

МОДЕЛЬ ОДНОИОННОГО ОБМЕНА РЕАКЦИИ $pp \rightarrow n\pi^+$ И ЕЕ ПРОВЕРКА НА УРОВНЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ПИОНОВ ПРИ НАЧАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ ОТ 0,66 ДО 1 ГэВ

СУСЛЕНКО В. К.¹⁾, ГАЙСАК И. И.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 18 декабря 1984 г.)

Выполнено детальное сравнение имеющихся экспериментальных данных 3-го порядка дифференциальности для π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow n\pi^+$, $d^3\sigma/dT_{\pi^+}(q_{\pi^+})d\Omega_{\pi^+}$, при начальных энергиях протонов $\sim 660, 730, 800, 991$ и 1000 МэВ с вариантом модели одноионного обмена (ОРЕМ) для данной реакции, в котором строго учитываются вклады от четырех фейнмановских полюсных диаграмм и всех их интерференций в приближении $\mathbb{3}\mathbb{3}$ -резонанса для амплитуды виртуального πN -рассеяния. Показана применимость данной модели в пределах точности $\sim 10\div 15\%$ 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 индексами $i=1, 2, 3, 4$.

Введение

В теоретическом анализе реакций образования пионов в нуклон-нуклонных столкновениях успешно применялась модель одноионного обмена — ОРЕМ [1–5], основная идея которой состоит в предположении, что реакциям столкновения $NN \rightarrow NN\pi$ при энергиях до ~ 3 ГэВ соответствуют полюсные фейнмановские диаграммы с пионом в качестве промежуточной частицы.

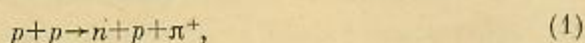
Первые сравнения ОРЕМ с экспериментом [1, 3] были выполнены на уровне данных дифференциальностей 0-порядка (полное поперечное сечение) и 1-порядка (интегральные энергетические или импульсные спектры конечных нуклонов) преимущественно на примере реакции $pp \rightarrow n\pi^+$ при энергиях в области $1\div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

Затем в [4–7] для сравнений были использованы экспериментальные данные 3-го порядка, а именно дифференциальные энергетические (импульсные) спектры при разных углах для пионов, образующихся в реакции $pp \rightarrow n\pi^+$ при энергиях налетающих протонов $T=654\div 670, 730$ и 991 МэВ. В этом анализе использовался приближенный вариант ОРЕМ, в котором вкладами интерференций диаграмм 1, 3 и 2, 4 (рис. 1) пренебрегали, а в вершинах πN -рассеяния учитывали только вклад амплитуды $\mathbb{3}\mathbb{3}$ -резонанса. Из вычислений в [1, 6] следовало, что неучтенные вклады не превышали $\sim 1\div 5\%$. Однако эта оценка относится к энергиям ≥ 1 ГэВ. Вопрос о вкладе интерференций диаграмм 1, 3 и 2, 4 в интервале энергий $0,6\div 1$ ГэВ оставался открытым. Точные выражения для указанных интерференционных членов получены в [7–9], а их строгий учет позволил создать единый алгоритм для анализа реакций (1) в области энергий $0,6\div 1$ ГэВ, который в наших работах [8, 10] 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-го порядка дифференциальности (3-спектров) для одиночных π^+ -мезонов, образу-

¹⁾ Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Ленинград.

щихся в протон-протонных столкновениях



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

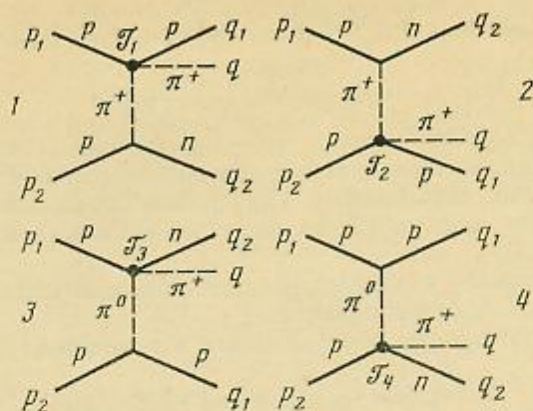


Рис. 4. Полюсные фейнмановские диаграммы, сопоставляемые реакции (1) в рамках ОРЕМ

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 [11].

1. Кинематика 3-спектров пионов

Для реакции (1) закон сохранения 4-импульса имеет вид

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

где отдельные 4-импульсы сопоставляются отдельным частицам: p_1 , p_2 , q_1 — протонам, q_2 — нейтрону, q — пиону (см. рис. 4).

Кинематика реакций типа $2 \rightarrow 3$ подробно описана в [1, 12]. Реакции типа $2 \rightarrow 3$ характеризуются пятью независимыми кинематическими переменными. В частности, можно задать основной и вспомогательный наборы кинематических инвариантов (метрика $a^2 = a_0^2 - |a|^2$):

$$W^2 = (p_1 + p_2)^2, \quad \bar{r}^2 = -(q - p_2)^2, \quad r^2 = -(q - p_1)^2, \quad (2)$$

$$\Delta^2 = -(q_2 - p_2)^2, \quad \bar{\Delta}^2 = -(q_2 - p_1)^2;$$

$$z^2 = (q_1 + q_2)^2, \quad \omega^2 = (q + q_1)^2, \quad u^2 = (q + q_2)^2, \quad (3)$$

$$\bar{t}^2 = -(q_1 - p_2)^2, \quad t^2 = -(q_1 - p_1)^2.$$

В практике вычислений обычно используются следующие удобные системы отсчета S : L -система ($\mathbf{p}_2=0$) — л.с., B -система ($\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2=0$) — барицентрическая система и с.ц.м. частиц q_1 и q_2 (D -система), q и q_1 (Q -система), q и q_2 (P -система).

