

СЗУБ.62  
А-646

13/8.69

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4657



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

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ  $\pi^+ p \rightarrow N^* \rho^0$  и  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega^0$   
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  $\pi^+$ -МЕЗОНОВ 2,34 ГЭВ/С

1969

P1 - 4657

7959/2 up

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

АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ  $\pi^+ p \rightarrow N^* \rho^0$  И  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega^0$   
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  $\pi^+$ -МЕЗОНОВ 2,34 ГЭВ/С

Исследовательский институт  
теоретических исследований  
Физического института  
Академии наук БССР

Изучение экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям элементарных частиц в области энергий свыше 1 Гэв показывает, что заметный вклад в их сечения дают процессы совместного рождения резонансов [1,2].

Исследования 8000 4-лучевых  $\pi^+p$ -взаимодействий при импульсе  $\pi^+$ -мезонов  $2,34 \pm 0,06$  Гэв/с, проведенные в работе [3], показали, что в реакциях  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$  и  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ , имеющих сечения  $3,74 \pm 0,11$  мб и  $3,07 \pm 0,10$  мб, вклад каналов совместного рождения изобары  $N_{123}^*$  и векторных мезонов составляет 53 и 50% соответственно.

Сечение канала:

$$\pi^+p \rightarrow N^{*++}\rho^0, \quad (1)$$

определенное в [3], оказалось равным  $1,97 \pm 0,10$  мб, а сечение канала:

$$\pi^+p \rightarrow N^{*++}\omega^0, \quad (2)$$

равным  $1,54 \pm 0,09$  мб.

В настоящей статье проводится анализ процессов совместного рождения резонансов (1) и (2). В статистику включались события, для которых значения эффективных масс вторичных частиц удовлетворяли условиям:

$(0,66 \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 0,86)$  Гэв и  $(1,14 \leq M_{\rho\pi^+} \leq 1,30)$  Гэв

в случае канала (1) и  $(0,75 \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 0,82)$  Гэв и  $(1,14 \leq M_{\rho\pi^+} \leq 1,30)$  Гэв - в случае канала (2). Выбор границ для эффективных масс определялся при анализе плотности заселения событиями двумерных гистограмм [3]. Для канала (1) было отобрано 1300 событий и для канала (2) - 1000 событий.

### ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ СОВМЕСТНОГО РОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ

Угловые распределения рождения изобары в общей системе центра масс для конечных состояний  $N^*\rho^0$  и  $N^*\omega^0$  приведены на рис. 1. Наличие ярко выраженных пиков в области  $\cos \theta_{N^*}^*$ , близкой к "-1", указывает на существенный вклад периферических взаимодействий в процессах (1) и (2).

При анализе дифференциальных сечений реакций (1) и (2) была введена величина  $t' = t - t_{min.}$ , где  $t$  - четырехмерный импульс, переданный от протона - мишени системе " $\rho\pi^+$ ", а  $t_{min.}$  - минимальное, кинематически допустимое значение  $t$  для данных значений эффективных масс  $M_{\rho\pi^+}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$  ( $M_{\pi^+\pi^-}$ ). Введение  $t'$  позволило избежать искажений, вносимых в ход сечений сильным изменением  $t_{min.}$  в пределах ширины изобары и  $\rho^0$ -мезона при сравнительно небольших первичных энергиях.

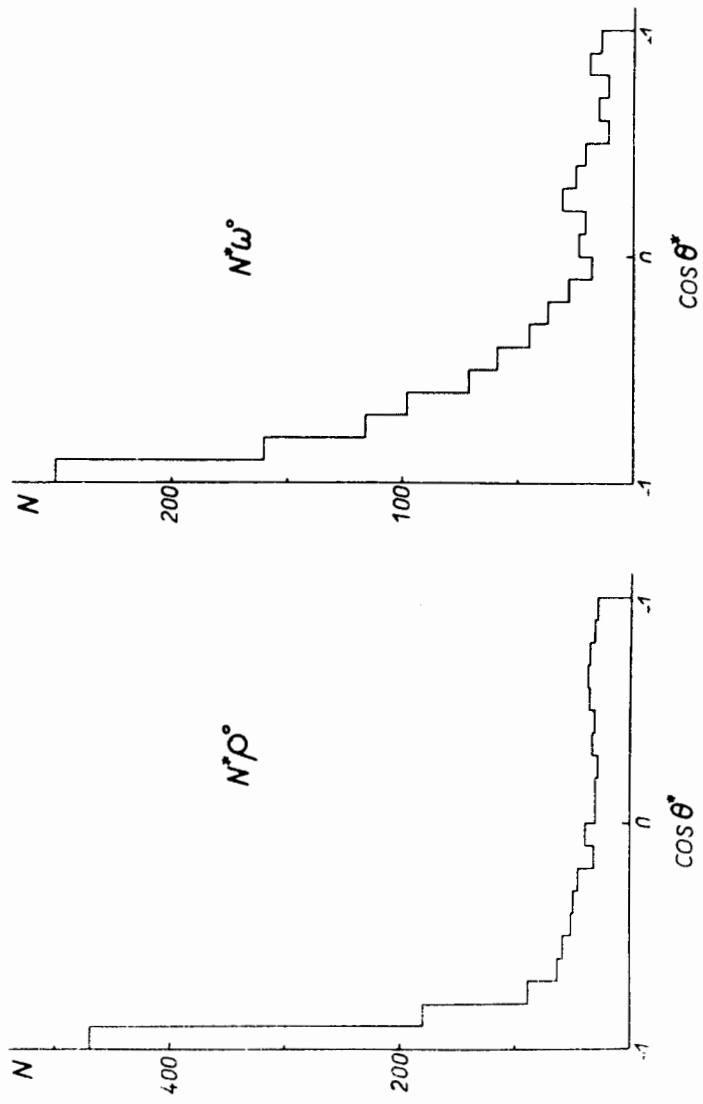


Рис. 1. Распределения по углу рождения изобары  $\sigma$  в общей системе центра масс для реакций  $\pi^+ p \rightarrow N^* p$  и  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega^0$ .

Дифференциальное сечение  $d\sigma/d|t'|$  для процесса  $\pi^+p \rightarrow N^*\rho^0$ , приведённое на рис. 2а, имеет резкий подъем при малых  $|t'|$ . Поведение  $d\sigma/d|t'|$  при  $|t'| \rightarrow 0$  показано на рис. 2б. Следует отметить отсутствие уменьшения величины  $d\sigma/d|t'|$  при  $|t'| \rightarrow 0$ . Такое уменьшение, наблюдавшееся в ряде работ [6, 14, 15], связано с использованием величины  $|t|$  вместо величины  $|t'|$ , что вносит искажения в  $d\sigma/d|t|$  по указанной выше причине. Никаких особенностей в  $d\sigma/d|t'|$  в области  $|t'| > 0,5$  для канала (I) не наблюдалось.

Дифференциальное сечение  $d\sigma/d|t'|$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow N^*\omega^0$  (см. рис. 3) имеет отчетливо выраженное плато до  $|t'| \sim 0,2$ , за тем спад до  $|t'| \sim 0,6$  и при  $|t'| > 0,6$  становится практически постоянным. Такой ход сечения  $d\sigma/d|t'|$  для  $N^*\omega^0$  наблюдается во многих работах [4, 6], за исключением работы [5] где при 8 Гэв/с отмечено уменьшение  $d\sigma/d|t'|$  при  $|t'| \rightarrow 0$ .

