

K-14

7.3.

P-157

# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-157

Д.М.Казаринов, Д.Н.Симонов

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ  
П-МЕЗОНОВ В ( $n$ - $p$ ) СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ  
НЕЙТРОНОВ 586 МэВ

*ЖЭТФ, 1958, т 35, в 1, с 78-84*

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

---

Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ  
 $\pi$ -МЕЗОНОВ В ( $n$  -  $p$ ) СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ  
НЕЙТРОНОВ 586 Мэв

1958 г.

## А н н о т а ц и я

В области углов от  $15^{\circ}$  до  $120^{\circ}$  (лабораторная система) измерен суммарный выход заряженных  $\pi$ -мезонов, образующихся в  $(n-p)$ -столкновениях при эффективной энергии нейтронов 586 Мэв. Полное сечение образования  $\pi^{+}$  и  $\pi^{-}$ -мезонов, найденное по полученным данным в предположении зарядовой симметрии ядерных сил, составляет

$$\sigma(np \rightarrow \pi^{+}) = \sigma(np \rightarrow \pi^{-}) = (2,20 \pm 0,44) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

Процесс образования заряженных  $\pi$ -мезонов при столкновении нейтронов с протонами изучен сравнительно слабо. Достаточно полное исследование проведено только при энергии нейтронов 409 Мэв<sup>1)</sup>. При энергии, близкой к 600 Мэв, ранее была выполнена единственная работа<sup>2)</sup>. В этой работе методом ядерных эмульсий в относительных единицах были измерены спектры и выходы  $\pi^{+}$  и  $\pi^{-}$ -мезонов, вылетающих под углом  $\phi = 90^{\circ}$  х) (лабораторная система) из мишени с жидким водородом при облучении ее нейтронами от "перезарядки"<sup>3)</sup> протонов с энергией 670 Мэв. Сравнительно малое сечение рождения мезонов, три частицы в конечном состоянии изучаемых реакций, а также немонотонность нейтронного пучка, используемого в опытах, создают немалые трудности в изучении процессов рождения  $\pi^{+}$  и  $\pi^{-}$ -мезонов в  $(n-p)$ -столкновениях. Несмотря на это детальное изучение характера  $(n-p)$ -столкновений при энергиях нуклонов, заметно превышающих порог мезообразования, требует исследования

х) Угол  $\phi$  измерен относительно направления пучка нейтронов, падающих на мишень.

этих процессов. Изучение процессов мезообразования при столкновении нейтрона с протоном весьма интересно также с точки зрения исследования вопроса о характере взаимодействия двух нуклонов в различных состояниях по изотопическому спину ( $T = 0$  и  $T = 1$ ).

Ниже описаны опыты по определению сечения образования  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в  $(n-p)$ -столкновениях при энергии нейтронов 586 Мэв.

### Постановка опыта

Измерения проводились на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований. Пучок нейтронов, использованный в опытах, получался обменным рассеянием ускоренных до энергии 680 Мэв протонов на бериллиевой мишени. Энергетическое распределение нейтронов в пучке имеет максимум на энергии 600 Мэв и полуширину 130 Мэв<sup>3)</sup>.

Для определения дифференциального сечения образования заряженных  $\pi$ -мезонов при столкновении нейтрона с протоном измерялось отношение суммарного числа  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов  $N_{\pi}$  к числу протонов отдачи  $N_p$ , вылетающих из рассеивателя под данным углом  $\phi$  к направлению нейтронного пучка в результате  $(n-p)$ -столкновений. Затем по найденному отношению  $\frac{N_{\pi}}{N_p}$  и дифференциальному сечению упругого  $(n-p)$ -рассеяния, измеренному авторами ранее<sup>4)</sup>, находилось дифференциальное сечение образования  $\pi$ -мезонов.

Для измерения выхода  $\pi$ -мезонов в пучок нейтронов поочередно помещались рассеиватели из полиэтилена и графита. С помощью детектора регистрировались заряженные частицы, вылетающие из рассеивателя. При этом разность числа частиц, зарегистрированных детектором от рассеивателей из полиэтилена и графита, давала полный поток заряженных частиц, вылетающих из рассеивателя в результате столкно-

вений нейтронов с протонами. Оценки показали, что при данной энергии нейтронов этот поток определяется, в основном, числом протонов отдачи и  $\Pi$ -мезонов, попадающих в детектор. Оказалось, что примесь  $\mu$ -мезонов и  $\beta$ -частиц, возникающих в результате распада  $\Pi$ -мезонов, в условиях опытов не превосходит 10-15% от числа  $\Pi$ -мезонов. Это позволило пренебречь примесью  $\mu$  и  $\beta$ -частиц и считать в первом приближении все отличные от протонов отдачи частицы  $\Pi$ -мезонами, введя впоследствии соответствующие поправки в результаты измерений.

