

СУЩЕСТВУЮТ ЛИ СВИДЕТЕЛЬСТВА В ПОЛЬЗУ ЧЕТЫРЕХКВАРКОВОЙ ПРИРОДЫ δ -МЕЗОНА ?

Н.Н. Ачасов, С.А. Девянин, Г.Н. Шестаков

Показано, что экспериментальные данные о скалярном δ -мезоне можно интерпретировать в пользу четырехкварковой модели ($q q \bar{q} \bar{q}$).

Вопрос поставлен в заглавии, потому что все проведенные до сих пор обработки [1 - 4] экспериментальных данных по δ ($I^G(J^P) = 1^-(0^+)$, 980 МэВ - мезону [1, 5] противоречат четырехкварковой ($q q \bar{q} \bar{q}$) модели [6] δ -резонанса. Сказанное необходимо пояснить, так как таких выводов при этом не делалось. Дело в том, что четырехкварковая модель совершенно определенно предсказывает для констант связи δ -мезона с псевдоскалярными мезонами соотношение [6]:

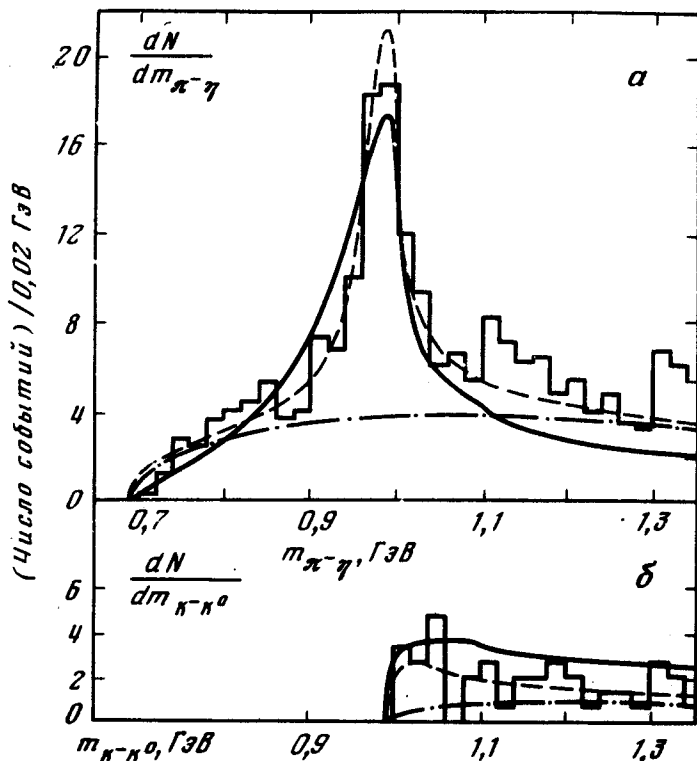
$$g_{\delta-K-K^0} = -\sqrt{\frac{3}{2}} g_{\delta-\pi^-\eta} = \sqrt{2} g_{\delta^0-K^+K^-}. \quad (1)$$

Все обработки, учитывающие соотношение (1), см. [1 - 4] дают для $\Gamma_{\delta\pi\eta} = 80$ МэВ, а для полной эффективной ширины немного меньше значение из-за влияния $K\bar{K}$ -канала, $\Gamma_{(\text{эфф})} \approx 50$ МэВ. Очевидно, что в этом случае нельзя считать "суперразрешенным" распад $\delta \rightarrow \pi\eta$, который не подавлен за счет фазового объема продуктов распада. Такое положение противоречит духу четырехкварковой модели, предсказывающей "супер-

разрешенные" (т.е. сильные) связи скалярных мезонов с псевдоскалярными [6]. В четырехкварковой модели скалярные мезоны в некотором смысле "состоят" из псевдоскалярных [6], например,

$$\delta^- = s\bar{s}n\bar{p}, \text{ а } K^- \otimes K^0 = \bar{p}s \otimes \bar{s}n, \pi^- \otimes \eta = \bar{p}n \otimes (\bar{p}p + \bar{n}n - 2\bar{s}s) / \sqrt{6}, \pi^- \otimes \eta^0 = \bar{p}n \otimes (\bar{p}p + \bar{n}n + \bar{s}s) / \sqrt{3}. \quad (2)$$

Поэтому ожидаются полные ширины скалярных мезонов порядка 500 МэВ, если "суперразрешенные" каналы их распадов неподавлены за счет фазового объема.