Зависимость дифференциальных сечений от  $|t'|$  для  $N^*\rho^0$  и  $N^*\omega^0$  в области малых  $|t'|$  описывалась экспонентой вида:

$$d\sigma/d|t'| = A e^{-b|t'|} \quad (3)$$

Результаты, полученные для параметров " $b$ " методом наименьших квадратов, а также данные при импульсах 3 [6], 5 [4] и 8 Гэв/с [7], приведены в таблице I.

Из таблицы видно, что величина показателя экспоненты " $b$ " в реакции  $\pi^+p \rightarrow N^*\rho^0$  растет с увеличением первичного импульса, в то время как в реакции  $\pi^+p \rightarrow N^*\omega^0$  остается практически постоянной в интервале энергий от 2 до 8 Гэв. В таблице I приведены для сравнения значения " $b$ " для упругого  $\pi^+p$ -рассеяния при 2,34 [5] и 8 Гэв/с. Видно, что в обоих случаях параметр " $b$ "

$\frac{d\sigma}{dt'} \frac{mb}{(\text{ГэВ})^2}$

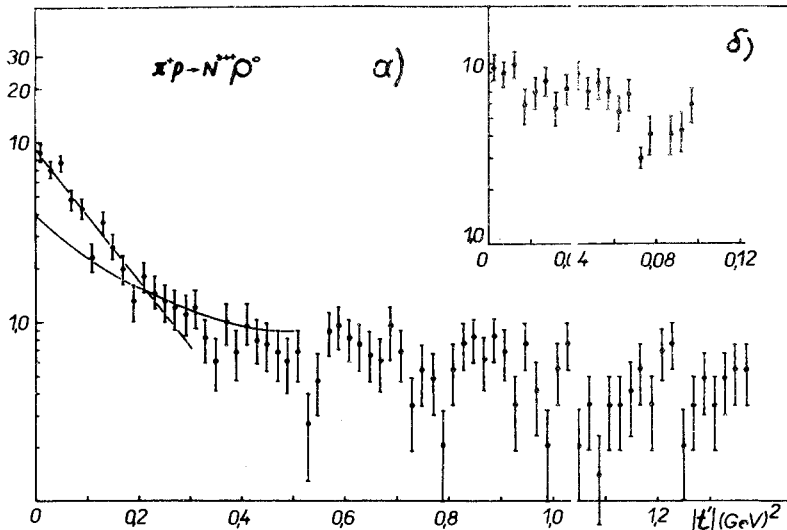


Рис. 2. Дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma}{dt'}$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* \rho^0$ :

а) для  $0 \leq |t'| \leq 1,4$  (ГэВ<sup>2</sup>);

б) для  $0 \leq |t'| \leq 0,12$  (ГэВ<sup>2</sup>).

Прямая линия - результат аппроксимации экспонентой с параметрами:

$$A = 135,5 \pm 8,2 \text{ и } b = 8,54 \pm 0,52 (\text{ГэВ}/c)^2$$

кривая - расчет по ОМЕА -модели для обмена  $\pi$  -мезоном.

ТАБЛИЦА I

РЕАКЦИЯ	ИМПУЛЬС	$\Delta t' (\text{ГЭВ}/c)^2$	$\delta (\text{ГЭВ}/c)^2$
$\pi^+ p \rightarrow N^{*+} \chi^0$	2,34	0 - 0,3	$8,54 \pm 0,52$
	5,00	0 - 0,3	$15,5 \pm 1,00$
	8,00	0 - 0,4	$12,7 \pm 0,50$
$\pi^+ p \rightarrow N^{*+} \omega^0$	2,34	0,10 - 0,60	$2,84 \pm 0,34$
	3,00-4,00	0,20 - 2,00	$2,30 \pm 0,10$
	5,00	0,05 - 0,80	$3,70 \pm 0,30$
	8,00	0,10 - 0,90	$2,70 \pm 0,50$
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	2,34	$0,02 \leq t \leq 0,50$	$6,62 \pm 0,18$
	8,00	$0,04 \leq t \leq 0,60$	$7,20 \pm 0,10$



в квазидвухчастичном канале  $N^* \rho^0$  больше чем в упругом рассеянии, а в канале  $N^* \omega^0$  - меньше.

для описания многих процессов рождения резонансов в реакциях, носящих периферический характер, в последние годы с успехом применялась модель одночастичного обмена с поглощением (ОМЕА) [8,9]. Результаты расчетов  $d^2/dt^2$  для процессов (1) и (2) при 2,34 Гэв/с по ОМЕА приведены на рис. 2 и 3, при этом в случае реакции (1) предполагался чистый псевдоскалярный обмен, а в случае реакции (2) - чистый векторный обмен.

Для расчетов были взяты следующие параметры:

$$\begin{aligned} \chi_1 &= 0,086; & \chi_2 &= 0,065; \\ C_1 &= 0,95; & C_2 &= 1,0. \end{aligned}$$

$$\text{Для } N^* \rho^0 : \quad \frac{g^2 \pi \bar{\rho}}{4\pi} = 2; \quad \frac{g^2 \rho \bar{N}^*}{4\pi} = 0,4 \quad (4)$$

$$\text{для } N^* \omega^0 : \quad \frac{g^2 \omega \bar{\rho}}{4\pi} = 10; \quad \frac{g^2 \rho \bar{N}^*}{4\pi} = 20. \quad (5)$$

Из рисунков видно, что модель одночастичного обмена с поглощением не описывает хода экспериментального сечения  $d^2/dt^2$  при 2,34 Гэв/с ни в случае скалярного, ни в случае векторного обмена, как отмечается и авторами работ по  $\pi^+ \rho^-$ -взаимодействиям при других энергиях [4,5,6].

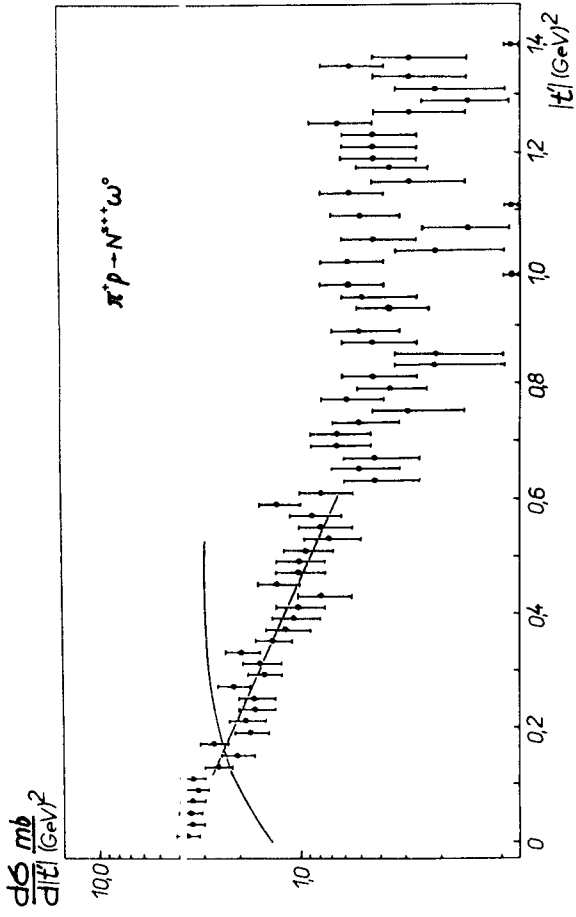


Рис. 3. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dt$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow N^*\omega$ .  
 Прямая линия - результат аппроксимации экспонентой с параметрами:  $A=102,3 \pm 11,0$  и  $b=2,84 \pm 0,34$  (Гэв/с)<sup>2</sup>,  
 сплошная кривая - расчет по ОМЕА - модели с обменом  $\rho$  - мезоном.

## АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОДУКТОВ РАСПАДА РЕЗОНАНСОВ

Для изучения угловых распределений продуктов распада резонансов в настоящей работе была принята система координат, предложенная Готтфридом и Джексоном [9] (см. рис. 4). В системе покоя резонанса за ось  $Z$  принималось направление первичной частицы, падающего  $\pi^+$ -мезона для  $\rho^0$  и  $\omega^0$ -мезонов и протона-мишени для изобары  $N^*$ ; за ось  $Y$  бралась нормаль к плоскости рождения, т.е. плоскости, в которой лежат импульсы первичных частиц; направление оси  $X$  выбиралось так, чтобы образовалась правая система координат. В выбранной таким образом системе координат определялись полярный  $\theta$  и азимутальный  $\varphi$  - углы для одной из частиц распада резонанса (см. рис. 4): в случае изобары - для протона распада, в случае  $\rho^0$ -мезона - для  $\pi^-$ -мезона, в случае  $\omega^0$ -мезона нормали к плоскости распада. Угловые распределения продуктов распада резонансов для каналов  $\pi^+p \rightarrow N^*\rho^0$  и  $\pi^+p \rightarrow N^*\omega^0$  приведены на рис. 5 и 6.

В работе Готтфрида и Джексона [9] угловые распределения продуктов распада резонансов выражаются через элементы спиновой матрицы плотности. Так, в случае распада частицы со спином 1, т.е. векторных мезонов ( $\rho^0$  или  $\omega^0$ ) угловые распределения имеют вид:

$$W(\theta) = \frac{3}{4} \left\{ (1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta \right\} \quad (6)$$

$$W(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left\{ (1 - 2\rho_{1-1}) - 4\rho_{1-1} \cos^2 \varphi \right\} \quad (7)$$

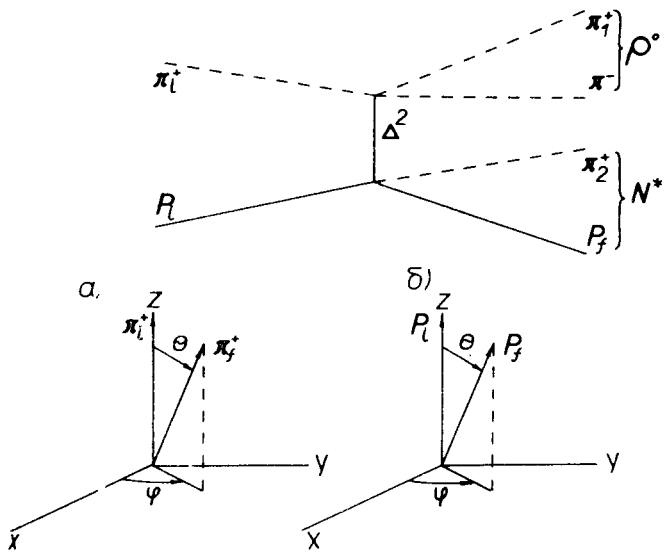


Рис. 4. Выбор системы координат для реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$ :

а) в системе покоя „ $\pi^+ \pi^-$ “ ;

б) в системе покоя „ $\rho \pi^+$ “ .

и в случае распада изобары, т.е. частицы со спином  $3/2$ :

$$W(\theta) = \frac{1}{4} \left\{ (1 + 4\rho_{33}) + (3 - 12\rho_{33}) \cos^2 \theta \right\} \quad (8)$$

$$W(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \left( 1 + \frac{4}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3-1} \right) + \frac{8}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3-1} \cos^2 \varphi \right\}, \quad (9)$$

где:  $\theta$  и  $\varphi$  - углы, определенные выше.

Элементы спиновой матрицы плотности для изобары и  $\rho^0$  - и  $\omega^0$  - мезонов определялись с помощью метода моментов.

Для того чтобы оценить влияние нерезонансного фона на значения элементов спиновой матрицы плотности, была применена следующая процедура. Отбирались события, для которых соответствующие эффективные массы попадали на двумерных диаграммах [3] в области, соседние с областью совместного рождения резонансов. Угловые распределения для этих событий описывались такой же зависимостью от углов  $\theta$  и  $\varphi$ , как и для резонансов, с некоторыми коэффициентами  $\rho_{\varphi}$ . Значения  $\rho_{\varphi}$  определялись методом моментов. Затем вычислялись поправленные  $\rho$ -коэффициенты для резонансов по формуле:

$$\rho_{\text{рез}} = \frac{\rho_0 \cdot N_0 - \rho_{\varphi} \cdot N_{\varphi}}{N_0 - N_{\varphi}}, \quad (10)$$

где:  $\rho_0$  и  $N_0$  -  $\rho$ -коэффициенты и полное число событий в области совместного рождения резонансов;

$\rho_{\varphi}$  -  $\rho$ -коэффициенты, определенные для фона;

$N_{\varphi}$  - число фоновых событий в области совмест-

ного рождения резонансов, определенное из анализа двумерных распределений эффективных масс [3]

