

4611

Экз. чит. зала

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4611



Н.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.Каназирски,  
П.Керачев, Р.Ледницки, А.М.Моисеев, А.Прокеш,  
Л.А.Тихонова, А.Б.Фенюк, М.Христов, М.Д.Шафранов

ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ  
В 4-ЛУЧЕВЫХ  $\pi^+$  p- ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 2,34 ГЭВ/С

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1969

**P1 - 4611**

**Н.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.Каназирски,  
П.Керачев, Р.Ледницки, А.М.Моисеев, А.Прокеш,  
Л.А.Тихонова, А.Б.Фенюк, М.Христов, М.Д.Шафранов**

**ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ  
В 4-ЛУЧЕВЫХ  $\pi^+$  p- ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 2,34 ГЭВ/С**

Настоящая статья посвящена изучению рождения резонансов в 4- и 5-частичных конечных состояниях  $\pi^+p$  -взаимодействий при 2,34 Гэв/с.

На снимках, полученных при облучении 40-см жидководородной пузырьковой камеры ОИЯИ /1/  $\pi^+$ -мезонами с импульсом  $2,34 \pm 0,06$  Гэв/с, было отобрано около 8000 4-лучевых  $\pi^+p$ - взаимодействий.

Принятая методика разделения каналов реакций /2-4/ и визуальная оценка ионизации вторичных частиц позволила выделить конечные состояния:

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

$$\rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (2)$$

$$\rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (3)$$

Для определения сечения реакций (1)-(3) величина полного сечения  $\pi^+p$  - взаимодействий при 2,34 Гэв/с, равная  $\sigma_{tot} = 30,6 \pm 0,07$  мб, была взята из работы /5/. Это значение  $\sigma_{tot}$  использовалось для определения полного сечения 4-лучевых  $\pi^+p$ - взаимодействий, которое найдено равным  $\sigma_4 = 7,39 \pm 0,18$  мб. После внесения поправок на вторичные взаимодействия и вклад событий с двумя и более нейтральными частицами сечения каналов (1)-(3) оказались равными:

реакция	число событий	сечение $\sigma$ мб
$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$	3469	$3,74 \pm 0,11$
$\rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	2906	$3,07 \pm 0,10$
$\rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	270	$0,24 \pm 0,01$

Зависимости сечений реакций (1)–(3) от импульса первичных  $\pi^+$ -мезонов в интервале от 1 до 8 Гэв/с [6] приведены на рис. 1–3, откуда видно, что величины сечений, определенные в данной работе, хорошо согласуются с общим ходом сечений при близких энергиях.

Реакция  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

Изучение распределений эффективных масс двух- и трехчастичных комбинаций в реакции (1) позволило обнаружить большой вклад рождения резонансов.

На рис. 4,5 приведены распределения по эффективным массам  $M_{\pi^+ p}$  и  $M_{\pi^+ \pi^-}$ . Видны заметные пики в области масс  $\rho^0$ -мезона и изобары  $N_{1238}^{*++}$ . В распределениях по массам  $M_{p \pi^-}$  и  $M_{\pi^+ \pi^+}$  никаких особенностей не наблюдалось.

Двумерное распределение эффективных масс  $M_{\pi^+ \pi^-}$  и  $M_{\pi^+ p}$  для реакции (1), приведенное на рис. 6, указывает на большой вклад процесса совместного рождения резонансов:



На двумерной диаграмме рис. 6 каждое событие представлено двумя точками, так как в конечное состояние канала [1] входят две тождественные частицы –  $\pi^+$ -мезоны, и поэтому при анализе эффективных масс  $M_{\pi^+ p}$  и  $M_{\pi^+ \pi^-}$  следует рассматривать как равноправные комбинации с  $\pi_1^+$ -мезоном и с  $\pi_2^+$ -мезоном.

Таким образом, каждое событие из реакции (1) входит в гистограммы эффективных масс первый раз как "истинное" и второй раз как "лож-

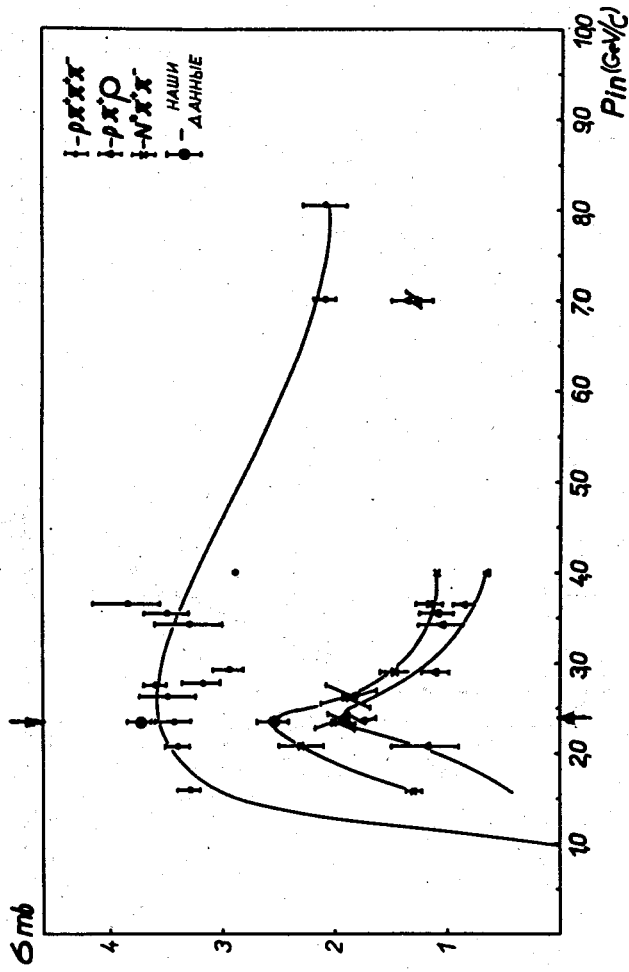


Рис.1. Зависимость сечений реакции:  $\pi^+ p \rightarrow p^+ \pi^+ \pi^-$  от первичного импульса  $\pi^+$ -мезонов.

