

0665

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-5665



А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГИХ КАНАЛОВ  
РЕАКЦИЙ В  $np$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОНОВ  
ОТ 2 ДО 10 ГЭВ/С

1971

P1-5665

А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГИХ КАНАЛОВ  
РЕАКЦИЙ В  $np$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОНОВ  
ОТ 2 ДО 10 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

1. В настоящее время имеется всего лишь несколько работ<sup>/1-9/ х/</sup> по сечениям неупругих реакций в пр-взаимодействиях. Эти эксперименты были выполнены при облучении протонами камер, наполненных дейтерием (о использовании дейтерия в качестве нейтронной мишени см.<sup>/5/</sup>).

В данном эксперименте<sup>/10-12/</sup> сечения неупругих реакций определялись на материале 3- и 5-лучевых звезд. Было отобрано  $\approx 8$  тысяч 3-лучевых и около 3 тысяч 5-лучевых звезд. Определялись сечения следующих каналов реакций:

$$\begin{array}{l}
 \text{пр} \rightarrow \left\{ \begin{array}{ll}
 \text{пр}\pi^- & (1) \\
 \text{пр}\pi^-(m\pi^0), m = 1, 2, \dots & (2) \\
 \text{пр}\pi^+\pi^- & (3) \\
 \text{пр}\pi^+\pi^-(m\pi^0), m = 1, 2, \dots & (4) \\
 \text{nn}\pi^+\pi^+\pi^-(m\pi^0), m = 0, 1, 2, \dots & (5) \\
 \text{пр}\pi^+\pi^-\pi^- & (6) \\
 \text{пр}\pi^+\pi^-\pi^-(m\pi^0), m = 1, 2, \dots & (7) \\
 \text{пр}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^- & (8) \\
 \text{пр}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-(m\pi^0), m = 1, 2, \dots & (9) \\
 \text{nn}\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-(m\pi^0), m = 0, 1, 2, \dots & (10)
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

---

х/ Фотоэмульсионные данные не приводятся вследствие больших ошибок.

Выделение событий типа (1,6) основывалось на  $\chi^2$ -методе с последующей визуальной идентификацией /12,13,16-19/. Методы выделения реакций (2,5,7-10), способы получения спектров нейтронов, вызвавших события данного типа и приближения, используемые в них, подробно описаны в работах /12,14/.

2. Остановимся на способе разделения реакций (3,4). Методы, разработанные ранее /12,14/, позволяют с  $\approx 10\%$  примесью выделить в 3-лучевых звездах класс реакций  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  ("n"). События типа "n" составляют  $\approx 70\%$  от всех 3-лучевых звезд, используемых для получения сечений. По количеству  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных на опыте, было определено, что в классе "n" содержится  $\approx 45\%$  событий  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$ .

Далее видно, что реакция  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  симметрична относительно изотопического сопряжения. Отсюда следует, что всевозможные распределения в с.ц.м. реакции для характеристик изотопически сопряженных частиц и их комбинаций должны быть подобны. Тогда (в пренебрежении разностью масс нейтрона и протона) справедливо утверждение, что сколько энергии в среднем уносится частицами в переднюю полусферу, столько же энергии уносится частицами и в заднюю полусферу.

Для всех событий класса "n" из законов сохранения энергии-импульса определим импульс первичного нейтрона  $P_{min}$  в предположении, что среди вторичных частиц есть только одна нейтральная частица - нейтрон. Это возможно, т.к. направление налетающего нейтрона известно. При значениях величин импульсов падающих нейтронов  $P_{min}$  переведем кинематические характеристики событий класса "n" в с.ц.м. реакции и определим величину разности энергий, уносимых частицами в переднюю и заднюю полусферы,  $E_f^* - E_b^*$ .

На рис. 1 представлено распределение величины  $E_f^* - E_b^*$  для всех событий класса " n ". Заштриховано распределение для реакции (4) (брались события, содержащие  $\gamma$ -кванты с учётом эффективности регистрации).

Для выделения реакции  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$  выберем симметричные границы по величине  $E_f^* - E_b^*$  так, чтобы для событий, находящихся внутри выбранных границ, наилучшим образом выполнялись условия:

а) число событий внутри границ не должно превышать числа событий типа (3), определяемого по  $\gamma$ -квантам, больше, чем на примесь из реакции (4);

б) в с.ц.м. реакции угловые распределения нейтронов и протонов,  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов должны быть подобны. Выбраны следующие границы: при  $P_{\min} < 7$  Гэв/с,  $|E_f^* - E_b^*| < 0,3$  Гэв, а при  $P_{\min} < 7$  Гэв/с,  $|E_f^* - E_b^*| < 0,5$  Гэв.

