

## РАСПАДЫ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОНИЕВ, НАРУШАЮЩИЕ ПРАВИЛО *OZI*

Н.Н.Ачасов, А.А.Кожевников

Институт математики СО АН СССР  
630090, Новосибирск

Поступила в редакцию 17 мая 1991 г.

Показано, что ширины распадов  $\psi(3770)$  и  $\Upsilon(10580)$  на  $\pi^+\pi^-$ ,  $K\bar{K}$ ,  $\omega\pi^0$ ,  $\omega\eta$ ,  $\omega\eta'$ ,  $\rho\pi$ ,  $\rho\eta$ ,  $\rho\eta'$ ,  $K^*\bar{K}^*$ ,  $K^*\bar{K}+c.c.$ ,  $\rho^+\rho^-$  относительно велики и в сумме на порядок превышают трехглюонную ширину в случае если  $\psi(3770)$ ,  $\Upsilon(10580)$  являются  $Q\bar{Q}$  состояниями. Результаты могут использоваться для определения изоспина этих состояний.

1. Некоторое время назад мы указывали на важную роль прямых, т.е. не обусловленных  $\phi\omega$  смешиванием, распадов  $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\omega\pi^0$ ,  $\eta\pi^+\pi^-$ <sup>1,2</sup> и, возможно,  $\phi \rightarrow \rho\pi$ <sup>3</sup>. Здесь мы покажем, что парциальные ширины прямых *OZI*-нарушающих распадов тяжелых кваркониев

$$\psi(3770), \Upsilon(10580) \rightarrow \pi^+\pi^-, K\bar{K}, \omega\pi^0, \omega\eta, \omega\eta', \tag{1}$$

$$\rho\pi, \rho\eta, \rho\eta', K^*\bar{K} + \bar{K}^*K, \rho^+\rho^-, K^*\bar{K}^*$$

сравнительно велики: сумма этих ширин для каждого из указанных кваркониев на порядок превышает 3-глюонную ширину (в случае когда  $\psi(3770)$ ,  $\Upsilon(4S) \equiv \Upsilon(10580)$  являются состояниями  $Q\bar{Q}$ ).

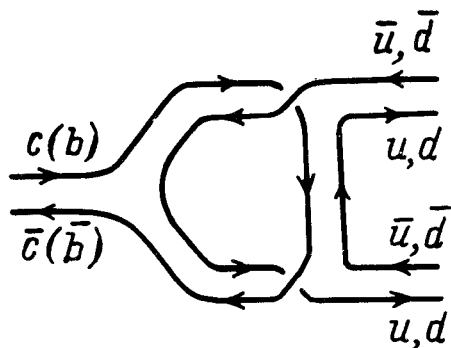


Рис. 1.

Прямые, нарушающие правило *OZI*, распады описываются непланарными кварковыми диаграммами, см. рис.1. С точки зрения дисперсионного подхода они определяются промежуточными состояниями  $D\bar{D}$ ,  $D^*\bar{D}$ ,  $D^*\bar{D}^*$ ... ( $B\bar{B}$ ,  $B^*\bar{B}$ ,  $B^*\bar{B}^*$ ...) вклады которых должны компенсироваться для того чтобы выполнить правило *OZI*. Эти ожидания подтверждаются исследованием *OZI*-нарушающих распадов  $J\psi \rightarrow \omega\pi^0$ ,  $\omega\eta$ ,  $\omega\eta'$ ,  $\rho\eta$ ,  $\rho\eta'$ ,  $\phi\eta$ ,  $\phi\eta'$ ,  $K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$ <sup>4</sup>, чьи парциальные ширины оказываются много меньше 3-глюонной. Распад  $\Upsilon(1S) \rightarrow \rho^0\pi^0$  также подавлен<sup>5</sup>.

В случае, когда первые промежуточные состояния  $D\bar{D}$  ( $B\bar{B}$ ) становятся реальными, можно ожидать появления большой мнимой части *OZI* нарушающего распада  $\text{Im}g(\psi(3770) \rightarrow D\bar{D} \rightarrow \text{hadrons})$  (или  $\text{Im}g(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow$

hadrons). Когда энергии таковы, что открыты несколько каналов, следует ожидать компенсации их вкладов.