Точке 3-спектра пионов, образующихся в реакции (1), соответствует фиксирование трех независимых переменных $T^S(p^S)$, $T_\pi^S(q_\pi^S)$ и θ_π^S , означающих кинетические энергии (импульсы) начального нуклона p_1 , рожденного пиона q и его полярный угол вылета в системе отсчета S (в отсутствие поляризации зависимость от переменной φ_π^S тривиальна). В свою очередь это означает фиксирование трех независимых инвариантов W^2 , \bar{r}^2 и r^2 . Остальные независимые инварианты Δ^2 и $\bar{\Delta}^2$, не фиксируемые в допустимых для них пределах, удобно вычислять в D -системе (полярной осью выбран вектор $-\mathbf{p}_2^D$):

$$\Delta^2 = 2[q_j^D p_{20}^D - m^2 + q_j^D p_2^D x^D], \quad (4)$$

$$\bar{\Delta}^2 = 2\{q_{j0}^D p_{i0}^D - m^2 - q_j^D p_i^D [\cos \alpha^D \cdot x^D + \sin \alpha^D \sqrt{1 - x^{D2}} \cos \varphi^D]\}, \quad (5)$$

где (при условии равенства масс протона и нейтрона $m_p = m_n = m$) имеем ($j=1, 2$)

$$q_{j0}^D = q_{i0}^D = q_{z0}^D = z/2, \quad p_{i0}^D = (z^2 + r^2 + m^2)/2z, \quad p_{z0}^D = (z^2 + r^2 + m^2)/2z, \\ \cos \alpha^D = \cos(\widehat{\mathbf{p}_1, -\mathbf{p}_2})^D = \{W^2 - 2(m^2 + p_{i0}^D p_{z0}^D)\} / (2p_{i0}^D p_{z0}^D) \quad (6)$$

и где

$$x^D = \cos \theta^D = \cos(\widehat{\mathbf{q}_2, -\mathbf{p}_2})^D$$

— переменная полярного угла, а φ^D — переменная азимутального угла между плоскостями, в которых лежат векторы импульсов \mathbf{q}_2 и \mathbf{p}_1 .

Вспомогательные инварианты (3) просто выражаются через инварианты основного набора (2) и могут использоваться всюду, где это удобно.

Экспериментальные данные для спектров конечных частиц обычно представляются в L - или в B -системе.

В L -системе для пионов, образующихся в реакции (1), при (μ — масса пиона)

$$T \geq \{\mu(4m - \mu)/2(m - \mu) \approx 316 \text{ МэВ}\}$$

допускается весь физический интервал углов, $-1 \leq (x_{\pi^L} = \cos \theta_{\pi^L}) \leq +1$, при этом под углом θ_{π^L} пионы вылетают с кинетическими энергиями в интервале $0 \leq T_{\pi^L} \leq T_{\pi^L}^{\text{max}}(x_{\pi^L})$, где (индекс L опущен)

$$T_{\pi^L}^{\text{max}}(x_{\pi^L}) = \{2[(2m+T)^2 - p^2 x_{\pi^L}^2]\}^{-1} \{ (2m+T)(2mT + \mu^2) + p x_{\pi^L} \times \\ \times [(2mT + \mu^2)^2 - 4\mu^2[(2m+T)^2 - p^2 x_{\pi^L}^2]]^{1/2} \} - \mu, \quad (7)$$

а в B -системе допустимые интервалы углов вылета пионов и спектр их энергий при любом допустимом угле θ_{π^B} ($x_{\pi^B} = \cos \theta_{\pi^B}$) таковы:

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

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

2. Общее выражение для плотности дифференциального сечения

В данной работе цель применения представлений модели однопионного обмена к реакции (1) и назначение соответствующей программы ОРЕМ-3 [8, 10] состоит в вычислении для пионов, образующихся в реакции (1), плотности поперечного сечения 3-порядка дифференциальности, общее выражение для которой имеет вид (см. [1-4, 7, 8])

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

где верхний индекс S означает произвольную систему отсчета, $F = [(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2]^{1/2}$ — инвариантный поток, а подынтегральное выражение $U(X_{\pi^S}^S; x^D, \varphi^D)$ — просуммированный по конечным и усредненный по начальным состояниям квадрат полного матричного элемента всех диаграмм рис. 1, в котором $X_{\pi^S}^S$ означает набор фиксированных переменных $T_{\pi^S}^S(q_{\pi^S}^S)$, $x_{\pi^S}^S$, $\varphi_{\pi^S}^S$, а x^D и φ^D выполняют роль переменных интегрирования.

В матричном элементе отдельной диаграммы с индексом i выделяются два множителя, связанные с амплитудой πN -рассеяния и вершиной πNN :

$$\mathcal{M}_i \sim \{\mathcal{T}(z_i, y_i^2; K_i^2)\} \cdot \Pi(K_i^2), \quad i=1, 2, 3, 4, \quad (10)$$

где z_i — полная энергия πN -системы, y_i^2 — квадрат переданного 4-импульса в виртуальном πN -рассеянии, K_i^2 — квадрат 4-импульса виртуального пиона.

Ниже детально рассматривается структура этих множителей, поскольку это необходимо для установления явного вида подынтегральной функции $U(X_{\pi}^s; x^D, \varphi^D)$.

