

С 346.48

Б-705

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

27/8-65

P-2320



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

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ И $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$
ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ
 π^- -МЕЗОНОВ 338 МЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

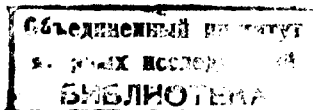
P-2320

3600/3 нр.

Т.Д.Блохинаева, В.Г.Гребинник, В.А.Жуков, Г.Либман,
Л.Л.Неменов, Г.И.Селъванов, Юль Жуу-фан

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ \pi^- + n$ И $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$
ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ
 π^- -МЕЗОНОВ 338 МЭВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"



Имеющиеся экспериментальные данные в области энергий налетающих частиц до 1 Гэв указывают на значительную роль изобарных каналов в реакциях $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N'$. В работе ^{/1/} было показано, что для таких реакций можно определить разность сечений двух изобарных каналов, анализируя энергетические распределения вторичных частиц с помощью формулы:

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

где $\omega_{\pi_1 N'}$ и $\omega_{\pi_2 N'}$ - соответственно полные энергии $\pi_1 N'$ и $\pi_2 N'$ в их с.д.и.; $\sigma_{(\pi_1 N')\pi_2}$ и $\sigma_{(\pi_2 N')\pi_1}$ - полные сечения образования изобар, распадающихся на $\pi_1 N'$ и $\pi_2 N'$; $|f_1|^2$ и $|f_2|^2$ - нормированные на единицу функции, первая из которых описывает распределение по полной энергии в с.д.и. π -мезона и нуклона, возникших в результате распада изобары, а вторая - распределение по полной энергии в с.д.и. нуклона и π -мезона, образовавшегося одновременно с изобарой. Величина, стоящая в левой части формулы (обозначаемая в дальнейшем через Δ), определялась экспериментально, а разность функций $|f_1|^2 - |f_2|^2$ вычислялась по изобарной модели Лияндабаума и Штернхаймера ^{/2/}. На основании анализа энергетических спектров для 324 случаев реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ (I) была определена разность сечений

$\sigma_{(\pi^- n)\pi^+} - \sigma_{(\pi^+ n)\pi^-}$. Недостаточность статистического материала по реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$ (II) не позволила произвести такую же оценку для разности

$\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} - \sigma_{(\pi^- p)\pi^0}$, однако, было отмечено, что если изобарные переходы в процессах неупругого $\sigma_{(\pi^- p)}$ -взаимодействия в рассматриваемой области энергий происходят только в состоянии с $T=1/2$, то $\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} = \sigma_{(\pi^- p)\pi^0}$.

В настоящей работе разностным методом анализируются 888 случаев реакции (I) и 101 случай реакции (II), полученные с помощью 25-сантиметровой жидководородной пузырьковой камеры, помещенной в магнитное поле напряженностью 12000 эрстед. Энергия пучка π^- -мезонов, усредненная по всем сеансам работы, составляла 338 ± 12 Мэв. Общее количество просмотренных стереофотографий равнялось 250 тысячам. Условия отбора и идентификации событий описывались ранее /1,3/. Полные сечения реакций (I) и (II) были найдены равными $\sigma_{\pi^- \pi^+ \pi^0} = (1,39 \pm 0,08) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $\sigma_{\pi^- \pi^0 p} = (0,20 \pm 0,03) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ соответственно.

