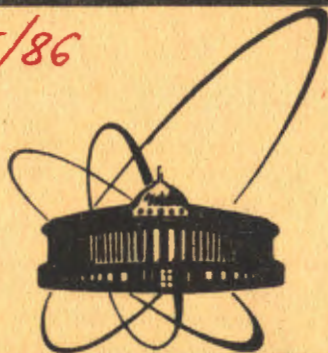


86-399

С 324.15

4875/86



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-86-399

Д.Крупа, В.А.Мещеряков, Ю.С.Суровцев

$\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -РАССЕЯНИЕ
И СКАЛЯРНЫЕ МЕЗОНЫ

1986

1. Довольно необычные свойства скалярных мезонов^{/1-3/} вызвали для своего объяснения ряд интересных гипотез о природе этих частиц^{/4-8/} : $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, gg и т.д. Причем существование глюболов и $q\bar{q}g$ является, видимо, принципиальным для квантовой хромодинамики. Расчеты на решетке предсказывают для легчайшего глюбола с $J^{PC} = 0^{++}$ массу около 1 ГэВ /см., напр. ^{/7/} /. Скалярные мезоны могут наблюдаться, например, в спектрах масс $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -систем. Все обнаруженные к настоящему времени такие частицы характеризуются тем, что они либо очень широкие ($\epsilon(1300)$), либо расположены близко к $K\bar{K}$ -порогу (S^*, δ), поэтому при анализе экспериментальных данных помимо определения параметров резонансов следует рассматривать также и соответствующие парциальные волны.

Интерпретация экспериментальных данных по процессам $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ в канале с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$ осложнена необходимостью учета, кроме $K\bar{K}$ -порога, возможно; последующих порогов ($\eta\eta$, $\eta\eta'$ и т.д.), а также влияния таких эффектов, как конечная ширина скалярных мезонов, эффективное изоспиновое нарушение вследствие $K^+ - K^0$ -разности масс, явление $S^* \delta$ и $S^*(980) - \epsilon(1300)$ - смешиваний^{/2,3,5/} . Для описания этих эффектов использовались различные методы, и получившиеся выводы не всегда одинаковы^{/2,3,5,8,9/}. В работах^{/10,11/} при анализе $\pi\pi$ -рассеяния в s -волне нами была реализована идея доминирующего влияния ближайших особенностей; учет $K\bar{K}$ -порога привел к рассмотрению 4-листной римановой поверхности амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния, которая была униформизована выбором надлежащей модели этой римановой поверхности. Резонанс описывается двумя парами ближайших к физической области комплексно-сопряженных полюсов: одна на II листе, другая - на III, - и двумя парами нулей в тех же точках комплексной энергии соответственно на I и IV листах. Влияние указанных выше эффектов, приводящее к значительной неупругости амплитуды выше $K\bar{K}$ -порога, удалось суммарно учесть путем смещения положения пары полюсов на III листе относительно пары на II листе. Таким образом удалось хорошо ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,0$) описать экспериментальные данные по $\pi\pi$ -рассеянию в канале с $I^G(J^P) = 0^+(0^+)$ в широкой энергетической области от 0,5 до 1,9 ГэВ как в упругой части до $K\bar{K}$ -порога, так и в неупругой части выше $K\bar{K}$ -порога. В результате анализа были получены параметры резонансов $S^*(980)$ и $\epsilon(1300)$. Однако для выводов относительно природы этих частиц требуется знание количественных связей этих мезонов также с другими каналами, например, с $K\bar{K}$.

Здесь будет показано, что знание элемента S -матрицы для $\pi\pi$ -рассеяния в s -волне на 4-листной римановой поверхности в некоторой окрестности указанной выше части физической области позволяет получить, используя аналитические свойства S -матрицы, описание процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ в приближении двухканальной унитарности и при определенном предположении относительно фона $K\bar{K}$ -рассеяния. Вычисляются константы связи $S^*(980)$ -мезона с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -системами. Обсуждается возможность более детального определения фона $K\bar{K}$ -рассеяния для последующей совместной обработки данных с более высокой статистикой по процессам $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$.

2. Феноменологически двухканальная задача обычно описывается фазами каналов δ_1 и δ_2 и параметром упругости η . Запишем элементы S -матрицы как

$$S_{\alpha\alpha} = \eta_\alpha e^{2i\delta_\alpha}, \quad S_{12} = 1\xi e^{i\delta_{12}}, \quad (1)$$

где $\alpha = 1(\pi\pi), 2(K\bar{K})$. Тогда условие 2-канальной унитарности накладывает ограничения:

$$\eta_1 = \eta_2 \equiv \eta, \quad \xi = \sqrt{1 - \eta^2}, \quad \delta_{12} = \delta_1 + \delta_2. \quad (2)$$

Отметим, что мы рассматриваем s -волны указанных процессов в изоскалярном канале. При рассмотрении в работах ^{10,11/} s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния в области энергий вплоть до 1,9 ГэВ был использован тот факт, что при современной точности эксперимента вклад многочастичных состояний ($4\pi, 6\pi$) пренебрежим /см. ссылку ^{11/}, с. S161/ и ближайший порог, начиная с которого, процесс обнаруживает значительную неупругость, является двухчастичным ($K\bar{K}$). Учет этого порога привел к 4-листной структуре римановой поверхности амплитуды.

