



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2661/2-81

Р2-81-131 1/6-81

М.Динейхан, Г.В.Ефимов, М.А.Иванов

РАСПАДЫ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Направлено в ЯФ

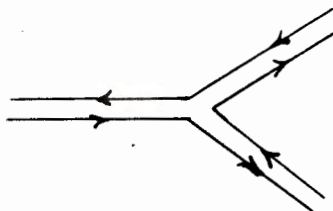
1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность существования многокварковых систем обсуждалась в литературе довольно давно^{/1/}. Однако только в последнее время возникли серьезные основания считать, что скалярные резонансы ($J^P = 0^+$) с массами в области 1 ГэВ являются четырехкварковыми системами^{/2,3/}. Экспериментальные данные по распадам скалярных мезонов /см. табл.1, данные взяты из^{/4/}/ еще далеко не полны. Кроме того, существует утверждение^{/3/}, что полные ширины распадов $S^* \rightarrow K\bar{K}$, $\delta \rightarrow \eta\pi$, $\delta \rightarrow K\bar{K}$, приведенные в^{/4/}, вычислены из экспериментальных данных неверно.

В принципе, скалярные мезоны могут быть орбитальными возбуждениями ($L=1$) в двухкварковой системе ($q\bar{q}$). В этом случае распады скалярных мезонов описываются диаграммой, показанной на рис.1. Такой распад называется разрешенным по правилу Цвейга^{/5/}.

Рис.1. Диаграмма распада $(\bar{q}q)$ -мезона на два $(\bar{q}q)$ -мезона /на-пример, $\rho \rightarrow 2\pi$ /.



В случае, если скалярные мезоны являются четырехкварковыми системами ($q^2\bar{q}^2$), возможны следующие механизмы распада на два легких мезона. Во-первых, $(q^2\bar{q}^2)$ -система может распасться на два бесцветных $(q\bar{q})$ -состояния, соответствующие легким мезонам, как это показано на рис.2а. Такой распад называется суперразрешенным. Во-вторых, если в $(q^2\bar{q}^2)$ -системе любые два $(q\bar{q})$ -состояния не являются цветовыми синглетами, распад на легкие мезоны может произойти в результате обмена глюоном, как это показано на рис.2б. Такой распад называется переходом с одноглюонным обменом.

В данной работе распады скалярных мезонов исследованы в рамках нелокальной модели кварков^{/6/}. Были рассмотрены все изложенные выше возможности. Как оказалось, существующие экспериментальные данные^{/4/} лучше согласуются с предположением, что скалярные мезоны являются двухкварковыми системами. Однако замечание^{/3/} ставит под сомнение этот вывод. Основным критерием

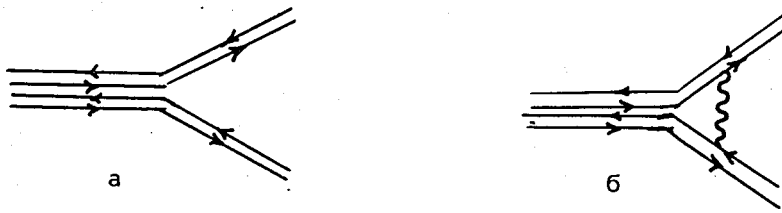


Рис.2. Диаграмма распада $(\bar{q}^2 q^2)$ -мезона на два $(\bar{q} q)$ -мезона /а/; диаграмма распада $(\bar{q}^2 q^2)$ -мезона на два $(\bar{q} q)$ -мезона, только с глюонным обменом /б/.

различия систем $(q \bar{q})$ и $(q^2 \bar{q}^2)$ является отношение полных ширин распадов ϵ - и δ -мезонов, а также величина ширин $\Gamma(\delta \rightarrow \eta \pi)$ и $\Gamma(\delta \rightarrow K \bar{K})$. В случае, если обработка экспериментальных данных, проведенная в /3/, правильна, то скалярные мезоны являются четырехкварковыми системами.

Кроме того, нами рассмотрен распад A_1 -мезона ($J^P = 1^+$) с массой 1100-1300 МэВ, $A_1 \rightarrow \rho \pi$ в предположении, что этот мезон является двухкварковой системой. Результаты расчета находятся в согласии с экспериментальными данными /4/.

2. НОНЕТ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ КАК ДВУХКВАРКОВАЯ СИСТЕМА

Нонет скалярных мезонов ($J^P = 0^+$) в систематике $SU(3)$ можно представить в форме матрицы:

$$S = S_j \lambda_j + S_0 \frac{1}{\sqrt{3}} I, \quad /2.1/$$

где λ_j - матрицы Гелл-Манна; I - единичная матрица; S_j - так называемые базисные векторы представления. Физические поля скалярных мезонов $S(S^*, \epsilon, \delta, \kappa')$ связаны с базисными векторами соотношениями

$$\left. \begin{aligned} S^* &= S^0 \cos \theta_1 - S^8 \sin \theta_1 \\ \epsilon &= S^0 \sin \theta_1 + S^8 \cos \theta_1 \end{aligned} \right\} \quad \text{tg } \theta = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad /2.2/$$

$$\delta^0 = \frac{1}{\sqrt{3}} S, \quad \delta^{\pm} = \frac{S^1 \mp i S^2}{2}, \quad \kappa^{\pm} = \frac{S^4 \mp i S^5}{2},$$

$$\kappa^0 = \frac{S^6 - i S^7}{2}, \quad \bar{\kappa}^0 = \frac{S^6 + i S^7}{2}.$$