3. Амплитуда виртуального πN -рассеяния

Амплитуда виртуального πN -рассеяния $\mathcal{T}_i = \mathcal{A}_i + q\mathcal{B}_i$ и ее немассовое поведение описываются на основе работы [2], где поправки на виртуальность вводятся на уровне парциальных волн. Инвариантные амплитуды \mathcal{A}_i и \mathcal{B}_i , входящие в \mathcal{T}_i , записываются через спиральные амплитуды f_1 и f_2 по аналогии со случаем физического πN -рассеяния:

$$\mathcal{A}_i(z_i, y_i^2; K_i^2) = 4\pi \left[\frac{z_i + m}{R_i^{(+)}} f_1(z_i, y_i^2; K_i^2) - \frac{z_i - m}{R_i^{(-)}} f_2(z_i, y_i^2; K_i^2) \right], \quad (11)$$

$$\mathcal{B}_i(z_i, y_i^2; K_i^2) = 4\pi \left[\frac{1}{R_i^{(+)}} f_1(z_i, y_i^2; K_i^2) + \frac{1}{R_i^{(-)}} f_2(z_i, y_i^2; K_i^2) \right]$$

при

$$R_i^{(\pm)} = [(a_{i0}^s \pm m)(b_{i0}^s \pm m)]^{1/2}, \quad (12)$$

где a_{i0}^s, b_{i0}^s — полные энергии начального и конечного нуклонов соответственно.

В предположении доминирующей роли 33-резонанса в πN -рассеянии [4]

$$f_1(z_i, y_i^2; K_i^2) \simeq c_i^{3/2} \cdot 3 \cos \theta_i^s \cdot f_{i+}^{3/2}(z_i; K_i^2), \quad (13)$$

$$f_2(z_i, y_i^2; K_i^2) \simeq -c_i^{3/2} f_{i+}^{3/2}(z_i; K_i^2),$$

где $c_i^{3/2}$ — изотопические коэффициенты диаграмм рис. 1, соответствующие 33-резонансу, θ_i^s — угол между импульсами конечного и начального нуклонов в πN -рассеянии, определяемый выражением

$$\cos \theta_i^s = [2a_{i0}^s b_{i0}^s - 2m^2 - y_i^2] / 2a_i^s b_i^s, \quad (14)$$

и $f_{i+}^{3/2}(z_i; K_i^2)$ — парциальная немассовая амплитуда 33-резонанса. Соответствие этих величин индексу i и системе отсчета S указано в табл. 1.

Выражение для парциальной немассовой 33-амплитуды $f_{33}(z_i; K_i^2)$ ($f_{i+}^{3/2} = f_{33}$), полученное в [2] на основе дисперсионных соотношений, имеет вид

$$f_{33}(z_i; K_i^2) = \frac{f_{33}^B(z_i; K_i^2)}{f_{33}^B(z_i; -\mu^2)} f_{33}(z_i; -\mu^2), \quad (15)$$

где

$$f_{33}^B(z_i; K_i^2) \sim \left[\frac{z_i - m}{2z_i R_i^{(-)}} Q_1(\beta_i) - \frac{z_i + m}{2z_i R_i^{(+)}} Q_2(\beta_i) \right] \quad (16)$$

представляет борновский член немассовой 33-амплитуды, в котором величины $R_i^{(\pm)}$ определены в (12), а $Q_1(\beta_i)$ означает функции Лежандра

Таблица 1

i	Переменные с индексом i и индексами i и S									
	z_i^2	y_i^2	K_i^2	$c_i^{3/2}$	S	$\cos \theta_i^S$	a_{i0}^S	a_i^S	b_{i0}^S	b_i^S
1	ω^2	t^2	Λ^2	$\sqrt{2}$	Q	$\cos \theta^Q$	p_{10}^Q	p_1^Q	q_{10}^Q	q_1^Q
2	ω^2	\bar{t}^2	$\bar{\Lambda}^2$	$\sqrt{2}$	Q	$\cos \epsilon^Q$	p_{20}^Q	p_2^Q	q_{10}^Q	q_1^Q
3	u^2	$\bar{\Lambda}^2$	\bar{t}^2	$-\sqrt{2}/3$	P	$\cos \epsilon^P$	p_{10}^P	p_1^P	q_{20}^P	q_2^P
4	u^2	Δ^2	t^2	$-\sqrt{2}/3$	P	$\cos \theta^P$	p_{20}^P	p_2^P	q_{20}^P	q_2^P

второго рода порядка l от аргумента

$$\beta_i = \beta(z_i) = [2a_i^s(z_i - b_{i0}^s) - \mu^2] / 2a_i^s b_i^s, \quad (17)$$

и где отношение

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

есть поправочный множитель на сход с массовой поверхности, практически не зависящий от энергии z_i [2].

Физическая парциальная 33 -амплитуда πN -рассеяния может быть задана в брейт-вигнеровской форме [13]:

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

при

$$\gamma = \gamma_0 \cdot 2(ab_i^s)^2 / [1 + (ab_i^s)^2] \quad (20)$$

с параметрами $z^* = 1232 \div 1238$ МэВ, $a = 6,3 \cdot 10^{-3}$ МэВ $^{-1}$, $\gamma_0 = 58$ МэВ.

