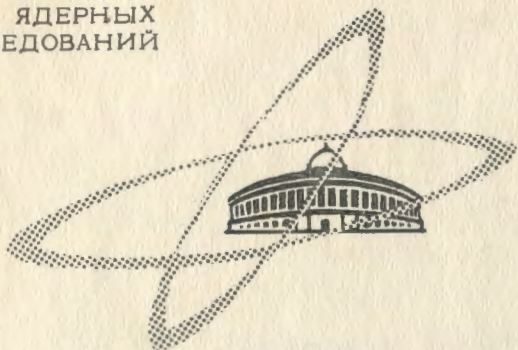


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1746



Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков,  
А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.И. Неменов,  
Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА ИЗОБАРЫ  $3/2, 3/2$   
В ПРОЦЕССЫ  $\pi^-p$  -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ  
 $\pi^-$  -МЕЗОНОВ 344 МЭВ

1964

P-1746

Т.Д. Блохинцева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков,  
А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов,  
Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА ИЗОБАРЫ  $3/2, 3/2$   
В ПРОЦЕССЫ  $\pi^-p$  -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ  
 $\pi^-$  -МЕЗОНОВ 344 МЭВ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
ВИИЯОУР

Для описания процессов образования мезонов мезонами в  $\pi N$ -столкновениях Линденбаумом и Штернхаймером<sup>/1/</sup> была предложена модель, согласно которой рождение мезонов идет через формирование избранного состояния с  $T = J = 3/2$ , распадающегося затем на нуклон и  $\pi$ -мезон. В их модели предполагалось, что изобара образуется в  $s$ -состоянии, распадается изотропно, а интерференция между различными изобарными каналами отсутствует. Позднее эффекты, обусловленные интерференцией, были рассмотрены в<sup>/2/</sup>. Дальнейшее развитие изобарная модель получила в работе Олсона и Иодха<sup>/3/</sup>, в которой учитывались также распад изобары в  $p$ -состоянии и требования, налагаемые статистикой Бозе.

Существующие экспериментальные работы<sup>/4/</sup> в интервале энергий до 1 Гэв указывают на значительную роль изобары  $3/2, 3/2$  в процессах мезообразования и в ряде случаев удовлетворительно согласуются с предсказаниями изобарной модели. Однако анализ экспериментальных данных на основе этой модели зачастую затруднен из-за присутствия других взаимодействий. Так, при энергиях налетающих  $\pi$ -мезонов выше 900 Мэв<sup>/5/</sup> начинает проявляться  $\rho$ -резонанс, а в области энергий ниже 500 Мэв, по-видимому, существенную роль играет сильное  $\pi\pi$ -взаимодействие<sup>/6-8/</sup> в состоянии с  $T = 0$ .

Наиболее тщательное сопоставление экспериментальных данных с изобарной моделью проводилось в экспериментах, выполненных при энергиях первичных частиц вблизи 1 Гэв<sup>/5,10,11/</sup>.

Для энергий налетающих частиц ниже 800 Мэв высказывались только качественные соображения о присутствии изобары<sup>/6/</sup>.

Между тем значительный интерес представляет определение вклада изобары  $3/2, 3/2$  в сечения  $\pi N$ -взаимодействий, что позволяет дать количественные оценки ее роли в изучаемых реакциях. С этой целью в настоящем эксперименте исследовались процессы:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + p, \quad (I)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p \quad (II)$$

при кинетической энергии налетающих  $\pi^-$ -мезонов 344 Мэв.

Использованная процедура обработки экспериментальных данных позволила выделить вклады отдельных изобарных каналов в сечения неупругих процессов при указанной

энергии. Той же процедуре обработки были подвергнуты другие экспериментальные данные<sup>/8,15/</sup>, что дало возможность определить сечения отдельных изобарных каналов также при энергиях 280 и 360 Мэв.

### 1. Эксперимент

Взаимодействие  $\pi^-$ -мезонов с протонами изучалось с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ, помещенной в магнитное поле<sup>/12/</sup>. Энергия первичного пучка  $\pi^-$ -мезонов, определенная путем измерения радиусов кривизны начальных треков и усредненная по результатам нескольких сеансов работы составляла  $344 \pm 12$  Мэв. В эксперименте было получено около 100 тысяч стереофотографий, среди которых отобрано 337 случаев реакции (I) и 51 случай реакции (II). Подробное описание условий опыта, отбора и обработки событий дано в работе<sup>/7/</sup>.

В настоящем эксперименте были введены дополнительные требования к предварительному просмотру, которые улучшили и облегчили процедуру идентификации событий. Сокращены размеры объема внутри камеры, в пределах которого рассматриваются звезды, а также значительно упрощен отбор случаев по азимутальному углу  $\phi_3$ . Геометрические рассуждения для наших условий показывают, что, когда отрицательный вторичный трек на двух кадрах стереопары расположен по разные стороны от первичного трека или совпадает с ним по направлению на одном из кадров, то для такого события  $\phi_3 > 70^\circ$ . Отбор по  $\phi_3$  при предварительном просмотре значительно облегчает дальнейшую обработку, так как выявляется около 66% всех событий, имеющих  $\phi_3 > 70^\circ$ . Доля событий, отброшенных по углу  $\phi_3$ , или выходящих за пределы выбранного объема внутри камеры, сравнивалась с ожидаемыми значениями этих величин, вычисленными из средних характеристик пучка  $\pi^-$ -мезонов.

Окончательное отделение неупругих событий от упругих, а также идентификация реакций (I) и (II) производилась ранее описанным методом<sup>/7/</sup>.

Для отделения реакции (I) от процесса  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$  дополнительно был введен критерий отбора по полной энергии положительной и отрицательной частицы  $\vec{\omega}_{e^+e^-}$  в их с.д.и. в предположении, что эти частицы являются электроном и позитроном. Распределение пар Далица по полной энергии таково, что 99,0% событий имеет  $\vec{\omega}_{e^+e^-} \leq 100$  Мэв/с<sup>2</sup><sup>/13/</sup>. С учетом разрешающей способности считалось, что, если  $\vec{\omega}_{e^+e^-} > 130$  Мэв/с<sup>2</sup>, то событие принадлежит реакции (I). Когда же  $\vec{\omega}_{e^+e^-}$  оказывалось меньше 130 Мэв/с<sup>2</sup>, применялись ионизационные методы разделения.