В случае двухканальной ситуации ($\pi\pi$ и $K\bar{K}$) также имеем 4-листную риманову поверхность. Элементы S -матрицы (1) $S_{\alpha\beta}$ имеют правые разрезы на реальной оси в s -плоскости, начинающиеся при $4m_\pi^2$ и $4m_K^2$. Пронумеруем листы римановой поверхности, как и в ^{10,11/}, в соответствии со знаками на них импульсов каналов $k_1 = \frac{1}{2} \sqrt{s - 4m_\pi^2}$ и $k_2 = \frac{1}{2} \sqrt{s - 4m_K^2}$, аналитически продолженных через указанные разрезы, следующим образом: листам I /физическому/, II, III, IV соответствуют знаки $(\text{Im}k_1, \text{Im}k_2) = ++, +-, --, -+$, т.е. ниже $K\bar{K}$ -порога верхний берег разреза на I листе сшивается с нижним берегом разреза на II листе, и, аналогично, III лист сшивается с четвертым, выше $K\bar{K}$ -порога I лист сшивается с третьим и второй с четвертым.

Теперь элементы S -матрицы можно аналитически продолжить с физического листа на другие листы обычным образом, используя свойства вещественной аналитичности и условия унитарности выше и ниже $K\bar{K}$ -порога. Заметим только, что кроме правых разрезов элементы S -матрицы имеют также левые разрезы, связанные с вкла-

дами перекрестных каналов и простирающиеся вдоль реальной оси до $-\infty$, а начинаются эти разрезы при $s = 0$ для S_{11} и S_{12} и при $s = 4m_K^2 - 4m_\pi^2$ для S_{22} . Поэтому для S_{22} продолжение на II лист и продолжение с III на IV лист следует выполнять через участок разреза $4m_K^2 - 4m_\pi^2 < s < 4m_K^2$.

Запишем матричные элементы $S_{\alpha\beta}$, аналитически продолженные на нефизические листы, через их значения на физическом листе:

$$S_{11}^{\text{II}} = \frac{1}{S_{11}^{\text{I}}}, \quad S_{11}^{\text{III}} = \frac{S_{22}^{\text{I}}}{S_{11}^{\text{I}}S_{22}^{\text{I}} - (S_{12}^{\text{I}})^2}, \quad S_{11}^{\text{IV}} = \frac{S_{11}^{\text{I}}S_{22}^{\text{I}} - (S_{12}^{\text{I}})^2}{S_{22}^{\text{I}}}, \quad (3a)$$

$$S_{22}^{\text{II}} = \frac{S_{11}^{\text{I}}S_{22}^{\text{I}} - (S_{12}^{\text{I}})^2}{S_{11}^{\text{I}}}, \quad S_{22}^{\text{III}} = \frac{S_{11}^{\text{I}}}{S_{11}^{\text{I}}S_{22}^{\text{I}} - (S_{12}^{\text{I}})^2}, \quad S_{22}^{\text{IV}} = \frac{1}{S_{22}^{\text{I}}}, \quad (3b)$$

$$S_{12}^{\text{II}} = \frac{iS_{12}^{\text{I}}}{S_{11}^{\text{I}}}, \quad S_{12}^{\text{III}} = \frac{-S_{12}^{\text{I}}}{S_{11}^{\text{I}}S_{22}^{\text{I}} - (S_{12}^{\text{I}})^2}, \quad S_{12}^{\text{IV}} = \frac{iS_{12}^{\text{I}}}{S_{22}^{\text{I}}}. \quad (3в)$$

Из этих соотношений можно видеть, каким образом особенности матричного элемента $\pi\pi$ -рассеяния на различных листах переносятся в матричные элементы процессов $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}, \pi\pi$. Отметим также, что, как видно из (3a), при отсутствии связи между каналами ($S_{12} = 0$) полностью упругий резонанс в матричном элементе процесса $1 \rightarrow 1$, кроме пары полюсов в комплексно-сопряженных точках s_1 и s_1^* на II листе, описывается парой полюсов на III листе в тех же точках s_1 и s_1^* при учете порога канала 2. Наиболее простой способ включения связи между каналами ($S_{12} \neq 0$), проявляющейся в наличии неупругости выше порога 2, состоит в смещении положения пары полюсов на III листе.

