

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



7969

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

Р1 - 7969

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян,
В.М.Сидоров, М.Мусаханов, Г.Ионице, Е.Лозняну,
В.Михул, Д.Тувдендорж

НЕУПРУГИЕ $\pi^+ p^-$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 230 И 275 МЭВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян,
В.М.Сидоров, М.Мусаханов,¹ Г.Ионице,² Е.Лозняну,²
В.Михул,² Д.Тувдендорж³

НЕУПРУГИЕ $\pi^+ p^-$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ 230 И 275 МЭВ

Направлено в ЯФ

¹ Ташкентский государственный университет.

² Университет им. А.Кузы, Яссы, СРР.

³ Институт физики и математики АН МНР.

S u m m a r y

The $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ reaction cross section was measured at $T_\pi = 230$ MeV. The isotopically invariant amplitudes of the $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ reactions on the threshold in the states P_{11} and P_{31} were determined. In the framework of the "soft" pion theory there were determined the s-wave $\pi\pi$ scattering lengths:

$$a_0 = 0,18 \pm 0,02 \text{ m}_\pi^{-1}, \quad a_2 = -0,07 \pm 0,01 \text{ m}_\pi^{-1}.$$

The estimates of the cross sections of the $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$ reaction at $T_\pi = 230$ MeV and $T_\pi = 275$ MeV and of the $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ reaction at $T_\pi = 275$ MeV were obtained. There were determined the cross sections of the radiation scattering of π^+ -meson on a proton with the emission of hard γ -quanta ($E_\gamma > 50$ MeV) at 230 and 275 MeV.

The experiment was performed at the synchrocyclotron of the Laboratory of Nuclear Problems (JINR).

1. Введение

Экспериментальное изучение реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога представляет интерес с точки зрения определения низкоэнергетических параметров пион-пионного взаимодействия. В работах Грибова, Ансельма, Анисовича^{1/} показана принципиальная возможность определения s -волновых длин пион-пионного рассеяния из анализа распределения событий $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ по диаграмме Далица. В различных вариантах теории "мягких" пионов предсказывается определенная зависимость энергетического хода сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога от длин рассеяния пионов^{2/}. Отметим, что для применения той или иной теории с целью извлечения информации о низкоэнергетическом $\pi\pi$ -взаимодействии, в процессах $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога, необходимо иметь данные о нескольких каналах реакций.

В настоящее время сравнительно детально изучен только один канал реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога^{3-5/}



Цель данной работы - определить сечения неупругого взаимодействия π^+ -мезона с протоном



при энергиях налетающего мезона в л.с. $T_\pi \sim 230$ МэВ
и $T_\pi \sim 275$ МэВ.

2. Измерение полных сечений. Методика и результаты

Работа выполнялась фотоэмульсионной методикой в Дубне, Яссах и Улан-Баторе. Метод поиска и отбора событий, идентификации каналов реакций подробно описан в работе /6/, где сообщались предварительные результаты изучения неупругих взаимодействий при $T_{\pi} \approx 230$ МэВ.

Четыре камеры размерами $10 \times 10 \times 6,5$ см³ и три - размерами $10 \times 20 \times 4,5$ см³ облучались π^+ -мезонами с энергиями 245 ± 8 и 295 ± 8 МэВ, соответственно, на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ. Поиск событий, принадлежащих реакциям /2/-/4/, проводился по остановкам π^+ -мезонов. Следует отметить, что при поиске π^+ p - взаимодействий по остановкам π^+ -мезонов в камерах выбранного размера исключались реакции упругого π^+ p - взаимодействия, а также реакции квазиупругого выбивания протонов из ядер фотоэмульсии, т.к. при таких взаимодействиях вторичные π^+ -мезоны выходили за пределы камеры. При просмотре общего объема 157 см³ эмульсий было найдено 20.000 остановок π^+ -мезонов. После прослеживания найденных по остановкам следов π^+ -мезонов зарегистрировано 12000 неупругих взаимодействий π^+ -мезонов с протонами и ядрами в фотоэмульсии. На первом этапе из них отбирались так называемые "водородоподобные" события без видимого следа ядра отдачи и содержащие, помимо вторичного π^+ -мезона, еще один след.