Событие считалось принадлежащим реакции (I), если однозначно устанавливалось, что положительная частица является  $\pi^+$ -мезоном, а вычисленное значение недостающей массы удовлетворяет условию  $865 \text{ Мэв/с}^2 \leq M_n \leq 1015 \text{ Мэв/с}^2$ . (Интервал  $\pm 75 \text{ Мэв/с}^2$  соответствует трем ошибкам в определении массы нейтрона в настоящем эксперименте.)

### 2. Оценка разрешающей способности

Вычисление ошибок, связанных с определением недостающей массы ( $M_n$ ), полной энергии в с.д.и.  $\pi^-$ -мезона и нуклона ( $\omega_m$ ), а также полной энергии в с.д.и. двух  $\pi^-$ -мезонов ( $\vec{\omega}_{\pi\pi}$ ), производилось с учетом погрешностей, обусловленных неточным знанием начальной энергии частиц, напряженности магнитного поля в камере, углов вылета вторичных частиц и радиусов кривизны треков. Погрешности, обусловленные многократным кулоновским рассеянием и оптическими искажениями, а также ошибки систематического характера при этом не учитывались.

Для того, чтобы ввести поправку на неучтенные ошибки, было проведено сравнение дисперсии  $\sigma_n^2$  распределения масс нейтронов (рис. 1) от реакции (I) с величиной:

$$\overline{(\Delta M_n)^2} = \frac{\sum_{i=1}^N (\Delta M_n)_i^2}{N},$$

где  $(\Delta M_n)_i$  - ошибка в определении массы нейтрона, получающаяся при обчете отдельного события, а N - число случаев.

Было найдено, что  $\sigma_n^2 = 25^2 \text{ Мэв}^2/\text{с}^4$ , в то время как  $\overline{(\Delta M_n)^2} = 15^2 \text{ Мэв}^2/\text{с}^4$ . На основании сравнения этих двух дисперсий был вычислен поправочный коэффициент, с помощью которого оценены дисперсии для  $\omega_{\pi n}$  и  $\vec{\omega}_{\pi\pi}$ :  $\sigma_{\omega_{\pi n}}^2 = 20^2 \text{ Мэв}^2/\text{с}^4$  и  $\sigma_{\vec{\omega}_{\pi\pi}}^2 = 15^2 \text{ Мэв}^2/\text{с}^4$ .

### 3. Определение полных сечений

Пучок первичных  $\pi^-$ -мезонов не является строго моноэнергетическим. Помимо основной группы частиц вблизи значения энергии 344 Мэв существует небольшая доля низкоэнергетических  $\pi^-$ -мезонов, энергии которых отличаются от среднего значения более чем на три стандартных ошибки. Так как сечение упругого рассеяния растет с уменьшением энергии падающих мезонов, а сечение неупругого взаимодействия уменьшается, то наличие в пучке частиц с низкой энергией приводит к тому, что наблюдаемое сечение неупругих процессов оказывается меньшим по отношению к упругому сечению, чем должно быть в действительности. Для учета этого эффекта по известным

сечениям упругого рассеяния определялся относительный вклад в упругое рассеяние части пучка с энергией, отличающейся от средней не более, чем на 3 стандартных ошибки. Число зарегистрированных упругих событий умножалось затем на полученный коэффициент  $K_E$ . Кроме того, вводилась поправка  $K\phi$ , учитывающая падение эффективности регистрации звезд в области больших азимутальных углов  $\phi_3$ . Найденные значения поправочных коэффициентов  $K_E$  и  $K\phi$  в среднем равнялись 0,9 и 1,1 соответственно.

Для определения сечения упругого рассеяния использовались данные работы /14/. По приведенным в ней коэффициентам  $A_k$  разложения дифференциальных сечений по полиномам Лежандра в интервале энергий 230–427 Мэв интерполяцией по методу наименьших квадратов определялись значения коэффициентов  $A_k$  при энергии 344 Мэв. Полученное дифференциальное сечение интегрировалось в области углов рассеяния от  $30^\circ$  до  $150^\circ$  в лабораторной системе. Сечения неупругих процессов определялись путем сопоставления числа случаев неупругого взаимодействия с поправленным числом случаев упругого рассеяния для этого интервала углов.

Данные по сечениям представлены в таблице 1.

#### 4. Процедура выделения вклада резонанса (3/2, 3/2) в сечения неупругих $\pi N$ - взаимодействий

Анализ энергетических распределений вторичных частиц от реакций типа  $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$  в предположении, что сечения определяются только изобарными каналами, не позволяет выделить вклад резонанса (3/2, 3/2), если одновременно имеется другой механизм неупругих процессов.

В настоящей работе анализируется разность дифференциальных сечений:

$$\Delta = \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_1 N'}} - \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}}$$

где  $\omega_{\pi_1 N'}$  и  $\omega_{\pi_2 N'}$  - соответственно полные энергии  $\pi_1 N'$  и  $\pi_2 N'$  в их системе центра инерции. Вклад от пион-пионных взаимодействий в эту разность меньше, чем в каждый из ее членов, а в некоторых случаях он полностью исчезает.

