

А-646

3/III-69

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4271



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

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА РОЖДЕНИЯ  
РЕЗОНАНСОВ  $\rho^+$  И  $N^{*++}$  В ДВУХЛУЧЕВЫХ  
 $\pi^+ p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 2,34 ГЭВ/С

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1969

P1 - 4271

77/4/2 чр.

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

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА РОЖДЕНИЯ  
РЕЗОНАНСОВ  $\rho^+$  И  $N^{*++}$  В ДВУХЛУЧЕВЫХ  
 $\pi^+ p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 2,34 ГЭВ/С



В работах /1-3/ для описания процессов рождения и распада резонансов в неупругих соударениях, приводящих к трехчастичным конечным состояниям, был развит формализм в терминологии элементов спиновой матрицы плотности. Элементы спиновой матрицы плотности могут быть найдены экспериментально из угловых распределений продуктов распада резонансов.

В настоящей работе, являющейся продолжением работ /4-6/, этот формализм был применен к исследованию реакций



при импульсе первичных  $\pi^+$ -мезонов 2,34 Гэв/с.

К.Готфридом и Дж.Джексоном /1/ показано, что элементы спиновой матрицы плотности будут зависеть от квантовых чисел промежуточной обменной системы  $e$  (рис. 1) и выбора системы координат. Если за ось квантования  $z$  выбрано направление первичной частицы в системе покоя резонанса, за ось  $y$  - направление нормали к плоскости рождения резонанса, а ось  $x$  составляет правую систему координат (рис. 2), то угловое распределение  $\pi^+$ -мезонов от распада  $\rho^+$ - мезона можно записать, согласно (1), как

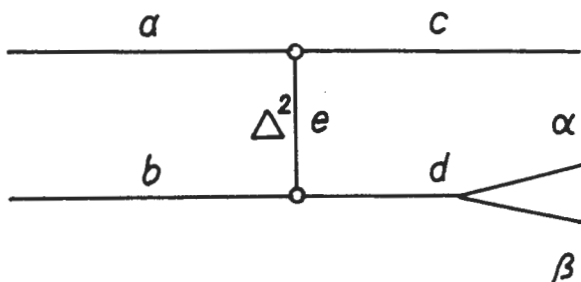


Рис. 1. Диаграмма, описывающая OPE-модель рождения резонанса.

$$W(\cos \theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos \phi \right\},$$

а угловое распределение протона от распада изобары -

$$W(\cos \theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{6}(1 + 4\rho_{33}) + \frac{1}{2}(1 - 4\rho_{33}) \cos^2 \theta - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{31} \sin 2\theta \cos \phi \right\}.$$

В рамках периферической модели значения элементов спиновой матрицы плотности в указанной системе координат имеют простую физическую интерпретацию.

Рождение резонансов  $\rho^+$  и  $N^{*++}$  в реакциях (1) и (2) при 2,34 ГэВ/с носит периферический характер, что иллюстрируется рис. 3-5. На рис. 3 изображена диаграмма Чу и Лоу для процесса  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ , т.е. зависимость квадрата четырехмерного импульса, переданного системе  $\pi^+ \pi^0$ , от квадрата эффективной массы системы  $\pi^+ \pi^0$ . Точки на диаграмме группируются в полосу  $\rho^+$ - мезона (0,50-0,75) ГэВ<sup>2</sup> в районе малых переданных импульсов  $|t|$ . На рис. 4 и 5 изображены распределения  $\frac{\Delta N}{\Delta |t|}$  для  $\rho^+$ - мезона и изобары  $N^{*++}$  соответственно.

