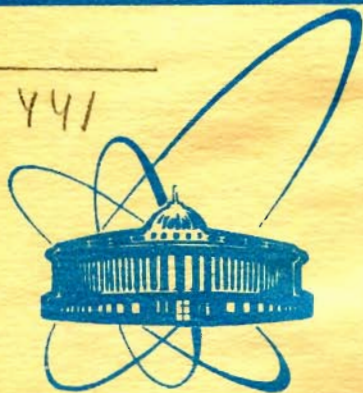


Б-441



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5239 / 2-79

24/12-79

P2 - 12646

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

ФАЗЫ И ДЛИНЫ $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ
В ТЕОРИИ НАРУШЕННОЙ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

1979

P2 - 12646

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

ФАЗЫ И ДЛИНЫ $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ
В ТЕОРИИ НАРУШЕННОЙ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в ЯФ

* Институт физики высоких энергий, Серпухов

Фазы и длины $\pi\pi$ -рассеяния в теории нарушенной киральной симметрии

В рамках теории нарушенной киральной симметрии рассмотрена возможность независимого включения ρ -мезона в описание $\pi\pi$ -рассеяния. Показано, что учет ρ -мезона дает большой вклад в длину p -волнового рассеяния a_1^1 которая получается равной $a_1^1 = 0,068 \pm 0,001$. Эта величина совпадает с результатом экстраполяции к порогу выражения для форм-фактора пиона с учетом вкладов от резонансов ρ, ρ', ω . Получено хорошее описание s - и p -волновых фаз $\pi\pi$ -рассеяния в интервале значений энергий от порога до ≈ 800 МэВ. Для s -волновых длин получены феноменологические предсказания: $a_0^0 = 0,19 \pm 0,02$ и $a_0^2 = -0,024 \pm 0,004$. Учет однопетлевой диаграммы приводит к увеличению длины a_0^0 на 20% и уменьшению длины a_0^2 в два раза по сравнению с их борновскими значениями /Вайнберг/.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

The $\pi\pi$ -Scattering Phases and Lengths in the Theory of the Broken Chiral Symmetry

The possibility of independent inclusion of the ρ -meson in the description of the $\pi\pi$ -scattering is examined in the frame of the theory of broken chiral symmetry. It is shown that the ρ -meson gives a large contribution in the p -wave scattering length and $a_1^1 = 0.068 \pm 0.001$. This value coincides with the result of extrapolation in the threshold region for pion form factor taking into account ρ, ρ' and ω resonances. Good description of the s and p wave $\pi\pi$ -scattering phases from the threshold to ≈ 800 MeV is obtained. The semi-phenomenological predictions for s -wave scattering lengths are $a_0^0 = 0.19 \pm 0.02$ and $a_0^2 = 0.024 \pm 0.004$. So, taking into account the loop diagram, the scattering length a_0^0 is about 20 percent greater and a_0^2 is twice smaller than its Born values (Weinberg).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые предсказания s -и p -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния были получены методом алгебры токов^{/1/}. Алгебра токов и гипотеза о частичном сохранении аксиального тока /ЧСАТ/ дают ограничения на амплитуду $\pi\pi$ -рассеяния в нефизической точке, где 4-импульс пиона равен нулю. Для вычисления длин рассеяния эти результаты экстраполируются к физическому порогу. С этой целью используется разложение амплитуды по 4-импульсам пионов, которое справедливо при нулевой массе пиона, если амплитуда не имеет особенностей в области энергий π -мезонов $E_{\pi} \sim m_{\pi}$, или вклад таких особенностей в амплитуду мал.

Вайнберг^{/1/} рассмотрел первый порядок экстраполяционного разложения амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния по 4-импульсам пионов, полагая, что ввиду "малости" массы π -мезона это разложение применимо и к случаю реальных массивных пионов. Малость длин рассеяния, полученных Вайнбергом, казалось бы, должна указывать на справедливость экстраполяционного разложения по крайней мере в нефизической подпороговой области. Однако это справедливо лишь в том случае, если учет членов высшего порядка не приводит к существенному изменению предсказаний для длин рассеяния.

