

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-84-780

В.К.Сусленко\*, И.И.Гайсак

МОДЕЛЬ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА  
РЕАКЦИИ  $pp \rightarrow pn\pi^+$  И ЕЕ ПРОВЕРКА  
НА УРОВНЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ  
ПИОНОВ ПРИ НАЧАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ  
В ОБЛАСТИ ОТ 0.66 ДО 1 ГэВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

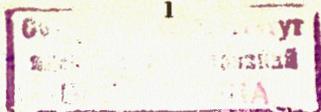
1984

## Введение

В теоретическом анализе реакций образования пионов в нуклон-нуклонных столкновениях успешно применялась модель однопионного обмена — ОРЕМ /1-5/, основная идея которой состоит в предположении, что реакциям столкновения  $N^0 N^0 \rightarrow N^0 N^0 \pi$  при энергиях до  $\sim 3$  ГэВ соответствуют полюсные фейнмановские диаграммы с пионом в качестве промежуточной частицы.

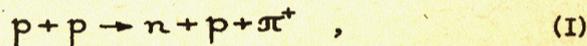
Первые сравнения ОРЕМ с экспериментом /1,3/ были выполнены на уровне данных дифференциальностей 0-порядка (полное, поперечное сечение) и 1-порядка (интегральные энергетические или импульсные спектры конечных нуклонов) преимущественно на примере реакций  $pp \rightarrow n\pi^+ p$  при энергиях в области  $1 + 3$  ГэВ.

Затем в /4-7/ для сравнений были использованы экспериментальные данные 3-порядка, а именно — дифференциальные энергетические (импульсные) спектры при разных углах для пионов, образующихся в реакции  $pp \rightarrow n\pi^+ p$  при энергиях налетающих протонов  $T = 654 + 670, 730$  и  $991$  МэВ. В этом анализе использовался приближенный вариант ОРЕМ, в котором вкладом интерференций диаграмм 1,3 и 2,4 пренебрегают, а в вершинах  $\pi N^0$ -рассеяния учитывают только вклад амплитуды 33-резонанса. Из вычислений в /1,6/ следовало, что неучтенные вклады не превышают  $\sim 1 + 5\%$ . Однако эта оценка относится к энергиям  $\geq 1$  ГэВ. Вопрос о вкладе интерференций диаграмм 1,3 и 2,4 в интервале энергий  $0,6 + 1$  ГэВ оставался открытым. Точные выражения для указанных интерференционных членов получены в /7,8, 13/, а их строгий учет позволяет создать единый алгоритм для анализа реакции (1) в области энергий  $0,6 + 1$  ГэВ, который в наших работах /8,9/ был реализован в виде стандартной программы на языке Фортран, обеспечивающей: а) систематическое сравнение теории с



данными экспериментального исследования, и б) детальный анализ структуры изучаемого варианта ОРЕМ.

Уточненный вариант ОРЕМ, предложенный в /7,8/, используется ниже в вычислениях функций плотности поперечного сечения 3-порядка дифференциальности (спектров для одиночных  $\pi^+$ -мезонов, образующихся в протон-протонных столкновениях



причем в используемом варианте учитываются все вклады от следующих четырех полюсных фейнмановских диаграмм (обозначения смотри ниже):

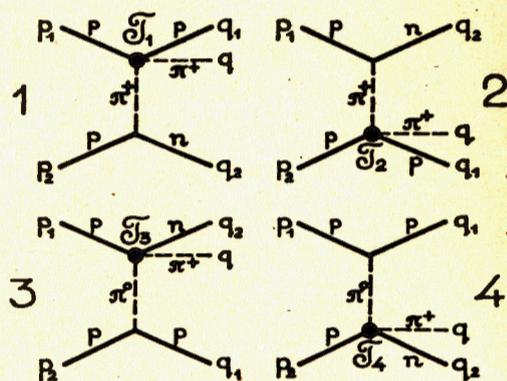


Рис. I. Полюсные фейнмановские диаграммы, сопоставляемые реакции (I) в рамках ОРЕМ.

В этой связи в данной работе проводится систематическое сравнение уточненного варианта ОРЕМ со всеми имеющимися данными 3-порядка включая новые данные при энергии  $T = 800$  МэВ /10/.

## I. Кинематические соотношения

Для реакции (I) закон сохранения 4-импульса имеет вид

$$p_1 + p_2 = q_2 + q_1 + q \quad (1)$$

где отдельные 4-импульсы сопоставляются отдельным частицам:

$p_1, p_2, q_1$  — протонам,  $q_2$  — нейтрону,  $q$  — пиону (см. рис. I).

Кинематика реакций типа  $2 \rightarrow 3$  подробно описана в /I, II/.

Реакции типа  $2 \rightarrow 3$  характеризуются пятью независимыми кинематическими переменными. В частности, можно задать основной и вспомогательный наборы кинематических инвариантов (метрика  $\alpha^2 = \alpha_0^2 - |\vec{\alpha}|^2$ ):

$$\begin{aligned} W^2 &= (p_1 + p_2)^2, & Z^2 &= (q_1 + q_2)^2, \\ \bar{z}^2 &= -(q - p_2)^2, & \omega^2 &= (q + q_1)^2, \\ z^2 &= -(q - p_1)^2, & u^2 &= (q + q_2)^2, \\ \Delta^2 &= -(q_2 - p_2)^2, & \bar{t}^2 &= -(q_1 - p_2)^2, \\ \bar{\Delta}^2 &= -(q_2 - p_1)^2, & t^2 &= -(q_1 - p_1)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

В практике вычислений обычно используются следующие удобные системы отсчета:

- L-система ( $\vec{p}_2 = 0$ ) — лабораторная система,
- B-система ( $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ) — барцентрическая система,
- D-система ( $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = 0$ ) — система центра масс частиц  $q_1$  и  $q_2$ ,
- Q-система ( $\vec{q} + \vec{q}_1 = 0$ ) — система центра масс частиц  $q$  и  $q_1$ ,
- P-система ( $\vec{q} + \vec{q}_2 = 0$ ) — система центра масс частиц  $q$  и  $q_2$ .

