

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/1-79
P2 - 11881

Б-441

186/2-79

А.А.Бельков, С.А.Бунятов

ДЛИНЫ ПИОН-ПИОННОГО РАССЕЯНИЯ
В s -СОСТОЯНИИ

1978

P2 - 11881

А.А.Бельков,* С.А.Бунятов

ДЛИНЫ ПИОН-ПИОННОГО РАССЕЯНИЯ
В s СОСТОЯНИИ

Направлено в ЯФ

* Институт физики высоких энергий, Серпухов.

Длины пион-пионного рассеяния в s-состоянии

Показано, что на основании экспериментальных данных по фазе δ_0^0 из K_{e4} -распадов следует наличие подпорогового нуля в амплитуде s-волнового $\pi\pi$ -рассеяния. Учет подпорогового нуля позволяет описать экспериментальные данные по фазе δ_0^0 в широком интервале энергий (от порога до 700 МэВ) при значении длины рассеяния $a_0^0 = (0,23 \pm 0,05) \mu_\pi^{-1}$ и положении нуля $q_0^2 = (-0,8 \pm 0,3) \mu_\pi^2$. Для рассеяния в канале l=2 из данных по фазе δ_0^2 получен результат: $a_0^2 = (-0,06 \pm 0,07) \mu_\pi^{-1}$; положение нуля $q_2^2 = (-0,7 \pm 0,9) \mu_\pi^2$.

Сделана попытка описать данные по δ_0^0 вблизи порога в рамках модели, основанной на нарушенной киральной SU(2) x SU(2) алгебре. В рассмотренной модели не удалось получить самосогласованного описания фаз δ_0^0 и δ_0^2 с одним и тем же параметром нарушения киральной симметрии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Pion-Pion Scattering Lengths in S-State

Experimental data for the phase δ_0^0 from the K_{e4} decay have shown the presence of the subthreshold S-wave zero. Allowing for the subthreshold zero, experimental data in a wide energy range (from threshold to 700 MeV) are described with a scattering length $a_0^0 = (0,23 \pm 0,05) \mu_\pi^{-1}$ and with zero position $q_0^2 = (-0,8 \pm 0,3) \mu_\pi^2$. For scattering with l=2 from the δ_0^2 phase data one obtained the scattering length $a_0^2 = (-0,06 \pm 0,07) \mu_\pi^{-1}$ and zero position $q_2^2 = (-0,7 \pm 0,9) \mu_\pi^2$.

Attempt to describe δ_0^0 data near the threshold shows that the examined model based on a broken chiral SU(2) x SU(2) algebra does not allow to describe phases δ_0^0 and δ_0^2 with the same value of the chiral symmetry breaking parameter.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Данные о фазах $\pi\pi$ -рассеяния в области $500 \text{ МэВ} \leq M_{\pi\pi} \leq 1000 \text{ МэВ}$ были получены в основном из реакции $\pi \rightarrow 2\pi$ ($\pi N \rightarrow \pi\pi N$ или $\pi N \rightarrow \pi\pi \Delta$). До недавнего времени процессы однопионного обмена считались основным механизмом реакции $\pi \rightarrow 2\pi$.

Обнаружение значительных поляризационных эффектов^{1/} указывает на то, что механизм реакции $\pi \rightarrow 2\pi$ сложнее, чем предполагалось ранее. В частности, необходимо также учитывать обмен A_1 -мезоном. Тем не менее, есть основания предполагать, что это не должно изменить используемых здесь прежних результатов для фаз $\pi\pi$ -рассеяния из реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ ^{2/}.

Для определения длин рассеяния из этих данных, в основном использовалась параметризация фазы в приближении эффективного радиуса. При этом значения длины рассеяния a_0^0 получались равными $/0,4-0,5/\mu_\pi^{-1}$.

