

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



19/11-49

P2 - 12023

Б-441

948/2-79

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

ДИСПЕРСИОННЫЙ МЕТОД
САМОСОГЛАСОВАННОГО ОПИСАНИЯ
ππ -РАССЕЯНИЯ В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

1978

P2 - 12023

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

ДИСПЕРСИОННЫЙ МЕТОД
САМОСОГЛАСОВАННОГО ОПИСАНИЯ
 $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

Направлено в ЯФ

*Институт физики высоких энергий /Серпухов/

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

P2 - 12023

Дисперсионный метод самосогласованного описания $\pi\pi$ -рассеяния в киральной теории

Получено безмодельное описание низкоэнергетического рассеяния пионов на основе дисперсионного метода эффективных лагранжианов $\pi\pi$ -рассеяния. Описанный метод приводит к большим поправкам к значениям s -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния в борновском приближении. Полученные феноменологические предсказания для s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния хорошо согласуются с результатами анализа данных из реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ и K_{e4} -распадов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Belkov A.A., Buniyatov S.A., Pervushin V.N.

P2 - 12023

Dispersion Method of Selfconsistent Description of $\pi\pi$ -Scattering in Chiral Theory

An unmodel description of the low energy scattering of massive pions is obtained. This description is based on dispersion method of the effective Lagrangian of $\pi\pi$ -scattering. It results in a considerable corrections to the Born value of s -wave scattering lengths. The obtained phenomenological predictions of $\pi\pi$ -scattering s -wave lengths are in good accordance with the data on $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ reactions and K_{e4} -decay.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

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 необходимо экстраполировать эти результаты к физическому порогу.

Если амплитуда не имеет особенностей в области энергий π -мезонов $E_{\pi} - m_{\pi}$ или вклад таких особенностей в амплитуду мал, то при нулевой массе пиона амплитуда представима в виде разложения по 4-импульсам π -мезонов. В частности, для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в s -канале имеет место разложение, удовлетворяющее требованиям бозе-статистики и кроссинг-симметрии:

$$A(s, t, u; p_1^2, p_2^2, p_3^2, p_4^2) = a + b(t + u) + cs + d(t + u)^2 + etu + fs^2 + g(t + u)s + h \sum_{i < j} p_i^2 p_j^2 + \dots$$

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_1 - p_4)^2. \quad /1/$$

Ввиду "малости" массы π -мезонов предполагалось, что экстраполяционная формула /1/ применима и к случаю реальных массивных пионов.

Вайнберг /1/ рассмотрел первый порядок экстраполяционного разложения. Три неопределенных параметра, возникающих при этом, фиксировались с помощью условия самосогласованности Адлера и низкоэнергетических теорем для $\pi\pi$ -рассеяния.

Однако совсем не очевидно, что экстраполяционное разложение сходится у порога и можно ограничиться только членами

первого порядка. Малость длин рассеяния, полученных Вайнбергом, должна указывать, казалось бы, на справедливость разложения /1/ по крайней мере в нефизической подпороговой области. Однако это справедливо лишь в том случае, если можно пренебречь членами высшего порядка, то есть если учет последних не приводит к существенному изменению предсказаний для длин рассеяния.

Коэффициенты экстраполяционного разложения, включающего члены второго порядка, можно связать с параметрами нарушенной киральной $SU(2) \otimes SU(2)$ алгебры с помощью кроссинг-симметричного формализма Хури^{2,3}. Поправки к длинам рассеяния, обусловленные членами второго порядка, составляют несколько процентов. Поэтому может показаться, что экстраполяционное разложение /1/ может претендовать на описание фаз $\pi\pi$ -рассеяния по крайней мере в припороговой физической области⁴. Однако это предположение не подтверждается расчетами⁵.

Строго говоря, переход к массивным пионам должен привести дополнительно к переразложению коэффициентов экстраполяционной формулы по степеням параметра типа E_π/m_π . Однако в рамках алгебры токов и ЧСАТ определить такое переразложение невозможно. Кроме того, амплитуда /1/ не удовлетворяет условию унитарности и поэтому теряет смысл при больших энергиях. В настоящей работе развивается дисперсионный метод эффективных лагранжианов $\pi\pi$ -рассеяния с нарушенной киральной симметрией, который позволяет преодолеть указанные выше трудности.