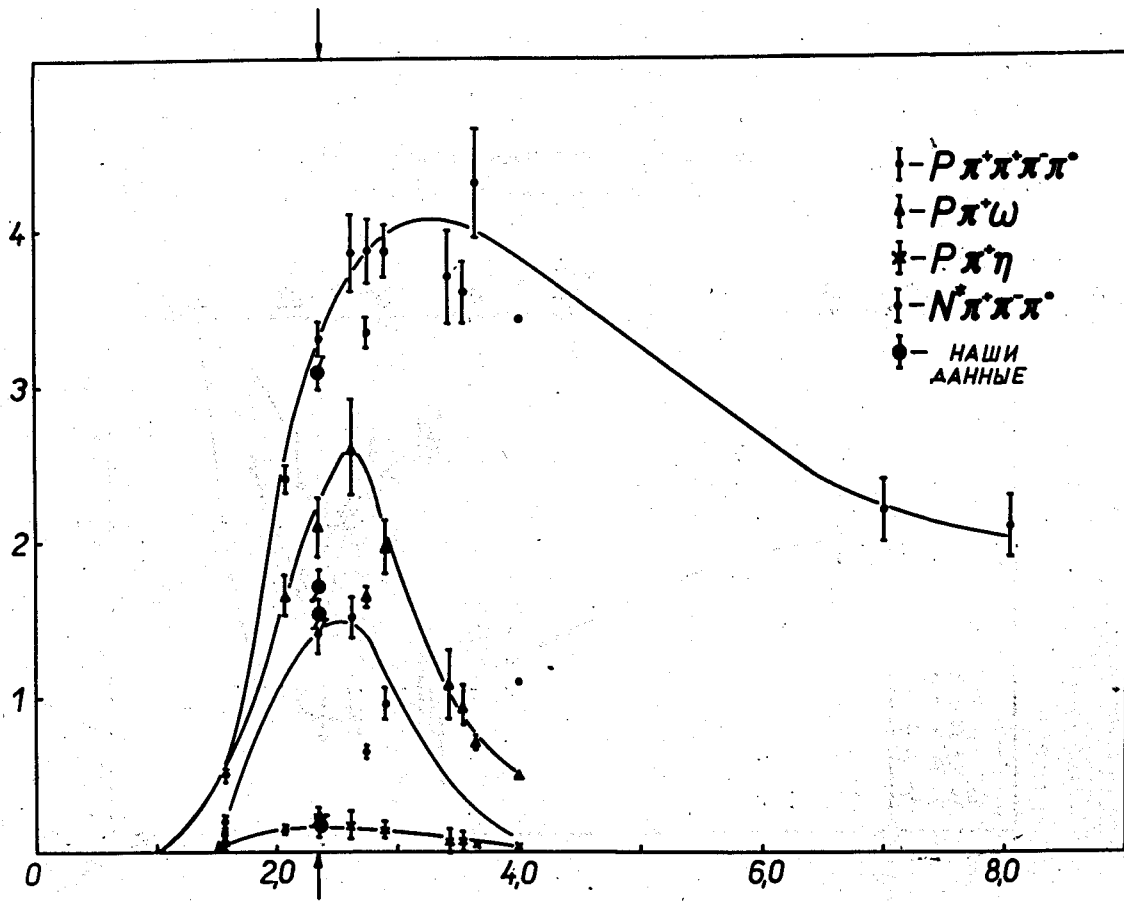


Рис.2. Зависимость сечения реакции:  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$  от первичного импульса  $\pi^+$ -мезонов.

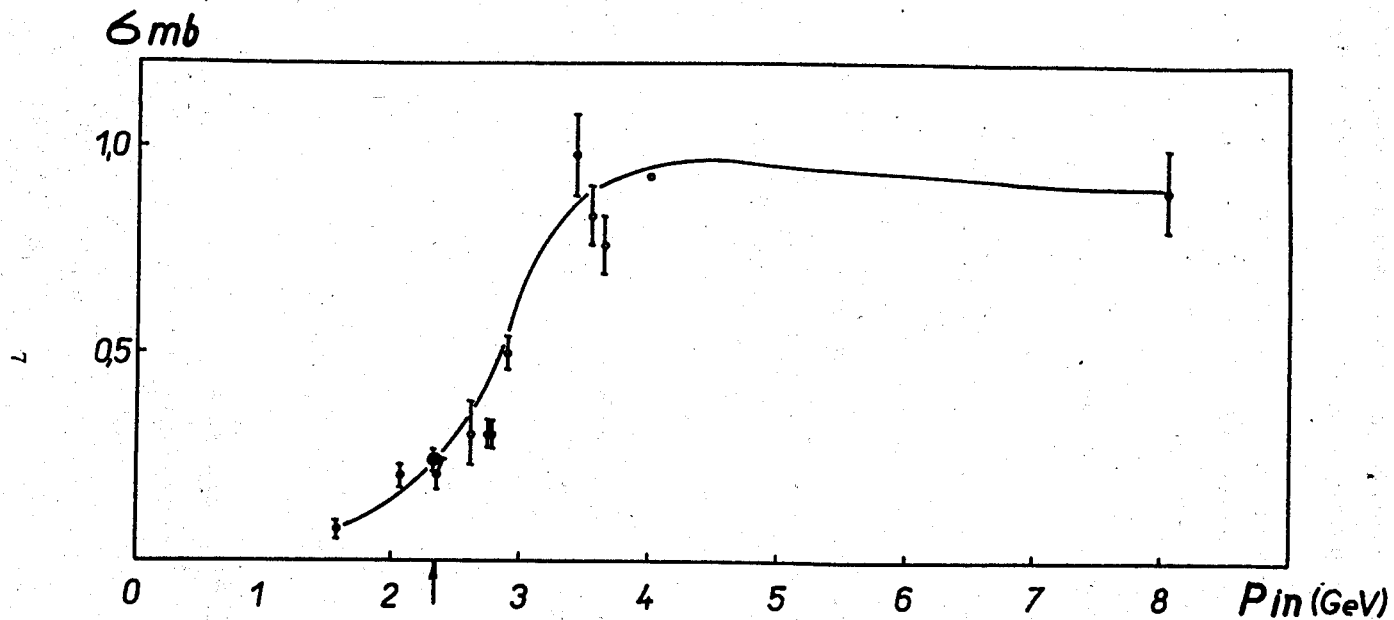


Рис.3. Зависимость сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$  от первичного импульса  $\pi^+$ -мезонов.

ное", увеличивая общий нерезонансный фон. Следовательно, способ оценки фона может существенно повлиять на точность определения сечений рождения резонансов в реакции (1).

Для определения процентного содержания резонансов и их параметров в реакции (1) плотность распределения событий на двумерной диаграмме аппроксимировалась с помощью метода максимального правдоподобия выражением:

$$P_1 dM_1 dM_2 = \frac{1}{2} \left[ a_1 \left( \frac{W_{N^*}}{I_{N^*}} + \tilde{W}_{N^*} \right) + a_2 \left( \frac{W_\rho}{I_\rho} + \tilde{W}_\rho \right) + a_3 \left( \frac{W_{N^*\rho}}{I_{N^*\rho}} + \tilde{W}_{N^*\rho} \right) + 2(1-a_1-a_2-a_3) \frac{W_{p.s.}}{I_{p.s.}} \right] dM_1 dM_2, \quad (5)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  - эффективные массы  $M_{\pi^+\rho}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$ ;  $a_1$  и  $a_2$  - процентное содержание резонансов  $N_{1233}^{*++}$  и  $\rho^0$ ;  $a_3$  - процентное содержание канала  $N^*\rho^0$ ;  $W_{p.s.}$  - выражение для фазового объема 4-х частиц /9/.

$$W_{p.s.} = q_1 q_2 q_{12}, \quad (6)$$

где  $q_1$  - импульс частицы от распада системы  $M_1$  в системе покоя  $M_1$ ;  $q_2$  - импульс частицы от распада системы  $M_2$  в системе покоя  $M_2$ ;  $q_{12}$  - импульс системы  $M_1$  или  $M_2$  в общей системе центра;  $W_\alpha$  в (5) - следующие выражения, означающие произведение релятивистских функций Брайта-Вигнера на фазовый объем распада резонанса и общий фазовый объем 4-х частиц.

$$W_{N^*} = \left[ \frac{a_4 \Gamma_1(a_4, a_5)}{(M_1^2 - a_4^2)^2 + \Gamma_1^2 a_4^2} \right] \frac{M_1}{q_1} W_{p.s.}, \quad (7)$$

$$W_\rho = \left[ \frac{a_6 \Gamma_2(a_6, a_7)}{(M_2^2 - a_6^2)^2 + \Gamma_2^2 a_6^2} \right] \frac{M_2}{q_2} W_{p.s.}, \quad (8)$$



$$W_{N^*\rho} = \left[ \frac{a_4 \Gamma_1(a_4, a_5)}{(M_1^2 - a_4^2)^2 + \Gamma_1^2 a_4^2} \right] \frac{M_1}{q_1} \left[ \frac{a_6 \Gamma_2(a_6, a_7)}{(M_2^2 - a_6^2)^2 + \Gamma_2^2 a_6^2} \right] \frac{M_2}{q_2} W_{p.s.} \quad (9)$$

Здесь:  $a_4$  и  $a_5$  - масса изобары  $N_{1238}^{*++}$  и ее ширина,  $a_6$  и  $a_7$  - масса  $\rho^0$ -мезона и его ширина,  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  - функции для ширины резонансов  $N_{1238}^{*++}$  и  $\rho^0$ , вид которых определяется выражением, полученным Джексоном /9/ в теории возмущений для двухчастичных распадов:

$$\Gamma(\omega) = \Gamma_0 \left( \frac{q}{q_0} \right)^{2\ell+1} \frac{\rho(\omega)}{\rho(\omega_0)} \quad (10)$$