Разделение  $\Pi$ -мезонов и протонов отдачи проводилось либо по пробегам, либо по скоростям. Разделение по пробегам было использовано в области углов выхода  $\Pi$ -мезонов  $\Phi \geq 60^\circ$ . При работе на углах  $60^\circ < \Phi < 15^\circ$  выделение  $\Pi$ -мезонов производилось отбором по скоростям с помощью Черенковского счетчика.

В соответствии с двумя указанными способами выделения  $\Pi$ -мезонов в измерениях были использованы два типа детекторов (табл. I). На больших углах  $\Phi \geq 60^\circ$  детектором служил обычный телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадение. Оценки, произведенные на основании данных работы<sup>2)</sup> показали, что если с помощью фильтра поднять порог такого телескопа до уровня максимальной энергии протонов отдачи на данном угле  $\Phi$ , то в области углов  $\Phi \geq 60^\circ$  детектор с таким порогом регистрирует подавляющее большинство  $\Pi^+$ -мезонов.

При измерении выхода заряженных мезонов на углах  $\Phi < 60^\circ$  выделение  $\Pi^+$ -мезонов производилось отбором по скоростям. Для этого средний счетчик детектора заменялся Черенковским счетчиком (рис. I). Остальные счетчики оставались сцинтилляционными. Определение полного выхода заряженных частиц при этом требовало обратной замены Черенковского счетчика детектора на сцинтилляционный. Для того, чтобы геометрия детектора при замене счетчиков не менялась

Было бы

и замену можно производить быстро, оба типа счетчиков работали на одном фотоумножителе ФЭУ-19 и фосфор сцинтилляционного счетчика устанавливался перед фотокатодом непосредственно за излучателем Черенковского счетчика. На угле  $\phi = 15^\circ$  протоны отдачи максимальной энергии могли регистрироваться Черенковским счетчиком. В этом случае в результаты измерений вносилась поправка, учитывающая долю протонов, зарегистрированных детектором. Геометрия детектора обеспечивала угловое разрешение  $3^\circ$ . Энергетические пороги детектора при работе на разных углах приведены в таблице I.

Т а б л и ц а I.

Угол выхода П-мезона (л.с.)	Энергетический порог детектора для П-мезонов (Мэв)	Примечание
$15^\circ$	78,0	Детектор-черенковский счетчик (вода) и два сцинтилляционных, включенных на совпадение
$30^\circ$	78,0	
$45^\circ$	78,5	Детектор-черенковский счетчик (плексиглас) и два сцинтилляционных счетчика, включенных на совпадение.
$60^\circ$	65	Детектор-три сцинтилляционных счетчика, включенных на совпадение.
$90^\circ$	37	
$120^\circ$	37	

Рассеивателями служили диски из полиэтилена и графита с равной тормозной способностью. Толщина рассеивателя из полиэтилена выбиралась равной  $0,9 \text{ г/см}^2$  на углах  $\phi \gg 45^\circ$  и  $3,2 \text{ г/см}^2$  на углах  $\phi < 45^\circ$ . В качестве фильтров использовались медные и вольфрамовые пластины.

В соответствии с ранее сказанным процесс измерений проходил следующим образом. Прежде всего в условиях опытов по измерению дифференциальных сечений упругого ( $n-p$ )-рассеяния<sup>4)</sup> проводилось определение полного потока заряженных частиц, попадающих в детектор при данной интенсивности пучка в результате ( $\pi-p$ )-столкновений. Для этого проводился обычный разностный опыт  $CH_2-C$ . Далее детектор ставился в режим, при котором протоны отдачи не регистрировались, и измерялся полный выход  $\Pi$ -мезонов. Необходимый для этого режим детектора достигался, как это указывалось выше, либо повышением порога телескопа до максимальной энергии протонов отдачи (измерения на углах  $\Phi \gg 60^\circ$ ), либо заменой первого счетчика телескопа на Черниковский счетчик. Особое внимание в опытах было уделено измерению фона при определении выхода  $\Pi$ -мезонов на углах  $\Phi = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ . При этом кроме обычных измерений фона истинных и случайных совпадений оказалось необходимым измерение фона, вызванного тем, что детектор регистрировал заметную долю протонов отдачи, попадающих прямо на фотокатод фотоумножителя Черенковского счетчика. На угле  $60^\circ$  общий фон составлял менее 5% и возрастал до 20%<sup>при угле  $15^\circ$</sup>  от числа мезонов, попадающих в детектор от рассеивателя из полиэтилена.

