

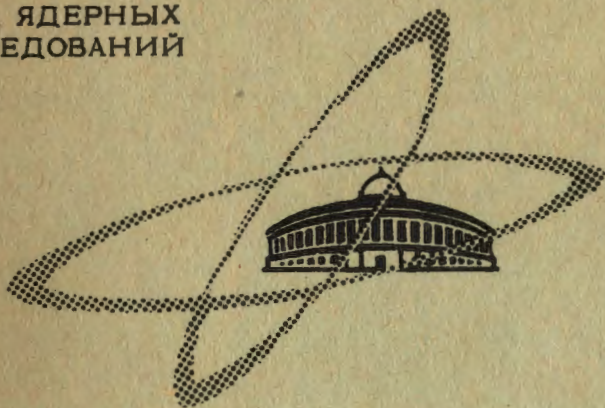
A-646

12/xii-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4097



Н.С.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.М.Каназирски,  
А.М.Моисеев, Л.А.Тихонова, А.Б.Фенюк,  
М.Д.Шафранов

РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ  
В  $\pi^+p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 2,34 ГЭВ/С,  
ПРИВОДЯЩИХ К ТРЕХЧАСТИЧНЫМ КОНЕЧНЫМ  
СОСТОЯНИЯМ

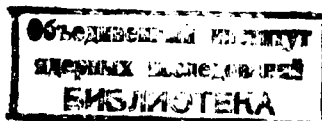
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

P1 - 4097

Н.С.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.М.Каназирски,  
А.М.Моисеев, Л.А.Тихонова, А.Б.Фенюк,  
М.Д.Шафранов

РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ  
В  $\pi^+\rho$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 2,34 ГЭВ/С,  
ПРИВОДЯЩИХ К ТРЕХЧАСТИЧНЫМ КОНЕЧНЫМ  
СОСТОЯНИЯМ



Настоящая работа является частью систематического исследования  $\pi^+p$  - взаимодействий при импульсе 2,34 Гэв/с /1/ и рассматривает рождение резонансов с  $S=0$  в трехчастичных конечных состояниях. Предварительные данные по этому вопросу опубликованы в работах /2,3/.

## 1. Процедура обработки данных

Для выделения  $\pi^+p$  -взаимодействий вида

$$\pi^+p \rightarrow \pi^+p\pi^0 \quad (1)$$

$$\rightarrow \pi^+\pi^+n \quad (2)$$

на  $\approx 150$  тыс. стереофотоснимков с 40 см жидководородной пузырьковой камеры ОИЯИ были отобраны все двухлучевые  $\pi^+p$  - взаимодействия без видимого рождения странных частиц.

Все взаимодействия в пределах эффективного объема были измерены на полуавтоматических измерительных микроскопах типа "ПУОС" и обчисланы на ЭВМ М-20 и БЭСМ-3М по стандартной системе программ /4/. Отделение реакций (1), (2) от других двухлучевых взаимодействий, образовавшихся через каналы реакций

$$\pi^+p \rightarrow \pi^+p \quad (3)$$

$$\rightarrow \pi^+p(k\pi^0) \quad (4)$$

$$\rightarrow \pi^+\pi^+n(\ell\pi^0) \quad (5)$$

( $K \geq 2, \ell \geq 1$ ),

производилось по критерию  $\chi^2$  и плотности ионизации треков, оцениваемой визуально на просмотровых проекторах. Событие считалось интерпретированным однозначно, если выполнялось одно из двух условий:

1) значение  $\chi^2$  было меньше  $\chi_{\pi}^2 \leq 5$  только для одной из гипотез, соответствующих реакциям (1), (2), и идентификация частиц по плотности ионизации не противоречила данной гипотезе.

2) При допустимых значениях  $\chi^2$  из прошедших гипотез (обычно две) по плотности ионизации треков можно было выделить одну, соответствующую реакциям (1) или (2). Данные таких событий для выбранного канала реакций записывались на ЛСР /4/.

Если же в случае 2) плотность ионизации треков не позволяла выделить однозначно ни одну из гипотез, событие считалось интерпретированным неоднозначно, и на отдельную ЛСР записывались данные для обеих гипотез (исключение составляли только  $\pi^+p$  - взаимодействия, которые можно было отнести как к реакции (1), так и к реакции (3) /1/).

Все события, у которых значения  $\chi^2$  для реакций (1-3) превосходили установленные пределы, были отнесены к реакциям (4) или (5).

Результаты разделения двухлучевых  $\pi^+p$  - взаимодействий по каналам реакций (1-5) приведены в таблице I.

Распределения по  $\chi^2$  событий, отнесенных к реакциям (1), (2), и соответствующих гипотез неоднозначно интерпретированных событий вида  $\pi^+p \rightarrow (\pi^+p, \pi^0 + \pi^+\pi^+ d)$ , показаны на рис. 1 и 2.

Описанные выше критерии отбора не исключают возможности попадания в события, отнесенные к трехчастичным конечным состояниям некоторого числа событий из реакции (4) и (5), поскольку, как видно из экспериментальных распределений по  $M_{\text{нед.}}^2$ , имеются области перекрытия для конечных состояний с одной и более нейтральными частицами (рис. 3, 4).

Для оценки примеси событий от реакции (4) среди событий, идентифицированных как трехчастичное конечное состояние  $\pi^+p\pi^0$ , была проделана следующая процедура. У 400 четырехлучевых событий с тех же пленок, идентифицированных как  $\pi^+p \rightarrow \pi_1^+p (\pi_2^+\pi^-)$  состояние, для комбинации  $\pi_1^+p$  были обчислены гипотезы, отвечающие состоянию

$\pi^+ p \pi^0$ . В результате было найдено, что события, отнесенные по описанным выше критериям к реакции (1), могут иметь примесь от реакции (4), не превышающую 6%.

Поэтому при дальнейшем изучении трехчастичных конечных состояний на  $M_{\text{нед}}^2$  были наложены дополнительные ограничения:

$$-0,1 \leq (M_{\text{нед}}^2 \pi + p \pi^0) \leq 0,14 \text{ (ГэВ)}^2$$

$$0,48 \leq (M_{\text{нед}}^2 \pi + \pi + p) \leq 1,44 \text{ (ГэВ)}^2$$

Из таблицы 1 видно, что имеется 398 событий, которые можно отнести как к реакции (1), так и к реакции (2).

Исследование импульсных распределений несдвоенно интерпретированных событий подобного рода показало, что это в основном события с медленным  $\pi^+$ -мезоном ( $p_{\pi^+} < 1$  ГэВ/с), хорошо идентифицируемым по плотности ионизации трека и быстрой заряженной частицей ( $p_{\text{зар}} > 1$  ГэВ/с), которая может быть как протоном, так и  $\pi^+$ -мезоном.

Импульсы нейтральных частиц у этих событий ( $p_{\text{нейтр.}}$ ) также лежат в области  $\leq 1$  ГэВ/с, и отношение  $D = \frac{p_{\text{нейтр.}}}{p_{\text{зар.}}}$  для обеих гипотез  $\approx 1$  (рис. 5). Это позволяет предположить, что неоднозначность интерпретации рассматриваемых событий связана с тем обстоятельством, что при  $p_{\text{зар.}} \approx p_{\text{нейтр.}}$  единственное для реакции (1), (2) кинематическое уравнение связи

$$E_1 = (E_{\pi^+} + \sqrt{p_{\text{зар.}}^2 + m_1^2} + \sqrt{p_{\text{нейтр.}}^2 + m_2^2}) \quad (6)$$

становится инвариантным относительно перестановки масс  $m_1$  и  $m_2$ .

Таким образом, события с  $p_{\text{зар.}} \approx p_{\text{нейтр.}} \geq 1$  ГэВ/с с помощью используемой методики в принципе нельзя идентифицировать однозначно, поэтому эти события в дальнейшем были включены в статистику как для реакции (1), так и для реакции (2) с соответствующими весами.

Для определения этих весов было построено распределение по  $D$ , усредненное для обеих гипотез, а также распределения по  $D_1 = p_{\pi^0} / p_p$  и  $D_2 = p_n / p_{\pi^+}$  для событий, отнесенных к реакциям (1) и (2), у

которых  $0,7 \leq p_p \leq 2$  Гэв/с и  $p_{\pi^+} \geq p_{\pi^+}$ ,  $0,7 \leq p_{\pi^+} \leq 2$  Гэв/с соответственно. Эти распределения были разбиты на 3 области, и в каждой из них неоднозначно интерпретированные события были разделены между "конкурирующими" каналами (1) и (2) пропорционально числу событий в распределениях  $D_1$  и  $D_2$ .