Спектры масс (а) — $\pi^-\eta$ и (б) — K^-K^0 систем в реакции $K^-p \rightarrow \delta^-\Sigma_{1385}^+ \rightarrow (\pi^-\eta, K^-K^0)\Sigma_{1385}^+$ [1]. Сплошные линии — наши результаты, пунктиром показана подгонка, взятая из [1], полученная в рамках предположения об узком δ -резонансе ($\Gamma_{\delta\pi\eta} \approx 72$ МэВ) и большом фоне (см. \cdots) в $\pi^-\eta$ и K^-K^0 -спектрах масс

В этой работе мы покажем, что экспериментальные данные [1], рисунок, на самом деле не противоречат четырехкварковой модели и могут быть интерпретированы в ее пользу. Как обычно извлекается информация из данных [1]? По существу с самого начала считается, что данные о спектре масс $\pi\eta$, рис. а, описываются узким резонансом над больш-

шим фоном, пропорциональным фазовому объему $\pi\eta [1 - 4]$. При этом требуется большой фон и для объяснения спектра $K\bar{K}$. Однако для поиска следов ($q\bar{q}\bar{q}$)-состояний такой анализ просто неприемлем. Мы должны пытаться объяснить данные, предполагая сильную связь ("суперразрешенную") с $\pi\eta$ и $K\bar{K}$ -каналами. Пик в спектре масс $\pi\eta$ в этом случае должен быть связан с $K\bar{K}$ -порогом, который расположен рядом с массой резонанса. Мы выполняем такой анализ в данной работе, используя следующие спектры масс:

$$\frac{dN}{dm_{\pi\eta}} = N \frac{2}{\pi} \frac{s \Gamma_{\delta\pi\eta}}{|D_{\delta}(s)|^2}, \quad s = m_{\pi\eta}^2, \quad (3)$$

$$\frac{dN}{dm_{K\bar{K}}} = N \frac{2}{\pi} \frac{s \Gamma_{\delta K\bar{K}}}{|D_{\delta}(s)|^2}, \quad s = m_{K\bar{K}}^2. \quad (4)$$

$$D_{\delta}(s) = m_{\delta}^2 - s + \sum_{(ab)} [\operatorname{Re} \Pi_{\delta}^{ab}(m_{\delta}^2) - \Pi_{\delta}^{ab}(s)], \quad (5)$$

$$\operatorname{Im} \Pi_{\delta}^{ab}(s) = \sqrt{s} \Gamma_{\delta ab} = \frac{g_{\delta ab}^2}{16\pi} \rho_{ab}.$$

Пусть $m_a > m_b$, $m_{\pm} = m_a \pm m_b$, тогда для $s > m_{+}^2$

$$\Pi_{\delta}^{ab}(s) = \frac{g_{\delta ab}^2}{16\pi} \left[L + \rho_{ab} \left(i + \frac{1}{\pi} \ln \frac{(s - m_{-}^2)^{1/2} - (s - m_{+}^2)^{1/2}}{(s - m_{-}^2)^{1/2} + (s - m_{+}^2)^{1/2}} \right) \right], \quad (6)$$

$$\rho_{ab} = (s - m_{+}^2)^{1/2} (s - m_{-}^2)^{1/2} / s, \quad L = \frac{1}{\pi} \frac{m_{+} + m_{-}}{s} \ln \frac{m_b}{m_a}.$$

$\Pi_{\delta}^{ab}(s)$ при $s < m_{+}^2$ получается аналитическим продолжением. $(ab) = (\pi\eta, K\bar{K}, \pi\eta^*)$.

