

О ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $\phi \rightarrow 2\pi$

Н.М.Буднев, С.И.Политыко

В рамках унитарной модели получена оценка вероятности распада $\phi \rightarrow 2\pi$; $B(\phi \rightarrow 2\pi) = (2,063 \pm 0,41) \cdot 10^{-4}$.

Возросшая светимость современных ускорителей со встречными e^+e^- -пучками позволяет выполнить ряд тонких экспериментов по изучению свойств векторных мезонов. Одним из таких экспериментов является поиск распада $\phi \rightarrow 2\pi$. Малая вероятность этого распада обусловлена тем, что сильный переход $\phi \rightarrow 2\pi$ запрещен сохранением G -четности, и он возможен только за счет электромагнитных процессов. Возможности его наблюдения по интерференции в формфакторе пиона в области $\sqrt{s} \approx m_\phi$ и посвящена настоящая статья.

В последних экспериментах [1], выполненных в ИЯФ СО АН СССР получена верхняя граница для относительной вероятности распада

$$B(\phi \rightarrow 2\pi) \leq 6,6 \cdot 10^{-4}.$$

Заметим, что обработка всей накопленной на ВЭПП-2М статистики [2] позволит значительно улучшить точность этого результата (накопленный интеграл светимости на порядок превышает статистику эксперимента [1]).

Матричный элемент перехода $\gamma \rightarrow \pi\pi$ в области ϕ -мезона можно представить в виде

$$\langle \pi\pi | J_\mu | 0 \rangle = i \left(F_\pi + e^{i\delta} \frac{1}{s - m_\phi^2 + i\Gamma_\phi m_\phi} M(\phi \rightarrow 2\pi) \right) (k_1 - k_2)_\mu. \quad (1)$$

Амплитуда распада $M(\phi \rightarrow 2\pi)$ оценивалась ранее в модели векторной доминантности [3]. Однако, в связи с увеличением точности эксперимента, необходимо более аккуратное обсуждение этого распада.

Основной механизм перехода $\phi \rightarrow 2\pi$ изображен на диаграмме 1, а.

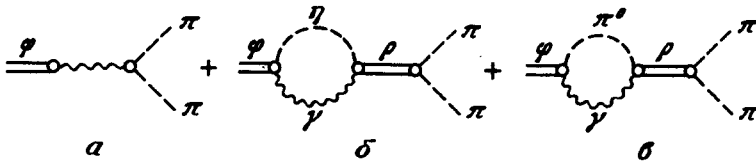


Рис. 1

Соответствующая ей амплитуда

$$M = -i \frac{4\pi a}{s} F_\pi(s) \frac{m_\phi^2}{g_\phi} \frac{\epsilon_\mu(k_1 - k_2)_\mu}{s - m_\phi^2 + i\Gamma_\phi m_\phi}. \quad (2)$$

При оценке величины $B(\phi \rightarrow 2\pi)$ следующей из (2), в отличие от [3] мы пользовались непосредственно экспериментальными данными, а не конкретными моделями. Так, в этой области уже велик вклад неупругих каналов в формфактор пиона и его экспериментальное значение [1]

$$|F_\pi(m_\phi^2)|^2 = 2,6 \pm 0,2,$$

что в 1,5 раза больше, чем в модели векторной доминантности. С учетом этого обстоятельства из (2) следует

$$B(\phi \rightarrow 2\pi) = (1,98 \pm 0,38) \cdot 10^{-4}. \quad (3)$$

Наибольшую поправку к этому результату можно ожидать от процессов б и в на рис. 1. Оценим ее на основе условия унитарности. Прежде всего, амплитуды 1, б и 1, в пропорциональны произведениям констант связи $g_{\phi\eta\gamma}g_{\rho\eta\gamma}$ и $g_{\phi\pi^0\gamma}g_{\rho\pi^0\gamma}$ соответственно. Величины этих констант определяются ширинами радиационных распадов векторных мезонов

$$\Gamma(v \rightarrow p\gamma) = \frac{g_{vp\gamma}^2}{4\pi} \frac{m_v^2}{24} \left(1 - \frac{m_p^2}{m_v^2}\right)^3. \quad (4)$$