Недавно появились новые данные о поведении разности фаз ($\delta_0^0 - \delta_1^1$) вблизи порога $/M_{\pi\pi} < 400 \text{ МэВ}/$; они получены из анализа 25000 K_{e4} -распадов ($K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$)^{3/}. Если попытаться аппроксимировать экспериментальные точки в этой области формулой эффективного радиуса, то при фитировании по пяти экспериментальным точкам длина рассеяния a_0^0 получается равной $a_0^0 \approx 0,3 \mu_\pi^{-1}$. Если же не учитывать одну точку при $M_{\pi\pi} = 310 \text{ МэВ}$, которая выпадает из плавного поведения фазы, то $a_0^0 = /0,16 \pm 0,12/\mu_\pi^{-1}$. Последняя величина существенно меньше значений $a_0^0 = /0,4-0,5/\mu_\pi^{-1}$ полученных из реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, где использовались, в основном, фазы в интервале $/400-700/ \text{ МэВ}$. Параметризация эффективного радиуса дает

совместное описание экспериментальных данных по фазе δ_0^0 вблизи порога^{/3/} и в области /500-700/ МэВ с уровнем достоверности $S.L. = 6\%$. Это является указанием на то, что формулу эффективного радиуса нельзя считать достаточно хорошим приближением для параметризации фазы $\pi\pi$ -рассеяния в s -состоянии в широком энергетическом интервале.

С другой стороны, в теоретических работах Серебрякова и Ширкова^{/4,5/} было показано, что учет коротковолнового отталкивания в низкоэнергетическом $\pi\pi$ -рассеянии приводит к аномальному поведению амплитуды s -волнового рассеяния, которое определяется появлением низкоэнергетического подпорогового нуля в амплитуде s -волны. Наличие подпорогового нуля в физической области может привести к тому, что приближение эффективного радиуса становится непригодным для определения s -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния по фазам в области больших значений $q^{2/6/}$; q - импульс пиона в с.ц.и.

Цель нашей работы:

- описать экспериментальные данные по фазам δ_0^0 и δ_0^2 до $M_{\pi\pi} = 800$ МэВ с учетом подпорогового нуля и определить безмодельным способом длины $\pi\pi$ -рассеяния a_0^0 и a_0^2 и положения нулей соответствующих амплитуд;

- по данным вблизи порога из K_{e4} -распадов определить параметр нарушения киральной симметрии и проверить самосогласованность модели низкоэнергетического $\pi\pi$ -рассеяния, предложенной в работе Серебрякова^{/7/}.

2. УЧЕТ ПОДПОРОГОВОГО НУЛЯ В ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ФАЗЫ s -ВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ

Для парциальной амплитуды $f_\ell^I(s)$ упругого $\pi\pi$ -рассеяния с определенным изотопическим спином в s -канале выполняется соотношение:

$$\frac{\sqrt{s}}{2} q^{2\ell} [f_\ell^I(s)]^{-1} = F_\ell^I(q^2) - i q^{2\ell}$$

$$F_\ell^I(q^2) = q^{2\ell+1} \operatorname{ctg} \delta_\ell^I \quad /1/$$

Здесь q - величина импульса π -мезона в с.ц.и.; $s = M_{\pi\pi}^2 = 4(q^2 + \mu_\pi^2)$; δ_ℓ^I - вещественная фаза рассеяния.

Длина рассеяния a_ℓ^I определяется так:

$$a_\ell^I = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{f_\ell^I(s)}{q^{2\ell}} \quad /2/$$

и

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} F_\ell^I(q^2) = (a_\ell^I)^{-1}$$

Таким образом, экстраполируя экспериментальные значения $F_\ell^I(q^2)$ к порогу $q^2 = 0$, можно определить величину длины рассеяния a_ℓ^I из данных об энергетическом поведении фазы δ_ℓ^I .

Разлагая функцию $F_\ell^I(q^2)$ по целым степеням q^2 , получим параметризацию фазы δ_ℓ^I в приближении эффективного радиуса:

$$F_\ell^I(q^2) = q^{2\ell+1} \operatorname{ctg} \delta_\ell^I = (a_\ell^I)^{-1} + \frac{1}{2} r_\ell^I q^2 + O(q^4), \quad /4/$$

где r_ℓ^I - эффективный радиус.