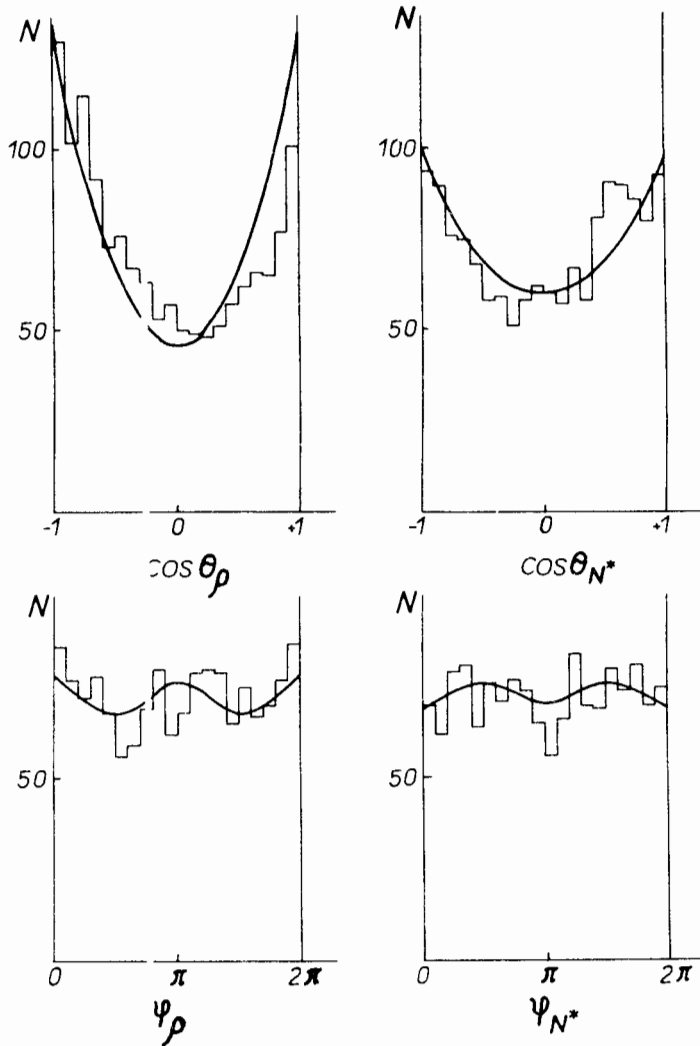


Рис.5. Угловые распределения для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* p^0$ .

Кривые рассчитаны по формулам (6) - (9) с  $\rho$ -коэффициентами:

$$\rho_{00} = 0,591 \pm 0,025$$

$$\rho_{1-1} = -0,031 \pm 0,020$$

$$\rho_{33} = 0,163 \pm 0,020$$

$$\text{Re} \rho_{3-1} = 0,011 \pm 0,015.$$

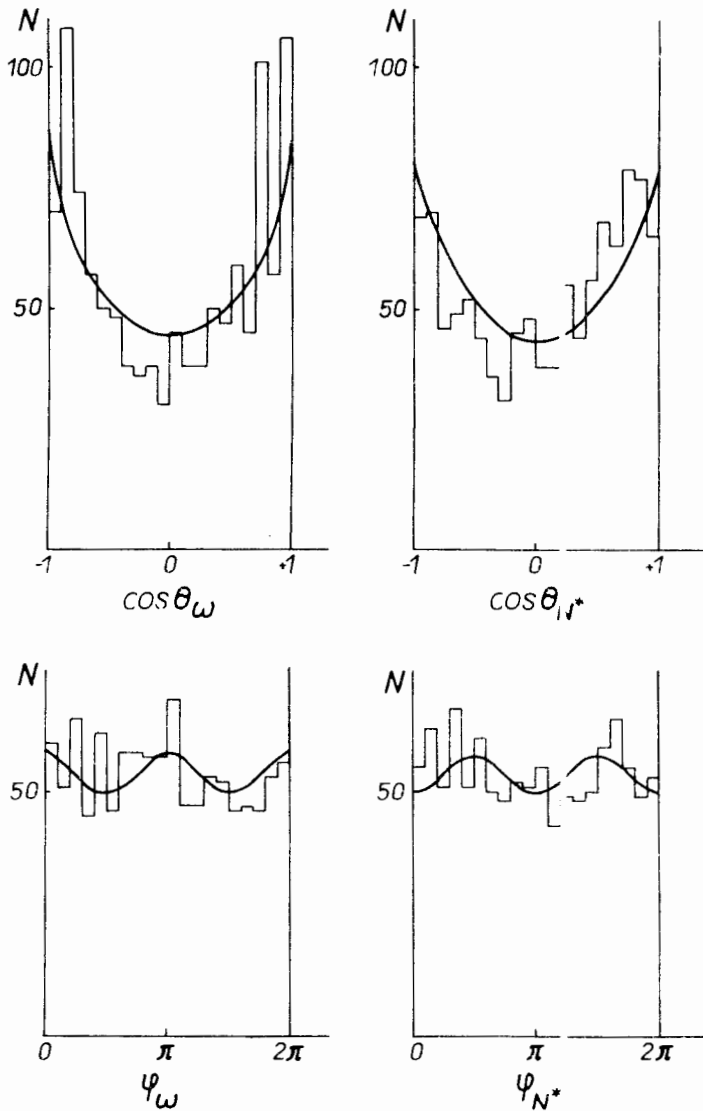


Рис.6. Угловые распределения для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* u'^0$ .

Кривые рассчитаны по формулам (6) - (9) с  $\rho$ -коэффициентами:

$$\rho_{00} = 0,577 \pm 0,030$$

$$\rho_{1-1} = -0,037 \pm 0,019$$

$$\rho_{33} = 0,143 \pm 0,022$$

$$Re \rho_{3-1} = 0,030 \pm 0,020.$$

В таблице II приведены значения  $\rho_0$ ,  $\rho_\varphi$  и  $\rho_{\rho^0}$  - коэффициентов для  $N^* \rho^0$  и  $N^* \omega^0$ , откуда видно, что поправка на фон практически не меняет значений  $\rho$  - коэффициентов. На рис. 7, 8 приведены зависимости  $\rho_0$ -коэффициентов от  $t' = t - t_{min}$  для  $N^* \rho^0$  и  $N^* \omega^0$ , на этих же рисунках приведены кривые, рассчитанные по ОМЕА с параметрами (4) и (5). О некотором согласии с моделью можно говорить только в случае  $\pi$ -мезонного обмена, и то в области малых  $t'$ , на что указывают и работы [5, 6], выполненные при других энергиях [4, 5]. Экспериментальные угловые распределения, приведенные на рис. 5, 6, описывались кривыми (6) - (9) с помощью  $\rho_0$ -коэффициентов, определенных для  $0 \leq |t'| \leq 1,0$  ( $\Gamma \approx 6.2$ ). Видно, что рассчитанные кривые хорошо описывают распределения  $W(\theta)$  и  $W(\varphi)$ , за исключением распределения по  $\cos \theta_\rho$ . В распределении по косинусу угла между  $\pi^-$ -мезоном из распада  $\rho^0$ -мезона и падающим  $\pi^+$ -мезоном в системе покоя  $\rho^0$ -мезона наблюдается заметная асимметрия, равная:

$$\frac{F-B}{F+B} = -0,14 \pm 0,03.$$

Эта асимметрия наблюдается во всех работах, где изучаются рождение и распад  $\rho^0$ -мезона, как в  $\pi^+ \rho^-$ , так и в  $\pi^- \rho^+$ -взаимодействиях [4, 14, 15]. Следует подчеркнуть, что такая асимметрия не наблюдается в угловых распределениях заряженных  $\rho^\pm$ -мезонов (см. например) [13, 15].

Одно из возможных объяснений этого явления может быть связано с интерференцией между P- и S - волнами в  $\pi^+ \pi^-$ -системе [16, 17], которая может возникать, например, при наличии в системе  $\pi^+ \pi^-$  кроме  $\rho^0$ -мезона еще некоторого резонанса с изотопическим спином, равным 0, и массой, приблизительно равной массе  $\rho$ -мезона.



Т А Б Л И Ц А П.