3. При рассмотрении в ^{10,11/} s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния в энергетической области, включающей $K\bar{K}$ -порог, мы пренебрегли левыми разрезами, вклад на которых был аппроксимирован полюсом второго порядка в положении левого разреза на II листе и соответствующим ему нулем на I листе. В качестве модели 4-листной римановой поверхности $S_{11}(s)$ была выбрана функция

$$z = \frac{1}{2q_1} (\sqrt{s - 4m_\pi^2} + \sqrt{s - 4m_K^2}), \quad (4)$$

где $q_1 = \sqrt{m_K^2 - m_\pi^2}$. Преобразование (4) униформизирует функцию S_{11} . На рис. 1 римскими цифрами обозначены те части z -плоскости, на которые отображаются соответствующие листы римановой поверхности; жирной линией указана физическая область для переменной z ,

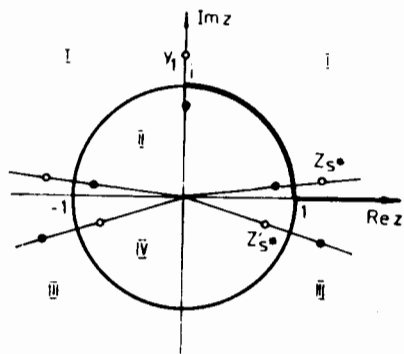


Рис.1. Комплексная z -плоскость, на которую отображается 4-листная риманова поверхность двухканальной S -матрицы. Изображенные положения полюсов (●) и нулей (○) соответствуют $S^*(1000)$ -резонансу в матричном элементе $\pi\pi$ -рассеяния. Полюс второго порядка на мнимой оси и соответствующий ему нуль аппроксимируют фон.

часть окружности в первом квадранте, ограниченная точками i ($\pi\pi$ -порог) и 1 ($K\bar{K}$ -порог), соответствует упругой области. Резонанс на z -плоскости в простейшем варианте представляется четырьмя полюсами и симметричными им относительно окружности четырьмя нулями с симметрией всей картины относительно мнимой оси, как изображено на рис.1, т.е. он может быть описан четырьмя множителями Бляшке. На основе такого описания были проанализированы данные [12] по изоскалярному s -волновому $\pi\pi$ -рассеянию в интервале $0,6 - 1,2$ ГэВ. Для объяснения этих данных потребовалось ввести два резонанса S^* и ϵ . Если положения полюсов на II листе, соответствующих резонансам, обозначить как $\sqrt{s_n} = m_n - i\Gamma_n/2$, то полученные параметры резонансов есть $m_{S^*} = 1000 \pm 5$ МэВ, $\Gamma_{S^*} = 48 \pm 6$ МэВ, $m_\epsilon = 1552 \pm 15$ МэВ, $\Gamma_\epsilon = 494 \pm 35$ МэВ. Итак, указанные выше экспериментальные данные по $\pi\pi$ -рассеянию хорошо ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,0$) описываются формулой:

$$S_{11} = - \left(\frac{iy_1 - z}{1 + iy_1 z} \right)^2 \prod_{n=S^*, \epsilon} \frac{(z_n - z)(z_n^* + z)(z_n' - z)(z_n'^* + z)}{(1 - z_n^* z)(1 + z_n z)(1 - z_n'^* z)(1 + z_n' z)} \quad (5)$$

где $y_1 = 1,2634$ - параметр фона, $z_{S^*} = 1,2281 + i0,15318$, $z_{S^*}' = 0,72984 - i0,24186$, $z_\epsilon = 2,8933 + i0,59804$, $z_\epsilon' = 0,34796 - i0,056624$. Знак "-" перед первым множителем в (5) нужен для обеспечения правильного порогового значения $S_{11}(z=i)=1$. Величинами со штрихами обозначены положения соответствующих резонансу полюсов и нулей в нижней z -полуплоскости, на которую отобразились III и IV листы римановой поверхности. Подчеркнем, что формула (5) описывает s -волновые $\pi\pi$ -данные как в упругой области ниже $K\bar{K}$ -порога, так и в резко неупругой области выше $K\bar{K}$ -порога. Укажем также, что с истинными массами и ширинами резонансов мы связываем положения полюсов на II листе, тогда как

положения полюсов на III листе в значительной мере зависят от абсорбтивных эффектов.