Приведем выражения через кинематические инварианты для используемых далее кинематических величин в D-, Q- и P-системах:

$$\begin{aligned} q_{10}^D = q_{20}^D = Z/2, & \quad q_{10}^Q = (\omega^2 + m^2 - \mu^2)/2\omega, \quad q_{20}^Q = (u^2 + m^2 - \mu^2)/2u \\ p_{10}^D = (Z^2 + \bar{z}^2 + m^2)/2Z, & \quad p_{10}^Q = (\omega^2 + m^2 + \Delta^2)/2\omega, \quad p_{10}^P = (u^2 + m^2 + \bar{t}^2)/2u \\ p_{20}^D = (Z^2 + z^2 + m^2)/2Z, & \quad p_{20}^Q = (\omega^2 + m^2 + \Delta^2)/2\omega, \quad p_{20}^P = (u^2 + m^2 + t^2)/2u \end{aligned} \quad (3)$$

$$\cos \alpha^D = \cos(\hat{p}_1, \hat{p}_2)^D = \left\{ \left[ 2(m^2 + p_{10}^D p_{20}^D) \right] - W^2 \right\} / \sqrt{2 p_1^D \cdot p_2^D}.$$

Экспериментальные данные для спектров пионов представляются либо в L-системе, либо в B-системе. Выражения для кинематических инвариантов через инвариантные кинематические переменные для этих двух случаев имеют вид [ массы протона  $m_p$  и нейтрона  $m_n$  полагаются равными:  $m_p = m_n = m$ ,  $\mu$  — масса пиона,  $T(p)$  — кинематическая энергия (импульс) налетающего нуклона  $p_1$  в L-системе, индекс которой для удобства опускается]:

$$W^2 = 4m^2 + 2mT,$$

$$\bar{z}^2 = -(m-\mu)^2 + 2mT_\pi = W(\mu + T_\pi^B) - (\mu^2 + m^2) + \sqrt{W^2 - 4m^2} \cdot p_\pi^B \cdot \cos \Theta_\pi^B,$$

$$z^2 = -(m-\mu)^2 + 2[\mu T + (m+T)T_\pi - p \cdot p_\pi \cdot \cos \Theta_\pi] =$$

$$= W(\mu + T_\pi^B) - (\mu^2 + m^2) - \sqrt{W^2 - 4m^2} \cdot p_\pi^B \cdot \cos \Theta_\pi^B,$$

где  $T_\pi$ ,  $p_\pi$  и  $\Theta_\pi^L$  — кинетическая энергия, импульс и угол вылета пиона.

Инварианты  $\Delta^2$  и  $\bar{\Delta}^2$  удобно вычислять в D-системе:

$$\Delta^2 = 2 [q_{10}^D p_{20}^D - m^2 + q_1^D p_2^D \cdot x^D],$$

$$\bar{\Delta}^2 = 2 \left\{ q_{10}^D p_{10}^D - m^2 - q_1^D p_1^D \cdot \left[ \cos \alpha^D \cdot x^D + \sin \alpha^D \sqrt{1-x^{D2}} \cdot \cos \varphi^D \right] \right\},$$

где  $x^D = \cos \Theta^D = \cos(\hat{q}_2, \hat{p}_2)^D = -\cos(\hat{q}_1, \hat{p}_2)^D$  и  $\varphi^D$  — азимутальный угол в D-системе между плоскостями, в которых лежат векторы импульсов нуклонов  $q_1$  и  $p_1$ ; отметим, что переменным  $x^D$  и  $\varphi^D$  ниже отводится роль переменных интегрирования.

Вспомогательные инварианты набора (2) выражаются через инварианты основного набора:  $z^2 = W^2 - m^2 - \mu^2 - \bar{z}^2 - z^2$ ,

$$\omega^2 = W^2 - 3m^2 - \Delta^2 - \bar{\Delta}^2, \quad u^2 = W^2 + 2m^2 + \mu^2 - z^2 - \omega^2, \quad (6)$$

$$\bar{t}^2 = z^2 - 3m^2 + \bar{z}^2 - \bar{\Delta}^2.$$

В L-системе для пионов, образующихся в реакции (I), при  $T \geq \left\{ \mu(4m-\mu)/2(m-\mu) \approx 316 \text{ МэВ} \right\}$  допускается весь физический интервал углов,  $-1 \leq (x_\pi = \cos \Theta_\pi) \leq +1$ , при этом под углом  $\Theta_\pi^L$  пионы вылетают с кинетическими энергиями в интервале  $0 \leq T_\pi \leq T_\pi^{\max}(x_\pi)$ , где

$$T_\pi^{\max}(x_\pi) = \left\{ 2[(2m+T)^2 - p_1^2 x_\pi^2] \right\}^{-1} \cdot \left\{ (2m+T)(2mT + \mu^2) + \sqrt{(2mT + \mu^2)^2 - 4\mu^2[(2m+T)^2 - p_1^2 x_\pi^2]} \right\}. \quad (7)$$

В B-системе допустимые интервалы углов вылета пионов и спектр их энергий при любом допустимом угле  $\Theta_\pi^B (x_\pi^B = \cos \Theta_\pi^B)$  таковы:

$$-1 \leq x_\pi^B \leq +1,$$

$$0 \leq T_\pi^B \leq \left\{ T_\pi^{B\max} = [(W-\mu)^2 - 4m^2]/2W \right\}. \quad (8)$$

## 2. Общее выражение для плотности дифференциального сечения

В данной работе цель применения представлений модели однопионного обмена к реакции (I) и назначение соответствующей программы ОРЭМЗ /8,9/ состоит в вычислении для пионов, образующихся в реакции (I), плотности поперечного сечения 3-порядка дифференциальности, общее выражение для которого имеет вид (см./I-4, 7,8/):

$$\frac{d^3\sigma}{dT_\pi^S dx_\pi^S d\varphi_\pi^S} = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{|\hat{q}_1^S|}{F} \cdot \left\{ \frac{q_1^D}{z} \right\} \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi^D \int_{-1}^{+1} U(X_\pi^S; x^D, \varphi^D) dx^D, \quad (9)$$

где верхний индекс S означает систему отсчета,  $F = \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 \cdot m_2^2}$  — инвариантный поток, а подынтегральное выражение  $U(X_\pi^S; x^D, \varphi^D)$  в (9) — просуммированный по конечным и усредненный по начальным состояниям квадрат полного матричного элемента всех диаграмм рис. I, в котором  $X_\pi^S$  означает набор фиксированных переменных  $T_\pi^S(q_\pi^S)$ ,  $x_\pi^S$ ,  $\varphi_\pi^S$ , а  $x^D$  и  $\varphi^D$  выполняют роль переменных интегрирования.

ции Лежандра второго рода порядка  $l$  от аргумента

$$\beta(z_i) = \left[ 2a_i^S (z_i - \beta_{i0}^S) - \mu^2 \right] / 2a_i^S \beta_i^S \quad (17)$$

и где отношение

$$\Gamma(K_i^2) = f_{33}^B(z_i; K_i^2) / f_{33}^B(z_i; -\mu^2) \quad (18)$$

есть поправочный множитель на сход с массовой поверхностью, практически не зависящий от энергии  $z_i$  /2/.