Поправки к длинам рассеяния, обусловленные членами второго порядка экстраполяционного разложения, были вычислены в работах^{/2,3/} и составляли несколько процентов. Поэтому ожидалось, что экстраполяционное разложение амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния по 4-импульсам пионов может претендовать на описание фаз $\pi\pi$ -рассеяния по крайней мере в околороговой физической области^{/4/}. Это предположение не подтвердилось при сравнении

расчетов s -волновых фаз с экспериментальными данными вблизи порога /5/.

Переход к массивным пионам приводит к тому, что наряду с основным параметром киральной теории $F_\pi \approx 94 \text{ МэВ}$, отождествляемом с константой распада $\pi \rightarrow \mu + \gamma$, в теоретическое рассмотрение вовлекается еще и параметр массы пиона m_π . Это должно приводить к переразложению коэффициентов экстраполяционного разложения амплитуды рассеяния по степеням параметра типа E_π / m_π . Оставаясь только в рамках алгебры токов и ЧСАТ, вычислить такое переразложение невозможно. Кроме того, амплитуда, определенная в виде экстраполяционного разложения, не удовлетворяет условию унитарности и поэтому теряет смысл с ростом энергии.

Для экстраполяции амплитуды рассеяния в физическую область существует несколько подходов. В работах /6-8/, например, проводилась унитаризация *парциальных* амплитуд, полученных методом алгебры токов. Но при этом терялась взаимосвязь различных парциальных каналов. В работах Лемана /9,10/ предложена унитаризация *полной* амплитуды рассеяния безмассовых пионов с помощью однопетлевой диаграммы в квантовой теории поля с киральным лагранжианом. В работах /11,12/ этот метод обобщен на массивные пионы. Неопределенные константы, возникающие при вычислении выражений, соответствующих пионным петлям, фиксировались с помощью суперпропагаторной техники /13/.

В работе /14/ нами был развит феноменологический подход, в котором унитаризация амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния проводилась с помощью унитарного рассеяния пионной петли, а свободные параметры, возникающие как константы вычитания, определялись из экспериментальных данных по длинам рассеяния.

Заметим, что применение паде-аппроксимации к величине, обратной амплитуде P -волнового $\pi\pi$ -рассеяния, позволяет воспроизвести ρ -резонансное поведение фазы δ_1^1 в результате появления после этой процедуры нуля в реальной части обратной амплитуды. В этом подходе ρ -резонанс трактуется как связанное состояние системы пионов. Однако такой подход связан с дополнительными приближениями и по меньшей мере проблематичен, так как исходная амплитуда при этом может не иметь полюсов в физической области. Поэтому представляется интересным

наряду с паде-аппроксимацией рассмотреть возможность независимого включения ρ -мезона в описание $\pi\pi$ -рассеяния.

В настоящей работе мы рассматриваем именно эту возможность. Соответственно и к амплитуде рассеяния пионов, полученной нами в феноменологическом подходе^{/14/}, добавляется резонансная амплитуда, которая отвечает диаграмме рассеяния пионов с обменом ρ -мезоном с массой $m_\rho = 776 \pm 3$ МэВ. Учет ρ -мезона перенормирует неопределенные параметры, возникающие при учете пионной петли в процедуре унитаризации. Более того, ρ -мезон дает значительный вклад в p -волновую длину $\pi\pi$ -рассеяния a_1^1 , и, следовательно, резонансной амплитудой нельзя пренебречь даже вблизи порога.

2. АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ ПИОНОВ

Определим амплитуду $\pi\pi$ -рассеяния $A_{\pi\pi}$ обычным образом:

$$i_3 p_3 \cdot i_4 p_4 \cdot S_{ij} i_1 p_1 \cdot i_2 p_2 \cdot \frac{i (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4)}{(2\pi)^6 \sqrt{16 p_1^0 p_2^0 p_3^0 p_4^0}} A_{\pi\pi},$$

где I - единичная матрица, а i_k - изотопические индексы пионов.