С целью проверки применимости идеи доминирующего влияния ближайших особенностей, которая справедлива, вообще говоря, на довольно узком интервале энергии и требует специального анализа в более широкой области, мы провели следующую процедуру. Разбили анализируемые данные на две группы в интервалах энергий в окрестностях S^* - и ϵ (1300)-мезонов. Каждую группу обработали по методу минимума χ^2 с помощью формулы типа (5), но только с одним соответствующим резонансом и, естественно, в каждом случае со своим фоном. Затем мы распространили обработку на основе формулы (5) на данные во всей рассматриваемой области, введя одновременно оба резонанса. В результате параметры резонансов изменились в допустимых пределах [11], что говорит о достаточной надежности использованного метода описания экспериментальных данных. Кроме того, положение полюсов на II листе оказалось значительно более стабильным, чем положение полюсов на III листе, чего и следовало ожидать в соответствии с нашим представлением о полюсах на II листе как связанных непосредственно с параметрами резонансов.

Отображение (4) униформизует также матричный элемент $K\bar{K}$ -рассеяния S_{22} . Использование формул (3а,б) и (5) позволяет записать вклад в S_{22} , идущий от резонансов и фона $\pi\pi$ -рассеяния. Из (3) заключаем, что все полюсы матричного элемента $S_{11}(z)$ присутствуют также в S_{22} и S_{12} в тех же точках z -плоскости /т.е. на тех же листах и при тех же значениях s /, кроме того, у S_{22} есть нули на II и III листах, соответствующие полюсам на III и II /т.е., например, полюсам в точках $(z_n^*)^{-1}$ и $(z_n'^*)^{-1}$ соответствуют нули в точках z_n^* и $z_n'^*$ - см.рис.2/. Итак, для матричного элемента $K\bar{K}$ -рассеяния мы можем записать выражение:

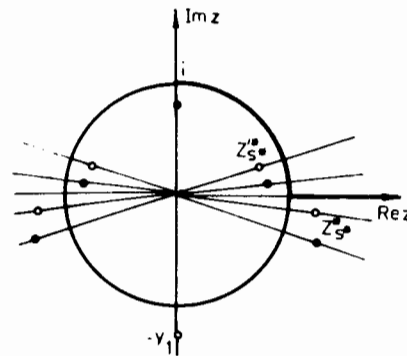


Рис.2. Положения полюсов (●) и нулей (○), соответствующих $S^*(1000)$ -резонансу и аппроксимирующим фон /на мнимой оси/, в матричном элементе $K\bar{K}$ -рассеяния.

$$S_{22} = S_K \left(\frac{iy_1 + z}{1 + iy_1 z} \right)^2 \prod_{n=S^*, \epsilon} \frac{(z_n^* - z)(z_n + z)(z_n'^* - z)(z_n' + z)}{(1 - z_n^* z)(1 + z_n z)(1 - z_n'^* z)(1 + z_n' z)} \quad (6)$$

Здесь S_K представляет ту часть фона $K\bar{K}$ -рассеяния, которая не дает вклада в $\pi\pi$ -рассеяние. Поскольку в приближении двухканальной унитарности $|S_{11}| = |S_{22}|$, следует потребовать в физической области

$$|S_K| = 1. \quad (7)$$

Кроме того, для правильного порогового значения $S_{22}(z=1) = 1$ положим

$$S_K(z=1) = 1. \quad (8)$$

При преобразовании (4) левый разрез S_{22} отображается на участки правой единичной полуокружности, начинающиеся в точках $z_{\pm} = -\sqrt{1 - m_{\pi}^2/q_1^2} \pm im_{\pi}/q_1$ и идущие вплоть до мнимой оси, а также и на всю мнимую ось. Частично и, как мы увидим далее, в значительной степени вклад на этом разрезе учтен посредством описания фона от $\pi\pi$ -рассеяния в виде полюса 2-го порядка на мнимой оси в точке y_1^{-1} и нуля в точке $-y_1$ /рис.2/. Для более детального описания вклада на левом разрезе, в частности, на его участках, близких к физической области, т.е. для определения величины S_K в (6), следует обратиться к формулам (3а,б). Нетрудно видеть, что вклад в S_K от разреза на полуокружности, не влияющий на описание $\pi\pi$ -рассеяния, можно аппроксимировать полюсами на окружности в обеих полуплоскостях и нулями в комплексно-сопряженных точках, а также парами полюсов в нижней полуплоскости, симметричными друг другу относительно окружности, и соответствующими им нулями в комплексно-сопряженных точках, аналогично и для вклада в S_K от разреза на мнимой оси. Симметрия относительно реальной оси расположения полюсов и нулей обеспечивает выполнение соотношения (7). В качестве первого шага можно предположить, что $S_K=1$. Тогда, используя формулы (1), (2) и (5), (6), можно вычислить амплитуду процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$.