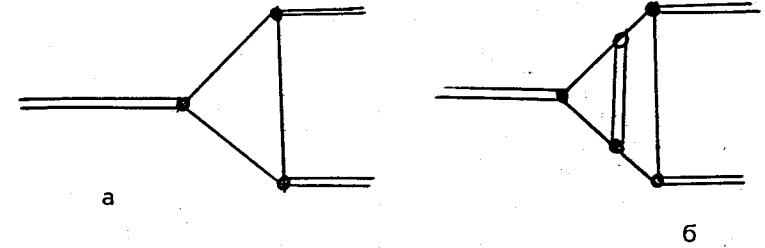


Рис.3. Диаграммы распада скалярных мезонов на два псевдоскалярных мезона в двухкварковой системе.

Рассмотрим вариант, когда скалярные мезоны состоят из двух кварков. В этом случае скалярные мезоны являются орбитальными возбуждениями с $L=1$. Лагранжиан взаимодействия, удовлетворяющий этому требованию и являющийся цветовым синглетом, записывается в следующем виде:

$$\mathcal{L}_S(x) = g_S (\bar{q}(x) S(x) q(x)), \quad /2.3/$$

где $S(x)$ - матрица скалярных мезонов /2.1/, связанная с полями физических частиц соотношениями /2.2/, а q - поле кварков: $q = (u, d, s)$.

В нелокальной модели кварков /6/ константа связи g_S вычисляется из условия связности, требующего, чтобы константа перенормировки волновой функции скалярного мезона Z_2^S равнялась нулю. После вычислений, аналогичных проведенным в /6/, оказалось, что

$$h_S = \frac{g_S^2}{(4\pi)^2} = 0,1. \quad /2.4/$$

Основные распады скалярных мезонов $\epsilon \rightarrow \pi \pi$; $\delta \rightarrow \eta \pi$; $\delta \rightarrow K \bar{K}$; $S^* \rightarrow K \bar{K}$, $\eta \eta$; $\kappa \rightarrow K \pi$, ηK / в низшем порядке теории возмущений определяются диаграммами, изображенными на рис.3а. Распады, нарушающие правило Цвейга ($\epsilon \rightarrow K \bar{K}$, $S^* \rightarrow \pi \pi$), определяются диаграммами, изображенными на рис.3б.

Вычисления подобных диаграмм аналогичны расчету распадов псевдоскалярных и векторных мезонов /6/. Поэтому не будем останавливаться на этих вычислениях. Ширины распадов параметризованы по стандартной формуле:

$$\Gamma(S \rightarrow P_1 P_2) = G_{SP_1 P_2} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{m_{P_1} + m_{P_2}}{m_S}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_{P_1} - m_{P_2}}{m_S}\right)^2\right)}, \quad /2.5/$$

где константы $G_{SP_1 P_2}$ вычислялись. Окончательные результаты приведены в табл.1 и 2.

Таблица 1

Частицы	Эксперимент Γ , МэВ		$(q\bar{q})$ Γ , МэВ	$(q^2 \bar{q}^2)$, Γ , МэВ				
	[4]	[3]		P	PC	V	VC	Сушер-раз.
ζ (1300) $0^+(0^+)$	200	400	126	1050	22	72	61	630
δ (980) $1^-(0^+) +$	52±8	280	33,5	450	5,5	25	21	290
S^* (980) $0^+(0^+) +$	40±10		39	289	38	18	15	186
ρ (1500) $1/2(0^+)$	250		44	608	4,1	7	2,1	225
A_1 (1100 ÷ 1300) $1^-(1^+) +$	300		350	=	=	=	=	=

Таблица 2

Моды	G_{SP, P_2} , МэВ	$\Gamma_{теор}$, МэВ
$\zeta \rightarrow \pi^+ \pi^-$	75,3	73,5
$\zeta \rightarrow \pi^0 \pi^0$	38	36,8
$\zeta \rightarrow \gamma \gamma$	21	11
$\zeta \rightarrow \kappa^+ \kappa^-$	5	3,2
$\zeta \rightarrow \kappa^0 \bar{\kappa}^0$	2,5	1,6
$\delta^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	52	33,5
$\delta^+ \rightarrow \kappa^+ \bar{\kappa}^0$	22	9,4
$S^* \rightarrow \kappa^+ \kappa^-$	45	19,4
$S^* \rightarrow \kappa^0 \bar{\kappa}^0$	22	10
$S^* \rightarrow \gamma \gamma$	40	4
$S^* \rightarrow \pi^+ \pi^-$	4	3,9
$S^* \rightarrow \pi^0 \pi^0$	2	1,9
$\kappa^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\kappa}^0$	33	29
$\kappa^+ \rightarrow \kappa^+ \pi^0$	16,5	14,7
$\kappa^+ \rightarrow \kappa^+ \eta$	0,63	0,45

Из табл.1 видно, что имеющиеся экспериментальные данные^{4/} согласуются с предположением, что скалярные мезоны являются двухкварковой системой.

