

С 346.48

И-204

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2382



С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьянов

ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ В РЕАКЦИИ
 $NN \rightarrow NN\pi$ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ
В МОДЕЛИ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

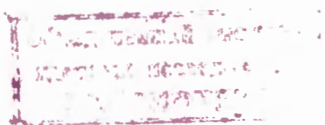
1965

P-2882

3711/2 чф.

С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьяков

ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ В РЕАКЦИИ
NN \rightarrow NN π НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНАХ
В МОДЕЛИ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА



В в е д е н и е

Экспериментальные данные по образованию одиночных π -мезонов в нуклон-нуклонном соударении в интервале энергий 1-3 Гэв находятся в удовлетворительном согласии с предсказаниями модели одномезонного приближения (ОМП)^{/1/}. Аналогичная ситуация наблюдается и при более высоких энергиях^{/2/}. В этой связи представляется естественным подробно рассмотреть роль диаграммы однополюсного обмена при энергиях ниже 1 Гэв, в частности вблизи 800 Мэв, где накоплен значительный экспериментальный материал по энергетическому и угловому распределению π -мезонов, рождающихся при столкновении неполяризованных нуклонов.

Достоинством модели одномезонного приближения является то, что при ее справедливости удается связать воедино данные по πN -рассеянию с данными по реакции $NN \rightarrow NN\pi$ или, строго говоря, зная фазы πN -рассеяния в определенном интервале энергий, можно, не вводя дополнительных неизвестных функций, за исключением формфакторов нуклонов, полностью описать процесс рождения π -мезонов в нуклон-нуклонном соударении. В этом смысле данная модель претендует на количественное описание процессов мезообразования, хотя и в ограниченном интервале энергий. Применительно к поляризационным явлениям в неупругих нуклон-нуклонных соударениях модель ОМП позволяет выяснить выделенную роль резонансных состояний πN -системы. В частности, все эффекты поляризации в исследуемой реакции возникают как следствие резонансного взаимодействия π -мезона с нуклоном в состоянии $T=J=3/2$.

При применении модели однополюсного обмена возникает ряд трудностей общего характера, которые по настоящее время не преодолены до конца. Прежде всего необходимо учесть виртуальность π -мезона, которым обмениваются нуклоны. Для этого нужно решить задачу аналитического продолжения амплитуды рассеяния реальных π -мезонов в нефизическую область. Этот вопрос применительно к состоянию $(3/2, 3/2)\pi N$ -системы был рассмотрен Феррари и Селлери^{/3/} с помощью одномерных дисперсионных соотношений, и полученные результаты использовались в конкретных вычислениях^{/1/}. Однако несколько позже Джексон, решая эту же задачу другим путем, получил для амплитуды рассеяния формулы, отличающиеся от найденных упомянутыми выше

авторами /4/. В результате эта важная проблема не имеет до сих пор однозначного решения.

Другая задача – определение формфакторов, описывающих испускание и распространение виртуальных π -мезонов, остается тоже нерешенной, и при конкретных расчетах для них принимаются выражения, аналогичные используемым при списании электромагнитных формфакторов нуклонов. Возникающие при этом константы определяются из сравнения результатов вычислений с экспериментальными данными. Этот пункт является вторым слабым звеном ОМП. Наконец, существует проблема унитаризации S -матрицы, определяемой из модели однопионного обмена /5,6/.

В настоящей работе производятся вычисления энергетических спектров π^+ -мезонов, образующихся в протон-протонных соударениях при энергии 660 Мэв в приближении ОМП. Для этой реакции приведены также ожидаемые значения лево-правой асимметрии $\sigma(\pi^+)$ -мезонов применительно к имеющимся поляризованным пучкам протонов синхротрона ОИЯИ.

В расчетах используется вся имеющаяся информация о фазах πN -рассеяния, включая и нерезонансные фазы. Вклады диаграмм учитываются строго без пренебрежений интерференционными членами.

1. Модель одномезонного приближения

На рис. 1 приведены наиболее общие диаграммы обмена одним π -мезоном для реакции $NN \rightarrow NN\pi$ на поляризованном пучке нуклонов. 4-импульсы налетающего нуклона и нуклона мишени обозначены через p_1 и p_2 соответственно. Те же импульсы для конечных нуклонов обозначены через q_1 и q_2 , а для π -мезона – через q . $S_1(\vec{p}_1, iP_0)$ – 4-мерная поляризация пучка нуклонов с импульсом p_1 . Приведенных диаграмм было бы вполне достаточно для описания интересующей нас реакции, если бы не наличие конкурирующего процесса $NN \rightarrow n\bar{d}$, идущего при рассматриваемой энергии. Для этого процесса нужно учесть взаимодействие двух конечных нуклонов, что сильно усложняет вычисления. Однако для таких сложных расчетов с самого начала не видно оснований, поскольку, во-первых, влияние этого процесса на исследуемый происходит более или менее косвенным путем, через требование унитарности S -матрицы и, во-вторых, экспериментальные данные при 660 Мэв показывают, что доля этой реакции в общем числе образующихся π -мезонов не велика и составляет от 20 до 30% /7/. Можно надеяться, что согласие с экспериментом окажется такого же порядка. С учетом этих замечаний другие диаграммы, кроме указанных на рис. 1, нами не рассматриваются.

Введем проецирующие операторы для состояний начальных нуклонов

в виде

$$\hat{\Lambda}^1(p_1) = \frac{1}{2}(1 + i\gamma_5 \hat{S}_1) \cdot \Lambda(p_1), \quad (1)$$

$$\Lambda^0(p_2) = \frac{1}{2} \Lambda(p_2),$$

где

$$\Lambda(A) = \frac{1}{2m_A} (m_A - i\hat{A}). \quad (2)$$

Здесь $A = \gamma_0 A_0 - \vec{\gamma} \cdot \vec{A}$, γ — матрицы Дирака, m_A — масса нуклона с импульсом A (в дальнейших расчетах пренебрегается разностью масс протона и нейтрона, поэтому индекс A в обозначениях массы опускается). Поскольку нас не интересует поляризация нуклонов в конце, то проецирующие операторы для состояний конечных нуклонов будут $\Lambda(q_1)$ и $\Lambda(q_2)$, причем эти величины определяются соотношением (2). Коэффициенты $1/2$ в выражениях (1) введены для учета усреднений по начальным спиновым состояниям при вычислении наблюдаемых величин. Так как состояния начальных нуклонов не коррелированы, то матрицу плотности для них можно записать в виде

$$\rho_1^{n_1}(12) = \hat{\Lambda}^{n_1}(p_1) \times \Lambda^0(p_2), \quad (3)$$

где знак \times означает прямое произведение матриц. Если матрицу перехода для реакции $NN \rightarrow NN\pi$ обозначить через \bar{M} , то матрица плотности конечного состояния для этой реакции будет

$$\rho_f^{n_1} = [\Lambda(q_1) \times \Lambda(q_2)] \bar{M} \rho_1^{n_1}(12) \bar{M} [\Lambda(q_2) \times \Lambda(q_1)], \quad (4)$$

где

$$\bar{M} = \gamma_4 \bar{M} \gamma_4. \quad (5)$$

Сечение рождения π -мезонов в этом случае определяется формулой ($c = \hbar = 1$)

$$d\sigma^{n_1} = (2\pi)^{-5} \frac{m^4}{2F} \text{Sp} \rho_f^{n_1} \cdot \delta^4(q_1 + q_2 + q - p_1 - p_2) \frac{d^3 q d^3 q_1 d^3 q_2}{q_0 q_{10} q_{20}}. \quad (6)$$

Здесь $F = \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - p_1^2 p_2^2}$ — начальный поток частиц, записанный в инвариантной форме.