4. Формфактор πNN -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 [2–8] установлено, что функция вида

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

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

5. Функция $U(X_{\pi^s}; x^D, \varphi^D)$ — квадрат матричного элемента модели однопионного обмена реакции (1)

Полный матричный элемент \mathcal{M} для реакции (1) 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:

$$U = 1/4 \text{Sp } \mathcal{M} \mathcal{M}^+ = \sum_{i=1}^4 T_i + ({}_1T_2 + {}_3T_4) + ({}_1T_3 + {}_2T_4), \quad (24)$$

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.

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

$$T_i = \frac{1}{16m^4} G_{\pi^s}^2 \Pi_i^2 K_i^2 \{ (y_i^2 + 4m^2) \mathcal{A}_i^2 + 2m [2(z_i^2 - m^2) +$$

$$+ (K_i^2 - y_i^2 - \mu^2) \operatorname{Re}(\mathcal{A}_i \mathcal{B}_i^*) + [(z_i^2 - m^2 - \mu^2)(z_i^2 + K_i^2 - m^2) - y_i^2(z_i^2 - m^2)] \mathcal{B}_i^2, \quad (25)$$

где G_r^2 — перенормированная константа сильного взаимодействия: $G_r^2 = 16\pi(m/\mu)^2 f^2$ при $f^2 = 0,08$.

Вклад интерференции диаграмм 1 и 2 определяется выражением

$$T_3 = G_r^2 \Pi_1 \Pi_2 \{ I_{12}^{AA} \operatorname{Re}(\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2^*) + I_{12}^{AB} \operatorname{Re}(\mathcal{A}_1 \mathcal{B}_2^*) + I_{12}^{BA} \operatorname{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{A}_2^*) + I_{12}^{BB} \operatorname{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_2^*) \}, \quad (26)$$

где

$$I_{12}^{AA} = \frac{1}{8m^2} \{ (m^2 + p_1 p_2 + q_1 p_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1 - q_2 p_2 - q_1 q_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 q_2 \cdot p_1 p_2 - q_1 p_2 \cdot q_2 p_1 - q_1 p_1 \cdot q_2 p_2) \} = \\ = \frac{1}{8m^4} \{ 2(q_1 p_1 \cdot q_1 p_2 - m^2 \cdot q_1 q_2) - (m^2 \cdot q q_2 + q q_1 \cdot p_1 p_2) + (q p_1 \cdot q_1 p_2 + q p_2 \cdot q_1 p_1) \}, \quad (27)$$

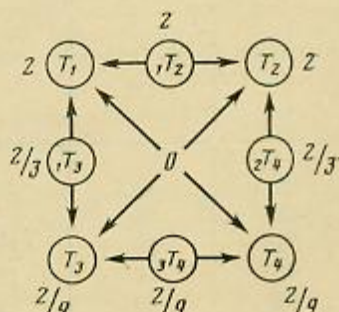
$$I_{12}^{AB} = \frac{1}{8m} \left\{ (\mu^2 + 2q q_1) + \frac{1}{m^2} [q q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q q_2 (-q_1 p_1 + q_1 p_2 + p_1 p_2) + q p_1 (q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2) + q p_2 (-q_1 q_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1)] \right\} \quad (28)$$

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

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

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

Рис. 2. Схема вкладов от диаграмм рис. 1, сопоставляемых в ОРЕМ реакции (1). 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 $i \neq j$); числа соответствуют изотопическим весам вкладов в квадрате полного матричного элемента реакции (см. табл. 1)



Вклад интерференции диаграмм 1 и 3 определяется выражением

$$T_3 = G_r^2 \Pi_1 \Pi_3 \{ I_{13}^{AA} \operatorname{Re}(\mathcal{A}_1 \mathcal{A}_3^*) + I_{13}^{AB} \operatorname{Re}(\mathcal{A}_1 \mathcal{B}_3^*) + I_{13}^{BA} \operatorname{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{A}_3^*) + I_{13}^{BB} \operatorname{Re}(\mathcal{B}_1 \mathcal{B}_3^*) \}, \quad (31)$$

где

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

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

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

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

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

Поскольку скалярные произведения, в терминах которых записаны величины (26)–(35), выражаются через кинематические инварианты (2), то в результате на основе вышеизложенного полностью определена детальная схема используемого нами в программе ОРЕМ-3 варианта ОРЕМ, обеспечивающего вычисление плотностей дифференциальных сечений 3-порядка (3-спектров) для образующихся в реакции (1) пионов.

Таблица 2

Абсолютные значения в максимумах теоретических кривых и экспериментальных данных для дифференциальных энергетических спектров, представленных на рис. 3

T, МэВ	θ_{π}^L , град	Ссылка	$d^3\sigma/dT \frac{L}{\pi} dQ_{\pi}^L, 10^{-29} \text{ см}^2/\text{МэВ} \cdot \text{ср}$		
			эксперимент	ОРЕМ-3	
				$\bar{A}=9$	$\bar{A}=8$
670	19,5	[14]	$2,37 \pm 0,26$	2,40	2,41
657	24	[15]	отн. ед.	1,93	1,69
655	30	[16]	$1,65 \pm 0,23$	1,47	1,28
670	38	[14]	$1,57 \pm 0,13$	1,42	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
654	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