На рис. 1 представлены распределения событий реакции (I) по эффективным массам $(\pi^- \pi^+)$ и $(\pi^- \pi^0)$ -систем. Там же приведено распределение величины Δ , на которое нанесена кривая, рассчитанная с помощью формулы (1). Как и ранее /1/, разность функций $|f_1|^2 - |f_2|^2$ вычислялась по изобарной модели Лиденбаума и Штернхаймера /2/. При расчете была учтена разрешающая способность в определении эффективной массы $(\pi \pi)$ -системы, равная $20 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-2}$. Величина $\sigma_{(\pi^- \pi^+) \pi^+} - \sigma_{(\pi^+ \pi^0) \pi^+}$ была найдена равной (179 ± 42) случаям, что соответствует $(0,38 \pm 0,08) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. При таком значении разности $\sigma_{(\pi^- \pi^+) \pi^+} - \sigma_{(\pi^+ \pi^0) \pi^+}$ согласно критерию χ^2 , вероятность совместимости изобарной кривой с экспериментальной гистограммой составляет 32%. Вероятность же совместимости кривой разности фазовых объемов с экспериментальной гистограммой равняется всего лишь 0,01%.

На рис. 2 приведены аналогичные распределения для реакции (II). В результате обработки распределения величины Δ для этой реакции с помощью формулы (1) было найдено, что разность сечений $\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} - \sigma_{(\pi^- p)\pi^0}$ составляет $(1,5 \pm 15,8)$ случая или $(0,003 \pm 0,032) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

Полученный результат приводит к следующей альтернативе: либо оба энергетических распределения для реакции (II) носят статистический характер, либо два изобарных канала вносят в эти распределения одинаковые вклады. Сильный эффект изобары, проявляющийся в реакции (I), заставляет предпочесть вторую возможность.

Если выразить сечения изобарных каналов для реакции (II) через амплитуды $A_{3/2}^{1/2}$, $A_{3/2}^{3/2}$ (где верхние индексы обозначают полный изотопический спин начальной системы, а нижние - полный изотопический спин вторичных πN -систем) и фазовый сдвиг между ними ϕ :

$$\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} = \frac{16}{135} |A_{3/2}^{1/2}|^2 - \frac{8}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2$$

$$\sigma_{(\pi^- p)\pi^0} = \frac{1}{135} |A_{3/2}^{3/2}|^2 - \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2}{45}} |A_{3/2}^{3/2}| |A_{3/2}^{1/2}| \cos \phi + \frac{2}{27} |A_{3/2}^{1/2}|^2$$

то видно, что при $A_{3/2}^{3/2} = 0$ $\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} = \sigma_{(\pi^- p)\pi^0}$.

Таким образом найденное в эксперименте значение разности $\sigma_{(\pi^0 p)\pi^-} - \sigma_{(\pi^- p)\pi^0}$ является подтверждением предположения, что при рассматриваемой энергии изобарные переходы происходят в состоянии $T=1/2$. Если $A_{3/2}^{3/2} = 0$, то сечения для изобарных каналов реакции (I) запишутся следующим образом:

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

Определив, пользуясь последними соотношениями, $|A_{3/2}^{1/2}|^2$, можно сопоставить полные сечения реакций (I) и (II) с суммой сечений соответствующих изобарных каналов. Результаты сопоставления представлены в таблице 1. Как видно из таблицы, полное сечение реакции (I) не описывается суммой сечений изобарных каналов, что естественно может быть связано с наличием других взаимодействий. Присутствие сильного $(\pi \pi)$ -взаимодействия в состоянии $T=0$ в этом процессе уже неоднократно отмечалось ранее /3,4,5/. На рис. 3а представлено распределение событий реакции (I) по эффективным массам $(\pi^+ \pi^-)$ -системы, которое значительно отклоняется от распределений, рассчитанных по изобарной модели и статистической теории. На рисунке приведена только статистическая кривая, так как при рассматриваемых энергиях она практически не отличается от кривой, вычисленной по изобарной модели.

В.В.Анисович, Л.Г.Дахно и Б.Н.Валуев /6,7/ объясняли anomalous поведение спектров масс $\pi \pi$ -систем эффектами перерассеяния π -мезонов от распада изобары на π -мезонах, родившихся совместно с изобарой. На рис. 3а нанесена кривая, вычисленная по формуле Анисовича и Дахно /8/, которая хорошо описывает результаты эксперимента.