Первый порядок разложения амплитуды рассеяния по 4-импульсам пионов в алгебре токов воспроизводится в методе эффективных лагранжианов борновским приближением, учитывающим древесную диаграмму. Исходное предположение дисперсионного метода феноменологических лагранжианов заключается в том, чтобы учесть переразложение коэффициентов экстраполяционной формулы унитаризацией амплитуды рассеяния с помощью соотношения упругой унитарности, которое выражает мнимую часть амплитуды рассеяния через произведение борновских амплитуд.

Дисперсионный метод позволяет учесть разные способы нарушения киральной симметрии и тем самым обеспечивает возможность отбора вариантов нарушения киральной симметрии

по степени согласия с экспериментальными данными рассеяния и поведением фаз парциальных амплитуд вблизи порога. В феноменологическом подходе неопределенные параметры можно зафиксировать по экспериментальным значениям длин рассеяния в p - и d -состояниях. Как будет показано ниже, наш метод приводит к большим поправкам к значениям s -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния в борновском приближении.

Отметим, что дисперсионные соотношения⁶ естественным образом возникают из квантовой теории поля. Указанием на возможность эффективного применения описанного дисперсионного метода именно для $\pi\pi$ -рассеяния являются результаты вычисления высших поправок в киральной теории поля^{7, 8} и^{9, 10}.

2. АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ ПИОНОВ

Рассмотрим эффективный лагранжиан $\pi\pi$ -рассеяния с нарушенной киральной симметрией:

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

Параметр β принимает разные значения в зависимости от способа нарушения киральной симметрии: $\beta=1/2$ в σ -модели Вайнберга¹¹; $\beta=1/3$ в экспоненциальной модели нарушения Гюрсея и Чанга¹²; $\beta=1/4$ в модели Швингера¹³.

Амплитуда рассеяния имеет вид:

$$\begin{aligned} (2\pi)^6 4 \sqrt{p_1^0 p_2^0 p_3^0 p_4^0} \langle i_1 i_2 | S | i_3 i_4 \rangle = \\ = I + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \times [\delta_{i_1 i_2} \delta_{i_3 i_4} A(s, t, u) + \\ + \delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} A(t, s, u) + \delta_{i_1 i_4} \delta_{i_2 i_3} A(u, t, s)], \end{aligned}$$

где I - единичная матрица; i_k - изотопические индексы пиона.

Борновскому приближению соответствует древесная диаграмма /рис. 1а/, и борновская часть амплитуды имеет вид

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

где

$$\kappa = \frac{3}{2}(1 - \beta), \quad a_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{m_\pi}{2\pi F_\pi} \right)^2 \approx \frac{2}{103}, \quad \bar{\xi} = \frac{\xi}{4m_\pi^2} (\xi = s, t, u).$$

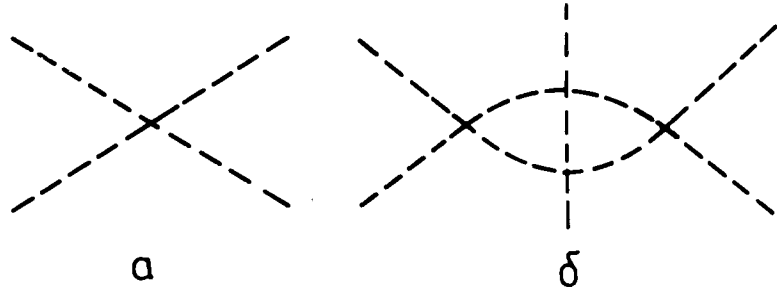


Рис.1. Древесная диаграмма /а/ и унитарное рассеяние однопетлевой диаграммы /б/.

Унитарное рассеяние ¹⁴однопетлевой диаграммы /рис. 1б/ позволяет связать мнимую часть вклада пионной петли в амплитуду $\pi\pi$ -рассеяния с ее борновской частью:

$$\text{Im } A^{\text{II}}(\bar{s}) = (1 - \frac{1}{\bar{s}})^{1/2} [A^B(\bar{s})]^2 \theta(\bar{s} - 1).$$

Это соотношение обеспечивает унитарность амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния

$$A(\bar{s}) = A^B(\bar{s}) + A^{\text{II}}(\bar{s})$$

с точностью до членов порядка a_0^3 .