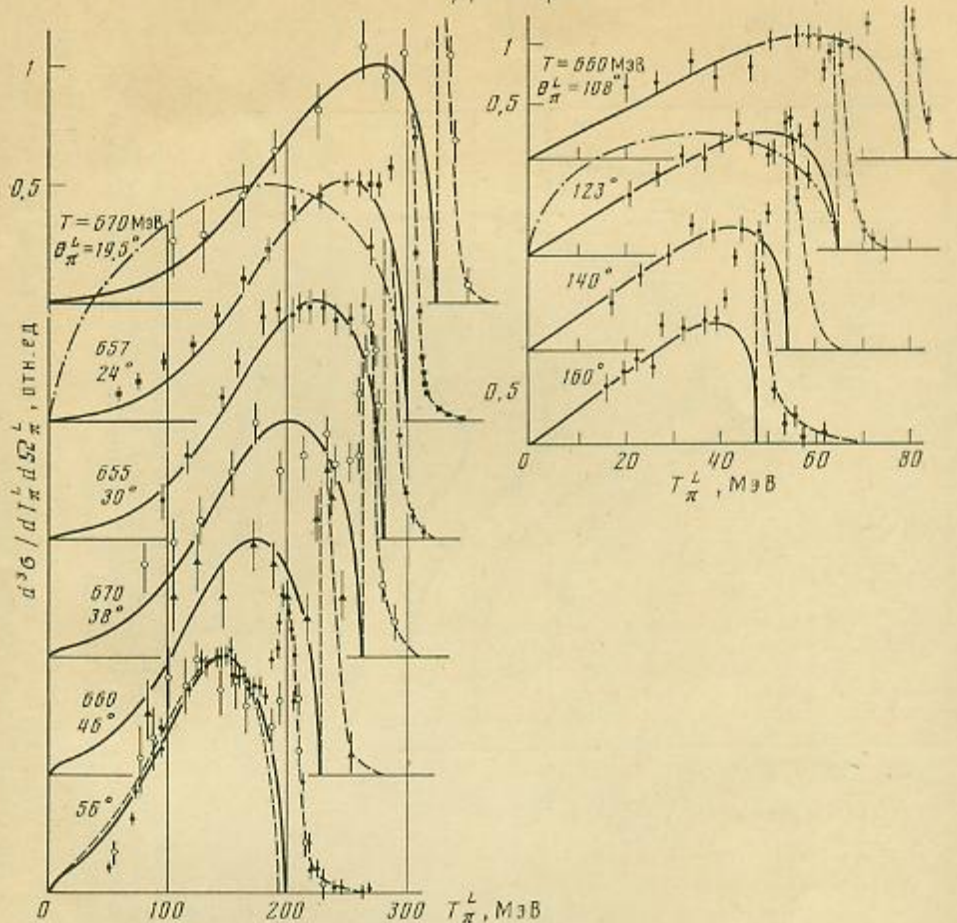
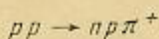


Рис. 3. Сравнение теоретических и экспериментальных дифференциальных энергетических распределений (3-спектров) в L -системе для пионов, образующихся в реакции $pp \rightarrow n\pi\pi^+$ при начальных энергиях $T=654-670$ МэВ и углах вылета пионов $\theta_{\pi}^L=19,5; 24; 30; 38; 46; 56$ и $108; 123; 140; 160^\circ$ (продолжение рисунка справа). Сплошные кривые — результат расчета по ОРЕМ-3 (данная работа) с формфактором $G(K, z) = 9\mu^2 / (K^2 + 10\mu^2)$ и внемаховой поправкой $\Gamma(K, z)$, вычисляемой по формуле (18). Штрихпунктирные кривые при $\theta_{\pi}^L=24$ и 123° — примеры поведения фазового объема. Сплошная кривая при $\theta_{\pi}^L=56^\circ$ соответствует $T=670$ МэВ, штриховая — $T=654$ МэВ. Точки: \circ — экспериментальные данные работы [14], \blacksquare — [15], \bullet — [16, 18, 19], \blacktriangle — [17]. Штриховые линии отмечают положение границы спектров пионов в реакции $pp \rightarrow n\pi\pi^+$ и поведение правого склона пика спектров пионов в реакции $pp \rightarrow d\pi^+$. Все расчетные кривые и экспериментальные данные нормированы на единицу в их максимумах. Соответствующие им абсолютные значения восстанавливаются по их значениям в максимумах, приводимых в табл. 2.

6. Результаты сравнения расчетов по программе ОРЕМ-3 с экспериментальными данными

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

$$\begin{aligned}
 {}^3\sigma_n &= \frac{d^3\sigma}{dT_{\pi}^s dx_{\pi}^s d\varphi_{\pi}^s} = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{|q_{\pi}^s|}{F} \times \\
 &\times \left\{ \frac{q_i^D}{z} \right\}_{-1}^{2\pi} \int d\varphi^D \int_{-1}^{+1} [(T_1+T_3) + (T_2+T_4) + (T_2+T_3) + (T_3+T_4)] dx^D = \\
 &= A+B+C+D = ABCD,
 \end{aligned}$$