Первый член разложения эффективного лагранжиана $\pi\pi$ -рассеяния по степеням $1/4F_\pi^2$ имеет вид

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = - \frac{1}{4F_\pi^2} [\vec{\pi}^2 (\partial_\mu \vec{\pi} \partial^\mu \vec{\pi}) - \beta m_\pi^2 (\vec{\pi}^2)^2]. \quad /1/$$

Параметр β принимает разные значения в зависимости от способа нарушения киральной симметрии: $\beta = 1/2$ в σ -модели Вайнберга^{/15/}; $\beta = 1/3$ - в экспоненциальной модели Гюрсея и Чанга^{/16/}; $\beta = 1/4$ - в модели Швингера^{/17/}. Лагранжиан /1/ определяет вид амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в борновском приближении /диаграмма /рис. 1а//:

$$A_{\pi\pi}^B = \delta_{i_1 i_2} \delta_{i_3 i_4} B(s, \beta) + \delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} B(t, \beta) + \delta_{i_1 i_4} \delta_{i_2 i_3} B(u, \beta),$$

$$\frac{B(s, \beta)}{32\pi} = \frac{\pi}{2} a_0 (3\bar{s} - \kappa),$$

где $\kappa = \frac{3}{2}(1-\beta)$, $a_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{m}{2\pi F_\pi} \right)^2$, $\bar{\xi} = \frac{\xi}{4m_\pi^2}$ ($\xi = s, t, u$).

s, t, u - обычные переменные Мандельштама.

Унитаризация борновской амплитуды^[14] позволяет эффективно учесть вклад однопетлевой диаграммы /рис. 1б/ в амплитуду рассеяния для любого способа нарушения киральной симметрии. Унитаризованная амплитуда имеет вид:

$$A_{\pi\pi}^U = \delta_{i_1 i_2} \delta_{i_3 i_4} U(s, t, u, \beta) + \delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} U(t, s, u, \beta) + \delta_{i_1 i_4} \delta_{i_2 i_3} U(u, t, s, \beta), \quad /2/$$

где

$$\frac{U(s, t, u, \beta)}{32\pi} = \frac{B(s, \beta)}{32\pi} + \frac{\pi}{2} a_0^2 \Pi(s, t, u, \beta),$$

$$\Pi(s, t, u, \beta) = a + b\bar{s} + c\bar{s}^2 + d(\bar{t}^2 + \bar{u}^2) - J(\bar{s})(3\bar{s} - \kappa)^2 -$$

$$- J(\bar{t}) [q_1 \bar{t} + 3\bar{t}(\bar{t} - \bar{u}) + 3\bar{u} + q_2] -$$

$$- J(\bar{u}) [q_1 \bar{u} + 3\bar{u}(\bar{u} - \bar{t}) + 3\bar{t} + q_2].$$

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

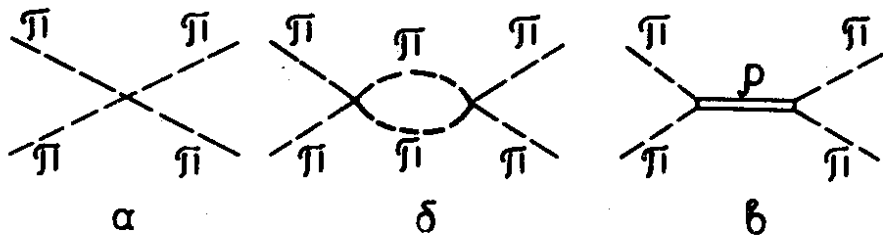


Рис.1. Основные диаграммы $\pi\pi$ -рассеяния.

$$J(\xi) \begin{cases} y \operatorname{arctg} y^{-1}, & y = \left(\frac{1}{\xi} - 1\right)^{1/2}, 0 < \xi < 1 \\ \frac{y}{2} \left[\operatorname{fn} \left(\frac{1+y}{1-y} \right) - i\pi \right], & y = \left(1 - \frac{1}{\xi}\right)^{1/2}, \xi > 1 \\ \frac{y}{2} \operatorname{fn} \left(\frac{y+1}{y-1} \right), & \xi = 0. \end{cases}$$

Здесь a, b, c и d - неопределенные параметры, возникающие как константы вычитания в процедуре унитаризации. Унитаризованная амплитуда хорошо описывает s -волновые фазы $\pi\pi$ -рассеяния до энергий ~ 800 МэВ, если неопределенные параметры зафиксировать по экспериментальным длинам рассеяния пионов.

Амплитуда U не имеет полюсов в физической области. Поэтому, чтобы не прибегать к паде-аппроксимации для описания резонансного поведения p -волновой фазы δ_1^1 , учтем, наряду с борновской и однопетлевой диаграммами /рис. 1а,б/, диаграмму с ρ -мезонным обменом /рис. 1в/.