Восстановим реальную часть амплитуды A^{II} по ее мнимой части. Для этого воспользуемся дисперсионным соотношением с тремя вычитаниями:

$$\text{Re } A^{\text{II}}(\bar{s}) = \frac{(s - s_0)^3}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im } A^{\text{II}}(x)}{(x - s)(x - s_0)^3} dx + \\ + c(s - s_0)^2 + b(s - s_0) + a,$$

где a, b и c - вычитательные константы. Полная амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния примет вид:

$$\frac{A(\bar{s})}{32\pi} = \frac{\pi}{2} a_0 (3\bar{s} - \kappa) + \frac{\pi}{2} a_0^2 \Pi(\bar{s}, \kappa),$$

$$\Pi(\bar{s}, \kappa) = A + B\bar{s} + C\bar{s}^2 - J(\bar{s})(3\bar{s} - \kappa)^2,$$

где A, B, C - неизвестные параметры, и

$$J(\xi) = 1 - \frac{1}{2} \sum_1^\infty (4\xi)^n \frac{n!(n-1)!}{(2n+1)!} =$$

$$= \begin{cases} \bar{y} \arctg \bar{y}^{-1}, & \bar{y} = (\frac{1}{\xi} - 1)^{1/2}, \quad 0 < \xi < 1 \\ \frac{y}{2} [\ln(\frac{1+y}{1-y}) - i\pi], & y = (1 - \frac{1}{\xi})^{1/2}, \quad \xi > 1 \\ \frac{y}{2} \ln(\frac{y+1}{y-1}), & \xi < 0. \end{cases}$$

Амплитуды A^I в канале с изоспином I и парциальные амплитуды A_ℓ^I определим следующим образом:

$$A^0 = 3A(s, t, u) + A(t, s, u) + A(u, t, s),$$

$$A^1 = A(t, s, u) - A(u, y, s),$$

$$A^2 = A(t, s, u) + A(u, t, s),$$

$$A_\ell^I(\bar{s}) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx P_\ell(x) A^I(\bar{s}, x),$$

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

Дополним полученное выше выражение для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния зависимостью от t и u . При этом наряду с кросс-симметрией потребуем, чтобы парциальные амплитуды A_0^0 ,

A_1^1 и A_0^2 были унитарны в приближении, α_0^2 . Оба условия определяют общий вид зависящей от t и u добавки к $\Pi(s)$:

$$\Pi(\bar{t}, \bar{u}) = d(\bar{t}^2 + \bar{u}^2) - J(\bar{t})P(\bar{t}, \bar{u}) - J(\bar{u})P(\bar{u}, \bar{t}),$$

$$P(\bar{t}, \bar{u}) = a_1 \bar{t} + a_2 \bar{t}^2 + a_3 \bar{t} \bar{u} + a_4 \bar{u}^2 + a_5 \bar{u} + a_6.$$

Условие унитарности парциальных амплитуд накладывает ограничения на полиномы $P(\bar{t}, \bar{u})$

$$P(\bar{s}, \bar{u}) + P(\bar{s}, \bar{t}) + 3(3\bar{s} - \kappa)^2 = 6\bar{s} + 3 - 5\kappa \quad (A_0^0)$$

$$P(\bar{s}, \bar{u}) + P(\bar{s}, \bar{t}) = (3\bar{s} - 3 + 2\kappa)^2 \quad (A_0^2)$$

$$P(\bar{s}, \bar{u}) - P(\bar{s}, \bar{t}) = 3(\bar{s} - 1)^2 x \quad (A_1^1)$$

Первые два условия совместны лишь при $\kappa = 1$ ($\beta = 1/3$).

В общем случае одновременно унитарными могут быть либо A_1^1 и A_0^0 , либо A_1^1 и A_0^2 . В каждом отдельном случае условие унитарности парциальных амплитуд позволяет однозначно зафиксировать коэффициенты полинома $P(\bar{t}, \bar{u})$.