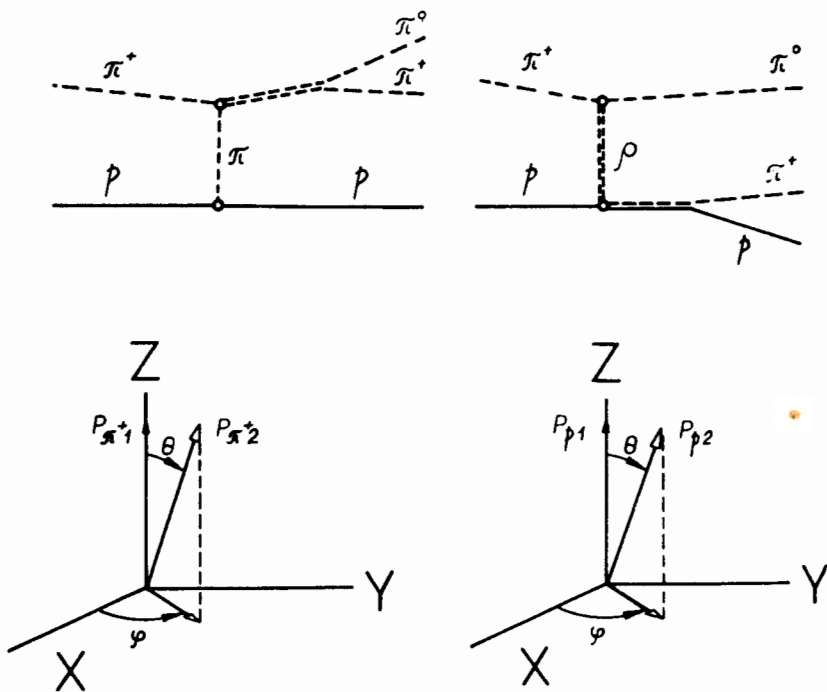


Рис. 2. Одномезонные диаграммы для процессов рождения  $\rho^+$ - мезона и изобары  $N^{*++}$ .  
 [ Расположение координатных осей в системе покоя резонансов  $\rho^+$ - мезона и изобары  $N^{*++}$ .

Экспериментальные данные об элементах  $\rho_{mm}^+$ , спиновой матрицы плотности этих резонансов и зависимости  $\frac{d\rho_{mm}^+}{dt}$  весьма интересны с точки зрения проверки правильности предсказания некоторых моделей периферических взаимодействий.

### Процедура обработки

При анализе распадов резонансов из реакции (1) и (2) существует определенная трудность, связанная с интерференцией амплитуд рождения  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N^{*++}$  которая возможна в области пересечения полос  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N^{*++}$  на диаграмме Далитца (рис. 6). Если все события из этой области отнести к процессу рождения одного из резонансов ( $N^{*++}$  или  $\rho^+$ ), то это приведет к искажению угловых распределений. Эти факты иллюстрируются рис. 7, на котором представлены распределения по  $\cos\theta$  и  $\phi$  для  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N^{*++}$ . Сплошной толстой линией показаны распределения для  $\rho^+$  и  $N^{*++}$ , включая события из области пересечения полос; пунктирной линией — те же события, за исключением событий из области пересечения.

В целях устранения влияния области пересечения полос  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N^{*++}$  на диаграмме Далитца в настоящей работе была применена процедура "переселения", основанная на принципе, предложенном Эберхардом и Припштейном<sup>/7/</sup>. Процедура переселения осуществлялась в процессе статистической обработки с помощью программы МИНИСТАР<sup>/8/</sup> и для изобары  $N^{*++}$  она заключалась в следующем:

1) Из анализа исключались все события, попавшие в область пересечения полос  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N^{*++}$ .

2) Для каждого события вне области пересечения, но внутри полосы  $N^{*++}$ , по данному значению квадрата эффективной массы  $M_i^2$  системы  $\pi^+\rho$  находились величины  $A_i'$  и  $A_i''$ , соответствующие пересечению линии  $M_i^2 = \text{Const}$  с границами полосы В-области, сопряженной полосе  $\rho^+$ -мезона относительно  $\cos\theta_p^* = 0$  (рис. 6).