Так как нас интересует энергетический спектр π -мезонов, то, производя в выражении (6) интегрирование по переменным q_1 и q_2 , с учетом δ -функции

находим

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi^1}}{dT_L d\Omega_L} = (2\pi) \frac{m^4}{2F} \sqrt{T_L (T_L + 2\mu)} \int \mathfrak{P} \rho_{\pi^1} \cdot \dot{\rho} d \cos \theta_{q_1 L} d\phi_{q_1 L}, \quad (7)$$

где

$$\rho = \frac{q_{\pi L}^2}{(W - q_{0L}) q_{\pi L} + q_{10L} \{ -p_{\pi L} \cos \theta_{q_1 L} + \frac{q_{q_1 L}}{m} [\cos \theta_{q_1 L} \cdot \cos \theta_{q_1 L} + \sin \theta_{q_1 L} \sin \theta_{q_1 L} \cos(\phi_{q_1 L} - \phi_{q_1 L})] \}}$$

представляет статфактор. Подчеркнутые снизу волнистой линией величины обозначают модули трехмерных векторов импульсов. Индекс L указывает, что соответствующая величина вычисляется в лабораторной системе координат. Углы $\theta_{q_1 L}$, $\phi_{q_1 L}$ определяют направление вылета нуклона с импульсом q_{1L} (см. рис. 2), $\theta_{q_1 L}$, $\phi_{q_1 L}$ — π -мезона с кинетической энергией T_L ; $W = \sqrt{2m(T_{0L} + 2m)}$ — полная энергия системы центра масс двух начальных нуклонов, T_{0L} — кинетическая энергия падающего нуклона. Используя законы сохранения импульса, исключаем переменную $q_{\pi L}$ полностью, а, применяя закон сохранения энергии, выражаем величину q_{10L} (соответственно q_{1L}) через переменные $\theta_{q_1 L}$ и $\phi_{q_1 L}$ с помощью формулы

$$q_{10L} = \frac{c_0 c_1 - c_2 \sqrt{c_0^2 - m^2 (c_1^2 - c_2^2)}}{c_1^2 - c_2^2}, \quad (8)$$

где

$$c_0 = \frac{1}{2} [c_1^2 - p_{\pi L}^2 - q_{\pi L}^2 + 2p_{\pi L} q_{\pi L} \cos \theta_{q_1 L}],$$

$$c_1 = W - q_{0L},$$

$$c_2 = q_{1L} [\cos \theta_{q_1 L} \cos \theta_{q_1 L} + \sin \theta_{q_1 L} \cdot \sin \theta_{q_1 L} \cos(\phi_{q_1 L} - \phi_{q_1 L})] - p_{\pi L} \cos \theta_{q_1 L}.$$

Таким образом, подынтегральное выражение в (7) зависит от углов $\theta_{q_1 L}$ и $\phi_{q_1 L}$ явным образом и позволяет произвести численное интегрирование, если предположить, что зависимость шпура от этих углов известна. Эта зависимость будет найдена несколько позже.

Отметим здесь, что при фиксированной энергии и угле вылета π -мезона интегрирование по полярному углу $\theta_{q_1 L}$ должно быть ограничено интервалом

$$0 \leq \theta_{q_1 L} \leq -\arcsin \left[\frac{AB + C\sqrt{C^2 + B^2 - A^2}}{B^2 + C^2} \right], \quad (9)$$

где

$$A^2 = c_1^2 - \frac{c_2^2}{m^2}, \quad C = q_{\perp L} \cos \theta_{qL} - r_{1L}, \quad B = q_{\perp L} \sin \theta_{qL} \cos \Phi.$$

$\Phi = \phi_{q_1 L} - \phi_{q_2 L}$ - азимутальный угол интегриации.

Вычисление шпура, стоящего под знаком интеграла в (7), является длинной, но простой по существу процедурой. Прежде всего запишем выражение для шпура в виде

$$\begin{aligned} \text{Sp} \rho_f^{n_1} &= \text{Sp}[\Lambda(q_1) \Lambda(q_2) M \rho_1^{n_1} \bar{M}] = \text{Sp}[\Lambda(q_1) \Lambda(q_2) M \rho_1^0 \bar{M}] + \\ &+ S_{\mu} \text{Sp}[\Lambda(q_1) \Lambda(q_2) M i \gamma_5 \gamma_{\mu} \rho_1^0 \bar{M}] = I_0 (1 + S_{\mu} A_{\mu} \frac{I_1}{I_0}). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь мы ввели обозначения:

$$\begin{aligned} \rho_1^0 &= \rho_1^{n_1=0} && - \text{матрица плотности начального состояния} \\ &&& \text{двух неполяризованных нуклонов,} \\ \rho_f^0 &= \rho_f^{n_1=0} && - \text{матрица плотности конечного состояния,} \\ &&& \text{соответствующая взаимодействию неполяризованных нуклонов,} \end{aligned}$$

$$I_0 = \text{Sp} \rho_f^0 = \text{Sp}[\Lambda(q_1) \Lambda(q_2) M \rho_1^0 \bar{M}] - \text{величина, пропорциональная сечению рождения } \pi \text{-мезонов при соударении неполяризованных нуклонов,}$$

A_{μ} - 4-мерный псевдовектор, составленный из импульсов; I_1 / I_0 - скалярная функция, определяемая формулой

$$A_{\mu} \frac{I_1}{I_0} = I_0^{-1} \text{Sp}[\Lambda(q_1) \Lambda(q_2) M i \gamma_5 \gamma_{\mu} \rho_1^0 \bar{M}]. \quad (11)$$

В общем случае это выражение не равно поляризации нуклона в конце реакции, и в результате для процесса $NN \rightarrow NN\pi$ не выполняется теорема о равенстве асимметрии в испускании π -мезонов и поляризации рождающегося нуклона. Однако нетрудно показать, что если рождение π -мезонов определяется только диаграммой 1, то такая теорема выполняется.

Для составления псевдовектора A_{μ} имеются три независимых вектора p_1 , p_2 и q . Тогда

$$A_{\mu} = C \cdot i p_{1\nu} p_{2\rho} q_{\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}, \quad (12)$$

где константа C выбирается таким образом, чтобы A_{μ} было единичным вектором.

