Теоретические формулы функций, используемых при аппроксимации резонансов

П.А. Лукин

22 августа 2002 г.

1 Теоретические сечения

Теоретические сечения процессов $e^+e^- \to K^+K^-$, $K^0_LK^0_S$, $\pi^+\pi^-\pi^0$ записываются в рамках модели векторной доминантности следующим образом [1, 2]:

$$\begin{aligned}
\sigma_{K^+K^-}(s) &= \frac{8\pi\alpha}{3s^{5/2}}Q^3_{K^+K^-}(s)\cdot \\
&\left|\frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K^+K^-}}{D_\phi(s)}e^{\imath\phi_{K\bar{K}}} - \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K^+K^-}}{D_\omega(s)} - \frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K^+K^-}}{D_\rho(s)}\right|^2 \qquad (1)\\
\sigma_{K^0_LK^0_S}(s) &= \frac{8\pi\alpha}{3s^{5/2}}Q^3_{K^0_LK^0_S}(s)\cdot \\
&\left|\frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K^0_LK^0_S}}{D_\phi(s)}e^{\imath\phi_{K\bar{K}}} - \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K^0_LK^0_S}}{D_\omega(s)} + \frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K^0_LK^0_S}}{D_\rho(s)}\right|^2 \qquad (2)\\
\sigma_{3\pi}(s) &= \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}}W(s)\cdot\left|\frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi\rho\pi}}{D_\phi(s)}e^{\imath\chi_{\phi-\omega}} + \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega\rho\pi}}{D_\omega(s)}\right|^2, \text{ где} \qquad (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
D_V &= m_V^2 - s + \imath\sqrt{s}\Gamma_V(s), \qquad (4)\\
\Gamma_V(s) &= \Gamma(V\to 3\pi, s) + \Gamma(V\to\eta\gamma, s) + \Gamma(V\to\pi^0\gamma, s) + \\
&+ \Gamma(V\to\pi^+\pi^-, s) + \Gamma(V\to K^+K^-, s) + \Gamma(V\to K^0_LK^0_S, s). \qquad (5)
\end{aligned}$$

Здесь V — векторный мезон ρ, ω, ϕ; $Q_{K^+K^-}(s), Q_{K^0_LK^0_S}(s)$ — импульсы каонов, $W(s)$ — множитель, учитывающий фазовый объем и $\rho\pi$ промежуточное состояние [1, 2], $\chi_{\phi-\omega}$ — фаза $\phi-\omega$ интерференции, $\phi_{K\bar{K}}$ – фаза

интерференции ϕ и ρ мезонов в $K\bar{K}$ канале, равная 180^o в наивной кварковой модели.

Парциальные ширины распадов в зависимости от энергии описываются в виде:

$$\Gamma(V \to 3\pi, s) = \frac{|g_{V\rho\pi}|^2}{4\pi} W(s), \quad (6)$$

$$\Gamma(V \to PP, s) = \frac{|g_{VPP}|^2}{6\pi s} Q^3_{PP}(s), \quad (7)$$

$$\Gamma(V \to P\gamma, s) = \frac{1}{3}|g_{VP\gamma}|^2 Q^3_{P\gamma}(s), \quad (8)$$

где P — псевдоскалярный мезон π, η, K.

Вышеупомянутые константы связи связаны с вероятностями соответствующих распадов согласно:

$$|g_{V\gamma}| = \left[\frac{3m_V^3 \Gamma_V^0 B(V \to e^+e^-)}{4\pi\alpha}\right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$|g_{VP\gamma}| = \left[\frac{3\Gamma_V^0 B(V \to P\gamma)}{Q^3_{P\gamma}(m_V^2)}\right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$|g_{V\rho\pi}| = \left[\frac{4\pi\Gamma_V^0 B(V \to \rho\pi)}{W(m_\phi^2}\right]^{1/2}, \quad (11)$$

$$|g_{VPP}| = \left[\frac{6\pi m_V^2 \Gamma_V^0 B(V \to PP)}{Q^3_{PP}(m_V^2)}\right]^{1/2}, \quad (12)$$

$$|q_{\omega(\rho)K^+K^-}| = \frac{1}{\sqrt{2}}|g_{\phi K^+K^-}|, \quad (13)$$

$$|q_{\omega(\rho)K_L^0K_S^0}| = \frac{1}{\sqrt{2}}|g_{\phi K_L^0 K_S^0}|. \quad (14)$$

Здесь $\Gamma_V^0 = \Gamma_V(m_V^2)$.

