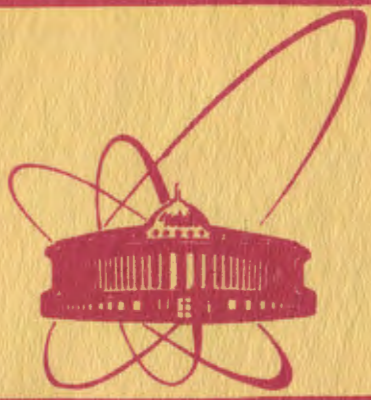


9/vi-80

†



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2431 / 2-80

P2-80-67

А.А.Бельков, С.А.Бунятов, В.Н.Первушин

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $\pi N \rightarrow \pi \pi N$
ВЕЛИКИ ПОРОГА В ТЕОРИИ НАРУШЕННОЙ
КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в ЯФ

1980

1. Введение

Попытки описать полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в рамках теории поля^{/1/}, основанной на статической модели Чу и Лоу^{/2/}, оказались безуспешными. Новые возможности для теоретического анализа этих реакций появились в связи с развитием теории сильных взаимодействий, основанной на нарушенной киральной симметрии^{/3,4/} $SU(2) \otimes SU(2)$.

Первые расчеты полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в киральной теории были проведены методом алгебры токов /АТ/ в работе Чанга^{/5/}. Сравнение результатов этих расчетов с экспериментальными данными по полным сечениям реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, полученными в Дубне^{/6/}, показало, что расчеты с вайнберговским нарушением киральной симметрии^{/7/} находятся в хорошем согласии с экспериментом. На это обратил внимание Вайнберг в обзорном докладе на Венской конференции 1968 года^{/8/}.

Почти одновременно с Чангом Олсон и Тернер^{/9/} выполнили расчеты полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ методом эффективных киральных лагранжианов /ЭКЛ/. Этот метод был предложен Вайнбергом^{/10/}, который показал эквивалентность методов АТ и ЭКЛ при низких энергиях. Однако метод ЭКЛ позволяет продвинуться по энергии налетающего пиона в реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ гораздо дальше от порога в физическую область, чем метод АТ. В работе^{/9/} учитывались две диаграммы древесного вида /рис. 1а, б/, которые дают основной вклад в полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ у порога. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными по сечениям реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ ^{/6/} в интервале значений кинетической энергии налетающего пиона $200 \text{ МэВ} < T_\pi < 300 \text{ МэВ}$ привело авторов работы^{/9/} к выводу о вайнберговском нарушении киральной симметрии.

Проведенные в работе^{/11/} расчеты с учетом всех пион-нуклонных диаграмм древесного вида /рис. 1а-г/ показали, что вклад диаграмм /рис. 1а, г/ быстро растет с удалением от порога, и ими нельзя пренебрегать в указанном интервале значений T_π . Анализируя экспериментальные данные с учетом всех древесных пион-нуклонных диаграмм, авторы работы^{/11/} пришли к выводу о нарушении киральной симметрии $SU(2) \otimes SU(2)$ тензором второго ранга.

Однако в работах^{/5,9,11/} в численных расчетах использовалось значение константы распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$, получаемое из соотношения Гольдбергера-Треймана, $F_\pi = 82 \text{ МэВ}$. Так как полные сечения зависят от F_π^6 , результаты существенно изменятся, если

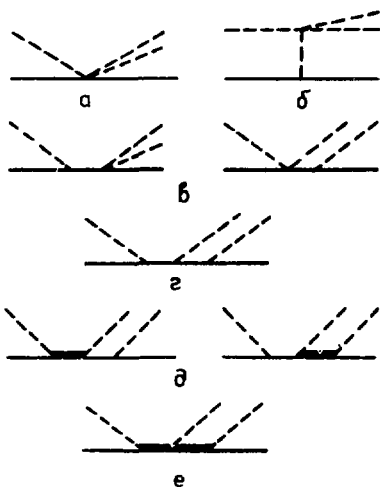


Рис. 1. Диаграммы процесса $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в древесном приближении. Пунктирные линии соответствуют пионам, сплошные тонкие - нуклонам, сплошные жирные - изобарам Δ_{33} .