Контроль за постоянством интенсивности нейтронного пучка во время измерений проводился с помощью установленной в пучок ионизационной камеры, соединенной с интегрирующей схемой (рис. I).

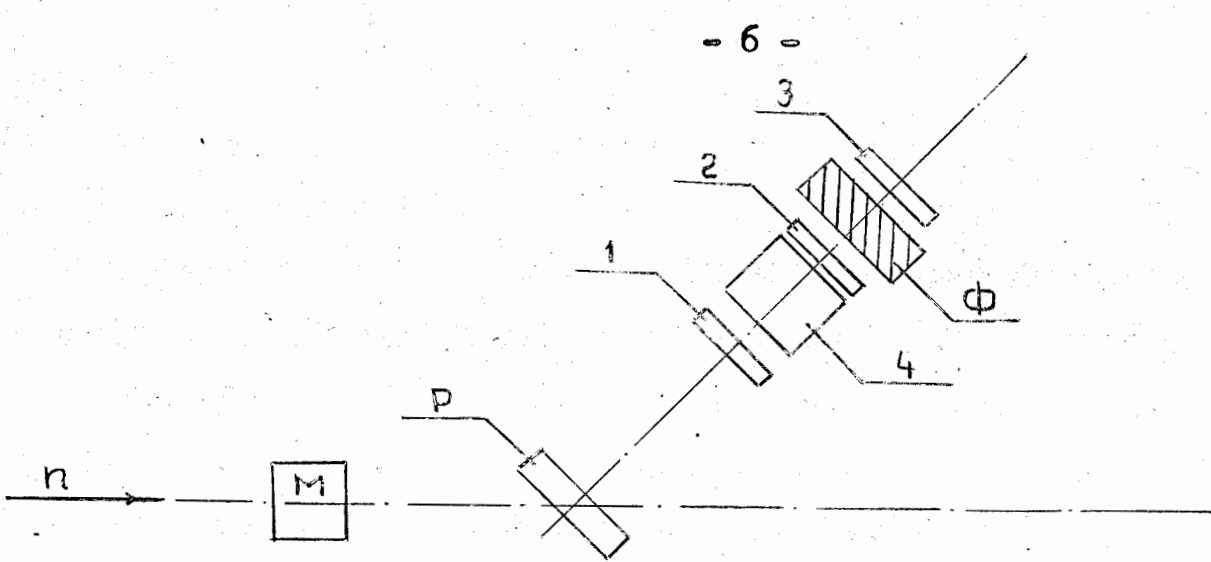


Рис. I.

### Результаты и их обработка

Определение полного сечения. Прежде чем результаты измерений могли быть использованы для определения полного сечения рождения  $\Pi$ -мезонов, в них необходимо было внести следующие поправки:

I. Поправка на примесь  $\mu$ -мезонов и электронов. Как указывалось ранее, среди заряженных частиц, попадающих в детектор, кроме протонов и  $\Pi$ -мезонов в небольшом количестве присутствовали  $\mu$ -мезоны и электроны. Количество электронов, зарегистрированных детектором наряду с  $\Pi$ -мезонами, определялось расчетным путем по данным работы <sup>5)</sup> в предположении, что угловое распределение  $\Pi^0$ -мезонов в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов имеет вид  $0,2 + \cos^2 \theta$ . При этом учитывалось также, что примерно 1,5% полного числа  $\Pi^0$ -мезонов распадаются во втором типу распада. Примесь  $\mu$ -мезонов оценивалась по известному выходу  $\Pi$ -мезонов и рассчитанному угловому распределению  $\mu$ -мезонов.



2. Поправка на примесь протонов. Вводилась только на угле  $15^\circ$ , где наиболее энергичные протоны отдачи могли регистрироваться Черенковским счетчиком. Поправка определялась по известному спектру нейтронов и найденной <sup>зависимости</sup> эффективности Черенковского счетчика от скорости частиц (рис. 2).