В дальнейшем измерялись только те события, в которых второй след оканчивался в камере. Эти события анализировались на ЭВМ при помощи системы программ для анализа ядерных реакций в фотоэмульсионных камерах /7/. В случае, если второй след принадлежал π^+ -мезону, он однозначно идентифицировался по характерному $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распаду, и такие события анализировались на предмет принадлежности реакции /2/; если же след принадлежал тяжелой частице, то ее заряд и масса не определялись, и соответствующие события анализировались по кинематике реакций /3/ и /4/. В результате такого анализа при энергии $T_{\pi} \approx 230$ МэВ было иденти-

фицировано 7 событий с двумя вторичными π^+ -мезонами, 6 из них удовлетворяли кинематике реакции /2/. При энергии $T_{\pi} \approx 275$ МэВ найден один случай с двумя вторичными π^+ -мезонами, который удовлетворял кинематике реакции /2/.

Было отобрано и проанализировано также 610 2-лучевых звезд с одним вторичным π^+ -мезоном и вторым следом, который оканчивался в камере и имел длину, превышающую 1 мм /последнее требование введено для уменьшения вклада фоновых событий на ядрах фотоэмульсии/. Оказалось, что при энергии $T_{\pi} \approx 230$ МэВ 5 событий удовлетворяют кинематике реакции /3/ и 24 - кинематике реакции /4/ при $E_{\gamma} > 50$ МэВ. При энергии $T_{\pi} \approx 275$ МэВ кинематике реакции /3/ удовлетворяют 4 события и кинематике реакции /4/ при $E_{\gamma} > 50$ МэВ - 11 событий.

Для определения сечений реакций /2/-/4/ учитывались поправки, связанные с эффективностью поиска остановок π^+ -мезонов, прослеживания треков и определения первичного потока π^+ -мезонов. Для каждого типа реакций определялась геометрическая эффективность камер по методу Монте-Карло.

Одним из главных вопросов при определении сечений взаимодействия на водороде фотоэмульсионным методом являлся учет фона вследствие взаимодействий на других ядрах, входящих в состав фотоэмульсии. Для определения вклада фона в реакции /2/-/4/ применялся следующий метод /3,6/.

Для всех двухлучевых "водородоподобных" событий N имеет место соотношение

$$N = N_H + N_{\phi}, \quad /5/$$

где N_H - истинное число событий на водороде, N_{ϕ} - число фоновых событий в результате взаимодействий с ядрами.

Для двухлучевых событий n, которые удовлетворяют кинематике реакции на водороде, справедливо

$$n = \alpha N_H + \beta N_{\phi}, \quad /6/$$

где коэффициент α определяется граничным значением $\chi^2_{гр.}$, задающим минимальный уровень достоверности, с которым событие должно удовлетворить кинематике данной реакции /например, для гипотез с одной степенью свободы при $\chi^2_{гр.} = 4$ $\alpha = 0,96/$. Коэффициент β определяет, какая часть событий на ядрах имитирует реакцию на водороде. Если коэффициент β известен, то, решая систему уравнений /5/-/6/, можно определить истинное число событий на водороде N_H и число фоновых событий вследствие взаимодействия на ядрах. Для определения коэффициента β используются 2-лучевые события с явным признаком взаимодействия на ядре, т.е. события с видимым следом ядра отдачи или со следом электрона в центре звезды. Далее делается предположение о том, что χ^2 -распределение таких событий и χ^2 -распределение для фоновых событий без явного признака взаимодействия на ядре одинаковы. Тогда коэффициент β определяется отношением числа $n_{я}(\chi^2 < \chi^2_{гр.})$ событий двухлучевого типа с признаком ядра, удовлетворяющих кинематике данной реакции, к полному числу $N_{я}$ событий двухлучевого типа с признаком ядра:

$$\beta = n_{я}(\chi^2 < \chi^2_{гр.}) / N_{я}.$$

В результате проведенного таким образом учета вклада вследствие взаимодействий на ядрах фотоэмульсии оказалось, что этот вклад в полное число событий, удовлетворяющих кинематике реакций /1/-/2/, составляет $20 \pm 5\%$, а для реакций /3/-/4/ равен $50 \pm 15\%$.

Сечения реакций /2/-/4/ при энергиях $T_{\pi} \approx 230$ МэВ и $T_{\pi} \approx 275$ МэВ приведены в табл. 1. В указанных ошибках учтена неопределенность в оценке фона.

