этого для реакций /1.3/ и /2.3/ импульсные спектры в лабораторной системе  $\pi$ -мезонов одного знака должны совпадать с импульсными спектрами в антилабораторной системе  $\pi$ -мезонов другого знака, а распределения по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м.  $\pi^+$ -и  $\pi^-$ -мезонов, а также нейтронов и протонов должны быть зеркально симметричны относительно  $0^\circ$ .

Анализ показал, что для лучшего согласия с критерием изотопической симметрии большую часть таких "перекрывающихся" событий следует отнести к каналу с  $\pi^0$  в конечном состоянии. Справедливость такого разделения подтверждается результатами моделирования реакций /2.2/ и /2.3/<sup>/6/</sup>. В частности, при импульсе налетающего нейтрона  $P_n = 5,10$  ГэВ/с ~77% "перекрывающихся" событий следует отнести к реакции /2.2/.

Кроме того, учет критерия изотопической симметрии позволил определить поправки на потери низкоэнергетичных  $\pi$ -мезонов.

Другой трудностью в определении сечений каналов реакций 5- и 3-лучевых звезд является необходимость учета вклада в них фоновых событий. К фоновым отнесены события следующих типов:

а/ события с более чем одной нейтральной частицей в конечном состоянии, образованные первичными нейтронами и имитирующие реакции 1с-фита;

б/ события, обусловленные взаимодействием вторичных нейтронов, то есть нейтронов, образованных в результате взаимодействия первичных нейтронов пучка со стальным окном камеры и непросматриваемым объемом водорода.

Относительные доли фоновых событий типа б для звезд различной множественности оценены в работе /2/.

Учет фоновых событий в 5-лучевых звездах не представляет проблемы, так как подавляющее большинство их идентифицируется как реакция /1.4/ и практически не дает вклада в события 1с-фита.

Однако в 3-лучевых звездах вклад таких фоновых событий в реакции 1с-фита может быть значителен, что приведет к заметному искажению формы распределений по  $MM^2$ , в частности, к появлению "хвостов" в правой части распределений. Поэтому для учета вклада фоновых событий в реакциях /2.2/ и /2.3/ была использована специальная процедура. Анализ показал, что при наложении условия  $\chi^2_{1c} < 1$  вклад фона в события, идентифицированные как реакция /2.2/ или /2.3/, становится существенно меньше. На основе отобранных по такому критерию событий было проведено моделирование распределения по  $MM^2$ , заключавшееся в следующем: для каждого такого события параметры треков зарегистрированных частиц разыгрывались по следующему закону:

$$P_i^{mod} = P_i^{mes} + \Delta P_i \cdot \eta_j, \quad /4/$$

где  $P_i^{mod}$  и  $P_i^{mes}$  - соответственно новое и измеренное значения  $i$ -го параметра;  $\Delta P_i$  - его измерительная ошибка, а  $\eta_j$  - случайное число, распределенное по нормальному закону; затем по новым значениям параметров вычислялась величина  $MM^2$  для моделированного события. Сравнение моделированного и экспериментального распределений по  $MM^2$  позволило подобрать веса событий для коррекции экспериментальных распределений. На рис.3 показано распределение по  $MM^2$  для реакции /2.3/ при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с до и после коррекции. Более детально рассмотренная процедура изложена в работах /6,7/. На рис.4 приведено распределение по  $\cos\theta^*$  в с.ц.м. для нуклонов и  $\pi$ -мезонов реакции /2.3/ при  $P_n = 5,10$  ГэВ/с. Симметрия распределений частиц относительно  $0^\circ$ , свидетельствующая об изотопической инвариантности реакции /2.3/, иллюстрирует достаточную надежность рассмотренного метода.