Из таблицы 1 также видно, что для реакции (II) сумма сечений изобарных каналов в пределах ошибок совпадает с полным сечением. Это свидетельствует о том, что вклад в полное сечение $\pi \pi$ -взаимодействия в состоянии с $T=1$ и $T=2$ мал. На рис. 3б представлен спектр эффективных масс $(\pi^0 \pi^-)$ -систем для реакции (II), на котором не видно заметных отклонений экспериментальной гистограммы от статистической кривой.

На рис. 4 представлены угловые распределения вторичных частиц от реакции в с.д.и. начальных частиц. Там же нанесены вычисленные по методу наименьших квадратов кривые вида $a + b \cos^2 \theta^* + c \cos^4 \theta^*$ со значениями коэффициентов a, b, c , приведенными в таблице 2. Относительно большой вклад постоянного члена в формулу, описывающую угловое распределение π^+ -мезонов, указывает на то, что изобара в основном рождается в s -состоянии. Из угловых распределений π^- -мезонов и нейтронов следует, что π^- -мезоны преимущественно вылетают вперед. Эта особенность угловых распределений может быть связана с наличием среди продуктов реакции π^- -мезонов и нейтронов, происходящих от распада изобары. Чтобы почувствовать присутствие изобары, были построены в с.д.и. начальных частиц угловые распределения вторичных частиц для 84 случаев реакции (I), у которых эффективные массы (π^- и n) систем лежат в интервале от $1180 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$ до $1200 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$. В этом случае скорость изобары в с.д.и. начальных частиц мала ($\beta = 0,05$ для изобары с массой $1190 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$) и с.д.и. изобары почти совпадают с с.д.и. начальных частиц. При этом разница в углах вылета π^- -мезонов от распада изобары в с.д.и. изобары и в системе д.и. начальных частиц не превышает 5° . Из рисунка 5б видно, что для тяжелых изобар угловое распределение π^- -мезонов становится еще более вытянутым назад. Для сравнения на рис. 5б нанесена кривая, представляющая собой дифференциальное сечение упругого $\pi^+ p$ -рассеяния при энергии π^+ -мезонов 135 МэВ (что соответствует эффективной массе πN -системы $\sim 1190 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$). Как видно из рисунка, имеется качественное согласие в поведении гистограммы и кривой. Рисунок 5в показывает, что приблизительно изотропный характер углового распределения π^+ -мезонов сохраняется для случаев с $1180 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2} \leq \omega_{\pi^- n} \leq 1200 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$.

На-рис. 6. приведены угловые распределения вторичных частиц от реакции (II), которые в пределах ошибок эксперимента носят изотропный характер.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Б.Н.Валуева за консультации и А.В.Кравцова за ряд вычислений. Мы благодарны П.А.Полубояровой за составление программы и обсчет событий, а также коллективу лаборантов за большой труд по обработке снимков.

Т а б л и ц а 1

| Процесс | Число случаев | Полное сечение (10^{-27} см^2) | Сумма сечений изобарных каналов | |
|-------------------------------------|-------------------|--|---------------------------------|--------------|
| | | | 10^{-27} см^2 | в случаях |
| $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ | 698 | $1,39 \pm 0,06$ | $0,45 \pm 0,10$ | 224 ± 52 |
| $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ | 101_{-26}^{+16} | $0,20_{-0,06}^{+0,03}$ | $0,18 \pm 0,04$ | 89 ± 21 |

Т а б л и ц а 2

| частицы | a | b | c |
|---------|-------------|--------------|-------------|
| π | 126 ± 8 | 30 ± 10 | 39 ± 20 |
| π^- | 121 ± 8 | -44 ± 10 | 56 ± 20 |
| π^+ | 138 ± 5 | 33 ± 9 | -5 ± 21 |