Физическая парциальная 33-амплитуда  $\pi N^0$ -рассеяния может быть задана в брейтвигнеровской форме /12/:

$$f_{33}(z_i) = \frac{1}{2\beta_i^S} \cdot \gamma \cdot [(z^* - z_i) - i\gamma/2]^{-1} \quad (19)$$

при

$$\gamma = \gamma_0 \cdot 2(a \cdot \beta_i^S)^3 / [1 + (a \cdot \beta_i^S)^2] \quad (20)$$

с параметрами

$$z^* = (I232 + I238) \text{ МэВ}, \quad \alpha = 6,3 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}, \quad \gamma_0 = 58 \text{ МэВ}.$$

#### 4. Формфактор $NN\pi$ -вершины

В выражении (10) множитель

$$\Pi(K_i^2) = \frac{1}{K_i^2 + \mu^2} \cdot G(K_i^2) \quad (21)$$

есть произведение пропагатора промежуточного пиона  $1/(K_i^2 + \mu^2)$  на функцию так называемого пион-нуклонного формфактора  $G(K_i^2)$ , остающуюся неопределенной в рамках ОРЕМ. Вид  $G(K_i^2)$  может быть установлен сравнением с экспериментом при некоторой фиксированной энергии, поскольку в случае доминирующей роли однопионного обмена этот формфактор должен зависеть только от переданного импульса  $K_i^2$  и не зависеть от начальной энергии  $T$  /1/. В работах /1-8/ установлено, что функция вида

$$G(K_i^2) = A\mu^2 / [K_i^2 + (A+1)\mu^2] \quad (22)$$

при  $A = 8 + 9$  достаточно хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные в области энергии  $T = 0,66 + 1 \text{ ГэВ}$ .

#### 5. Функция $U(x^S; x^D, \varphi^D)$ — квадрат матричного элемента модели однопионного обмена реакции (I)

Полный матричный элемент  $\mathcal{M}$  для реакции (I) представляется следующей алгебраической суммой матричных элементов диаграмм рис.1:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_4, \quad (23)$$

где знаки (-) обусловлены принципом Паули с учетом изотопической инвариантности сильных взаимодействий.

Стандартная процедура вычисления шпура  $\text{Sp} \mathcal{M} \mathcal{M}^+$  приводит к подынтегральной функции в (9), имеющей следующий вид:

$$U = \frac{1}{4} \text{Sp} \mathcal{M} \mathcal{M}^+ = \sum_{i=1}^4 T_i + (T_2 + T_3) + (T_1 + T_4), \quad (24)$$

где первое слагаемое представляет сумму квадратов матричных элементов отдельных диаграмм рис.1, остальные слагаемые — интерференции соответствующих диаграмм. Вследствие псевдоскалярности пиона интерференции диаграмм 1,4 и 2,3 равны нулю. Для наглядности структура квадрата полного матричного элемента схематически изображена на рис.2.

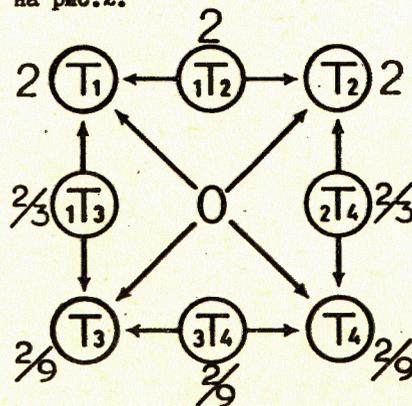


Рис.2. Схема вкладов от диаграмм рис.1, сопоставляемых в ОРЕМ реакции (I). Вклады  $T_i$  — квадраты матричных элементов отдельных диаграмм  $i=1,2,3,4$ ; вклады  $T_j$  — интерференции диаграмм  $i$  и  $j$  ( $i, j = 1,2,3,4$  при  $i=j$ ); числа соответствуют их изотопическим весам в квадрате полного матричного элемента реакции (см. таблицу I).

Квадраты матричных элементов отдельных диаграмм рис.1 имеют вид ( $i = 1, 2, 3, 4$ )

$$T_i = \frac{1}{16m^4} G_r^2 \Pi_i^2 K_i \left\{ (y_i^2 + 4m^2) f_i^2 + 2m \left[ 2(z_i^2 - m^2) + (K_i^2 - y_i^2 - \mu^2) \right] \times \right. \\ \left. \times \operatorname{Re} f_i B_i^* + [(z_i^2 - m^2 - \mu^2)(z_i^2 + K_i^2 - m^2) - y_i^2(z_i^2 - m^2)] \cdot B_i^2 \right\}, \quad (25)$$

где  $G_r^2$  — перенормированная константа сильного взаимодействия  
 $G_r^2 = 16\pi \left(\frac{m}{\mu}\right)^2 \cdot f^2$  при  $f^2 = 0,08$ .

Вклад интерференций диаграмм 1 и 2 определяется выражением

$$T_{12} = G_r^2 \Pi_1 \Pi_2 \left\{ I_{12}^A \operatorname{Re} f_1 f_2^* + I_{12}^{AB} \operatorname{Re} f_1 B_2^* + I_{12}^{BA} \operatorname{Re} B_1 f_2^* + I_{12}^B \operatorname{Re} B_1 B_2^* \right\}, \quad (26)$$

$$I_{12}^A = \frac{1}{8m^2} \left\{ (m^2 + p_1 p_2 + q_1 p_2 - q_1 p_1 - q_2 p_1 - q_2 p_2 - q_1 q_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 q_2 p_1 p_2 - q_1 p_2 \cdot q_2 p_1 - \right. \\ \left. - q_1 p_1 \cdot q_2 p_2) \right\} = \frac{1}{8m^2} \left\{ 2(q_1 p_1 \cdot q_1 p_2 - m^2 \cdot q_1 q_2) - (m^2 \cdot q_1 q_2 + q_1 q_1 \cdot p_1 p_2) + \right. \\ \left. + (q_1 p_1 \cdot q_1 p_2 + q_1 p_2 \cdot q_1 p_1) \right\}, \quad (27)$$

$$I_{12}^{AB} = \frac{1}{8m} \left\{ (\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} \left[ q_1 q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q_1 q_2 (-q_1 p_1 + q_1 p_2 + p_1 p_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_1 p_1 (q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (-q_1 q_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1) \right] \right\}, \quad (28)$$

$$I_{12}^{BA} = \frac{1}{8m} \left\{ (\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} \left[ q_1 q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q_1 q_2 (q_1 p_1 - q_1 p_2 + p_1 p_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_1 p_1 (-q_1 q_2 + q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (q_1 q_2 - q_1 p_1 - q_2 p_1) \right] \right\}, \quad (29)$$

$$I_{12}^B = \frac{1}{8m^2} \left\{ \mu^2 \left[ (m^2 + p_1 p_2 + q_1 q_2 - q_1 p_1 - q_1 p_2 - q_2 p_1 - q_2 p_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_1 \cdot q_2 p_2 + q_1 p_2 \cdot q_2 p_1 - \right. \right. \\ \left. \left. - q_1 q_2 \cdot p_1 p_2) \right] + 2q_1 q_1 \left[ (\mu^2 + q_1) + \frac{1}{m^2} (q_1 q_2 p_1 p_2 - q_1 p_1 \cdot q_2 p_2 - q_1 p_2 \cdot q_2 p_1) \right] \right\}. \quad (30)$$

Вклад интерференций диаграмм 3 и 4 следует из (26) заменой индексов  $1 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 4$  с одновременными взаимозаменами  $q_1 \rightleftharpoons q_2$  всюду в выражениях (27)–(30).