Представляя матричный элемент процесса  $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$  в виде суммы:

$$M = M_{\pi N} + M_{\pi\pi}$$

(где  $M_{\pi N}$  и  $M_{\pi\pi}$  описывают вклады в неупругий процесс пион-пионного и резонансного пион-нуклонного взаимодействий), запишем дифференциальные сечения следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_1 N'}} = \int (|M_{\pi N}|^2 + M_{\pi N} M_{\pi\pi}^* + M_{\pi\pi} M_{\pi N}^*) dr_1 + \int |M_{\pi\pi}|^2 dr_1$$

и

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}} = \int (|M_{\pi N}|^2 + M_{\pi N} M_{\pi\pi}^* + M_{\pi\pi} M_{\pi N}^*) dr_2 + \int |M_{\pi\pi}|^2 dr_2$$

где  $dr_i$  ( $i=1,2$ ) означает интегрирование по всем переменным, за исключением  $\omega_{\pi_1 N}$ . Полагая, что  $M_{\pi\pi}$  описывается диаграммой, представленной на рис. 2, получаем:

$$\int |M_{\pi\pi}|^2 dr_1 = \int |M_{\pi\pi}|^2 dr_2$$

Таким образом, вклад от пион-пионных взаимодействий в разность дифференциальных сечений  $\Delta$  входит только в интерференционный член, который в некоторых случаях равен нулю. В частности, если изобара рождается в  $s$ -состоянии, то пространственная четность  $M_{\pi N}$  - отрицательна. Если нуклоны от неупругих процессов при этих же энергиях распределены изотропно, то пространственная четность  $M_{\pi\pi}$ , описывающего  $s$ -волновое  $\pi\pi$  - взаимодействие, положительна. Очевидно, что в распределении по полной энергии в системе ц.и. ( $\pi N$ ) интерференция этих матричных элементов равна нулю из-за ортогональности угловых частей соответствующих волновых функций. Такие благоприятные условия могут возникнуть при малых энергиях налетающих  $\pi$ -мезонов.

Из дальнейшего будет видно, что экспериментальные значения разности дифференциальных сечений  $\Delta$  можно описать, не вводя интерференции между изобарными каналами. Рассматривая этот случай более подробно, введем амплитуды  $f_1$  и  $f_2$ , квадрат модуля первой из которых описывает распределение по полной энергии в с.и.  $\pi$ -мезона и нуклона, возникших в результате распада изобары, а квадрат модуля второй - распределение по полной энергии в с.и. нуклона и  $\pi$ -мезона, образовавшегося одновременно с изобарой. Нормируя квадраты модулей амплитуд на единицу:

$$\int |f_1|^2 d\omega_{\pi N} = \int |f_2|^2 d\omega_{\pi N} = 1$$

и обозначая через  $\sigma_{\pi_1 N}$  и  $\sigma_{\pi_2 N'}$  полные сечения образования изобар, распадающихся соответственно на  $\pi_1 N'$  и  $\pi_2 N'$ , в рассматриваемом случае будем иметь:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_1 N'}} - \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}} = (\sigma_{\pi_1 N'} - \sigma_{\pi_2 N'}) (|f_1|^2 - |f_2|^2) \quad (1)$$

Кривые разности функций  $|f_1|^2 - |f_2|^2$ , полученные по статистической и изобарной моделям, резко отличаются друг от друга. Если первая равна нулю, то вторая представляет собой знакопеременную функцию с максимумом и минимумом (рис. 3).

Формула (1) позволяет определить величины  $(\sigma_{\pi^- n} - \sigma_{\pi^+ n})$ ,  $(\sigma_{\pi^- p} - \sigma_{\pi^0 p})$ ,  $(\sigma_{\pi^+ p} - \sigma_{\pi^0 p})$  по экспериментальным данным, полученным при исследовании реакций  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ ,  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$  и  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$ . По найденным разностям сечений можно вычислить модули изотопических амплитуд и фазовый сдвиг между ними, т.е. получить количественное описание изобарных каналов.

5. Определение вклада резонансного  $\pi N$  - взаимодействия в сечение реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$  при энергиях 290, 344 и 360 Мэв

Определение разности сечений  $\sigma_{\pi^- n} - \sigma_{\pi^+ n}$  при энергии 344 Мэв производилось по результатам настоящей работы, а при энергиях 290 и 360 Мэв - по ранее опубликованным данным /6,15/.

Распределения событий реакции (I) при энергии налетающих  $\pi^-$ -мезонов 344 Мэв по полной энергии в с.и. ( $\pi^- n$ ) и ( $\pi^+ n$ ) представлены на рис. 4. Однако на основании рассмотрения этих графиков невозможно сделать никакого заключения о количественном вкладе изобары в сечение изучаемой реакции. Как было показано в предыдущем параграфе, только анализируя разность  $\Delta = \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi^- n}} - \frac{d\sigma}{d\omega_{\pi^+ n}}$ , можно определить величины  $\sigma_{\pi^- n} - \sigma_{\pi^+ n}$ .

При энергии 344 Мэв угловые распределения нейтронов и  $\pi^+$ -мезонов от реакции (I) близки к изотропным (рис. 5), поэтому разность  $\Delta$  будет содержать в основном вклады квадратов изобарных амплитуд и их интерференцию. Пренебрегая величиной интерференционного члена, можно для описания экспериментальной зависимости  $\Delta$  от  $\omega_{\pi n}$  воспользоваться формулой (1). Справедливость такого упрощения будет подтверждена дальнейшим анализом.

Функция  $|f_1|^2$  вычислялась по формуле, приведенной в работе /1/

$$|f_1(\omega_{\pi n})|^2 = \sigma(\omega_{\pi n}) F(\omega_{\pi n}, m_{\pi}),$$

где  $\sigma(\omega_{\pi n})$  - полное сечение  $\pi^+ p$  - взаимодействия /16/, а  $F(\omega_{\pi n}, m_{\pi})$  - статистический множитель. Функция  $|f_2|^2$  вычислялась в предположении, что распад изобары в системе, в которой она покоится, происходит изотропно. Это приближение является достаточно точным, так как квадраты изобарных амплитуд не чувствительны к характеру углового распределения продуктов распада изобары /17/. Для того, чтобы провести сопоставление с экспериментальными данными, полученными с разрешением  $\sigma_{\pi n}$ , вычислялись функции  $|f_1|_p^2$  и  $|f_2|_p^2$  и  $|f_1(\omega_{\pi n})|_p^2 = \int |f_1(\omega'_{\pi n})|_p^2 e^{-\frac{(\omega_{\pi n} - \omega'_{\pi n})^2}{2\sigma_{\pi n}^2}} d\omega'_{\pi n}$ ;

Графики функций  $|f_1|_p^2$  и  $|f_2|_p^2$ , а также их разность приведены на рис. 3.