в расчетах использовать экспериментальное значение $F_{\pi} = 93$ МэВ. В этом случае полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в приближении древесных пион-нуклонных диаграмм не описываются вовсе. В работе ^{12/} была сделана попытка описать экспериментальные данные по реакциям $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ с помощью введения в эффективный лагранжиан $\pi\pi$ -взаимодействия членов с четырьмя производными. Однако это также не привело к согласию с экспериментом. Очевидно, кроме диаграмм /рис.1а-г/, необходимо учитывать диаграммы с изобарой Δ_{33} /рис.1д,е/, вклад которых быстро растет с удалением от порога.

Отметим, что в работе ^{13/} вклад диаграмм с изобарой Δ_{33} учитывался не вполне корректно: в эффективных лагранжианах $\Delta N\pi$ - и $\Delta\Delta\pi$ -взаимодействий были опущены члены, необходимые для описания диаграмм с изобарой Δ_{33} вне массовой поверхности, и оставлены только члены, сохраняющиеся при переходе на массовую поверхность. Кроме того, в расчетах использовался пропагатор Δ -изобары в статическом приближении, хотя отбрасываемые при этом члены в пропагаторе могут оказаться существенными уже при энергиях, близких к порогу.

С измерением сечений реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p \pi$ при энергиях 200, 240 и 270 МэВ ^{14-16/} стали известны полные сечения всех пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога. В настоящей работе проведены расчеты сечений пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ с учетом пион-нуклонных древесных диаграмм /рис.1а-г/, а также диаграмм /рис.1д/ с обменом одной изобарой Δ_{33} . Кроме того,

в выражении для суммы диаграмм /рис.1а,б/ борновская амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния заменена на унитаризованную, так как такой прием мы считаем более корректным, чем учет членов с четырьмя производными в эффективном лагранжиане $\pi\pi$ -рассеяния в работе /12/. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными по полным сечениям реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в интервале $200 \text{ МэВ} \leq T_\pi \leq 350 \text{ МэВ}$.

2. Амплитуда реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$

Амплитуду процесса

$$\pi_a(\vec{k}_1) + N_e^\nu(\vec{p}) \rightarrow \pi_b(\vec{k}_2) + \pi_c(\vec{k}_3) + N_f^\mu(\vec{q})$$

определим следующим образом:

$$\langle \pi_b(\vec{k}_2) \pi_c(\vec{k}_3) N_f^\mu(\vec{q}) | S-I | \pi_a(\vec{k}_1) N_e^\nu(\vec{p}) \rangle = \\ = \frac{1}{(2\pi)^{15/2}} \frac{(2\pi)^4 \delta^{(4)}(q+k_2+k_3-p-k_1)}{\sqrt{32 p^0 q^0 k_1^0 k_2^0 k_3^0}} T_{fe}^{\mu\nu}(bc|a).$$

Здесь p, q, k_1, k_2, k_3 - 4-импульсы частиц в начальном и конечном состояниях; a, b, c - изотопические индексы пионов; f, e - изотопические индексы нуклонов; μ, ν - поляризации нуклонов.

Амплитуда $T_{fe}^{\mu\nu}(bc|a)$ в общем случае имеет вид

$$T_{fe}^{\mu\nu}(bc|a) = \bar{U}^{\mu(+)}(q) \{ (r_a)_{fe} \delta_{bc} T_1 + (r_b)_{fe} \delta_{ac} T_2 + \\ + (r_c)_{fe} \delta_{ab} T_3 + i \epsilon_{abc} \delta_{fe} T_4 \} U^{\nu(-)}(p),$$