Таким образом, если величина  $E_f^* - E_b^*$  попадает внутрь выбранных границ и в звезде нет зарегистрированного  $\gamma$ -кванта, то данное событие относится к реакции  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$  и импульс падающего нейтрона берется равным  $P_{\min}$ .

Примесь в реакцию  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$  от событий типа (4) оценивалась по  $\gamma$ -квантам и оказалась равной  $\approx 35\%$ . На рис. 2,3 приведены угловые распределения нейтронов и протонов,  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов в с.ц.м. реакции для событий  $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$ . Заштрихованы угловые распределения для примесных событий. Коэффициенты асимметрии  $\alpha$  равны:

$$\alpha_p = \frac{\vec{p}^{\rightarrow} - \vec{p}^{\leftarrow}}{\vec{p}^{\rightarrow} + \vec{p}^{\leftarrow}} = -0,075 \pm 0,045; \quad \alpha_n = \frac{\vec{n}^{\rightarrow} - \vec{n}^{\leftarrow}}{\vec{n}^{\rightarrow} + \vec{n}^{\leftarrow}} = +0,074 \pm 0,045$$

$$\alpha_{\pi^-} = \frac{\vec{\pi}^{\rightarrow} - \vec{\pi}^{\leftarrow}}{\vec{\pi}^{\rightarrow} + \vec{\pi}^{\leftarrow}} = +0,37 \pm 0,045; \quad \alpha_{\pi^+} = \frac{\vec{\pi}^{\rightarrow} - \vec{\pi}^{\leftarrow}}{\vec{\pi}^{\rightarrow} + \vec{\pi}^{\leftarrow}} = -0,31 \pm 0,045;$$
(11)

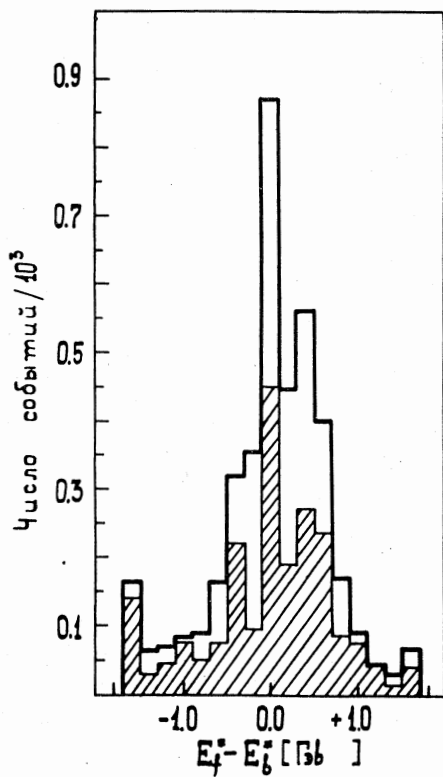


Рис. 1. Распределение по величине  $E_f^* - E_b^*$  для всех событий класса " n ". Заштриховано распределение для реакции (4).

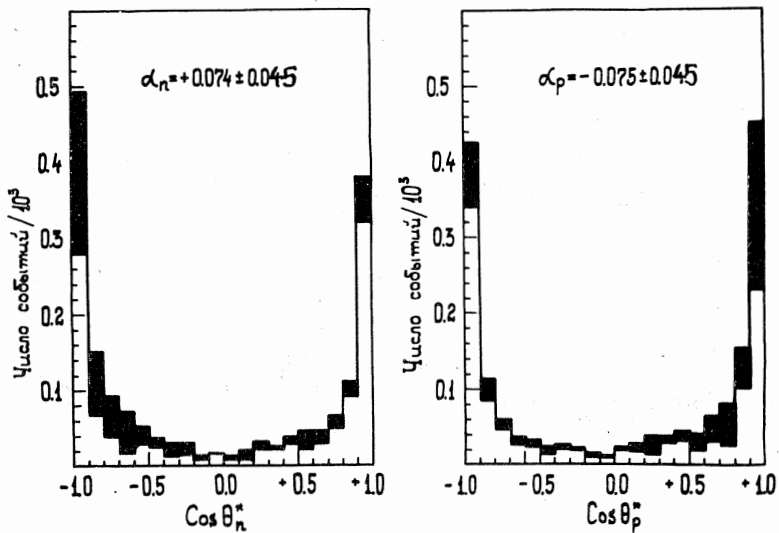


Рис. 2. Угловые распределения протонов и нейтронов в с.п.м. реакции для событий  $p p \rightarrow p p \pi^+ \pi^-$ . Заштрихованы угловые распределения для примесных событий.