Окончательное выражение для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния имеет вид:

$$\frac{A(\bar{s}, \bar{t}, \bar{u})}{32\pi} = \frac{\pi}{2} \alpha_0 (3\bar{s} - \kappa) + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \Pi(\bar{s}, \bar{t}, \bar{u}, \kappa),$$

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

При $a = 21(1 - \kappa)$, $b = 11\kappa^2 - 15\kappa + 3$ унитарны парциальные амплитуды A_0^0 и A_1^1 ; при $a = 6(\kappa - 1)$, $b = 2\kappa^2 - 6\kappa + 3$ унитарны амплитуды A_0^2 и A_1^1 . При $\kappa = 1$ ($\beta = 1/3$) неоднозначность в определении a и b устраняется / $a=0$, $b=-1$ / и в приближении α_0^2 унитарны все три s - и p -волновые амплитуды.

3. ДЛИНЫ РАССЕЙНИЯ ПИОНОВ

Амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния с изотопическим спином I имеют вид:

$$A^I(\bar{s}, x, \kappa) = \frac{\pi}{2} \alpha_0 B^I(\bar{s}, x, \kappa) - \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \Pi^I(\bar{s}, x, \kappa).$$

Здесь B^I - вклад от борновского члена, Π^I - вклад от однопетлевой диаграммы:

$$B^0 = [6\bar{s} - (3 - 5\kappa)], \quad B^1 = 3(\bar{s} - 1)x, \quad B^2 = -[3\bar{s} - (3 - 2\kappa)],$$

$$\begin{aligned} \Pi^0 = & 5A + B + 2B\bar{s} + (2D + 3C)\bar{s}^2 + \frac{(C+4D)}{2}(\bar{s} - 1)^2(1 + x^2) - \\ & - J(\bar{s})\{[6\bar{s} + (3 - 5\kappa)]^2 \cdot R^0\} - 12G^0(x), \end{aligned}$$

$$\Pi^1 = B(\bar{s} - 1)x + (D - C)(\bar{s} - 1)^2 x - 3(\bar{s} - 1)^2 x J(\bar{s}) + 2G^1(x),$$

$$\begin{aligned} \Pi^2 = & 2A + B(1 - \bar{s}) + 2D\bar{s}^2 + \frac{(C+D)}{2}(\bar{s} - 1)^2(1 + x)^2 - \\ & - J(\bar{s})\{[3\bar{s} - (3 - 2\kappa)]^2 \cdot R^2\} - 6G^2(x), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G^0 = & J\left((1 - \bar{s}) \frac{1+x}{2}\right) \left\{ (\bar{s} - 1)^2 \left[5 \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 - \frac{1+x}{2} \right] + \right. \\ & \left. + (\bar{s} - 1) \left[\left(\kappa - \frac{2}{3} a + 2 \right) \frac{1+x}{2} - 1 \right] + \frac{\kappa^2 + 4b + 3}{2} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G^1 = & J\left((1 - \bar{s}) \frac{1+x}{2}\right) \left\{ (\bar{s} - 1)^2 \left[6 \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 - 3 \frac{1+x}{2} \right] + \right. \\ & \left. + 3(\bar{s} - 1) \left[\left(2\kappa + \frac{1}{3} a - 1 \right) \frac{1+x}{2} - 1 \right] + (\kappa^2 - b - 3) \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G^2 = & J\left((1 - \bar{s}) \frac{1+x}{2}\right) \left\{ (\bar{s} - 1)^2 \left[4 \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 + \frac{1+x}{2} \right] + \right. \\ & \left. + (\bar{s} - 1) \left[\left(2\kappa - \frac{a}{3} + 1 \right) \frac{1+x}{2} + 1 \right] + \frac{\kappa^2 + b + 3}{3} \right\}, \end{aligned}$$

$$R^0 = 2\bar{s}[a - 21(1 - \kappa)] + 2[b - (11\kappa^2 - 15\kappa + 3)],$$

$$R^2 = 2\bar{s}[a - 6(\kappa - 1)] + 2[b - (2\kappa^2 - 6\kappa + 3)].$$

Длины $\pi\pi$ -рассеяния определим следующим образом:

$$a_{\ell}^1 = \lim_{\bar{s} \rightarrow 1} \frac{A_{\ell}^1(\bar{s})}{(\bar{s} - 1)^{\ell}}.$$