Л и т е р а т у р а

1. Т.Д. Блохинаева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, А.В. Кравцов, Г. Либман, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. Ядерная физика, **1**, 103, 1965 г.
2. R.M. Sterheimer and S.J. Lindenbaum. Phys. Rev., 109, 1723 (1958).
3. Т.Д. Блохинаева, В.Г. Гребинник, В.А. Жуков, Л.Л. Неменов, Г.И. Селиванов, Юань Жун-фан. ЖЭТФ, **44**, 116, 1963.
4. J. Kirz, J. Schwartz and R.D. Tripp, Phys. Rev., 130, 2481 (1963).
5. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, В.М. Сидоров, В.А. Ярба. ЖЭТФ, **40**, 1528, 1961.
6. В.В. Анисович, Л.Г. Дахно. ЖЭТФ, **46**, 1152, 1964.
7. Б.Н. Валуев. ЖЭТФ, **47**, 649, 1964 г.
8. Yuan L.C.L., Proc. CERN Symposium, 2, 195 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1965 г.

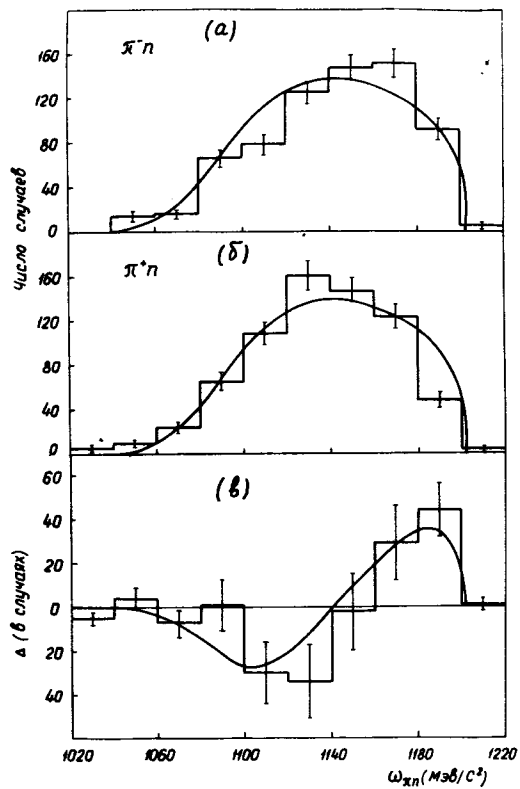


Рис. 1. Распределения 688 случаев реакции (I) по эффективным массам (π^-n) и (π^+n)-систем (графики а, б) и их разность (график в). Пунктирные линии рассчитаны по статистической теории. Сплошная линия вычислена по формуле

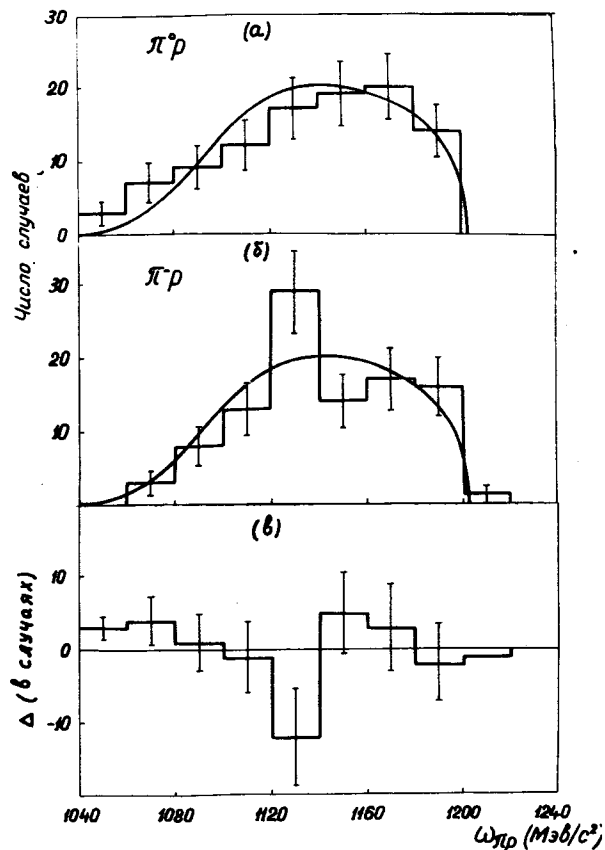
$$\sigma_{(\pi^-n)\pi^+} + \sigma_{(\pi^+n)\pi^-} \times (|f_1|^2 - |f_2|^2)$$