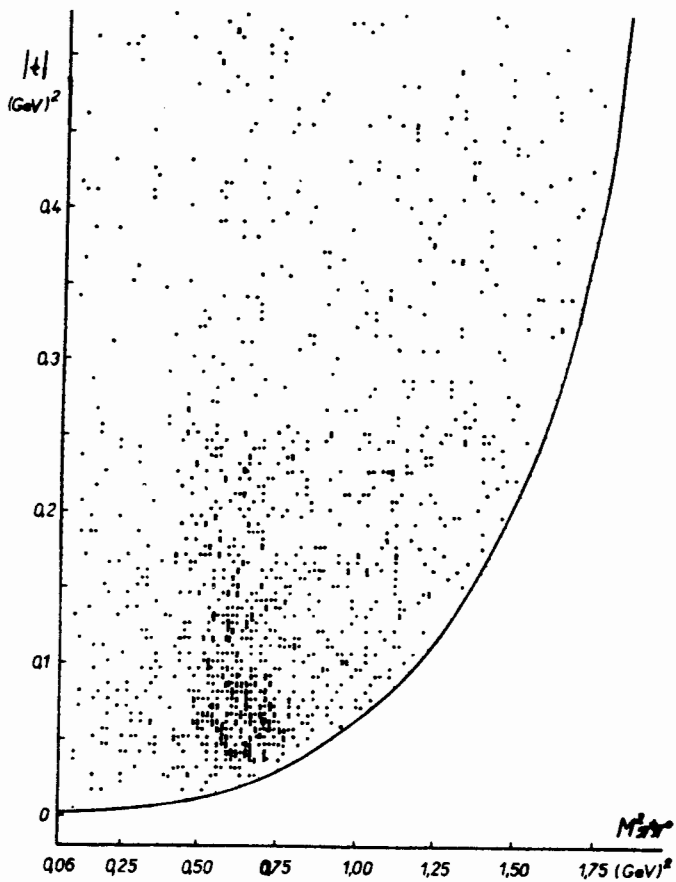


Рис. 3. Диаграмма Чу и Лоу для реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ , описывающая зависимость квадрата четырехмерного переданного импульса системе  $\pi^+ \pi^0$  от квадрата эффективной массы системы  $\pi^+ \pi^0$ .

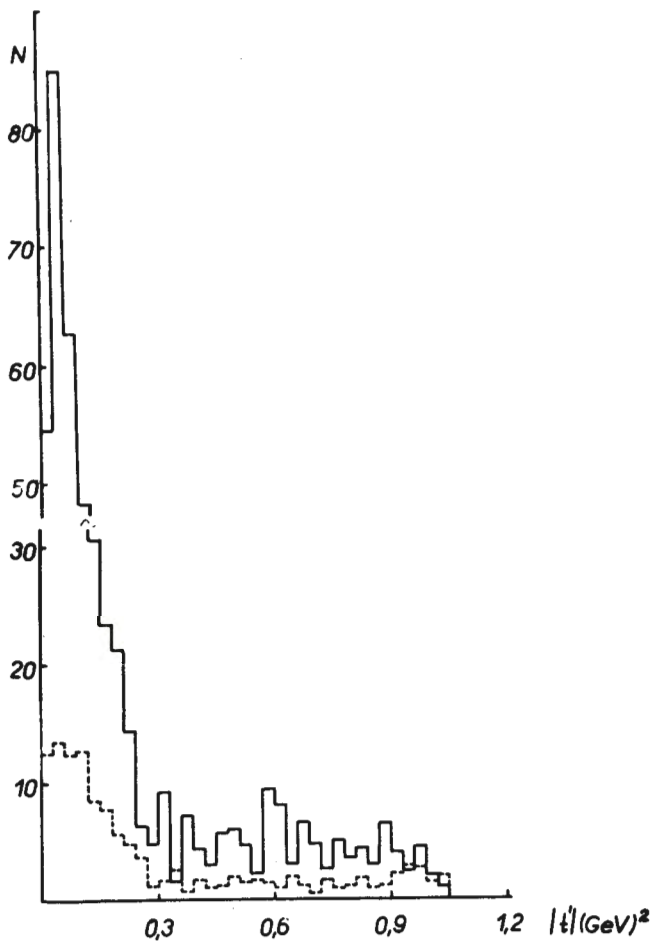


Рис. 4. Распределение в полосе  $\rho^+$ - мезона событий по квадрату четырехмерного переданного импульса событий после вычитания фона. Внизу показано нормированное распределение фоновых событий.