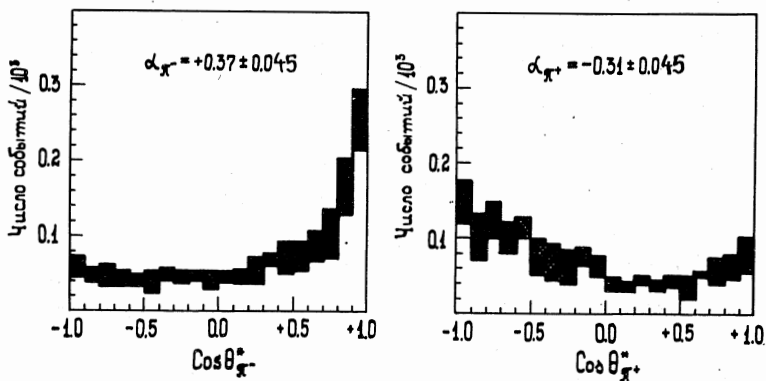


Рис. 3. Угловые распределения  $\pi^-$  и  $\pi^+$  -мезонов в с.ц.м. реакции для событий  $p p \rightarrow p p \pi^+ \rho \pi^-$ . Заштрихованы угловые распределения для примесных событий.



Стрелкой указано направление полета в с.ц.м. реакции частиц определенного сорта. Видно, что в пределах статистических флуктуаций соотношения изотопического сопряжения выполняются.

В итоге можно сделать вывод, что применение вышеизложенной процедуры позволяет выделить с  $\approx 35\%$  примесью события  $p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  и определить импульсный спектр первичных нейтронов, вызвавших данную реакцию.

События класса " n ", находящиеся по величине  $E_f^* - E_b^*$  вне выбранных границ, и случаи, попавшие внутрь границ, но содержащие  $\gamma$ -кванты, относились к реакции (4). В данном случае величину импульса нейтрона можно оценить, лишь предположив некоторую эффективную массу улетевших нейтральных частиц.

Для всех случаев реакции (4) бралась одна и та же средняя эффективная масса нейтральных частиц, равная величине эффективной массы комбинаций ( $p \pi^\pm$ ), при которой площадь экспериментального распределения по величине  $M_{p \pi^\pm}$  делилась пополам ( $\tilde{M}_{p \pi^\pm} \approx 1,4 \text{ Гэв}/c^2$ ). При этом оценочная величина импульса нейтрона  $P_{\text{оц}}$  оказывается сдвинутой в сторону больших значений по сравнению с  $P_{\text{min}}$ .

Используя статистику звезд с  $\gamma$ -квантами, нетрудно оценить долю событий  $p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , попадающих по величине  $E_f^* - E_b^*$ , за пределы выбранных границ. Оказывается, что примесь в реакцию (4) от событий  $p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  составляет  $\approx 20\%$ . Коэффициенты асимметрии для случаев реакции (4) равны:

$$\alpha_p = \frac{\overset{\rightarrow}{p} - \overset{\leftarrow}{p}}{\overset{\rightarrow}{p} + \overset{\leftarrow}{p}} = -0,11 \pm 0,035; \quad \alpha_n = \frac{\overset{\rightarrow}{n} - \overset{\leftarrow}{n}}{\overset{\rightarrow}{n} + \overset{\leftarrow}{n}} = +0,10 \pm 0,035 \quad (12)$$

$$\alpha_{\pi^-} = \frac{\overset{\rightarrow}{\pi^-} - \overset{\leftarrow}{\pi^-}}{\overset{\rightarrow}{\pi^-} + \overset{\leftarrow}{\pi^-}} = +0,21 \pm 0,035; \quad \alpha_{\pi^+} = \frac{\overset{\rightarrow}{\pi^+} - \overset{\leftarrow}{\pi^+}}{\overset{\rightarrow}{\pi^+} + \overset{\leftarrow}{\pi^+}} = -0,015 \pm 0,035.$$

Здесь под значком "  $n$  " подразумевается частица с массой, равной эффективной массе нейтральных частиц. Нейтрон, как более тяжелая частица, почти полностью определяет направление движения эффективной массы.

Видно, что коэффициенты асимметрии для  $\pi^+$  - и  $\pi^-$  -мезонов хотя и имеют разные знаки, но отличаются по абсолютному значению.

В основном, это связано с тем, что импульс падающего нейтрона не может быть точно определен в каждом отдельном событии. Кроме этого, угловые распределения могут быть искажены примесью от других каналов реакций. Коэффициенты асимметрии получены из распределений, не поправленных на примесь из реакции (3). В л.с.  $\pi^+$  -мезоны медленнее  $\pi^-$  -мезонов и вследствие этого многократное рассеяние ухудшает точность измерения импульсов и углов  $\pi^+$  -мезонов по сравнению с  $\pi^-$  -мезонами, что может привести к искажению углового распределения  $\pi^+$  -мезонов в с.ц.м. реакции.