В формуле (10)  $\omega$  - масса резонанса;  $q$  - импульс распадной частицы в системе покоя резонанса;  $\ell$  - орбитальный момент резонанса;  $\Gamma_0$  - истинная ширина резонанса при  $\omega = \omega_0$ , а  $\omega_0$  - истинная масса резонанса;  $q_0$  - импульс  $q$  в системе покоя  $\omega_0$ ,  $\rho(\omega)$  и  $\rho(\omega_0)$  - некоторые функции, зависящие от орбитального момента и четности резонанса, а также четностей и спинов распадных частиц. Выражение (10) в случае резонансов  $N_{1238}^{*++}$  и  $\rho$  принимает вид /9/:

$$\Gamma_1(a_4, a_5) = a_5 \frac{q_1^3(M_1)}{q_1^3(a_4)} \cdot \frac{(M_1 + m_p)^2 - m_\pi^2}{(a_4 + m_p)^2 - m_\pi^2} \cdot \frac{a_4^2}{M_1^2} \quad (11)$$

$$\Gamma_2(a_6, a_7) = a_7 \frac{q_2^3(M_2)}{q_2^3(a_6)} \cdot \frac{a_6}{M_2} \quad (12)$$

$I_\alpha$  в выражении (5) означают нормировочные интегралы вида:

$$I_\alpha = \int_{M_{1\min}}^{M_{1\max}} \int_{M_{2\min}}^{M_{2\max}} W_\alpha dM_1 dM_2 \quad (13)$$

Как уже отмечалось выше, существенный вклад в нерезонансный фон в реакции (1) могут давать эффективные массы "ложных" комбинаций. В настоящей работе плотность распределения "ложных" комбинаций на дву-

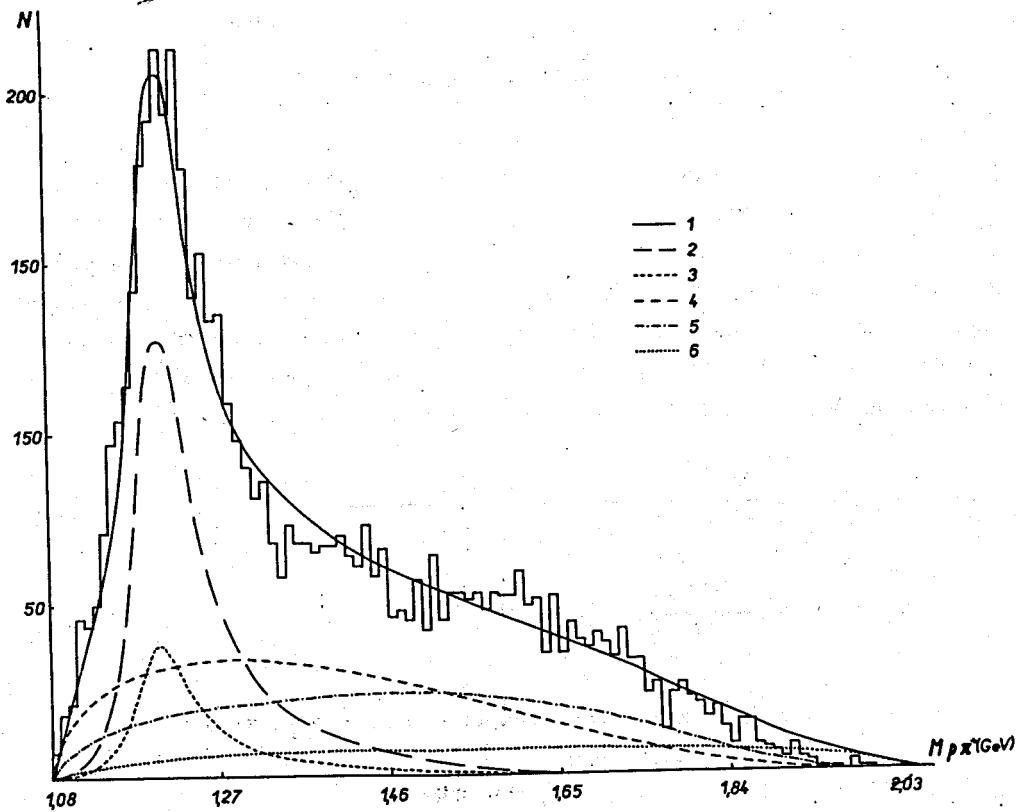


Рис.4. Распределение по эффективной массе  $M_{\pi^+\pi^-}$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ .  
 Кривая 1 описывает суммарный вклад всех процессов, кривая 2 - вклад совместного рождения  $N^* \rho^0$ , 3 - вклад одиночного рождения  $N^*_{338}$ , 4 - фазовый объем, 5 и 6 - вклады "ложных" комбинаций  $M_{\pi^+\pi^-}$  для  $N^* \rho^0$  и  $N^* \pi^+ \pi^-$  соответственно.

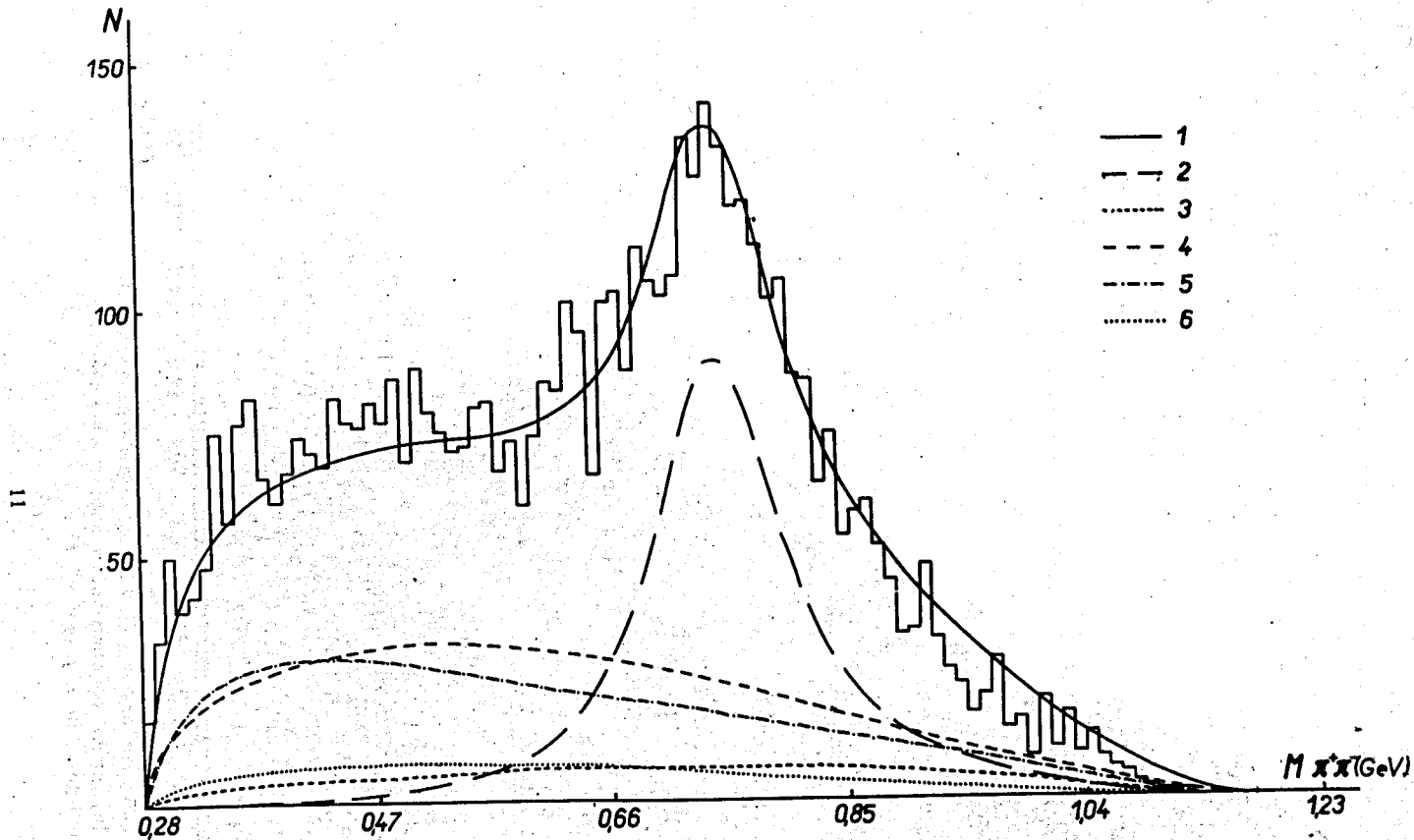


Рис.5. Распределение по эффективной массе  $M_{\pi^+\pi^-}$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ . Кривая 1 описывает суммарный вклад всех процессов, кривая 2 - вклад совместного рождения  $N^*\rho^0$ , 3 - вклад одиночного рождения  $N_{1238}^*$ , 4 - фазовый объем, 5 и 6 - вклады "ложных" комбинаций  $M_{\pi^+\pi^-}$  для  $N^*\rho^0$  и  $N_{\pi^+\pi^-}^*$  соответственно.