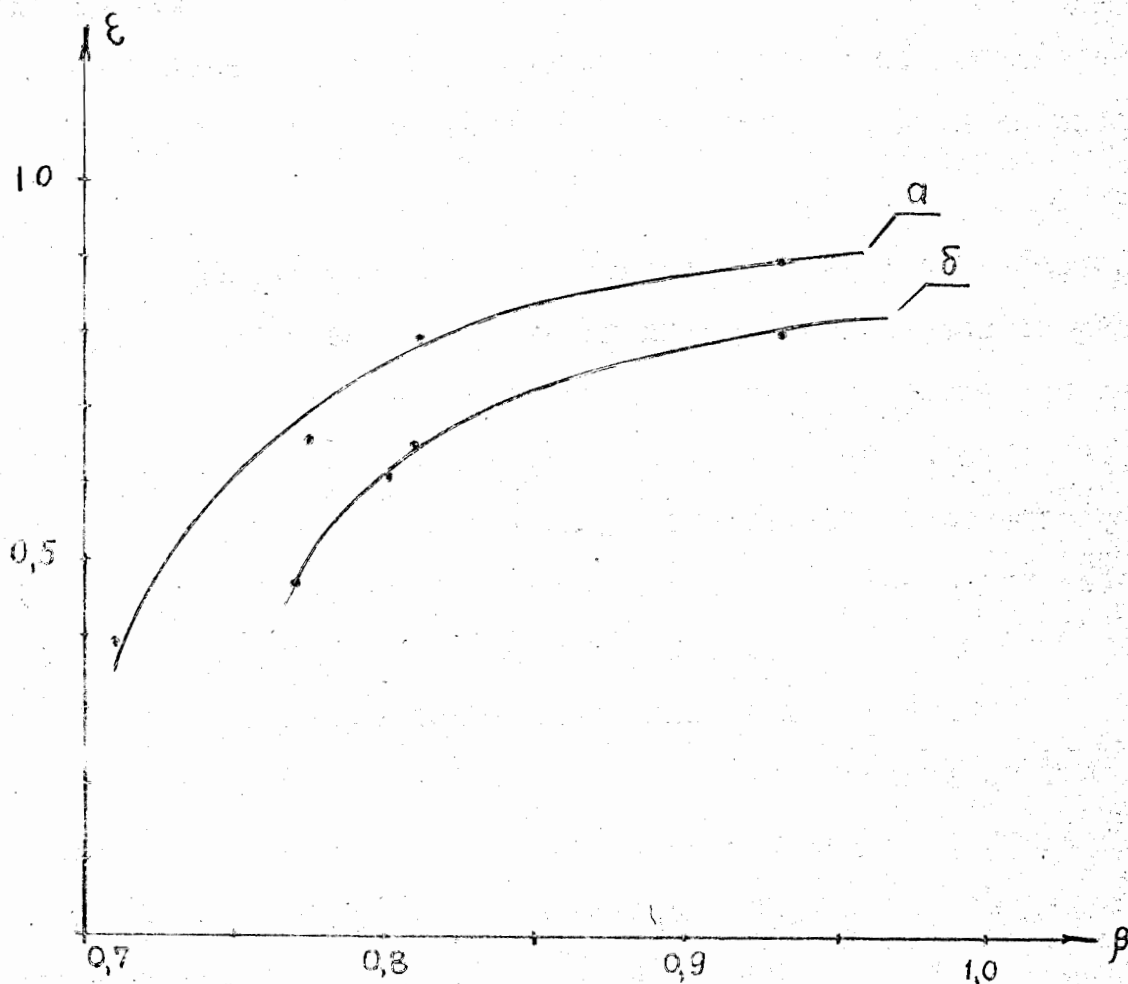


Рис. 2.

3. Поправки на присутствие в спектре  $\Pi$ -мезонов частиц, энергии которых ниже порога детектора. Эти поправки определялись по спектрам  $\Pi$ -мезонов, рассчитанным по данным работы<sup>2)</sup> в предположении, что спектр  $\Pi$ -мезонов в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов не зависит от угла выхода мезона. Рассчитанные поправочные коэффициенты приведены в третьей строке табл. 2. Эти коэффициенты были пересчитаны также в предположении, что спектры

П-мезонов от реакций  $P+P \rightarrow \pi^+ + n + p$  и  $n+p \rightarrow \pi^+ + 2n$ ,  
 $n+p \rightarrow \pi^- + 2p$  одинаковы<sup>x)</sup>. При этом были получены величины,  
 практически совпадающие с приведенными в табл.2.

4. Поправки на эффективность регистрации, вызванные различными поглощением П-мезонов и протонов в фильтре детектора и неэффективностью Черенковского счетчика. Величины поправок определялись экспериментально на пучках П-мезонов и протонов соответствующих средних энергий.