В данных условиях выполнение соотношений изотопического сопряжения в пределах трех стандартных отклонений можно считать удовлетворительным.

3. Экспериментальная обработка 3- и 5-лучевых звезд позволяет получить импульсные спектры первичных нейтронов, вызвавших реакции (1)-(10)<sup>/12,14/</sup>. Для получения общего спектра падающих нейтронов необходимо учесть вклад в полное сечение  $n-p$  -взаимодействий однолучевых звезд, которые не обрабатываются в данном эксперименте. Звезды с большой множественностью (7,9 и т.д.) дают вклад, не превышающий 2%. Доля реакций с участием странных частиц составляет  $\approx 1\%$ . Наиболее существенно упругое рассеяние

$$n p \rightarrow n p .$$

(13)

Для получения спектра нейтронов, вызвавших реакцию (13), привлекались экспериментальные результаты /20/, полученные на фотографиях данного облучения. События упругого рассеяния выделялись  $\chi^2$ -методом с двумя степенями свободы, т.к. при просмотре отбирались события, где рассеянный нейтрон давал вторичную звезду.

При учёте вклада реакций

$$n p \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} p n \pi^0 \\ n n \pi^+ \\ p n (m \pi^0), m = 2, 3, \dots \\ n n \pi^+ (m \pi^0), m = 1, 2, \dots \end{array} \right. \quad (14)$$

использовались следствия зарядовой симметрии и привлекались соотношения между каналами реакций, вытекающие из статистической теории /21/.

Например,

$$\sigma_{n n \pi^+} = \sigma_{p p \pi^-}, \quad (15)$$

$$\sigma_{p n \pi^0} = 1,57 \sigma_{p p \pi^-}. \quad (16)$$

Изотопическая инвариантность дает соотношение

$$\sigma_{p n \pi^0} = \frac{\sigma_{p n \pi^+}}{2} + \sigma_{p p \pi^-} - \sigma_{p p \pi^0}, \quad (17)$$

которое на основе имеющихся экспериментальных данных <sup>/1-3, 5-7/</sup> позволяет проверить правильность (16). В нашем импульсном интервале падающих нейтронов соотношение (16) отличается от экспериментального не больше, чем в 1,5 раза.

С другой стороны, правильность оценки вклада однолучевых звезд может быть проверена путем сравнения ожидаемого теоретического числа однолучевых событий на некотором количестве кадров с экспериментально наблюдавшимися. Теоретическое и наблюдавшееся числа звезд согласуются с учётом экспериментальных поправок в пределах одного стандартного отклонения.

Окончательные оценки показали, что привлечение выводов статистической теории может привести к неточности в определении сечений, не превышающей 10%.

Относительный спектр нейтронов, падающих на камеру, показан на рис. 4. Средний импульс  $\bar{P}_n = 6,8$  Гэв/с. Заштрихованный правый край спектра не используется для получения сечений. Наиболее точно определена средняя часть спектра. На краях спектра (по 2 интервала слева-справа) приближения, использованные при его получении, увеличивают долю методической ошибки в определении сечений  $\approx 2$  раза по сравнению со средней частью спектра. Вклад методической неточности в определение формы спектра в полную ошибку в некоторых случаях превышает 50%.

Спектры нейтронов, полученные несколькими другими способами <sup>/12,22/</sup>, не сильно отличаются от приведенного на рис. 4, что указывает на его устойчивость к различного рода приближениям.

4. Сечение отдельного канала реакции можно получить, используя соотношение

$$\sigma_i(p) = \sigma_{tot}(p) \cdot \frac{n_i(p)}{\sum_i n_i(p)}, \quad (18)$$

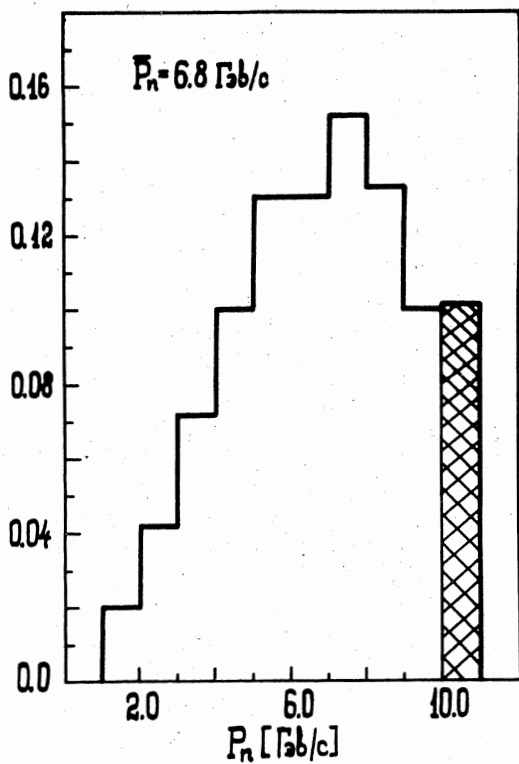


Рис. 4. Импульсный спектр нейтронов, падающих на камеру.