4. Продемонстрируем описанное выше на языке детерминанта матрицы Йоста $d(k_1, k_2)$. В этом случае аналитическая структура S -матрицы на всей римановой поверхности выражается компактно следующими соотношениями ^{13, 14, 15/}:

$$S_{11} = d(-k_1, k_2) / d(k_1, k_1), \quad S_{22} = d(k_1, -k_2) / d(k_1, k_2), \quad (9)$$

$$S_{11} S_{22} - S_{12}^2 = d(-k_1, -k_2) / d(k_1, k_2).$$

Здесь $d(s) \equiv d(k_1, k_2)$ является реальной аналитической функцией с корневыми точками ветвления при $k_1=0$ и $k_2=0$. Для унитарности S -матрицы требуется еще, чтобы

$$|d(-k_1, k_2)| \leq |d(k_1, k_2)|. \quad (10)$$

Понятно, что преобразование (4) ($z = \frac{1}{q_1}(k_1 + k_2)$) униформизирует функцию d . Соотношения (9) тогда переписываются в виде:

$$S_{11}(z) = d(-z^{-1}) / d(z), \quad S_{22}(z) = d(z^{-1}) / d(z), \quad (11а,б)$$

$$S_{11}(z) S_{22}(z) - S_{12}^2(z) = d(-z) / d(z). \quad (11в)$$

Условие реальной аналитичности тогда запишется в виде:

$$d(-z^*) = d^*(z). \quad (12)$$

Из рассмотрения формулы (5) и (11а) видно, что, определяя

$$d(z) = iz^{-5} (1 + iy_1 z)^2 \prod_{n=S^*, \epsilon} (1 - z_n^* z)(1 + z_n z)(1 - z_n'^* z)(1 + z_n' z), \quad (13)$$

мы получим также с помощью (11б) выражение (6) и с помощью (11в) - следующее соотношение:

$$S_{11} S_{22} - S_{12}^2 = - \left(\frac{1 - iy_1 z}{1 + iy_1 z} \right)^2 \prod_{n=S^*, \epsilon} \frac{(1 + z_n^* z)(1 - z_n z)(1 + z_n'^* z)(1 - z_n' z)}{(1 - z_n^* z)(1 + z_n z)(1 - z_n'^* z)(1 + z_n' z)} \quad (14)$$

которое можно использовать для вычисления S_{12} .

Матричный элемент S_{12} имеет кинематические точки ветвления при значениях z , соответствующих $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -порогу. Это видно из выражения

$$S_{12} = d^{-1}(z) [d(-z^{-1})d(z^{-1}) - d(z)d(-z)]^{1/2}, \quad (15)$$

которое имеет точки ветвления при $z = \pm 1$ и $z = \pm i$. Их происхождение легко понять, если вспомнить обычное определение амплитуды T_{12} :

$$S_{12} = 2i\sqrt{\rho_1 \rho_2} T_{12}, \quad (16)$$

где $\rho_a = 2k_a / \sqrt{s}$, и то, что $\sqrt{k_1 k_2} = \frac{q_1}{2z} \sqrt{z^4 - 1}$.

Эти точки ветвления легко выделяются при нашей параметризации (13) из выражения (15). Оставшийся под знаком квадратного корня полином 16-й степени с действительными коэффициентами имеет комплексные корни в некоторых точках z_1 и z_2 , в точках, симметричных им относительно мнимой оси и единичной окружности, и в точках, комплексно-сопряженных всем этим точкам. На римановой поверхности указанные точки ветвления располагаются при двух парах комплексно-сопряженных значений s на всех листах и определяются положениями полюсов резонансов и параметром фона. Появление этих нефизических точек ветвления в S_{12} является издерж-