Распределением скаляр

$$S_{\mu} = C \cdot \sin \theta_{qL} P_1 q_L p_L \cos \phi_{qL}, \quad \text{где}$$

P_1 - поляризация пучка, направленная вдоль оси y . Если выбрать $C = \frac{1}{\sin \theta_{qL} q_L p_L}$, то выражение для шпура можно переписать в виде $\text{Tr} \rho_1^{\mu} = 1 + P_1 \cos \phi_{qL} \frac{1}{v_0}$.

Следовательно, сечение рождения π^- -мезонов на поляризованном пучке нуклонов имеет вид

$$\frac{d^2 \sigma_{\pi^-}}{dT_L d\Omega_L} = \frac{d^2 \sigma_0}{dT_L d\Omega_L} + P_1 \cos \phi_{qL} \cdot \frac{d^2 \sigma_1}{dT_L d\Omega_L} \quad (13)$$

В результате лево-правая асимметрия в испускании π^- -мезонов находится из соотношения

$$\epsilon(T_L, \theta_{qL}) = P_1 \frac{d^2 \sigma_1 / dT_L d\Omega_L}{d^2 \sigma_0 / dT_L d\Omega_L}. \quad (14)$$

Выражения (13) и (14) являются точными и не зависят от модели.

В приближении ОМП, вводя релятивистски инвариантные переменные

$$\begin{aligned} W^2 &= -(p_1 + p_2)^2, \\ \omega^2 &= -(q + q_1)^2, \quad u^2 = -(q + q_2)^2, \\ \Delta^2 &= (p_2 - q_2)^2, \quad \bar{\Delta}^2 = (p_1 - q_2)^2 = W^2 - 3m^2 - \omega^2 - \Delta^2, \\ t^2 &= (q_1 - p_1)^2, \quad \bar{t}^2 = (q_1 - p_2)^2 = W^2 - 3m^2 - u^2 - t^2, \end{aligned} \quad (15)$$

находим матричные элементы перехода, соответствующие диаграммам рис. 1:

$$\begin{aligned} M(1) &= G_1 k(\Delta^2) k'(\bar{\Delta}^2) [\Delta^2 + \mu^2]^{-1} \bar{U}(q_2) \gamma_3 U(p_2) \bar{U}(q_1) M_1(\omega^2, t^2, \Delta^2) U(p_1), \\ M(2) &= G_2 k(\bar{\Delta}^2) k'(\Delta^2) [\bar{\Delta}^2 + \mu^2]^{-1} \bar{U}(q_2) \gamma_5 U(p_1) \bar{U}(q_1) M_2(\omega^2, \bar{t}^2, \bar{\Delta}^2) U(p_2), \\ M(3) &= G_3 k(\bar{t}^2) k'(t^2) [\bar{t}^2 + \mu^2]^{-1} \bar{U}(q_1) \gamma_5 U(p_2) \bar{U}(q_2) M_3(u^2, \bar{\Delta}^2, \bar{t}^2) U(p_1), \\ M(4) &= G_4 k(t^2) k'(t^2) [t^2 + \mu^2]^{-1} \bar{U}(q_1) \gamma_5 U(p_1) \bar{U}(q_2) M_4(u^2, \Delta^2, t^2) U(p_2), \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $U(A)$ — спинор, описывающий нуклон с импульсом $A(\vec{A}, iA_0)$.

G_j — константа связи π — мезона с нуклоном, зависящая от изотопической структуры соответствующей вершины.

μ — масса π — мезона (разностью масс заряженных и нейтральных пионов пренебрегается). Функция $k'(\Delta^2)$ выражает отличие пропагатора виртуального π — мезона от пропагатора свободной частицы.

$k(\Delta^2)$ — пионный формфактор нуклонов, выражающий отличие размеров нуклонов от точечных.

Содержащиеся в формулах (16) матрицы M_j описывают рассеяние виртуального π — мезона на нуклонах и в самом общем случае имеют вид

$$M_j = a_j + i b_j \hat{k}_j, \quad (17)$$

где $\hat{k}_j = \gamma_\mu k_{j\mu} = \gamma_0 k_{j0} - \vec{\gamma} \vec{k}_j$, причем \vec{k}_j представляет сумму импульсов виртуального и конечного π — мезонов для j — ой диаграммы. Связь инвариантных амплитуд a и b , определенных вне массовой поверхности, с физическими будет обсуждаться ниже.

Матрица перехода M для реакции $NN \rightarrow NN\pi$ запишется так:

$$M = M(1) - M(2) - M(3) + M(4). \quad (18)$$

Подставляя выражения (17) и (18) в (7) и (10), находим

$$\frac{d^2 \sigma_0}{dT_L d\Omega_L} = \frac{1}{\mu c^2} (2\pi)^{-5} \cdot \frac{m^4}{2F} \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3 \sqrt{T_L(T_L + 2\mu)} \int d\cos\theta \int_{q_1^L} d\phi_{q_1^L} \rho I_0, \quad (19)$$

$$\frac{d^2 \sigma_1}{dT_L d\Omega_L} = \frac{1}{\mu c^2} (2\pi)^{-5} \frac{m^4}{2F} \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \sqrt{T_L(T_L + 2\mu)} \int d\cos\theta \int_{q_1^L} d\phi_{q_1^L} \rho I_1; \quad (20)$$

где

$$I_0 = |M_1|_0^2 + |M_2|_0^2 + |M_3|_0^2 + |M_4|_0^2 - 2[\operatorname{Re}(M_1^* M_2)]_0 - 2[\operatorname{Re}(M_1^* M_3)]_0 -$$

$$- 2[\operatorname{Re}(M_2^* M_4)]_0 - 2[\operatorname{Re}(M_3^* M_4)]_0,$$

$$I_1 = |M_1|_1^2 + |M_3|_1^2 - 2[\operatorname{Re}(M_1^* M_2)]_1 - 2[\operatorname{Re}(M_1^* M_3)]_1 -$$

$$- 2[\operatorname{Re}(M_2^* M_4)]_1 - 2[\operatorname{Re}(M_3^* M_4)]_1,$$

$$|M_1|_0^2 = -|I_1(\Delta^2) \frac{m^2 + q_1 p_1}{4m^4} \{(m^2 - q_1 p_1) |a_1|^2 + 2\operatorname{Re}(a_1^* b_1) \chi_{p_1 + q_1} k_1 m + |b_1|^2 [\chi_{q_1} k_1 \chi_{p_1} k_1] - (m^2 + q_1 p_1) |c_1|^2\},$$

$$|M_1|_1^2 = -\Pi_1^2(\Delta^2) \frac{m^2 + q_2 p_2}{4m^4} 2\text{Im}(b_1 a_1^*) A_4.$$