где  $\sigma_{tot}(p)$  - полное сечение  $n_p$  -столкновений в зависимости от импульса нейтрона;  $n_i(p)$  - число звезд  $i$ -той реакции при импульсе нейтрона  $p$ ; суммирование ведется по всем реакциям, часть из которых регистрируется на опыте, а другая часть учитывается расчётным путем, как описано выше.

В наблюдавшееся в эксперименте число звезд внесены поправки: на потерю событий при просмотре, на потерю неизмеримых случаев, на примесь от других реакций. Полное сечение  $n_p$  -взаимодействий достаточно точно ( $\frac{\Delta\sigma_{tot}}{\sigma_{tot}} \approx 2-3\%$ ) известно в нашей области энергий /1-3,23/.

Сечения различных реакций в зависимости от импульса нейтрона приведены на рис. 5-11 и табл. I, II. На рис. 11 представлено отношение  $R$  сечений 5-лучевых  $\sigma_5$  к сечению 3-лучевых звезд  $\sigma_3$ . Неточность в определении сечений включает в себя статистические ошибки, методические - в определении формы импульсного спектра падающих нейтронов, ошибки в поправках, возникающих в эксперименте.

Приведены также литературные данные по сечениям неупругих реакций /4-8/ в  $n_p$  -взаимодействиях.

В заключение отметим, что величины сечений, полученные в протонном облучении /4-8/, находятся в удовлетворительном согласии с нашими данными.

#### Л и т е р а т у р а

1. Alexander et al. Nuclear Physics B5, 1, (1968).
2. J.D.Hansen et al. "Compilation of cross-sections" CERN-HERA 70-2, 1970.
3. O.Benary et al. "NN and ND interactions (above 0,5 GeV/c) - a compilation. UCRL-2000 NN, 1970.

4. A.P. Batson et al. Proc. of the Royal Society of London, 251, 233 (1959).
5. D.C. Brunt et al. Phys.Rev., 187, 1856 (1969).
6. H.O. Cohn et al. Nuclear Phys., B21, 505 (1970);  
H.O. Cohn et al. Phys.Letters, 26B, 598 (1968).
7. A. Shapira et al. Phys.Rev.Letters, 21, 1835 (1968).
8. A. Shapira et al. Nuclear Phys., B23, 583 (1970);  
G. Yekutieli et al. Phys.Rev.Letters, 25, 184 (1970).
9. T.W. Morris et al. Proc. of the XV Int.Conf. on High Energy  
Physics at Kiev, 1970.
10. Ван Ган Чан, М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
11. Т. Бишлиу и др. Препринт ОИЯИ, Р-2916, Дубна, 1966.
12. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 9, 4, 792 (1969).
13. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 12, 5, 988 (1970).
14. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 9, 3, 565 (1969).  
В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, Р1-3909,  
Дубна, 1968.
15. V. Franco et and R.J. Glauber. Phys.Rev., 142, 1195 (1966);  
R.J. Glauber. Phys.Rev., 100, 242 (1955);  
D.R. Harrington. Phys.Rev., 135, B358 (1964).
16. З.М. Иванченко, А.Ф. Лукьянцев, В.И. Мороз, А.Д. Макаренкова,  
Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ, Р-2399, Дубна, 1965.
17. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, Р1-5041,  
Дубна, 1970.
18. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, Р1-4642,  
Дубна, 1969.
19. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, Р1-5052,  
Дубна, 1970.

20. C. Besliu et al. *Nuovo Cimento*, 59A, 1 (1969).
21. С.З. Беленький, В.М. Максименко, А.И. Никишов, И.Л. Розенталь. *УФН*, 62, 1 (1957). V.S. Barasenkov, B.M. Barbasov, E.G. Bubelev. *Nuovo Cimento, Suppl.*, 7, 117 (1958).
22. А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. Препринт ОИЯИ, P1-5538, Дубна, 1971.
23. D.V. Bugg et al. *Phys.Rev.*, 146, 980 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 марта 1971 года.