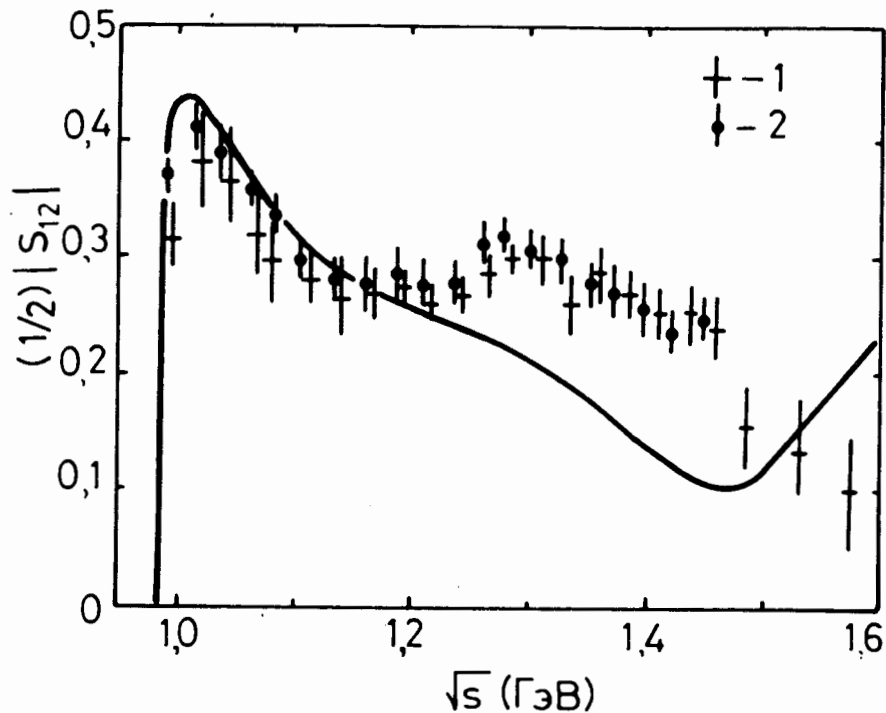


Рис.3. Энергетическая зависимость модуля матричного элемента процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, полученная на основе формул (13), (15). Экспериментальные данные: 1 - /17,18/, 2 - /18/.

ками такого простого описания резонансов в $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -рассеянии и обусловлено ограниченностью применения в этом случае двухканальной унитарности. Они находятся за пределами применимости этого приближения при $\sqrt{s_1} = 1,029 \pm 0,171$, $\sqrt{s_2} = 1,47 \pm 0,057$, но их наличие необходимо для описания S_{12} в данной простой параметризации. Применение более сложного представления резонансов должно исправить положение с аналитическими свойствами S_{12} ; в этом случае может оказаться полезным формализм матрицы реакции.

5. На рис.3 и 4 дано сравнение расчетов $|S_{12}|$ и фазы δ_{12} на основе формул (5), (6) и (14) с экспериментальными результатами /18-19/. Поскольку ближайшим порогом выше 1 ГэВ, который необходимо, видимо, учитывать при описании рассматриваемых процессов, является $\eta\eta$ -порог /как можно судить, например, из связи S^* -мезона с $\eta\eta$ -каналом, получаемой и в $(q\bar{q})$ -

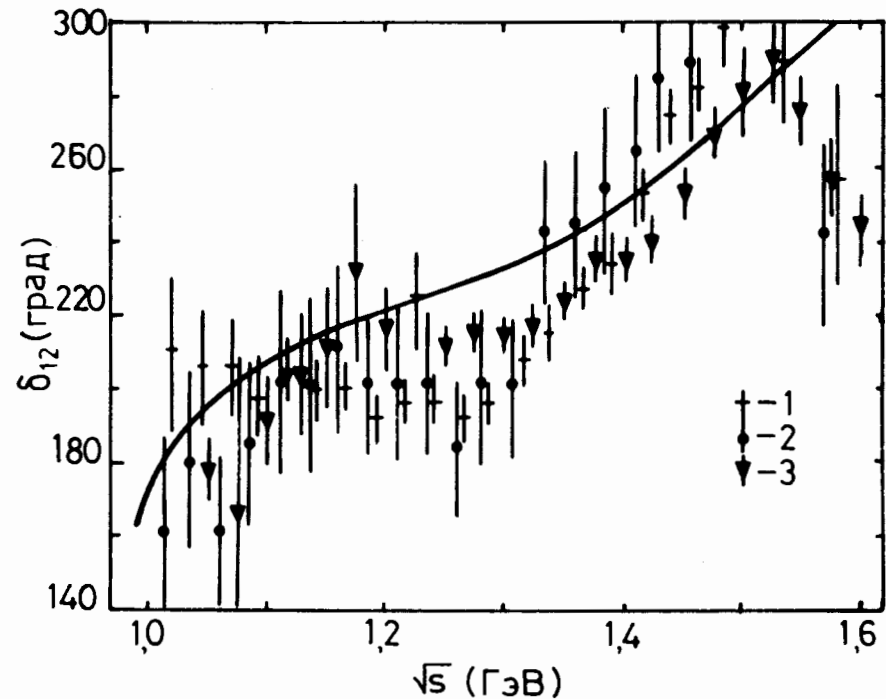


Рис.4. Энергетическая зависимость фазы амплитуды процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, полученная на основе формул (13), (15). Экспериментальные данные: 1 - /17,18/, 2 - /18/, 3 - /19/.

и в $(q\bar{q}q\bar{q})$ -кварковых моделях /2/, то, строго говоря, описание S_{12} должно быть справедливо до 1,1 ГэВ. Однако на самом деле оно, как обычно, простирается дальше. На рис.3 можно видеть, что $|S_{12}|$ описывается примерно до 1,25 ГэВ, а фаза δ_{12} /рис.4/- и до более высоких энергий. Отклонение наших расчетов от экспериментальных данных при 1,25 ГэВ связано, скорее всего, с необходимостью включения в рассмотрение $\eta\eta$ -канала. При анализе данных по процессу $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ с более высокой статистикой потребуются, видимо, более детальное рассмотрение фона $K\bar{K}$ -рассеяния, обсуждавшееся в пункте 3.