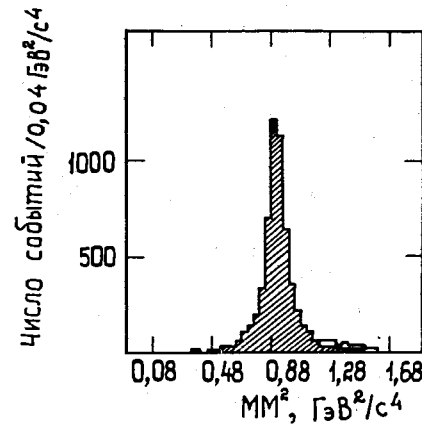


Рис.3. Распределение по  $MM^2$  для реакции /2.3/ при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с; зачерненная часть соответствует результату коррекции.

Другой подход к определению величины вклада фоновых событий в сечения реакций /2.2/ и /2.3/ 3-лучевых звезд основан на использовании для этой цели реальных 5- и 3-лучевых событий настоящего эксперимента. Такой метод моделирования позволяет избежать трудностей выбора определенного матричного элемента взаимодействия

и, кроме того, применять сложившуюся методику обработки экспериментальных данных.

При моделировании пр-взаимодействия, обусловленного вторичными нейтронами, были использованы 3-лучевые звезды при значениях импульсов налетающего нейтрона, меньших номинального, то есть для моделирования фона при  $P_n = 5,10$  ГэВ/с использовались данные при  $P_n = 3,83$  и  $2,23$  ГэВ/с и т.д. Для моделирования

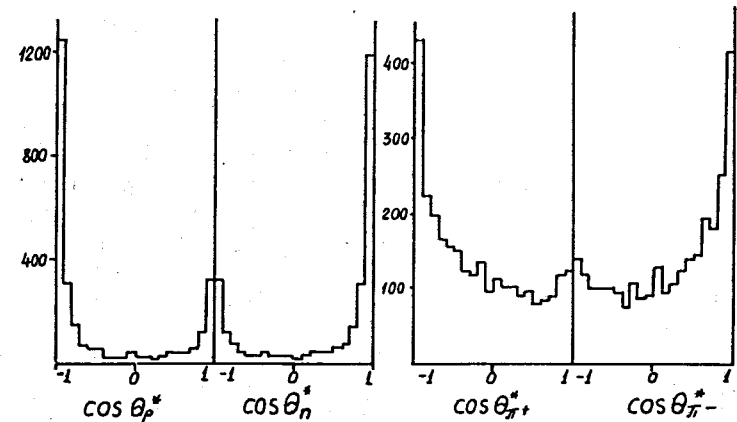


Рис.4. Распределение по  $\cos\theta^*$  для нуклонов и  $\pi$ -мезонов из реакции /2.3/ при  $P_n = 5,10$  ГэВ/с.

реакции /2.5/, то есть 3-лучевой звезды с 5-6 частицами в конечном состоянии, использовались 5-лучевые звезды при тех же импульсах налетающего нейтрона. Моделирование 3-лучевой звезды обеспечивалось путем исключения по определенному принципу двух заряженных треков 5-лучевой звезды.

Использование некоторого оценочного аналога величины  $\chi^2$  для моделированных таким образом фоновых событий и идентификации по ионизационным положительным трекам событий, отнесенных к реакции /2.5/, позволило определить вклады фоновых событий в реакцию /2.5/, а также в реакции /2.2/ и /2.3/. Подробнее этот метод учета фона изложен в работе /8/.

Следует отметить, что в результате применения метода, основанного на моделировании распределений по  $MM^2$ , а также независимого метода моделирования с использованием реальных 5- и 3-лучевых событий при определении сечений реакций /2.2/ и /2.3/, получены совпадающие результаты.

Для вычисления величины сечений использовалась формула

$$\sigma_i = \frac{N_i}{N_{tot}} \cdot \sigma_{top} \quad /5/$$

где  $N_i$  - количество событий /с учетом весов и поправок/, идентифицированных как процесс (i);  $N_{tot}$  - количество соответственно 5- и 3-лучевых событий, зарегистрированных в рабочем объеме камеры /без неизмеримых/;  $\sigma_{top}$  - топологическое сечение соответственно 5- или 3-лучевых звезд. Ошибка в сечении определялась с учетом дисперсий всех членов в формуле /5/.