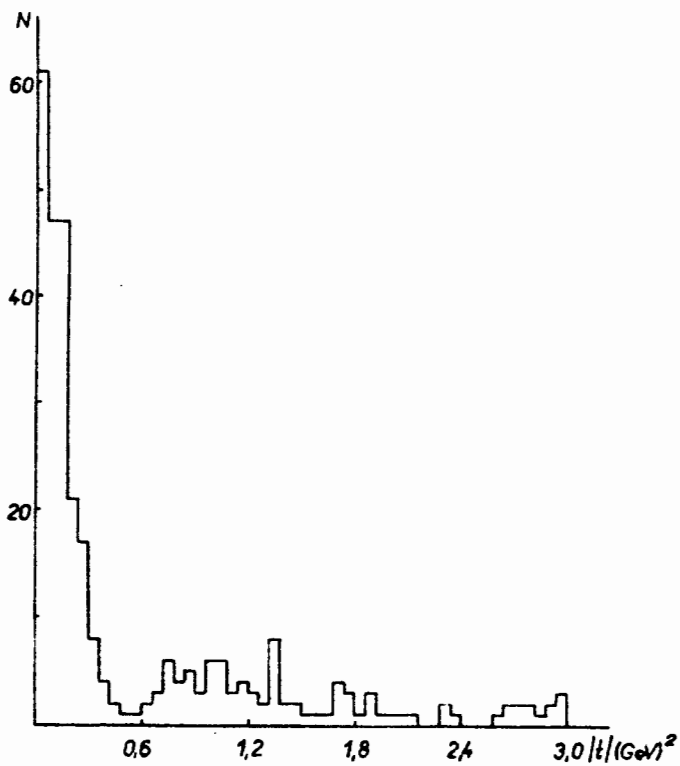


Рис. 5. Распределение событий в пикесе изобары  $N^{*++}$ , включая область пересечения пикесе  $\rho^+$  - мезона и изобары, по квадрату четырехмерного переднего импульса.

3) Если для этого события величина  $M_{\pi^+\pi^0}^2$  удовлетворяла условию  $A_1' < M_{\pi^+\pi^0}^2 < A_1''$ , то, кроме данного события, в анализ включалось сопряженное событие со значениями

$$\cos \theta' = -\cos \theta \quad (5)$$

$$\phi' = \phi \pm \pi,$$

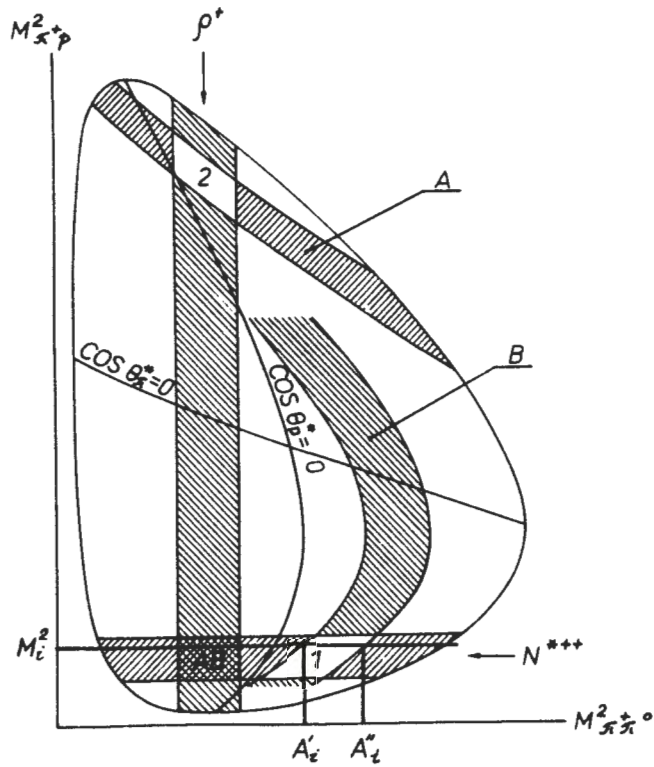


Рис. 6. Диаграмма Далитца реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ .

что на диаграмме Далитца соответствует событию, "переселенному" в область пересечения резонансов.

Процедура переселения была использована при исследовании угловых распределений  $\rho^+$ -мезона и изобары  $N^{*++}$  и для определения элементов спиновой матрицы плотности. На рис. 7 события, переселенные из сопряженных областей 1 и 2 в область пересечения полос  $\rho^+$  и  $N^{*++}$  заштрихованы.

Для исключения влияния нерезонансного фона от событий, отвечающих прямому каналу реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$ , был применен метод вычитания. На диаграмме Далитца точки, соответствующие этому каналу реакции, распределены по всей диаграмме, в том числе и в полосах  $\rho^+$ -мезона и  $N^{*++}$ . В предположении, что вклад от интерференции амплитуд резонансов и нерезонансного фона мал, и распределения фоновых событий по углу  $\phi$  и  $\cos \theta$  не сильно зависят от  $M_{\pi^+ p}$  в полосе изобары и соседней с ней области, из соответствующих распределений событий в полосе изобары ( $1175 < M_{\pi^+ p} < 1255$ ) Мэв вычитались распределения для соседней полосы ( $1300 < M_{\pi^+ p} < 1600$ ) Мэв, нормированные на количество фоновых событий в полосе изобары. Количество фоновых событий для исследованных интервалов определялось на основании данных, полученных с помощью программы Реп-4/9/. Для исключения влияния  $\rho^+$ -мезона на распределения событий из области, соседней с областью изобары, для нее также была проделана процедура переселения "фоновых" событий из полосы В (рис. 6).