3. СКАЛЯРНЫЕ МЕЗОНЫ КАК ЧЕТЫРЕХКВАРКОВАЯ СИСТЕМА

Предположим теперь, что скалярные мезоны являются четырехкварковыми системами. Прежде всего наша задача состоит в том, чтобы в четырехкварковой системе выделить в произведении низших представлений $(\bar{3} \times 3) \times (\bar{3} \times 3)$ нонет, соответствующий скалярным мезонам. В произведении представлений

$$(\bar{3} \times 3) \times (\bar{3} \times 3) = (1+8) \times (1+8) = 1+8+1+8_S+8_A+10+10^*+27.$$

Имеются два синглета и три октета. В нашем случае антисимметричный октет (8_A) равен нулю. Нужный нам синглет и октет мы выберем из дополнительного условия, чтобы ϵ -мезон не содержал странных кварков. Такое предположение было сделано в /2/.

В $(q\bar{q})$ -системе введем синглет B и октетную матрицу T :

$$B = (\bar{q}q),$$

$$T = \frac{1}{2} \lambda_j (\bar{q} \lambda_j q). \quad /3.1/$$

В $(q^2 \bar{q}^2)$ -системе два синглета и два октета записываются в следующем виде:

$$B_1 = B B = (\bar{q}q) (\bar{q}q),$$

$$B_2 = \text{Sp}(TT) = \frac{1}{2} (\bar{q} \lambda_j q) (\bar{q} \lambda_j q), \quad /3.2/$$

$$T_1 = TB = \frac{1}{2} \lambda_j (\bar{q} \lambda_j q) (\bar{q}q),$$

$$T_2 = TT = \frac{1}{3} \text{Sp}(TT) = \frac{1}{4} d_{jkm} \lambda_j (\bar{q} \lambda_k q) (\bar{q} \lambda_m q).$$

Предположим, как сказано выше, что скалярные мезоны классифицируются по таким комбинациям представлений /3.2/, что нейтральный ϵ -мезон состоит только из u - и d -кварков и не содержит s -кварков. Нетрудно видеть, что такими комбинациями являются следующие синглет и октет:

$$I = \frac{1}{2\sqrt{6}} | B_2 - \frac{2}{3} B_1 | = \frac{1}{2\sqrt{6}} [(\bar{q} \lambda_j q) (\bar{q} \lambda_j q) - \frac{4}{3} (\bar{q}q) (\bar{q}q)],$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} | T_2 - \frac{1}{3} T_1 | = \frac{1}{4\sqrt{2}} [d_{jkm} \lambda_j (\bar{q} \lambda_k q) (\bar{q} \lambda_m q) - \frac{2}{3} \lambda_j (\bar{q} \lambda_j q) (\bar{q}q)], \quad /3.3/$$

d_{jkm} - симметричный тензор $SU(3)$ -октета.

Базисные векторы представления имеют вид

$$S^0 = \frac{1}{3} \text{Sp} I = \frac{1}{2\sqrt{6}} [(\bar{q} \lambda_j q) (\bar{q} \lambda_j q) - \frac{4}{3} (\bar{q}q) (\bar{q}q)],$$

$$S^j = \text{Sp} (\lambda^j R) = \frac{1}{2\sqrt{2}} [d_{jkm} (\bar{q} \lambda_k q) (\bar{q} \lambda_m q) - \frac{2}{3} (\bar{q} \lambda_j q) (\bar{q}q)]. \quad /3.4/$$

Из соотношений /2.2/ и формул /3.4/ получим, например:

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\bar{d}u) (\bar{u}d) - (\bar{d}d) (\bar{u}u)],$$

$$S^* = \frac{1}{2} [(\bar{d}s) (\bar{s}d) + (\bar{u}s) (\bar{s}u) - ((\bar{u}u) + (\bar{d}d)) (\bar{s}s)], \quad /3.5/$$

$$\delta^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\bar{d}s) (\bar{s}u) - (\bar{d}u) (\bar{s}s)],$$

$$\kappa^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\bar{s}d) (\bar{d}u) - (\bar{s}u) (\bar{d}d)].$$

Заметим, однако, что состояния скалярных мезонов, полученные в /2/, отличаются от состояний /3.5/.

Приступим теперь к построению лагранжиана взаимодействия. В четырехкварковой системе возникает следующий произвол. Во-первых, при составлении четырехкварковых систем /3.2/ можно использовать как цветные синглеты $(\bar{q}_a q_a)$ / a - цветовой индекс/, так и цветные октеты $(\bar{q}_a (\lambda_j^c)_{aa'} q_{a'})$ / λ_j^c - матрицы Гелл-Манна в пространстве цвета/. Во-вторых, если предположить, что в нерелятивистском пределе кварки находятся в состоянии с $L=0$, то систему /3.2/ можно использовать как псевдоскаляр $(\bar{q} \gamma_5 q)$, а также как вектор $(\bar{q} \gamma_\mu q)$.