Полученные данные по сечениям реакций 5- и 3-лучевых звезд при взаимодействии приведены в табл. 1, 2 и на рис. 7а и б.

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ 1-ЛУЧЕВЫХ ЗВЕЗД

При определении сечений каналов реакций в 1-лучевых звездах была использована методика, отличная от применявшейся для 5- и 3-лучевых звезд. В качестве основного критерия при разделении каналов 1-лучевых звезд была взята величина недостающей массы  $MM^2$ , а не величина  $\chi^2$ , вычисленная для гипотез реакций /3.1/. На рис. 5 для примера приведено распределение по  $MM^2$  при импульсе налетающего нейтрона  $P_n = 3,83$  ГэВ/с. Следует отметить, что при вычислении величины  $MM^2$  положительные частицы /за исключением однозначно идентифицированных  $\pi$ -мезонов/ считались протонами.

Анализ распределений по  $MM^2$  позволил выбрать границы величины  $MM^2$ , соответствующие событиям упругого канала, то есть реакциям /3.1/ и /3.1'/. Эти пределы оказались равными:  $/0,74 \div 1,06/$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>4</sup> для  $P_n = 1,25, 1,73$  и  $2,23$  ГэВ/с;  $/0,66 \div 1,10/$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>4</sup> для  $3,83$  ГэВ/с;  $/0,66 \div 1,14/$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>4</sup> для  $P_n = 5,10$  ГэВ/с.

Таблица 1

$P_n$ /ГэВ/с/	3,83	4,35	5,10
$\sigma_{pp\pi^+\pi^-\pi^0}$ /мб/	0,37±0,04	0,48±0,03	0,64±0,04
$\sigma_{pp\pi^+\pi^-\pi^0}$ /мб/	0,09±0,01	0,20±0,02	0,39±0,03
$\sigma_{pp\pi^+\pi^-\pi^0}$ /мб/	0,12±0,02	0,28±0,02	0,49±0,04
$\sigma_{5\text{ зар.}+\text{мнейт.}}$ /мб/	0,03±0,01	0,06±0,01	0,19±0,01
$\sigma_{top}$ /мб/	0,61±0,04	1,02±0,06	1,70±0,08

Таблица 2

$P_n$ /ГэВ/с/	1,25	1,73	2,23	3,83	5,10
$\sigma_{pp\pi^-\pi^0}$ /мб/	1,45±0,06	3,15±0,14	3,46±0,15	2,84±0,12	2,36±0,11
$\sigma_{pp\pi^+\pi^-\pi^0}$ /мб/		0,10±0,01	0,56±0,05	2,21±0,13	2,27±0,12
$\sigma_{pp\pi^+\pi^-\pi^0}$ /мб/		0,58±0,04	4,35±0,18	7,80±0,32	6,89±0,28
$\sigma_{pp\pi^+\pi^-\pi^0}$ /мб/		0,27±0,02	0,33±0,02	0,05±0,02	0,03±0,02
$\sigma_{3\text{ зар.}+\text{мнейт.}}$ /мб/				2,31±0,24	5,95±0,30
$\sigma_{top}$ /мб/	1,45±0,06	4,10±0,15	8,7 ±0,3	15,2 ±0,5	17,5± 0,5

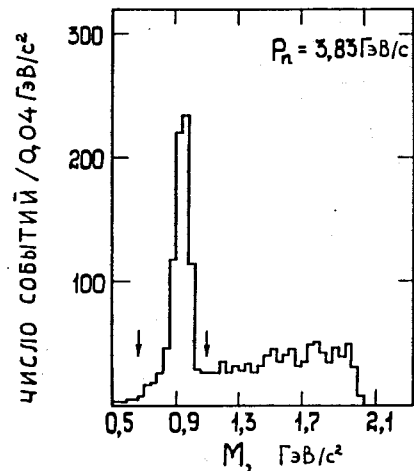


Рис.5. Распределение по  $MM^2$  для 1-лучевых звезд при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с, стрелками отмечены границы для упругого канала.