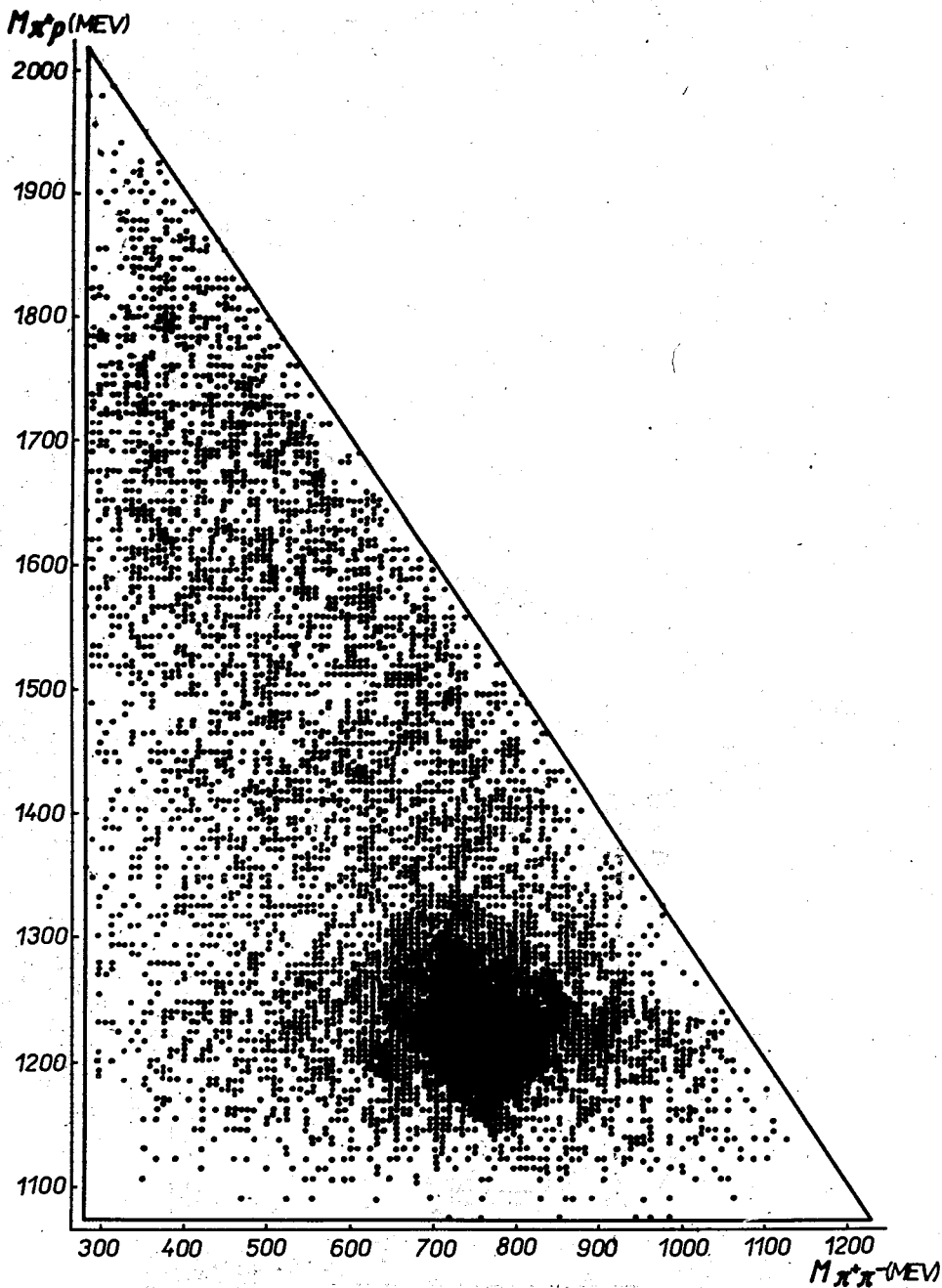


Рис.6. Двумерное распределение эффективных масс  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow \rho^+\pi^+\pi^-\pi^-$ .

мерной диаграмме ( $M_{\pi^+p}$  vs  $M_{\pi^+\pi^-}$ ) определялась методом Монте-Карло. С помощью программы ФОРС /13/ разыгрывались "ложные" массы  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$  для каналов  $\pi^+p \rightarrow N_{1238}^{*++} \pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+p \rightarrow \rho^0 \pi^+p$  и  $\pi^+p \rightarrow N_{1238}^{*++} \rho^0$ . При розыгрыше были использованы экспериментальные угловые распределения для рождения и распада резонансов  $N_{1238}^{*++}$  и  $\rho^0$ .

На рис. 7 приведены нормированные на одинаковую площадь распределения эффективных масс  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$  "ложных" комбинаций и для сравнения - кривые, соответствующие расчету по фазовому объему.

Отчетливо видно отличие приведенных распределений от фазового объема. В связи с этим в выражение (5) для  $P_1 dM_1 dM_2$  включены функции  $\tilde{W}_a$  распределений  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$  "ложных" комбинаций, вычисленные методом Монте-Карло и заданные в виде таблиц.

Выражение (5) для плотности распределения событий составлено без учета интерференционных эффектов.

При минимизации функции правдоподобия:

$$L^2 = -2 \sum_{i=1}^{2n} \ln P_i, \quad (14)$$

где  $n$  - число событий реакции (1), с помощью модифицированной стандартной программы /8/ СП-123 определялись оптимальные оценки параметров  $a_1, \dots, a_7$ , значения которых приведены в таблице 1.

Наиболее интересными результатами следует считать большой процент совместного рождения резонансов  $N_{1238}^{*++} \rho^0$  ( $\approx 53\%$ ) и отсутствие одиночного рождения  $\rho^0$ -мезона в реакции (1).

На рис. 4,5 видно, что суммарные кривые, вычисленные на основе данных таблицы 1, хорошо описывают одномерные распределения эффективных масс  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$ .

Способ определения параметров резонансов, аналогичный описанному, применялся при изучении 4- и 5-частичных реакций в  $k^+p$ -взаимодействиях /10,11/. При исследовании же реакции (1) в  $\pi^+p$ -взаимодействиях, как установлено Вальтером /12/, применялись более грубые способы оценки сечений. Эти способы основаны, как правило, на аппроксимации одномерных распределений эффективных масс без введения выраже-