Для сравнения в таблице 1 приведены сечения реакций /2/-/4/ при энергии 300 МэВ, полученные в ЦЕРНе.^{/8/}

На рис. 1 и 2 приведены имеющиеся данные по сечениям реакций /2/ и /3/ до энергии 400 МэВ. Можно отметить, что полученные нами сечения подтверждают тот факт, что с увеличением энергии вблизи порога сечение $\sigma(\pi^+ \pi^+ n)$ растет значительно медленнее, чем сечение $\sigma(\pi^+ \pi^0 p)$.

Таблица 1

Реакция	Фотоэмульсионные камеры		Водородная пузырьковая камера, ЦЕРН	
	230±13 МэВ	275±15 МэВ	~ 300 МэВ	
	Число событий	Сечение мкбн	Число событий	Сечение мкбн
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$	6	30^{+18}_{-12}	1	26^{+55}_{-20}
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$	5	18^{+12}_{-9}	4	48^{+34}_{-25}
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$ ($E_{\gamma} > 50$ МэВ)	24	420 ± 150	11	820 ± 350
			2	25^{+31}_{-16}
			9	110 ± 40
			18	220 ± 50

где λ_1 - пороговое значение амплитуды реакции, k_{12}^2 - квадрат относительного импульса конечных пионов, E - выделенная энергия в с.ц.м., C - постоянная, равная $3,7 \pm 0,6$. При интегрировании по фазовому объему вклад от второго члена в выражении /7/ равен нулю, и полное сечение реакции /1/ имеет вид

$$\sigma(\pi^+ \pi^- n) = \rho^2 (E/m_\pi)^2, \rho^2 = 0,38 \pm 0,05 \text{ мбн},$$

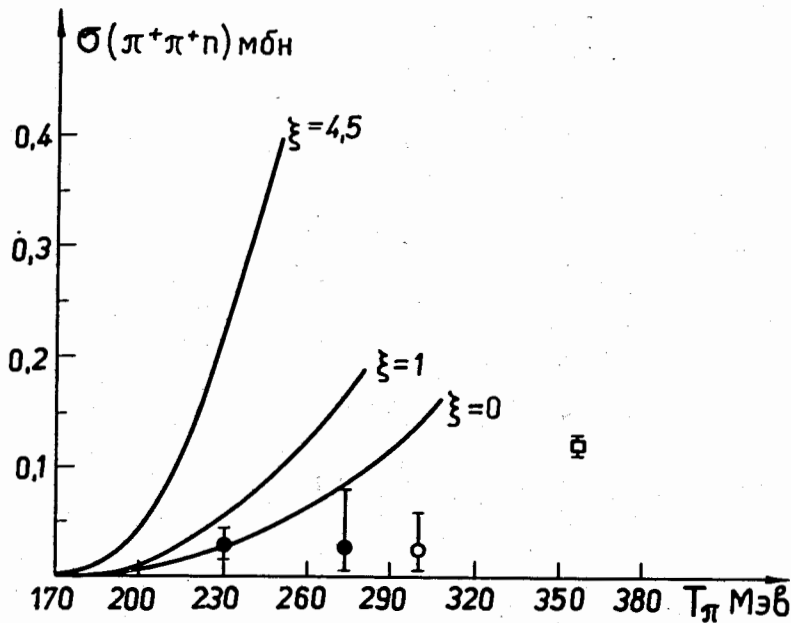


Рис. 1. Полное сечение реакции /2/. Теоретические кривые получены по формулам работы /2/ с учетом арифметической поправки /множитель $\sqrt{2}$ /, указанной Ломоном /21/. Точки: \bullet - настоящая работа, \circ - работа /8/, \square - работа /9/.

3. Определение изотопически-инвариантных

амплитуд реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ на пороге в состояниях P_{11} и P_{31} .