Для учета кулоновского взаимодействия заряженных каонов в конечном состоянии в константу связи вводится формфактор: $g_{\phi K^+K^-} \to g_{\phi K^+K^-} \cdot \sqrt{Z(s)/Z(m_\phi^2)}$, где $Z(s)$ [3]:

$$Z(s) = 1 + \alpha\pi\frac{1+v^2}{2\cdot v},$$

$$v = \left(1 - \frac{4m^2_{K^\pm}}{s}\right)^{1/2}.$$

Для аппроксимации экспериментальных данных формулы для сечений представлялись в виде:

$$\begin{aligned}
\sigma_{K^+K^-}(s) &= \frac{1}{s^{5/2}}\frac{Q^3_{K^+K^-}(s)}{Q^3_{K^+K^-}(m^2_\phi)}\cdot \\
&\left|\frac{\Gamma_\phi m^3_\phi\sqrt{\sigma(\phi\to K^+K^-)m_\phi}}{D_\phi(s)}e^{\imath\phi_{K\bar K}} - \right. \\
&- \frac{\sqrt{\Gamma_\phi\Gamma_\omega m^3_\omega m^3_\phi 6\pi B(\omega\to e^+e^-)B(\phi\to K^+K^-)}}{D_{\omega(s)}} - \\
&\left.- \frac{\sqrt{\Gamma_\phi\Gamma_\rho m^3_\rho m^3_\phi 6\pi B(\rho\to e^+e^-)B(\phi\to K^+K^-)}}{D_\rho(s)}\right|^2, \qquad (15)\\
\sigma_{K^0_LK^0_S}(s) &= \frac{1}{s^{5/2}}\frac{Q^3_{K^0_LK^0_S}(s)}{Q^3_{K^0_LK^0_S}(m^2_\phi)}\cdot \\
&\left|\frac{\Gamma_\phi m^3_\phi\sqrt{\sigma(\phi\to K^0_LK^0_S)m_\phi}}{D_\phi(s)}e^{\imath\phi_{K\bar K}} - \right. \\
&- \frac{\sqrt{\Gamma_\phi\Gamma_\omega m^3_\omega m^3_\phi 6\pi B(\omega\to e^+e^-)B(\phi\to K^0_LK^0_S)}}{D_{\omega(s)}} + \\
&\left.+ \frac{\sqrt{\Gamma_\phi\Gamma_\rho m^3_\rho m^3_\phi 6\pi B(\rho\to e^+e^-)B(\phi\to K^0_LK^0_S)}}{D_\rho(s)}\right|^2, \qquad (16)\\
\sigma_{3\pi}(s) &= \frac{1}{s^{3/2}}\frac{W(s)}{W(m^2_\phi)}\cdot \\
&\left|\frac{\Gamma_\phi m^2_\phi\sqrt{\sigma(\phi\to 3\pi)m_\phi}}{D_\phi(s)}e^{\imath\chi_{\phi-\omega}} + \right. \\
&\left.+ \sqrt{\frac{W(m^2_\phi)}{W(m^2_\omega)}}\frac{\Gamma_\omega m^2_\omega\sqrt{\sigma(\omega\to 3\pi)m_\omega}}{D_\omega(s)}\right|^2, \text{ где} \qquad (17)\\
\sigma(V\to X) &= \frac{12\pi B(V\to e^+e^-)\cdot B(V\to X)}{m^2_V}. \qquad (18)
\end{aligned}$$

2 Для практического использования

Файлы с FORTRAN кодами вышеприведенных функции сечений доступны со всех машин CMD-2 Linux-кластера в директории

```
/home/lukinp/examples/Phitokc.f
/home/lukinp/examples/Phitok0.f
/home/lukinp/examples/Phito3pi.f
```

Входным параметром для этих функций является энергия в системе центра масс (в МэВ), а параметрами аппроксимации являются сечение в пике для данного процесса (в нб, 1 параметр), масса ϕ резонанса минус 1000.0 (в МэВ, 2 параметр) и полная ширина ϕ мезона (в МэВ, 3 параметр).

FORTRAN код функции W(s) был предоставлен А.С. Поповым и Д.А. Горбачевым, которые тщательно протестировали данную функцию. Файл с текстом данной функции находится в директории

```
/home/lukinp/examples/fas_aspo.f
```

Входным параметром функции является энергия в системе центра масс (в ГэВ).

Список литературы

[1] Н.Н. Ачасов *и др.,* ЯФ т.54, вып. 4(10), 1991, с.1097 – 1108

[2] N.N. Achasov *et al.,* Int. J. of Mod. Phys. A, 1992, vol. 7, No. 14, p 2187 – 3201

[3] E. Cremmer and M. Gourdin, Nucl. Phys. B9 (1969), p. 451 – 459.