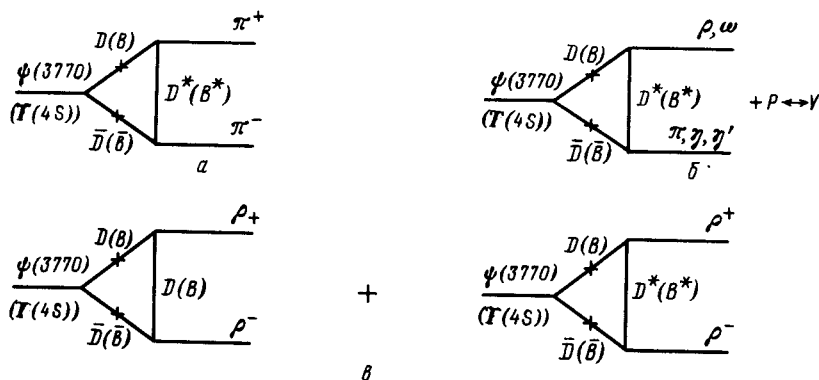


Рис. 2.

2. Мнимые части констант связи распадов (1) даются графиками рис.2. Приведем соответствующие выражения, учитывая что  $m_{\psi(3770)} \approx 2m_D$  и пренебрегая разностью масс псевдоскалярных и векторных мезонов  $D, D^* (B, B^*)$ . (Формулы без этих приближений даны в <sup>6</sup>). Имеем

$$\text{Im}g_{\pi\pi} \equiv \text{Im}g(\psi(3770) \rightarrow D\bar{D} \rightarrow \pi^+\pi^-) \simeq -4g_{D^*D\pi^0}^2 r_{\mp}^3 \quad (2)$$

$$\Gamma(\psi(3770) \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{|g_{\pi\pi}|^2}{6\pi m_{\psi(3770)}^2} q_{\pi}^3$$

$$\text{Im}g_{\omega\pi} \equiv \text{Im}g(\psi(3770) \rightarrow D\bar{D} \rightarrow \omega\pi^0) \simeq 4g_{D^*D\omega} g_{D^*D\pi^0} r_{\mp}^3 \quad (3)$$

$$\Gamma(\psi(3770) \rightarrow \omega\pi^0) = |g_{\omega\pi}|^2 q_{\omega}^3 / 12\pi.$$

Остальные  $VP$  состояния получаются из (3) согласно кварковой модели, с углом  $\eta\eta'$  смешивания  $\theta_P = -18^\circ$

$$\text{Im}g_1(\psi(3770) \rightarrow \rho^+\rho^-) \simeq -\frac{1}{2}g_{D^*D\rho}^2 m_{\psi(3770)}^2 r_{\mp}^3,$$

$$\text{Im}g_2(\psi(3770) \rightarrow \rho^+\rho^-) \simeq -4g_{\rho DD}^2 r_{\mp}^3, \quad (4)$$

$$\text{Im}G(\psi(3770) \rightarrow \rho^+\rho^-) \simeq g_{D^*D\rho}^2 r_{\mp}^3,$$

где  $g_1, g_2, G$  - линейные комбинации инвариантных амплитуд распада  $\psi(3770) \rightarrow \rho^+\rho^-$ , входящие в выражение для ширины

$$\Gamma(\psi(3770) \rightarrow \rho^+\rho^-) = \frac{q_{\rho}^3}{24\pi m_{\psi(3770)}^2} \left\{ 3|g_1|^2 + 8|g_2|^2 \frac{m_{\psi(3770)}^2}{m_{\rho}^2} + \right. \\ \left. \left\{ |G|^2 q_{\rho}^4 + \left[ g_1 \left( g_2 \frac{m_{\psi(3770)}}{m_{\rho}} + G q_{\rho}^2 \right)^* + 2G q_{\rho}^2 g_2^* \frac{m_{\psi(3770)}}{m_{\rho}} + \text{cc} \right] \right\} \right\}. \quad (5)$$

$$r_{\mp} = \frac{g\psi(3770)DD}{6\pi m_{\psi(3770)}^3} (q_{D^+}^3 \mp q_{D^0}^3). \quad (6)$$

Верхний (нижний) знак относится к изоспину  $I = 0 (I = 1)$   $\psi(3770)$  мезона. Для конечных состояний  $K\bar{K}$ ,  $K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$ ,  $K^*\bar{K}^*$  дает вклад только одна зарядовая комбинация  $DD$ , поэтому надо взять вместо  $r_{\mp}$  величину  $\frac{1}{2}r_{\mp}$ . Формулы для случая  $\Upsilon(4S)$  получаются путем очевидных переобозначений.

Поглощение в промежуточном состоянии рис.2 отсутствует, поскольку энергии пороговые. Разумный учет поглощения в конечном состоянии приводит к фактору  $1/2$  в выражении для каждой из амплитуд, подробности смотри в <sup>6</sup>.