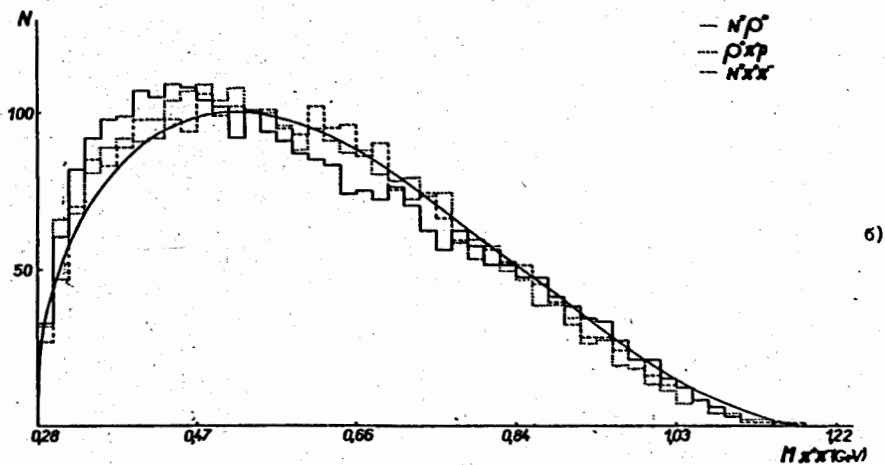
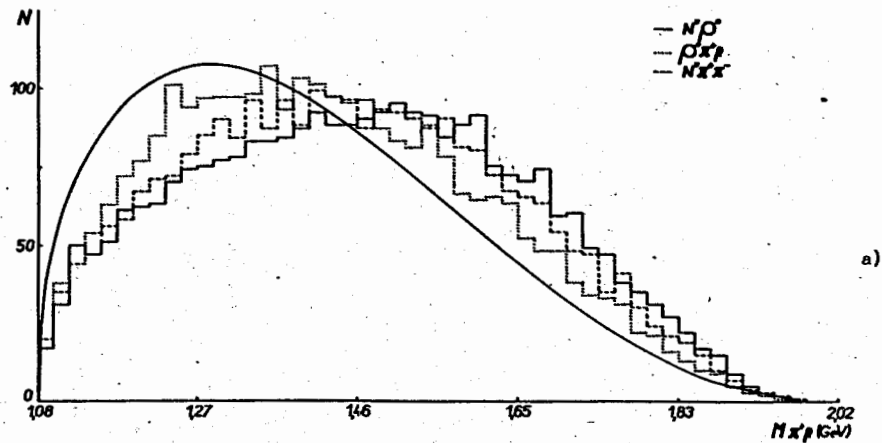
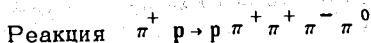


Рис.7. Распределения эффективных масс  $M_{\sigma^+ p}$  (а) и  $M_{\sigma^+ \pi}$  (б). "ложных" комбинаций в реакции (1), полученные методом Монте-Карло. Сплошная кривая соответствует расчету по фазовому объему.

ТАБЛИЦА I

РЕАКЦИЯ	%	СЕЧЕНИЯ (мб)	МАССА РЕЗОНАНСА $M_0$ (мэв)	ШИРИНА РЕЗОНАНСА	
				$\Gamma_0$ (мэв)	$\delta_0$ (мэв)
$\pi^+p \rightarrow N^*\rho$	$52,8 \pm 2,50$	$1,97 \pm 0,10$	$M_{N^*} = 1215 \pm 2,7$ $M_\rho = 747 \pm 2,9$	$\Gamma_{N^*} = 10,77 \pm 11,7$ $\Gamma_\rho = 12,74 \pm 9,8$	—
$\rightarrow N^*\pi^+\pi^-$	$15,7 \pm 3,20$	$0,59 \pm 0,12$			
$\rightarrow \rho\pi^+$	0	0			
$\rightarrow \rho\pi^+\pi^+$	$31,5 \pm 4,05$	$1,18 \pm 0,15$			
$\pi^+p \rightarrow N^*\omega$	$50,1 \pm 2,9$	$1,54 \pm 0,09$	$M_{N^*} = 1228 \pm 5,0$ $M_\omega(B) = 787 \pm 0,9$ $M_\omega(\Gamma) = 788 \pm 1,0$ $M_\eta = 553 \pm 4,2$	$\Gamma_{N^*} = 13,72 \pm 22$ $\Gamma_\omega = 4,32 \pm 2,4$	—
$\rightarrow N^*\eta^0$	$5,9 \pm 0,7$	$0,18 \pm 0,02$			
$\rightarrow N^*\pi^+\pi^0$	0	0			
$\rightarrow \omega\pi^+\pi^0$	$4,9 \pm 2,9$	$0,15 \pm 0,09$			
$\rightarrow \rho\pi^+\pi^+\pi^0$	$39,1 \pm 3,0$	$1,20 \pm 0,09$			
					$\delta_\omega = 26,4 \pm 0,9$ $\delta_\eta = 28,5 \pm 2,9$

ний типа (9) с двойной функцией Брайта-Вигнера для совместного рождения резонансов, а также без учета отличного от фазового объема вклада "ложных" комбинаций эффективных масс. Сравнение сечения для канала  $\pi^+ p \rightarrow N^{*++} \rho^0$ , полученного в настоящей работе, с данными других работ<sup>7,12/</sup> показывает, что сечение совместного рождения резонансов  $N^{*++} \rho^0$ , определенное методом максимального правдоподобия с учетом вклада "ложных" комбинаций, оказывается выше значений сечений при близких энергиях (см. рис. 8), данные же для сечений одиночного рождения резонансов в реакции (1) хорошо согласуются с общим ходом сечений при энергиях 1-8 Гэв.



Анализ эффективных масс 2- и 3-частичных комбинаций в реакции (2) указал на заметное рождение изобары  $N_{1238}^{*++}$  в системе " $\pi^+ p$ ", " $\omega^0$ " и " $\eta^0$ " - мезонов в системе " $\pi^+ \pi^- \pi^0$ " (см. рис. 9,10). В эффективных массах других комбинаций никаких особенностей не наблюдалось.

На двумерной диаграмме ( $M_{\pi^+ p}$  vs  $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$ ) для реакции (2), приведенной на рис. 11, отчетливо видны скопления точек в областях, соответствующих одновременному образованию резонансов в каналах:



Распределение событий на двумерной диаграмме аппроксимировалось по аналогии с выражением (5) функцией вида:

$$P_1 dM_1 dM_2 = \frac{1}{2} \left[ a_1 \left( \frac{W_{N^*}}{I_{N^*}} + \bar{W}_{N^*} \right) + a_2 \left( \frac{W_{\omega}}{I_{\omega}} + \bar{W}_{\omega} \right) + a_3 \left( \frac{W_{N^* \omega}}{I_{N^* \omega}} + \bar{W}_{N^* \omega} \right) + a_4 \left( \frac{W_{N^* \eta}}{I_{N^* \eta}} + \bar{W}_{N^* \eta} \right) + 2 \left( 1 - \sum_{i=1}^4 a_i \right) \frac{W_{p.s.}}{I_{p.s.}} \right] dM_1 dM_2. \quad (17)$$



Здесь  $M_1$  и  $M_2$  означают эффективные массы  $M_{\pi^+\rho}$  и  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ ;  $a_1 \dots a_4$  - процентные вклады резонансов  $N^{*++}$ ,  $\omega^0$ ,  $N^{*++}\omega^0$  и  $N^{*++}\eta^0$ , соответственно.

Функции  $W_a$ ,  $I_a$  и  $\tilde{W}_a$  имеют тот же смысл, что и в выражении (5). Для фазового объема пятичастичного состояния  $\rho^+\pi^+\pi^-\pi^0$  использовалось выражение:

$$W_{p.s.} = q_1 q_{12} S_3(M_{21}, 3\pi), \quad (18)$$

где:  $q_1$  - импульс вторичного протона в системе покоя  $M_1$ ;  $q_{12}$  - импульс системы  $M_1$  или  $M_2$  в общей системе центра;  $S_3(M_2, 3\pi)$  имеет смысл фазового объема при распаде системы  $M_2$  на  $3\pi$ -мезона и равно:

$$S_3(M_2, 3\pi) = \frac{\pi^2 M_2^2}{8} (1 + 0,997 \frac{m_\pi^2}{M_2^2}) (1 - \frac{m_\pi}{M_2})^{3/2} (1 - 9 \frac{m_\pi^2}{M_2^2})^2 \quad (19)$$

Поскольку  $\eta^0$ -мезон является очень узким резонансом (его ширина  $\approx 3$  кэв) - практически линией по сравнению с экспериментальным разрешением по массе ( $\approx 15$  мэв) - то в выражении  $W_\eta$  вместо спектральной функции Брайта-Вигнера для  $\eta^0$ -мезона использовалась Гауссова функция распределения вида:

$$W_\eta = \left( \frac{1}{a_{10} \sqrt{2\pi}} \exp \left[ - \frac{(M_2 - a_9)^2}{2a_{10}^2} \right] \right) \frac{1}{S_3(M_2, 3\pi)} \quad (20)$$

Здесь:  $a_9$  и  $a_{10}$  - масса  $\eta^0$ -мезона и  $\sigma_\eta$  - стандартное отклонение гауссовского распределения, соответственно.