Подобная же процедура определения весов была проделана для событий с  $|t_N| \leq 1$  (Гэв)<sup>2</sup> и  $|t_{N\pi}| \leq 1$  (Гэв)<sup>2</sup>, где  $t_N$  - квадрат переданного четырехмерного импульса от протона в начальном состоянии нуклоны в конечном состоянии, и  $t_{N\pi}$  - квадрат переданного четырехмерного импульса от протона в начальном состоянии системе ( $N\pi$ ) в конечном состоянии.

## 2. Сечения образования трехчастичных конечных состояний

Для определения сечений реакций (1) и (2) были использованы данные по полному сечению  $\pi^+ p$  - взаимодействий, взятые из работы /5/. После внесения поправок на эффективность просмотра, вторичные взаимодействия и примесь состояний с 2 и более нейтральными частицами, эти сечения оказались равными

	$\sigma$ мб
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$	$4,3 \pm 0,15$
$\rightarrow \pi^+ \pi^+ n$	$2,7 \pm 0,1$

Зависимости сечений реакций (1) и (2) от импульса первичного пучка, составленные по данным работ /6-12/, показаны на рис. 7,8.

Как видно из рисунков, полученные в настоящей работе сечения реакций (1), (2) хорошо согласуются с общим ходом сечений этих процессов в области импульсов первичных  $\pi^+$  - мезонов (1+4) Гэв/с.

### 3. Исследование процессов, приводящих к

конечному состоянию  $\pi^+ p \pi^0$

Результаты предварительного исследования конечного состояния  $\pi^+ p \pi^0$  /2,3/ показали, что в его образование большой вклад дают промежуточные квазидвухчастичные процессы типа  $\pi^+ p \rightarrow R \pi$ , где R- двухчастичный резонанс,  $\pi-\pi$  - мезон или протон.

Для изучения рождения резонансов в  $\pi^+ p$  - взаимодействиях, приводящих к трехчастичному конечному состоянию  $\pi^+ p \pi^0$ , рассмотрим распределения событий, отнесенных к этому состоянию, на диаграмме Далитца.

На диаграмме Далитца в осях  $(M_{\pi^+\pi^0}^2 \text{ vs } M_{p\pi^+}^2)$  (рис. 9) события отчетливо группируются в полосу, соответствующую рождению  $\rho^+$  - мезона. Кроме того наблюдаются некоторые сгущения событий в нижней и верхней областях диаграммы, соответствующие образованию изобар  $N_{1238}^{++}$  и  $N_{1238}^+$ .

Для получения оценок сечения рождения этих резонансов, а также оценок их масс и ширин, плотность распределения событий на диаграмме Далитца аппроксимирована с помощью метода максимального правдоподобия выражением /13/:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial M_1^2 \partial M_2^2} = \left[ \frac{(1-\alpha_1-\alpha_2-\alpha_3)}{N_0} + \frac{\alpha_1}{N_1(M_{01}, \Gamma_{01})} \frac{M_{01} \Gamma_1(M_1)}{[(M_{01}^2 - M_1^2)^2 + \Gamma^2(M_1)M_{01}^2]} \cdot M_1/q_{\pi^+} \right. \\ \left. + \frac{\alpha_2}{N_2(M_{02}, \Gamma_{02})} \frac{M_{02} \Gamma_2(M_2)}{[(M_{02}^2 - M_2^2)^2 + \Gamma^2(M_2)M_{02}^2]} \cdot p M_2/q_p + \frac{\alpha_3}{N_3(M_{30}, \Gamma_{30})} \frac{M_{03} \Gamma_{03}}{[(C - M_1^2 - M_2^2)^2 + \Gamma_{03}^2 M_{03}^2]} \right], \quad (7)$$

где  $M_1 \equiv M_{\pi^+\pi^0}$ ,  $M_2 \equiv M_{p\pi^+}$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  - процентное содержание резонансов  $\rho^+$ ,  $N_{1238}^{++}$ ,  $N_{1238}^+$ ;  $M_{01}$ ,  $M_{02}$ ,  $M_{03}$  - значения масс этих резонансов;

$$\Gamma_1(M_1) = \Gamma_{01} \frac{q_{\pi^+}^3}{M_1} \left( \frac{M_{01}}{q_{0\pi}^2} \right); \\ \Gamma_2(M_2) = \Gamma_{02} \frac{q_{\pi^+}^4 [(M_2 + mp)^2 - m_{\pi^+}^2]}{M_0^2} \frac{M_{02}^2}{q_{0\pi}^4 [(M_{02} + mp)^2 - m_{\pi^+}^2]},$$

$\Gamma_{01}$ ,  $\Gamma_{02}$ ,  $\Gamma_{03}$  - значения ширины резонансов при  $M_1 = M_{01}$ ;  $q_\pi$  - импульс вторичного  $\pi^+$ -мезона в системе покоя комбинации  $(\pi^+ \pi^0)$ ;  $q_p$  - импульс вторичного протона в системе покоя комбинации  $(\pi^+ p)$ ;  $p$  - импульс системы  $(\pi^+ p)$  в с.ц.м.;  $N_0, N_1, N_2, N_3$  - нормировочные множители.

Выражение (6) получено в предположении, что распределение нерезонансного фона следует статистической теории и вклад интерференционных эффектов пренебрежимо мал.

При минимизации функции правдоподобия  $L^2 = -2 \sum \ln \frac{\partial^2 \sigma}{\partial M_1^2 \partial M_2^2}$  в качестве параметров были взяты коэффициенты  $a_1$  и величины  $\Gamma_{01}, M_{01}$ . Итеративный процесс хорошо сходился по всем параметрам, кроме  $\Gamma_{03}$ , который был поэтому фиксирован.

Оценки параметров, полученные в предположении, что  $\Gamma_{03} = 0,07$  Гэв, приведены в таблице II.

Из этих данных особый интерес представляют оценки  $M_0$  и  $\Gamma_0$  для  $\rho^+$ -мезона. До сих пор при исследовании реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p$  камерной методикой оценки параметров  $\rho^+$ -мезона были получены лишь из анализа одномерных распределений по  $M_{\pi^+ \pi^0}$  и существенно различались от эксперимента к эксперименту.

Для сравнения с этими данными в настоящей работе также была произведена аппроксимация одномерного распределения по  $M_{\pi^+ \pi^0}^2$  с помощью выражения

$$\frac{\partial \sigma}{\partial M_1^2} = \left\{ \frac{(1 - \alpha_1)}{N_0} + \frac{\alpha_1}{N_1} \frac{\Gamma_{01}(M_1)M_{01}}{[(M_{01}^2 - M_1^2)^2 + \Gamma_{01}^2(M_1)M_{01}^2]} \right\}, \quad (8)$$

где  $\alpha_1$  - процентное содержание  $\rho^+$ -мезона, а  $\Gamma_{01}(M_1)$  и  $M_{01}$  означают те же величины, что и в выражении (7). Полученные оценки параметров  $\rho^+$ -мезона

$$M_{01} = (774 \pm 4) \text{ Мэв}, \quad \Gamma_{01} = (133 \pm 13) \text{ Мэв}$$

хорошо согласуются с табличными данными <sup>14/</sup>, но смещены примерно на одно стандартное отклонение от оценок, полученных в результате анализа двумерного распределения.



Выполненный в работе Я. Пишута и М. Росса /15/ "одномерный" анализ суммарных данных по рождению  $\rho^+$ -мезонов в  $\pi^+\rho$ -взаимодействиях дал для  $\rho^+$ -мезона ширину, примерно на  $\sim 20$  Мэв большую, чем для  $\rho^-$ -мезона.

Согласно приведенным выше результатам, эта разница может быть вызвана тем обстоятельством, что при определении параметров  $\rho^+$ -мезона из одномерного распределения по  $M_{\pi^+\pi^0}$  получается существенно завышенная оценка его ширины из-за искажений, вносимых в это распределение процессами с образованием изобар  $N_{1236}^{++}$  и  $N_{1238}^+$  (рис. 10).

Полученные в данной работе оценки ширины и массы  $\rho^+$ -мезона, однако, также могут быть смещены из-за влияния ряда динамических факторов, неучтенных выражением (7), большого нерезонансного фона и неопределенности параметра  $\Gamma_{03}$ .