Ввиду определенного успеха двухканального описания $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -рассеяния в изоскалярной s -волне, можно вычислить связь S^* -мезона с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -системами. В нашем описании есть еще один объект $\epsilon(1550)$, проявляющийся как резонанс, однако его параметры существенно отличаются от общепринятого $\epsilon(1300)$ /1/.

Несмотря на успех в описании $\pi\pi$ -рассеяния^{/10, 11/}, включение в анализ данных других работ /кроме^{/12/} / и проведение этого анализа с учетом последующих неупругих порогов /кроме $K\bar{K}$, также η , η' ,... / должно решить вопрос, является ли ϵ (1550) резонансом, или в варианте с явным учетом только одного неупругого порога ($K\bar{K}$) эффективно описывает влияние этих каналов способом, имитирующим резонанс. Итак, вернемся к S^* -мезону. Определяя константы связи с каналами, как в^{/2, 5/}, будем вычислять их на основе вычетов амплитуд в полюсах на II листе, поскольку именно положение этих полюсов мы связываем с истинными параметрами резонансов. Определяя амплитуды через элементы S -матрицы

$$S_{aa} = 1 + 2i\rho_a T_{aa} \quad (17)$$

запишем их аналитические продолжения на II лист через значения на I листе:

$$T_{11}^{\text{II}} = T_{11}^{\text{I}} / S_{11}^{\text{I}}, \quad T_{22}^{\text{II}} = T_{22}^{\text{I}} - 2i\rho_1 (T_{12}^{\text{I}})^2 / S_{11}^{\text{I}}, \quad (18a, б)$$

$$T_{12}^{\text{II}} = T_{12}^{\text{I}} / S_{11}^{\text{I}}. \quad (18в)$$

Тогда из (18а) получаем

$$\frac{g_{\pi\pi S^*}^2}{4\pi} = |\rho_1(z_{S^*}^*-1)|^{-1} \frac{8q_1^2}{|z_{S^*}^*|^2} \left| \lim_{z \rightarrow z_{S^*}^*} (1 - z_{S^*}^* z)(1 + z_{S^*} z) S_{11}(z) \right|. \quad (19)$$

Для вычисления $g_{K\bar{K} S^*}$ удобно воспользоваться амплитудой T_{22} , но при этом из (18б) видно, что искомым вычет пропорционален $(g_{\pi\pi S^*} \cdot g_{K\bar{K} S^*})^2$, т.е.

$$\frac{g_{\pi\pi S^*}^2}{4\pi} \cdot \frac{g_{K\bar{K} S^*}^2}{4\pi} = |\rho_1(z_{S^*}^*-1) \rho_2(z_{S^*}^*-1)|^{-1} \left(\frac{8q_1^2}{|z_{S^*}^*|^2} \right)^2 \left| \lim_{z \rightarrow z_{S^*}^*-1} (1 - z_{S^*}^* z)(1 + z_{S^*} z) S_{22}(z) \right|. \quad (20)$$

Вычисление на основе формул (19) и (20) дает

$$\frac{g_{\pi\pi S^*}^2}{4\pi} \approx 0,8 \text{ ГэВ}^2, \quad \frac{g_{K\bar{K} S^*}^2}{4\pi} \approx 3,164 \text{ ГэВ}^2, \quad (21)$$

т.е. $g_{\pi\pi S^*} / g_{K\bar{K} S^*} \approx 0,52$.

Это значение отношения констант связи уже появлялось ранее в других работах /см., например, /4, 6, 8//.

Отметим, что довольно необычные свойства скалярных мезонов, в особенности вырождение по массе S^* - и δ -мезонов при значительно более сильной связи S^* -мезона с $K\bar{K}$ -системой по сравнению с $\pi\pi$ -системой, получают естественное объяснение на основе четырехкварковой природы этих частиц, как предсказывается

в MIT-модели мешков^{/4/}. Это не удается сделать в простой двухкварковой модели, но, однако, достигается в более сложной, так называемой унитаризованной кварковой $q\bar{q}$ -модели^{/3/}, учитывающей взаимодействия в конечном состоянии для скалярных мезонов, допускающей, впрочем, весьма серьезную критику^{/2/}. Поэтому полученное отношение для констант связи (21) следует, видимо, принять как свидетельство в пользу $q\bar{q}q\bar{q}$ -природы S^* -резонанса или, во всяком случае, как отражение наличия значительной $q\bar{q}q\bar{q}$ -примеси к $q\bar{q}$ -конфигурации в физическом S^* -состоянии.