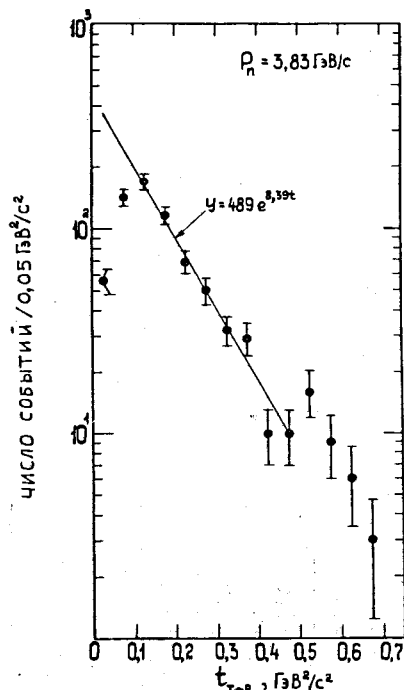


Рис.6. Распределение по  $t_{T-p}$  для реакции /3.1/ при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с. Сплошная линия - результат аппроксимации данных кривой вида  $A \exp(bt)$  в интервале  $0,1 \div 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>.

Возможная примесь событий реакции /3.3/ в упругом канале не превышает 1,2% для всех значений  $P_n$ . Такая оценка получена на основе обработки событий реакции  $np \rightarrow pp\pi^-(m\pi^0)$ ,  $m \geq 0$ , которая является изотопически сопряженной с реакцией /3.3/. Чтобы получить распределение по  $MM^2$  реакции /3.3/, достаточно использовать события реакции  $np \rightarrow pp\pi^-(m\pi^0)$  из 3-лучевых звезд, исключив треки двух протонов и приписав оставшемуся  $\pi$ -мезону массу протона.

Для оценки величины примеси в упругом канале от событий реакции /3.2/ было проведено моделирование этой реакции по программе ФОРС<sup>18/</sup>, учитывающее измерительные ошибки параметров трека протона. Анализ показал, что при  $P_n = 5,10$  ГэВ/с лишь

~2,5% событий реакции /3.2/ могут быть ошибочно отнесены к упругому каналу, причем с уменьшением  $P_n$  эта доля падает. Учитывая же, что при рассматриваемых импульсах налетающего нейтрона сечение реакции /3.2/ в несколько раз меньше упругого, можно сделать вывод, что примесь событий реакции /3.2/ в упругом канале не превышает 1%.

На рис.6 приведено распределение по квадрату переданного 4-импульса от протона-мишени к протону отдачи  $t_{T-p}$  при  $P_n = 3,83$  ГэВ/с. Отчетливо заметен дефицит событий с малыми  $t_{T-p}$ , что связано с трудностью регистрации и измерения треков протонов низких энергий, обладающих малым пробегом. Для определения поправок на потерю таких событий распределение по  $t_{T-p}$  аппроксимировалось функцией вида  $A \exp(bt)$  в интервале  $0,1 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2 \leq |t| \leq 0,5 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ . Последовавшая затем экстраполяция данных к величине  $|t| = 0$  позволила вычислить коэффициенты коррекции, учитывающие потери медленных протонов  $\alpha_p^{\text{corr}}$ . В табл.3 представлены параметры, полученные при аппроксимации, и коэффициенты  $\alpha_p^{\text{corr}}$  для разных импульсов первичных нейтронов.