$M_2|_0^2$, $M_3|_0^2$ и $M_4|_0^2$ получаются из соотношения для $M_1|_0^2$ соответствующей заменой переменных, аналогично из $M_1|_1^2$ получается $M_3|_1^2$. Интерференционные члены равны:

$$\begin{aligned} -2[\text{Re}(M_1^* M_2)]_0 &= 2\Pi_1(\Delta^2)\Pi_2(t^2)\text{Re}\{a_1 a_2^* Y_{11R}^{12} - \\ &\quad - b_2^* a_1 Y_{12R}^{12} - a_2^* b_1 Y_{21R}^{12} - b_2^* b_1 Y_{22R}^{12}\}, \\ -2[\text{Re}(M_1^* M_2)]_1 &= 2\Pi_1(\Delta^2)\Pi_2(t^2)\text{Im}\{a_1^* a_2 \bar{Y}_{11I}^{12} + \\ &\quad + a_1^* b_2 \bar{Y}_{12R}^{12} + b_1^* a_2 \bar{Y}_{21R}^{12} + b_2^* b_1 \bar{Y}_{22I}^{12}\}. \end{aligned}$$

Другие интерференционные члены получаются из этих аналогичным образом. Здесь

$$\begin{aligned} Y_{11R}^{12} &= \frac{1}{16m^4} \{m^2 [m^2 + q_2 \cdot p_2 - q_1 \cdot p_1 + q_2 \cdot p_1 + q_2 \cdot q_1 - p_2 \cdot q_1 - p_2 \cdot p_1] + \\ &\quad + [(q_1 \cdot q_2)(p_1 \cdot p_2) - (q_1 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2) - (q_2 \cdot p_1)(p_2 \cdot q_1)]\}, \\ Y_{12R}^{12} &= -\frac{1}{16m} (2q_1 + q) \cdot k_2 + \frac{1}{16m^8} \{-(p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot q_1 + p_2 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2) + \\ &\quad + (p_2 \cdot k_2)[p_1 \cdot q_1 - p_1 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2] + (q_1 \cdot k_2)[p_1 \cdot p_2 - p_1 \cdot q_2 - p_2 \cdot q_2] + \\ &\quad + (q_2 \cdot k_2)[p_1 \cdot p_2 - p_1 \cdot q_1 + p_2 \cdot q_1]\}, \\ Y_{21I}^{12} &= -\frac{1}{16m} (2q_1 + q) \cdot k_1 + \frac{1}{16m^8} \{(p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot q_1 - p_2 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2) - (p_2 \cdot k_1)(p_1 \cdot q_1 + \\ &\quad + p_1 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2) + (q_1 \cdot k_1)[p_1 \cdot p_2 - p_1 \cdot q_2 - p_2 \cdot q_2] + (q_2 \cdot k_1)[p_1 \cdot p_2 + p_1 \cdot q_1 - p_2 \cdot q_1]\}, \\ Y_{22R}^{12} &= \frac{1}{16m^4} \{m^2 [(k_1 \cdot k_2)(m^2 - p_1 \cdot p_2 + p_1 \cdot q_1 + p_1 \cdot q_2 + p_2 \cdot q_1 + p_2 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2) + \\ &\quad + (p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot k_1 - q_1 \cdot k_1 - q_2 \cdot k_1) - (p_2 \cdot k_2)(p_1 \cdot k_1 + q_1 \cdot k_1 - q_2 \cdot k_1) - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - (q_1 \cdot k_2)(p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1 - q_2 \cdot k_1) + (q_2 \cdot k_2)(p_1 \cdot k_1 - p_2 \cdot k_1 + q_1 \cdot k_1) \Big| - \\
& - (q_2 \cdot \dot{p}_2) [(q_1 \cdot k_2)(p_1 \cdot k_1) + (p_1 \cdot k_2)(q_1 \cdot k_1) - (k_1 \cdot k_2)(p_1 \cdot \dot{q}_1)] + \\
& + (q_2 \cdot k_2) [(p_2 \cdot \dot{q}_1)(p_1 \cdot k_1) + (p_1 \cdot \dot{p}_2)(q_1 \cdot k_1) - (p_2 \cdot k_1)(p_1 \cdot \dot{q}_1)] - \\
& - (q_1 \cdot \dot{q}_2) [(p_2 \cdot k_2)(p_1 \cdot k_1) + (p_1 \cdot \dot{p}_2)(k_1 \cdot k_2) - (p_2 \cdot k_1)(p_1 \cdot k_2)] + \\
& + (q_2 \cdot k_1) [(p_2 \cdot k_2)(p_1 \cdot q_1) + (p_1 \cdot \dot{p}_2)(q_1 \cdot k_2) - (p_2 \cdot \dot{q}_1)(p_1 \cdot k_2)] - \\
& - (p_1 \cdot \dot{q}_2) [(p_2 \cdot k_2)(q_1 \cdot k_1) + (p_2 \cdot k_1)(q_1 \cdot k_2) - (p_2 \cdot \dot{q}_1)(k_1 \cdot k_2)] \Big\} ,
\end{aligned}$$

$$\bar{Y}_{111}^{12} = \frac{1}{16 m^8} (2A_2 + A_3 + A_4 - A_5) ,$$

$$\begin{aligned}
\bar{Y}_{12R}^{12} = & - \frac{1}{16 m^2} (A_3 - A_4 + 2A_5) - \frac{1}{16 m^4} [(q_2 \cdot \dot{p}_2)(A_2 + 2A_4) + (q_2 \cdot k_2)A_2 - \\
& - (q_1 \cdot \dot{q}_2)(A_2 + 2A_3) - (p_2 \cdot k_2)(A_2 + A_4) + (q_1 \cdot \dot{p}_2)(A_3 - A_4) - (k_2 \cdot \dot{q}_1)(A_2 + A_3)] ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{Y}_{21R}^{12} = & - \frac{1}{16 m^2} (A_3 - 2A_4 + A_5) - \frac{1}{16 m^4} [-2(q_2 \cdot \dot{p}_2)A_4 + (q_1 \cdot \dot{q}_2)(A_2 + 2A_3) - \\
& - (q_2 \cdot k_1)A_2 - (p_2 \cdot \dot{q}_1)(A_2 + 2A_3 - A_4) + (p_2 \cdot k_1)(A_2 + A_4) - (q_1 \cdot k_1)(A_2 + A_3)] ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{Y}_{22R}^{12} = & - \frac{1}{16 m} (A_3 - A_4 + A_5) - \frac{1}{16 m^3} \{ [2(q_2 \cdot p_2 + q_2 \cdot k_2 - p_2 \cdot k_2) - k_2 \cdot \dot{q}_1 - p_2 \cdot \dot{q}_1] \cdot \\
& \cdot (A_3 - A_4 + A_5) - 2q_2 \cdot k_1 (A_3 - A_4) - (p_2 \cdot k_1)(A_2 - A_3 + 3A_4) - \\
& - (k_1 \cdot k_2)(A_2 + A_3 - A_4) + (q_1 \cdot k_1)(A_2 + A_3 + A_4) \} ,
\end{aligned}$$

$$A_2 = \frac{1}{P_1 \cos \phi_{qL}} \cdot i p_{1\mu} p_{2\nu} q_{1\rho} S_{1\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} , \quad A_3 = \frac{1}{P_1 \cos \phi_{qL}} \cdot i p_{1\mu} p_{2\nu} q_{1\rho} S_{1\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ,$$

$$A_4 = \frac{1}{P_1 \cos \phi_{qL}} \cdot i p_{1\mu} q_{1\nu} q_{1\rho} S_{1\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} , \quad A_5 = \frac{1}{P_1 \cos \phi_{qL}} \cdot i p_{2\mu} q_{1\nu} q_{1\rho} S_{1\sigma} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ,$$

$$\Pi_j(\Delta^2) = G_j \frac{k(\Delta^2) \cdot k(\Delta^2)}{\Delta^2 + \mu^2} .$$

Из приведенных формул следует, что асимметрия в испускании π -мезонов возникает даже в том случае, когда одна из амплитуд, либо бесспиновая a_1 , либо спиновозависимая b_1 , отсутствует. Известно, что в такой же ситуации при рассеянии реальных π -мезонов на поляризованных протонах асимметрия не возникает вообще. Если это так, то при переходе к высоким энергиям, когда поляризационные эффекты в упругом рассеянии частиц исчезают, наличие поляризационных эффектов в неупругих взаимодействиях нуклонов свидетельствовало бы в пользу периферической модели.