Однако, если амплитуда s -волнового рассеяния имеет вблизи физической области подпороговый ноль, в окрестности которого резко возрастает функция $F_0^I(q^2)$, разложение /4/ имеет малый радиус сходимости, и приближение эффективного радиуса пригодно для экстраполяции экспериментальных данных лишь вблизи порога. Очевидно, что линейная по q^2 экстраполяция функции $F_0^I(q^2)$ из физической области в точку $q^2 = 0$ даст в этом случае заниженное значение $F_0^I/q^2 = 0$, и определенная таким способом величина длины рассеяния будет больше истинного значения a_0^I .

Наличие подпорогового нуля у амплитуды s -волнового рассеяния учитывается параметризацией фазы δ_0^I следующего вида ^{/7/}:

$$q \operatorname{ctg} \delta_0^I = \frac{\sqrt{s}}{2} \frac{1 + B_I q^2}{D_I (q^2 - q_I^2)} = \frac{\sqrt{s}}{2} \frac{1 + B_I q^2}{a_0^I \mu_\pi + D_I q^2}$$

$$a_0^I = -D_I q_I^2 \mu_\pi^{-1} \quad /5/$$

где q_I^2 - положение подпорогового нуля, а B_I и D_I - некоторые коэффициенты.

В данной работе, на основе последних и наиболее надежных экспериментальных данных по фазам $\pi\pi$ -рассеяния, дается численная оценка положения подпорогового нуля q_0^2 и его влияния на определение длины рассеяния a_0^0 по фазе δ_0^0 . Такая оценка стала возможной с появлением данных о поведении фазы δ_0^0 вблизи порога из эксперимента ^{/3/} по распадам K_{e4} . Данные K_{e4} -распадов ^{/3/} анализировались совместно с данными по фазе δ_0^0 из реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ ^{/17} ГэВ/с ^{/8/} в области $500 \text{ МэВ} \leq M_{\pi\pi} \leq 700 \text{ МэВ}$. Фит по методу наименьших квадратов проводился как в приближении эффективного радиуса, так и с учетом подпорогового нуля в амплитуде $f_0^0(s)$ /рис. 1/. В первом случае для параметров a_0^0 и r_0^0 получены значения:

$$a_0^0 = (0,39 \pm 0,02) \mu_\pi^{-1}$$

$$r_0^0 = (-0,64 \pm 0,06) \mu_\pi^{-1}$$

При этом $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,7$ и $\text{C.L.} \approx 6\%$, причем основной вклад в χ^2 дают точки вблизи порога из K_{e4} -распадов. Для параметризации, учитывающей подпороговый ноль:

$$a_0^0 = (0,23 \pm 0,05) \mu_\pi^{-1}$$

$$q_0^2 = (-0,8 \pm 0,3) \mu_\pi^2$$

$$B_0 = (-0,07 \pm 0,02) \mu_\pi^{-2}$$

$$D_0 = (0,28 \pm 0,05) \mu_\pi^{-2}$$

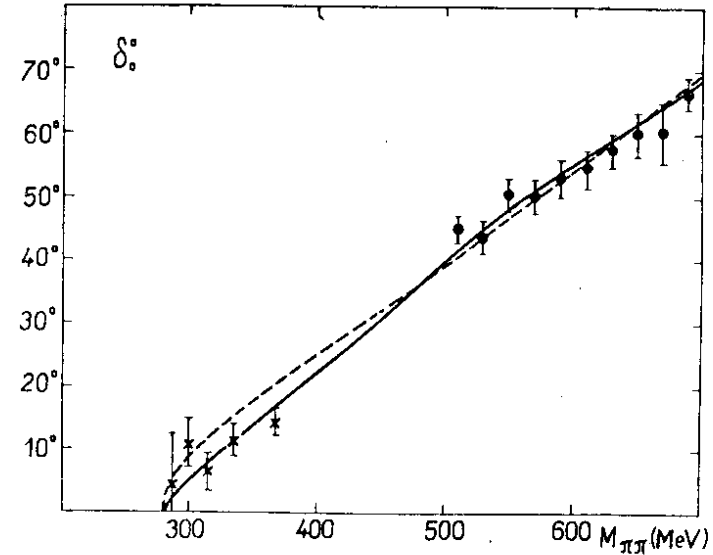


Рис.1. Поведение фазы δ_0^0 . Экспериментальные точки \times , \bullet из работ ^{/3/} и ^{/8/} соответственно. Сплошная линия - параметризация, учитывающая подпороговый ноль у амплитуды $f_0^0(s)$: $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 0,9$; $\text{C.L.} > 50\%$. Пунктир - приближение эффективного радиуса: $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1,7$; $\text{C.L.} \approx 6\%$.