Существенное влияние фона на положение и ширину  $\rho^+$ -мезона видно из рис. 11, на котором приведены распределения по  $M_{\pi^+\pi^0}$  для  $|\cos \theta_{\pi\pi}| \geq 0,6$  (распределение а) и  $|\cos \theta_{\pi\pi}| \leq 0,6$  (распределение б), где  $\theta_{\pi\pi}$  - угол между направлением вылета вторичного  $\pi^+$ -мезона и направлением первичного пучка в системе покоя комбинации  $(\pi^+\pi^0)$ .

Для распределения (б) в фоне преобладает вклад от S-волны, и центр  $\rho^+$ -мезон в этом случае существенно сдвинут в область меньших масс относительно центра  $\rho^+$ -мезона в распределении (а), в фоне которого преобладает вклад P-волны.

Зависимость  $\Gamma_{01}$  и  $M_{01}$  от  $\Gamma_{03}$  показана в таблице III, из которой видно, что при изменении  $\Gamma_{03}$  от 0 до 120 Мэв  $\Gamma_{01}$  сдвигается менее, чем на половину стандартного отклонения.

В ряде работ /11,16/ была установлена экспериментальная зависимость массы  $\rho^+$ -мезона от величины  $|t|$ , которая может быть объяснена /17/ за счет существенного изменения  $|t_{min}|$  /18/ в области массы  $\rho^+$ -мезона.

В данной работе также была проделана аппроксимация распределения событий на диаграмме Далитца для разных интервалов  $|t|$  с помощью выражения (7) (таблица IV). Никакого систематического смещения параметров  $\rho^+$ -мезона для различных интервалов  $|t|$  найдено не

было, что может быть связано с большим числом подбираемых параметров и потерей точности получаемых оценок из-за малой статистики в отдельных интервалах  $|\Delta|$ .

Как видно из таблицы II, полученные в данной работе оценки  $\Gamma_{02}$ ,  $M_{02}$  для изобары  $N_{1238}^{++}$  существенно отличаются от массы и ширины изобары, полученных из экспериментов по рассеянию /14/.

Подобные же результаты были получены и в других камерных экспериментах по рождению изобары  $N_{1238}^{++}$  в трехчастичных конечных состояниях. Это вызвано тем фактом, что полуфеноменологические выражения типа (7) недостаточно хорошо описывают динамику процессов образования резонансов в системе частиц  $m_1, m_2$  при  $M_{эф} \approx m_1 + m_2$  /19/.

Распределение по  $M_{\pi^+p}$  вместе с результатами аппроксимации выражением (7) приведено на рис. 12.

Из полученных значений процентного содержания резонансов в состоянии  $\pi^+p\pi^0$  следует, что сечение образования  $\rho^+$ -мезона в реакции  $\pi^+p \rightarrow \rho^+\rho$  при 2,34 Гэв/с равно  $\sigma_{\rho^+} = (1,46 \pm 0,15)$  мб и сечение рождения изобары  $N_{1238}^{++}$  в реакции  $\pi^+p \rightarrow N_{1238}^{++}\pi^0$  при 2,34 Гэв/с равно  $\sigma_{N^{++}} = (0,32 \pm 0,05)$  мб.

Зависимость сечений квазидвухчастичных процессов  $\pi^+p \rightarrow \rho^+p$  и  $\pi^+p \rightarrow N_{1238}^{++}\pi^0$  от импульса первичных  $\pi^+$ -мезонов показана на рис. 7.

#### 4. Исследование реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$

В распределении событий от реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+n$  на диаграмме Далицца в осях  $(M_{\pi_1^+n}^2 \text{ vs } M_{\pi_2^+n}^2)$  наблюдается некоторое их сгущение в центральной части диаграммы (рис. 13). В распределении этих событий по  $M_{\pi^+n}$  (рис. 14) также виден отчетливый максимум в области масс  $M_{\pi^+n} \approx 1680$  Мэв, что свидетельствует о существенном вкладе в образование конечного состояния  $\pi^+\pi^+n$  процесса  $\pi^+p \rightarrow (N^* \rightarrow \pi^+n)\pi^+$ .

Для определения параметров и процентного содержания изобары  $(N^* \rightarrow \pi^+n)$  распределение событий от реакции (2) на диаграмме Далицца (в осях  $M_{\pi_1^+n}^2 \text{ vs } M_{\pi_2^+n}^2$ ) было аппроксимировано методом максимального правдоподобия выражением /13/

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\sigma M_1^2 \partial M_2^2} = \left\{ \frac{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}{N_0} + \frac{\alpha_1}{N_1} \frac{\Gamma_0 M_0}{[(M_0^2 - M_1^2)^2 + \Gamma_0^2 M_0^2]} + \frac{\alpha_2}{N_2} \frac{\Gamma_0 M_0}{[(M_0^2 - M_2^2)^2 + \Gamma_0^2 M_0^2]} \right\}, \quad (9)$$

где  $M_1 \equiv M_{\pi^+ p}$ ,  $M_2 \equiv M_{\pi^+ n}$ ,  $\alpha_1, \alpha_2$  - процентное содержание изобар  $(N_1^* \rightarrow \pi_1^+ p)$  и  $(N_2^* \rightarrow \pi_2^+ n)$ . Поскольку статистика в области максимума при  $M_{\pi^+ n} \approx 1680$  Мэв весьма незначительна, ширина изобары  $\Gamma_0$  была взята постоянной.

Найденные значения параметров  $M_0 = (1681 \pm 14)$  Мэв  $\Gamma_0 = (109 \pm 32)$  Мэв показывают, что наблюдаемую в данной работе изобару можно отождествить с изобарой  $N_{1688}^+$  ( $I=1/2$ ,  $J=5/2$ ), рождение которой было обнаружено в ряде аналогичных работ по исследованию  $\pi^+ p$ -взаимодействий /7,11/.

Из полученного значения  $(\alpha_1 + \alpha_2) = 0,12 \pm 0,4$  следует, что сечение реакций  $\pi^+ p \rightarrow N_{1688}^+ \pi^+$  при 2,34 Гэв/с равно  $\sigma_{N^+} = (0,32 \pm 0,10)$  мб.

Распределение по  $M_{\pi^+ \pi^+}$  (рис. 15) для конечного состояния  $\pi^+ \pi^+ n$  хорошо описывается кривой, учитывающей только фазовый объем и отражение изобар в системах  $\pi_1^+ n$ ,  $\pi_2^+ n$ . Никаких статистически обеспеченных максимумов в этом распределении нет, что свидетельствует об отсутствии резонансов с  $I=2$  в  $\pi^+ \pi^+$  системе, с сечением рождения  $\leq 50$  мб.

В заключение авторы выражают благодарность коллективу лаборантов группы 40-сантиметровой камеры, обеспечивших выполнение этой работы, и доктору Я.Я. Пернегру за ряд полезных обсуждений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.С. Ангелов и др. Препринт ОИЯИ, P1-4003 (1968).
2. Н.С. Ангелов и др. Препринт ОИЯИ P1-2997 (1966).
3. И.М. Граменицкий и др. Известия Академии наук СССР, т. XXXI №9, 1484 (1967).

4. И. М. Грамелицкий и др. Препринт ОИЯИ 10-3772.
5. A. Citron et al, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 205 (1964).
6. D. Stonehill et al., *Phys. Rev. Lett.*, / 6, 624 (1961).
7. J. Laberriquer- Frolow et al., *Phys. Lett.*, v.13, 341 (1964).
8. C. Alff- Steinberger et al., *Phys. Rev.*, 145, N4, 1072 (1966).
9. D. Cazmony et al., *Phys. Rev.*, v.136, 1B, 195 (1964).
10. M. Aderholz et al., *Phys. Rev.* 138, 4B, 897 (1965).
11. F.E. James, F.L. Kraybill, *Phys. Rev.*, v.142, 896 (1966).
12. W.J. Metzger et al., UR-875-186 (1967).
13. X. М. Каназирски, А. М. Моисеев. Препринт ОИЯИ 1-3387 (1967).
14. A.H. Rosenfeld et al., UCRL, 8030-Pt.1 (1968).
15. J. Pisut<sup>^</sup>, M. Roos, TH 885, CERN (1966).
16. M. Roos, *Nucl. Phys.*, v. B2, N6, 615 (1967).
17. J. P. Baton, G. Laurens, J. Reignier. *Nucl. Phys.*, v.B3, N3, 349 (1967).
18. N. Schmitz, CERN 65-24, v.1 (1965).
19. J.D. Jackson. *Nuovo Cimento*, v. 34, 1645 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

7 октября 1968 года.