В работе /12/ было показано, что квадрат матричного элемента реакции /1/ вблизи порога до энергии $T_\pi = 260$ МэВ имеет вид:

$$|M|^2 = |\lambda_1|^2 \left\{ 1 + C \left(k_{12}^2 - \frac{1}{2} E \right) \right\}, \quad /7/$$

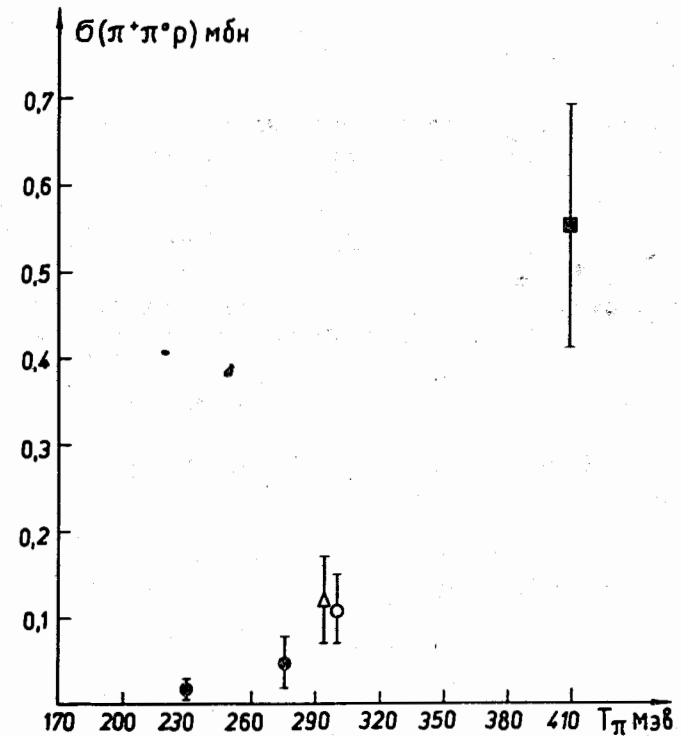


Рис. 2. Полное сечение реакции /3/. Точки: \bullet - настоящая работа, \circ - работа /8/, Δ - работа /10/, \blacksquare - работа /11/.

т.е. растет пропорционально фазовому объему. Это означает, что полное сечение реакции /1/ определяется только пороговым значением амплитуды реакции. Пронормируем пороговые значения амплитуд реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ таким образом, чтобы полные сечения вблизи порога равнялись:

$$\sigma = |\lambda|^2 (E/m_\pi)^2, \quad /8/$$

если конечные пионы не тождественны, и

$$\sigma = \frac{1}{2} |\lambda|^2 (E/m_\pi)^2, \quad /9/$$

если конечные пионы тождественны. Тогда для порогового значения амплитуды реакции /1/ имеем

$$|\lambda_1|^2 = \rho^2 = 0,38 \pm 0,05 \text{ мбн.}$$

Для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$, приняв, что полное сечение до энергии $T_\pi \approx 230 \text{ МэВ}$ имеет вид /9/, получаем

$$|\lambda_2|^2 = 0,62 \pm 0,31 \text{ мбн.}$$

Модули амплитуд λ_1, λ_2 в единицах комптоновской длины волны пиона равны:

$$|\lambda_1| = 0,14 \pm 0,01 \text{ м}_\pi^{-1}$$

$$|\lambda_2| = 0,18 \pm 0,05 \text{ м}_\pi^{-1}.$$

Амплитуды λ_1 и λ_2 выражаются через изотопически-инвариантные амплитуды реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в состояниях P_{11} и P_{31} следующим образом:

$$\lambda_1 = \frac{1}{3\sqrt{5}} F_{31} - \frac{\sqrt{2}}{3} F_{11}$$

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{4}{5}} F_{31}.$$

/10/

Фазы амплитуд F_{11} и F_{31} соответственно равны фазам упругого πN -рассеяния δ_{11} и δ_{31} в состояниях P_{11} и P_{31} /или отличаются от них на π ; это означает, что относительный знак реальных частей амплитуд F_{11} и F_{31} - неопределенный /13/ /. Используя соотношения /10/, получаем для пороговых значений модулей амплитуд F_{11} и F_{31} и их отношения $x = |F_{11}|/|F_{31}|$:

$$|F_{11}| = 0,35 \pm 0,03 \text{ м}_\pi^{-1}$$

$$|F_{31}| = 0,20 \pm 0,05 \text{ м}_\pi^{-1}$$

/11/

$$x = 1,8 \pm 0,4,$$

если реальные части F_{11} и F_{31} имеют одинаковый знак, и

$$|F_{11}| = 0,23 \pm 0,03 \text{ м}_\pi^{-1}$$

$$|F_{31}| = 0,20 \pm 0,05 \text{ м}_\pi^{-1}$$

$$x = 1,2 \pm 0,4,$$

если реальные части F_{11} и F_{31} имеют разные знаки.