В этом случае экспериментальные данные описываются существенно лучше: $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 0,9$ и $\text{C.L.} 50\%$.

На рис.2 показано влияние подпорогового нуля в амплитуде $f_0^0(s)$ на определение длины рассеяния a_0^0 из экстраполяции к порогу экспериментальных данных по фазе δ_0^0 . Видно, что экспериментальные значения $F_0^0(q^2)$ в области $2 \leq q^2 \mu_\pi^{-2} \leq 6$ описываются линейной по q^2 зависимостью, которая соответствует приближению эффективного радиуса с длиной рассеяния $a_0^0 \approx 0,4 \mu_\pi^{-1}$. В то же время экспериментальные значения $F_0^0(q^2)$ в области $q^2 \mu_\pi^{-2} \leq 1$ не могут быть описаны формулой эффективного радиуса с тем же значением длины рассеяния.

Для определения длины рассеяния a_0^0 из данных по K_{e4} -распадам в работе ^{/3/} использовалась параметризация фазы δ_0^0 :

$$\sin^2 \delta_0^0 = 2 \frac{q}{E} (a_0^0 \mu_\pi + b q^2 \mu_\pi^{-3})$$

$$b = 0,19 - (a_0^0 \mu_\pi - 0,15)^2$$

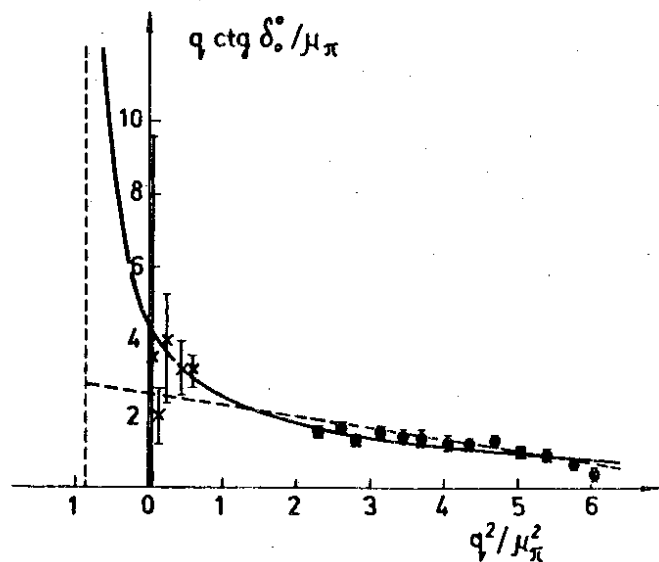


Рис.2. Влияние подпорогового нуля на определение длины рассеяния a_0^0 из экстраполяции к порогу экспериментальных данных о поведении фазы δ_0^0 . Экспериментальные точки \times , \bullet из работ ^{/3/} и ^{/8/} соответственно. Сплошная линия - параметризация, учитывающая подпороговый ноль; пунктир - приближение эффективного радиуса.

которая является аппроксимацией вблизи порога решений уравнения Роя, полученных из анализа экспериментальных данных по фазе δ_0^0 в области $500 \text{ МэВ} \leq M_{\pi\pi} \leq 900 \text{ МэВ}$ в модели Басдевант и др.^{/9/} Для величины a_0^0 получено значение $a_0^0 = 0,28 \pm 0,05 / \mu_\pi^{-1}$. Более точный результат, полученный тем же методом ^{/10/}: $a_0^0 = 0,26 \pm 0,05 / \mu_\pi^{-1}$. Оба результата согласуются со значением a_0^0 для параметризации, учитывающей подпороговый ноль.