Пользуясь экспериментальными значениями ширин [4], получаем

$$\begin{aligned} g_{\phi\eta\gamma}^2/4\pi &= (0,41 \pm 0,05) \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-2}; & g_{\phi\pi^0\gamma}^2/4\pi &= (1,37 \pm 0,49) \cdot 10^{-4} \text{ ГэВ}^{-2}; \\ g_{\rho\eta\gamma}^2/4\pi &= (2,33 \pm 0,58) \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-2}; & g_{\rho\pi^0\gamma}^2/4\pi &= (2,08 \pm 0,6) \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^{-2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Следовательно, вклад в амплитуду распада $\phi \rightarrow 2\pi$, связанный с диаграммой 1, в, пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от диаграммы 1, б. Амплитуда последней

$$M = +i \frac{4\pi a}{s} \frac{m}{g_\phi} \frac{g_{\rho\pi\pi} (m_\rho m_\phi)^{3/2} \epsilon_\mu g_{\mu\nu} \Pi_0(k_1 - k_2)_\nu}{(s - m_\phi^2 + i\Gamma_\phi m_\phi)(s - m_\rho^2 + i\Gamma_\rho m_\rho)}, \quad (6)$$

где

$$\Pi_0 = \text{Re}\Pi_0 - i\text{Im}\Pi_0 = i \frac{2}{3} \frac{g\phi\eta\gamma g\rho\eta\gamma}{(m_\rho m_\phi)^{3/2}} \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k(k^2 q^2 - (kq)^2)}{(k^2 + i\epsilon)((q-k)^2 - m_\eta^2 + i\epsilon)}.$$

Мнимую часть Π_0 легко вычислить (7)

$$\text{Im}\Pi_0 = (\Gamma(\phi \rightarrow \eta\gamma)\Gamma(\rho \rightarrow \eta\gamma))^{1/2} \frac{1}{s} \left(\frac{s - m_\eta^2}{m_\rho^2 - m_\eta^2} \right)^{3/2} \left(\frac{s - m_\eta^2}{m_\phi^2 - m_\eta^2} \right)^{3/2}. \quad (8)$$

Связанный с ней вклад в относительную вероятность распада $\phi \rightarrow 2\pi$

$$B(\phi \rightarrow 2\pi) = (0,073 \pm 0,38) \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

К сожалению, невозможно безмодельное вычисление $\text{Re}\Pi_0$. Например, если пользоваться для этого дисперсионными соотношениями, то надо привлекать дополнительные соображения для определения констант вычитания. Однако, маловероятно, чтобы $\text{Re}\Pi_0$ была много больше $\text{Im}\Pi_0$, поэтому можно надеяться, что ее учет не приведет к существенному изменению оценки $B(\phi \rightarrow 2\pi)$.

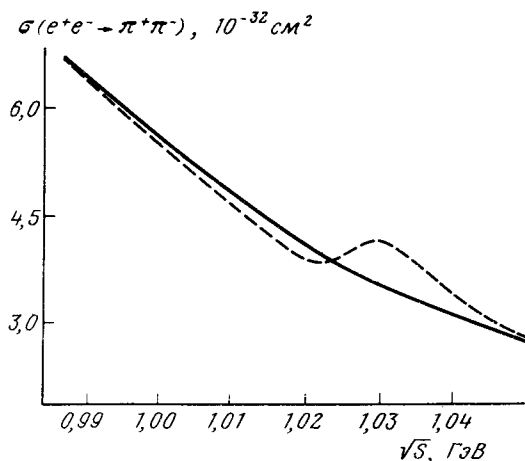


Рис. 2

Таким образом, можно сказать, что (9) является оценкой снизу величины $B(\phi \rightarrow 2\pi)$, однако наиболее вероятным является значение (3).

Интерференция канала $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow 2\pi$ в формфакторе пиона видна из рис. 2. Сплошная линия соответствует аппроксимации экспериментальных данных по $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ в широкой области \sqrt{s} , не учитывающей связи с ϕ -мезоном; пунктирная линия – сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ с учетом связи с ϕ -мезоном.

В заключение авторы благодарят В.М.Буднева за полезные обсуждения и Ю.В.Парфенова за внимание к работе.

Иркутский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
26 января 1979 г.

Литература

- [1] А.Д.Букин и др. ЯФ, 27, 976, 1978.
 - [2] Л.М.Курдадзе. Доклад на совещании "Структура и взаимодействия частиц при низких энергиях", Иркутск, 1978.
 - [3] Y. Renard. Phys. Lett., 44B, 289, 1973.
 - [4] Data Particle Group. Phys. Lett., 75B, 1, 1978.
-