Для  $\omega$ -мезона, истинная ширина которого ( $\approx 12$  мэв) сравнима с экспериментальной точностью определения  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ , кроме выражения типа (17), применялась также и Гауссова функция распределения. Как видно из таблицы 1, результаты аппроксимации в обоих случаях оказались практически совпадающими.

<sup>x/</sup> Формула (19) выведена Г.И. Копыловым.

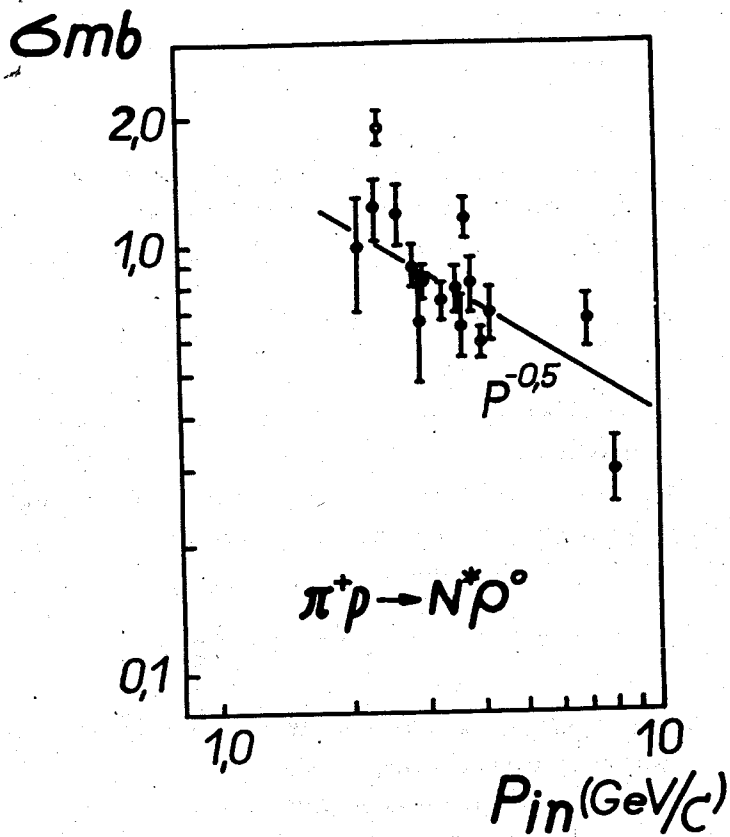


Рис.8. Зависимость сечения процесса  $\pi^+ p \rightarrow N^* \rho^0$  от первичного импульса  $\pi^+$ -мезона. Белый кружок  $\phi$  - данные настоящей работы.

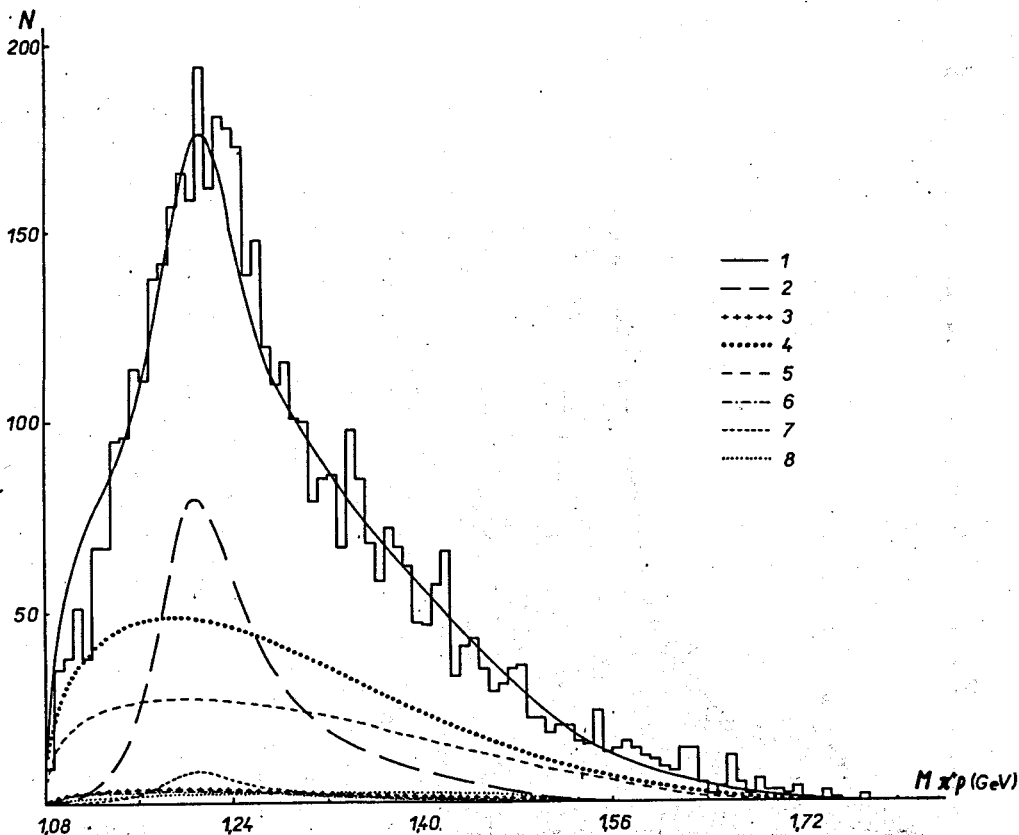


Рис.9. Распределение по эффективной массе  $M_{\pi^+}$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Кривая 1 описывает суммарный вклад всех процессов, кривая 2 - совместное рождение  $N^* \omega^0$ , 3 - совместное рождение  $N^* \eta^0$ , 4 - одиночное рождение  $\omega^0$ -мезона, 5 - фазовый объем, 6,7,8 - вклады "ложных" комбинаций в каналах  $N^* \omega^0$ ,  $N^* \eta^0$  и  $p \pi^+ \omega^0$  соответственно.

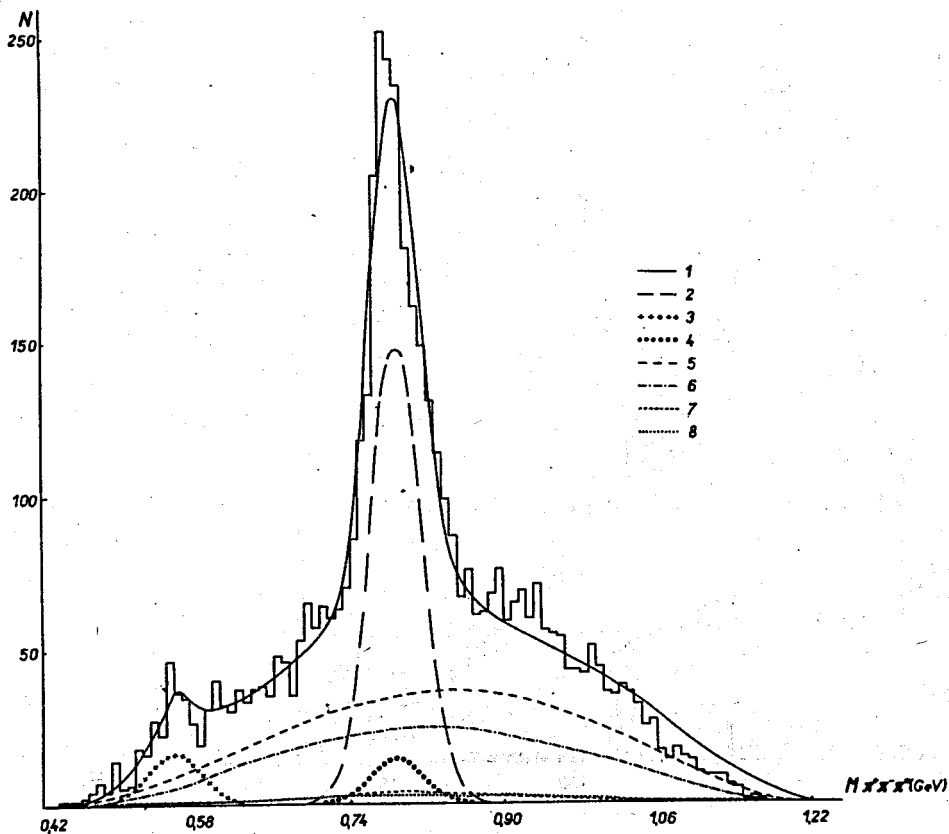


Рис.10. Распределение по эффективной массе  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow r\pi^+\pi^-\pi^0$ . Кривая 1 описывает суммарный вклад всех процессов, кривая 2 - совместное рождение  $N^*\omega^0$ , 3 - совместное рождение  $N^*\eta^0$ , 4 - одиночное рождение  $\omega^0$ -мезона, 5 - фазовый объем, 6,7,8 - вклады "ложных" комбинаций в каналах  $N^*\omega^0$ ,  $N^*\eta^0$  и  $r\pi^+\omega^0$  соответственно.