Совместный фит экспериментальных данных ^{/10-12/} по фазе δ_0^2 /рис. 3/ с использованием параметризации, учитывающей наличие подпорогового нуля в амплитуде $f_0^2(s)$, дает следующие результаты:

$$a_0^2 = (-0,06 \pm 0,07) \mu_\pi^{-1}$$

$$q_2^2 = (-0,7 \pm 0,9) \mu_\pi^2$$

$$B_2 = (0,14 \pm 0,11) \mu_\pi^{-2}$$

$$D_2 = (-0,09 \pm 0,05) \mu_\pi^{-2}$$

Большая неопределенность значений параметров связана с существенным разбросом данных из работ и, главное, с отсутствием экспериментальных точек в области $M_{\pi\pi} < 500 \text{ МэВ}$. Значение a_0^2 , полученное в работе ^{/13/} из аппроксимации решений уравнения Роя, лежит в пределах $-0,06 \leq a_0^2 \mu_\pi \leq -0,03$.

Модель нарушенной киральной симметрии Вайнберга ^{/14/} предсказывает /при $f_\pi = 93 \text{ МэВ}$ / величины $a_0^0 = 0,16 \mu_\pi^{-1}$ и $a_0^2 = -0,05 \mu_\pi^{-1}$, что не противоречит значениям длин $\pi\pi$ -рассеяния, полученным из анализа экспериментальных данных. Для более детальной проверки модели мы попытались оценить параметр нарушения киральной симметрии из данных по K_{e4} -распадам и проверить самосогласованность модели при описании двух изотопических каналов s-волнового рассеяния.

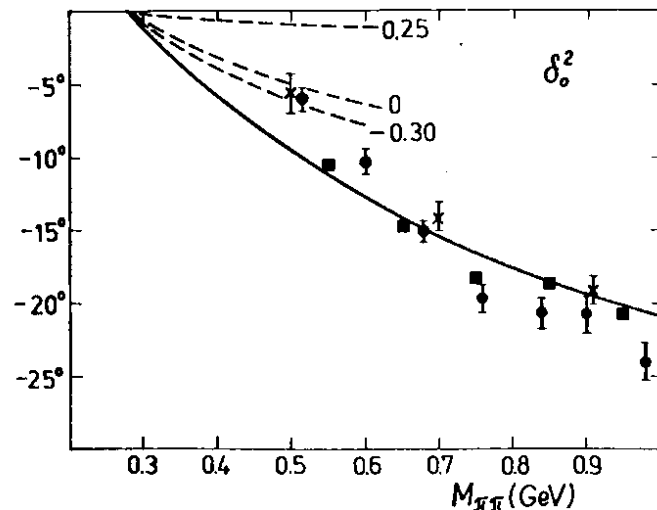


Рис.3. Поведение фазы δ_0^2 . Экспериментальные точки \times , \bullet , \blacksquare из работ ^{/11,12/} и ^{/13/} соответственно. Сплошная линия - фит с параметризацией, учитывающей подпороговый ноль в амплитуде $f_0^2(s)$. Пунктирные линии - расчеты в модели нарушенной киральной симметрии для разных значений параметра нарушения τ .

3. Параметризации фаз рассеяния в теории нарушенной киральной симметрии

В работе Серебрякова^{7/} был использован подход, основанный на кроссинг-симметричном методе Хури^{15,16/} который позволяет выразить параметры разложения амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния по переменным Мандельштама s, t, u :

$$A(s, t, u, q_1^2, q_2^2, q_3^2, q_4^2) = a + b(t+u) + cs + d(t+u)^2 + etu + ks^2 + g(t+u)s + h \sum_{i < j} q_i^2 q_j^2 + \dots \quad /7/$$