Таблица I

Реакция	Число событий (без поправок)
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	5864
$\rightarrow \pi^+ p \pi^0$	2834
$\rightarrow \pi^+ \pi^+ n$	1842
$\rightarrow (\pi^+ p \pi^0 \div \pi^+ \pi^+ n)$	397
$\rightarrow p \pi^+ (e \pi^0) \quad e \geq 2$	2145
$\rightarrow \pi^+ \pi^+ n (k \pi^0) \quad k \geq 1$	1246
$\rightarrow [p \pi^+ (e \pi^0) \div$ $\pi^+ \pi^+ n (k \pi^0)]$	700

Таблица II

Параметры резонанса Реакция	Масса резонанса $M_0$ (Мэв)	Ширина резонанса $\Gamma_0$ (Мэв)	Процентное содержание $\alpha$ %
$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p$	769,6 $\pm$ 3,7	124 $\pm$ 12	33,7 $\pm$ 2,2
$\rightarrow N_{1238} \pi^0$	1222,8 $\pm$ 4,4	57 $\pm$ 15	7,4 $\pm$ 1,0
$\rightarrow N_{1238} \pi^+$	1227,8 $\pm$ 4,5	70(фикс)	9,9 $\pm$ 1,0
$\rightarrow \pi^+ p \pi^0$	- " -	-	49 $\pm$ 4,2

Таблица III

Параметры $\rho^+$ мезона	Масса $\rho^+$ мезона $M_0$ (Мэв)	Ширина $\rho^+$ мезона $\Gamma_0$ (Мэв)	Процентное содержание $\alpha$ %
Значение $\Gamma_{03}$ (Мэв)			
$\Gamma_{03} = 0$	773,4 $\pm$ 3,8	128 $\pm$ 13	35,0 $\pm$ 2,2
$\Gamma_{03} = 120$	769,2 $\pm$ 3,7	121 $\pm$ 12	33,4 $\pm$ 2,1

Таблица IV

<del>Параметры</del> <del><math>\rho^+</math>-мезона</del> Интервалы $ t $ (Гэв) <sup>2</sup>	Масса резонанса $M_0$ (Мэв)	Ширина резонанса $\Gamma_0$ (Мэв)	Процентное содержание $\alpha$ %
$0,02 \pm 0,1$ $0,1 \pm 0,2$ $0,2 \pm 0,7$	$774,4 \pm 4$ $769,0 \pm 7$ $775,9 \pm 11$	$100 \pm 12$ $116 \pm 21$ $88 \pm 37$	$61,7 \pm 3,7$ $43,2 \pm 4,8$ $12,3 \pm 3,5$

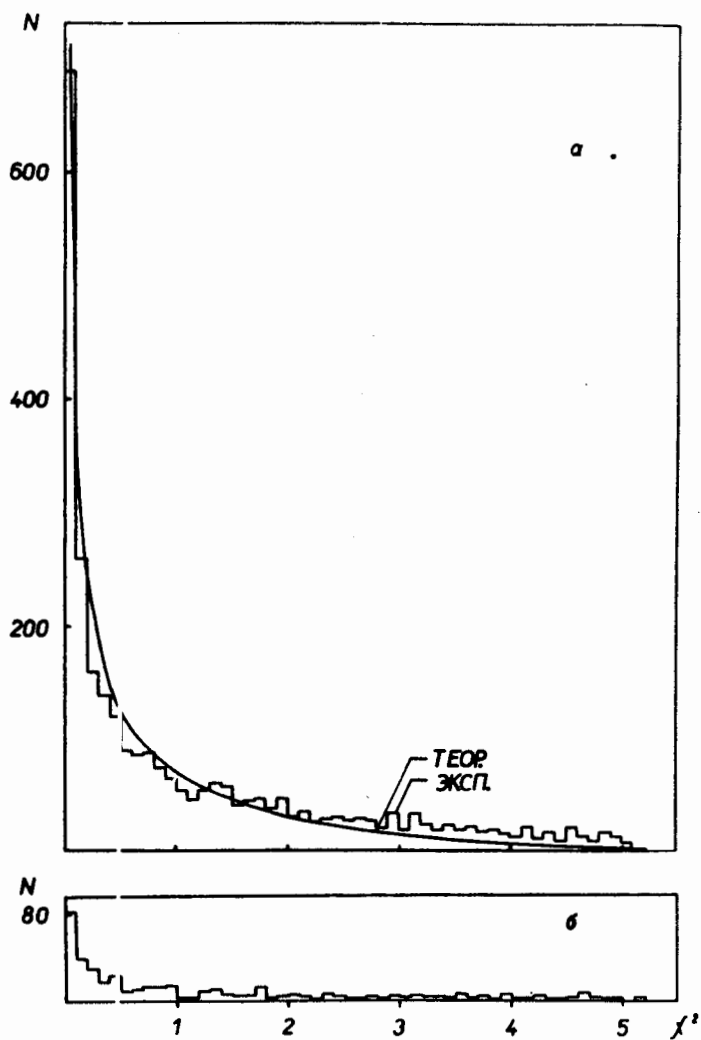


Рис.1. Распределение по  $\chi^2$  а) событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ , б) гипотезы  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$  неоднозначно интерпретированных событий вида  $\pi^+ p \pi^0 - \pi^+ \pi^+ p$ .



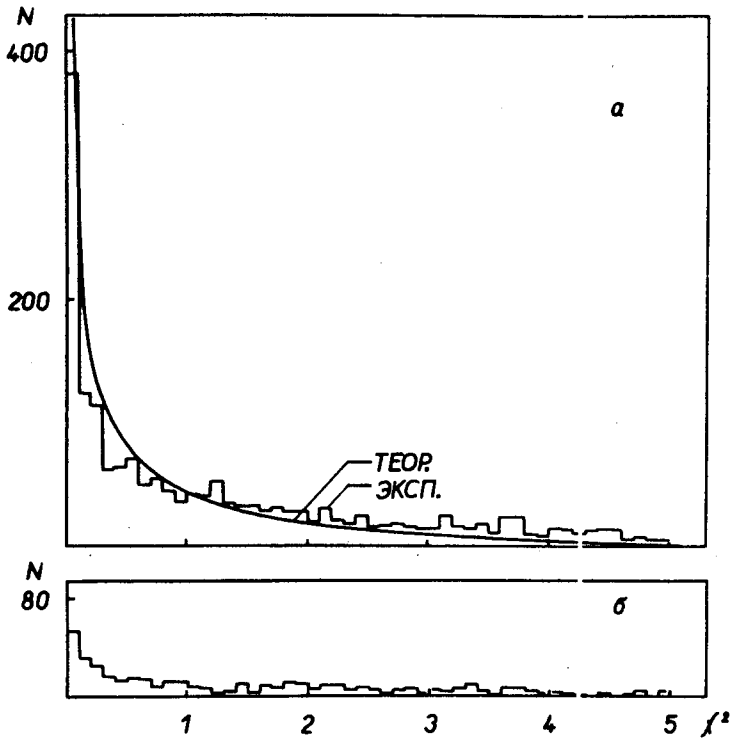


Рис.2. Распределение по  $\chi^2$  а) событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ , б) гипотезы  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  неоднозначно интерпретированных событий вида  $\pi^+ p \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ .

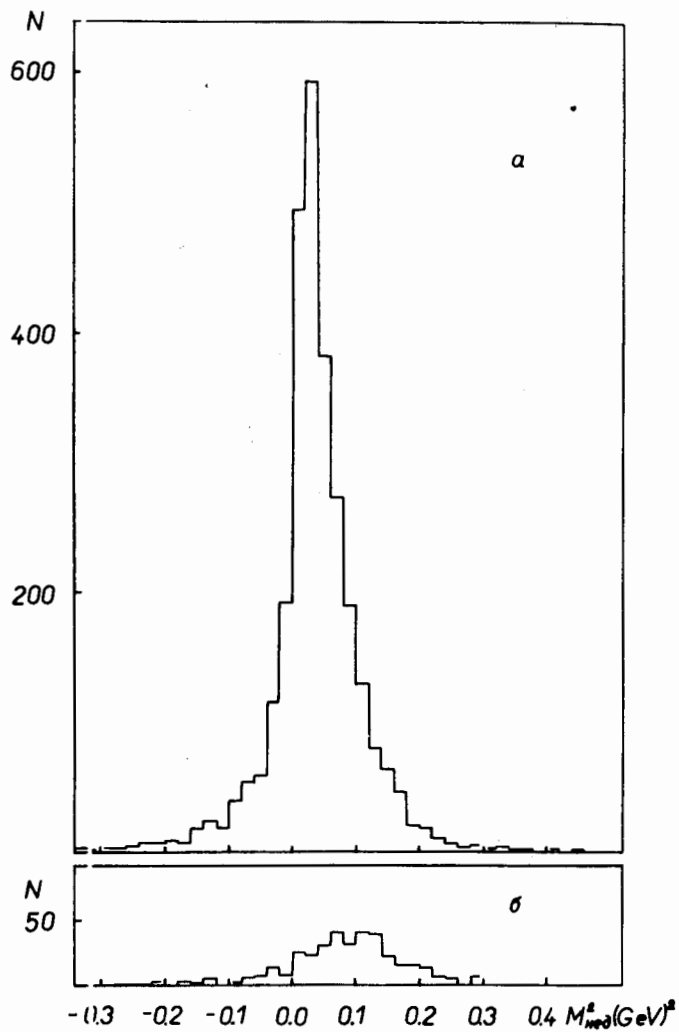


Рис.3. Распределение по  $M_{had}^2$  а) событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ , б) гипотезы  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$  неоднозначно интерпретированных событий вида  $\pi^+ p \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ .

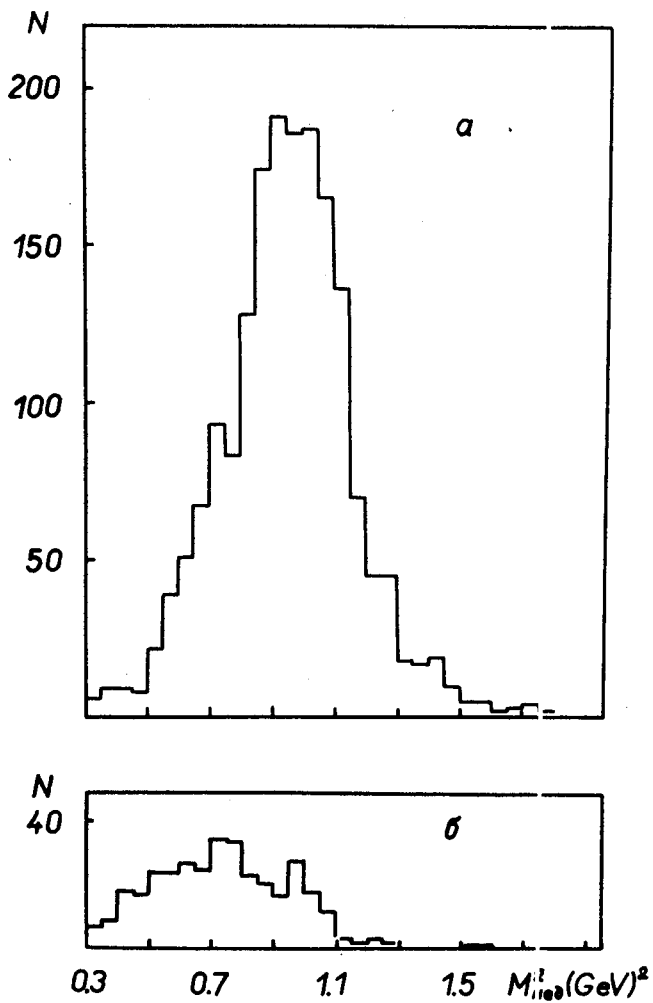


Рис.4. Распределение по  $M_{\text{нед}}^2$  а) событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ , б) гипотезы  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$  неоднозначно интерпретированных событий вида  $\pi^+ p \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ .

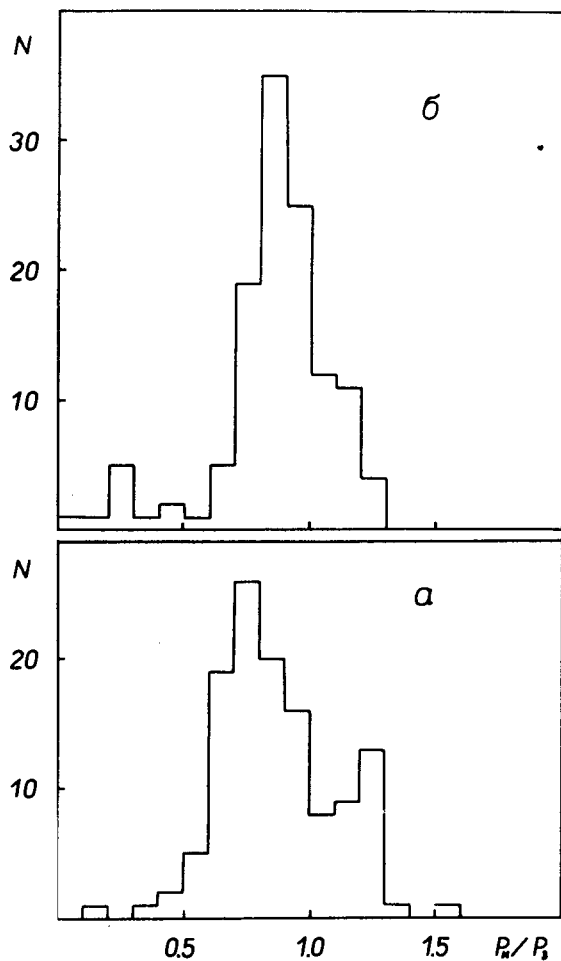


Рис.5. Распределение по  $D = \frac{p_{\text{нейтр.}}}{p_{\text{зар.}}}$  для неоднозначно интерпретированных событий а) гипотеза  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$  ; б) гипотеза  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ .

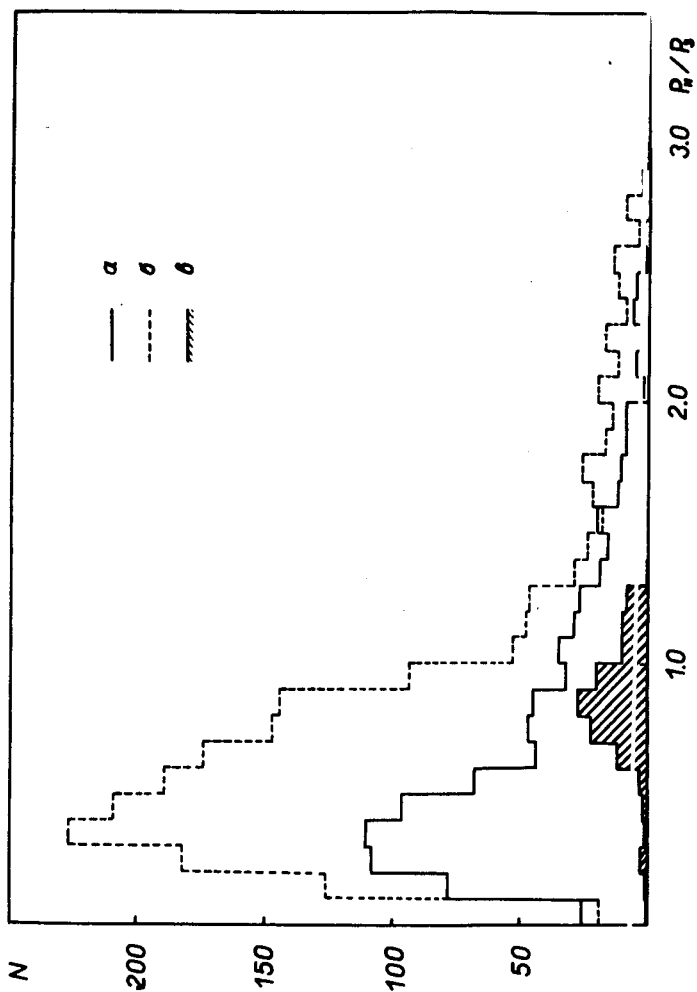


Рис.6. Распределение по  $D = R_{\text{нейтр.}} / r$  зар. для а) событий  $\pi^+ r \rightarrow \pi^+ r \pi^0$ ; б) событий  $\pi^+ r \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ; в) неоднозначно интерпретированных событий  $\pi^+ r \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