Вклад интерференций диаграмм 1 и 3 определяется выражением

$$T_{13} = G_r^2 \Pi_1 \Pi_3 \left\{ I_{13}^A \operatorname{Re} f_1 f_3^* + I_{13}^{AB} \operatorname{Re} f_1 B_3^* + I_{13}^{BA} \operatorname{Re} B_1 f_3^* + I_{13}^B \operatorname{Re} B_1 B_3^* \right\}, \quad (31)$$

$$I_{13}^A = \frac{1}{8m^2} \left\{ (m^2 + q_1 p_1 + q_2 p_1 + q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2 - p_1 p_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 q_2 p_1 p_2 - q_1 p_1 \cdot q_2 p_2 - \right. \\ \left. - q_1 p_2 \cdot q_2 p_1) \right\} = \frac{1}{8m^2} \left\{ 2(q_1 p_1 \cdot q_2 p_2 - m^2 \cdot p_1 p_2) + (m^2 \cdot q_1 p_2 + q_1 p_1 \cdot q_1 q_2) - \right. \\ \left. - (q_1 q_1 \cdot q_2 p_1 + q_1 q_2 \cdot q_1 p_1) \right\}, \quad (32)$$

$$I_{13}^{AB} = \frac{1}{8m} \left\{ (-\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} \left[ q_1 q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q_1 q_2 (q_1 p_1 - q_1 p_2 - p_1 p_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_1 p_1 (q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (q_1 q_2 - q_1 p_1 + q_2 p_1) \right] \right\}, \quad (33)$$

$$I_{13}^{BA} = \frac{1}{8m} \left\{ (-\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} \left[ q_1 q_1 (q_2 p_1 - q_2 p_2 - p_1 p_2) + q_1 q_2 (-q_1 p_1 - q_1 p_2 + p_1 p_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_1 p_1 (q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (q_1 q_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1) \right] \right\}, \quad (34)$$

$$I_{13}^B = \frac{1}{8m^2} \left\{ \mu^2 \left[ (m^2 + p_1 p_2 + q_1 q_2 - q_1 p_1 - q_1 p_2 - q_2 p_1 - q_2 p_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_1 \cdot q_2 p_2 + q_1 p_2 \cdot q_2 p_1 - \right. \right. \\ \left. \left. - q_1 q_2 \cdot p_1 p_2) \right] + 2q_1 q_1 \left[ (-\mu^2 + q_1) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_2 \cdot q_1 q_2 - q_1 q_1 \cdot q_2 p_2 - q_1 q_2 \cdot q_1 p_2) \right] \right\}. \quad (35)$$

Вклад интерференций диаграмм 2 и 4 следует из (31) заменой индексов  $1 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 4$  с одновременными взаимозаменами  $p_1 \rightleftharpoons p_2$  всюду в выражениях (32)–(35).

Скалярные произведения, в терминах которых записаны (26)–(35), выражаются через кинематические инварианты (2):

$$\begin{aligned} p_1 p_2 &= +\frac{1}{2}(p_1 + p_2)^2 - m^2 = W^2/2 - m^2, & q_1 q_2 &= -\frac{1}{2}(q_1 - q_2)^2 - m^2 = Z^2/2 - m^2, \\ q_2 p_2 &= -\frac{1}{2}(q_2 - p_2)^2 + m^2 = \Delta^2/2 + m^2, & q_2 p_1 &= -\frac{1}{2}(q_2 - p_1)^2 + m^2 = \bar{\Delta}^2/2 + m^2, \\ q_1 p_1 &= -\frac{1}{2}(q_1 - p_1)^2 - m^2 = t^2/2 + m^2, & q_1 p_2 &= -\frac{1}{2}(q_1 - p_2)^2 + m^2 = \bar{t}^2/2 + m^2, \end{aligned}$$

$$q p_1 = +\frac{1}{2}[-(q - p_1)^2 + (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2}[\bar{z}^2 + (m^2 + \mu^2)], \quad (36)$$

$$q p_2 = +\frac{1}{2}[-(q - p_2)^2 + (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2}[\bar{z}^2 + (m^2 + \mu^2)],$$

$$q q_1 = +\frac{1}{2}[(q + q_1)^2 - (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2}[\omega^2 - (m^2 + \mu^2)],$$

$$q q_2 = +\frac{1}{2}[(q + q_2)^2 - (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2}[\omega^2 - (m^2 + \mu^2)].$$

В результате на основе вышеизложенного полностью определена детальная схема используемого нами в программе OPEM3 варианта OPEM, обеспечивающего вычисление плотностей дифференциальных сечений 3-го порядка (спектров) для образующихся в реакции (I) пионов.