через параметры нарушенной киральной $SU(2) \otimes SU(2)$ алгебры. Для коэффициентов B_1 и D_1 параметризации^{5/} и положения подпорогового нуля q_1^2 были получены выражения /система единиц $\mu_\pi = 1/$:

$$B_0 = \frac{df_\pi^2}{1 + \frac{df_\pi^2}{4} \frac{10\tau - 7}{5\tau - 2}}, \quad D_0 = \frac{1 + \frac{df_\pi^2}{4} \frac{10\tau - 7}{5\tau - 2}}{4\pi f_\pi^2} \quad /8/$$

$$q_0^2 = -\frac{1}{4} \frac{10\tau - 7}{5\tau - 2} - \frac{df_\pi^2}{4} \left[\frac{5\tau + 1}{5\tau - 2} - \frac{1}{4} \left(\frac{10\tau - 7}{5\tau - 2} \right)^2 \right]$$

$$B_2 = -\frac{4df_\pi^2}{1 + 2df_\pi^2 \frac{7\tau - 8}{5\tau - 2}}, \quad D_2 = -\frac{1 + 2df_\pi^2 \frac{7\tau - 8}{5\tau - 2}}{8\pi f_\pi^2} \quad /9/$$

$$q_2^2 = \frac{1 - 4\tau}{5\tau - 2} + \frac{df_\pi^2 (\tau + 2)(\tau - 1)}{(5\tau - 2)^2}$$

Здесь f_π - константа распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$; d - параметр разложения /7/; τ - параметр нарушения киральной симметрии, который связан соотношением^{16/}

$$\beta = (1 - \tau) / (2 - 5\tau) \quad /10/$$

с параметром β , описывающим способ нарушения киральной симметрии эффективного лагранжиана пион-пионного взаимодействия:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = \frac{1}{4f_\pi^2} [(\vec{\pi}\vec{\pi}) (\partial_\mu \vec{\pi} \partial_\mu \vec{\pi}) + \beta \mu_\pi^2 (\vec{\pi}\vec{\pi})^2] \quad /11/$$

Экспериментальное значение константы распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$: $f_\pi = 93$ МэВ. Величина d связана с длиной рассеяния a_2^0 соотношением:

$$a_2^0 = -d / 20\pi \quad /12/$$

Из экспериментального значения $a_2^0 = 1,6 \times 10^{-3}$ получим $d = -0,1$.

Фаза p -волнового рассеяния параметризуется формулой:

$$\frac{q^3}{E} \text{ctg} \delta_1^1 = (\mu_\pi a_1^1)^{-1} + \frac{1}{2} R_1^1 q^2 \quad /13/$$

где /система единиц $\mu_\pi = 1/$:

$$a_1^1 = \frac{1 - 2df_\pi^2}{24\pi f_\pi^2} \quad /14/$$

$$R_1^1 = \frac{192\pi df_\pi^4}{(1 - 2df_\pi^2)^2}$$

Экспериментальные данные по фазе δ_1^1 ^{8/} хорошо описываются формулами /13/, /14/ при значении $d = -0,1$. В этом случае $a_1^1 = 0,033 \mu_\pi^{-1}$ и $R_1^1 = -10,0$.

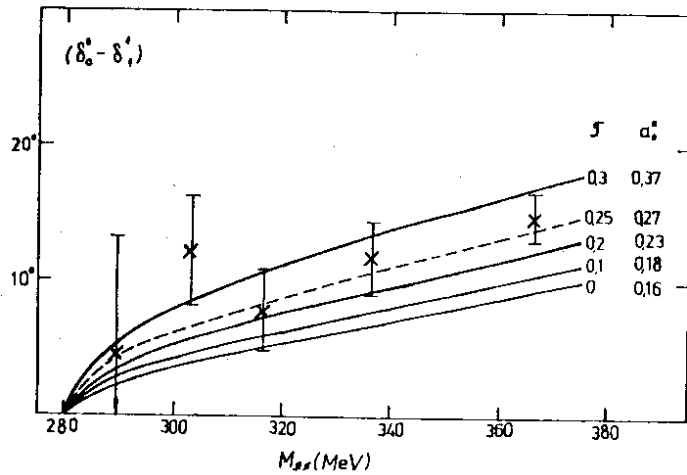


Рис.4. Поведение разности фаз $(\delta_0^0 - \delta_1^1)$. Экспериментальные точки - данные /3/ из K_{e4} -распадов. Сплошные линии - расчеты в модели нарушенной киральной симметрии для разных значений параметра нарушения τ . Пунктир - результат модельного фита.