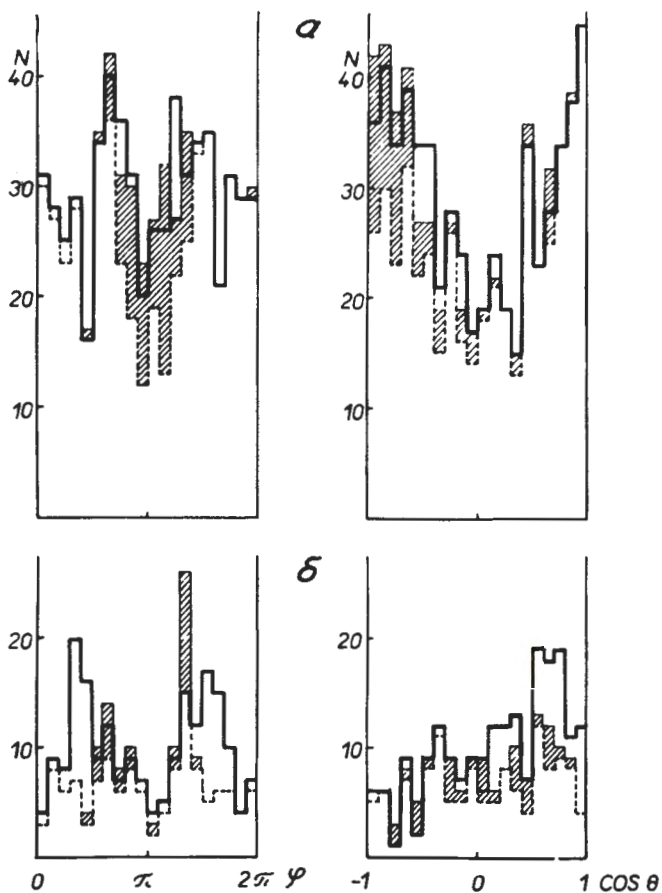


Рис. 7. Угловые распределения продуктов распада а) системы  $\pi^+ \pi^0$  ; б) системы  $\pi^+ \rho$  . Сплошная толстая линия - все события в полосе резонанса, включая область пересечения  $\rho^+$  и  $N^{*++}$  . Пунктирная линия - события в полосе резонансов, за исключением области пересечения; переселенные события показаны заштрихованной областью.

Аналогичная процедура вычитания для исключения влияния нерезонансного фона была осуществлена для  $\rho^+$ -мезона. Фоновые распределения в полосе  $\rho^+$ -мезона ( $708 < M_{\pi^+\pi^0} < 828$ ) Мэв определялись по двум соседним с  $\rho^+$ -мезоном областям ( $500 < M_{\pi^+\pi^0} < 650$  Мэв и  $900 < M_{\pi^+\pi^0} < 1050$  Мэв).

Метод вычитания фона применялся и при исследовании распределений  $\frac{d\sigma}{dt}$  как для  $N^{*++}$ , так и для  $\rho^+$ -мезона.

### Экспериментальные результаты

#### а) $\rho^+$ -мезон

В таблице 1 представлены значения элементов спиновой матрицы плотности  $\rho^+$ -мезона и фона для различных интервалов переданных импульсов, а также содержание фона в полосе  $\rho^+$ -мезона. Учёт нерезонансного фона при определении элементов матрицы проводился в предположении об отсутствии интерференции между нерезонансным фоном и резонансом. В этом случае значение  $\rho_{mm'}$  в области резонанса можно представить в виде линейной комбинации:

$$(\rho_{mm'})_{\text{полн.}} = (1 - R) (\rho_{mm'})_{\text{рез.}} + R (\rho_{mm'})_{\text{фон.}} \quad (6)$$

где  $R$  - отношение числа фоновых событий к полному числу событий в полосе резонанса.