Итак, в $(\bar{q}q)$ -системе имеем четыре $SU(3)$ -синглета:

$$B^{(p)} = (\bar{q} \gamma_5 q),$$

$$B_{\mu}^{(v)} = (\bar{q} \gamma_\mu q), \quad /3.6/$$

$$B_k^{(pc)} = (\bar{q} \gamma_5 \lambda_k^c q),$$

$$B_{\mu, k}^{(vc)} = (\bar{q} \gamma_\mu \lambda_k^c q),$$

и четыре SU(3) – октета:

$$T^{(p)} = \frac{1}{2} \lambda_j (\bar{q} \gamma_5 \lambda_j q),$$

$$T_{\mu}^{(v)} = \frac{1}{2} \lambda_j (\bar{q} \gamma_{\mu} \lambda_j q),$$

$$T_k^{(pc)} = \frac{1}{2} \lambda_j (\bar{q} \gamma_5 \lambda_j \lambda_k^c q), \quad /3.7/$$

$$T_{\mu,k}^{(vc)} = \frac{1}{2} \lambda_j (\bar{q} \gamma_{\mu} \lambda_j \lambda_k^c q).$$

По формулам /3.2/-/3.4/ составляются матрицы I и R и базисные векторы S^i и S^0 для всех четырех вариантов /3.6/ и /3.7/.

Лагранжианы взаимодействия скалярных мезонов с кварками записываются в виде

$$\mathcal{L}(x) = \sum_A g_A \text{Sp} \{ S(x) Q_A(x) \}. \quad /3.8/$$

Здесь $S(x)$ – матрица полей скалярных мезонов /2.1/, а матрица $Q_A(x)$ имеет вид

$$Q_A(x) = R_A(x) + \frac{1}{3} I_A(x), \quad /3.9/$$

где $R_A(x)$ и $I_A(x)$ даются формулами /3.3/. Индекс A пробегает все возможные варианты ($A = p, v, pc, vc$) в /3.6/ и /3.7/. Например,

$$R_p = \frac{1}{4\sqrt{2}} \{ d_{jkm} \lambda_j (\bar{q} \gamma_5 \lambda_k q) (\bar{q} \gamma_5 \lambda_m q) - \frac{2}{3} \lambda (\bar{q} \gamma_5 \lambda_j q) (\bar{q} \gamma_5 q) \},$$

$$R_{vc} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \{ d_{jkm} \lambda (\bar{q} \gamma_{\mu} \lambda_k \lambda_s^c q) (\bar{q} \gamma_{\mu} \lambda_m \lambda_s^c q) - \frac{2}{3} \lambda_j (\bar{q} \gamma_{\mu} \lambda_j \lambda_s^c q) (\bar{q} \gamma_{\mu} \lambda_s^c q) \}.$$

Остальные матрицы выписываются аналогично.

Выделим теперь эффективную константу разложения в ряд по теории возмущений для взаимодействия типа /3.8/. Для этого

в n-порядке теории возмущений рассмотрим амплитуду с B – внешними и I – внутренними мезонными линиями, Q – кварковыми петлями. Справедливы соотношения

$$B + 2I = n, \quad Q = 2n.$$

Инвариантный матричный элемент можно условно записать в виде

$$M_n = g_A^n \int (d^4 p) \{ \frac{L}{(2\pi)^4} e^{\frac{L}{4} p^2} \}^Q \times \\ \times \left[\frac{1}{(2\pi)^4} \frac{1}{m^2 + p^2} \right]^I \left[(2\pi)^4 \right]^{n-1} \approx \\ \approx (2\pi)^B (L\pi)^{B-4} \left[\frac{g_A^2}{4} \left(\frac{3}{4\pi L} \right)^6 \right]^n.$$

Откуда видно, что величина

$$h_A = \frac{g_A^2}{4} \left(\frac{3}{4\pi L} \right)^6 \quad /3.10/$$

является эффективной константой разложения в ряд по теории возмущений.

Таким образом, в четырехкварковом случае, в отличие от двухкваркового, возникает четыре константы связи. Условие $Z_2^S = 0$, то есть условие того, что скалярный мезон есть связанное состояние четырех кварков, позволяет фиксировать лишь одну из них. Поэтому вначале для простоты будем исследовать независимо каждый вариант взаимодействия.

Во втором порядке теории возмущений условие связности записывается в виде

$$Z_2^S = 1 + \sum_2^1 (p^2) \Big|_{p^2 = m^2 = 0}, \quad /3.11/$$

массовый оператор определяется диаграммами на рис.4. После стандартных вычислений /6/ получаем необходимые выражения для производных массового оператора:

$$\Sigma_p^1(m^2) = -h_p 2 \left(\frac{4}{3} \right)^5 [12V_3 - V_4],$$

$$\Sigma_{pc}^1(m^2) = -h_{pc} 2 \left(\frac{4}{3} \right)^6 [12V_3 + V_4], \quad /3.12/$$

$$\Sigma_v^1(m^2) = -h_v 60 \left(\frac{4}{3} \right)^6 W_3; \quad \Sigma_{vc}^1(m^2) = -h_{vc} 208 \left(\frac{4}{3} \right)^2 W_3.$$

Здесь V_3 , V_4 , W_3 – структурные интегралы, явный вид которых приведен в приложении.