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

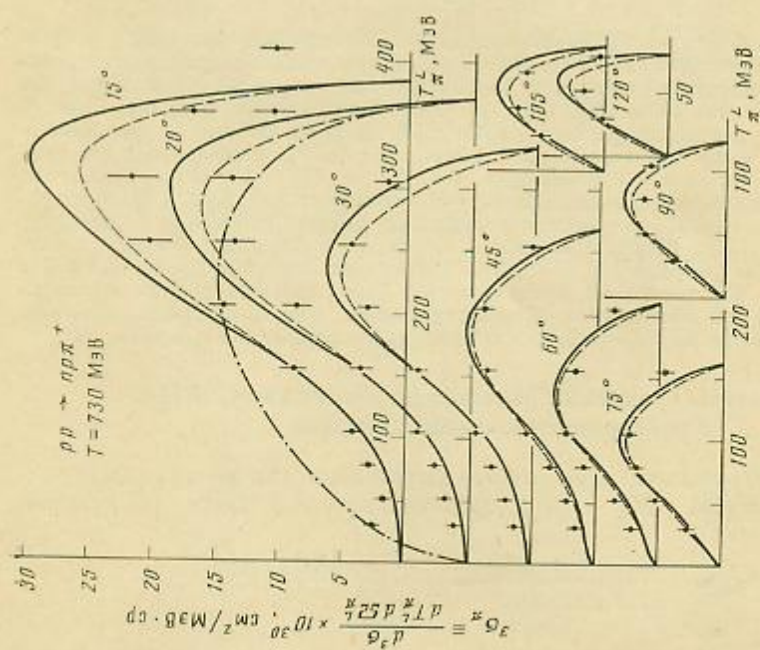


Рис. 4

Рис. 4. То же, что и на рис. 3 при $T=730$ МэВ и $\theta_{\pi^L}=15, 20, 30, 40, 45, 50, 60, 75, 90, 105$ и 120° в L -системе. Сплошные кривые — все вклады $ABCD$ в σ_{π^L} , штриховые — вклады ABC (отсутствует вклад D от интерференций диаграмм 1, 3 и 2, 4 рис. 1), штрихпунктирная — фазовый объем. Точки: ● — экспериментальные данные работы [5]. Все расчетные кривые (кроме фазового объема) и экспериментальные данные представлены в абсолютных единицах

Рис. 5. То же, что и на рис. 4 при $T=800$ МэВ для дифференциальных импульсных спектров σ_{π^L} в L -системе при углах вылета пионов $\theta_{\pi^L}=20, 30, 40, 50$ и 60° . Вертикальные черточки — экспериментальные данные работы [11]. Все расчетные кривые (кроме фазового объема) и экспериментальные данные представлены в абсолютных единицах.