Численные значения элементов  $\rho_{mm'}_{\text{полн.}}$  и  $\rho_{mm'}_{\text{фон.}}$  были найдены методом моментов/10/.

На рис. 8 показана зависимость элементов спиновой матрицы плотности от переданного импульса. Плавная кривая описывает расчёт по модели с поглощением/3/ с константами  $C_+ = 0,84$ ;  $\delta_+ = 0,073$ ;  $C_- = 1,0$ ;

$$\delta_- = 0,055 \text{ и } \frac{C_+^2 \rho \pi}{4\pi} = 2, \quad \frac{G^2 \rho \pi \rho}{4\pi} = 14,5.$$

Таблица I

$\Delta \cdot t$ (ГэВ) <sup>2</sup>	R	$\rho_{00}$			$\rho_{1-1}$			$\rho_{1-0}$								
		$\rho_{полн.}$	$\rho_{фон}$	$\rho_{рез}$	$\rho_{полн.}$	$\rho_{фон}$	$\rho_{рез}$	$\rho_{полн.}$	$\rho_{фон}$	$\rho_{рез}$						
0,02-0,06	0,08	0,595	+0,072	0,318	+0,032	0,625	0,074	+0,054	-0,003	+0,089	0,080	-0,168	+0,040	-0,162	+0,063	-0,168
0,06-0,1	0,12	0,612	+0,070	0,753	+0,026	0,592	0,023	+0,040	-0,140	+0,045	0,046	-0,168	+0,038	-0,169	+0,050	-0,168
0,1-0,2	0,19	0,597	+0,066	0,765	+0,065	0,557	0,03	+0,045	-0,058	+0,040	0,141	-0,222	+0,036	-0,058	+0,036	-0,060
0,2-0,4	0,36	0,568	+0,093	0,702	+0,060	0,486	0,016	+0,069	0,098	+0,046	-0,034	-0,112	+0,065	-0,105	+0,045	-0,123
0,4-0,7	0,56	0,388	+0,098	0,473	+0,077	0,272	0,093	+0,086	0,059	+0,060	-0,300	0,075	+0,067	0,070	+0,053	0,083
0,7-1,0	0,71	0,276	+0,108	0,262	+0,062	0,314	0,149	+0,090	0,057	+0,068	0,376	0,160	+0,057	0,109	+0,044	0,289

12

На рис. 9 и 10 показаны угловые распределения  $\pi^+$ -мезона от распада  $\rho^+$  по углу  $\phi$  и  $\cos\theta$  для двух интервалов переданных импульсов  $0,02 < |t| < 0,2$  (ГэВ)<sup>2</sup> и  $0,2 < |t| < 1,0$  (ГэВ)<sup>2</sup>. На этих же рисунках изображены нормированные фоновые распределения. Плавные кривые на рисунках 9 и 10 - аппроксимация угловых распределений выражениями (7) и (8), которые получаются из (4) интегрированием по  $\cos\theta$  и  $\phi$  соответственно.

$$W(\phi) \sim \{ (1 + 2\rho_{1-1}) - 4\rho_{1-1} \cos^2 \phi \} \quad (7)$$

$$W(\cos\theta) \sim \{ (1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta \} \quad (8)$$

Значения элементов  $\rho_{00}$  и  $\rho_{1-1}$  в указанных интервалах  $|t|$ , вычисленные по описанной выше процедуре, приведены в таблице II.

На рис. 11 приведена зависимость  $\frac{d\sigma}{d|t'|}$  для  $\rho^+$ -мезона, где  $t' = t - t_{min}$  и  $t_{min}$  - минимальное значение переданного импульса системе  $\pi^+ \pi^0$  при данном значении  $M_{\pi^+ \pi^0}$ .

Аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов выражением  $\frac{d\sigma}{d|t'|} = A \exp(-B|t'|)$  дала наклон  $B = (10,8 \pm 0,8)$  (ГэВ)<sup>-2</sup> (прямая линия на рис. 11). При аппроксимации зависимости  $\frac{d\sigma}{d|t'|}$  без вычитания фона величина  $B$  оказалась равной  $(10,1 \pm 0,8)$  ГэВ<sup>-2</sup>. Приведенная на рис. 11 плавная кривая описывает расчёт по модели с поглощением/3/.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что модель  $\pi$ -мезонного обмена с поглощением плохо описывает механизм рождения  $\rho^+$ -мезона. Анизотропия распределения по углу  $\phi$ , который эквивалентен углу Треймана-Янга/11/, может свидетельствовать о присутствии в процессе рождения  $\rho^+$ -мезона векторного обмена.