реакция	$t'$	0,0 - 0,1 (ГэВ) <sup>2</sup>			0,1 - 0,2 (ГэВ) <sup>2</sup>			0,2 - 0,4 (ГэВ) <sup>2</sup>		
		$\rho_0$	$\rho_{\text{ре}}$	$\rho_{\text{ре}}$	$\rho_0$	$\rho_{\text{ре}}$	$\rho_{\text{ре}}$	$\rho_0$	$\rho_{\text{ре}}$	$\rho_{\text{ре}}$
$\pi^+ p \rightarrow N^* p^0$	$\rho_{00}$	0,757 ± 0,052	0,703	0,755	0,705 ± 0,080	0,594	0,741	0,492 ± 0,085	0,440	0,520
	$\rho_{-1}$	0,004 ± 0,024	-0,035	0,058	-0,002 ± 0,035	-0,075	0,030	-0,125 ± 0,042	-0,102	-0,139
	$\text{Re } \rho_{10}$	-0,054 ± 0,022	-0,148	-0,031	-0,109 ± 0,034	-0,134	-0,098	-0,088 ± 0,088	-0,143	-0,054
	$\rho_{33}$	0,112 ± 0,052	0,159	0,100	0,096 ± 0,064	0,191	0,056	0,114 ± 0,088	0,076	0,137
	$\text{Re } \rho_{3-1}$	0,020 ± 0,023	-0,024	0,031	-0,032 ± 0,035	-0,003	-0,045	-0,005 ± 0,035	0,029	-0,026
	$\text{Re } \rho_{31}$	-0,015 ± 0,026	0,033	-0,027	0,000 ± 0,042	0,056	-0,025	0,013 ± 0,045	0,037	-0,002
$\pi^+ p \rightarrow N^* \omega^0$	$\rho_{00}$	0,522 ± 0,070	0,248	0,605	0,569 ± 0,072	0,260	0,605	0,548 ± 0,068	0,328	0,696
	$\rho_{-1}$	-0,044 ± 0,038	0,020	-0,052	-0,010 ± 0,045	-0,022	-0,004	-0,017 ± 0,036	-0,002	0,016
	$\text{Re } \rho_{10}$	-0,067 ± 0,032	0,019	-0,097	-0,071 ± 0,057	-0,018	0,097	-0,098 ± 0,031	-0,001	-0,150
	$\rho_{33}$	0,162 ± 0,050	0,247	0,128	0,177 ± 0,049	0,167	0,156	0,118 ± 0,050	0,160	0,099
	$\text{Re } \rho_{3-1}$	-0,022 ± 0,021	0,007	0,022	0,001 ± 0,010	0,040	0,020	0,050 ± 0,022	0,000	0,000
	$\text{Re } \rho_{31}$	-0,018 ± 0,038	0,043	-0,039	-0,086 ± 0,043	-0,013	-0,121	-0,057 ± 0,088	-0,026	-0,074

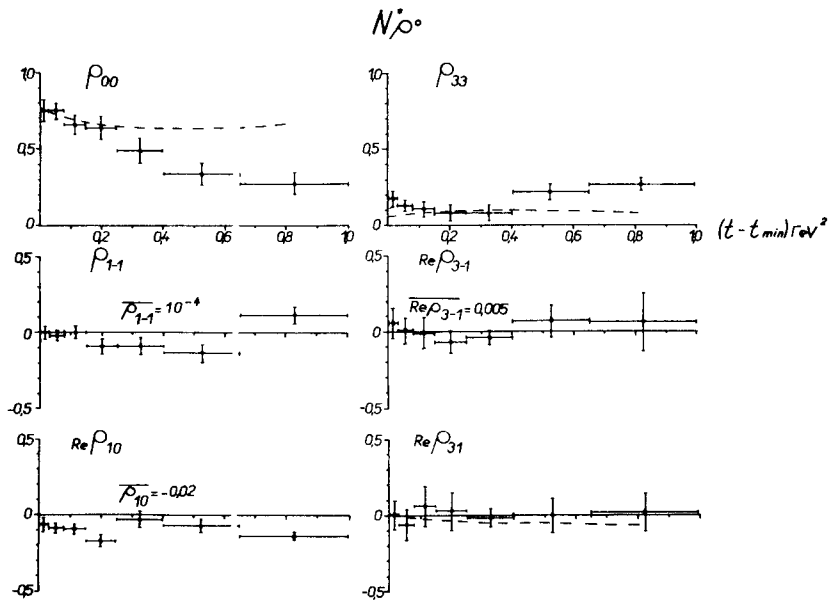


Рис. 7. Зависимость элементов одновершинной матрицы плотности от

$|t'| = |t - t_{min}|$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* \rho^0$ .

Пунктиром проведены кривые, рассчитанные по ОМЕА - модели с параметрами:

$$\gamma_1 = 0,086; \quad C_1 = 0,95;$$

$$\gamma_2 = 0,065; \quad C_2 = I.$$

$$\frac{g_{\pi\bar{p}\rho}^2}{4\pi} = 2; \quad \frac{g_{\rho\pi N^*}^2}{4\pi} = 0,4.$$

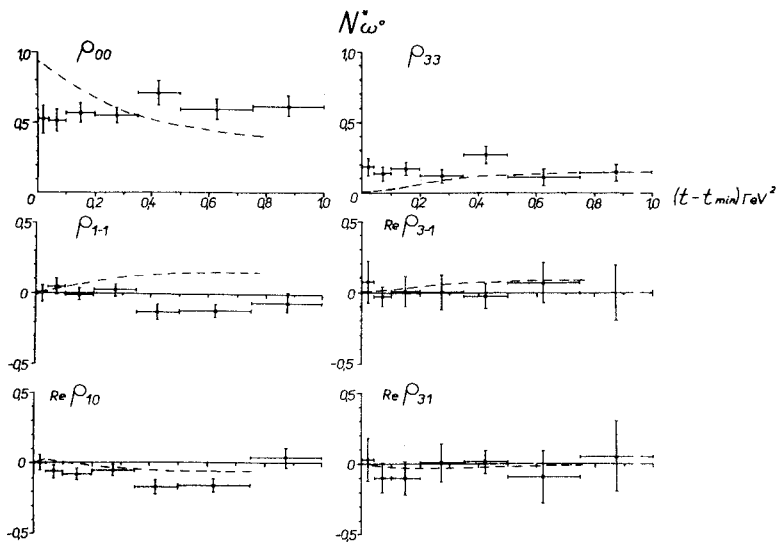


Рис. 8. Зависимость элементов одновершинной матрицы плотности от  $|t'| = |t - t_{min}|$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega^0$ .

Пунктиром проведены кривые, сосчитанные по ONEA - модели с параметрами:

$$\gamma_1 = 0,086;$$

$$C_1 = 0,95;$$

$$\gamma_2 = 0,065;$$

$$C_2 = I.$$

$$\frac{g^2_{\omega p \pi}}{4\pi} = 10;$$

$$\frac{g^2_{ppN^*}}{4\pi} = \alpha.$$

При совместном рождении резонансов могут появиться корреляции между углами продуктов распада разных резонансов. Для исследования этих корреляций в работе [10] выведены соотношения между элементами совместной спиновой матрицы плотности и функциями углов  $\theta$  и  $\varphi$  в системах покоя резонансов.