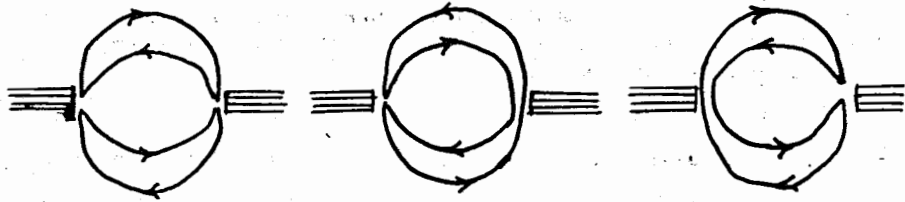


Рис. 4. Диаграммы, описывающие массовый оператор в четырехкварковой системе.

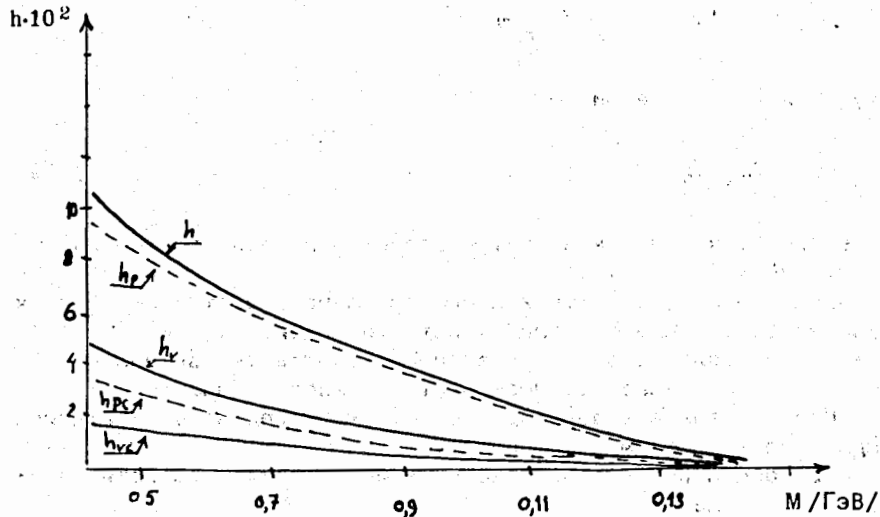


Рис. 5. График зависимости эффективной константы связи от массы.

Подставляя /3.12/ в /3.11/, определяем зависимость от масс скалярных мезонов. График этой зависимости приведен на рис. 5.

Представляет интерес случай, когда полный лагранжиан является суммой /3.8/. Чтобы избежать возникающего при этом произвола, поступим по аналогии с /2/. Предположим, что полный лагранжиан записывается в виде

$$\mathcal{L}(x) = g \sum_A a_A \text{Sp} \{ S(x) Q_A(x) \}, \quad /3.13/$$

где

$$a_A = \frac{h_A(0)}{\sqrt{\sum_A h_A^2(0)}},$$

так что

$$\sum_A a_A^2 = 1.$$

Здесь $h_A(0)$ - константа связи /3.10/, она вычислялась независимо для каждого варианта взаимодействия A в пренебрежении массой скалярного мезона /точки при $m=0$ на рис. 5/. Мы отдаем себе отчет, что такой выбор констант взаимодействия достаточно произволен, однако в настоящее время у нас нет других более разумных идей, чем фиксировать имеющийся произвол. Тем не менее такой выбор констант взаимодействия покажет имеющиеся возможности, заложенные в лагранжиане взаимодействия /3.8/.

При таком подходе получаются следующие численные значения для констант a_A :

$$a_p = 0,89; \quad a_{pc} = 0,26; \quad a_v = 0,36; \quad a_{vc} = 0,11. \quad /3.14/$$

Общая константа взаимодействия

$$h = \frac{g^2}{4} \left(\frac{3}{4\pi L} \right)^6$$

определяется из условия связности /3.11/. Зависимость константы h от масс скалярных мезонов приведена на рис. 5.

4. РАСПАДЫ $S \rightarrow P_1 P_2$

Исходя из лагранжианов /3.8/ рассмотрим основные $S \rightarrow P_1 P_2$ распады скалярных мезонов $S(S^*, \epsilon, \delta, \kappa)$. Соответствующие диаграммы изображены на рис. 6. Диаграмма рис. 6а описывает переход с участием только цветных синглетов. Такой переход условимся называть суперразрешенным каналом. Диаграмма рис. 6б описывает переход с участием только цветных октетов. Такой переход, с точки зрения квантовой хромодинамики, соответствует диаграмме с одноглюонным обменом.