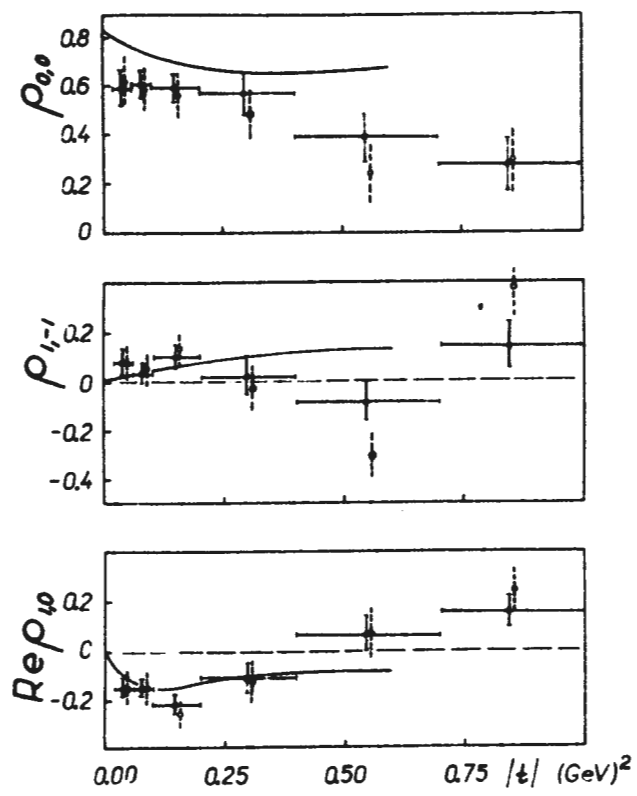


Рис. 8. Зависимость элементов спиновой матрицы плотности  $\rho^+$ -мезона от переданного импульса. Сплошной кривой показан расчёт по модели с поглощением. Сплошными линиями обозначены значения  $\rho_{mm'}$  полн., а пунктирными  $\rho_{mm'}$  рез - после вычитания фона.

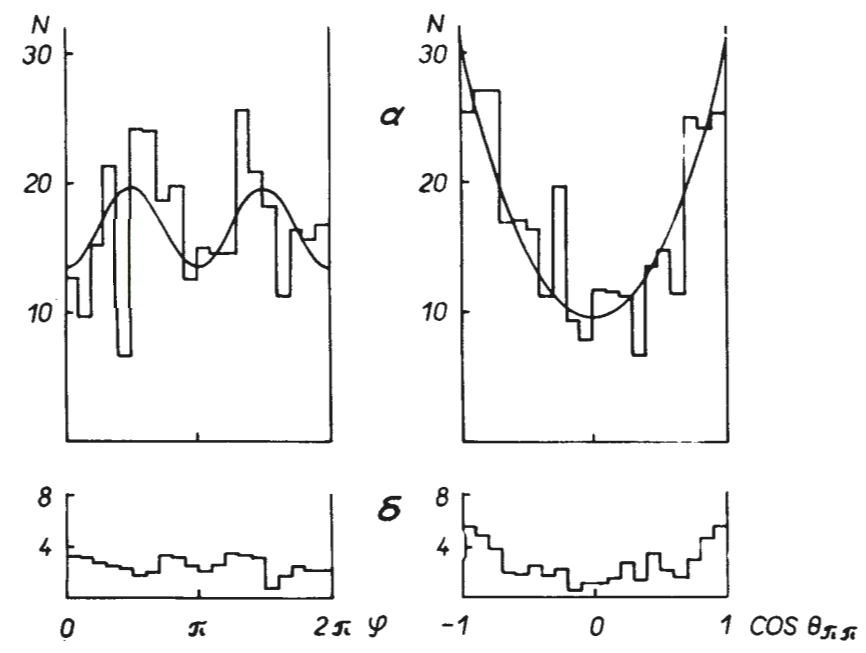


Рис.9. Угловые распределения  $\pi^+$ -мезонов: а) от распада  $\rho^+$ -мезонов; б) из системы  $\pi^+\pi^0$  для фона в области  $\rho^+$ -мезона в интервале переданных импульсов  $0,02 < |t| < 0,2$  Гэв<sup>2</sup>.