где $U^{\mu(\pm)}(p)$ - нуклонные спиноры; T_1, T_2, T_3 и T_4 - матрицы /4x4/, зависящие от 4-импульсов частиц в начальном и конечном состояниях. Спиноры $U^{\mu(\pm)}$ удовлетворяют уравнениям

$$(\hat{p} \pm m) U^{\mu(\pm)}(p) = 0$$

и нормированы условиями

$$\sum_{\nu=1}^2 U^{\nu(\pm)}(p) \bar{U}^{\nu(\mp)}(p) = (\hat{p} \mp m).$$

Амплитуды процессов с участием реальных пионов выражаются через матрицы T_1, T_2, T_3 и T_4 следующим образом:

$$T^{\mu\nu}(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n) = \bar{U}^{\mu(+)}(q) \sqrt{2} (T_1 + T_3) U^{\nu(-)}(p),$$

$$T^{\mu\nu}(\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p) = \bar{U}^{\mu(+)}(q) (T_3 - T_4) U^{\nu(-)}(p),$$

$$T^{\mu\nu}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n) = \bar{U}^{\mu(+)}(q) \sqrt{2} T_1 U^{\nu(-)}(p),$$

$$T^{\mu\nu}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n) = \bar{U}^{\mu(+)}(q) \sqrt{2}(T_2 + T_3) U^{\nu(-)}(p),$$

$$T^{\mu\nu}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p) = \bar{U}^{\mu(+)}(q) (T_3 + T_4) U^{\nu(-)}(p).$$

3. Полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в приближении древесных пион-нуклонных диаграмм

Вершины диаграмм /рис. 1а-г/ описываются следующими членами разложения эффективного кирального лагранжиана πN -взаимодействия по степеням параметра $f = -1/(2F_\pi)$:

$$\mathcal{L}_{\pi N} = \mathcal{L}_{\pi N}^{(1)} + \mathcal{L}_{\pi N}^{(2)} + \mathcal{L}_{\pi N}^{(3)} + O(f^4),$$

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{(1)} = g_A f \partial_n \vec{\pi} \bar{N} \gamma^5 \gamma_n \vec{\tau} N,$$

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{(2)} = -f^2 (\vec{\pi} \times \partial_n \vec{\pi}) \bar{N} \gamma^5 \vec{\tau} N,$$

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{(3)} = g_A f^3 [d_1 (\vec{\pi} \cdot \partial_n \vec{\pi}) \vec{\pi} + d_2 \vec{\pi}^2 \partial_n \vec{\pi}] \bar{N} \gamma^5 \vec{\tau} N,$$

а также эффективным лагранжианом $\pi\pi$ -рассеяния

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = -f^2 [c_1 \vec{\pi}^2 (\partial_n \vec{\pi} \partial_n \vec{\pi}) + c_2 (\vec{\pi} \partial_n \vec{\pi}) (\vec{\pi} \partial_n \vec{\pi}) + c_3 m_\pi^2 (\vec{\pi}^2)^2].$$

Здесь g_A - аксиально-векторная константа связи, а параметры d_1 , d_2 и c_1 , c_2 , c_3 принимают разные значения в зависимости от модели нарушения киральной симметрии, причем $2c_3 - c_2 = 2$.

Легко заметить, что вклад диаграмм /рис. 1в, г/ не зависит от модели нарушения киральной симметрии, поскольку эти диаграммы включают вершины, описываемые $\mathcal{L}_{\pi N}^{(1)}$ и $\mathcal{L}_{\pi N}^{(2)}$, в то время как выражения для вкладов диаграмм /рис. 1а, б/ зависят от четырех параметров, определяемых способом нарушения киральной симметрии. Однако можно показать, что амплитуда реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, соответствующая сумме диаграмм /рис. 1а, б/, имеет вид

$$T(a+b) = -g_A \bar{U}^{\mu(+)}(q) \times \\ \times \{ (r_a)_{fe} \delta_{bc} \left[\frac{\hat{p} - \hat{q}}{m_\pi^2 - (p-q)^2} A_{\pi\pi}^B(s) + 2f^2 (\hat{k}_2 + \hat{k}_3) \right] +$$

$$\begin{aligned}
 & + (r_b)_{fe} \delta_{ac} \left[\frac{\hat{p} - \hat{q}}{m_\pi^2 - (p-q)^2} A_{\pi\pi}^B(t) + 2f^2 (\hat{k}_3 - \hat{k}_1) \right] + \\
 & + (r_c)_{fe} \delta_{ab} \left[\frac{\hat{p} - \hat{q}}{m_\pi^2 - (p-q)^2} A_{\pi\pi}^B(u) + 2f^2 (\hat{k}_2 - \hat{k}_1) \right] \times \\
 & \times \gamma_5 U^{(-)}(p). \quad /1/
 \end{aligned}$$