На рис. 6б представлено экспериментальное распределение для энергии 344 Мэв величины  $\Delta$ , построенное по 324 случаям реакции (I). Деля  $\Delta$  на  $|f_1|_p^2 - |f_2|_p^2$ , получаем 7 значений  $\sigma_{\pi^- n} - \sigma_{\pi^+ n}$ . Среднее взвешенное значение этой разности было найдено равным (126±27) случаям, что составляет (39±8)% от полного числа анализирувавшихся случаев.

Аналогичным образом с помощью кривых  $|f_1|^2 - |f_2|^2$  были обработаны данные для реакции (I) при энергиях  $\pi^-$ -мезонов 290 Мэв /15/ и 360 Мэв /6/. Соответствующие гистограммы и расчетные кривые приведены на рис. 6а и 6в. Результаты обработки для различных энергий представлены в таблице 2. При энергии падающих  $\pi^-$ -мезонов 360 Мэв максимальная полная энергия в с.и. вторичных  $\pi^-$ -мезона и нуклона равна 1218 Мэв/с<sup>2</sup>, а экспериментальная гистограмма, взятая из работы /6/, оканчивается при энергии 1240 Мэв/с<sup>2</sup>. Для сопоставления расчетного значения  $|f_1|^2 - |f_2|^2$  в интервале энергии 1200-1218 Мэв/с<sup>2</sup> с соответствующей величиной  $\Delta$  обработка экспериментальных данных проводилась в двух предположениях: а) плотность распределения случаев  $\rho$  в интервале 1200-1240 Мэв/с<sup>2</sup> не зависит от  $\omega_{\pi n}$ , б) величина  $\rho$  в этом интервале меняется линейно. Из таблицы 2 видно, что в рассмотренных вариантах средние значения  $\sigma_{\pi^- n} - \sigma_{\pi^+ n}$  близки друг к другу.

Проведенный анализ показывает, что изобарная модель хорошо описывает экспериментальные распределения величины  $\Delta$  при энергиях налетающих  $\pi^-$ -мезонов 290, 344 и 360 Мэв. Сделанное ранее предположение об отсутствии в распределении  $\Delta$  интерференции между двумя изобарными каналами является справедливым в рамках обрабатывавшихся статистических данных, так как применение критерия  $\chi^2$  указывает на хорошее согласие кривых, вычисленных по изобарной модели с экспериментальными гистограммами (таблица 2). Из таблицы 2 также видно, что гипотеза о чисто статистическом характере распределений  $\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi^- n}}$  и  $\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi^+ n}}$  полностью исключается, так как вычисленные в этом случае значения  $\chi^2$  резко отличаются от их средних значений.

Совокупность экспериментальных данных, имеющихся при энергиях, близких к 344 Мэв, не противоречит тому, что найденная разность сечений изобарных каналов преимущественно относится к переходу в состоянии с полным изотопическим спином  $T = \frac{1}{2}$ . Если бы переход происходил в состоянии с  $T = \frac{3}{2}$ , то он должен был бы давать основной вклад в сечение реакций  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  и  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$ . При этом условии изобарная модель предсказывает для  $\epsilon = \frac{\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{\pi^+ \pi^0 p}}{\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{\pi^+ \pi^+ n}} = 6,5$  /1/, в то время как экспериментальное значение  $\epsilon = 1$  /17/.

Экспериментальные данные настоящей работы по реакции (II) также не противоречат предположению о том, что выделенный переход происходит в состоянии с  $T = \frac{1}{2}$ . Разлагая сечения  $\sigma_{\pi^- n}$ ,  $\sigma_{\pi^+ n}$ ,  $\sigma_{\pi^0 p}$ ,  $\sigma_{\pi^- p}$  по амплитудам  $A_{3/2}^{3/2}$  и  $A_{3/2}^{1/2}$  (верхние индексы обозначают полный изотопический спин начальной системы, а нижние - полный изотопический спин вторичных  $\pi N$ -систем) и полагая  $A_{3/2}^{3/2} = 0$  получаем:

$$\sigma_{\pi^- n} = \frac{1}{3} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \sigma_{\pi^+ n} = \frac{1}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2, \sigma_{\pi^0 p} = \sigma_{\pi^- p} = \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2.$$

Из соотношения  $\sigma_{\pi^-n} - \sigma_{\pi^+n} = \frac{8}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2 = (126 \pm 27)$  случаям находим, что  $|A_{3/2}^{1/2}| = 425$  случаям. В сечение реакции (II) сильное  $\pi\pi$ -взаимодействие в состоянии  $T=J=0$  вклада не вносит, поэтому естественно предположить, что сечение реакции (II) приближенно соответствует:  $\sigma_{\pi^0p} + \sigma_{\pi^-p} = \frac{4}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2 = (83 \pm 14)$  случаям. Это значение близко к  $51_{-15}^{+9}$  случаю, найденному в настоящей работе.

Если считать, что выделенный переход происходит только в состоянии с  $T=1/2$ , то при энергии налетающих  $\pi^-$ -мезонов 344 Мэв сумма сечений изобарных каналов составляет ~50% от полного сечения реакции (1).

Определенную роль в этой реакции играет также пион-пионное взаимодействие. Влияние пион-пионного взаимодействия на распределение по полной энергии в с.д.и. ( $\pi^+\pi^-$ ) видно из рис. 7. Наиболее правдоподобное объяснение отклонения экспериментальной гистограммы от фазовой кривой может быть дано, если учесть эффекты взаимодействия  $^{18}/$  мезона от распада изобары с мезоном, родившимся совместно с изобарой.