Киральный лагранжиан $\rho\pi\pi$ -взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = g_{\rho}\rho_{\mu}(\pi \cdot \partial^{\mu}\pi) \quad /3/$$

где g_{ρ} - константа связи. Лагранжиан /3/ определяет вклад ρ -мезона в амплитуду $\pi\pi$ -рассеяния /18/.

$$A_{\pi\pi}^{\rho} = R(p_3, p_4; p_1, p_2) \left[\delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} + \delta_{i_1 i_4} \delta_{i_2 i_3} \right] \\ R(p_3, p_4; p_1, p_2) = \frac{g_{\rho}^2 (p_1 - p_2)(p_3 - p_4)}{\rho \left[m_{\rho}^2 - (p_3 + p_4)^2 \right]}$$

Таким образом, амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния с учетом всех трех диаграмм /рис. 1/ имеет вид.

$$A_{\pi\pi} = \delta_{i_1 i_2} \delta_{i_3 i_4} T^{(1)} + \delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} T^{(2)} + \delta_{i_1 i_4} \delta_{i_2 i_3} T^{(3)}$$

$$T^{(1)} = U(s, t, u, \beta)$$

$$T^{(2)} = U(t, s, u, \beta) + R(p_3, p_4; p_1, p_2)$$

$$T^{(3)} = U(u, t, s, \beta) - R(p_3, p_4; p_1, p_2)$$

3. ДЛИНЫ РАССЕЯНИЯ ПИОНОВ

Определим стандартным образом амплитуды A^I в канале с изоспином I и парциальные амплитуды A^I_ρ

$$A^0 = 3T^{(1)} + T^{(2)} + T^{(3)}, \quad A^1 = T^{(2)} + T^{(3)}, \quad A^2 = T^{(2)} + T^{(3)}$$

$$A^I_\rho(s) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx P_I(x) A^I(s, x)$$

$$(t = (1 - \bar{s}) \frac{1-x}{2}, \quad u = (1 - \bar{s}) \frac{1+x}{2})$$

Длины $\pi\pi$ -рассеяния вычисляются как предел:

$$a^I_\rho = \lim_{\bar{s} \rightarrow 1} \frac{A^I_\rho(\bar{s})}{(\bar{s} - 1)^I}$$

Для s - и p -волнового рассеяния получим длины:

$$a^0 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 (9 - 5\kappa) + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 [5a + 3b + 2d + 3c + 6(\kappa^2 - 4q_2 - 3)]$$

$$a^2 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 2\kappa + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 [2a + 2d + 2(\kappa^2 - q_2 - 3)]$$

$$a^1 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \frac{1}{3} [b + (6\kappa + q_1 - 3) \frac{\kappa^2 - q_2 - 3}{3} + \frac{g_\rho^2 m_\rho^2}{12\pi(m_\rho^2 - 4m_\pi^2)}]$$

Во всех трех выражениях первое слагаемое - борновский член, второе - вклад пионной петли. Третье слагаемое в выражении для a^1 - вклад ρ -мезонного резонанса.

Константу связи g_ρ^2 можно определить по ширине ρ -мезонного резонанса:

$$\Gamma_\rho = \frac{2}{3} \frac{g_\rho^2 k^3}{4\pi m_\rho^2}, \quad k_\rho^2 = \frac{1}{4} (m_\rho^2 - 4m_\pi^2)$$

Для экспериментального значения $\Gamma_\rho = 155 \pm 3$ МэВ получим $g_\rho^2 = 37,1 \pm 0,7$, и вклад ρ -мезона в длину $a^1 = a^1(\rho) = 0,037 \pm 0,001$, в то время как вклад борновского члена $a^1(B) = 0,031$. Таким образом, ρ -резонанс дает большой вклад в длину a^1 и им нельзя пренебречь даже вблизи порога. Отметим, что при использовании паде-аппроксимации для описания ρ -мезонного резо-

нанса ρ -мезонный член отсутствует и длина a_1^1 в основном определяется борновским вкладом /см., например, 11.12 .