В таблице III приведены экспериментальные значения элементов совместной матрицы плотности для  $N^* \rho^0$  и  $N^* \omega^0$  при 2,34 Гэв/с, вычисленные методом моментов. Выражения для моментов приведены в приложении I. Как видно из таблицы III, отличными от нуля можно считать только комбинации (3), (12), (18). Эти комбинации следующим образом связаны с углами  $\theta$  и  $\varphi$ :

$$\begin{aligned}
 (3) &= \rho_{33}^- - \rho_{11}^- = \frac{25}{8} (1 - 3 \cos^2 \theta_\alpha)(1 - 3 \cos^2 \theta_\beta), \\
 (12) &= \operatorname{Re}(\rho_{31}^{10} - \rho_{31}^{0-1}) = \frac{75}{32\sqrt{3}} \cdot \sin 2\theta_\alpha \cdot \sin 2\theta_\beta \cdot \cos(\varphi_\alpha + \varphi_\beta), \\
 (18) &= \operatorname{Re} \rho_{3-1}^{1-1} = \frac{75}{32\sqrt{3}} \cdot \sin^2 \theta_\alpha \cdot \sin^2 \theta_\beta \cdot \cos 2(\varphi_\alpha + \varphi_\beta).
 \end{aligned} \tag{10}$$

В формулах (10) индекс  $\alpha$  относится к векторным мезонам, индекс  $\beta$  - к изоскалярным.

Комбинация (1) связана с корреляцией между углами  $\theta_\rho$  и  $\theta_{N^*}$ , наблюдавшейся впервые при 3,65 Гэв/с Гольдхабер и др. [12]

Согласно работе [11], корреляция  $\cos \theta_\alpha - \cos \theta_\beta$  должна проявляться при малых углах рождения резонансов  $\theta^*$  выделенностью значений  $|\cos \theta_\alpha| = |\cos \theta_\beta| = 1$ . На двумерных диаграммах  $\cos \theta_\alpha - \cos \theta_\beta$  для каналов  $N^* \rho^0$  и  $N^* \omega^0$  это должно соответствовать заселенности углов диаграмм, что и видно из рисунков 9, 10, особенно в случае совместного рождения  $N^* \rho^0$ .

ТАБЛИЦА III

		$N\rho^{\circ}$ $0,0 \leq t' \leq 0,2$	$N\omega^{\circ}$ $0,0 \leq t' \leq 0,6$
(1)	$\rho^{II} - \rho^{00}$	$-0,609 \pm 0,043$	$-0,315 \pm 0,042$
(2)	$\rho_{33} - \rho_{II}$	$-0,284 \pm 0,044$	$-0,213 \pm 0,041$
(3)	$\rho_{33} - \rho_{II}$	$0,346 \pm 0,117$	$0,175 \pm 0,097$
(4)	$Re \rho_{31}^{10}$	$-0,070 \pm 0,018$	$-0,078 \pm 0,017$
(5)	$\rho_{31}^{1-1}$	$0,002 \pm 0,020$	$-0,033 \pm 0,021$
(6)	$Re \rho_{31}$	$-0,010 \pm 0,022$	$-0,049 \pm 0,020$
(7)	$Re \rho_{3-1}$	$0,005 \pm 0,019$	$0,021 \pm 0,019$
(8)	$Re \rho_{31}^{10}$	$0,053 \pm 0,046$	$0,001 \pm 0,040$
(9)	$Re \rho_{3-1}^{1-1}$	$0,018 \pm 0,047$	$-0,027 \pm 0,050$
(10)	$Re \rho_{31}^{01}$	$-0,062 \pm 0,059$	$-0,020 \pm 0,051$
(11)	$Re \rho_{3-1}^{01}$	$-0,002 \pm 0,048$	$-0,061 \pm 0,046$
(12)	$Re(\rho_{31}^{10} - \rho_{31}^{0-1})$	$-0,084 \pm 0,023$	$-0,055 \pm 0,021$
(13)	$Re(\rho_{31}^{01} - \rho_{31}^{-10})$	$0,036 \pm 0,021$	$0,109 \pm 0,020$
(14)	$Re \rho_{31}^{1-1}$	$-0,019 \pm 0,017$	$-0,001 \pm 0,017$
(15)	$Re \rho_{31}^{-11}$	$-0,002 \pm 0,016$	$0,017 \pm 0,017$
(16)	$Re(\rho_{3-1}^{10} - \rho_{3-1}^{0-1})$	$0,017 \pm 0,019$	$0,016 \pm 0,018$
(17)	$Re(\rho_{3-1}^{01} - \rho_{3-1}^{-10})$	$0,000 \pm 0,019$	$-0,009 \pm 0,018$
(18)	$Re \rho_{3-1}^{1-1}$	$0,055 \pm 0,014$	$0,053 \pm 0,016$
(19)	$Re \rho_{3-1}^{-11}$	$-0,000 \pm 0,015$	$-0,004 \pm 0,016$

Среди других угловых корреляций при малых  $\theta^*$ , согласно [II], не должны исчезать только корреляции, связанные с суммой азимутальных углов ( $\varphi_\alpha + \varphi_\beta$ ), т.е. комбинации (I2) и (I8), что и соответствует экспериментальным данным. На рис. II приведены значения функций (3), (I2), (I8) для 3-х интервалов переданных импульсов  $t' = t - t_{min}$  в случае  $N^* \rho^0$  и  $N^* \omega^0$ .

Аналогичный результат, т.е. отличие от нуля элементов совместной матрицы плотности (3), (I2), (I8) для каналов  $N^* \rho^0$  и  $N^* \omega^0$  наблюдалось также в  $\pi^+ p$ -взаимодействиях при  $5 \text{ ГэВ}/c$  [4].