Здесь s , t , u - переменные Мандельштама для $\pi\pi$ -рассеяния с одним пионом вне массовой поверхности:

$$s = (\tilde{q} + k_1)^2 = (k_2 + k_3)^2, \quad t = (\tilde{q} - k_2)^2 = (k_3 - k_1)^2,$$

$$u = (\tilde{q} - k_3)^2 = (k_2 - k_1)^2,$$

$$\tilde{q} = (p - q), \quad s + t + u = \tilde{q}^2 + 3m_\pi^2,$$

а $A_{\pi\pi}^B(s)$ совпадает с выражением для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния на массовой поверхности:

$$A_{\pi\pi}^B(s) = 4f^2 \left[s - \frac{1}{2}(1 - \beta) 4m_\pi^2 \right]. \quad /2/$$

Таким образом, вместо четырех параметров остается один параметр $\beta = 1 - c_1 - c_3$, определяющий зависимость от модели нарушения киральной симметрии в выражении для лагранжиана $\mathcal{L}_{\pi\pi}$ на массовой поверхности:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = -f^2 \left[\vec{\pi}^2 (\partial_\mu \vec{\pi} \partial^\mu \vec{\pi}) - \beta m_\pi^2 (\vec{\pi}^2)^2 \right].$$

В соответствии с этим член $\mathcal{L}_{\pi N}^{(3)}$ также может быть приведен на массовой поверхности к эквивалентной форме

$$\mathcal{L}_{\pi N}^{(3)} = -g_A f^3 \vec{\pi}^2 \partial_\mu \vec{\pi} \bar{N} \gamma_5 \vec{\tau} N.$$

На *рис. 2-б*/ пунктиром показаны результаты расчетов полных сечений пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$. Вычисления проведены методом Монте-Карло с параметрами $F_\pi = 93$ МэВ, $g_A = 1,25$ и $\beta = 1/2$. Последний параметр выбран в соответствии с работой ^{/17/}, в которой показано, что наилучшее описание δ -волновых фаз и длин $\pi\pi$ -рассеяния достигается при значении параметра β , соответствующем вайнберговскому нарушению киральной симметрии. Как видно из рисунков, экспериментальные данные по полным сечениям реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ не описываются в приближении древесных пион-нуклонных диаграмм. Наши расчеты хорошо согласуются с результатами работы ^{/12/}.

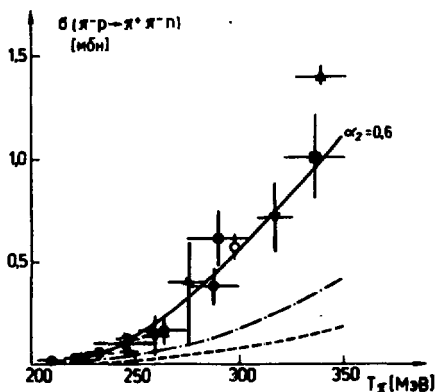


Рис. 2. Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ вблизи порога. Экспериментальные точки \bullet из работ /6, 18, 19/, Δ - из работ /20, 21/, ∇ , \blacksquare , \circ , Δ , ∇ - из работ /22-26/, соответственно. Пунктирная линия - расчеты в приближении древесных пион-нуклонных диаграмм /рис. 1а-г/; штрих-пунктир - результат унитаризации амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в выражении для суммы вкладов диаграмм /рис. 1а, б/; сплошная линия - расчеты с учетом изобары Δ_{33} в диаграммах /рис. 1д/.

4. Унитаризация амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния

В работах /17, 34/ было показано, что учет петлевых диаграмм в квантовой киральной теории рассеяния пионов /35/ эквивалентен унитаризации борновской амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния с помощью условия двухчастичной унитарности и дисперсионных соотношений. Такой подход позволял описать фазы s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния в широком интервале значений $M_{\pi\pi}$.