### 6. Результаты сравнения расчетов по программе OPEM3

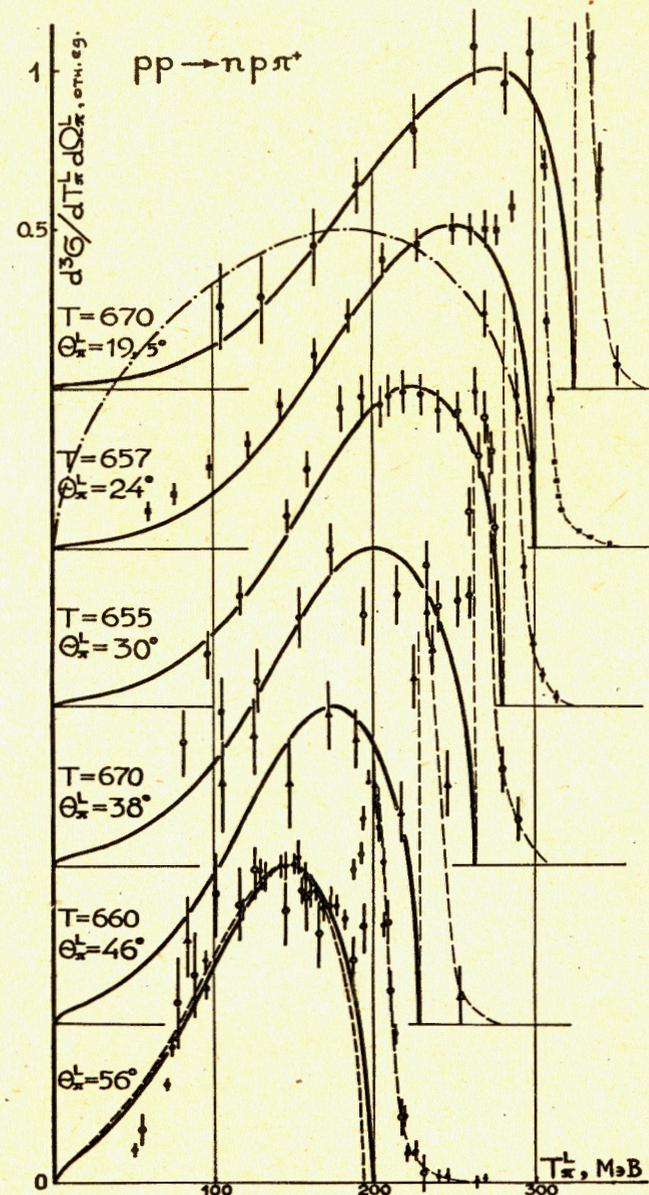
#### с экспериментальными данными

Выражение (9), включающее точные выражения для квадрата матричного элемента OPEM (25–35), представляется в виде следующей суммы

$$\begin{aligned} {}^3\sigma_{\pi} &\equiv \frac{d^3\sigma}{dT_{\pi}^S dx_{\pi}^S d\varphi_{\pi}^S} = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{|f_{\pi}^S|^2 |q_1^D|^2}{F^2(Z)} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^{+1} [(T_1 + T_3) + \\ &+ (T_2 + T_4) + (T_{12} + T_{34}) + (T_{13} + T_{24})] dx^2 = A + B + C + D = ABCD, \end{aligned}$$

удобной для выделения характерных вкладов в  ${}^3\sigma_{\pi}$ .

В ранее выполненных расчетах /I-7/ (за исключением части расчетов в работе /6/) вычислялись только вклады ABC.



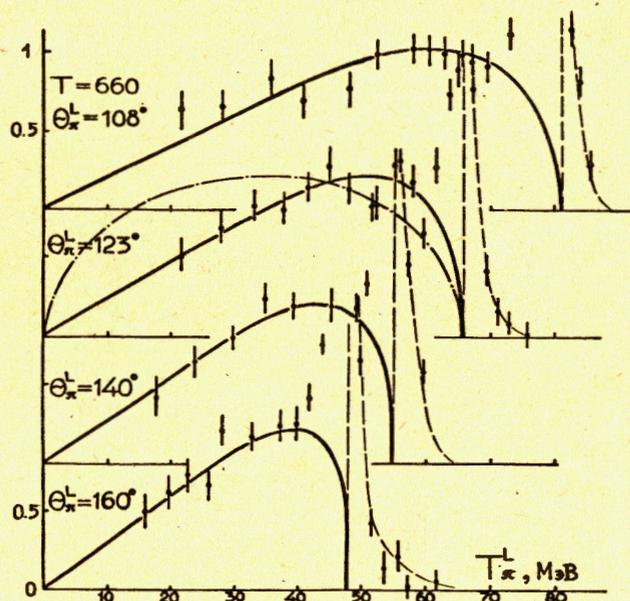


Рис.3. Сравнение теоретических и экспериментальных дифференциальных энергетических распределений (спектров) в L-системе для пионов, образующихся в реакции  $pp \rightarrow n\pi^+\pi^+$  при начальных энергиях  $T = 654 + 670$  МэВ и углах вылета пионов  $\Theta_\pi^L = 19.5, 24, 30, 46, 56^\circ; 108, 123, 140, 160^\circ$  (см. продолжение рисунка). Сплошные жирные кривые — результат расчета по OREM3 (данная работа) с фактором  $G(k_i^2) = 9\mu^2 / (k_i^2 + 10\mu^2)$  и немассовой поправкой  $T(k_i^2)$ , вычисляемой по (18). Кривая пунктир с точкой при  $\Theta_\pi^L = 19,5^\circ$  — пример поведения фазового объема. Сплошная кривая при  $\Theta_\pi^L = 56^\circ$  соответствует  $T = 670$  МэВ, пунктирная —  $T = 655$  МэВ.  
 $\phi$  — экспериментальные данные работы /14/,  
 $\dagger$  — /15/,  $\ddagger$  — /16, 18, 19/,  $\uparrow$  — /17/.  
 Пунктирные линии отмечают положение границы спектров пионов в реакции  $pp \rightarrow n\pi^+\pi^+$  и поведение правого склона пика спектров пионов в реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ .

Для удобства графика все расчетные кривые и экспериментальные данные нормированы на единицу в их максимумах. Соответствующие им абсолютные значения восстанавливаются по их значениям в максимумах, приводимых в таблице II.

Таблица II. Абсолютные значения в максимумах теоретических и экспериментальных кривых для дифференциальных энергетических спектров, представленных на рис. I.

T	$\Theta_\pi^L$	A/B	В единицах $[10^{-29} \text{ см}^2/\text{МэВ}\cdot\text{стер}]$		
			эксперимент	OPEM3	
				A=9	A=8
670	19.5	/14/	$2.37 \pm 0.26$	2.40	2.11
657	24	/15/	отн. ед.	1.93	1.69
655	30	/16/	$1.65 \pm 0.23$	1.47	1.28
670	38	/14/	$1.57 \pm 0.13$	1.12	0.97
660	46	/17/	$1.33 \pm 0.33$	0.85	0.74
670	56	/14/	$1.30 \pm 0.14$	0.74	0.65
655	56	/18/	$0.80 \pm 0.04$	0.70	0.61
660	108	/19/	$1.00 \pm 0.18$	0.84	0.73
660	123	/19/	$1.07 \pm 0.12$	0.90	0.79
660	140	/19/	$0.92 \pm 0.10$	0.92	0.81
660	160	/19/	$0.92 \pm 0.10$	0.96	0.86

В данной работе на основе явных выражений (31-35) строго учитываются интерференции  $D = {}_1T_3 + {}_2T_4$ , вычисляются величины  ${}^3\sigma_\pi = ABCD$  и затем выполняется детальное сравнение их с имеющимися экспериментальными данными при энергиях  $T = 654 + 670, 730, 800, 991$  и  $1000$  МэВ, результаты которого представлены на рис.3-7. Важно отметить, что абсолютные значения вкладов  $D$  в значения  ${}^3\sigma_\pi$  зависят от начальной энергии  $T$  реакции (1) и угла вылета пиона  $\Theta_\pi^L$ , причем с уменьшением значений этих величин вклад  $D$  возрастает. В частности, эта зависимость от энергии  $T$  при угле  $\Theta_\pi^L = 20^\circ$ , изображенная на рис.8, приводит к относительным величинам вклада  $D$ , равным 12%, 6% и 2,5% при  $T = 670, 800$  и  $991$  МэВ соответственно. Зависимость вклада  $D$  от угла вылета пиона  $\Theta_\pi^{L,B}$  частично отражена на рис.4-6.