В случае p-связи вклад дают как диаграмма рис. 6а, так и рис. 6б. Инвариантный матричный элемент записывается в виде

$$\begin{aligned} M_p &= \frac{\pi}{L} \lambda_p \sqrt{h_p} \frac{1}{2} \left(\frac{16}{3} \right)^2 C_{SP_1 P_2} \{ 13 W_1^2 + \\ &+ \frac{1}{8} (\mu_S^2 - \mu_{P_1}^2 - \mu_{P_2}^2) W_2^2 \} = \\ &= M_p^{(a)} \left(1 + \frac{M_p^{(\delta)}}{M_p^{(a)}} \right) = M_p^{(a)} \left(1 + \frac{1}{12} \right) \approx 1,08 M_p^{(a)}. \end{aligned} \quad /4.1/$$

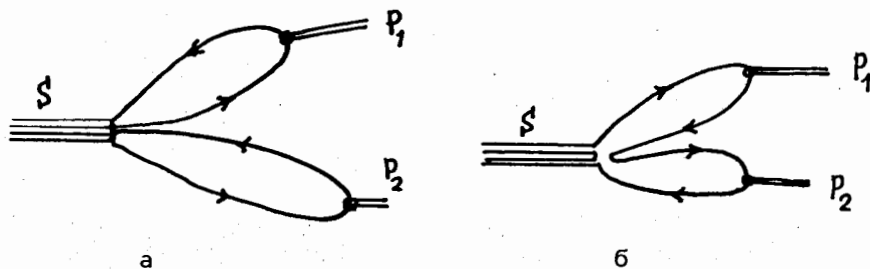


Рис.6. Диаграммы распада скалярных мезонов на два псевдоскалярных мезона в четырехкварковой системе.

Таблица 3

Моды	$C_{SP_1 P_2}$
$E \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$
$E \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$\frac{\sqrt{3}}{4}$
$E \rightarrow \eta \eta$	$\frac{1}{8} \sin^2(\theta_1 - \theta_7); \theta_7 \approx -11^\circ$
$S^* \rightarrow \kappa^+ \kappa^-$	$\frac{1}{2\sqrt{2}}$
$S^* \rightarrow \kappa^0 \bar{\kappa}^0$	$\frac{1}{4}$
$S^* \rightarrow \eta \eta$	$\frac{1}{2\sqrt{2}} \sin 2(\theta_1 - \theta_7)$
$\delta^+ \rightarrow \pi^+ \eta$	$\frac{1}{2} \cos(\theta_1 - \theta_7)$
$\delta^+ \rightarrow \kappa^+ \bar{\kappa}^0$	$\frac{1}{2}$
$\kappa^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\kappa}^0$	$\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$
$\kappa^+ \rightarrow \kappa^+ \pi^0$	$\frac{\sqrt{3}}{4}$
$\kappa^+ \rightarrow \kappa^+ \eta$	$\frac{1}{2\sqrt{2}} \cos(\theta_1 - \theta_7)$

Из /4.1/ видно, что основной вклад дает суперразрешенный канал, то есть диаграмма рис.6а.

Для pc -, v -, vc -вариантов взаимодействия вклад дает только диаграмма рис.6б:

$$M_A = \frac{\pi}{L} \lambda_p \sqrt{h_A} \frac{1}{2} \left(\frac{16}{3} \right)^2 C_{SP_1 P_2} \left[W_1^2 + \frac{1}{8} (\mu_S^2 - \mu_{P_1}^2 - \mu_{P_2}^2) W_2^2 \right],$$

где $A = pc, v, vc$; $C_{SP_1 P_2}$ - групповые коэффициенты, приведенные в табл.3 для каждого конкретного распада; $\lambda_p = 0,13$ - эффективная константа связи для псевдоскалярных мезонов; $\mu_i = m_i L/2$; W_j - структурные интегралы, явный вид которых приведен в приложении.

Аналогичные вычисления с лагранжианом /3.8/ и с коэффициентами /3.14/ дают

$$M = M_p \left(1 + \frac{M_v}{M_p} + \frac{M_{vc}}{M_p} + \frac{M_{pc}}{M_p} \right) = 0,81 M_p,$$

$$M_p = 0,89 M_p^{(a)}; \quad M_p^{(a)} = \frac{\pi}{L} \lambda_p \sqrt{h} C_{SP_1 P_2} 6 \left(\frac{16}{3} \right)^2 W_1^2, \quad /4.2/$$

то есть так же, как и в случае p -варианта, основной вклад дает суперразрешенный канал.

Ширины распадов параметризовались по формуле /2.5/. Результаты приведены в табл.1 и 4.

Полученные результаты говорят о том, что в четырехкварковом варианте имеется сильная зависимость от выбора взаимодействия. Видимо, считая константы g_A ($A = p, v, pc, vc$) произвольными параметрами, связанными лишь одним условием связности, можно подогнать все имеющиеся экспериментальные данные. Наиболее интересным нам представляется ширина распада δ -мезона. Если авторы работы /3/ правы и полная ширина $\Gamma(\delta) \approx 280$ МэВ, то это, несомненно, говорит в пользу четырехкваркового состава скалярных мезонов. Если же приведенная в /4/ ширина $\Gamma(\delta) = 52 \pm 8$ МэВ подтверждается, то, по нашему мнению, скалярные мезоны являются двухкварковыми состояниями, может быть, с небольшой примесью четырехкварковых.

5. АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫЙ МЕЗОН $A_1 (J^P = 1^+)$

Для полноты рассмотрим распад аксиального векторного мезона $A_1 (J^P = 1^+)$, который был обнаружен в районе масс 1100-1300 МэВ с шириной $\Gamma \approx 300$ МэВ /4/. Этот мезон является

Моды	P-связь		Pc-связь		V-связь		Vc-связь		Супер-разрешенный	
	G _{spg} МэВ	Г _{теор} МэВ	G _{spg} МэВ	Г _{теор} МэВ	G _{spg} МэВ	Г _{теор} МэВ	G _{spg} МэВ	Г _{теор} МэВ	G _{spg} МэВ	Г _{теор} МэВ
$\xi \rightarrow \pi^+ \pi^-$	717	700	14	14	48	48	41	41	420	419
$\xi \rightarrow \pi^0 \pi^0$	358	350	7	7	24	24	20	20	210	208
$\xi \rightarrow \eta \eta$	7,5	4	0,12	0,06	0,5	0,26	0,4	0,23	5,0	2,6
$\delta^+ \rightarrow \eta \pi$	714	450	8,7	5,5	40	25	34	21,4	460	290
$\delta^+ \rightarrow \kappa^+ \bar{K}^0$	890	374	12	5	54	22,6	45	19	570	240
$S^+ \rightarrow \kappa^+ \bar{K}^0$	440	187	6	2,5	27	11,3	23	9,5	280	120
$S^+ \rightarrow \kappa^0 \bar{K}^0$	220	93	3	1,2	13	6	12	5	140	60
$S^+ \rightarrow \eta \eta$	110	9,4	1,5	0,13	7	0,6	6	0,5	70	6
$\kappa^+ \rightarrow \pi^+ \bar{K}^0$	424	372	3	2,56	5	4,3	1,4	1,3	157	138
$\kappa^+ \rightarrow \kappa^+ \pi^0$	212	186	1,5	1,28	2,5	2,15	0,7	0,65	78	69
$\kappa^+ \rightarrow \kappa^+ \eta$	68	48,9	0,5	0,3	0,8	0,6	0,2	0,16	25	18

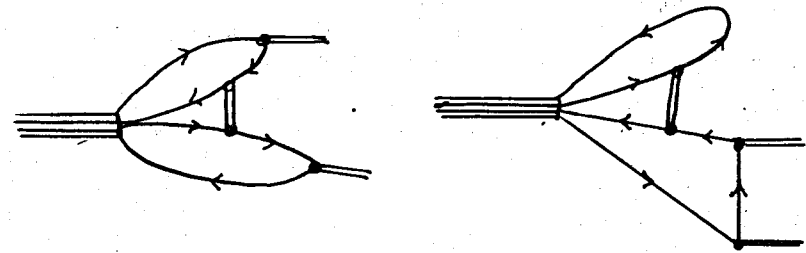


Рис.7. Диаграммы распада аксиально-векторного мезона с нарушением правила Цвейга в четырехкварковой системе.

изотриплетом октета. В случае, если этот мезон является двухкварковым состоянием, лагранжиан взаимодействия его с кварками имеет вид

$$\mathcal{L}(x) = g A_{1\mu}^{(+)} (\bar{u} \gamma_{\mu} \gamma_5 d) + \text{э.с.} \quad /5.1/$$

Константа связи из условия связности оказалась равной

$$h A_1 = \frac{g^2}{(4\pi)^2} = 0,4. \quad /5.2/$$

Распад $A_1 \rightarrow \rho \pi$ описывается диаграммой, аналогичной диаграмме на рис.3а. Ширина распада, полученная после стандартных вычислений, приведена в табл.1.

Если считать, что A_1 -мезон состоит из четырех кварков по аналогии с содержанием δ -мезона, лагранжиан взаимодействия в случае цветового синглета может быть записан в виде

$$\mathcal{L} = ig A_{1\mu}^{(+)} [(\bar{s} \gamma_5 d) (\bar{u} \gamma_{\mu} s) - (\bar{u} \gamma_5 d) (\bar{s} \gamma_{\mu} s) + (\bar{s} \gamma_{\mu} d) (\bar{u} \gamma_5 s) - (\bar{u} \gamma_{\mu} d) (\bar{s} \gamma_5 s)]. \quad /5.3/$$

Отсюда видно, что в четырехкварковой системе распад $A_1 \rightarrow \rho \pi$ нарушает правило Цвейга так, что этот распад будет описываться диаграммами типа показанных на рис.7. Расчет таких диаграмм довольно сложен, однако можно с уверенностью сказать, что ширина распада будет заметно меньше полученной для двухкваркового случая.

В принципе, в четырехкварковой системе для A_1 -мезона можно выбрать другое кварковое содержание, поскольку в данном случае возможны все три октета в разложении $(1+8) \times (1+8)$.