Воспользовавшись формулой

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx P_{\ell}(x) \left(\frac{1+x}{2}\right)^{\ell} = \frac{(\ell!)^2}{(2\ell+1)!},$$

получим выражения для s - и p -волновых длин рассеяния:

$$a_0^0 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 (9 - 5\kappa) + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 [5A + 3B + 2D + 3C - 6(\kappa^2 + 4b + 3)],$$

$$a_0^2 = -\frac{\pi}{2} \alpha_0 2\kappa + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 [2A + 2D - 2(\kappa^2 + b + 3)],$$

$$a_1^1 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \frac{1}{3} [B + (6\kappa + a - 3) + \frac{\kappa^2 - b - 3}{3}].$$

В борновском приближении s - и p -волновые длины рассеяния связаны соотношением:

$$2a_0^0 - 5a_0^2 = 18a_1^1,$$

причем

$$a_0^0/a_0^2 = -(1 + 5\beta)/(2 - 2\beta).$$

Для d -волновых длин рассеяния получим выражения

$$a_2^0 = \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \left[\frac{1}{15}(C + 4D) - \frac{2}{5} \left(5 + \frac{3\kappa - 2a + 6}{9} - \frac{\kappa^2 + 4b + 3}{15} \right) \right],$$

$$a_2^2 = \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \left[-\frac{1}{15}(C + D) - \frac{1}{5} \left(4 + \frac{6\kappa - a + 3}{9} - \frac{2}{45}(\kappa^2 + b + 3) \right) \right].$$

4. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Заметим, что вычитательная константа A приводит к перенормировке параметра нарушения киральной симметрии $\kappa' = \kappa - \alpha_0 A$

в борновской части амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния. Соответствующие поправки к длинам рассеяния составляют несколько процентов, и мы будем пренебрегать ими. Пренебрежем также несущественными поправками, обусловленными неоднозначностью определения параметра a и b , и для определенности положим $a = 21(1 - \kappa)$ и $b = 11\kappa^2 - 15\kappa + 3$.

Свободные параметры B, C и D зафиксируем из экспериментальных значений p - и d -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния:

$$a_1^1 = 0,040 \pm 0,004 \text{ } ^{15/},$$

$$a_2^0 = (1,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-3} \text{ } ^{16/},$$

$$a_2^2 = -(0,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ } ^{16/}.$$

Таким образом, можно получить оценки длин s -волнового рассеяния для разных значений параметра нарушения киральной симметрии β . Точность таких феноменологических предсказаний определяется ошибками экспериментальных значений p - и d -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния.

Значения длин s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния в борновском приближении и результаты дисперсионного метода приведены в таблице.

На рис. 2 показано поведение разности фаз $(\delta_0^0 - \delta_1^1)$ при разных значениях параметра нарушения киральной симметрии. Для вычисления фаз рассеяния использовалась формула

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

Теоретические кривые сравниваются с экспериментальными точками, полученными из K_{e4} -распадов $^{17/}$.

В работе $^{15/}$ мы провели анализ K_{e4} -данных совместно с данными по фазе δ_0^0 из реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ /17 ГэВ/с/ $^{18/}$ с учетом подпорогового нуля в амплитуде s -волнового рассеяния. Для величины a_0^0 было получено значение $a_0^0 = (0,23 \pm 0,05) m_{\pi}^{-1}$. Аналогичный анализ на основе уравнений Роя $^{19/}$ дает величину $a_0^0 = 0,26 \pm 0,05 / m_{\pi}^{-1}$. Оба значения хорошо согласуются с феноменологическими предсказаниями, полученными в настоящей работе.

Таблица

Длины $\pi\pi$ -рассеяния в борновском приближении и результаты дисперсионного метода.