Знание изотопически-инвариантных амплитуд позволяет предсказать сечения вблизи порога и для других каналов $\pi N \rightarrow \pi\pi N$. Амплитуда реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ выражается через амплитуды F_{11} и F_{31} следующим образом:

$$\lambda_4 = \frac{2}{3\sqrt{5}} F_{31} + \frac{\sqrt{2}}{3} F_{11},$$

а амплитуда реакций $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^0 p$ -

$$\lambda_3 = -\frac{1}{\sqrt{10}} F_{31}.$$

Предсказанные сечения реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ и $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^0 p$ /с учетом различия в фазовых объемах/ при значениях $|F_{11}| = 0,35 m_\pi^{-1}$, $|F_{31}| = 0,20 m_\pi^{-1}$ приведены в табл. 2. Для сравнения приводятся также сечения реакций /1/ и /2/ при значениях $|\lambda_1|^2 = 0,38$ мбн и $|\lambda_2|^2 = 0,62$ мбн.

Отметим, что, если использовать второе возможное значение /12/ для $|F_{11}| = 0,23$, то предсказываемое значение для сечения $\sigma(\pi^0 \pi^0 n)$ получается аномально низким /например, при $T_\pi \approx 230$ МэВ $\sigma(\pi^0 \pi^0 n) = 3$ мкбн/. Такое резкое падение сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ в пороговой области представляется маловероятным.

4. Определение s-волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния в рамках теории "мягких" пионов

В рамках теории "мягких" пионов s-волновые длины $\pi\pi$ -рассеяния a_0 и a_2 можно непосредственно определить из экспериментальных значений полных сечений реакций /1/ и /2/ вблизи порога /2/. Разные варианты теории "мягких" пионов предсказывают различное поведение сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога. Отличие в этих предсказаниях при низких энергиях сводится к различным выборам одного единственного параметра /обычно обозначаемого через ξ /, который определяет вклад нарушающих киральную симметрию членов /содержащих массу пиона/ в эффективные лагранжианы процессов $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога. В рамках теории "мягких" пионов нет строгих ограничений на ξ ; этот параметр задается посредством дополнительных модельных предположений. Так, например, в модели Вайнберга /14/ $\xi = 0$, в модели Швинге-

Таблица 2

T_π МэВ	$\sigma(\pi^0 \pi^0 n)$ МКБН	$\sigma(\pi^\pm \pi^0 p)$ МКБН	$\sigma(\pi^+ \pi^- n)$ МКБН	$\sigma(\pi^+ \pi^+ n)$ МКБН
210	37	4	16	13
230	72	10	37	30
250	118	15	66	54

ра /15/ $\xi = 1$, в модели Чанга и Гюрсея /16/ $\xi = 2/3$. s-волновые длины $\pi\pi$ -рассеяния выражаются через параметр ξ следующим образом:

$$a_0 = \frac{m_\pi}{16\pi f_\pi} \left(7 - \frac{5}{2} \xi\right)$$

/13/

$$a_2 = -\frac{m_\pi}{16\pi f_\pi^2} (2 + \xi),$$

где константа распада π -мезона $f_\pi = 0,83m_\pi$ из соотношения Гольдбергера-Треймана*:

Неизвестная величина ξ как параметр входит также в выражение для полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога. Простейший вид для эффективного лагранжиана процесса $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ приводит /2/ к следующей зависимости полных сечений от параметра ξ :

$$\sigma(\pi N \rightarrow \pi\pi N) = |A(\xi)|^2 \cdot \alpha \cdot Q^2 \text{ фазовый объем,}$$

где $\alpha = 1/2$, если конечные пионы тождественны, в противном случае $\alpha = 1$. Q - величина импульса налетающего π -мезона в с.ц.м. Амплитуды $A(\xi)$ для разных каналов $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ имеют вид /при $f_\pi = 0,83m_\pi$ /:

$$A(\pi^+ \pi^- n) = -1,36 + 0,6 \xi$$

$$A(\pi^0 \pi^0 n) = 2,11 - 0,3 \xi$$

/14/

$$A(\pi^+ \pi^+ n) = 2\sqrt{2} A(\pi^\pm \pi^0 p) = 1,51 + 0,6 \xi.$$

* Экспериментальное значение $f_\pi = 0,93m_\pi$, поэтому в формулах теории "мягких" пионов значению f_π обычно приписывается десятипроцентная неопределенность.