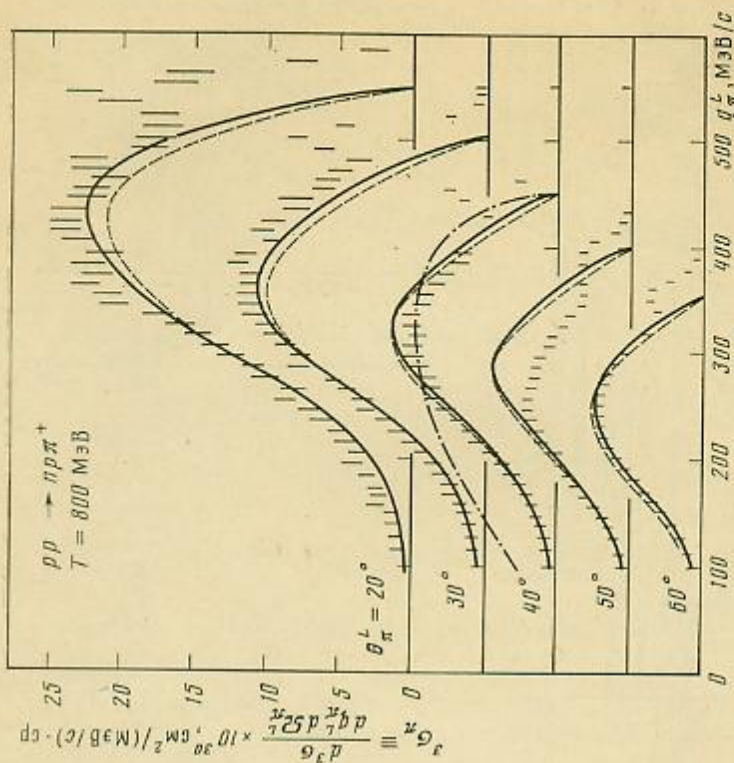


Рис. 5

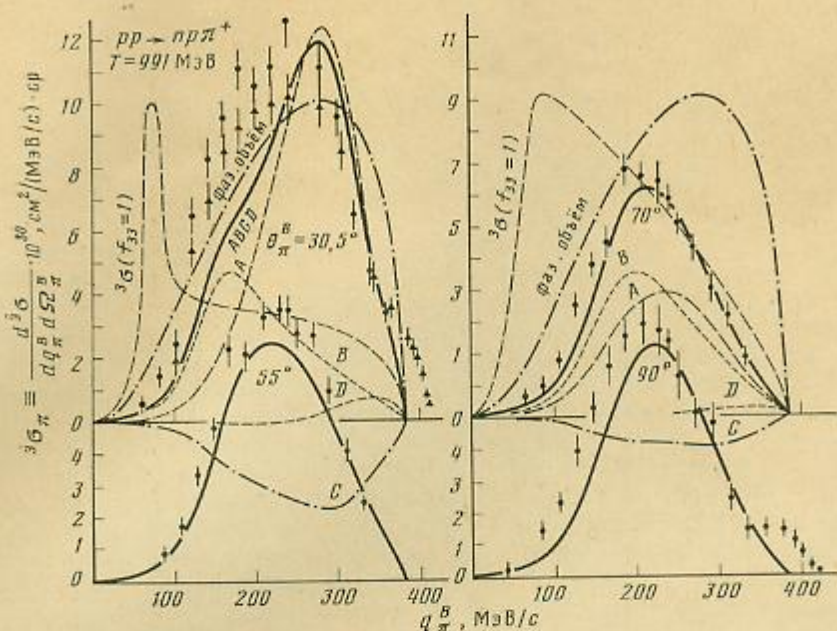


Рис. 6. Дифференциальные импульсные спектры пионов в реакции (1) при $T=991$ МэВ, представленные в B -системе ($p_1+p_2=0$) при углах $\theta_{\pi^B}=30,5; 55$ и $125; 70$ и 110 и 90° . Сплошные кривые — все вклады $ABCD$. Штриховые кривые A, B, C, D представляют отдельно вклады $A \sim T_1+T_3, B \sim T_2+T_4, C \sim T_2+T_3, D \sim T_2+T_4$; штриховая кривая ${}^3\sigma_{\pi}(f_{33}=1)$ представляет поведение ${}^3\sigma_{\pi}$, в котором амплитуда 33-резонанса πN -рассеяния всюду полагается равной единице. Все расчетные кривые (кроме кривых ${}^3\sigma_{\pi}$ при $f_{33}=1$ и фазового объема) и экспериментальные данные представлены в абсолютных единицах. Точки \bullet и \blacktriangle — экспериментальные данные работы [6]

В ранее выполненных расчетах [4–7] (за исключением части расчетов в работе [6]) вычислялись только вклады ABC .

В данной работе на основе явных выражений (31)–(35) строго учитываются интерференции $D \sim T_1+T_4$, вычисляются величины ${}^3\sigma_{\pi}=ABCD$ и затем выполняется детальное сравнение их с имеющимися экспериментальными данными при энергиях $T=654 \div 670, 730, 800, 991$ и 1000 МэВ, результаты которого представлены на рис. 3–8. Важно отметить, что абсолютные значения вкладов D в значения ${}^3\sigma_{\pi}$ зависят от начальной энергии T реакции (1) и угла вылета пиона θ_{π^L} , причем в передней полусфере 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 $\sim 12, 6$ и $2,5\%$ соответственно при $T=670, 800$ и 991 МэВ. Зависимость вклада D от угла вылета пиона θ_{π^L} частично отражена на рис. 4–6.

7. Выводы и обсуждение

Общий результат сравнения наших расчетов с имеющимися экспериментальными данными для ${}^3\sigma_{\pi}$ при энергиях $T=654 \div 670, 800$ и 991 МэВ свидетельствует 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) практически 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.

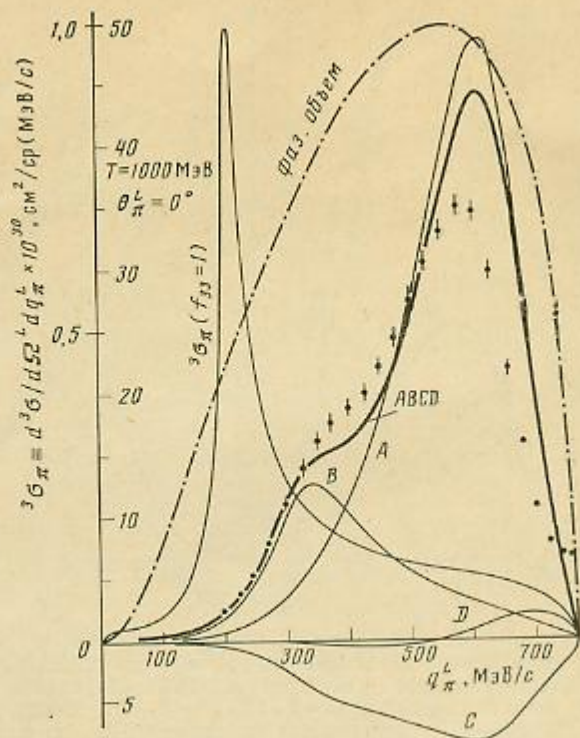


Рис. 7. Дифференциальный импульсный спектр пионов, образующихся под углом $\theta_\pi^L=0^\circ$ в реакции $pp \rightarrow pr\pi^+$ при начальной энергии $T=1000$ МэВ. Сплошная жирная кривая (все вклады ABCD в $^3\sigma_\pi$), сплошные тонкие кривые для отдельных вкладов A, B, C, D и данные эксперимента представлены в абсолютных единицах; кривая для $^3\sigma_\pi$ при $f_{33}=1$ и кривая фазового объема (штрихпунктир) нормированы на единицу. Точки \bullet — экспериментальные данные работы [20]

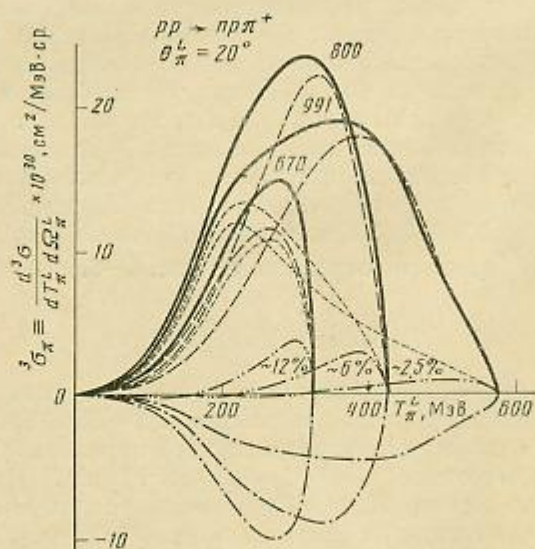


Рис. 8. Дифференциальные энергетические спектры в L -системе для пионов, образующихся в реакции $pp \rightarrow pr\pi^+$ при $T=670, 800$ и 991 МэВ под углом $\theta_\pi^L=20^\circ$, и их разложение на отдельные вклады. Сплошная жирная кривая — все вклады ABCD, штриховая с длинными штрихами — вклад $A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

Следует отметить, что и другие расчеты, где учитывались вклады диаграмм с обменом ρ -мезоном [21, 22], N^* -резонансом [22] и включались вклады от нерезонансных S - и P -амплитуд [11, 22], приводят также к хорошему согласию с экспериментом. Это, по-видимому, объясняется тем, что нерезонансные вклады и вклад N^* (1470) относительно малы, а вклад от ρ -мезона к тому же качественно неотличим [21, 22] от вкладов диаграмм рис. 1. Очевидно, что для установления степени различия нашего расчета и расчетов [11, 21] 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 совпадения (любые) две из трех конечных частиц. Первый пригодный для этой цели эксперимент [22], 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.