5. Поправки на  $(\pi - \mu)$ -распад. Поправочные коэффициенты рассчитаны по известному времени жизни П-мезонов с учетом спектров, найденных при вышеуказанных предположениях в 3.

Строго говоря, при обработке результатов измерений необходимо было бы учесть также погрешность, возникающую благодаря тому, что вероятность поглощения  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в веществе различна. Однако оценки, сделанные на основании работы<sup>7)</sup>, показывают, что погрешность, вызванная указанным обстоятельством, в условиях опыта мала и может не учитываться.

Исправленные результаты после интегрирования по углам при условии зарядовой симметрии ядерных сил дают для полных сечений образования  $\pi^+$  и  $\pi^-$  мезонов в  $(n-p)$ -столкновениях величину:

$$\sigma(np \rightarrow \pi^+) = \sigma(np \rightarrow \pi^-) = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

---

x) Это, по-видимому, имеет место при энергиях, значительно превышающих порог мезонообразования, см., например, 6).

Т а б л и ц а 2

Угол $\Phi^\circ$	15	30	45	60	90	120
Поправка на примесь $\mu$ -мезонов и электронов	0,9	0,9	0,9	0,92	0,90	0,88
Поправка на примесь протонов	0,15					
Поправка на $\Pi$ -мезоны с энергией ниже порога детектора					1,25	1,95
Поправка на эффект регистрации	1,21	1,21	1,20			
Поправка на $\Pi$ - $\mu$ распад	1,03	1,03	1,03	1,04	1,06	1,10
$\frac{N_{\Pi}}{N_{P}} \%$	$8,6 \pm 3,5$	$19 \pm 2,3$	$13,7 \pm 2,7$	$9,7 \pm 0,5$	$4,4 \pm 1,3^x$	$4,3 \pm 0,9^x$

x) Выход  $\Pi$ -мезонов определен по отношению к выходу протонов отдачи на  $\Phi = 60^\circ$ .

Кроме того, полные сечения исследуемых реакций могут быть определены также по выходу  $\Pi$ -мезонов, найденному для так называемого "изотропического" угла  $\vartheta_i$ , т.е. угла, для которого между дифференциальным сечением  $\sigma_{\Pi}(\vartheta)$  и полным сечением существует соотношение:

$$\sigma_{\Pi}(\vartheta_i) = \frac{1}{4\pi} \cdot \sigma(np \rightarrow \Pi^+)$$

"Изотропический" угол  $\vartheta_i$  в нашем случае легко найти, если учесть, что в соответствии с полученными данными угловое распределение  $\Pi$ -мезонов (в системе центра масс) не содержит, по-видимому, членов более высоких, чем  $\cos^2 \vartheta$  и может быть записано в виде:

$$\sigma_{\pi^+}(\vartheta) + \sigma_{\pi^-}(\vartheta) = a + b \cos^2 \vartheta$$

где  $\vartheta$  - угол вылета мезона,  $a$  и  $b$  - постоянные. При этом, как известно,  $\vartheta = a \tau \epsilon \cos \frac{1}{\sqrt{3}}$  и соответствует в нашем случае углу  $\Phi = 30^\circ$  (лабораторная система). Если использовать приведенную в таблице 2 величину  $\frac{N_{\pi}}{N_p}$  для этого угла, то полное сечение оказывается равным:

$$\sigma(\pi p \rightarrow \pi^+) = \sigma(\pi p \rightarrow \pi^-) = (2,20 \pm 0,44) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Полученные величины сечений весьма близки друг к другу. Это указывает, вероятно, на то, что допущения, сделанные при обработке экспериментальных данных, не внесли серьезных искажений в угловое распределение  $\pi$ -мезонов.

Определение эффективной энергии.

В использованном методе измерений детектор регистрировал  $\pi$ -мезоны, образовавшиеся при столкновении частиц, энергии которых менялись в весьма широком интервале от 300 до 670 Мэв. Особый интерес поэтому представлял вопрос об определении средней эффективной энергии  $E_{eff}$ . Для определения  $E_{eff}$  была найдена зависимость ее от вида функции возбуждения изучаемой реакции при данной форме энергетического спектра нейтронов. Функция возбуждения бралась в виде<sup>9)</sup>:

$$\sigma(\pi p \rightarrow \pi^+) \sim \eta_{max}^n \tag{I}$$

где  $\eta_{max}$  - максимальное значение импульса  $\pi$ -мезона в системе центра масс. При этом было обнаружено, что в заданных условиях средняя эффективная энергия для показателей степени  $n \gg 3$

в выражении I практически постоянна и не зависит от  $n$  (рис. 3).  
Учитывая это, по известной величине  $\sigma(np \rightarrow \pi^+)$  при энергии нейтронов 409 Мэв мы нашли, что средняя эффективная энергия в нашем случае равна  $(586_{\pm 15})$  Мэв.