Сечение упругого рассеяния /включая перезарядку/ вычислялось по формуле

$$\sigma_{el} = \frac{N_{el}}{N_{tot}^1} \cdot \sigma_{top}^1, \quad /6/$$

где  $N_{el}$  - количество упругих событий с учетом всех поправок;  $N_{tot}^1$  - общее число 1-лучевых звезд;  $\sigma_{top}^1$  - топологическое сечение 1-лучевых звезд. К упругому рассеянию с перезарядкой были отнесены события из упругого канала, для которых рассеянный протон в с.ц.м. реакции вылетел в переднюю полусферу, то есть  $\sigma_{ex} = \sigma_{el}(\cos\theta_p^* > 0)$ . Для аппроксимации зависимости  $\sigma_{ex}$  от импульса пучка использовалась функция вида  $\sigma_{ex} = AP_n^{-k}$ , где  $P_n$  - импульс нейтронного пучка в ГэВ/с. Были получены следующие значения коэффициентов:  $A = 15,6 \pm 0,8$  мб,  $k = 2,15 \pm 0,08$ , при среднем значении  $\chi^2$  на одну степень свободы, равно 0,6.

Сечение реакции /3.3/  $np \rightarrow pn\pi^+(m\pi^0)$ ,  $m \geq 0$ , в силу изотопической инвариантности равно сечению реакции  $np \rightarrow pp\pi^-(m\pi^0)$ ,  $m \geq 0$ , величина которого определяется из рассмотренных выше данных по 3-лучевым звездам.

Сечение реакции /3.2/ вычислялось по формуле

$$\sigma_{np}(m\pi^0), m \geq 1 = \sigma_{top}^1 - \sigma_{el} - \sigma_{pn\pi^+(m\pi^0)}, m \geq 0. \quad /7/$$

Полученные данные по сечениям реакций 1-лучевых звезд  $np$  - взаимодействий приведены в табл. 4 и на рис. 7в.

Таблица 3

$P_n / \text{ГэВ}/c/$	1,25	1,73	2,23	3,83	5,10
$b / \text{ГэВ}^{-2} / c^2/$	5,18±0,46	6,58±0,52	7,03±0,50	8,39±0,51	8,64±0,56
$a_{\text{р}}^{\text{ср}} / \%$	17	27	27	30	37

Таблица 4

$P_n / \text{ГэВ}/c/$	1,25	1,73	2,23	3,83	5,10
$\sigma_{\text{el}}$ /мб/	29,65±1,36	25,0±1,31	20,77±0,97	15,34±0,83	13,03±0,75
$\sigma_{\text{ch. ex.}}$ /мб/	9,62±0,47	5,00±0,33	2,67±0,22	0,89±0,20	0,46±0,08
$\sigma_{\text{np} + \text{m}\pi^0}$ /мб/	5,00±1,48	7,65±1,45	8,51±1,15	6,31±1,04	4,14±0,95
$\sigma_{\text{np}\pi^+ + \text{m}\pi^0}$ /мб/	1,45±0,06	3,25±0,14	4,02±0,18	5,05±0,18	5,63±0,34
$\sigma_{\text{tot}}^1$ /мб/	36,1±0,6	35,9±0,6	33,3±0,06	26,7±0,6	22,8±0,5

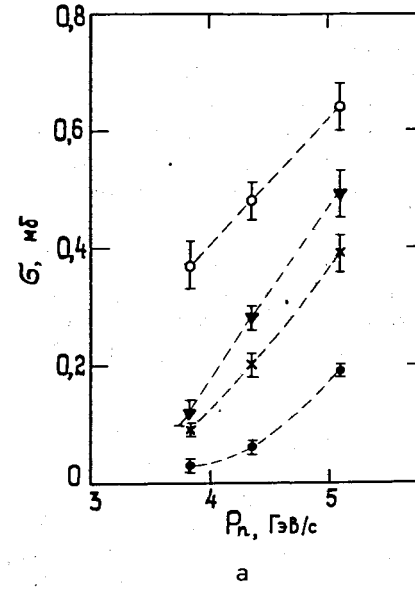
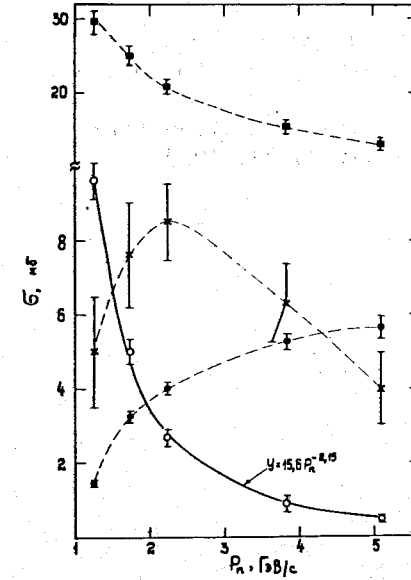