Борновская амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния входит в выражение для амплитуды реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, которое получается при суммировании вкладов диаграмм /рис. 1а, б/. Поэтому замена борновского выражения для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в формуле /1/ на унитаризованное представляется нам очень естественной процедурой, позволяющей эффективно учесть петли, связанные с пионами в конечном состоянии в процессах, описываемых диаграммами /рис. 1а, б/. Такая процедура кажется нам более полной, чем учет в лагранжиане $\pi\pi$ -рассеяния членов с четырьмя производными, как это было сделано в работе /12/.

Учет членов с четырьмя производными в эффективном лагранжиане $\pi\pi$ -рассеяния аналогичен добавлению членов четвертого порядка по импульсам начального и конечных пионов в выражение

для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния /2/. Такой подход в применении и экстраполяции амплитуды рассеяния пионов в физическую область обсуждался в работе /34/. Было отмечено, что получаемая таким образом амплитуда не может хорошо описать рассеяние реальных массивных пионов. Действительно, в таком подходе не учитывается перераспределение амплитуды по массовому параметру и, кроме того, амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния не удовлетворяет условию унитарности, и, следовательно, теряет смысл с ростом энергии. Процедура унитаризации позволяет обойти указанные трудности.

Унитаризованная амплитуда $A_{\pi\pi}^U$ имеет вид /34/:

$$\frac{A_{\pi\pi}^U(s, t, u)}{32\pi} = \frac{A_{\pi\pi}^B(s)}{32\pi} + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \Pi(s, t, u),$$

$$\begin{aligned} \Pi(s, t, u) = & A + B\bar{s} + C\bar{s}^2 + D(\bar{t}^2 + \bar{u}^2) - J(\bar{s})(3\bar{s} - \kappa)^2 - \\ & - J(\bar{t}) [q_1\bar{t} + 3\bar{t}(\bar{t} - \bar{u}) + 3\bar{u} + q_2] - \\ & - J(\bar{u}) [q_1\bar{u} + 3\bar{u}(\bar{u} - \bar{t}) + 3\bar{t} + q_2]. \end{aligned}$$

Здесь

$$\kappa = 3/2(1 - \beta), \quad q_1 = 21(1 - \kappa), \quad q_2 = 11\kappa^2 - 15\kappa + 3,$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{m_\pi}{2\pi F_\pi} \right)^2 = \frac{2}{103}, \quad \bar{\xi} = \frac{\xi}{4m_\pi^2} \quad (\xi = s, t, u),$$

а A, B, C и D - свободные параметры, возникающие как константы вычитания в процедуре унитаризации. Определение функции $J(\bar{\xi})$ можно найти в работе /34/.

В соответствии с работой /17/ константы A и B следует принять равными нулю, а параметры C и D можно оценить по экспериментальным значениям d -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния: $C = -2+6$, $D = 20+4$.

На рис. 2-6 штрих-пунктиром показаны результаты расчетов полных сечений пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ с унитаризацией амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в выражении /1/ для суммы вкладов диаграмм /рис. 1а, б/. Расчеты проведены при значениях параметров $C=0, D=20$. Как видно из рисунков, унитаризация амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния дает существенный вклад в полные сечения реакций $\pi N \rightarrow \pi N$. Однако для описания эксперимента одной только унитаризации явно не достаточно. Поэтому необходимо также учесть вклад диаграмм с изобарой Δ_{33} .

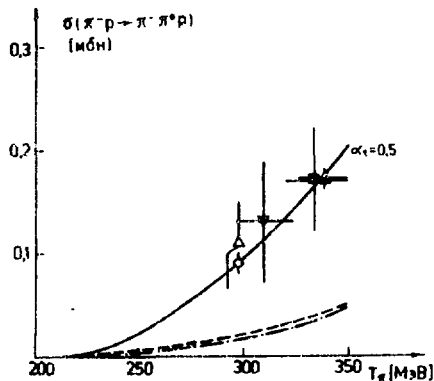


Рис. 3. Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ p$ вблизи порога. Экспериментальные точки \blacktriangle из работ^{/20/} \blacktriangledown , \blacksquare , \circ , \blacktriangle - из работ^{/27,23,24,28/}, соответственно. Теоретические кривые те же, что и на рис. 2.