Из формул следует также, что асимметрия отсутствует в случае, если амплитуды πN -рассеяния являются чисто действительными или мнимыми. Поскольку для резонансных состояний πN -системы амплитуды являются комплексными, то асимметрия в данной модели возникает всегда, когда имеются возбужденные состояния нуклонов.

2. Фазы πN -рассеяния

Для проведения конкретных вычислений необходимо установить связь между амплитудами a , b и фазами πN -рассеяния. С этой целью перепишем матрицу πN -рассеяния в виде

$$M = \frac{4\pi\omega}{m} f_1 + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})}{q \cdot k} f_2, \quad (21)$$

где k - импульс виртуального π -мезона. Сопоставляя (17) и (21), находим

$$a(\omega^2, t^2, \Delta^2) = 4\pi \left[\frac{\omega + m}{p_{10}^Q + m} f_1(\omega^2, t^2, \Delta^2) - \frac{\omega - m}{p_{10}^Q - m} f_2(\omega^2, t^2, \Delta^2) \right],$$

$$b(\omega^2, t^2, \Delta^2) = -2\pi \left[\frac{1}{p_{10}^Q + m} f_1(\omega^2, t^2, \Delta^2) + \frac{1}{p_{10}^Q - m} f_2(\omega^2, t^2, \Delta^2) \right]. \quad (22)$$

Этими формулами устанавливается связь между инвариантными и физическими амплитудами для первой диаграммы. Точно такие же формулы, только с соответствующей заменой переменных, справедливы и для других диаграмм.

Необходимо отметить, что амплитуды $f_1(\omega^2, t^2, \Delta^2)$ и $f_2(\omega^2, t^2, \Delta^2)$ определены вне массовой поверхности. Связь этих амплитуд с амплитудами $f_1(\omega^2, t^2)$ и $f_2(\omega^2, t^2)$ реальных процессов πN -рассеяния в общем виде не установлена. В частном случае, когда рассматривается состояние P_{33} , такая связь была найдена в работах /3,4/ с помощью одномерных дисперсионных соотношений.

Если допустить, что такое же соотношение справедливо и для других состояний πN -системы, то можно написать

$$\begin{aligned} f_1(\omega^2, t^2, \Delta^2) &= B(\omega^2, \Delta^2) \cdot f_1(\omega^2, t^2), \\ f_2(\omega^2, t^2, \Delta^2) &= B(\omega^2, \Delta^2) \cdot f_2(\omega^2, t^2). \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь

$$\begin{aligned} f_1(\omega^2, t^2) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} f_{\ell+}(\omega^2) P_{\ell+1}'(\cos\theta^Q) - \sum_{\ell=2}^{\infty} f_{\ell-}(\omega^2) P_{\ell-1}'(\cos\theta^Q), \\ f_2(\omega^2, t^2) &= \sum_{\ell=1}^{\infty} [f_{\ell-}(\omega^2) - f_{\ell+}(\omega^2)] P_{\ell}'(\cos\theta^Q), \end{aligned} \quad (24)$$

$$B(\omega^2, \Delta^2) = k(\Delta^2) \frac{P_1^Q}{q} \left(1 + \frac{\Delta^2 + \mu^2}{4m^2}\right)^2 \cdot \gamma(\omega^2, \Delta^2), \quad (25)$$

где

$$\gamma(\omega^2, \Delta^2) = \left[1 + \frac{3(\Delta^2 + \mu^2)}{2m(\omega - m)}\right] \left[1 + \frac{\Delta^2 + \mu^2}{2m(\omega - m)}\right]^{-3}.$$

Здесь θ^Q — угол рассеяния виртуального π -мезона с импульсом \vec{k} на нуклоне с импульсом \vec{q}_1 в их системе центра масс (Q -система). Индексы \pm у амплитуд $f_{\ell\pm}$ соответствуют значениям полного момента системы $j = \ell \pm \frac{1}{2}$.

P_{ℓ}' — присоединенные функции Лежандра. Если положить $\Delta^2 = -\mu^2$, что равносильно предположению реальности промежуточного π -мезона, то функция $B(\omega^2, -\Delta^2 = -\mu^2)$ равна единице.

При подстановке выражения (25) в (16) в матричных элементах появится функция

$$E(\Delta^2) = k^2(\Delta^2) \cdot k'(\Delta^2). \quad (26)$$

Именно наличие такой функции, зависящей только от переданного импульса, является особенностью периферической модели, отличающей этот механизм, например от механизма образования π -мезонов, через диаграммы с многочастичным обменом. Поскольку вычислить $E(\Delta^2)$ теоретически в настоящее время не удается, то для ее

представления используется аналитическая зависимость вида

$$E(\Delta^2) = \frac{1 - A}{1 + \frac{\Delta^2 + \mu^2}{a}} + A, \quad (27)$$

напоминающая электромагнитный формфактор нуклонов. Значения констант A и a находятся из сравнения с экспериментальными данными. Поскольку экспериментальные данные в интервале 870–3000 Мэв удовлетворительно описываются при $A = 0,28$ и $a = 4,73 \mu^2$ /1/, эти значения и используются в дальнейших вычислениях. Строго говоря, функция (27) применима лишь при $\Delta^2 \leq 30 \mu^2$, хотя с ее помощью расчеты производятся и при больших значениях переданного импульса. В настоящей работе максимально возможное значение переданного импульса составляет $\approx 40 \mu^2$ при 657 Мэв.