Таким образом, измерив сечения разных каналов $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога, можно определить параметр ξ и тем самым - длины рассеяния a_0 и a_2 .

Используя данные по $\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n)$ /3/ вблизи порога, получаем

$$A(\pi^+ \pi^- n) = -1,36 + 0,6 \xi = \pm(1,2 \pm 0,1).$$

Отсюда получается два значения параметра ξ :

$$\xi = 0,27 \pm 0,20$$

$$\xi = 4,3 \pm 0,20.$$

/15/

Сечение реакции $\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n)$ при $T_\pi = 230 \text{ МэВ}$ дает:

$$A(\pi^+ \pi^+ n) = 1,51 + 0,6 \xi = \pm(1,54 \pm 0,38).$$

Отсюда также получаются два значения для параметра ξ :

$$\xi = 0,05 \pm 0,63$$

$$\xi = -5,0 \pm 0,63.$$

/16/

Из сравнения /15/ и /16/ получаем однозначную величину для ξ :

$$\xi^0 = 0,25 \pm 0,20.$$

Используя выражения /13/ для длин рассеяния a_0 и a_2 , находим

$$a_0 = (0,18 \pm 0,02) m_\pi^{-1}$$

$$a_2 = (-0,07 \pm 0,01) m_\pi^{-1}$$

$$a_0 / a_2 = -2,6 \pm 0,5.$$

Полученные значения параметров лучше согласуются с предсказаниями модели Вайнберга /14/ / $\xi = 0$, $a_0 = 0,20 m_\pi^{-1}$, $a_2 = -0,06 m_\pi^{-1}$ /. На рис. 1 приведены сечения реакции /2/ при различных значениях ξ , вычисленные по формулам /14/ /2/. Отметим, что приближение, при-

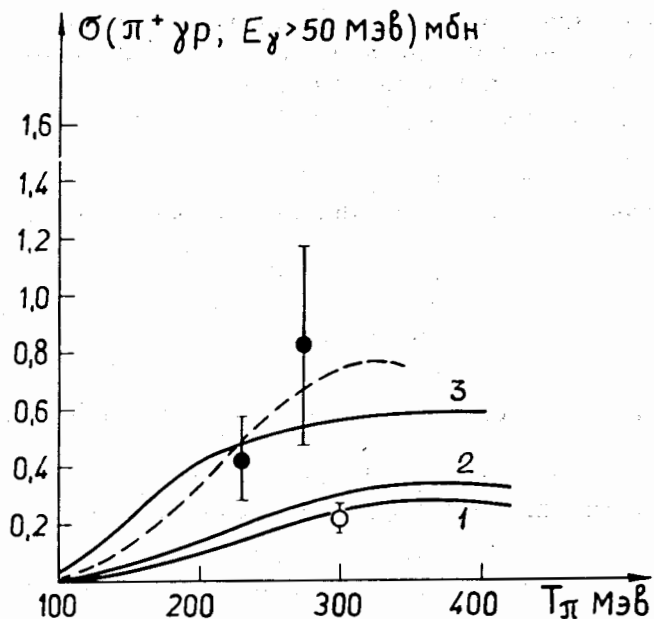


Рис. 3. Сечение реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$ ($E_\gamma > 50$ МэВ). Сплошные кривые 1, 2, 3 - результаты расчетов в работах ^{/17, 18, 19/} соответственно. Пунктиром показан результат расчета с учетом диаграмм, изображенных на рис. 4. Точки: • - настоящая работа, о - работа ^{/8/}.

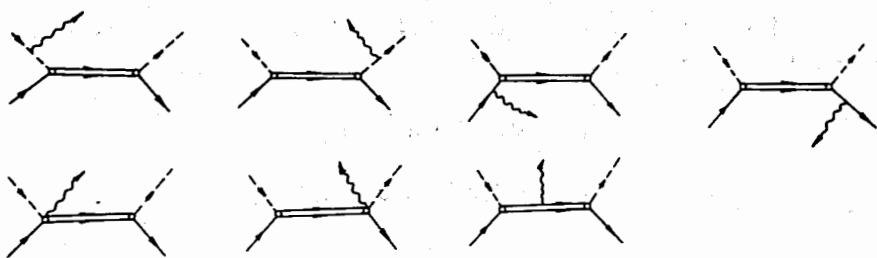


Рис. 4. Используемые диаграммы при вычислении сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$ /см. пункт рис. 3/. Излучение магнитных моментов протона и изобара не учитывалось. Волнистая линия - γ -квант. Пунктир - π^+ -мезон. Сплошная линия - протон. Двойная линия - изобара Δ_{33} (1236).