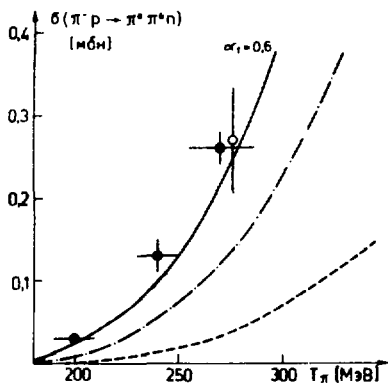


Рис. 4. Полные сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ вблизи порога. Экспериментальные точки \bullet из работ^{/15,16/}, \circ - из работы^{/29/}. Теоретические кривые те же, что и на рис. 2.

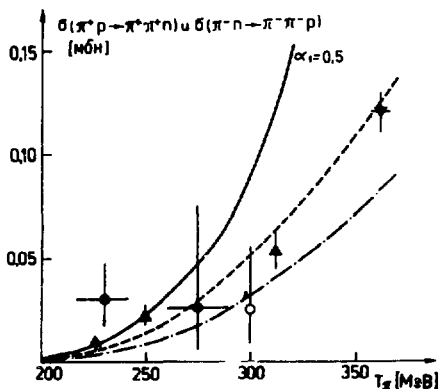
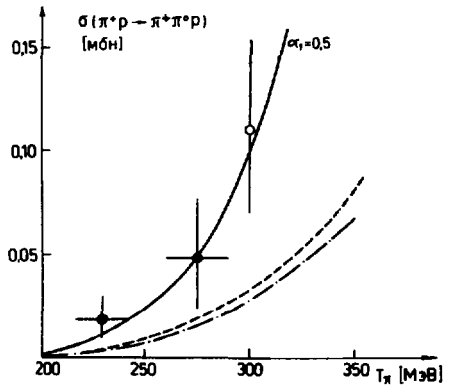


Рис. 5. Полные сечения реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ и $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^- p$ вблизи порога. Экспериментальные точки \bullet , \circ , \blacktriangle , \blacktriangledown из работ^{/30-33/}, соответственно. Теоретические кривые те же, что и на рис. 2.

Рис. 6. Полные сечения реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \pi^+ p$ вблизи порога. Экспериментальные точки \bullet , \circ из работ ^{/30,31/}, соответственно. Теоретические кривые те же, что и на рис. 2.



5. Учет изобары Δ_{33}

Вершины с изобарами Δ_{33} в диаграммах *[рис. 1д, е]* описываются эффективными лагранжианами ^{/36/}

$$\mathcal{L}_{\Delta N \pi} = \frac{\lambda_1}{m_\pi} \vec{\Delta}_\mu (\mathbf{g}^{\mu\nu} + a_1 \gamma^\mu \gamma^\nu) N \partial_\nu \vec{\pi},$$

$$\mathcal{L}_{\Delta \Delta \pi} = -\frac{i\hbar}{m_\pi} \vec{\Delta} (\gamma^\mu \mathbf{g}^{\alpha\beta} + a_2 \gamma^\beta \mathbf{g}^{\alpha\mu} + a_3 \gamma^\mu \mathbf{g}^{\beta\mu} + a_4 \gamma^\alpha \gamma^\mu \gamma^\beta) \gamma_5 \cdot \left[\frac{1}{2} (\vec{\tau} \partial_\mu \vec{\pi}) \vec{\Delta}_\beta + i \partial_\mu \vec{\pi} \times \vec{\Delta}_\beta \right]. \quad /3/$$

Здесь a_1, a_2, a_3, a_4 - свободные параметры, которые можно зафиксировать только из эксперимента. Константу $\Delta N \pi$ -связи можно определить из экспериментальной ширины распада Δ_{33} -изобары ^{/37/}: $\lambda_1^2 = 4,40$. Константа $\Delta \Delta \pi$ -связи \hbar неизвестна, и не существует достаточно простого процесса, в котором можно было бы измерить ее значение.