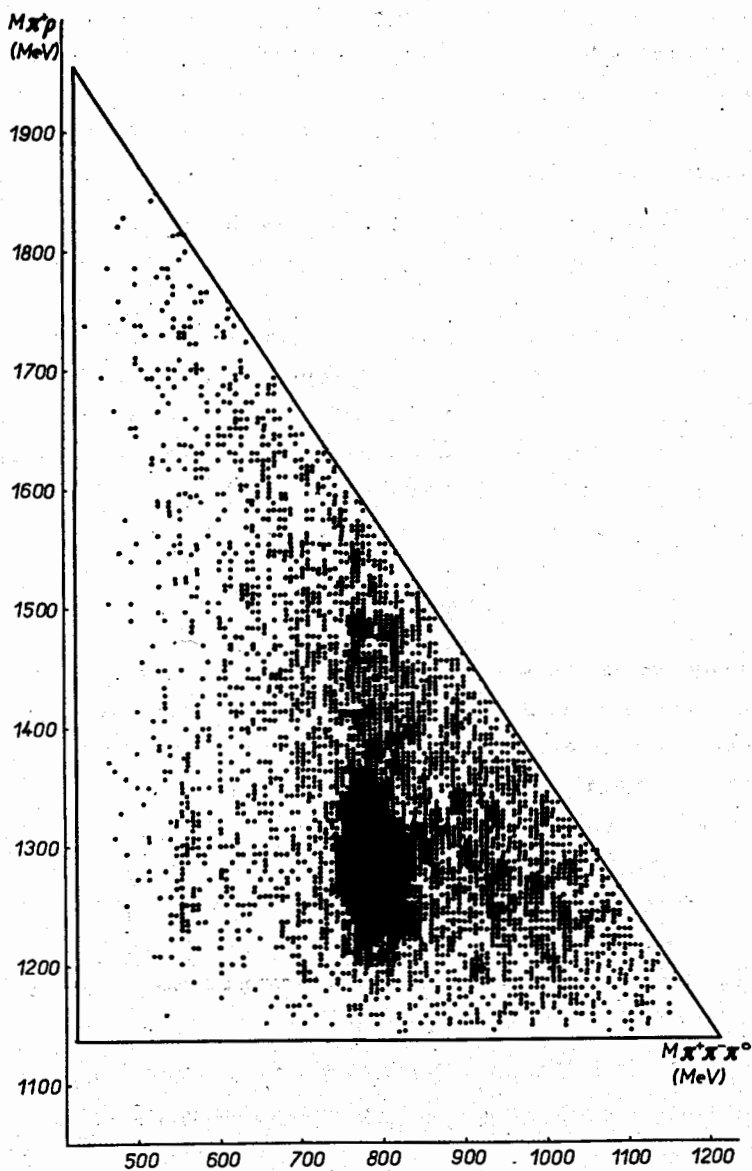


Рис.11. Двумерное распределение эффективных масс  $M_{\pi^+ p}$  и  $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ .

Необходимость вычисления  $\bar{W}_\alpha$  методом Монте-Карло для "ложных" комбинаций  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  в случае реакции (2) иллюстрируется рис. 12, откуда видно отличие полученных распределений от фазовой кривой.

Оценки параметров в выражении (17), полученные при минимизации функции правдоподобия (14), приведены в таблице 1. Как и в случае реакции (1), наблюдается большой вклад совместного рождения резонансов  $N_{1238}^{*++}\omega^0$  ( $\approx 51\%$ ) и  $N_{1238}^{*+}\rho^0$  ( $\approx 6\%$ ), а также одиночное рождение  $\omega^0$ -мезона. Одиночное рождение изобары  $N_{1238}^{*++}$  практически отсутствует. Как видно из рис. 9,10, суммарные кривые, вычисленные с учетом параметров из таблицы 1, хорошо описывают распределения эффективных масс  $M_{\pi^+p}$  и  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ .

На рис. 2 и 13 приведены сечения одиночного и совместного рождения резонансов в реакции (2) для интервала первичных импульсов 1-8 Гэв/с [7]. Как и в случае реакции (1), сечение совместного рождения резонансов, определенное в настоящей работе, оказывается выше данных других работ при близких энергиях.

### Реакция $\pi^+p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$

В конечном состоянии реакции (3) присутствуют 3 тождественные частицы -  $3\pi^+$ -мезона, поэтому общий нерезонансный фон за счет вклада комбинаций со всеми  $\pi^+$ -мезонами становится особенно велик. В распределении эффективных масс  $M_{n\pi^-}$  - в реакции (3) виден пик, соответствующий изобаре  $N_{1238}^*$  (см. рис. 14). Аппроксимация распределения  $M_{n\pi^-}$  выражением с учетом функции Брайта-Вигнера для изобары и нерезонансного фона позволила определить сечение рождения изобары  $N_{1238}^{*+} \rightarrow n\pi$ . Оно оказалось равным  $\sigma_{N^*} = 0,14 \pm 0,02$  мб.

В спектрах масс всех других 2- и 3-частичных комбинаций реакции (3) никаких особенностей не наблюдалось.

В заключение авторы выражают благодарность Г.И. Копылову и В.Е. Комоловой за ряд полезных консультаций и дискуссий.

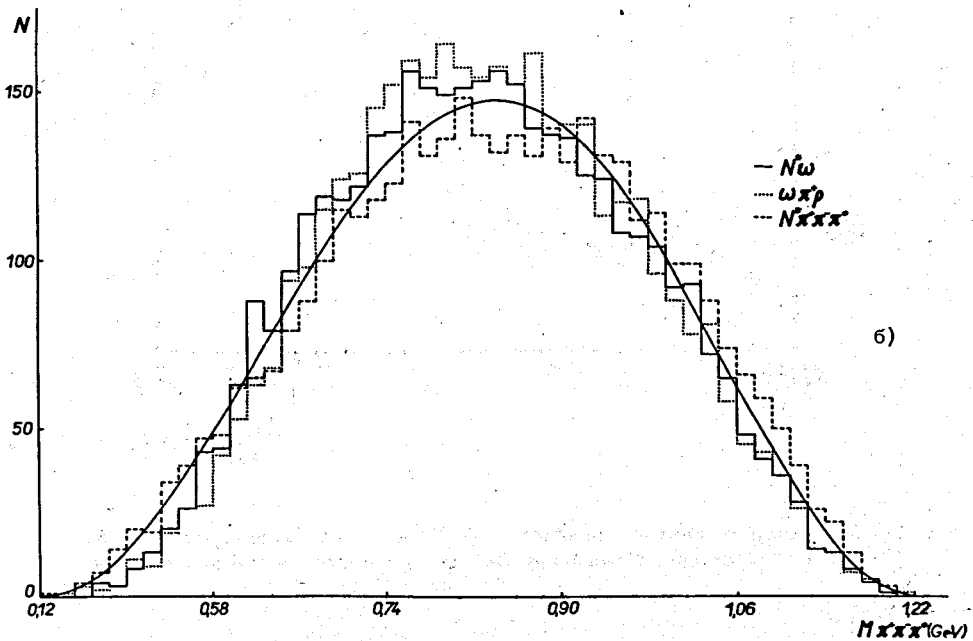
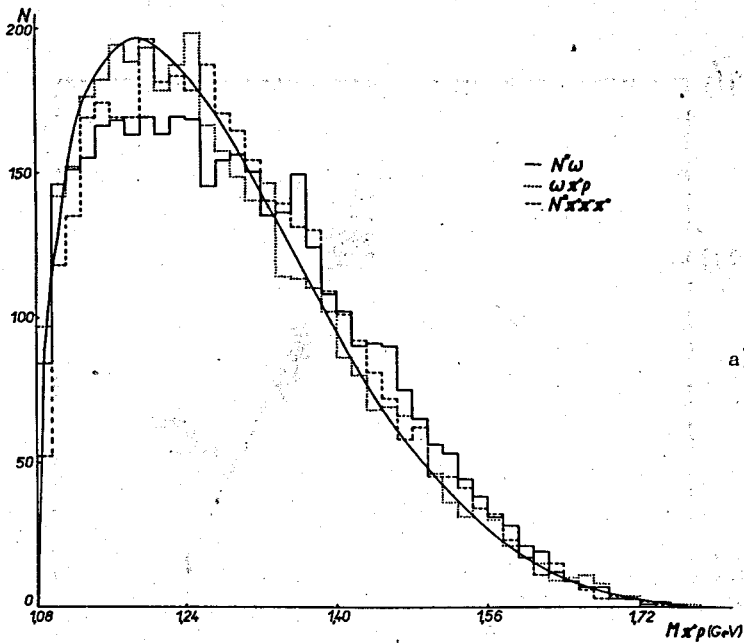