менное в работе ^{/2/}, справедливо в области энергий, достаточно близких к порогу. Расчеты с учетом в лагранжиане членов, дающих вклад в сечение реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ в области более высоких энергий, выполнены в работах ^{/22/}.

5. Радиационное рассеяние π^+ -мезонов

Полученные нами оценки сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$ показали, что радиационное рассеяние с испусканием жестких γ -квантов является главным неупругим каналом $\pi^+ p$ -взаимодействия при энергиях ниже $T_\pi = 300$ МэВ. На рис. 3 эти оценки сравниваются с результатами проведенного нами расчета по модели Мусаханова ^{/20/} /пунктир/ с использованием диаграмм, изображенных на рис. 4, а также с теоретическими расчетами Байера и др. ^{/19/} с использованием эффективного лагранжиана в теории "мягких" пионов, с расчетами Баргава ^{/18/} по алгебре токов и с расчетами Карузерса ^{/17/} по статистической модели нуклона. В двух последних расчетах не учитывалось излучение γ -квантов протоном.

Хотя ошибки в оценках сечения реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma p$ при $T_\pi = 230$ и 275 МэВ велики, можно сказать, что полученные нами экспериментальные значения сечения хорошо согласуются с моделями Мусаханова и Байера и в 2-3 раза больше экспериментального значения Бернса и др. ^{/8/} и теоретических расчетов, проведенных в работах ^{/17, 18/}.

В заключение авторы выражают благодарность М.К.Волкову и В.Н.Первушину за полезные обсуждения.

Литература

1. А.А.Ансельм, В.Н.Грибов. ЖЭТФ 37, 501, 1959.
В.В.Анисович, А.А.Ансельм, В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 42, 2244, 1962.
В.В.Анисович, А.А.Ансельм. УФН, 88, 287, 1966.

2. M.Olsson, L.Turner. *Phys.Rev.Lett.*, 20, 1127, 1968;
Phys. Rev., 181, 2141, 1969.
3. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба.
ЯФ, 1, 526, 1965.
4. T.Deahl et al. *Phys.Rev.*, 124, 198, 1961.
5. I.M.Blair, H.Muller et al. *Phys.Lett.*, 38B, 528, 1970.
6. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Г.Р.Гулканян, В.М.Сидоров. *ЯФ*, 18, 86, 1973.
7. Н.М.Агабабян, Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов и др.
Сообщение ОИЯИ, 10-5891, Дубна, 1971.
8. V.Barnes et al. *CERN Report* 63-27, 1963.
9. J.Kirz et al. *Phys.Rev.*, 126, 763, 1962.
10. M.Arman et al. *Phys.Rev.Lett.*, 29, 962 (1972).
11. J.Detoeuf et al. *Phys.Rev.Lett.*, 16, 860, 1966.
12. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов и др. *ЯФ*, 18, 829, 1973.
13. В.Н.Грибов. *ЖЭТФ*, 33, 1431, 1957.
14. S.Weinberg. *Phys.Rev.Lett.*, 17, 616, 1966; 18, 188, 1967.
15. J.Schwinger. *Phys.Lett.*, 24B, 473, 1967.
16. P.Chang and F.Gursey. *Phys.Rev.*, 164, 1752, 1967.
17. P.Carruthers. *Phys.Rev.*, 134, B638, 1964.
18. S.C.Bhargava. *Nuovo Cim.*, 58, 815, 1968.
19. R.Baier et al. *Nucl.Phys.*, B27, 589, 1971.
20. М.М.Мусаханов. *ЯФ*, 19, 630, 1974.
21. E.Lomon. *LASL Report* LA-4535-MS, 1970, p. 45, 46.
22. L.N.Chang. *Phys.Rev.*, 162, 1497, 1967.
Ch.Hattori et al. *Progress of Theor. Phys.*, 41, 1515, 1969.
W.F.Lang and J.S.Kovacs. *Phys.Rev.*, D1, 1333, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 мая 1974 года.