Из кинематики реакции $NN \rightarrow NN\pi$ следует, что если она исследуется при энергии T_{0L} , то фазы πN -рассеяния должны быть заданы в интервале кинетической энергии π -мезона

$$0 \leq T_{\pi L} \leq 2m(1 + \frac{T_{0L}}{2m})(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{T_{0L}}{2m}}}) - \mu(1 + \frac{\mu}{2m}). \quad (28)$$

Для значения $T_{0L} = 660$ Мэв величина $T_{\pi L}$ заключена в интервале $0 \leq T_{\pi L} \leq 200$ Мэв. В этой области энергий имеются обширные данные /7,8/, из которых следует, что при фазовом анализе π - N -рассеяния достаточно ограничиться S - и P -фазами. Энергетические зависимости малых фаз были восстановлены из графиков, приведенных Роппом /8/ (фазы в радианах):

$$\begin{aligned} \delta(S_{81}; \omega) &= q^Q \cdot [0,0481 - 0,1744 q^Q + 0,0282 \cdot (q^Q)^2 + 0,0031 \cdot (q^Q)^3], \\ \delta(S_{11}; \omega) &= q^Q \cdot [0,2040 - 0,0931 \cdot q^Q + 0,0310 \cdot (q^Q)^2 - 0,0036 \cdot (q^Q)^3], \\ \delta(P_{81}; \omega) &= (q^Q)^3 \cdot [-0,0170 - 0,0032 \cdot q^Q + 0,0025 \cdot (q^Q)^2], \\ \delta(P_{18}; \omega) &= (q^Q)^3 \cdot [0,0045 - 0,0115 \cdot q^Q + 0,0028 \cdot (q^Q)^2]. \end{aligned} \quad (29)$$

Импульс q^Q определяется через полную энергию ω πN -системы

$$q^Q = \frac{1}{2\omega\mu} [\omega^4 - 2\omega^2(m^2 + \mu^2) + (m^2 - \mu^2)^2]^{1/2}. \quad (30)$$

При малых значениях фаз соответствующие амплитуды можно найти из соотношения

$$a(\ell_{2T, 2T}; \omega) = \frac{\exp[i\delta(\ell_{2T, 2T}; \omega)] \cdot \sin \delta(\ell_{2T, 2T}; \omega)}{q^Q} \approx \frac{\delta(\ell_{2T, 2T}; \omega)}{q^Q}.$$

Амплитуда рассеяния для состояния с изотопическим спином $T = 3/2$ и полным мо-

ментом $J = 3/2$ была вычислена в работе /10/ на основе использования гипотезы реджевских полюсов. Предполагая, что изобара является частицей с переменным спином, движущейся по траектории Редже, было выведено следующее выражение для амплитуды рассеяния в состоянии P_{33} (все величины приведены в единицах массы π - мезона).

$$a(P_{33}; \omega) = -\frac{c}{2\epsilon} \left\{ \frac{\exp(-\xi_1) + \exp(-\xi_2) \cdot \exp[(\xi_1 - \xi_2)(\alpha - 1/2)]}{\omega - m^* + 1/2 i \Gamma \cdot \left[\frac{\omega - (m+1)}{m^* - (m+1)} \right]^{3/2}} \right\}, \quad (31)$$

где

$$\operatorname{ch} \xi_1 = 1 + \frac{2}{(q^2)^2}, \quad \operatorname{ch} \xi_2 = \frac{\omega^2 - m^2 - 2}{2(q^2)^2} - 1,$$

$$\alpha = \frac{3}{2} + \epsilon(\omega - m^*) + 1/2 i \Gamma \epsilon \left[\frac{\omega - (m+1)}{m^* - (m+1)} \right]^{3/2}.$$

Здесь $m^* = 8,91\mu$ - масса изобары, $\Gamma = 0,72$ - ее ширина, $\epsilon = 0,41$; $c = 0,30$.

Аналогичные соображения были применены в работе /11/ при нахождении амплитуды рассеяния в состоянии P_{11} . Было получено следующее выражение для этой амплитуды:

$$a(P_{11}; \omega) = -\frac{3f^2}{2} \left\{ \exp(-\xi'_1) + \exp[(1+\epsilon'(\omega-m))(\xi'_2 - \xi'_1)] \right\} \exp(-\xi'_2) \cdot \frac{1}{\omega - \pi} + \frac{g^2}{16(q^2)^2 \omega^2} \left\{ (\omega-m)^2 - 1 \right\} (\omega+m) \ln \frac{a+1}{a-1} + [(\omega+m)^2 - 1] (\omega-m) \left\{ 2 - a \ln \frac{a+1}{a-1} \right\}; \quad (32)$$

где

$$g^2 = 14,5; \quad f^2 = 0,08; \quad \epsilon' = 0,40;$$

$$\operatorname{ch} \xi'_1 = 1 + \frac{2}{(q^2)^2}; \quad \operatorname{ch} \xi'_2 = \frac{\omega^2 - (m-1)^2}{2(q^2)^2} - 1,$$

$$a = \frac{\omega^2 - m^2 - 2}{2(q^2)^2} - 1.$$

Сопоставление фаз, найденных из соотношений (31) и (32), с их экспериментальными значениями показывает хорошее согласие вплоть до энергии $T_{\pi L} = 220$ Мэв.

3. Энергетические спектры π^+ -мезонов и эффекты лево-правой
асимметрии в реакции $pp \rightarrow p\pi^+$

Установленные выше соотношения для дифференциальных сечений и асимметрии могут быть использованы для вычисления энергетических спектров и эффектов лево-правой асимметрии в испускании π^+ -мезонов в любой реакции типа $NN \rightarrow NN\pi$ на поляризованном пучке нуклонов. Однако в экспериментальном отношении легче всего исследуется реакция $pp \rightarrow p\pi^+$, которая подробно и рассматривается в дальнейшем.

При расчете по диаграммам 1-4 необходимо установить связь между амплитудами физических состояний πN -системы и амплитудами, описывающими переходы в пространстве изотопического спина. Используя полноту этих функций, можно записать разложение

$$\langle \pi^+ N' | M_j | \pi N \rangle = \sum_{T, m_T} \langle \pi^+ N' | T m_T \rangle \langle T m_T | M_j | T m_T \rangle \langle T m_T | \pi N \rangle .$$

Здесь $\langle \pi N | T m_T \rangle$ - коэффициенты Клебша. Применяя это разложение, находим для первой диаграммы

$$f_1(\omega^2, t^2) = \{ a(S_{31}; \omega) + 3[a(P_{31}; \omega) + a(P_{33}; \omega)] \cos^2 \theta^Q \} ,$$

$$f_2(\omega^2, t^2) = \{ a(P_{31}; \omega) - a(P_{33}; \omega) \} .$$

Заменой $t^2 \rightarrow \bar{t}^2$ получаются амплитуды для второй диаграммы.

Для третьей диаграммы находим

$$f_1(u^2, \bar{\Delta}^2) = \frac{\sqrt{2}}{3} \{ [a(S_{31}; u) + 3(a(P_{31}; u) + a(P_{33}; u)) \cos^2 \epsilon^P] - [a(S_{11}; u) + 3(a(P_{11}; u) + a(P_{13}; u)) \cos^2 \epsilon^P] \} ,$$

$$f_2(u^2, \bar{\Delta}^2) = \frac{\sqrt{2}}{3} \{ [a(P_{31}; u) - a(P_{33}; u)] - [a(P_{11}; u) - a(P_{13}; u)] \} .$$

Заменой $\bar{\Delta}^2 \rightarrow \Delta^2$ получаются амплитуды для четвертой диаграммы. Здесь углы θ^Q и ϵ^P являются углами рассеяния виртуальных π -мезонов на нуклонах в их системе центра масс для случая рассматриваемых диаграмм. Для реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ константы связи равны

$$G_1 = G_2 = \sqrt{2} G ; \quad G_3 = G_4 = G ; \quad G = \sqrt{4\pi} g ,$$

$$g^2 = 14.5 .$$

При использовании полученных выше формул на электронно-вычислительной машине были проведены численные расчеты энергетических спектров π^+ -мезонов от реакции $pp \rightarrow p\pi^+$, а также лево-правой асимметрии в испускании π^+ -мезонов на поляризованном пучке протонов. На рис. 3 нанесены спектры, вычисленные в настоящей работе, и для сравнения приведены экспериментальные точки, взятые из работы Б.С. Неганова и О.В. Савченко /12/. Как видно, имеется хорошее согласие между теорией и экспериментом, хотя для абсолютной нормировки теоретической кривой были использовано лишь полное сечение данной реакции при 657 Мэв.