Пока трудно сказать какова величина формфактора  $F = \exp[-R^2(t+m_D^2 \cdot (B^*))]$  в амплитудах реакций  $D\bar{D}(B\bar{B}) \rightarrow PP, VP, V\bar{V}$ , см. рис.2. Естественно было бы выбрать ее с радиусом  $R$ , определяемым положением ближайшего двухчастичного состояния. Тогда при околороговых энергиях  $F \simeq 1/e = 1/2.72\dots$

Мода	$\psi(3770)$	$\Upsilon(4S)$
$\pi^+\pi^-$	$2 \cdot 10^{-6} (7 \cdot 10^{-5})$	$8 \cdot 10^{-8} (6 \cdot 10^{-6})$
$K\bar{K}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$
$\omega\pi^0$	$2 \cdot 10^{-5} (7 \cdot 10^{-4})$	$5 \cdot 10^{-6} (4 \cdot 10^{-4})$
$\omega\eta$	$3 \cdot 10^{-4} (1 \cdot 10^{-5})$	$3 \cdot 10^{-4} (4 \cdot 10^{-6})$
$\omega\eta'$	$1 \cdot 10^{-4} (7 \cdot 10^{-6})$	$2 \cdot 10^{-4} (2 \cdot 10^{-6})$
$\rho\pi'$	$2 \cdot 10^{-3} (7 \cdot 10^{-5})$	$1 \cdot 10^{-3} (2 \cdot 10^{-5})$
$\rho\eta$	$1 \cdot 10^{-5} (3 \cdot 10^{-4})$	$4 \cdot 10^{-6} (3 \cdot 10^{-4})$
$\rho\eta'$	$7 \cdot 10^{-6} (1 \cdot 10^{-4})$	$2 \cdot 10^{-6} (2 \cdot 10^{-4})$
$K^*\bar{K} + cc$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
$\rho^+\rho^-$	$3 \cdot 10^{-5} (1 \cdot 10^{-3})$	$1 \cdot 10^{-4} (8 \cdot 10^{-3})$
$K^*\bar{K}^*$	$7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$3g$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$

$$\Sigma = 4 \cdot 10^{-3} (3 \cdot 10^{-3}) \quad \Sigma = 5 \cdot 10^{-3} (13 \cdot 10^{-3})$$

Цифры без скобок (в скобках) относятся к изоспину распадающегося состояния  $I = 0$ , имеющего место в  $Q\bar{Q}$  модели ( $I = 1$ , возможного в случае  $DD$ - или  $B\bar{B}$ -молекулы)

Наши результаты приведены в таблице; при этом была использована кварковая модель для того чтобы получить неизвестные константы связи:  $g_{D^*D\pi^0} \simeq g_{K^*K\pi^0}$  и т.д. Массы  $B$ -мезонов взяты из <sup>7</sup>. Отметим, что ввиду (6) зависимость рассчитанных ширин от массы  $B$ -мезонов является очень сильной.

Обратим внимание на моду  $\Upsilon(4S) \rightarrow \rho^+\rho^-$ . Даже в случае  $(b\bar{b})$  кваркония она имеет значительную вероятность, сравнимую с 3-глюонной. В случае же  $\Upsilon(4S) = B\bar{B}$  молекула с  $I = 1$ , интенсивность  $\rho^+\rho^-$  распада  $\Upsilon(4S)$  особенно велика и может служить средством экспериментальной проверки гипотезы  $B\bar{B}$ -молекулы.

3. Сравнение наших предсказаний с будущими экспериментами на  $B$ - и  $C$ -фабриках позволит получить прежде всего информацию о формфакторах обменов с открытым шармом и прелестью. Можно будет также судить о справедливости наивной кварковой модели для мезонов с открытым шармом и прелестью. Наконец, возможно и определение изоспина  $\psi(3770)$  и  $\Upsilon(10580)$ .

1. **Achasov N.N., Kozhevnikov A.A. Phys. Lett., 1989, B233, 474.**
2. **Achasov N.N., Kozhevnikov A.A. Inst. Math. TF-15(177), Preprint, Novosibirsk, 1990.**
3. **Achasov N.N. et al. Preprint Inst. Nucl. Phys., 89-115, Novosibirsk, 1989.**
4. **Jouset J. et al. Phys. Rev., 1990, D41, 1389.**
5. **Blinov A.E. et al. Preprint Inst. Nucl. Phys. 90-44. Novosibirsk, 1990.**
6. **Achasov N.N., Kozhevnikov A.A. Preprint Inst. Math. TF-25(180), Novosibirsk, 1990.**
7. **Aguilar-Benitez et al. Particle Data Group, Phys. Lett., 1990, B239, 1.**