ТАБЛИЦА I

Тип реакции	$\Gamma_n$ [ГэВ/с]	1,662	1.825	2.11	3.7	6.98	7,0
	ссылка	Batson54*	Bunt69* Bunt64*		Schn70*	Shapiro70* Shapiro73	
$pp\pi^-$	$2,7^+$ $0,6^-$	$2,57^+$ $0,14^-$	$2,68^+$ $0,19^-$	$3,2^+$ $0,6^-$	-	$1,01^+$ $0,13^-$	
$pp\pi^+\pi^0$	-	$0,16^+$ $0,03^-$	$0,35^+$ $0,04^-$	$3,6^+$ $0,7^-$	-	-	
$np\pi^+\pi^-$	-	$0,77^+$ $0,07^-$	$1,75^+$ $0,20^-$	$6,3^+$ $1,0^-$	$3,72^+$ $0,22^-$	-	

\*) введены Глауберовы поправки /15/

ТАБЛИЦА II

$P_n$ [Гэв/с] Тип реакции	1+2	2+3	3+4	4+5	5+6	6+7	7+8	8+9	9+10
$pp\pi^-$	3,00+ 0,90-	2,20+ 0,60-	1,90+ 0,30-	1,15+ 0,20-	1,20+ 0,20-	1,35+ 0,20-	1,40+ 0,20-	1,40+ 0,30-	1,20+ 0,30-
$pp\pi^-(m\pi^+)^*$	-	1,2+ 0,5-	2,0+ 0,5-	2,60+ 0,5-	2,7+ 0,5-	2,9+ 0,5-	2,0+ 0,4-	2,3+ 0,5-	2,6+ 0,6-
$np\pi^+\pi^-$	1,0+ 0,6-	8,6+ 2,0-	7,5+ 1,3-	5,8+ 1,0-	4,2+ 0,7-	3,4+ 0,6-	4,5+ 0,7-	4,3+ 0,9-	3,7+ 0,8-
$np\pi^+\pi^-(m\pi^-)$	0,5+ 0,4-	4,3+ 1,1-	9,0+ 1,5-	11,0+ 1,7-	10,3+ 1,6-	9,8+ 1,5-	7,8+ 1,2-	5,9+ 1,2-	6,9+ 1,4-
$np\pi^+\pi^+\pi^-(m\pi^-)$	-	-	-	1,8+ 0,5-	3,3+ 0,6-	3,5+ 0,7-	4,0+ 1,0-	3,2+ 0,7-	2,7+ 0,6-
$pp\pi^+\pi^-\pi^-$	0,2+ 0,2-	0,2+ 0,15-	0,65+ 0,20-	1,0+ 0,3-	1,5+ 0,3-	1,4+ 0,2-	1,7+ 0,3-	1,60+ 0,35-	2,2+ 0,6-
$pp\pi^+\pi^-\pi^-(m\pi^-)$	-	-	0,1+ 0,1-	0,40+ 0,15-	0,8+ 0,2-	1,40+ 0,25-	1,6+ 0,3-	1,60+ 0,35-	1,65+ 0,40-
$np\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	-	-	0,08+ 0,05-	0,9+ 0,2-	1,60+ 0,25-	1,8+ 0,3-	2,0+ 0,35-	1,4+ 0,4-	1,6+ 0,4-
$np\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-(m\pi^-)$	-	-	-	-	-	0,25+ 0,15-	0,3+ 0,1-	1,6+ 0,5-	2,2+ 0,6-
$np\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-(m\pi^-)$	-	-	0,06+ 0,05-	0,25+ 0,15-	0,35+ 0,15-	0,70+ 0,25-	0,5+ 0,2-	0,6+ 0,3-	0,75+ 0,35-
$\Sigma^+\pi^0$ луче-	4,5+ 1,3-	16,3+ 2,0-	20,5+ 2,5-	22,3+ 2,5-	21,7+ 2,0-	21,0+ 2,0-	19,7+ 1,5-	17,0+ 2,0-	17,0+ 2,0-
5-ти лу- чевые	0,2+ 0,2-	0,20+ 0,15-	0,90+ 0,25-	2,55+ 0,40-	4,25+ 0,60-	5,55+ 0,90-	6,1+ 1,0-	6,8+ 1,5-	8,4+ 1,8-
$R = \frac{\Sigma_2}{\Sigma_3}$	0,045+ 0,045-	0,012+ 0,009-	0,044+ 0,013-	0,11+ 0,02-	0,20+ 0,035-	0,26+ 0,05-	0,31+ 0,06-	0,4+ 0,1-	0,50+ 0,12-

x) по количеству событий с  $\gamma$ -квантами было определено, что в данной реакции в основном рождается один  $\pi^0$ -мезон.