Рис. 2. Распределения 101 события реакции (II) по эффективным массам (π^0p) и (π^-p)-систем (графики а, б) и их разность (график в). Плавные линии рассчитаны по статистической теории.

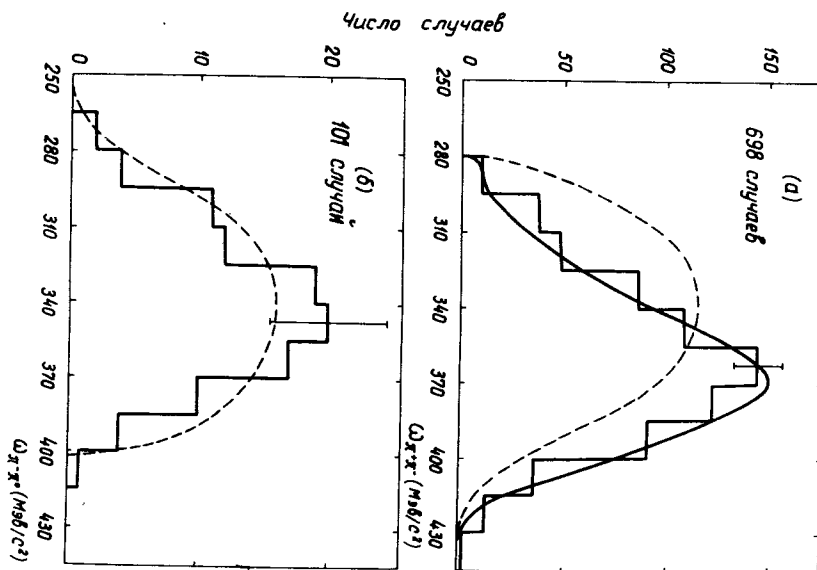


Рис. 3. Распределения события по эффективным массам (m)-систем: а) для реакции (I), б) для реакции (II). Сплошная линия вычислена по формуле, приведенной в работе /6/. Пунктирными линиями обозначен фазовый объем.

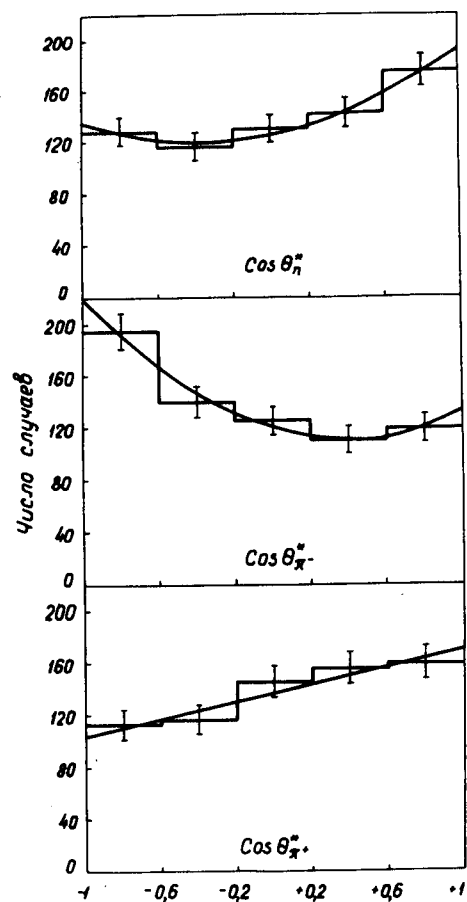


Рис. 4. Угловые распределения нейтронов, π^- и π^+ -мезонов для 898 случаев реакции (I) в с.л.и. начальных частот. На графиках нанесены кривые вида $a + b \cos \theta_n^* + c \cos^2 \theta_n^*$ со значениями коэффициентов a , b , c , приведенными в таблице 2.