Для d-волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния получим выражения

$$a_2^0 = \frac{\pi}{2} a_0^2 \left[\frac{1}{15} (c + 4d) + \frac{2}{5} \left(\frac{3\kappa - 2q_1 + 6}{9} + \frac{\kappa^2 - 4q_2 + 3}{15} \right) \right].$$

$$a_2^2 = \frac{\pi}{2} a_0^2 \left[\frac{1}{15} (c - d) + \frac{1}{5} \left(4 + \frac{6\kappa - q_1 + 3}{9} + \frac{2}{45} (\kappa^2 - q_2 + 3) \right) \right].$$

Длины d-волнового рассеяния пионов полностью обусловлены однопетлевой диаграммой.

4. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Заметим, что вычитательная константа a в амплитуде $\pi\pi$ -рассеяния /2/ с учетом ионной петли перенормирует параметр нарушения киральной симметрии $\kappa = \kappa - a_0 a$ в борновской части амплитуды рассеяния. Так как $a_0 = 2/103$, мы полагаем, что соответствующие поправки в длины рассеяния малы, и константой a можно пренебречь.

Вычитательная константа b в амплитуде /2/ перенормирует киральную часть борновской амплитуды:

$$V_{\text{кыр.}} = \frac{1}{F_\pi^2} s + V_{\text{кыр.}} = \frac{1}{F_\pi^2} \left(1 + \frac{m_\pi^2}{36\pi^2 F_\pi^2} b \right) s = \frac{1 + 0.006b}{F_\pi^2} s.$$

Однако множитель $1 + \frac{m_\pi^2}{36\pi^2 F_\pi^2} b$ при s в экстраполяционном разложении амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния однозначно фиксируется теоремами киральной алгебры токов. Поэтому b не может приводить к большим перенормировкам борновской амплитуды, так как в противном случае это означало бы несамосогласованность алгебры токов и метода эффективных лагранжианов. В работах /11.12/ константа b была рассчитана суперпропагаторным методом в экспоненциальной модели нарушения киральной симметрии. Расчеты показали, что константа может перенормировать киральную часть борновской амплитуды в пределах 2%.

Свободные параметры c и d можно оценить по экспериментальным значениям d - волновых длин $\pi\pi$ - рассеяния /19.*

$$a_2^0 = (17 \pm 3) \cdot 10^{-4}, \quad a_2^2 = (2 \pm 3) \cdot 10^{-4}.$$

В таблице приведены результаты вычислений s - волновых длин $\pi\pi$ - рассеяния для разных значений параметра нарушения киральной симметрии β . Ошибка, приписываемая феноменологическим предсказаниям s - волновых длин, учитывает также возможную перенормировку киральной амплитуды, связанную с параметром b , который в расчетах полагается равным нулю.

Таблица

Длины s - волнового $\pi\pi$ - рассеяния в киральной теории				
β	c	d	a_0^0	a_0^2
1/2	-2 ± 6	20 ± 4	$0,19 \pm 0,02$	$-0,024 \pm 0,004$
1/3	-1 ± 6	21 ± 4	$0,13 \pm 0,02$	$-0,040 \pm 0,004$
1/4	0 ± 6	22 ± 4	$0,10 \pm 0,02$	$-0,049 \pm 0,004$

В настоящее время наиболее достоверные экспериментальные сведения о длине a_0^0 получены экстраполяцией к порогу фаз δ_0^0 из анализа данных по K_{e4} - распадам /29/ и реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ /21/. Анализ фаз δ_0^0 из K_{e4} - данных на основе уравнений Роя дает величину /22/ $a_0^0 = 0,26 \pm 0,05$. Экстраполяция к порогу фаз δ_0^0 из данных по реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$ в приближении эффективного радиуса дает $a_0^0 = 0,24 \pm 0,07$. Экспериментальные фазы из работ /20, 21/ и теоретическое поведение фазы δ_0^0 вблизи порога при разных значениях параметра нарушения киральной симметрии показаны на рис. 2. Для вычисления фаз рассеяния использовалась формула

$$(\operatorname{ctg} \delta_\ell^1 - i)^{-1} = \left(1 - \frac{1}{s_\ell}\right)^{1/2} A_\ell^1.$$

* В работе /14/ для вычисления параметров c и d были использованы другие экспериментальные данные.

