Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 8, стр. 497 – 499 *20 апреля 1975 г.*

К ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ МОДЕЛЕЙ НАРУШЕНИЯ $SU(3)$-СИММЕТРИИ В РЕАКЦИЯХ $e^+e^- \to 3\pi$ И $e^+e^- \to \pi^\circ\gamma$

Н.Н.Ачасов, А.А.Кожевников, Г.Н.Шестаков

Показано, что модель, "смешивания масс" предсказывает минимум в сечениях реакций $e^+e^- \to 3\pi$ и $e^+e^- \to \pi^\circ\gamma$ после ϕ-резонанса, а модель "смешивания токов" до ϕ-резонанса.

1. В ближайшее время экспериментально будет изучена интерференция ω- и ϕ-вкладов в реакцию $e^+e^- \to 3\pi$ вблизи ϕ-резонанса [1].

О чем может рассказать нам знак этой интерференции? Насколько нам известно этот вопрос в литературе не рассматривался. Поэтому в настоящей статье мы хотим обратить внимание на то, что знак $\omega - \phi$ интерференции, определяющий положение минимума в сечении реакции $e^+e^- \to 3\pi$, является эффективным средством отбора моделей нарушения $SU(3)$-симметрии.

Мы покажем, что

а)модель "смешивания масс" [2 – 4] предсказывает минимум после ϕ-резонанса.

б) модель "смешивания токов" [3,4] предсказывает минимум до ϕ-резонанса.

Эти выводы верны в случае, если ϕ-мезон связан с частицами, не содержащими странных кварков, в основном за счет незначительного отклонения угла $\omega - \phi$ смешивания от "идеального" (кваркового) значения [5].

2. Сечение реакции $e^+e^- \to 3\pi$ с учетом вкладов ω- и ϕ- резонансов имеет вид

$$\sigma(s) \sim \left| \frac{g_{\omega\rho\pi}}{f_\omega} \frac{m_\omega^2}{s - m_\omega^2} + \frac{g_{\phi\rho\pi}}{f_\phi} \frac{m_\phi^2}{s - m_\phi^2} \right|^2 . \tag{1}$$

f_v – константы $\gamma \leftrightarrow V$ переходов ($V = \omega, \phi, \rho$). Для вершин $\phi \to 3\pi$ и $\omega \to 3\pi$ мы используем без потери общности модель Гелл-Манна, Шарпа и Вагнера [6]. Из (1) видно, что положение минимума в $\sigma(s)$ относительно ϕ-резонанса определяется знаком отношения констант [7]

$$R = f_\omega g_{\phi\rho\pi} \Big/ f_\phi g_{\omega\rho\pi} . \tag{2}$$

Для $VV\pi$-взаимодействия мы предположим, что справедлива "нонетная симметрия" [2, 5]. Это предположение выполняется, например, в "наивной" кварковой модели [8] и позволяет связать константы $g_{\phi\rho\pi}$ и $g_{\omega\rho\pi}$ [5, 8].

В модели смешивания масс:

$$g_{\phi\rho\pi} = g_{\omega\rho\pi}\,\mathrm{tg}(\theta - \theta_q). \tag{3}$$

θ_q – идеальный угол $\omega - \phi$ смешивания: $\sin^2\theta_q = 1/3$, $|\theta_q| = 35{,}3°$. Угол θ определяется из феноменологической массовой формулы Гелл-Манна, Окубо, которую можно представить в виде

$$\sin^2\theta_q = \frac{1}{3}\left(1 - \frac{m_\omega^2 - m_\rho^2}{m_\phi^2 - m_\omega^2} + 2\frac{m_\phi^2 + m_\omega^2 - 2m_{k^*}^2}{m_\phi^2 - m_\omega^2}\right). \tag{4}$$

Экспериментальные значения масс дают $|\theta| \approx 40°$. Константы f_ω и f_ϕ также связаны через угол $\omega - \phi$-смешивания. В данном случае [4] $f_\omega/f_\phi = -\,\mathrm{ctg}\,\theta$. Таким образом отношение (2) приобретает вид

$$R = -\,\mathrm{ctg}\,\theta\,\mathrm{tg}(\theta - \theta_q), \tag{5}$$

$$|\theta| - |\theta_q| \approx 5°, \tag{6}$$

что соответствует величине $R \approx -0{,}1$ и минимуму в $\sigma(s)$ после ϕ-резонанса при $\sqrt{s} - m_\phi \approx 40$ *Мэв*.