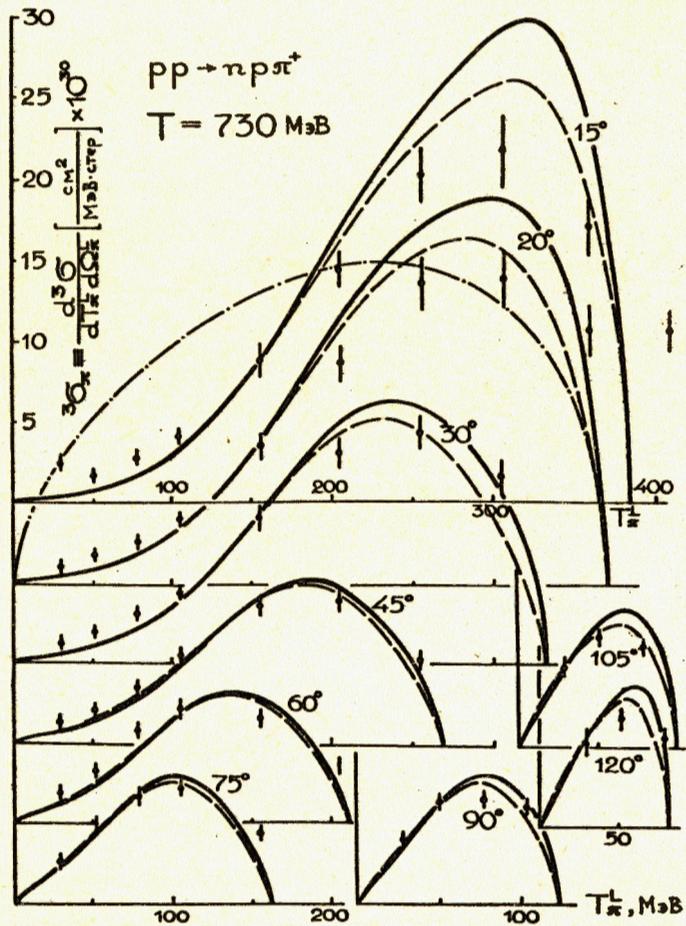


Рис.4. То же, как на рис.3 при  $T = 730$  МэВ и  $\theta_{\pi}^L = 15, 20, 30, 45, 60, 75, 90, 105$  и  $120^\circ$  в  $L$ -системе. Сплошная кривая — все вклады ABCD в  ${}^3\sigma_{\pi}$ , пунктирная — вклады ABC (отсутствует вклад D от интерференции диаграмм 1,3 и 2,4 рис.1), пунктир с точкой — фазовый объем.  $\dagger$  — экспериментальные данные работы /5/. Все кривые (кроме фазового объема) и экспериментальные данные представлены в абсолютных единицах.

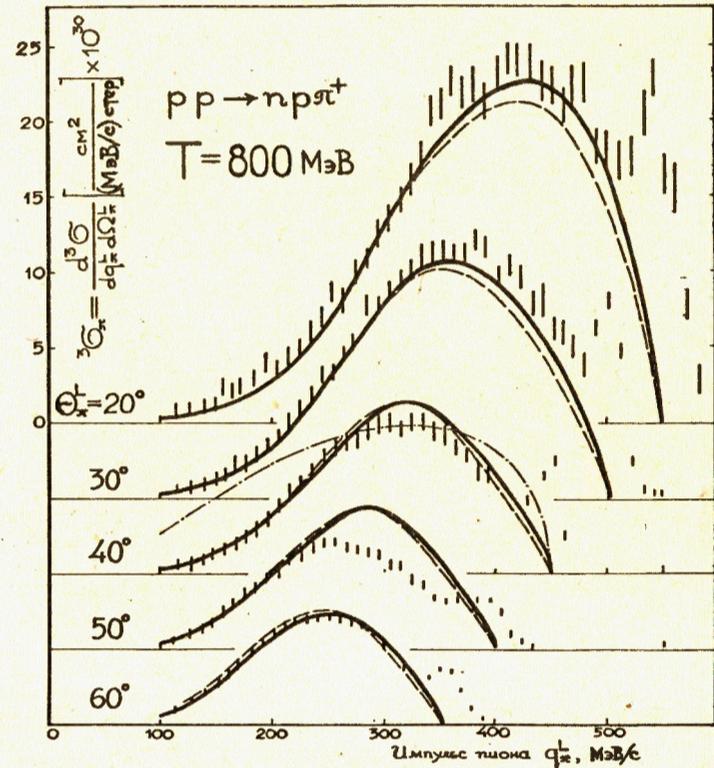


Рис.5. То же, как рис.4 при  $T = 800$  МэВ для дифференциальных импульсных спектров  ${}^3\sigma_{\pi}$  в  $L$ -системе при углах вылета пионов  $\theta_{\pi}^L = 20, 30, 40, 50$  и  $60^\circ$ .  $\dagger$  — экспериментальные данные работы /10/. Все кривые (кроме фазового объема) и экспериментальные данные представлены в абсолютных единицах.

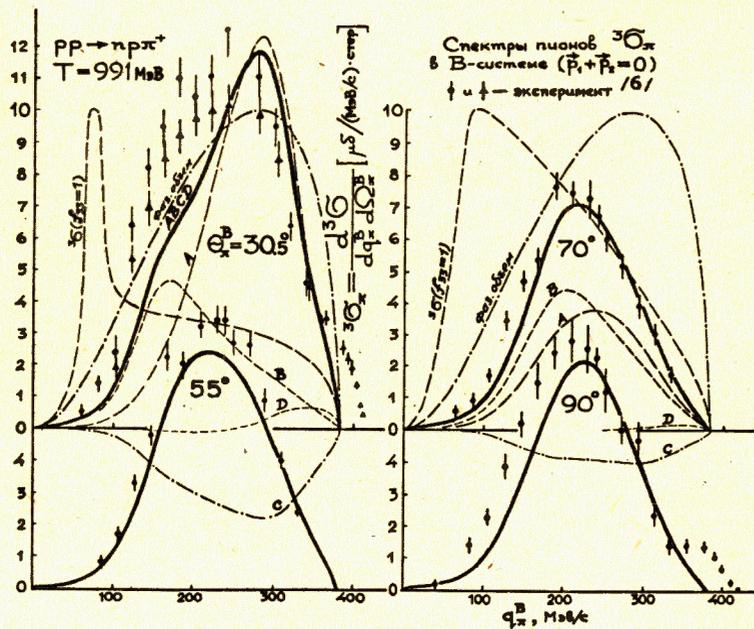


Рис. 6. Дифференциальные импульсные спектры пионов, в реакции (I) при  $T = 991$  МэВ, представленные в В-системе ( $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ) при углах  $\Theta_{\pi}^B = 30,5^\circ, 55^\circ$  и  $125^\circ, 70^\circ$  и  $110^\circ$ , и  $90^\circ$ . Сплошные кривые — все вклады ABCD. Пунктирные кривые A, B, C, D представляют отдельно вклады  $A \sim T_1 + T_3$ ,  $B \sim T_2 + T_4$ ,  $C \sim T_2 + T_3$ ,  $D \sim T_3 + T_4$ ; пунктирная кривая  ${}^3\sigma_{\pi}(f_{33} = 1)$  представляет поведение  ${}^3\sigma_{\pi}$ , в котором амплитуда  ${}^3\sigma_{\pi}$ -резонанса  $\pi N^0$ -рассеяния всюду полагается равной единице. Все кривые, кроме кривых  ${}^3\sigma_{\pi}$  при  $f_{33} = 1$  и фазового объема, и экспериментальные данные представлены в абсолютных единицах.  $\downarrow$  и  $\uparrow$  — экспериментальные данные работы /6/.