Дальнейшая проверка этой модели требует постановки поляризационных экспериментов. На рис. 4 показаны ожидаемые значения асимметрии π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ при энергии налетающих протонов 612 Мэв и 100%-ной поляризации пучка. Из этих расчетов следует, что наибольшие эффекты ожидаются вблизи углов, близких к 60° в лаб. системе, причем величина эффекта растет с ростом энергии π -мезона, достигая вблизи верхней границы спектра почти 100%. В настоящее время планируются эксперименты с целью проверки этих предсказаний модели ОМП.

Заметим здесь, что если положить вклад состояния P_{33} равным нулю, то эффект асимметрии исчезает. Это связано с тем, что асимметрия пропорциональна интерференции между собой мнимых и реальных частей амплитуд a_j и b_j и, так как единственной комплексной амплитудой является $a(P_{33})$, то только из-за ее интерференции с другими амплитудами и возникает асимметрия. При равенстве нулю фаз всех состояний, за исключением P_{33} , асимметрия практически не меняется, что было проверено численными расчетами. Этим и доказывается, что поляризационные эффекты в неупругих нуклон-нуклонных соударениях при 657 Мэв целиком обусловлены изобарой 3/2, 3/2.

Специально выполненные расчеты показали, что как при вычислении энергетического спектра, так и при вычислении асимметрии, весьма существенный вклад дают члены, возникающие вследствие интерференции между различными диаграммами. Однако их вклад таков, что он компенсируется вкладами от 2-ой, 3-ей и 4-ой диаграмм, так что учет только первой диаграммы дает практически тот же результат, что и точный расчет.

Если главный вклад в рассматриваемую реакцию дает 1-ая диаграмма, то нетрудно показать, следуя /13/, что имеет место равенство между асимметрией в испускании π^+ -мезона в реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ на поляризованном пучке протонов и поляризацией одного из нуклонов (например, протона), испускаемого при взаимодействии неполяризованных протонов в соответствующим образом поставленных корреляционных экспериментах. Постановка таких экспериментов позволила бы выяснить роли различных диаграмм при справедливости периферической модели образования мезонов.

Проведенное рассмотрение основывалось на диаграммах с обменом π -мезонами, так как из общих соображений ясно, что такие диаграммы должны играть заметную роль в нуклон-нуклонных соударениях, особенно в состояниях с большим орбитальным моментом, поскольку π -мезон является самым легким квантом сильно взаимодействующих полей. В состояниях с малым параметром соударений возможен вклад и других бозонов, а также диаграмм с обменом одним нуклоном или многочастичным обменом. Для определения вклада этих диаграмм целесообразно использовать феноменологический метод Мандельштама^{/14/} только с той модификацией, что рождение мезонов за счет взаимодействия начальных нуклонов в состояниях с большим орбитальным моментом по-прежнему рассчитывается в однополюсном приближении.

З а к л ю ч е н и е

1. Показано путем численных расчетов, что приближение ОМП приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными по рождению π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow pp\pi^+$ при энергии 860 Мэв, если проводить нормировку на полное сечение этой реакции.

2. Установлено, что в приближении ОМП поляризационные эффекты в реакции $NN \rightarrow NN\pi$ целиком обусловлены наличием возбужденного состояния нуклонов с $T = J = 3/2$.

3. Для более полного выяснения вопроса о механизме образования мезонов при рассматриваемой энергии предлагается осуществить постановку поляризационных экспериментов. В частности, в работе приведены ожидаемые значения лево-правой асимметрии в испускании π^+ -мезонов на поляризованных пучках протонов, вычисленные в приближении ОМП.

В заключение авторы благодарят С.М. Биленького, Л.И. Лепидуса, Р.М. Рышдина, и Л.Ш. Шехтера за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. E.Ferrari, F.Selleri, Nuovo Cim., 27, 1450 (1963).
2. Е.Л. Фейнберг. Раппортерский доклад на XIII международной конференции по физике высоких энергий, 1964 г., Дубна; Препринт ОИЯИ, Р-1792, Дубна, 1964.
3. E.Ferrari, F.Selleri, Nuovo Cim., 21, 1028 (1961).
4. J.D.Jackson . Nuovo Cim., 34, 1644 (1964).
5. U.Amaldi, F.Selleri, Phys.Rev., 128, 2772 (1963).
6. L.Durand and Y.Ts. Chiu, Phys.Rev.Lett., 12, 399 (1964).
7. М.Г. Мещеряков, В.П. Зрелов, Б.С. Неганов, И.К. Взоров, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 31, 45 (1958).

9. W.O.Lock. High Energy Nuclear Physics., London, New York, 1960.

Имеется перевод: У. Локк. Ядерная физика частиц высоких энергий, ИЛ, 1962.

9. L.D.Roper. Phys.Rev. Lett., 12, 340 (1964).

10. S.K.Bose and S.N.Biswas. Phys.Rev., 133, B789 (1964).

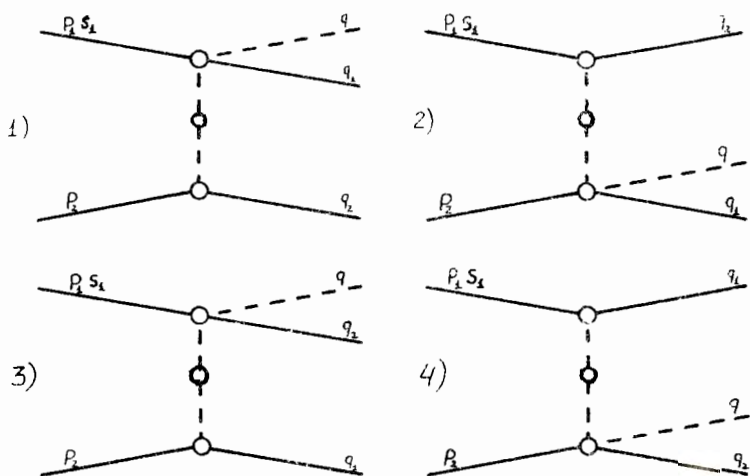
11. Rabi Majum Dar. Nuovo Cim., 33, 1734 (1964).

12. Б.С. Неганов, О.В. Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265 (1957).