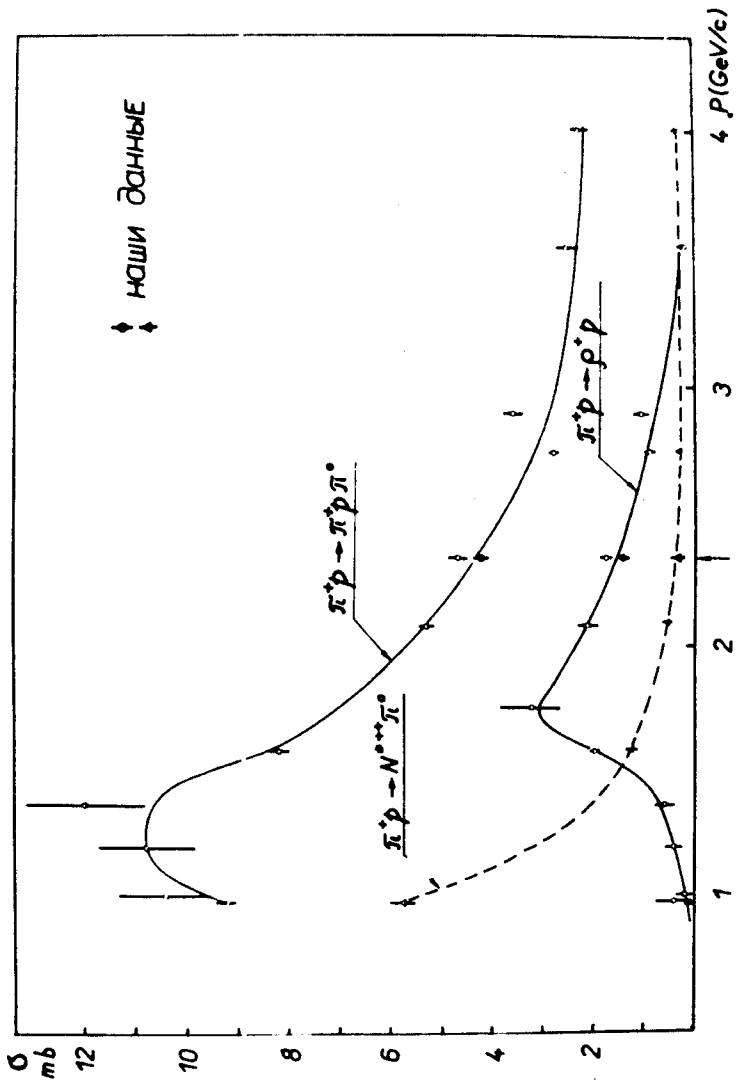


Рис. 7. Зависимость сечений реакций а)  $\pi^+p \rightarrow \pi^+p\pi^0$ , б)  $\pi^+p \rightarrow p^+p$ , в)  $\pi^+p \rightarrow N_{1238}^+\pi^0$  от импульса первичных  $\pi^+$ -мезонов.

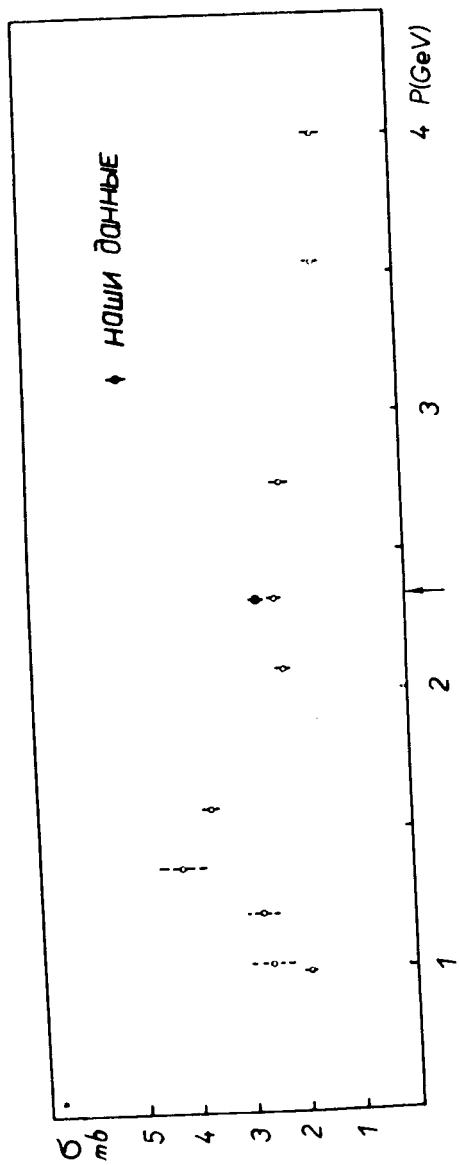


Рис.8. Зависимость сечения реакции  $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  от импульса первичных  $\pi^+ -$  мезонов.

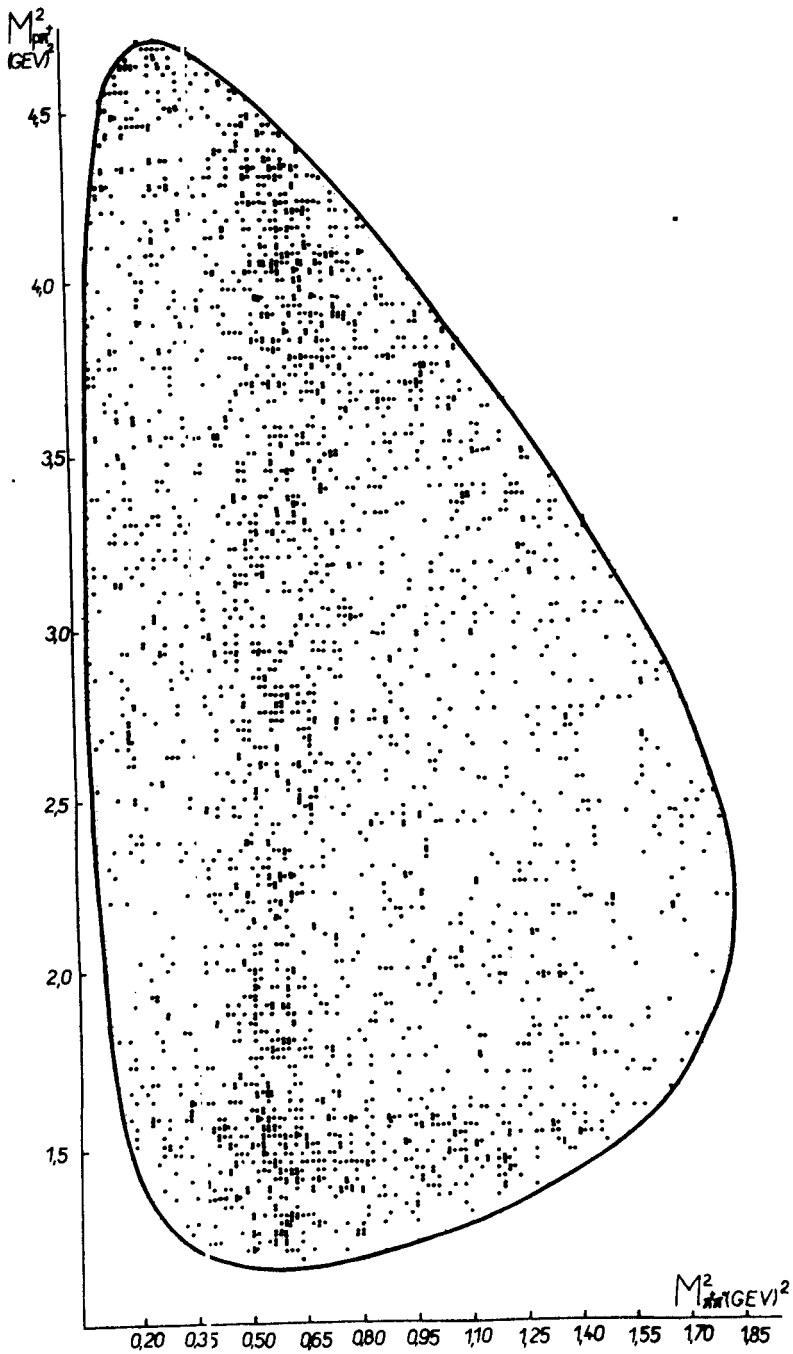


Рис.9. Диаграмма Далица для событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ .



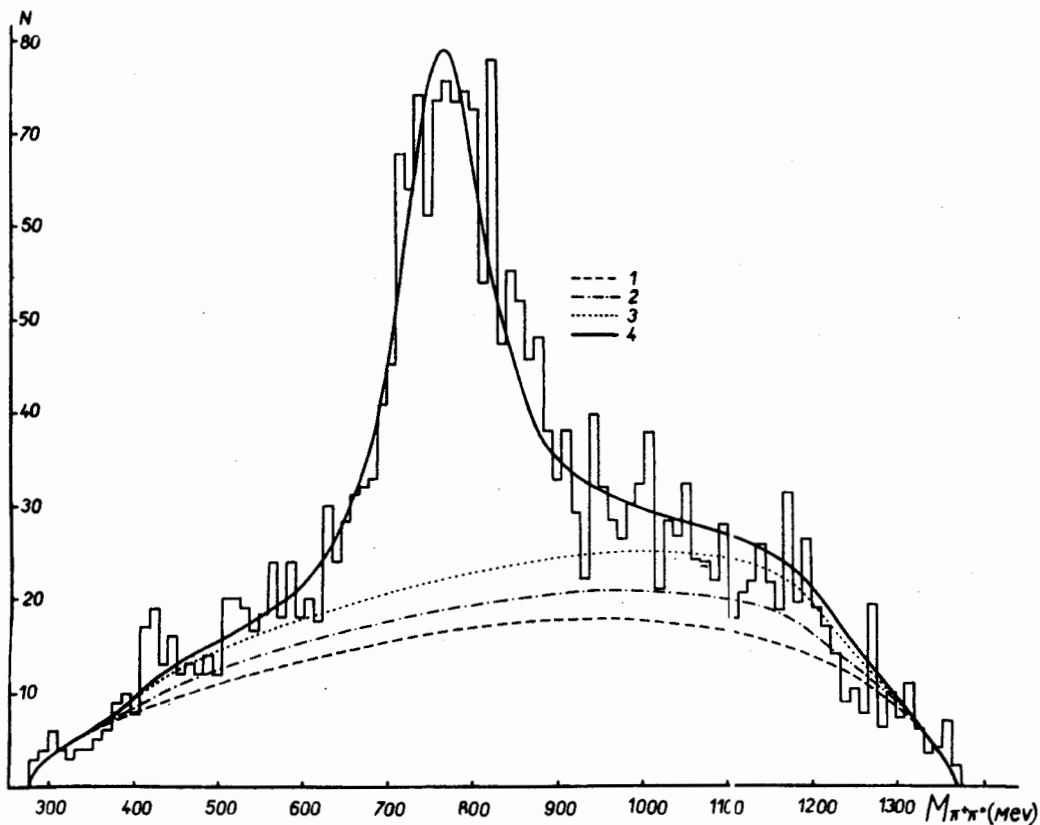


Рис.10. Распределение по  $M_{\pi^+\pi^0}$  для событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ .  
 Кривая 1 описывает фазовый объем, 2 - фазовый объем и проекции изобар  $N_{1238}^{++}$ , 3 - фазовый объем и проекции изобар  $N_{1238}^{++}$ ,  $N_{1238}^+$ ; 4 - фазовый объем и проекции изобар  $N_{1238}^{++}$ ,  $N_{1238}^+$  и  $\rho^+$ - мезона.

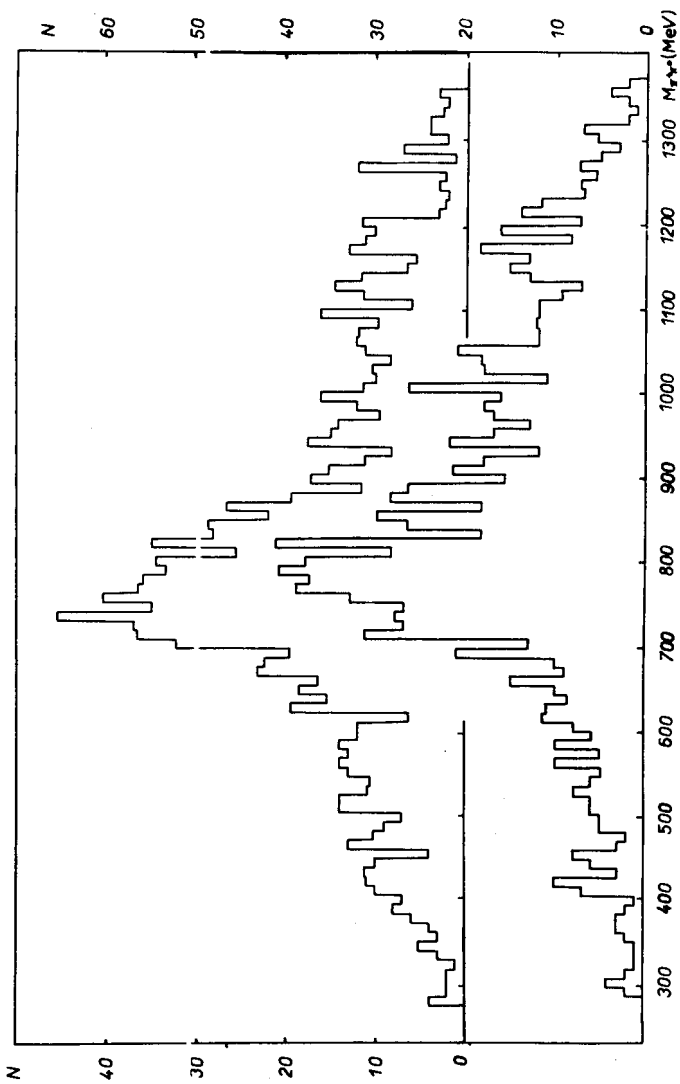


Рис.11. Распределение по  $M_{\pi^+\pi^0}$  для событий  $\pi^+\rho^+\pi^+\rho^0$  для  
 а)  $|\cos \theta_{\pi\pi}| \geq 0,6$  ; б)  $|\cos \theta_{\pi\pi}| \leq 0,6$

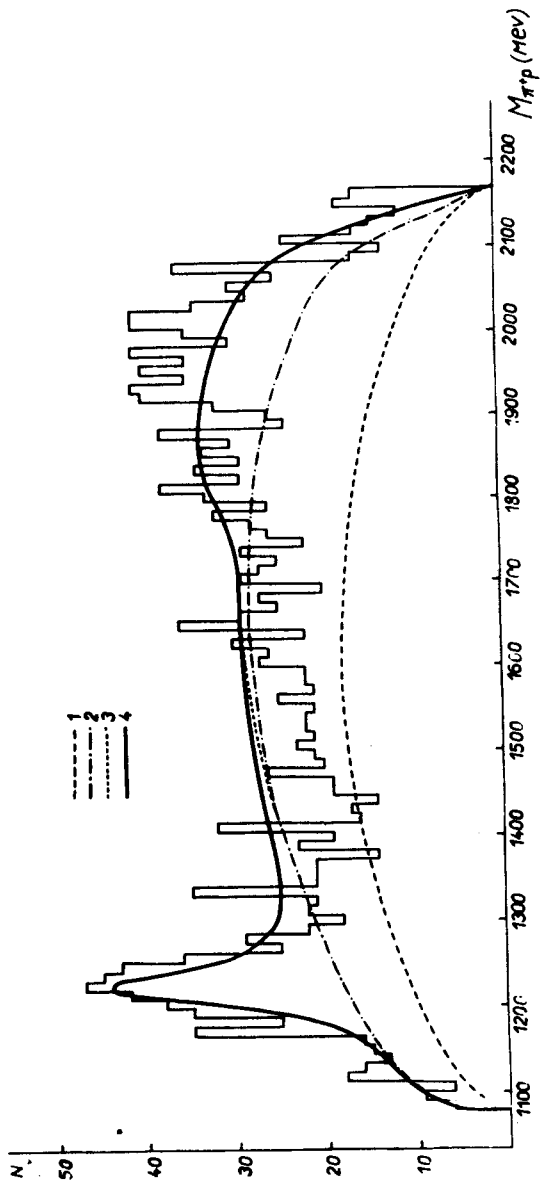


Рис.12. Распределение по  $M_{\pi^+\pi^-}$  для событий  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ . Кривая 1 описывает фазовый объем, 2 - фазовый объем и проекцию  $\rho^+$ -мезона, 3 - фазовый объем и проекции  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N_{1238}^{++}$ , 4 - фазовый объем и проекции  $\rho^-$ -мезона и изобар  $N_{1238}^{++}$ ,  $N_{1238}^{+-}$ .