Из феноменологических массовых формул нельзя определить знак угла θ, см. (4). Однако формула (5) не зависит от произвола в его выборе.

В модели смешивания токов:

$$g_{\phi\rho\pi} = \frac{m_\phi}{m_\omega}\,g_{\omega\rho\pi}\,\mathrm{tg}(\theta - \theta_q), \quad f_\omega/f_\phi = -\frac{m_\omega}{m_\phi}\,\mathrm{ctg}\,\theta. \tag{7}$$

Поэтому формула (5) по-прежнему справедлива. Однако угол θ теперь нужно находить из (4) заменив все m_i^2 на m_i^{-2}. Тогда $|\theta|$ оказывается $\approx 29{,}5°$, а

$$|\theta| - |\theta_q| \approx -6°, \tag{8}$$

что приводит к минимуму в $\sigma(s)$ до ϕ-резонанса при $\sqrt{s} - m_\phi \approx -50$ *Мэв*; $R \approx 0{,}18$.

Подчеркнем, что знаки разностей (6) и (8), из которых следуют наши выводы, хорошо определены. В этом можно убедиться из массовых формул (4) и (4) с заменой $m_i^2 \to m_i^{-2}$.

Все изложенное выше очевидно относится и к реакции $e^+e^- \to \pi^0\gamma$. Единственное отличие от реакции $e^+e^- \to 3\pi$ состоит в том, что здесь наряду с вкладами ω- и ϕ-мезонов имеется еще вклад ρ-мезона. Его величина в рамках модели векторной доминантности равна величине ω-вклада. Поэтому минимум в реакции $e^+e^- \to \pi^0\gamma$ следует ожидать примерно в два раза ближе к ϕ-резонансу, чем в реакции $e^+e^- \to 3\pi$.

Некоторые подробности, обсуждение предсказаний других возможных вариантов нарушения $SU(3)$ [4, 9] и сравнение величины $|g_{\phi\rho\pi}/g_{\omega\rho\pi}| = |g_{\phi\pi\gamma}/g_{\omega\pi\gamma}|$ с данными о распадах ϕ и ω в 3π и $\pi^0\gamma$ изложены в работе [10]

Один из авторов (Г.Н.Ш.) искренне благодарен В.Е.Балакину, Л.М.Баркову, В.П.Смахтину, Е.П.Солодову и С.И.Эйдельману за обсуждения.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
3 марта 1975 г.

Литература

[1] A.Quenzer. Proceedings of the Eight Recontre de Moriond on El. and Weak Int., p. 125, March 4–16, 1973, France; V.A.Sidorov. Report presented at the Session USSR Academy of Sciences, September, 1972.

[2] S.Okubo. Phys. Lett., 5, 165, 1963; S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 11, 48, 1963; J.J.Sakurai. Phys. Rev., 132, 434, 1963.

[3] S.Coleman, H.J.Schnitzer. Phys. Rev. 134B, 863, 1964.

[4] N.M.Kroll, T.D.Lee, B.Zumino. Phys. Rev., 157, 1376, 1967.

[5] S.L.Glashow, R.H.Sokolow. Phys. Rev. Lett., 15, 329, 1965.

[6] M.Gell-Mann, D.Sharp, W.Wagner. Phys. Rev. Lett., 8, 261, 1962.

[7] F.M.Renard. Nucl. Phys., B82, 1, 1974.

[8] G.Alexander, H.J.Lipkin, F.Scheck. Phys. Rev. Lett., 17, 412, 1966; M.Gourdin. Proceedings of the Eleventh Session of the Scottish Univ. Summer School in Physics, 1970, on Hadronic Int of. El. and Ph., p. 395.

[9] I.Kimel. Phys. Rev., D3, 2048, 1971.

[10] N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, G.N.Shestakov. Inst. of Mathematics preprint TP-81, 1974.