β	Борновское приближение			Результаты дисперсионного метода				
	a_0^0	a_0^2	a_0^0/a_0^2	B	C	D	a_0^0	a_0^2
1/2	0,16	-0,046	-7/2	42+20	-16+5	19+5	0,24+0,04	-0,025+0,006
1/3	0,12	-0,061	-2	46+20	-15+5	20+5	0,20+0,04	-0,041+0,006
1/4	0,10	-0,069	-3/2	48+20	-15+5	20+5	0,18+0,04	-0,050+0,006
Анализ экспериментальных данных с учетом подпорогового нуля в амплитуде s-волнового $\pi\pi$ -рассеяния ^{5/}							0,23+0,05	-0,06+0,07

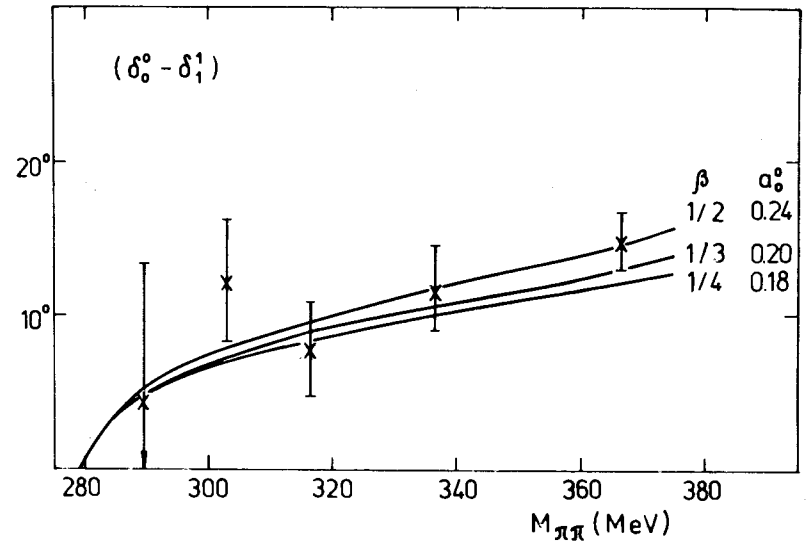


Рис.2. Поведение разности фаз $(\delta_0^0 - \delta_1^1)$ при разных значениях параметра нарушения киральной симметрии β . Экспериментальные точки - данные из K_{e4} -распадов^{17/}.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен дисперсионный метод эффективных лагранжианов $\pi\pi$ -рассеяния, который позволяет получить безмодельное описание низкоэнергетического рассеяния массивных пионов. Полученная амплитуда рассеяния удовлетворяет условию унитарности, что обеспечивает самосогласованность описания фаз парциальных амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния вблизи порога.

Получены феноменологические предсказания для s-волнового $\pi\pi$ -рассеяния. Показано, что учет переразложения коэффициентов экстраполяционной формулы /1/ дисперсионным методом приводит к увеличению длины рассеяния a_0^0 на 50-80% по сравнению с борновским значением. Полученные предсказания хорошо согласуются с результатами анализов K_{e4} -данных совместно с данными о фазе δ_0^0 при $M_{\pi\pi} > 500$ МэВ, выполненных в работах^{5/} и^{19/}.

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.Hause, Bratislava, 1975.*
5. Бельков А.А., Бунятов С.А. *ОИЯИ*, P2-11879, 1978.
6. Ширков Д.В., Серебряков В.В., Мещеряков В.А. *Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях, "Наука", М., 1967.*
7. Lehman H., Trute H. *Nucl.Phys.* 1973, B52, p. 280.
8. Lehman H. *Phys.Lett.*, 1972, 41B, p. 529.
9. Волков М.К., Первушин В.Н. *ЯФ*, 1974, 20, с. 762.
10. Volkov M.K., Pervushin V.N. *Nuovo Cim.* 1975, 27A, p. 277.
11. Weinberg S. *Phys.Rev.Lett.*, 1967, 18, p. 188.
12. Chang P., Gursey F. *Phys.Rev.* 1967, 164, p. 1752.
13. Schwinger J. *Phys.Lett.* 1967, 24B, p. 473.
14. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика. "Наука", М., 1964, с. 609.*
15. Basdevant J.L., Fragatt C.D., Peterson J.L. *Nucl.Phys.* 1974, B72, p. 413.
16. Baton J.P., Lourens G., Reignier J. *Phys.Lett.*, 1970, 33B, p. 528.
17. Rosselet L. et al. *Phys.Rev.* 1977, D15, p. 574.
18. Estabrooks P., Martin A.D. *Nucl.Phys.* 1974, D79, p. 301.
19. Peterson J.L. *The $\pi\pi$ -Interaction*, 1977, CERN, p. 77-40.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1978 года.