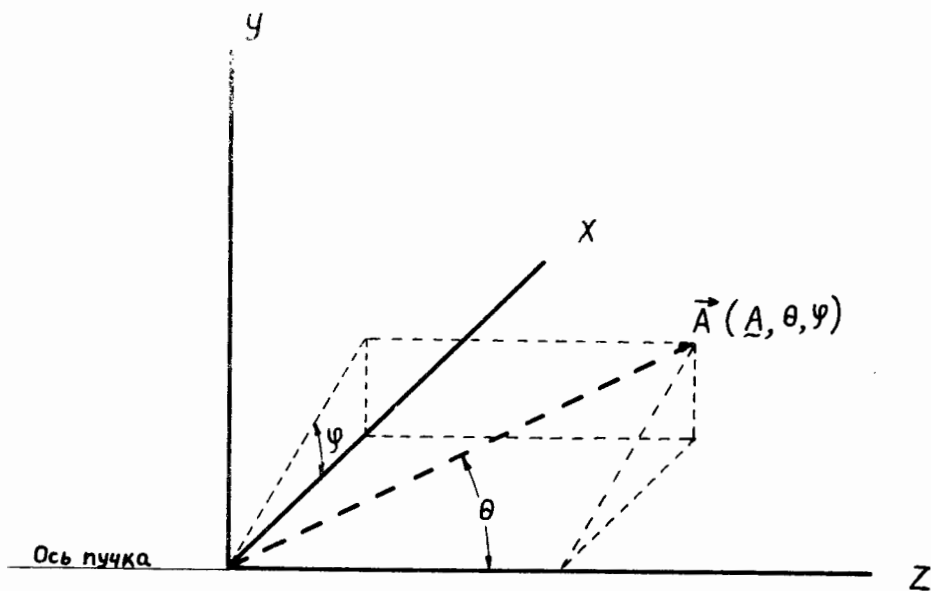
13. С.М. Биленький, Р.М. Рындян. ЖЭТФ, 38, 1608 (1959).

14. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc., A 244, 491 (1958),

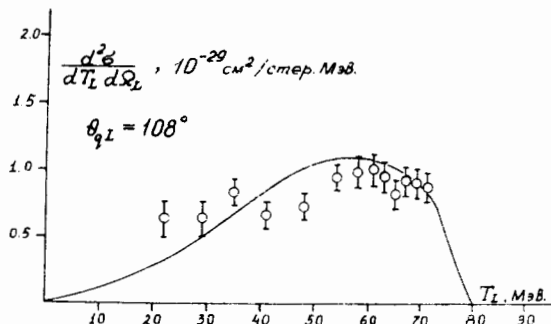
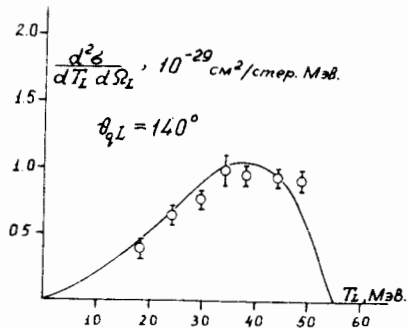
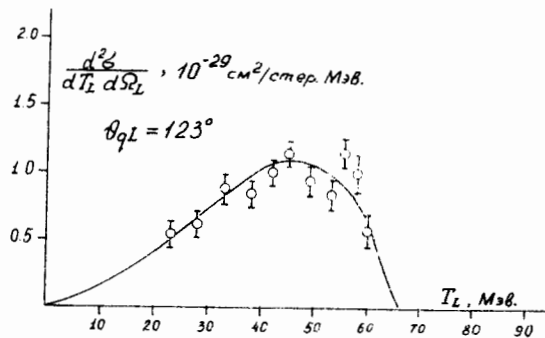
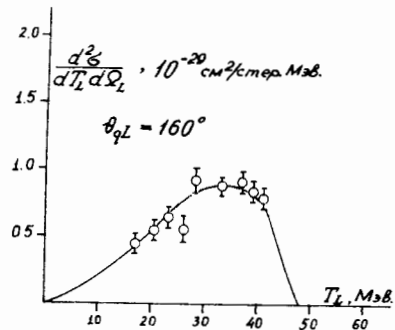
Рукопись поступила в издательский отдел
2 октября 1965 г.



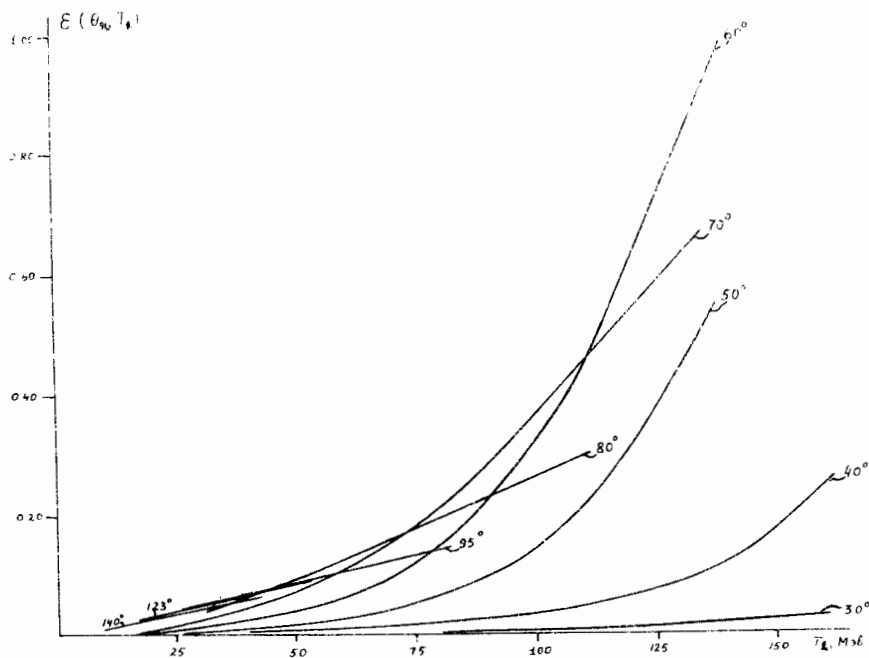
Р и с. 1. Диаграммы однополюсного обмена для реакции $NN + NN$.



Р и с. 2. Лабораторная координатная система, использованная в расчетах. \vec{A} – произвольный вектор, θ и ϕ – полярный и азимутальный углы. Вектор поляризации направлен вдоль оси y .



Р и с. 3. Энергетические спектры π^+ -мезонов от реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ при энергии $T_{\text{ол}} = 657$ Мэв; сплошная линия - расчетная кривая по модели одномезонного приближения, \odot - экспериментальные результаты [12].



Р и с. 4. Значения лево-правой асимметрии ϵ в испускании π^+ -мезонов в реакции $pp \rightarrow p\pi^+$ на поляризованном пучке протонов с энергией 612 Мэв, вычисленные по модели ОМП. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия π^+ -мезонов в лабораторной системе. Параметрами кривых являются углы испускания π^+ -мезонов в лаб. системе.