$$\operatorname{BR}(\delta^- \rightarrow \pi\eta) + \operatorname{BR}(\delta^- \rightarrow K\bar{K}) + \operatorname{BR}(\delta^- \rightarrow \pi\eta^*) =$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2}{\pi} \int_{(m_{\pi} + m_{\eta})}^{\infty} \frac{s \Gamma_{\delta\pi\eta} ds^{1/2}}{|D_{\delta}(s)|^2} + \frac{2}{\pi} \int_{2m_K}^{\infty} \frac{s \Gamma_{\delta K\bar{K}} ds^{1/2}}{|D_{\delta}(s)|^2} + \\ &+ \frac{2}{\pi} \int_{(m_{\pi} + m_{\eta^*})}^{\infty} \frac{s \Gamma_{\delta\pi\eta^*} ds^{1/2}}{|D_{\delta}(s)|^2} = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

$\Pi_{\delta}^{ab}(s) - \text{Re} \Pi_{\delta}^{ab}(m_{\delta}^2)$ — вклад в собственную энергию δ -резонанса от (ab) -петли. Эта величина учитывает поправки на конечную ширину распада $\delta \rightarrow ab$. Следует подчеркнуть, что для скалярных мезонов поправки на конечную ширину непривычно важны, так как мы здесь впервые столкнулись с "суперразрешенными" константами связи.

Результаты нашего анализа приведены на рисунке. Как видно из рисунка получено вполне удовлетворительное описание без введения какого-либо фона вообще. Мы учитывали также канал $\pi\eta'$, который оказывает заметное влияние на спектр $K\bar{K}$ при $s^{1/2} \geq m_{\pi} + m_{\eta'} \approx 1,1 \text{ ГэВ}$. Для этого канала мы использовали предсказание $(q q \bar{q} \bar{q})$ -модели $\varepsilon_{\delta\pi\eta'} = \varepsilon_{\delta-K-K^0} / \sqrt{3}$, см. (2). Мы получили параметры:

$$m_{\delta} = 985 \text{ МэВ}, \quad \frac{\varepsilon_{\delta-K-K^0}^2}{4\pi} = 2,66 (\text{ГэВ})^2; \quad (8)$$

$$\Gamma_{\delta\pi\eta}(m_{\delta}^2) \approx 280 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\delta-K-K^0}(s = 1,2 (\text{ГэВ})^2) \approx 250 \text{ МэВ}.$$

При существующей статистике нельзя сделать выбор между нашим описанием и описанием с помощью узкого δ -резонанса и большого фона.

Недавно мы получили свидетельства в пользу четырехкварковой модели S^* -мезона [7]. В $(q q \bar{q} \bar{q})$ -модели предсказывается $g_{S^*K+K^-} = g_{\delta^0 K+K^-}$. Величина, которую мы получили в данной работе для $\varepsilon_{\delta^0 K+K^-}$ хорошо согласуется с нашими результатами для S^* -мезона, см. варианты A, C, H', E, G в [7].

В ближайшее время в Серпухове предполагается исследование редких распадов $D(1285, 0^+(1^+))$ -мезона. Было бы чрезвычайно интересно также исследовать спектры масс $\pi\eta$ и $K\bar{K}$ основных распадов $D \rightarrow \delta\pi \rightarrow K\bar{K}\pi$, $\eta\pi\pi$ в связи с изучением природы скалярных мезонов.

Нам приятно поблагодарить С.Б.Герасимова, А.В.Ефремова, В.И.Журавлева, А.М.Зайцева, Л.Г.Ландсберга, В.А.Мещерякова и Д.В.Ширкова за обсуждения.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
10 апреля 1980 г.

Литература

- [1] J.B.Gay et al. Phys. Lett., 63B, 220, 1976.
- [2] S.M.Flatte. Phys. Lett., 63B, 224, 1976.
- [3] A.D.Martin, E.N.Ozmutlu, E.J.Squires. Nucl. Phys., B121, 514, 1977.
- [4] A.C.Irving. Phys. Lett., 70B, 217, 1977.
- [5] Particle Data Group. Phys. Lett., 75B, 1, 1978.
- [6] R.L.Jaffe. Phys. Rev., D 15, 267, 285, 1977.
- [7] N.N.Achasov, S.A.Devyanin, G.N.Shestakov. Preprint Institute for Mathematics TP-109, 1980 Novosibirsk; ЯФ, 32, вып.10, 1980.