#### О возможности определения длин $\pi\pi$ -рассеяния

При энергии налетающих  $\pi^-$ -мезонов 344 Мэв угловое распределение вторичных  $\pi^+$ -мезонов от реакции (1) близко к изотропному (рис. 5а). Отсюда следует, что изобара преимущественно образуется в  $s$ -состоянии. Из законов сохранения четности и полного момента количества движения легко установить, что найденные различия сечений относятся к переходу начальной  $\pi^-p$ -системы, находящейся в состоянии с  $J=3/2$  и  $l=2$ , в систему из  $\pi^-$ -мезона и изобары, находящихся в  $s$ -состоянии.

Анализ такого перехода, обозначаемого как  $D_{3/2} \rightarrow \pi p_{3/2}$  может в принципе дать информацию о длинах  $\pi\pi$ -рассеяния. Так как при энергии 344 Мэв прицельный параметр налетающего пиона, имеющего  $l=2$ , приблизительно равен одной комптоновской длине пиона, то можно предположить, что образованию изобары предшествует однопионный обмен. Диаграмма (рис. 8), описывающая такое взаимодействие, совместно с диаграммой, учитывающей однопионный обмен без образования изобары, была рассмотрена Гэбелом и Шнитцером  $^{19}/$ , которые в своих расчетах длин  $\pi\pi$ -рассеяния пользовались данными о полных сечениях  $\pi N$ -взаимодействий. Определение вклада перехода  $D_{3/2} \rightarrow \pi p_{3/2}$  в полное сечение реакции (1) позволит получить более надежную информацию о длинах пион-пионного рассеяния, так как выделенный переход описывается только одной диаграммой.

#### Выводы

1. Предложена процедура обработки экспериментальных распределений  $\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_1 N'}}$  и  $\frac{d\sigma}{d\omega_{\pi_2 N'}}$  для реакций типа  $\pi N \rightarrow \pi_1 \pi_2 N'$ , позволяющая выделить вклады изобарных каналов в сечения этих реакций.
2. С помощью этой процедуры определены различия сечений изобарных каналов для реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  при трех энергиях налетающих  $\pi^-$ -мезонов:  $290^{15}/$ ,  $344$  и  $360^{6}/$  Мэв.
3. При кинетической энергии  $\pi^-$ -мезонов 344 Мэв измерены полные сечения неупругих процессов  $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  и  $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ , которые оказались равными  $(1,50 \pm 0,10) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  и  $(0,23 \pm 0,04) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  соответственно.
4. Если считать, что изобарные переходы соответствуют только переходу в состоянии с  $T=1/2$ , то вклад изобарных каналов в полное сечение реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$  при энергии 344 Мэв составляет около 50%.
5. Из угловых характеристик вторичных частиц следует, что найденная разность сечений изобарных каналов относится к переходу  $D_{3/2} \rightarrow \pi p_{3/2}$ , анализ которого в принципе позволяет получить информацию о длинах пион-пионного рассеяния.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Б.М.Понтерку за постоянный интерес к работе, В.А.Мещерякова за ценные советы, Р.М.Рындина и Э.С.Биленького за полезные обсуждения, а также коллектив лаборантов и механиков, принявших участие в получении и обработке экспериментального материала.

#### Литература

1. R.M.Sternheimer and S.J.Lindenbaum, Phys. Rev., **109**, 1723, 1958.
2. S.Bergia, F.Bonsignori and A.Stanghellini, Nuovo Cimento, **16**, 1073, 1960.
3. M.Olson, C.B.Yogh, Phys. Rev. Lett., **10**, 353, 1963.
4. Подробную литературу по рассматриваемому вопросу см. в ссылках работ  $^{3,5,8,17}/$ .
5. E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant, F.Ayer and B.A.Munir, Phys. Rev., **132**, 1819, 1963.
6. J.Kirz, J.Schwartz and R.D.Tripp, Phys.Rev., **130**, 2481, 1963.
7. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребинник, В.А.Жуков, Г.Либман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, Юань Жун-фан, ЖЭТФ, **44**, 118, 1963.
8. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба, ЖЭТФ, **40**, 1528, 1961.

9. Ю.К.Акимов, В.И.Комаров, К.С.Марш, А.В.Савченко, Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 40, 1532, 1981.
10. V.Alles-Borelli, S.Bergia, E.Perez Ferreira and P.Waloschek. Nuovo Cimento, 14, 211, 1959.
11. L.Derado and N.Schmitz. Phys. Rev., 118, 309, 1960.
12. Т.Д.Блохинцева, А.Т.Василенко, В.Г.Гребинник, В.А.Жуков, Г.Либман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, Юань Жун-фан. ПТЭ, 5, 51, 1982.
13. N.P.Samios, R.Plano, A.Prodell, M.Schwartz and J.Steinberger. Phys. Rev., 126, 1844, 1962.  
E.C.Fowler, F.S.Crawford, Jr., L.J.Lloyd, R.A.Grossman and L.R.Price. Phys. Rev. Lett., 10, 110, 1963.
14. L.K.Goodwin, R.W.Kenney and V.Perez-Mendez. Phys. Rev., 122, 665, 1961.
15. В.М.Сидоров. Диссертация, Дубна, 1982.
16. Н.П.Клепиков, В.А.Мещеряков, С.Н.Соколов. Препринт ОИЯИ, Д-584, Дубна, 1980.
17. M.Olson and G.B.Yodh, University of Maryland Department of Physics and Astronomy, Technical Report, N,358, 1964.
18. В.Н.Валуев. Препринт ОИЯИ, Е-1581, Дубна, 1984;  
V.V.Anisovich, L.G.Dakhno, Phys. Lett., 10, 221, 1964.
19. G.J.Goebel and H.J.Schnitzer. Phys. Rev., 123, 1021, 1961;  
H.J.Schnitzer. Phys. Rev., 125, 1059, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 июня 1984 г.