Рукопись поступила в издательский отдел

II августа 1969 года

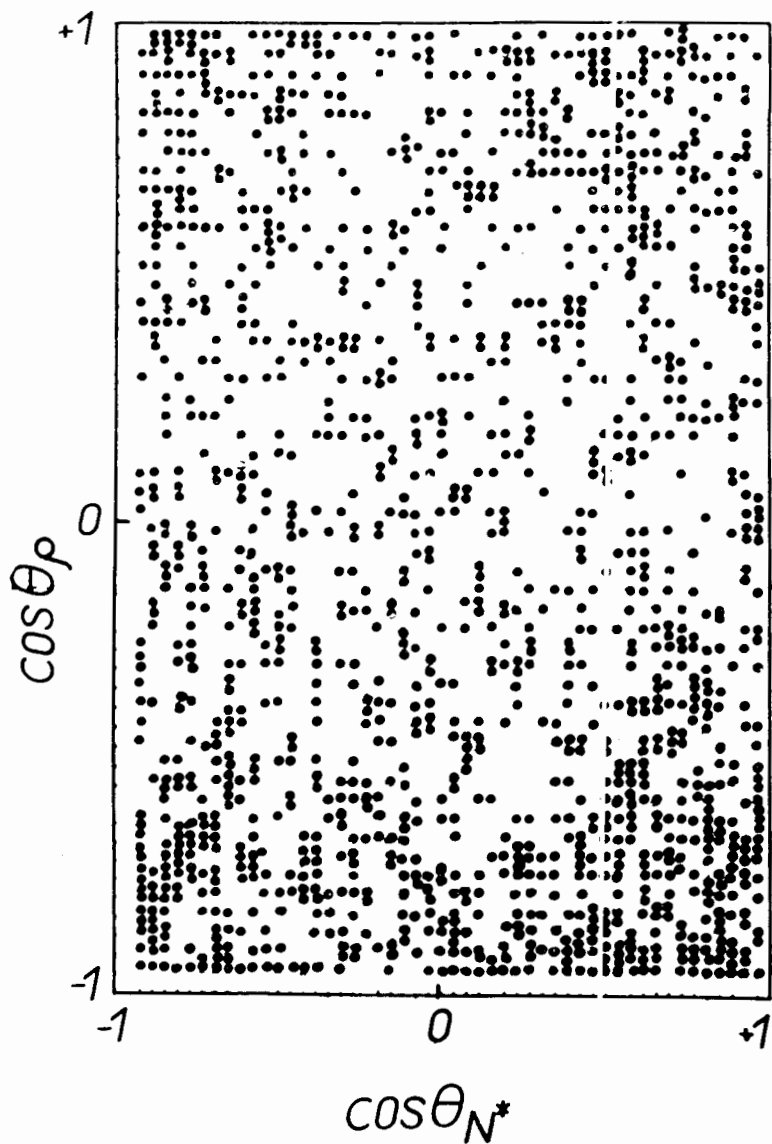


Рис. 9. Зависимость  $\cos \theta_p - \cos \theta_{N^*}$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* p$ .

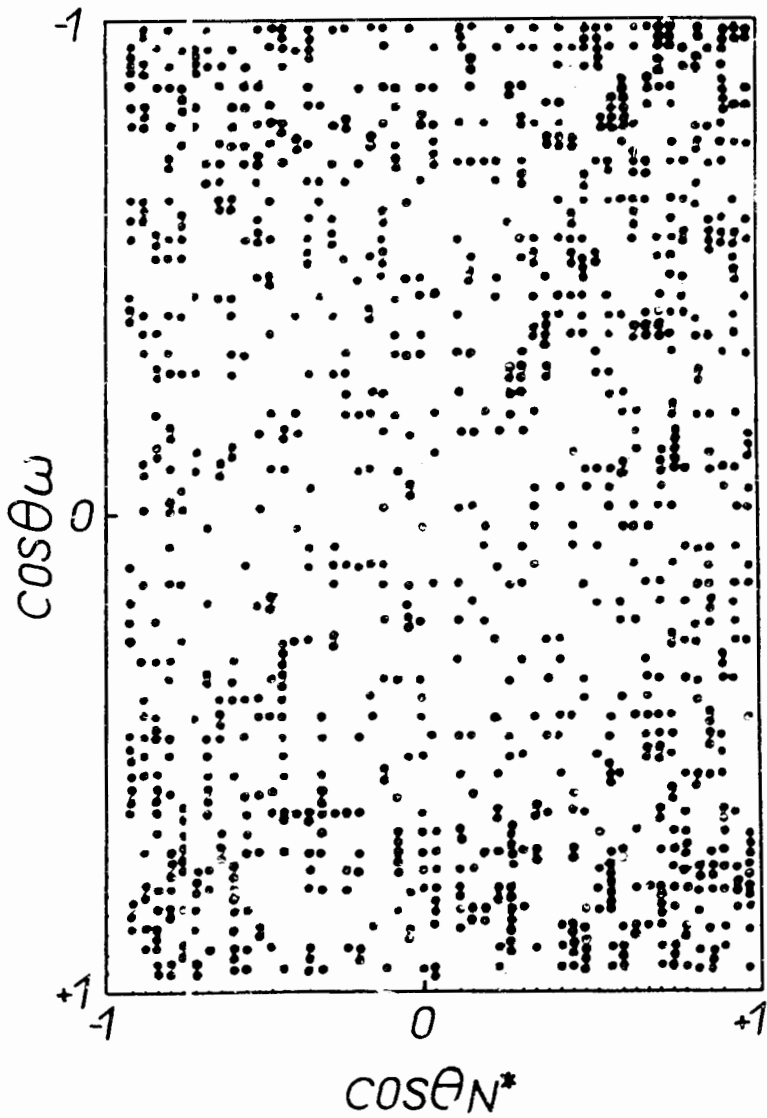


Рис. 10. Зависимости  $\cos \theta_{\omega} - \cos \theta_{N^*}$  для реакции  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega$ .