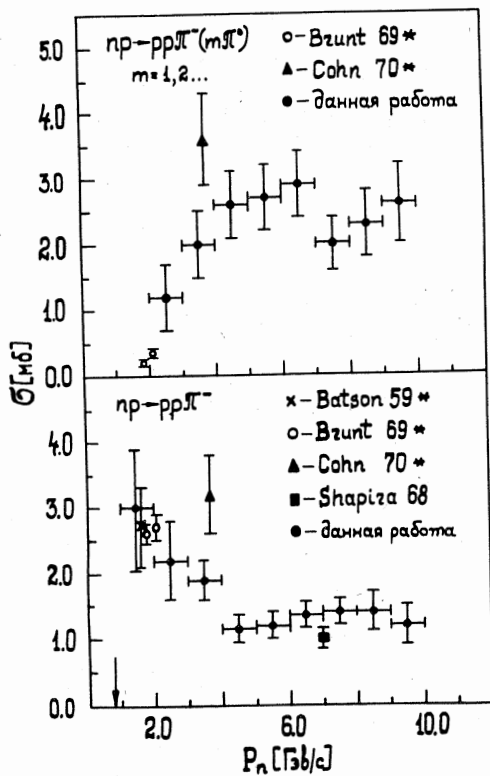


Рис. 5. Сечение реакций  $p p \rightarrow p p \pi^-$  и  $p p \rightarrow p p \pi^- (m \pi^0)$ ,  $m = 1, 2, \dots$

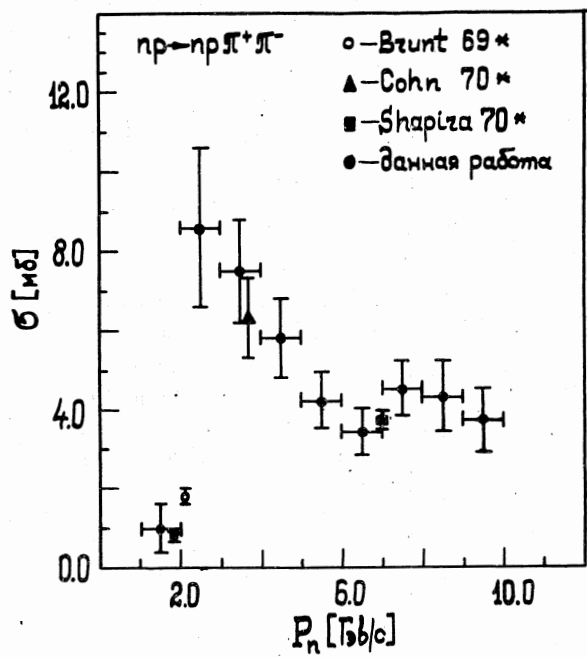


Рис. 6. Сечение реакции  $p p \rightarrow p p \pi^+ \pi^-$ .

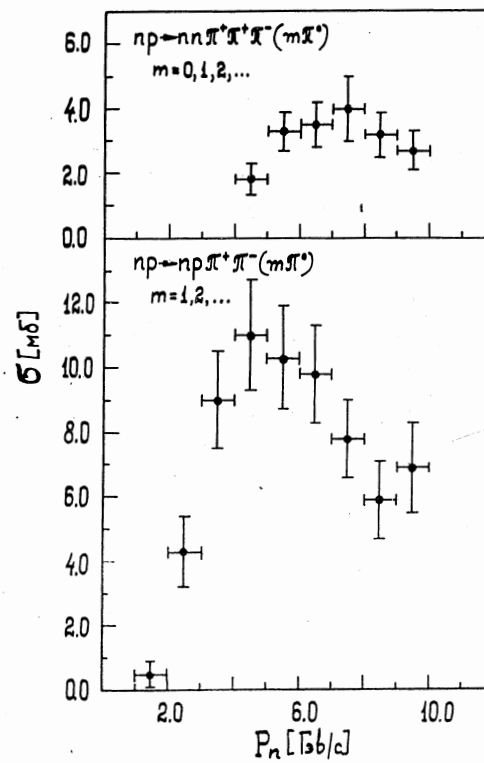


Рис. 7. Сечение реакций  $p p \rightarrow p p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$ ,  $m = 1, 2, \dots$  и  $p p \pi^+ \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ .

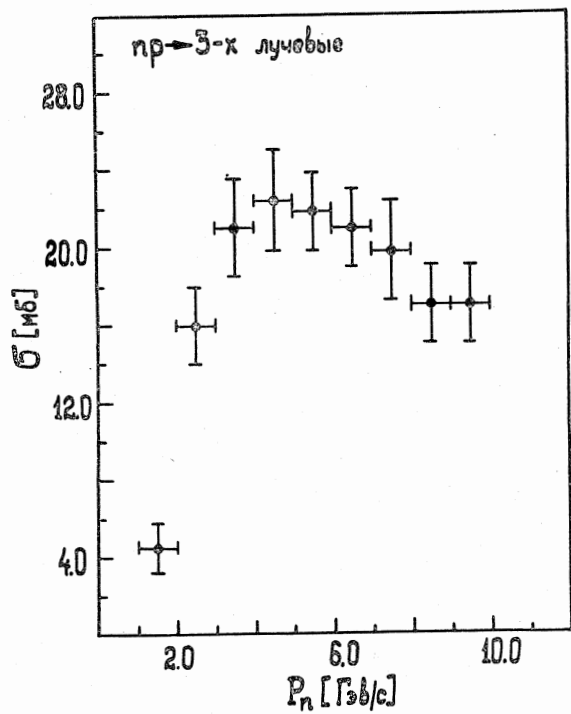


Рис. 8. Сечение образования 3-лучевых звезд.

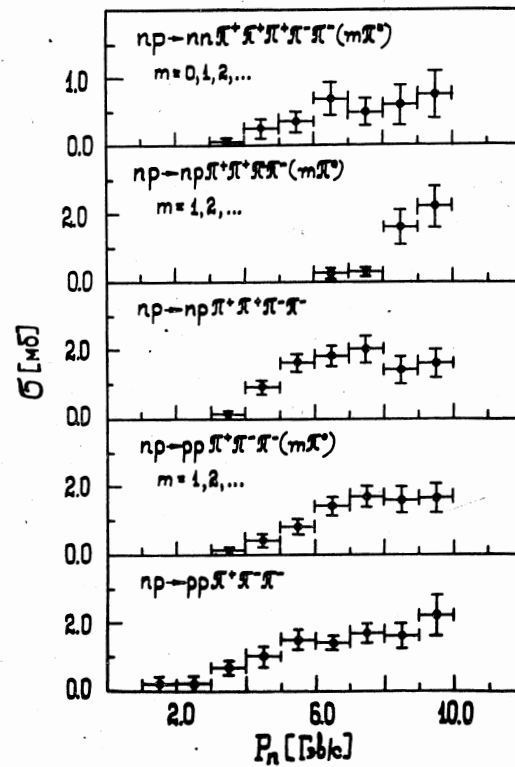


Рис. 9. Сечение реакций (6-10).

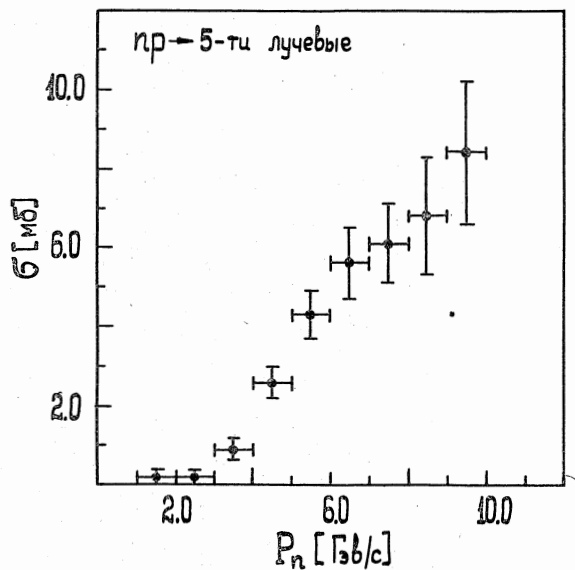


Рис. 10. Сечение образования 5-лучевых звезд.

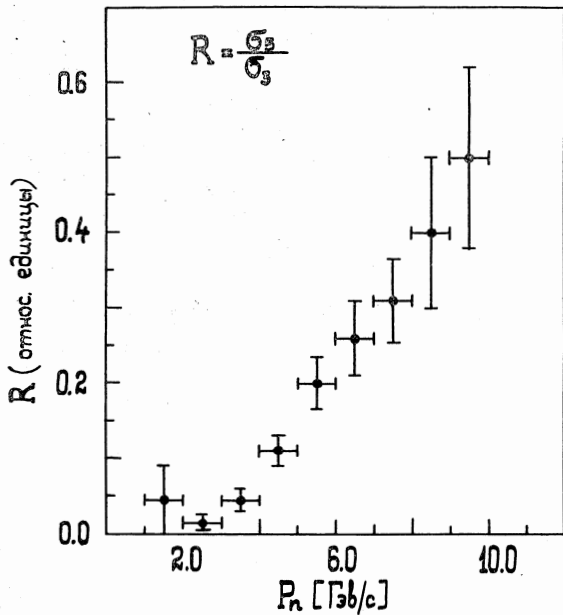


Рис. 11. Отношение сечений образования 5- и 3-лучевых звезд.