Т а б л и ц а 1

№№ п/п	Процесс	Число событий	$\sigma$ полн. ( $10^{-27}$ см <sup>2</sup> )
1.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \nu$	337	$1,50 \pm 0,10$
2.	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$	51	$0,23 \pm 0,07$

Т а б л и ц а 2

E (Мэв)	Число случаев реакции (1)	$\sigma$ $\pi^- + p$ (в случаях)	$\frac{\sigma_{\pi^- + p} - \sigma_{\pi^+ + p}}{\sigma_{\pi^- + p}}$ (%)	$\sigma_{\pi^- + p}$ ( $10^{-27}$ см <sup>2</sup> )	$\sigma_{\pi^- + p}$ ( $10^{-27}$ см <sup>2</sup> )	$\sigma_{\pi^- + p}$ ( $10^{-27}$ см <sup>2</sup> )	$\chi^2$ для изо- барной модели	$\chi^2$ для фазового объема	Примечание
280/15/	300	$78 \pm 27$	$26 \pm 9$	$0,81 \pm 0,13$	$0,16 \pm 0,06$	8	11,2	22,5	-
340	324	$126 \pm 27$	$39 \pm 8$	$1,50 \pm 0,10$	$0,57 \pm 0,12$	8	6	25,4	
360/8/	573	$255 \pm 38$	$44 \pm 7$	$1,83 \pm 0,16$	$0,85 \pm 0,15$	3	3,8	80	$\rho$ - постоянно в интер- вале 1200-1240 Мэв/с <sup>2</sup>
360/6/	573	$281 \pm 45$	$48 \pm 8$	$1,83 \pm 0,16$	$0,95 \pm 0,17$				$\rho$ - меняется линейно в интервале 1200- 1240 Мэв/с <sup>2</sup>



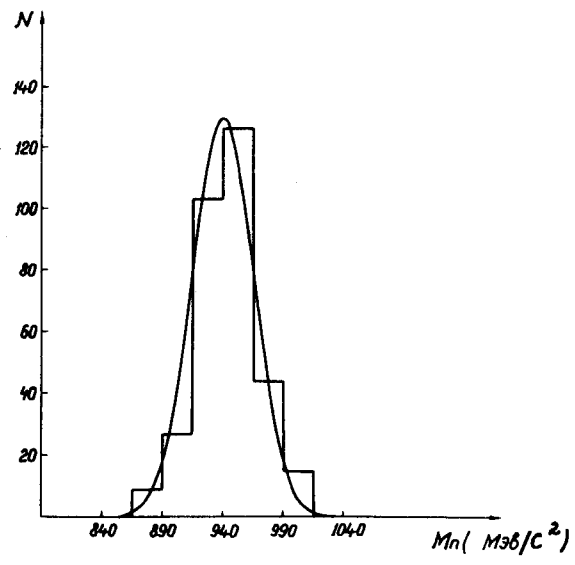


Рис. 1. Распределение событий реакции (I) по массе нейтральной частицы.

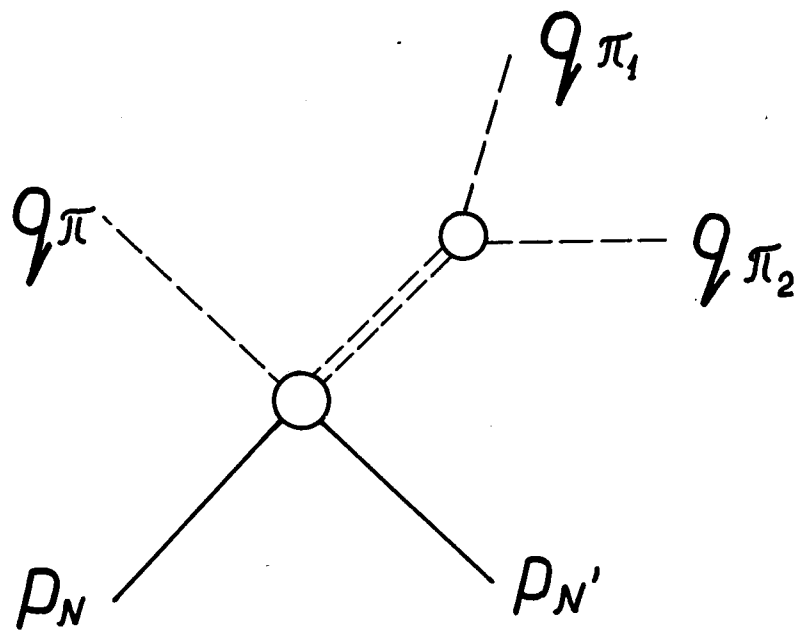


Рис. 2.

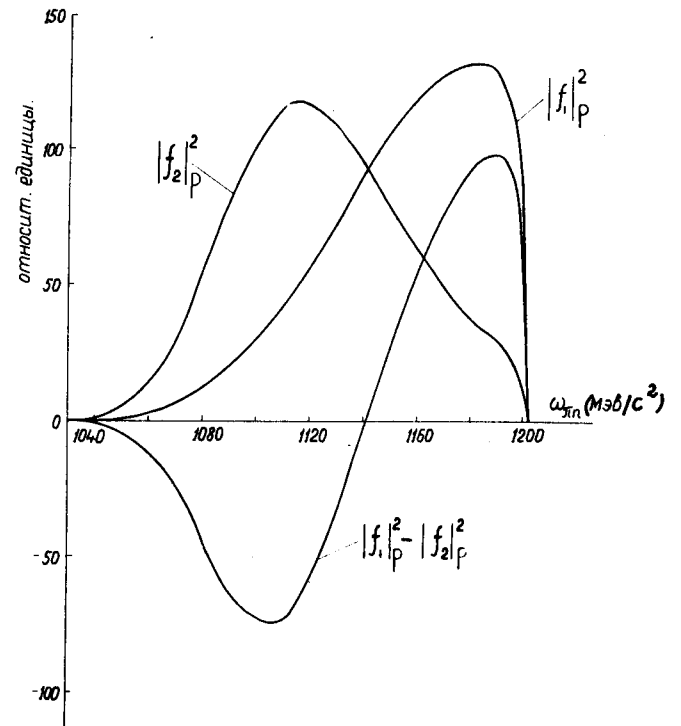


Рис. 3. Графики функций  $|f_1|_p^2$ ,  $|f_2|_p^2$  и их разность, вычисленные по изобарной модели.