Поэтому существуют такие четырехкварковые состояния A_1 -мезона, что распад $A_1 \rightarrow \rho \pi$ может идти без нарушения правила Цвейга. Однако мы здесь никаких вычислений делать не будем, поскольку экспериментальные данные пока еще весьма скудны.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Н.Н.Ачасову, С.Б.Герасимову и А.Б.Говоркову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Пропагатор кварков в координатном пространстве имеет вид

$$G(\hat{x}) = A(x^2) + i\hat{x} B(x^2), \quad /П.1/$$

в евклидовом пространстве

$$A(-x_E^2) = \frac{1}{\pi^2 L^3} a(\xi, x_E); \quad x_E B(-x_E^2) = \frac{1}{\pi^2 L^3} \beta(\xi, x_E),$$

$$a(\xi) = a = 4 \int_0^\infty dt t^2 \frac{J_1(x_E t)}{x_E} \cos(\xi t) e^{-t^2}, \quad /П.2/$$

$$\beta(\xi) = \beta = 4 \int_0^\infty dt t^2 \frac{J_2(x_E t)}{x_E} \sin(\xi t) e^{-t^2},$$

где $J_j(z)$ - функции Бесселя.

$$1. \quad W_1(\xi) = \int_0^\infty dx x^3 [a^2 + \beta^2], \quad W_1(1,4) = 2,0,$$

$$W_2(\xi) = \int_0^\infty dx x^4 a \beta, \quad W_2(1,4) = 2,4.$$

$$2. \quad V_1(\xi) = \int_0^\infty dx x^5 [a^2 + \beta^2]^2, \quad V_1(1,4) = 0,508,$$

$$V_2(\xi) = \int_0^\infty dx x^5 [(a^2 + \beta^2)^2 + 4a^2 \beta^2], \quad V_2(1,4) = 0,834.$$

$$3. \quad V_3(\xi; m) = \frac{1}{\mu^2} \int_0^\infty dt t^3 [I_0(\mu t) - \frac{2}{\mu t} I_1(\mu t)] (a^2 + \beta^2)^2,$$

$$V_3(1,4; 1,1 \text{ ГэВ}) = 0,7, \quad \mu = \frac{mL}{2}.$$

$$V_4(\xi; m) = \frac{1}{\mu^2} \int_0^\infty dt t^3 [I_0(\mu t) - \frac{2}{\mu t} I_1(\mu t)] ((a^2 + \beta^2)^2 +$$

$$+ 4a^2 \beta^2), \quad V_4(1,4; 1,1 \text{ ГэВ}) = 1,3,$$

где I_j - модифицированная функция Бесселя.

$$4. \quad \int dt_1 dt_2 \ell^{ip_1 t_1 + ip_2 t_2} \text{Sp} \{ \gamma_5 G(-\hat{t}_1) \gamma_5 G(\hat{t}_1) \} \times$$

$$\times \text{Sp} \{ \gamma_5 G(-\hat{t}_2) \gamma_5 G(\hat{t}_2) \} = - \frac{16 (W_1(\xi))^2}{(8\pi^2 L^2)^2},$$

$$\int dt_1 dt_2 \ell^{ip_1 t_1 + ip_2 t_2} \text{Sp} \{ \gamma_5 G(-\hat{t}_1) \gamma_5 G(\hat{t}_1) \gamma_5 G(-\hat{t}_2) \gamma_5 G(\hat{t}_2) \} =$$

$$= - \frac{4}{(8\pi^2 L^2)^2} (W_1^2(\xi) + \frac{1}{8} (\mu_5^2 - \mu_{P_1}^2 - \mu_{P_2}^2) W_2^2(\xi)),$$

$$\int dt_1 dt_2 \ell^{ip_1 t_1 + ip_2 t_2} \text{Sp} \{ \gamma_\mu G(-\hat{t}_1) \gamma_5 G(\hat{t}_1) \gamma_\mu G(-\hat{t}_2) \gamma_5 G(\hat{t}_2) \} =$$

$$= - \frac{4}{(8\pi^2 L^2)^2} (-4 W_1^2(\xi) - \frac{1}{4} (\mu_S^2 - \mu_{P_1}^2 - \mu_{P_2}^2) W_2^2(\xi)).$$

$$5. \quad W_3(\xi; m) = \frac{1}{\mu^2} \int_0^1 dt t^3 [I_0(\mu t) - \frac{2}{\mu t} I_1(\mu t)] ((a^2 + \beta^2) - a^2 \beta^2),$$

$$W_3(1,4; 1,0 \text{ ГэВ}) = 0,22.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann M. Phys.Rev.Lett., 1964, v.8, p.214; Zweig G. CERN, TH01, Geneva, 1964; Боголюбов Н.Н. и др. ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965.
2. Jaffe R.J. Phys.Rev., 1977, D15, p.267.
3. Ачасов Н.Н. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1098; Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.56; Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с.498.
4. Particle Properties Data. Rev.Mod.Phys., CERN, 1980, No.2.
5. Okubo S. Phys.Lett., 1963, 5, p.165; Jizuka J. Prog.Theor. Phys., 1966, S1, p.37; Zweig G. CERN, TH 412, Geneva, 1968.
6. Dubnickova A.Z. et al. Fortsch. der Phys., 1979, 27, p.403; Динейхан М. и др. ЯФ, 1980, 32, с.182; ЯФ, 1981, 33, с.241; Ефимов Г.В. и др. ЯФ, 1981, 33, с.559.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1981 года.