На рис. 4 показаны теоретические кривые для зависимости разности фаз $(\delta_0^0 - \delta_1^1)$ от $M_{\pi\pi}$, которые были рассчитаны по формулам /5/, /8/, /13/, /14/ при разных значениях параметра нарушения τ . Получаемые при этом величины длины рассеяния a_0^0 приведены рядом с соответствующими значениями τ . Фит экспериментальных данных о разности $(\delta_0^0 - \delta_1^1)$ из K_{e4} -распадов дает результаты:

$$\tau = 0,25 \pm 0,03$$

$$a_0^0 = (0,27 \pm 0,05) \mu_\pi^{-1}$$

$$q_0^2 = (-1,6 \pm 0,3) \mu_\pi^2$$

$$B_0 = (-0,048 \pm 0,001) \mu_\pi^{-2}$$

$$D_0 = (0,167 \pm 0,002) \mu_\pi^{-2}$$

Таблица 1

Значение параметров нарушения киральной симметрии в различных моделях

Схема нарушения	β	ξ	τ
1. Вайнберг /17/	1/2	0	0
2. Швингер /18/	1/4	1	-2
3. Гюрсей и Чанг /19/	1/3	2/3	-1/2
4. Данный анализ	$1,0 \pm 0,2$	$-2,0 \pm 0,2$	$0,25 \pm 0,03$

В табл. 1 приведены значения параметров β и $\xi = 2(1-2\beta)$, соответствующие различным моделям нарушения киральной симметрии. Значение $\tau = 0,25 \pm 0,03$ не отвечает ни одной из принятых в настоящее время схем нарушения.

На рис. 3 показано поведение теоретической фазы δ_0^2 при разных значениях τ . При $\tau = 0,25 \pm 0,03$ величины a_0^2 и q_2^2 лежат в пределах:

$$-0,003 \leq a_0^2 \mu_\pi \leq 0,003$$

$$-0,1 \leq q_2^2 \mu_\pi^{-2} \leq 0,06$$

Хотя данные по фазе δ_0^2 вблизи порога отсутствуют, экспериментальные точки при $M_{\pi\pi} = 500 \text{ МэВ}$ указывают на то, что поведение фазы δ_0^2 лучше всего соответствует значению $\tau = 0$.

4. Обсуждение результатов и выводы

В табл. 2 приведены результаты последних экспериментов по определению длины рассеяния a_0^0 из данных по фазе δ_0^0 при различных способах параметризации фазы.

Проведенный нами анализ показал, что экспериментальные данные по фазе δ_0^0 в широком энергетическом

Таблица 2

Длины $\pi\pi$ -рассеяния a_0^0 при различных способах параметризации фазы δ_0^0

Эксперимент	Интервал $M_{\pi\pi}$ (МэВ)	a_0^0 (μ_π^{-1})	Параметризация
1. $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ (7 ГэВ/c) ^{/20/}	320-560	0,44 ± 0,01	Эффективный радиус
2. $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ (5 ГэВ/c) ^{/21/}	380-650	0,49 ± 0,07	Эффективный радиус
3. $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ (4,5 ГэВ/c) ^{/22/}	450-800	0,39 ± 0,07	Эффективный радиус
4. $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$ ^{/3/}	280-380	0,26 ± 0,05	Аппроксимация решений уравнения Роя
5. Совместный анализ данных из $\pi \rightarrow 2\pi$ ^{/8/} и K_{e4} -распадов ^{/3/} (настоящая работа)	280-700	0,23 ± 0,05	Учет подпорогового нуля

интервале $280 \text{ МэВ} \leq M_{\pi\pi} \leq 700 \text{ МэВ}$ хорошо описываются параметризацией, учитывающей наличие подпорогового нуля в амплитуде s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния. При этом данные в области малых значений q^2 определяют значение длины рассеяния, а данные в области больших q^2 существенны для определения положения подпорогового нуля амплитуды. Таким образом, показана некорректность использования приближения эффективного радиуса для получения длины рассеяния по экстраполяции к порогу данных по фазе δ_0^0 из области $M_{\pi\pi} \geq 500 \text{ МэВ}$.