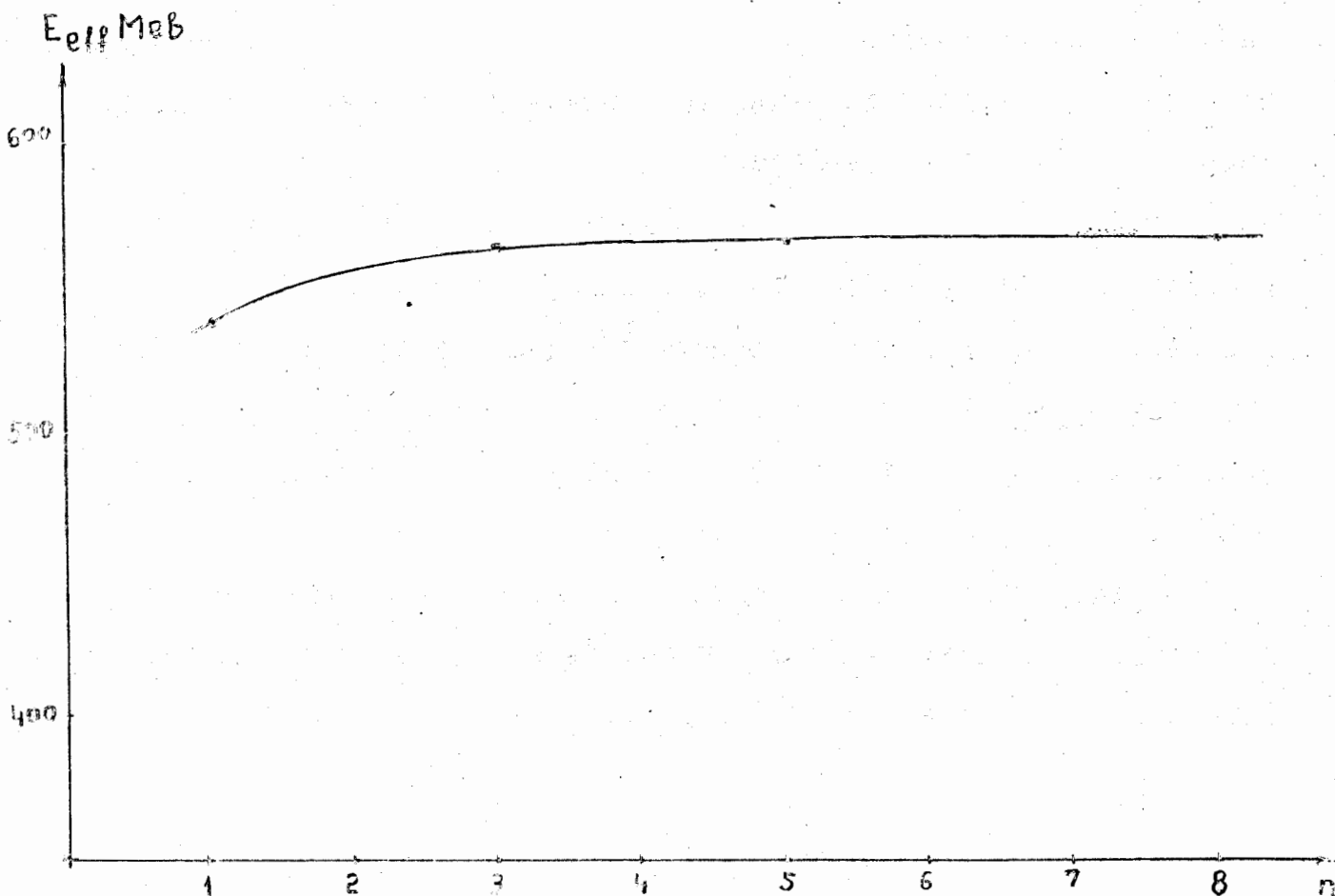


Рис. 3.