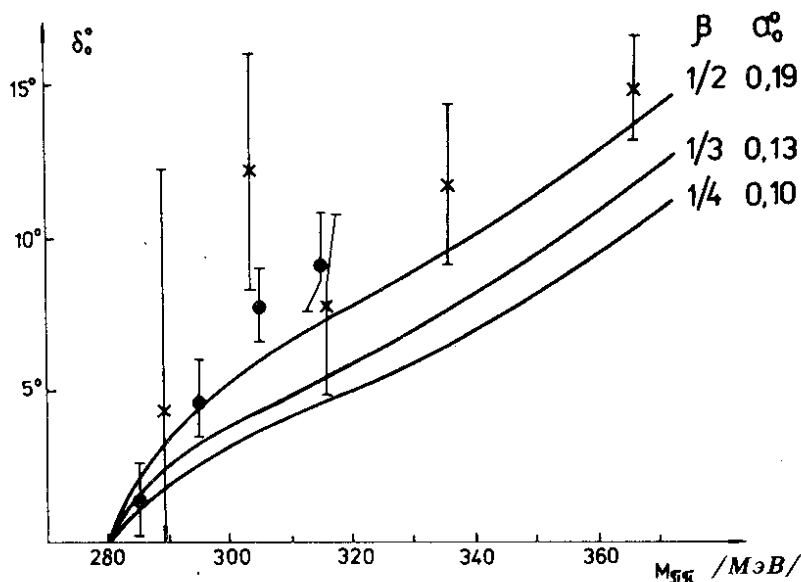


Рис.2. Поведение фазы δ_0^0 вблизи порога. Экспериментальные точки \times , \bullet из работ ^{29 21} соответственно. Сплошные линии - результаты расчетов фазы δ_0^0 в теории нарушенной киральной симметрии для разных значений параметра нарушения β .

Длина рассеяния a_0^2 пока что определена недостаточно точно. Анализ последних экспериментальных данных по фазе δ_0^2 с учетом подпорогового нуля в амплитуде s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния дает величину $^{1/5}/a_0^2 = -0,06 \pm 0,07$.

Таким образом, предсказания теории нарушенной киральной симметрии хорошо согласуются с последними экспериментальными данными по s -волновым фазам и длинам $\pi\pi$ -рассеяния при значении параметра нарушения киральной симметрии $\beta=1/2$.

На рис. 3 и 4 показано поведение s - и p -волновых фаз $\pi\pi$ -рассеяния в широком интервале значений $M_{\pi\pi}$. Расчеты показывают, что теория позволяет описать фазы рассеяния пионов до энергий ~ 800 МэВ.

Суммарное значение борновского и ρ -резонансного вкладов в p -волновую длину рассеяния равно $a_1^1 = 0,068 \pm 0,001$. Такое же значение $a_1^1 = 0,067$ получено в работе ²⁷ из экстраполяции к порогу выражения для формфактора пиона, полученного с учетом вкладов от резонансов ω, ρ, ρ' .

Экспериментальная длина p -волнового рассеяния из экстраполяции к порогу фазы рассеяния δ_1^1 определена неоднозначно: $a_1^1 = 0,10 \pm 0,01 / 28,19 / a_1^1 = 0,040 \pm 0,004 / 29,30 /$. Оба значения нельзя согласовать с киральной теорией, так как в обоих случаях для этого потребовалась бы недопустимо большая величина параметра b . Поэтому для окончательной проверки киральной теории рассеяния пионов необходимо уточнение экспериментального значения длины a_1^1 .