Отметим, что в работе ^{/13/} в эффективных лагранжианах $\mathcal{L}_{\Delta N \pi}$ и $\mathcal{L}_{\Delta \Delta \pi}$ члены при a_1, a_2, a_3, a_4 были опущены, и авторы пытались определить величину константы $\Delta \Delta \pi$ -связи из данных по полным сечениям реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ вблизи порога. Ясно, что такой подход к учету изобары Δ_{33} бесплоден. Попытку определить параметры $\hbar, a_1, a_2, a_3, a_4$ из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$ ^{/38/} также нельзя считать вполне удавшейся. Тем не менее, даже ограничившись диаграммами *[рис. 1д]*, можно показать,

что учет изобары Λ_{33} позволит описать имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по полным сечениям реакций $\pi N \rightarrow \pi N$.

На рис. 2-б сплошными линиями показаны результаты вычисления полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ с учетом диаграмм /рис. 1д/ при двух значениях параметра α_1 . В расчетах использовался пропагатор простейшего вида /38/:

$$G_{\alpha\beta}(p) = \frac{M_{\Lambda} - \hat{p}}{M_{\Lambda}^2 + p^2} \left[g_{\alpha\beta} + \frac{1}{3} \gamma_{\alpha} \gamma_{\beta} \frac{1}{3M_{\Lambda}} (\gamma_{\alpha} p_{\beta} - p_{\alpha} \gamma_{\beta}) + \right. \\ \left. + \frac{2}{3M_{\Lambda}^2} p_{\alpha} p_{\beta} \right].$$

Из рисунков видно, что расчеты при $\alpha_1 = 0,5 \div 0,6$ в интервале $200 \text{ МэВ} < T_1 \leq 350 \text{ МэВ}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными по полным сечениям четырех из пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi N$. Исключение составляют сечения канала $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$, для которых согласие эксперимента и расчетов наблюдается только до $T_{\pi} \sim 250 \text{ МэВ}$.

Учет диаграммы /рис. 1е/ связан с задачей определения еще четырех неизвестных констант h , a_2 , a_3 , a_4 . Нет сомнений в том, что, фитируя данные по полным сечениям всех каналов реакции $\pi N \rightarrow \pi N$, можно найти такие значения неопределенных параметров, связанных с учетом Λ_{33} -изобары, при которых будет описана вся совокупность экспериментальных данных по полным сечениям вблизи порога. Однако решение такой задачи в полном объеме связано с большими вычислительными трудностями. Кроме того, более целесообразным является определение этих параметров из экспериментальных данных по реакциям, в которых диаграммы с изобарой Λ_{33} представлены в более чистом виде. Примером такого подхода является анализ реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Lambda^{++} /38/$.

6. Заключение

В настоящей работе проведен расчет полных сечений реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ в рамках теории нарушенной киральной симметрии сильных взаимодействий. В расчетах были последовательно учтены унитаризация амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния и изобара Λ_{33} .

Корректный учет изобары Λ_{33} связан с определением пяти неизвестных констант в эффективных лагранжианах /3/, описывающих $\Delta N\pi$ - и $\Delta\Delta\pi$ -вершины в диаграммах /рис. 1д, е/. Было показано, что учет только диаграмм /рис. 1д/ с одной изобарой Λ_{33} уже позволяет согласовать с экспериментом полные сечения четырех из пяти каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ при значениях

неопределенной константы $a_1 = 0,5 \pm 0,6$. Поэтому нет сомнения в том, что можно найти такие значения пяти неизвестных констант, связанных с изобарой Δ_{33} , при которых будут описаны все экспериментальные данные по полным сечениям вблизи порога.

Однако физически более правильно и целесообразно определять все неизвестные параметры из экспериментальных данных в процессах, где изобара Δ_{33} представлена в чистом виде, а не как виртуальная частица в промежуточном состоянии. В первую очередь - это реакции с образованием Δ_{33} -изобары в конечном состоянии, которые описываются вблизи порога простыми диаграммами древесного вида. Следует отметить, что в реакциях подобного типа /см., например, анализ реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++} /36/$ / неопределенные константы, связанные с изобарой Δ_{33} , могут входить в амплитуду процесса в виде произведений друг с другом, либо в виде произведений с другими неизвестными параметрами, которые также определяются из эксперимента. Поэтому для полного разделения неопределенных констант необходим анализ нескольких разных процессов с участием Δ_{33} -изобары.