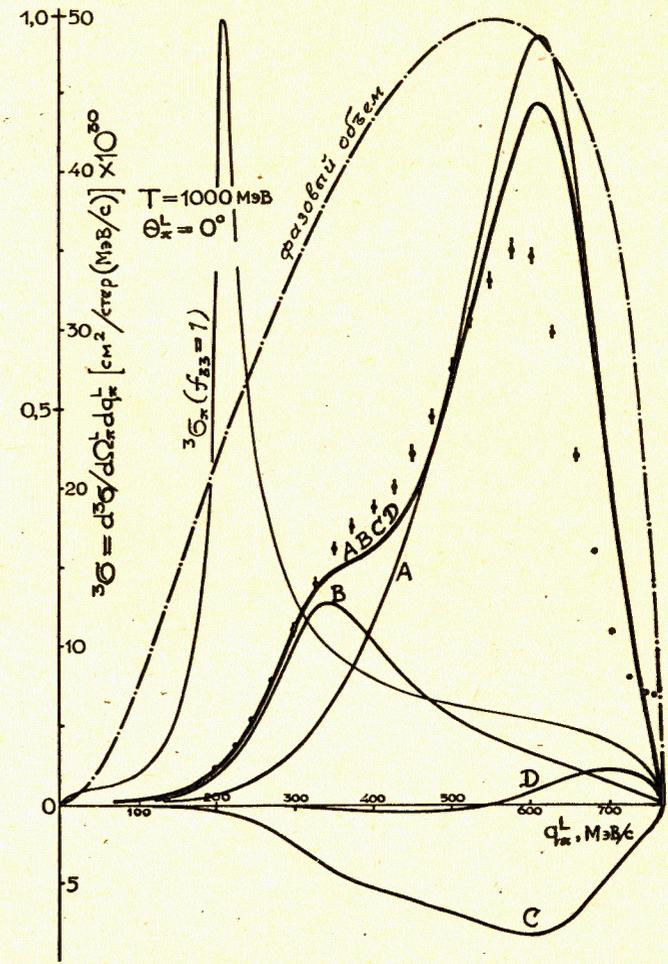


Рис. 7. Дифференциальный импульсный спектр пионов, образующихся под углом  $\Theta_{\pi}^L = 0^\circ$  в реакции  $pp \rightarrow npr\pi^+$  при начальной энергии  $T = 1000$  МэВ. Сплошная жирная кривая (все вклады ABCD в  ${}^3\sigma_{\pi}$ ), сплошные тонкие кривые для отдельных вкладов A, B, C, D и данные эксперимента представлены в абсолютных единицах, кривая для  ${}^3\sigma_{\pi}$  при  $f_{33} = 1$  и фазового объема (длинный штрих с точкой) нормированы на единицу.  $\downarrow$  — экспериментальные данные работы /22/.

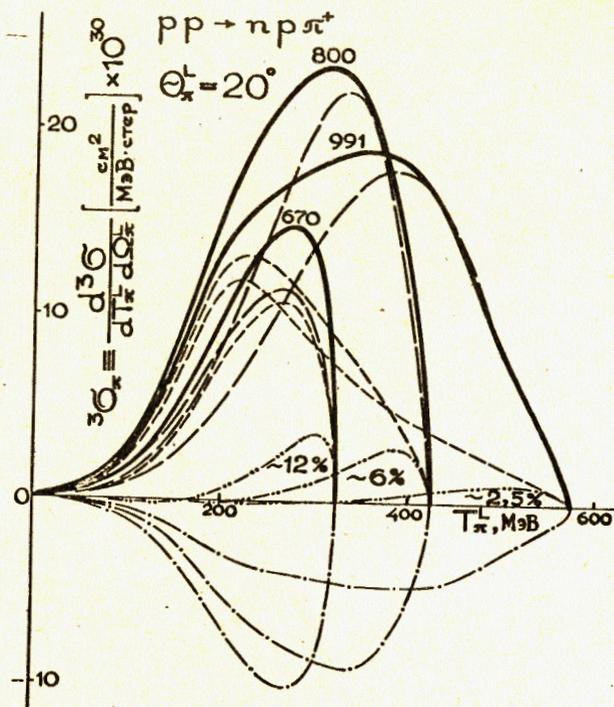


Рис.8. Дифференциальные энергетические спектры в  $L$ -системе для пионов, образующихся в реакции  $pp \rightarrow n p \pi^+$  при  $T = 670, 800$  и  $991$  МэВ под углом  $\theta_{\pi^+}^L = 20^\circ$  и их разложение на отдельные вклады. Сплошная жирная кривая — все вклады  $ABCD$ , длинный пунктир — вклад  $A \sim T_1 + T_3$ , короткий пунктир — вклад  $B \sim T_2 + T_4$ , длинный пунктир с точкой — вклад  $C \sim T_2 + T_3$ , короткий пунктир с двумя точками — вклад  $D \sim T_3 + T_4$ . Все кривые приведены в абсолютных значениях. Оценка вкладов  $D$  приведена под их кривыми.

## 7. Выводы и обсуждение

Общий результат сравнения результатов наших расчетов с имеющимися экспериментальными данными для  ${}^3\sigma_{\pi}$  при энергиях  $T = 654 + 670, 800$  и  $991$  МэВ свидетельствуют о хорошем согласии нашего варианта ОРЕМ с экспериментом при формфакторе  $G(K_i^2) = 9\mu^2 / (K_i^2 + 10\mu^2)$ . Данные при  $T = 730$  МэВ хорошо согласуются по форме спектров, но по абсолютным значениям лучше соответствуют формфактору  $G(K_i^2) = 8\mu^2 / (K_i^2 + 9\mu^2)$ . Многочисленные вычисления показывают, что изменения величины  $A$  в формфакторе (22) не влияют на форму спектров, а разница в вычислениях для  ${}^3\sigma_{\pi}$  при  $A = 8$  и  $9$  составляет величину порядка 10% и, вследствие этого, не выходит за пределы точности, на которые может претендовать весь набор имеющихся экспериментальных данных для  ${}^3\sigma_{\pi}$ , проанализированных в данной работе.