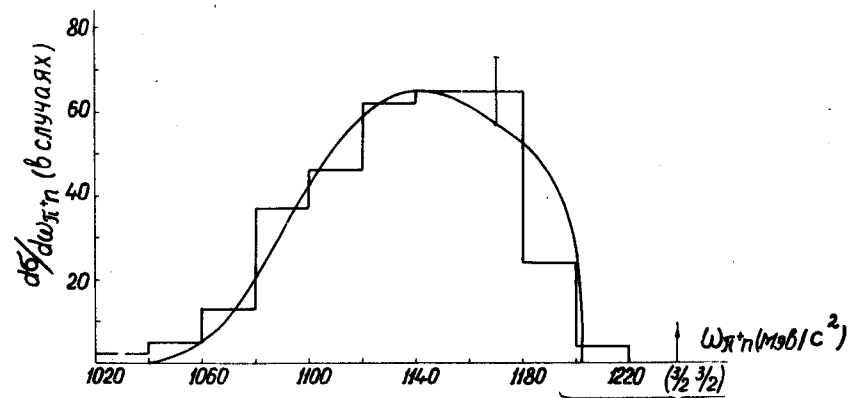
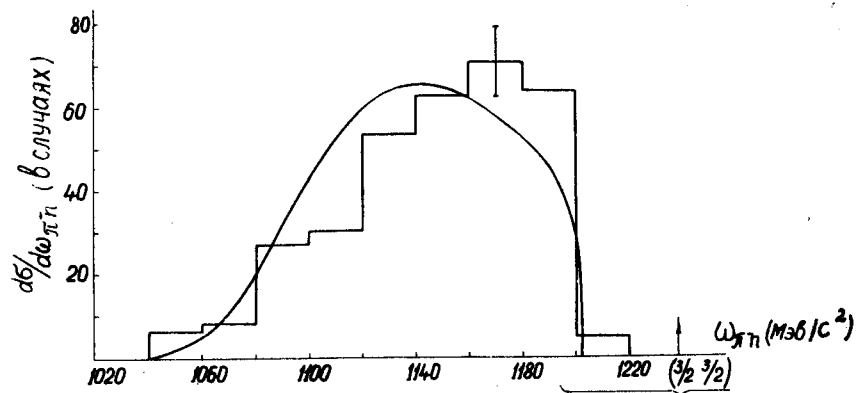


Рис. 4. Распределение событий реакции (1) по полной энергии в с.ц.и. ( $\pi^-n$ ) и ( $\pi^+n$ ). Плавные кривые вычислены по статистической теории с учетом разрешающей способности.

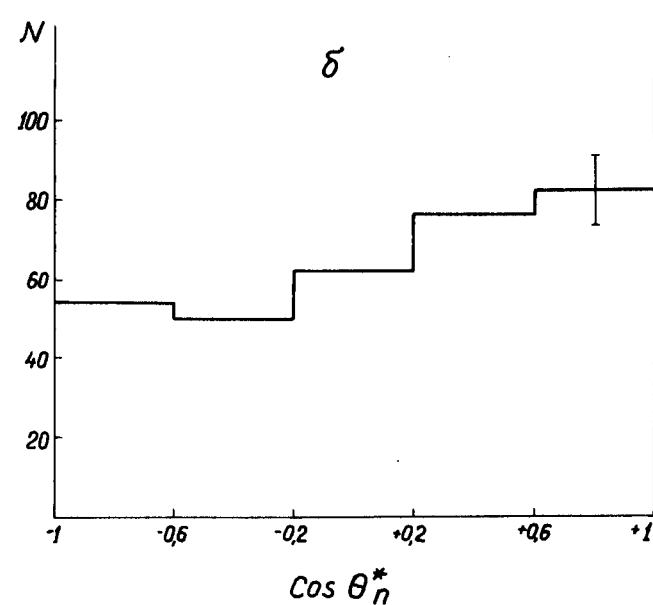
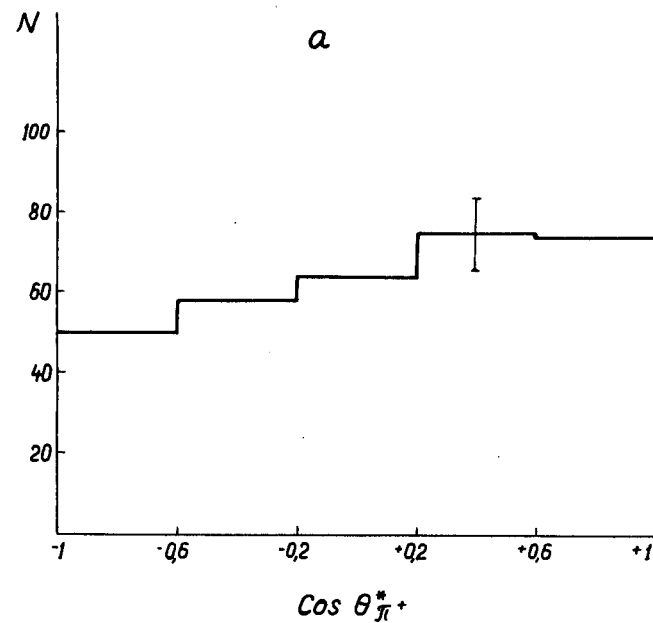


Рис. 5. Угловые распределения  $\pi^+$ -мезонов и нейтронов от реакции (1) в с.ц.и. начальных частиц.