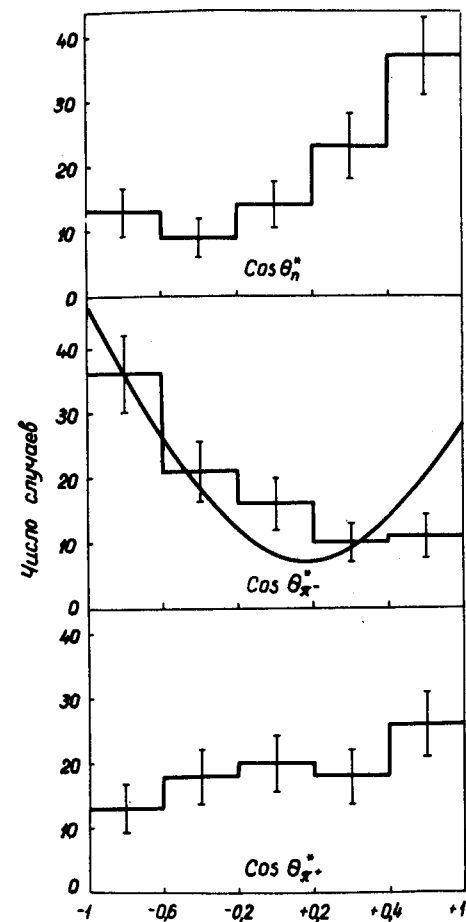


Рис. 5. Угловые распределения нейтронов, π^- и π^+ -мезонов от реакции I в с.л.и. начальных частот для 84 случаев с $1180 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-2} < \omega_{\pi^-} < 1200 \text{ Мэв} \cdot \text{с}^{-2}$. Плавная линия, нормированная на площадь под гистограммой, представляет собой дифференциальное сечение упругого (π^+p)-рассеяния при энергии π^+ -мезонов 135 Мэв [8].

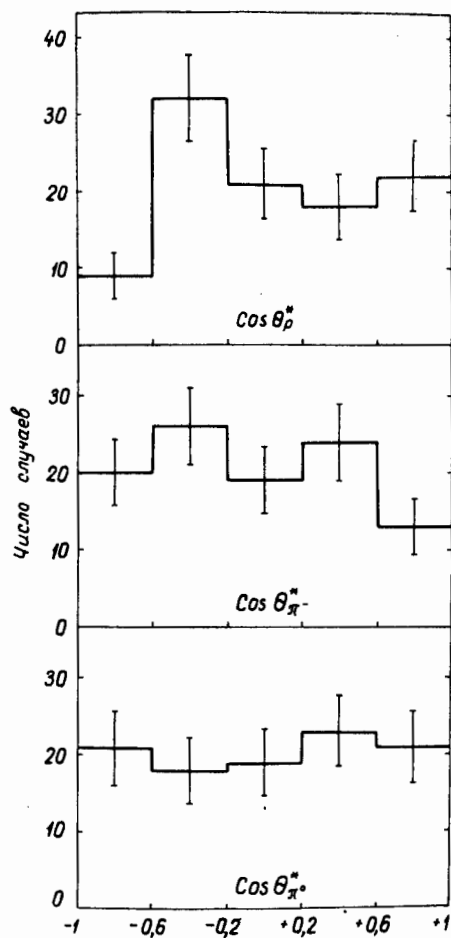


Рис. 6. Угловые распределения протонов, π^- и π^0 -мезонов для 101 случая реакции (II) в с.д.и. начальных частиц.