### Обсуждение результатов

Сравнение полученной величины  $\sigma(np \rightarrow \pi^+) = (2,2_{\pm 0,44}) \times 10^{-27} \text{ см}^2$  с сечением, найденным при энергии 409 Мэв<sup>I</sup>:  $\sigma(np \rightarrow \pi^+) = (0,16_{\pm 0,04}) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  показывает, что полное сечение образования  $\pi^+$  и  $\pi^-$  -мезонов в  $(n-p)$  -столкновениях с увеличением энергии от 409 до 586 Мэв возрастает более чем в 10 раз. Оказывается, что

зависимость сечения от максимального импульса  $\Pi$ -мезона  $\eta_{\max}$  может быть при этом записана в виде

$$\sigma(np \rightarrow \Pi^+) \sim \eta_{\max}^{5 \pm 0,6}$$

Эта зависимость удовлетворительно согласуется с найденной в работе<sup>10)</sup> зависимость  $\sigma(pn \rightarrow \Pi^+) \sim \eta_{\max}^{4 \pm 1}$ , полученной на основании величин сечений, рассчитанных в широком интервале энергий по известным сечениям  $\sigma(pp \rightarrow \Pi^+)$ ,  $\sigma(pp \rightarrow \Pi^0)$  и  $\sigma(pn \rightarrow \Pi^0)$  в предположении зарядовой независимости ядерных сил. Следует заметить, однако, что для  $\sigma(pn \rightarrow \Pi^+)$  при энергии 580 Мэв авторы работы<sup>10)</sup> дают несколько заниженное значение  $(0,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ , которое, тем не менее, в пределах указанных ошибок не противоречит величине, полученной в настоящей работе.

Определенная величина находится также в удовлетворительном соответствии с предсказаниями гипотезы изотопической инвариантности. Действительно, согласно этой гипотезе

$$\sigma(np \rightarrow \Pi^+) = \sigma(np \rightarrow \Pi^0) + \sigma(pp \rightarrow \Pi^0) - 1/2 \sigma(pp \rightarrow \Pi^+) \quad (2)$$

Если принять  $\sigma(np \rightarrow \Pi^0) = (5,7 \pm 1,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  <sup>5)</sup>

$\sigma(pp \rightarrow \Pi^0) = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  и<sup>10)</sup>  $\sigma(pp \rightarrow \Pi^+) = (8,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  <sup>11)</sup>, то оказывается, что  $\sigma(np \rightarrow \Pi^+) = (3 \pm 1,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ , что в пределах указанной точности совпадает с измеренной величиной.

Как известно<sup>9)</sup>, в рамках гипотезы зарядовой независимости сечения всех процессов образования  $\Pi$ -мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях выражается через три парциальные сечения  $\sigma_{10}$ ,  $\sigma_{11}$ ,

$\sigma_{01}$ ,  $\sigma_{11}$  и  $\sigma_{10}$  в широком интервале энергий изучены в работе<sup>10)</sup>  
 Найденная величина сечения  $\sigma(np \rightarrow \pi^+)$  позволяет определить  
 $\sigma_{01}$  при энергии 586 Мэв:

$$\sigma_{01} = 2\sigma(np \rightarrow \pi^+) - \sigma_{11} = (2,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Известно далее<sup>10)</sup>, что при энергии 409 Мэв  $\sigma_{01} = (0,23 \pm 0,09) \times 10^{-27} \text{ см}^2$ . Таким образом,  $\sigma_{01}$  при увеличении энергии резко возрастает, и зависимость  $\sigma_{01}$  от максимального импульса мезона имеет вид:

$$\sigma_{01} \sim \eta_{\text{max}}^{4,7 \pm 0,8}$$

Полное сечение образования  $\pi$ -мезонов в  $(n-p)$ -столкновениях при энергии 586-590 Мэв составляет  $\sigma(np \rightarrow \pi^{\pm,0}) =$   
 $= \sigma(np \rightarrow \pi^0) + 2\sigma(np \rightarrow \pi^+)$   $= (10,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

При этом полное сечение  $(\pi-p)$ -взаимодействия равно  $(36 \pm 2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Следовательно, примерно в 30% случаев столкновение нейтрона с протоном приводит к образованию  $\pi$ -мезона.

В заключение, пользуясь полученной величиной и данными работ<sup>5), 10), 11)</sup>, сравним вероятности образования  $\pi$ -мезона при взаимодействии двух нуклонов в различных состояниях по изотопическому спину. Можно показать<sup>12)</sup>, что полное сечение образования  $\pi$ -мезонов в  $(\pi-p)$  столкновениях  $\sigma(np \rightarrow \pi^{\pm,0})$  может быть записано в виде:

$$2\sigma(np \rightarrow \pi^{\pm,0}) = \sigma_{\pi}^I + \sigma_{\pi}^0, \quad (3)$$

где  $\sigma_{\pi}^I$  и  $\sigma_{\pi}^0$  - сечения образования при столкновении двух нуклонов в состояниях с изотопическим спином  $T = I$  и  $T = 0$ , соответственно.