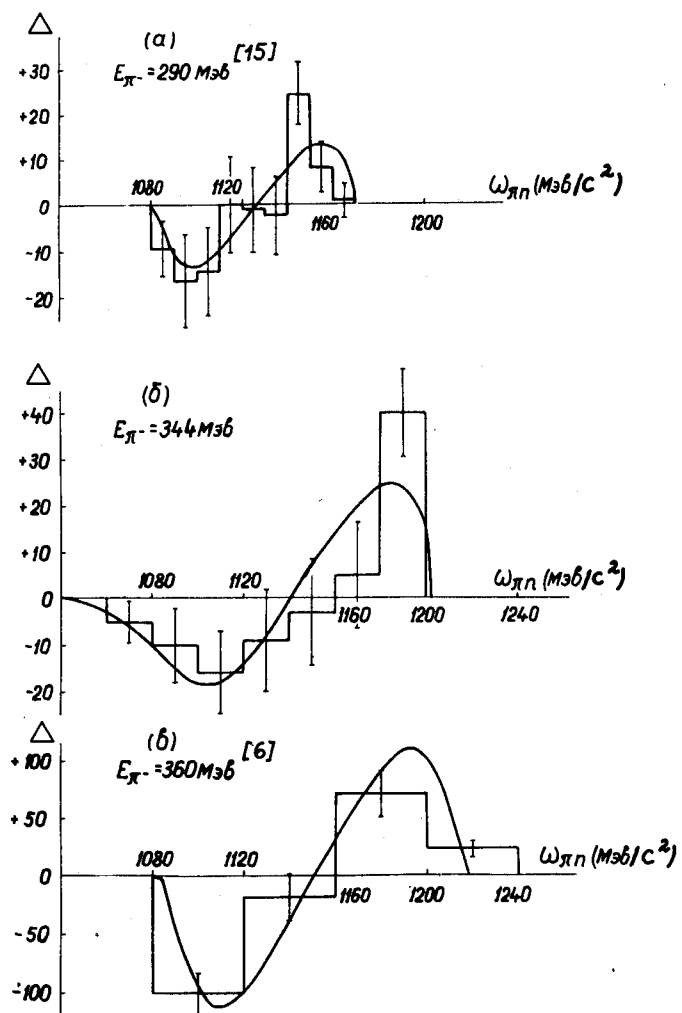


Рис. 6. Зависимость величины  $\Delta$  от  $\omega_{\pi\pi}$ . Плавные кривые вычислены по формуле  $(\sigma_{\pi^-} - \sigma_{\pi^+}) \times (|f_1|^2 - |f_2|^2)$ . Кривые на графиках а) и в) построены без учета разрешающей способности.

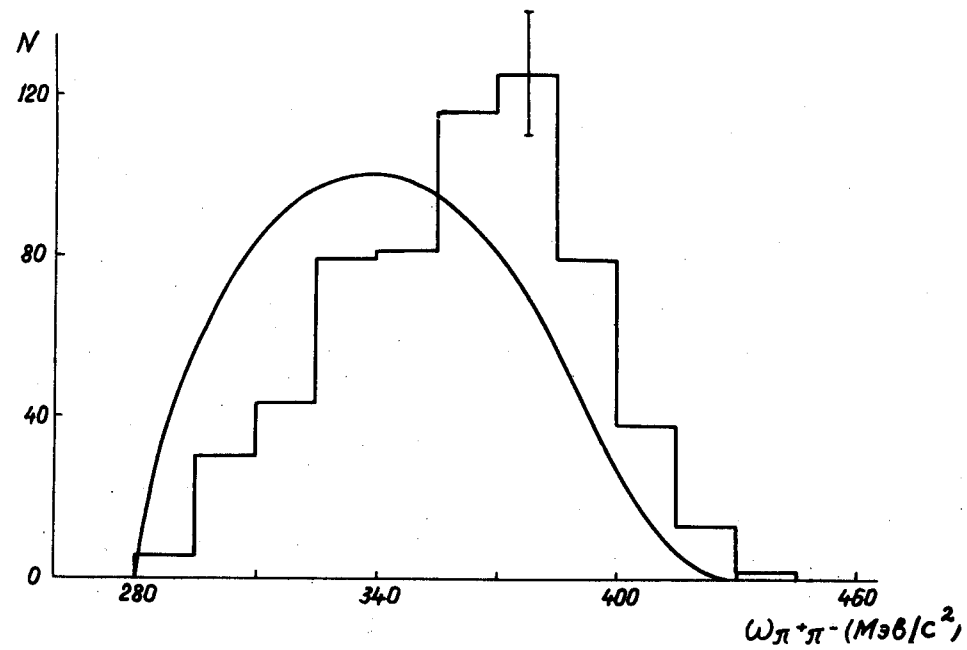


Рис. 7. Распределение случаев реакции (I) по полной энергии в с.ц.м. ( $\pi^+\pi^-$ ). Плавная кривая вычислена по статистической теории с учетом разрешающей способности.

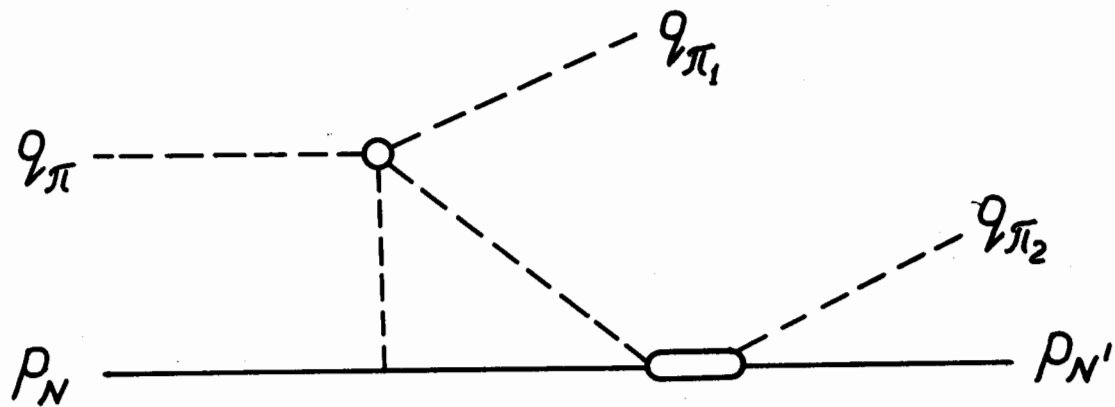


Рис. 8.