Используя полученные таким образом константы, можно оценить реальный вклад изобары Δ_{33} в амплитуду процесса $\pi N \rightarrow \pi N$ и определить границы применимости приближения древесных диаграмм /рис. 1а-е/. Последнее важно в связи с тем, что, как было показано в настоящей работе, даже у порога /т.е. при $T_\pi \sim 200$ МэВ/ необходима унитаризация амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния.

Замечание при корректуре

После того, как наша работа была закончена, появились новые, более точные, экспериментальные данные по полным сечениям реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n /39/$. Эти данные хорошо согласуются с экспериментальными точками, приведенными на рис. 2, и нашими расчетами полных сечений этой реакции с учетом изобары Δ_{33} .

Авторы благодарны Е.И.Иванову и Р.Ледницки за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kim Tse Peng, Zoellner W. Nucl. Phys., 1962, 34, p. 491.
2. Chew G.F., Low E. Phys. Rev., 1956, 101, p. 1571.
3. Feynman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., 1958, 109, p. 193.
4. Gell-Mann M.G. Phys. Rev., 1962, 125, p. 1067.
5. Chang Lay-Nan. Phys. Rev., 1967, 162, p. 1497.
6. Батусов Ю.А. и др. ЯФ, 1965, 1, с. 526.
7. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, p. 616.
8. Weinberg S. Proc. of the XIV Conf. on High Energy Phys., Vienna, 1968.
9. Ollson M.G., Turner J. Phys. Rev. Lett., 1967, 20, p. 1127.
10. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 18, p. 188.

11. Long W.F., Kovacs J.S. Phys.Rev., 1973, D1, p.1333.
12. Vereshchagin V.V., Sherman S.G. Preprint LNPI, No.257, Leningrad, 1976.
13. Hattori C. et al. Progr. of Theor. Phys., 1969, 41, p.1515.
14. Бунятов С.А. и др. ЯФ, 1977, 25, с.325.
15. Бельков А.А. и др. ЯФ, 1978, 28, с.1275.
16. Бельков А.А. и др. ОИЯИ, P1-12510, Дубна, 1979.
17. Бельков А.А., Бунятов С.А., Гервушин В.Н. ОИЯИ, P2-12646, Дубна, 1979.
18. Батусов Ю.А. и др. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1850.
19. Батусов Ю.А. и др. ДАН СССР, 1960, 133, с.52.
20. Блохинцева Т.Д. и др. ЯФ, 1970, 12, с.101.
21. Блохинцева Т.Д. и др. ЖЭТФ, 1963, 44, с.498.
22. Perkins W.A. et al. Phys.Rev., 1960, 118, p.1364.
23. Saxon D.H., Mulvey J.H., Chinowsky W. Phys.Rev., 1970, D2, p.1790.
24. Jones J.A., Allison W., Saxon D.H. Nucl.Phys., 1974, B83, p.93.
25. Blair I.M. et al. Phys.Lett., 1970, B32, p.528.
26. Deahl J. et al. Phys.Rev., 1961, 124, p.1987.
27. Varish B.C. et al. Phys.Rev., 1964, 135, p.416.
28. Sober D.I. et al. Phys.Rev., 1975, D11, p.1017.
29. Кравцов А.В. и др. ЯФ, 1974, 20, с.942.
30. Батусов Ю.А. и др. ЯФ, 1975, 21, с.308.
31. Burnes et al. CERN Report 63-27, Geneva,
32. Кравцов А.В. и др. Препринт ЛИЯФ, №290, Л., 1976.
33. Kirz J., Schwartz J., Tripp D. Phys.Rev., 1962, 126, p.763.
34. Бельков А.А., Бунятов С.А., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 30, с.546.
35. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1974, 20, с.762.
36. Заславский А.Н., Ледниcki P. ЯФ, 1972, 16, с.416.
37. Green A.M. Rep.Progr.Phys., 1976, 39, p.1109.
38. Pascei R.D. Phys.Rev., 1968, 176, p.1812.
39. Bjork C.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.62.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1980 года.