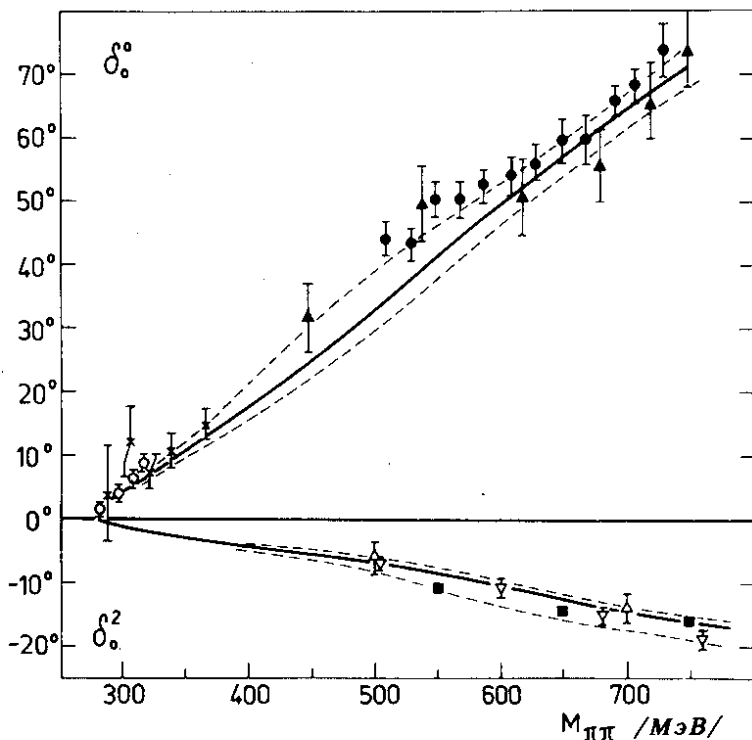


Рис.3. Поведение s -волновых фаз $\pi\pi$ -рассеяния. Экспериментальные точки \circ , x , \blacktriangle , \bullet , \blacktriangledown , \blacksquare из работ [21,20,31,23-26] соответственно. Сплошные линии - расчеты в теории нарушенной киральной симметрии. Пунктиром обозначены границы возможных отклонений теоретических кривых, обусловленные ошибками определения констант вычитания c и d по экспериментальным значениям d -волновых длин.

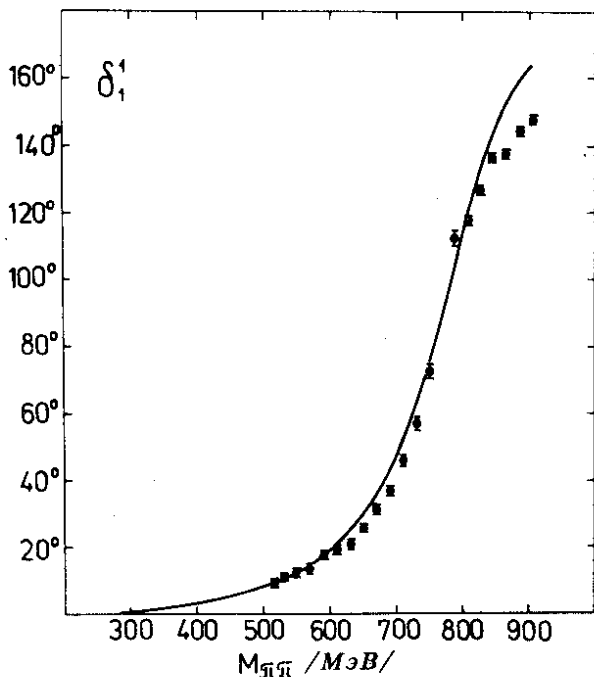


Рис.4. Поведение ρ -волновой фазы $\pi\pi$ -рассеяния. Экспериментальные точки из работы²³. Сплошная линия - расчеты в теории нарушенной киральной симметрии.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены два альтернативных подхода к описанию фаз $\pi\pi$ -рассеяния. Первый основан на унитаризации киральной амплитуды в первом порядке экстраполяционного разложения по 4-импульсам пионов, который одинаково воспроизводится как в алгебре токов, так и в борновском приближении метода эффективных лагранжианов. Унитаризация борновской амплитуды эквивалентна учету однопетлевой диаграммы в методе эффективных лагранжианов. В этом случае для получения ρ -резонансного поведения фазы δ_1^1 существенно применение паде-аппроксимации к обратной амплитуде рассеяния, и ρ -резонанс трактуется как связанное состояние системы пионов, а длина рассеяния a_1^1 почти не отличается от борновского значения $a_1^1=0,031$.

Другой подход заключается в независимом включении ρ -мезона в описание $\pi\pi$ -рассеяния, то есть наряду с борновской и однопетлевой диаграммами учитывается также диаграмма с обменом ρ -мезоном с массой $m_\rho=776$ МэВ, и к унитаризованной амплитуде добавляется соответствующая резонансная амплитуда. В этом случае длина рассеяния a_1^1 получается существенно большей: $a_1^1=0,068 \pm 0,001$.

Проведенные в настоящей работе расчеты показывают, что теория нарушенной киральной симметрии хорошо описывает поведение экспериментальных фаз s - и p -волнового $\pi\pi$ -рассеяния до энергий ~ 800 МэВ. Однако точность экспериментальных данных по фазе δ_1^1 вблизи порога не позволяет сделать вывод о правильности какого-то одного из двух возможных подходов к описанию ρ -резонансного поведения фазы δ_1^1 .