Следует отметить, что и другие расчеты, где учитывались вклады диаграмм с обменом  $\rho$ -мезоном /20/,  $N^*$ -резонансом и включались вклады от нерезонансных  $S$ - и  $P$ -амплитуд /10/, приводят также к хорошему согласию с экспериментом. Это, по-видимому, объясняется тем, что нерезонансные вклады и вклад  $N^*(1470)$  относительно малы, а вклад от  $\rho$ -мезона качественно не отличим /10/ от вкладов диаграмм рис.1. Очевидно, что для установления степени различия нашего расчета и расчетов /10,20/ будет полезным анализ поляризационных экспериментов.

Помимо этого, важным этапом выяснения степени применимости ОРЕМ к реакции (1) должен стать и систематический анализ данных кинематически полных экспериментов, в которых регистрируются в схеме на совпадение (любые) две из трех конечных частиц. Первый пригодный для этой цели эксперимент /21/, в котором регистрировались  $p\pi^+$ -совпадения в реакции (1), позволяет приступить к такому анализу, хотя, вследствие очень ограниченного набора выполненных измерений, он пока не может являться основой для уверенных выводов.

Несомненно, что в дальнейших исследованиях степень применимости основных положений модели OPEM о доминирующем вкладе полюсных фейнмановских диаграмм (рис.1) и существовании в области применимости данной модели единой функции вида  $\mathcal{L}(K_i^2) = \Gamma(K_i^2) \cdot G(K_i^2)$ , не зависящей от начальной энергии  $T$  и зависящей только от переданного импульса  $K_i^2$ , будет определена с лучшей точностью. Тем не менее, результаты данной работы позволяют полагать, что эти уточнения не выйдут за пределы вклада более  $\sim 20\%$  (точность приближения вклада только 33-резонанса не превосходит  $5\% / 6/$ ), поскольку в пределах этой точности все имеющиеся данные на уровне  $^3\text{O}\pi$  объясняются в рамках OPEM.

#### Литература

1. Ferrari E., Selleri F. Nuovo Cim. 1963, 27, 1450; Suppl. Nuovo Cim. 1962, 24, 453.
2. Selleri F. Nuovo Cim. 1965, 40A, 236; Lectures in Theor. Physics, 1965, 7B, 183.
3. Amaldi U. jr., Biancastelli and S. Francaviglia, Nuovo Cim. 1967, 47A, 85.
4. Сусленко В.К., Кочкин В.И. ОИЯИ, P2-5572, Дубна, 1971.
5. Cochran D.R.F. et al. Phys. Rev. 1972, D6, 3085.
6. Вовченко В.Г. и др. ЯФ, 1976, 24, 1161.
7. Сусленко В.К. ОИЯИ, 2-10657, Дубна, 1977.
8. Сусленко В.К., Гайсак И.И. ОИЯИ, P2-83-298, Дубна, 1983.
9. Гайсак И.И., Сусленко В.К. ОИЯИ, P2-83-348, Дубна, 1983.
10. Sverma F.H. et al. Phys. Rev. 1981, C23, 1698.
11. Сусленко В.К. ЭЧАЯ, 1975, 6, вып. I, 173.
12. Gell-Mann M., Watson K.M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1954, 4, 219.
13. Ажгирей Л.С., Чижиков В.И. ОИЯИ, P2-4937, Дубна, 1971; ЯФ, 1971, 13, 581.

14. Мешковский А.Г., Шаламов Я.Я., Шабанов В.А. ЖЭТФ, 1958, 35, 64.
15. Мещеряков М.Г. и др. ЖЭТФ, 1956, 31, 45.
16. Вовченко В.Г. ДАН СССР, 1965, 163, 1348.
17. Мешковский А.Г. и др. ЖЭТФ, 1956, 31, 560.
18. Вовченко В.Г. и др. ЖЭТФ, 1960, 39, 1557.
19. Неганов Б.С., Савченко О.В. ЖЭТФ, 1957, 32, 1265.
20. Verwest B.J. Phys. Lett., 1979, 83B, 161.
21. Hudomalj-Gabitzsch et al. Phys. Rev. 1978, C18, 2666.
22. Абаев и др. Препринт ЛИЯФ АН СССР, № 569, Ленинград, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1984 года.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Переушкин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Сусленко В.К., Гайсак И.И.

P2-84-780

Модель однопионного обмена реакции  $pp \rightarrow p\pi^+$  и ее проверка на уровне дифференциальных спектров пионов при начальных энергиях в области от 0,66 до 1 ГэВ

Выполнено детальное сравнение имеющихся экспериментальных данных 3-порядка дифференциальности для пионов,  $d^3\sigma/dT_\pi^L(q_\pi^L)d\Omega_\pi^L$ , в реакции  $pp \rightarrow p\pi^+$  при начальных энергиях протонов ~660, 730, 800, 991 и 1000 МэВ с вариантом модели однопионного обмена /ОРЕМ/ для данной реакции, в котором строго учитываются вклады от четырех фейнмановских полюсных диаграмм и всех их интерференций в приближении 33-резонанса для амплитуды виртуального  $\pi N$ -рассеяния. Показана применимость данной модели в пределах точности  $\sim 10 \pm 15\%$  и выделен "пион-нуклонный формфактор" вида  $G(K_i^2) = 9\mu^2 / (K_i^2 + 10\mu^2)$ , где  $K_i^2$  - квадрат переданного виртуальному пиону 4-импульса в диаграммах с индексом  $i = 1, 2, 3, 4$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Suslenko V.K., Haysak I.I.

P2-84-780

One-Pion Exchange Model for the Reaction  $pp \rightarrow p\pi^+$  and its Verification on a Scale of Differential Pion Spectra at Energy of 0.66-1.0 GeV

A detailed comparison of all up-to-date collected 3rd order differential experimental data is made for pions produced in the  $pp \rightarrow p\pi^+$  reaction at ~660, 730, 800, 991 and 1000 MeV of the initial proton kinetic energies with the improved version of the one-pion exchange model-OPEM-for the given reaction. In this version all inputs from four Feynman pole diagrams and all their interferences are rigorously taken into account, the virtual  $\pi N$ -amplitude on its on-mass shell being approximated by Breit-Wigner type formula for 33-resonance. The applicability of the given OPEM version with form factor  $G(K_i^2) = 9\mu^2 / (K_i^2 + 10\mu^2)$  is clearly demonstrated with an accuracy of about 10-15%,  $K_i^2$  being the 4-momentum squared which is transferred by virtual pion inside the diagrams with indices  $i = 1, 2, 3, 4$ .

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984