Значения для констант связи (21) следует рассматривать как предварительные. Для уточнения этих величин, что, впрочем, не должно изменить качественных выводов относительно S^* , необходимо включить в анализ, помимо экспериментальных данных по $\pi\pi$ -рассеянию из работы^{/12/}, также данные других работ^{/1/} и провести совместную обработку данных по ν -волновым процессам $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$. При этом адекватное описание всего имеющегося экспериментального материала, в том числе и по последнему процессу /т.е. вплоть до 1,6 ГэВ/, требует учета по крайней мере $\eta\eta$ -порога, а также, возможно, более детальной аппроксимации фона $K\bar{K}$ -рассеяния, как обсуждалось в пункте 3. В этой связи сделаем замечание относительно результатов недавней работы^{/20/}, в которой без учета точки ветвления, связанной с $\eta\eta$ -порогом, проанализированы данные по указанным выше процессам в энергетической области, включающей участок, где заметно нарушается двухканальная унитарность. В этом случае на II и III листах в окрестности $K\bar{K}$ -порога появляются полюсы, дополнительные к представляющим S^* -резонанс при минимальном описании в двухканальной задаче. Однако следует быть осторожными при интерпретации этих дополнительных полюсов как новых резонансных состояний, не связанных с S^* , поскольку учет $\eta\eta$ -точки ветвления ввел бы в рассмотрение 8-листную риманову поверхность, и указанные полюсы вполне могли бы переместиться на новые соответствующие листы, как и должно быть при описании S^* в 3-канальном случае.

Авторы благодарны С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову и Й.Ланику за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, p. S150-152, 159.
2. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. УФН, 1984, 142, с. 361.
3. Törnqvist N.A. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p. 624.
4. Jaffe R.L. Phys. Rev., 1977, D15, p. 267, 281.
5. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. Phys. Lett., 1979, 88B, p. 367; ЯФ, 1980, 32, с. 1098.

6. См., например, обзоры: Close F. Proc. E.P.S.Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983. Rutherford Appleton Lab., Didcot, 1983, p.361; Chanowitz M.S. Proc. XIV Int.Symp. on Multiparticle Dynamics. Lake Tahoe, 1983. World Scientific, Singapore, 1984, p.716.
7. Schierholz G., Teper M. Phys.Lett., 1984, 136B, p.64.
8. Morgan D. Phys.Lett., 1974, 51B, p.71.
9. Irving A.C. et al. Z.Phys.C., 1981, 10, p.45.
10. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. В кн.: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. VI Межд. семинар. Изд. ИФВЭ, Протвино, 1983, т.1, с.281.
11. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. ЯФ, 1986, 43, с.231.
12. Hyams B. et al. Nucl.Phys., 1973, B64, p.134; Nucl.Phys., 1975, B100, p.205.
13. Le Couteur K.J. Proc. Roy.Soc., 1960, A256, p.115.
14. Newton R.G. J.Math.Phys., 1961, 2, p.188.
15. Kato M. Ann.Phys., 1965, 31, p.130.
16. Martin A.D., Ozmutlu E.N. Nucl.Phys., 1977, B158, p.520.
17. Wicklund A.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1469.
18. Cohen D. et al. Phys.Rev., 1980, D22, p.2595.
19. Etkin A. et al. Phys.Rev., 1982, D25, p.1786.
20. Au K.L., Morgan D., Pennington M.R. Phys.Lett., 1986, 167B, p.229.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июня 1986 года.

Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. P2-86-399
 $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -рассеяние и скалярные мезоны

В приближении двухканальной унитарности использование аналитических свойств амплитуд $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -рассеяния в s -волне и определенное предположение относительно фона $K\bar{K}$ -рассеяния позволяют описать s -волну процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ на основе анализа данных $\pi\pi$ -рассеяния. Учет 4-листной структуры римановой поверхности рассматриваемых амплитуд производится выбором надлежащей модели этой поверхности, унифицирующей эти амплитуды. Вычисляются константы связи $S^*(980)$ -мезона с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -системами: $g_{\pi\pi S^*} / g_{K\bar{K} S^*} \approx 0,5$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс.

Krupa D., Meshcheryakov V.A., Surovtsev Yu.S. P2-86-399
 $\pi\pi$ and $K\bar{K}$ Scattering and Scalar Mesons

In a two-channel unitarity approximation the use of analytic properties of s -wave $\pi\pi$ and $K\bar{K}$ scattering amplitudes and certain assumptions on the $K\bar{K}$ -scattering background allow us to describe the s -wave of the $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ process on the basis of $\pi\pi$ scattering data analysis. A 4-sheeted structure of the Riemann surface of the considered amplitudes is taken into account by means of a proper model of this surface uniformizing these amplitudes. The coupling constants of $S^*(980)$ -meson with $\pi\pi$ and $K\bar{K}$ system are evaluated: $g_{\pi\pi S^*} / g_{K\bar{K} S^*} \approx 0.5$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986