Следует полагать, что в дальнейших исследованиях степень применимости основных положений модели ОРЕМ о доминирующем вкладе полюсных фейнмановских диаграмм (рис. 1) и существовании в области применимости данной модели единой «формфакторной» функции вида $\mathcal{L}(K_i^2) = \Gamma(K_i^2) \cdot G(K_i^2)$, зависящей только от переданного импульса K_i^2 и не зависящей от начальной энергии T , будет определена с лучшей точностью. Тем не менее результаты данной работы позволяют считать, что эти уточнения не выйдут за пределы вклада более 20% (здесь учтено, что точность приближения учета вклада только 33 -резонанса не превышает 5% [6]), поскольку в пределах этой точности все имеющиеся экспериментальные данные для ${}^3\sigma_n$ объясняются в рамках строго учитываемых требований модели ОРЕМ.

Важным результатом сравнения теории с экспериментом при $T=1$ ГэВ и $\theta_n^L=0^\circ$ (рис. 7) является подтверждение характера вкладов различных диаграмм (перегиб в районе 300–500 МэВ/с в поведении экспериментальных данных и расчетных кривых) — наглядный аргумент в пользу описания реакций типа (1) диаграммами модели однофотонного обмена.

В итоге наиболее важные результаты данной работы можно сформулировать в виде следующих положений:

- а) сильные взаимодействия, реализуемые в реакциях $NN \rightarrow NN\pi$ в области энергий $\sim 0,6 \div 1$ ГэВ, могут быть весьма точно описаны соответствующими наборами простейших фейнмановских диаграмм;
- б) схема расчета реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ в рамках предложенного варианта ОРЕМ обеспечивает точность, превышающую в настоящее время возможности эксперимента, и может с уверенностью использоваться в расчетах нуклон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в качестве их составной части (например, в расчетах внутриядерных каскадов).

В заключение авторы выражают сердечную благодарность В. П. Джелепову, М. Г. Мещерякову, К. О. Оганесяну, Н. А. Перфилову, О. В. Ложкину, В. А. Мещерякову и В. Г. Кадышевскому за обеспечение условий для выполнения данной работы и интерес к ней. Один из авторов (В.К.С.) признателен Э. Феррари и Ф. Селлери за корреспонденции, внимание и интерес к его работе.

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; Lect. in Theor. Phys., 1965, 7B, 183.
3. Amaldi U., Jr., Biancastelli R., Francaviglia S. 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. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 213, 1976; ЯФ, 1976, 24, 1161.
7. Сусленко В. К. ОИЯИ, 2-40657, Дубна, 1977.
8. Сусленко В. К., Гайсак И. И. ОИЯИ, P2-83-298. Дубна, 1983.
9. Ажгирей Л. С., Чижиков В. И. ОИЯИ, P2-4937. Дубна, 1971; ЯФ, 1971, 13, 581.
10. Гайсак И. И., Сусленко В. К. ОИЯИ, P2-83-348, Дубна, 1983.
11. Cverna F. H. et al. Phys. Rev., 1981, C23, 1698.

12. Сусленко В. К. ЭЧАЯ, 1975, 6, вып. 1, 173.
13. Gell-Mann M., Watson K. M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1954, 4, 219.
14. Мешковский А. Г., Шаламов Я. Я., Шабанов В. А. ЖЭТФ, 1958, 35, 64.
15. Мецераков 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. Абаев В. В. и др. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 589, 1980.
21. Verwest B. J. Phys. Lett., 1979, 83B, 161.
22. Hudomalj-Gabitzsch J. et al. Phys. Rev., 1978, C18, 2666.

ONE-PION EXCHANGE MODEL FOR THE REACTION $pp \rightarrow np\pi^+$
AND ITS VERIFICATION ON A SCALE OF DIFFERENTIAL
PION SPECTRA AT ENERGIES OF 0.66–1.0 GeV

SUSLENKO V. K., HAYSAK I. I.

A detailed comparison of all up-to-date collected 3rd-order differential experimental data, $d^3\sigma/dT_{\pi^+}(q_{\pi^+})d\Omega_{\pi^+}$, is made for positive pions produced in the $pp \rightarrow np\pi^+$ reaction at $\sim 660, 730, 800, 991$ and 1000 MeV of the initial proton kinetic energies with an improved version of the one-pion-exchange model (OPEM) for the given reaction. In this version all contributions from four Feynman pole diagrams and all their interferences are rigorously taken into account, the on-mass-shell πN -amplitude being approximated by the Breit-Wigner-type formula of the 33 -resonance, and its virtual behaviour — by Sellery's solution of the dispersion relations corresponding to the case. 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 the virtual pion inside the diagrams with indices $i=1, 2, 3, 4$.