За последние три года благодаря новым данным по фазе δ_0^0 вблизи порога^{/20.21/} было существенно уточнено экспериментальное значение s -волновой длины $\pi\pi$ -рассеяния a_0^0 . Для дальнейшей экспериментальной проверки теории нарушений киральной симметрии необходимо уточнение значений s -волновой длины рассеяния a_0^2 и p -волновой длины a_1^1 . Ввиду особого поведения s -волновых фаз вблизи порога, связанного с наличием подпорогового нуля в амплитудах s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния^{/5/}, для уточнения экспериментального значения длины a_0^2 нужны данные по фазе δ_0^2 при $M_{\pi\pi} \leq 400$ МэВ. Для более точного определения длины a_1^1 необходимы данные о фазе δ_1^1 в интервале от порога до $M_{\pi\pi} \sim 500$ МэВ.

Один из авторов /В.П./ благодарен В.В.Серебрякову и Д.В.Ширкову, обратившим его внимание на проблему согласования киральной теории с большой величиной длины a_1^1 . Авторы благодарны В.А.Мещерякову, М.К.Волкову и В.М.Будневу за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1966, 17, p. 616.
2. Khuri N.N. *Phys.Rev.*, 1967, 153, p. 1477.
3. Bars I. *Phys.Rev.*, 1970, D2, p. 1630.

4. Serebryakov V.V. *Hadron Interactions at Low Energies. Proc. of the Triangle Meeting, VEDA Pub.House, Bratislava, 1975.*
5. Бельков А.А., Бунятов С.А. *ЯФ*, 1979, 29, с. 1295.
6. Brown L.S., Goble R.L. *Phys.Rev.Lett.*, 1968, 20, p. 346.
7. Brown L.S., Goble R.L. *Phys.Rev.*, 1971, D4, p. 723.
8. Franklin J. *Phys.Rev.*, 1975, D11, p. 513.
9. Lehmann H. *DESY 72/33, Hamburg, 1972.*
10. Lehmann H. *DESY 73/26, Hamburg, 1973.*
11. Волков М.К., Первушин В.Н. *ЯФ*, 1974, 20, с. 762.
12. Volkov M.K., Pervushin V.N. *Nuovo Cim.*, 1975, 27A, p. 277.
13. Volkov M.K. *Fortschr. Phys.*, 1971, 19, p. 757.
14. Бельков А.А., Бунятов С.А., Первушин В.Н. *ОИЯИ, P2-12021, Дубна, 1973.*
15. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 18, p. 188.
16. Chang P., Gursev F. *Phys.Rev.*, 1967, 164, p. 1752.
17. Schwinger J. *Phys.Lett.*, 1967, 24B, p. 473.
18. Itabashi K. et al. *Progr. Theor.Phys.*, 1960, 24, p. 529.
19. Nagels M.M. et al. *Nucl.Phys.*, 1976, B109, p. 1.
20. Rosselet L. et al. *Phys.Rev.*, 1977, D15, p. 574.
21. Бельков А.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1979, 29, с. 625.
22. Peterson J.L. *The $\pi\pi$ -Interaction, 1977, CERN, 77-04.*
23. Estebrooks P., Martin A.D. *Nucl.Phys.*, 1974, D79, p. 301.
24. Durusoy N.B. et al. *Phys.Lett.*, 1973, 45B, p. 517.
25. Losty M.J. et al. *Nucl.Phys.*, 1974, B69, p. 185.
26. Hoogland W. et al. *Contrib. to XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.*
27. Budnev N.M., Budnev V.M., Serebryakov V.V. *Phys.Lett.*, 1976, 64B, p. 307.
28. Maenner W. *Experimental Meson Spectroscopy - 1974. Proc. of the Boston Conf., ed. by Garelik D.A. (A.I.P., New York, 1974).*
29. Basdevant J.L., Frogatt C.D., Petersen J.L. *Nucl.Phys.*, 1974, B72, p. 413.
30. Ochs W. *Preprint MPI-PAE/PTh 32/77.*
31. Картамышев А.А. *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 25, с. 68.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1979 года.