Рис.12. Распределения эффективных масс  $M_{\pi^+\rho}$  (а) и  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  (б) "ложных" комбинаций в реакции (2), полученные методом Монте-Карло. Сплошная кривая соответствует расчету по фазовому объему.

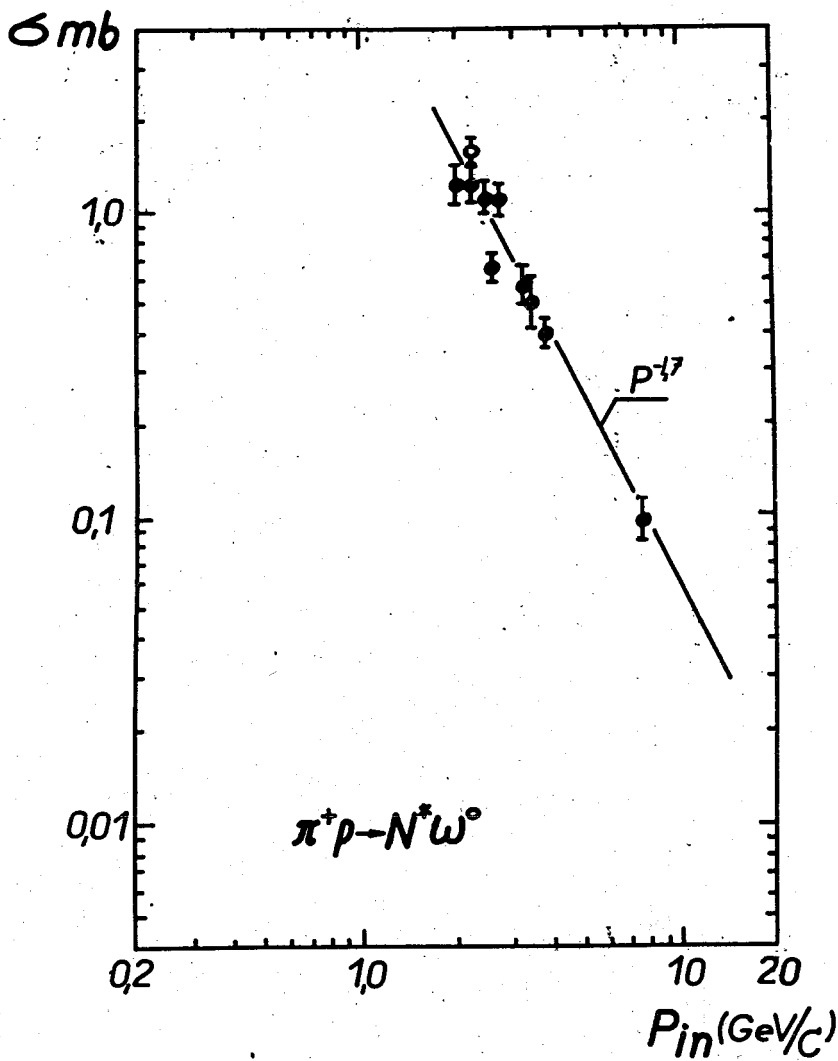


Рис.13. Зависимость сечений реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega^0$  от первичного импульса  $\pi^+$ -мезонов. Белый кружок  $\phi$  - данные настоящей работы.



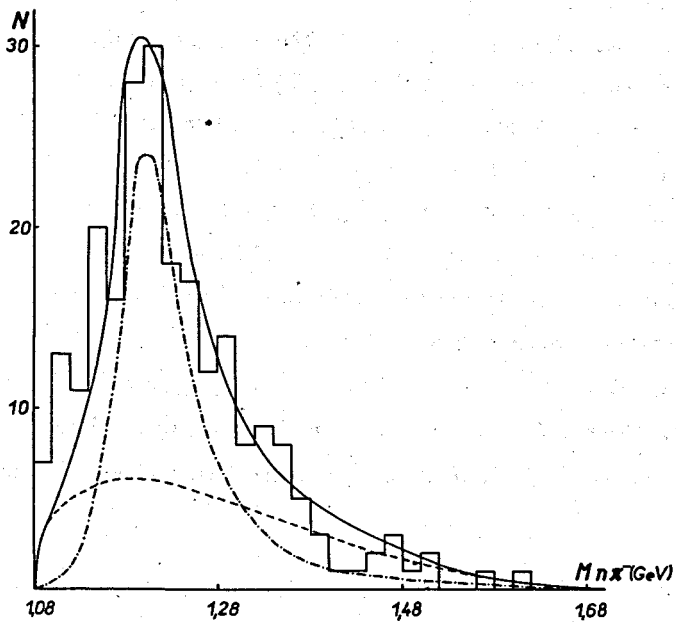


Рис.14. Распределение эффективных масс  $M_{n\pi^-}$  в реакции  $\pi^+ p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$ . Пунктирные кривые описывают отдельно фазовый объем и рождение изобары  $N_{1233}^*$ . Сплошная кривая - суммарная.

Л и т е р а т у р а

1. А.В. Белоногов, Е.И. Дьячков, А.Г. Зельдович, А.М. Моисеев, М.Д. Шафранов. Препринт ОИЯИ 2554, Дубна 1965.
2. И.М. Граменицкий, А.М. Моисеев, Л.А. Тихонова, М.Д. Шафранов. Препринт ОИЯИ 10-3772, Дубна 1968.
3. Т.В. Рыльцева, Л.А. Тихонова. Препринт ОИЯИ 11-3458, Дубна 1967.
4. З.М.Иванченко, А.Ф. Лукьянцев, В.И. Мороз, А.Д. Макаренкова, Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ Р-2399, Дубна 1965.
5. A.Citron et al. Phys. Rev. Lett., 13, 205 (1964).
6. P.Daronian et al. Nuovo Cim., 41, 503 (1966).
7. D.R.O.Morrison. CERN-TC 66-20 (1966).
8. И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ 11-3362, Дубна 1967.
9. I.D.Jackson. Nuovo Cim., v.34, 1644 (1964).
10. V.Jongejans. Ecole Internationale de la Physique des Particules Elementaries. Gerceg Novi, 1968.
11. M.Ferro-Luzzi et al. Nuovo Cim., v.39, 417 (1965).
12. M.Walter. Preprint PHE 69-1. Berlin-Zeuthen, 1969.
13. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-2027, Дубна 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 июля 1969 года.