Рис. 7. Сечения реакций пр-взаимодействий для 5-лучевых звезд /а/:  $\circ$  - пр  $\rightarrow$  пр  $\pi^+ \pi^- \pi^-$ ;  $\times$  - пр  $\rightarrow$  пр  $\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ ;  $\nabla$  - пр  $\rightarrow$  пр  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ ;  $\bullet$  - 5-заряж. + m нейт.; для 3-лучевых звезд /б/:  $\circ$  - пр  $\rightarrow$  пр  $\pi^-$ ;  $\times$  - пр  $\rightarrow$  пр  $\pi^- \pi^0$ ;  $\nabla$  - пр  $\rightarrow$  пр  $\pi^+ \pi^-$ ;  $\Delta$  - пр  $\rightarrow$  д  $\pi^+ \pi^-$ ;  $\bullet$  - пр  $\rightarrow$  3-заряж. + m нейт.; для 1-лучевых звезд /в/:  $\blacksquare$  - пр  $\rightarrow$  пр;  $\circ$  - пр  $\rightarrow$  пр /перезарядка/;  $\times$  - пр  $\rightarrow$  пр + m  $\pi^0$ ;  $\bullet$  - пр  $\rightarrow$  п  $\pi^+ + \text{m} \pi^0$ . Сплошная линия для реакции пр  $\rightarrow$  пр /перезарядка/ - результат аппроксимации кривой вида  $A P_n^{-k}$  при  $A = 15,6$  и  $K = 2,15$ . Пунктирные линии проведены от руки.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует отметить, что использование квазимонохроматических пучков нейтронов в сочетании с таким высокоточным прибором, как 1-метровая водородная пузырьковая камера ЛВЭ ОИЯИ, оказалось чрезвычайно плодотворным. В результате удалось определить сечения реакций пр-взаимодействий в области импульсов налетающего нейтрона  $1 \div 5$  ГэВ/с со значительно более высокой точностью, чем в других работах<sup>9/</sup>.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность лаборантам нейтронной группы научно-экспериментального камерного отдела ЛВЭ и коллективам сектора НРД и сектора измерения на полуавтоматах ЛВТА за проведение измерений и помощь в обработке материала.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, 1-9111, Дубна, 1976; ПТЭ, 1976, т. 2, с. 37.
2. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, 1-8565, Дубна, 1975; Nucl.Phys., 1975, В99, р.445.
3. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, 1-10034, Дубна, 1976; Nucl.Phys., 1980, В168, р.385.
4. Маркова Н.Ф. и др. ОИЯИ, Р10-3768, Дубна, 1968; Иванченко З.М. и др. ОИЯИ, Р10-3983, Дубна, 1968.
5. Мороз В.И. и др. ЯФ, 1967, 6, с. 90.
6. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, Р1-81-126, Дубна, 1981.
7. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, Р1-12179, Дубна, 1979.
8. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. "Наука", М., 1970; ОИЯИ, Р-2027, Дубна, 1965.
9. Flaminio V. et al. Compilation of Cross Sections III-p and p Induced Reactions, CERN-HERA, 79-03, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 ноября 1981 года.