х) Индексы I0, II, OI указывают полный изотопический спин системы двух нуклонов в начальном и конечном состояниях (до и после образования мезона).

Принимая на основании приведенных ранее величин

$$\begin{aligned}\sigma'_\pi &= \sigma(pp \rightarrow \pi^0) + \sigma(pp \rightarrow \pi^+) = (10, 1 \pm 0, 73) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \\ \sigma(np \rightarrow \pi^+, \pi^0) &= 2\sigma(np \rightarrow \pi^+) + \sigma(np \rightarrow \pi^0) = (10, 1 \pm 1, 82) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2\end{aligned}$$

из (3) получим, что

$$\sigma_\pi^0 = (10, 1 \pm 3, 7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Итак, при взаимодействии нуклонов в состояниях  $T=0$  и  $T=1$  образование  $\pi$ -мезонов примерно равновероятно и, таким образом, нуклоны в этих состояниях взаимодействуют в этом смысле одинаково интенсивно.

Примерное равенство  $\sigma_\pi^0$  и  $\sigma'_\pi$  указывает также на то, что в исследуемых процессах при энергии, близкой к 600 Мэв, переходы, в результате которых система  $\pi$ -мезон-нуклон оказывается в состояниях с полным изотопическим спином  $T = 3/2$  и  $T = 1/2$  примерно равновероятны. Последнее обстоятельство является также, по-видимому, основной причиной того, что отношение  $\frac{\sigma(pp \rightarrow \pi^+)}{\sigma(np \rightarrow \pi^+)}$ , равное в нашем случае  $3,9 \pm 1$ , заметно меньше десяти. Величина отношения, равная десяти, предсказывается на основании гипотезы изотопической инвариантности в предположении, что система  $\pi$ -мезон-нуклон всегда находится только в состоянии  $T=3/2$ , автором работы<sup>12)</sup>. Следует заметить, однако, что величина этого отношения в работе<sup>12)</sup> получена при некоторых упрощающих предположениях и в действительности может быть несколько иной.

Авторы весьма благодарны Л.И.Лapidусу за обсуждение результатов и Н.И.Амаглобели за помощь в проведении работы.



Л и т е р а т у р а .

- I. G.V. Yodh, Phys.Rev., 98, 1330, 1955.
2. В.М.Сидоров, ЖЭТФ, 28, 727, 1955 г.
3. В.С.Киселев, В.Б. Флягин, ЖЭТФ, 32, 962, 1957 г.
4. Д.М.Казаринов, Ю.Н. Симонов, ЖЭТФ, 31, 169, 1956.
5. В.П.Джелепов, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин, ЖЭТФ, 29, 886, 1955.  
Luke C.L. Yoon, S.J. Lindenbaum, Phys.Rev. 103, 404, 1956
- 6.
7. R.M. Sternheimer, Phys.Rev. 101, 384, 1956.
8. А.А.Тяпкин, ЖЭТФ, 30, 1150, 1956.  
Ю.Д.Прокошкин, ЖЭТФ, 31, 732, 1956.
9. A. Rosenfeld, Phys. Rev. 96, 146, 1954.
10. Ю.Д.Прокошкин, А.А.Тяпкин, ЖЭТФ, 32, 750, 1957г.
11. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, ДАН СССР, 100, 677, 1955,  
Б.С.Неганов, О.В.Савченко, 32, 1265, 1957.
12. Л.И.Лалидус, ЖЭТФ, 31, 865, 1956.  
D.C. Peaslee, Phys.Rev. 92, 1085, 1954.

НАДПИСИ К РИСУНКАМ

к работе Ю.М.Казаринова и Ю.Н.Симонова

"Измерение полного сечения образования заряженных мезонов в (n-p)-столкновениях при энергии нейтронов 586 Мэв".

Рис. 1 Схема опыта. n - нейтронный пучок. М - монитор (ионизационная камера). 1, 2, 3 - сцинтилляционные счетчики. 4 - радиатор Черенковского счетчика. Ф - фильтр. Р - рассеиватель.

Рис. 2 Зависимость эффективности Черенковского счетчика  $\varepsilon$  от скорости регистрируемых частиц  $\beta$ . а - радиатор - плексиглас, б - вода.

Рис. 3 Зависимость эффективной энергии нейтронов от показателя степени максимального момента  $\Pi$ -мезона в выражении (I).