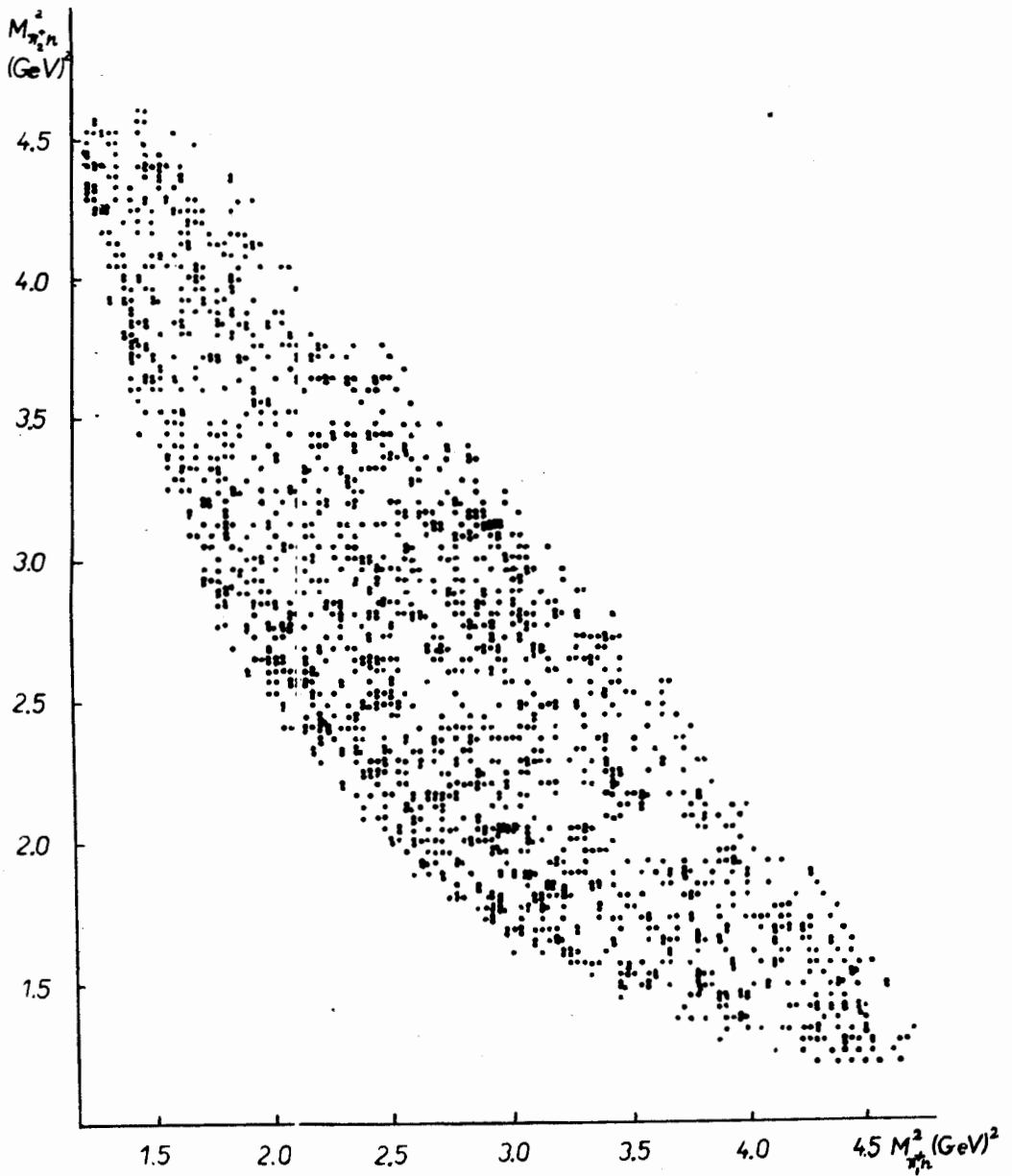


Рис.13. Диеграмма Далитца для событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ .

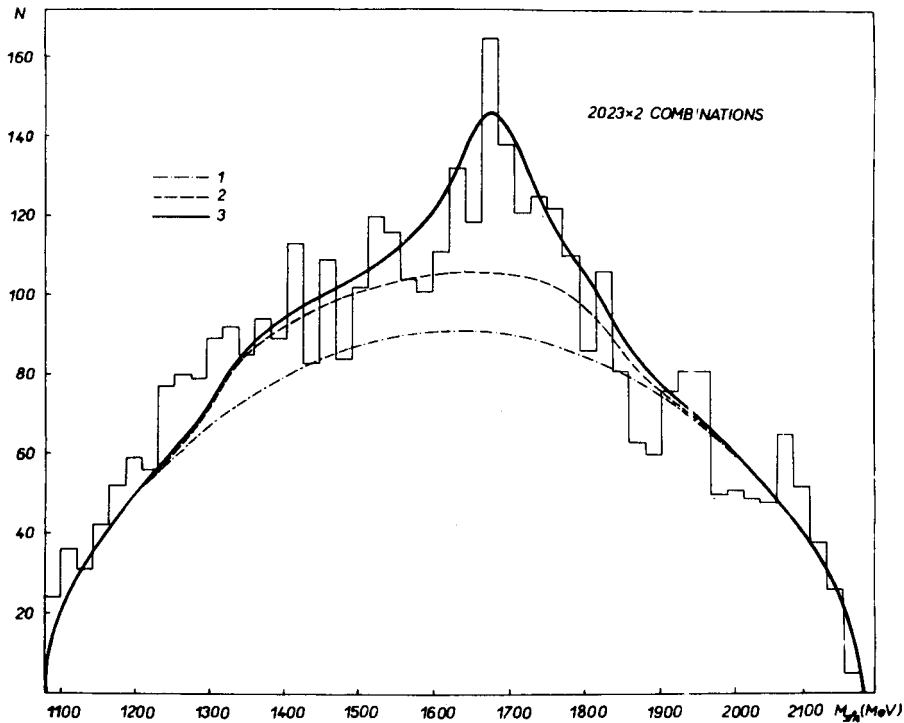


Рис.14. Распределение по  $M_{\pi^+n}^2$  для событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ . Кривая 1 описывает фазовый объем; 2 - фазовый объем и проекция изобары  $N_{1688}^+ \rightarrow \pi_1^+ n$ ; 3 - фазовый объем и проекции изобар  $N_{1688}^+ \rightarrow \pi_1^+ n$ ;  $N_{1688}^+ \rightarrow \pi_2^+ n$ .

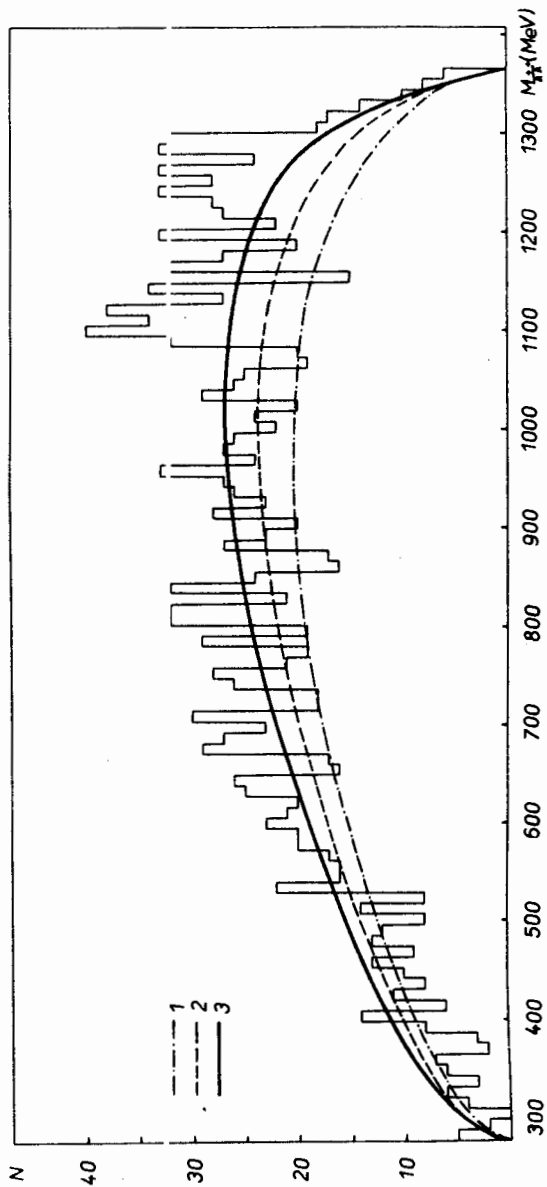


Рис.15. Распределение по  $M_{\pi^+\pi^+}$  для событий  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$ . Кривые означают: 1 - фазовый объем; 2 - фазовый объем и проекцию изобары  $N_{1688}^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$ ; 3 - фазовый объем и проекции изобар  $N_{1688}^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$ ;  $N_{1688}^+ \rightarrow \pi^+ p$ .