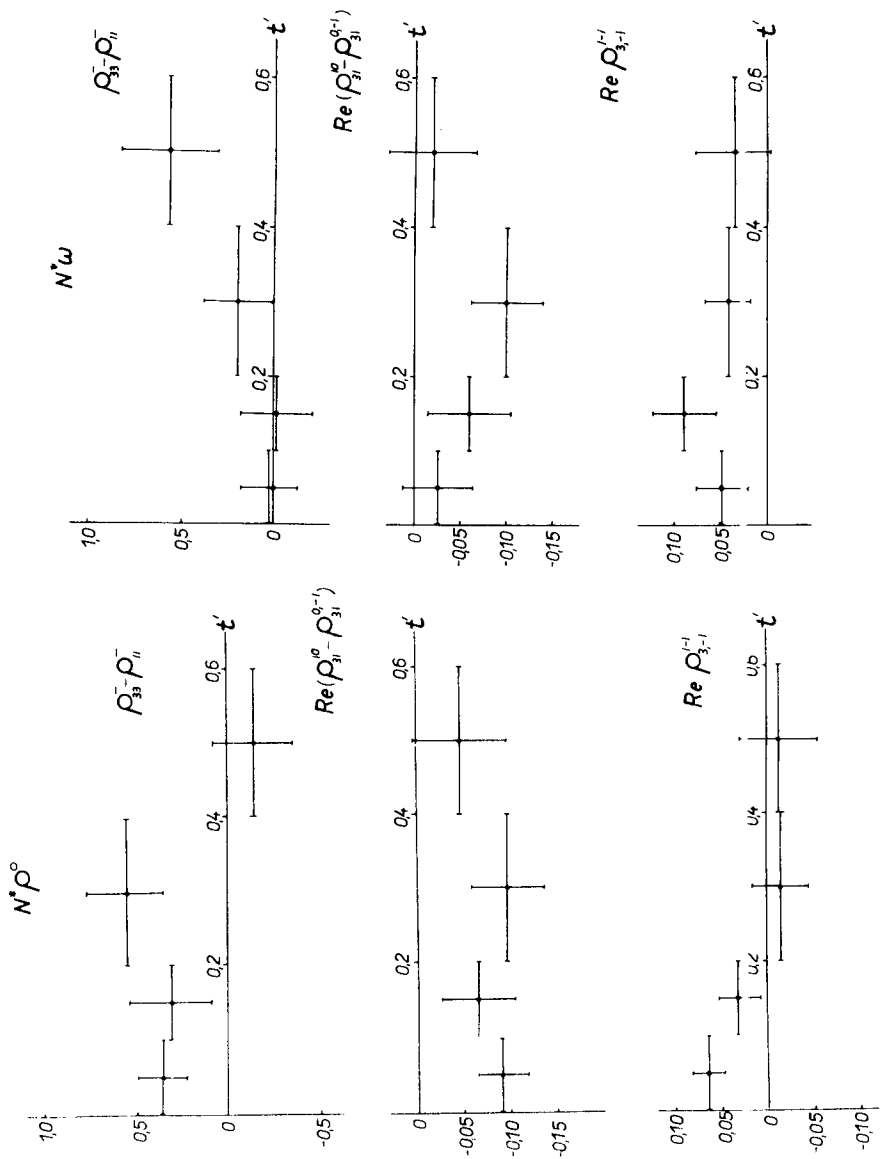


Рис. II. Зависимость элементов совместной матрицы плотности от  $|t'| = |t - t_{min}|$  для реакций  $\pi^+ p \rightarrow N^* p^0$  и  $\pi^+ p \rightarrow N^* \omega$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1/ D.R.O. Morrison, CERN-TC. 66-20. /1966/.
- 2/ D.C. Colley " Topical conference on high-energy collisions of hadrons". CERN 68-7 v.1, p.60 /1968/.
- 3/ Н.Ангелов, И.М.Граменицкий и др.Препринт ОИЯИ РІ-46ІІ Дубна(1969).
- 4/ Bohn, Durham, Nijmegen, Paris-Strasbourg-Turin Collaboration. Nuc. Phys. v. B7. n. 681 /1963/.
- 5/ M.Aderholz, M. Deutschman et al. CERN/D.Ph.11/Physics.68-20/1968/.
- 6/ D.Brown, G.Gidal et al. Ph. Rev. Lett. v.19, p.664 /1967/.
- 7/ Н.Ангелов, И.М.Граменицкий и др. Препринт ОИЯИ РІ-4003 Дубна(1968).
- 8/ J.D.Jackson, J.T. Donohue et al. Phys.Rev. v.139B, p.428 /1965/.
- 9/ K. Gottfried, J.D.Jackson.Nuovo Cim. v.33 p.309 /1964/.
- 10/Н. Pilkun, В.Е.У. Stensson.Nuovo Cim. v.38 p.518 /1965/.
- 11/ Y.T. Donohue. Nuovo Cim. v.55 p.527 /1968/.
- 12/ G. Goldhaber, J.L. Brown et al. Phys. Lett. v. 18 p. 76 /1965/.
- 13/ Н.Ангелов, И.М.Граменицкий и др.Препринт ОИЯИ РІ-427І Дубна(1969)
- 14/ M.Abolins et al. Phys.Rev.Lett. v.11, p.381 /1963/.
- 15/ C. Alff-Steinberger et al. Ph. Rev. v.145, p. 1072 /1966/.
- 16/ V.Hagopian et al. Phys.Rev.Lett.v.10 p. 533 /1963/.
- 17/ L. Durand et al. Phys. Rev.Lett. v.14 p. 329 /1965/.

## П Р И Л О Ж Е Н И Е I

[10]

Выражения для элементов совместной матрицы плотности

в реакциях  $\pi^+ p \rightarrow N^* p^0$  и  $\pi^+ p \rightarrow N^* u^0$ .

[ $\alpha \rightarrow p^0, w^0$ ;  $\beta \rightarrow N^*$ ]

- (I)  $\rho'' - \rho^{00} = \frac{5}{4} \overline{(1 - \cos^2 \theta_\alpha)}$
- (2)  $\rho_{33} - \rho_{11} = \frac{5}{4} \overline{(1 - \cos^2 \theta_\beta)}$
- (3)  $\rho_{33}^- - \rho_{11}^- = \frac{25}{8} \overline{(1 - \cos^2 \theta_\alpha)(1 - \cos^2 \theta_\beta)}$
- (4)  $\text{Re } \rho^{10} = -\frac{5}{4\sqrt{2}} \overline{\sin 2\theta_\alpha \cdot \cos \varphi_\alpha}$
- (5)  $\rho^{1-1} = -\frac{5}{4} \overline{\sin^2 \theta_\alpha \cdot \cos 2\varphi_\alpha}$
- (6)  $\text{Re } \rho_{31} = -\frac{15}{8\sqrt{3}} \overline{\sin 2\theta_\beta \cdot \cos \varphi_\beta}$
- (7)  $\text{Re } \rho_{3-1} = -\frac{15}{8\sqrt{3}} \overline{\sin^2 \theta_\beta \cdot \cos 2\varphi_\beta}$
- (8)  $\text{Re } \rho_{-}^{10} = -\frac{25}{8\sqrt{2}} \overline{(1 - 3 \cos^2 \theta_\beta) \cdot \sin 2\theta_\alpha \cdot \cos \varphi_\alpha}$
- (9)  $\text{Re } \rho_{-}^{1-1} = -\frac{25}{8} \overline{(1 - 3 \cos^2 \theta_\beta) \sin^2 \theta_\alpha \cdot \cos 2\varphi_\alpha}$
- (10)  $\text{Re } \rho_{31}^- = -\frac{75}{16\sqrt{3}} \overline{(1 - 3 \cos^2 \theta_\alpha) \sin 2\theta_\beta \cdot \cos \varphi_\beta}$
- (II)  $\text{Re } \rho_{3-1}^- = -\frac{75}{16\sqrt{3}} \overline{(1 - 3 \cos^2 \theta_\alpha) \cdot \sin^2 \theta_\beta \cdot \cos 2\varphi_\beta}$
- (I2)  $\text{Re}(\rho_{31}^{10} - \rho_{31}^{0-1}) = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin 2\theta_\alpha \cdot \sin 2\theta_\beta \cdot \cos(\varphi_\alpha + \varphi_\beta)}$
- (I3)  $\text{Re}(\rho_{31}^{01} - \rho_{31}^{-10}) = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin 2\theta_\alpha \cdot \sin 2\theta_\beta \cdot \cos(\varphi_\alpha - \varphi_\beta)}$
- (I4)  $\text{Re } \rho_{31}^H = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin^2 \theta_\alpha \cdot \sin 2\theta_\beta \cdot \cos(2\varphi_\alpha + \varphi_\beta)}$
- (I5)  $\text{Re } \rho_{31}^{-H} = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin^2 \theta_\alpha \cdot \sin 2\theta_\beta \cdot \cos(2\varphi_\alpha - \varphi_\beta)}$
- (I6)  $\text{Re}(\rho_{3-1}^{10} - \rho_{3-1}^{0-1}) = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin 2\theta_\alpha \cdot \sin^2 \theta_\beta \cdot \cos(\varphi_\alpha + 2\varphi_\beta)}$
- (I7)  $\text{Re}(\rho_{3-1}^{10} - \rho_{3-1}^{-10}) = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin 2\theta_\alpha \cdot \sin^2 \theta_\beta \cdot \cos(\varphi_\alpha - 2\varphi_\beta)}$
- (I8)  $\text{Re } \rho_{3-1}^{-1-1} = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin^2 \theta_\alpha \cdot \sin^2 \theta_\beta \cdot \cos 2(\varphi_\alpha + \varphi_\beta)}$
- (I9)  $\text{Re } \rho_{3-1}^{-1-1} = \frac{75}{32\sqrt{3}} \overline{\sin^2 \theta_\alpha \cdot \sin^2 \theta_\beta \cdot \cos 2(\varphi_\alpha - \varphi_\beta)}$