Полученные величины a_0^0 и a_0^2 согласуются с длинами $\pi\pi$ -рассеяния, определенными из анализа фаз на основе уравнения Роя. Значения s -волновых длин $\pi\pi$ -рассеяния также не противоречат предсказаниям модели мягких пионов Вайнберга. В работах Волкова и Первушина^{/23,24/} показано, что учет вклада петлевых диаграмм в амплитуду $\pi\pi$ -рассеяния в схеме нарушения Гюрсея-Чанга^{/19/} приводит к увеличению предсказываемого Вайнбергом значения a_0^0 на 30%. В соответствии с этим в случае Вайнберговского нарушения киральной симметрии следует ожидать значения $a_0^0 \approx 0,20 \mu_\pi^{-1}$.

Для более детальной проверки модели из данных по K_{e4} -распадам определен параметр нарушения киральной симметрии τ . Оказалось, что экспериментальные данные по разности фаз ($\delta_0^0 - \delta_1^1$) описываются при значении $\tau = 0,25 \pm 0,03$, которое не соответствует ни одному из предложенных вариантов нарушения киральной симметрии. Более того, существующие данные по фазе δ_0^2 лучше описываются при $\tau = 0$, т.е., по-видимому, в рассмотренной модели^{/7/} имеются трудности в одновременном описании двух изотопических каналов s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния при одном и том же значении параметра нарушения киральной симметрии.

Для проверки самосогласованности модели мягких пионов при описании обоих изотопических каналов $\pi\pi$ -рассеяния в s -состоянии необходимы более точные данные по фазам δ_0^0 и δ_0^2 и уточнение теоретической модели. В связи с этим представляет интерес учет петлевых диаграмм в модели с Вайнберговским нарушением киральной симметрии.

Авторы благодарны М.К.Волкову, В.Н.Первушину и В.В.Серебрякову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Becker H. et al. Contribution to XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
2. Ochs W. Preprint MPI-PAE/PTh 32/77.
3. Rosselet L. et al. Phys.Rev., 1977, D15, p. 574.
4. Serebryakov V.V., Shirkov D.V. Phys.Lett., 1967, 25B, p. 138.
5. Серебряков В.В., Ширков Д.В. ЯФ, 1968, 7, с. 170.
6. Гарсеванишвили В.Р., Ширков Д.В. ОИЯИ, P2-6867, Дубна, 1972.
7. Serebryakov V.V. Hadron Interactions at Low Energies. Proceedings of the Triangle Meeting. VEDA Publishing House, Bratislava, 1975.
8. Estabrooks P., Martin A.D. Nucl.Phys., 1974, B79, p. 301.
9. Basdevant J.L., Froggat C.D., Petersen J.L. Nucl. Phys., 1974, B72, p. 413.
10. Petersen I.L. et al. The $\pi\pi$ -Interaction, 1977, CERN 77-40.
11. Durusoy N.B. et al. Phys.Lett., 1973, 45B, p. 517.
12. Losty M.J. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p. 185.
13. Hoogland W. et al. Contribution to XVIII Int. Conf. High Energy Physics, Tbilisi, 1976. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
14. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p. 616.
15. Khuri N.N. Phys.Rev., 1967, 153, p. 1477.
16. Bars I. Phys.Rev., 1970, D2, p. 1630.
17. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p. 188.
18. Schwinger I. Phys.Lett., 1967, 24B, p. 473.
19. Chang P., Gursev F. Phys.Rev., 1967, 164, p. 1752.
20. Maenner W. Experimental Meson Spectroscopy - 1974. Proceedings of the Bosen Conference, edited by Garelik D.A. (A.I.P., New York, 1974).
21. Shrinivasan V. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 681.
22. Картамышев А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с. 68.
23. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1974, 20, с. 762.
24. Volkov M.K., Pervushin V.N. Nuovo Cim., 1975, 27, p. 277.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 сентября 1978 года.