

## DECAIMENTO FORTE DE MÉSONS HÍBRIDOS

ATAEL MATOS MACHADO <sup>1</sup>; DANIEL TAVARES DA SILVA <sup>2</sup>; MÁRIO LUIZ  
LOPES DA SILVA <sup>3</sup>

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas – ataelmachado@live.com

<sup>2</sup>Universidade Federal de Pelotas – neodts@gmail.com

<sup>3</sup>Universidade Federal de Pelotas – mllsilva@gmail.com

### 1. INTRODUÇÃO

Nos últimos anos inúmeras novas partículas vêm sendo descobertas em experimentos ao redor do mundo TANABASHI et al. (2016). Muitas destas partículas, ainda não foram completamente caracterizadas, e este fato motiva o desenvolvimento de modelos teóricos capazes de as descrever. Dentre as partículas que ainda necessitam de uma compreensão maior, estão aquelas que tem números quânticos que não são acessíveis para mésons, como por exemplo, o  $\pi_1(1400)$  e o  $\pi_1(1600)$ , com números quânticos  $1^{-+}$ .

Uma forma de se estudar a estrutura dos hádrons é a partir de suas taxas de decaimento. Em médias energias essas taxas podem ser obtidas através de modelos de quarks ou glúons constituintes inspirado na QCD. Estes modelos são bastante utilizados devido ao fato de que, mesmo em baixas e médias energias, os hádrons não podem ser considerados como partículas fundamentais, devendo ser descritos em termos de seus constituintes.

O principal objetivo deste trabalho é fornecer evidências que possam ajudar na busca por estados exóticos, chamados mésons híbridos. Para tanto, a partir do modelo de glúons constituintes, calculamos as taxas de decaimento destes exóticos em dois mésons, que poderão ser comparados a resultados experimentais e com isso teremos indícios sobre a existência de mésons híbridos.

Em baixas excitações do momento angular, estados híbridos podem ser considerados em dois modos diferentes: O modo quark excitado (QE) com  $l_{qq} = 1$  e  $l_g = 0$  e o modo glúon excitado (GE), com  $l_{qq} = 0$  e  $l_g = 1$ . Isto nos leva a uma regra para o decaimento destes mésons exóticos, onde híbridos com modo QE decaem em dois mésons de onda S e híbridos com modo GE decaem em um méson de onda S e outro de onda P (IDDIR; SEMLALA (2008).

### 2. METODOLOGIA

O modelo de glúon constituinte é estabelecido no domínio do calibre de Coulomb através do Hamiltoniano de interação da QCD (SWANSON; SZCZEPANIAK (1998) dada por

$$H = g \int d^3x \psi^\dagger(x) \gamma^0 \gamma^i A_i^a(\vec{x}) \frac{\lambda^a}{2} \psi(\vec{x}) \quad (1)$$

onde  $\Psi(x)$  corresponde aos campos de quarks,

$$\psi(\vec{x}) = \sum_s \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [u(\vec{k},s)q(\vec{k},s) + v(-\vec{k},s)\bar{q}^\dagger(-\vec{k},s)] e^{i\vec{k}\vec{x}} \quad (2)$$

e  $A_i^a(x)$  aos campos de glúons,

$$A_i^a(\vec{x}) = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2w_{\vec{k}}}} \epsilon_i^a(\vec{k}, \lambda) [a_i^a(\vec{k}) + a_i^{a\dagger}(-\vec{k})] e^{i\vec{k}\vec{x}} \quad (3)$$

Adicionando a eq. (2) e (3) na Eq. (1) e com algumas manipulações algébricas, obtemos o hamiltoniano microscópico que descreve o acoplamento de quarks e glúons em função do potencial de criação de pares,

$$H = V_{\mu\nu\sigma} q_{\mu}^{\dagger} \bar{q}_{\nu}^{\dagger} g_{\sigma} \quad (4)$$

onde

$$V_{\mu\nu\sigma} = \frac{g}{(2\pi)^6} \sum_{s_{\mu}, s_{\nu}, \lambda} \int d^3p_{\mu} d^3p_{\nu} d^3p_{\sigma} \sigma_{\mu\nu}^i \epsilon_i^{\sigma}(\lambda) \times \frac{\lambda_{c_{\mu}c_{\nu}}^g}{2\sqrt{2w_{\vec{p}_{\sigma}}}} \delta(\vec{p}_{\mu} + \vec{p}_{\nu} - \vec{p}_{\sigma}). \quad (5)$$

O decaimento do méson híbrido ocorre quando o glúon quebra em um par quark-antiquark, representado pelo potencial da Eq. (5). Dois diagramas contribuem para o decaimento do méson híbrido em dois mésons IDDIR; SAFIR (2001), como representado na Figura 1. Com amplitude de decaimento dada por

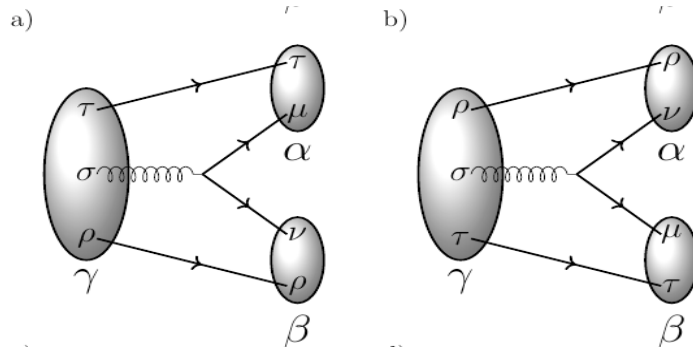


Figura 1

$$\langle f | H | i \rangle = - \left( \phi_{\alpha}^{*\mu\tau} \phi_{\beta}^{*\rho\nu} + \phi_{\alpha}^{*\rho\nu} \phi_{\beta}^{*\mu\tau} \right) \phi_{\gamma}^{\rho\tau\sigma} V_{\mu\nu\sigma}. \quad (6)$$

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As funções de ondas são do tipo Gaussianas,  $\exp(-p^2/2b)$  onde  $b$  é a largura da Gaussiana IDDIR; SEMSALA (2004). Nomeando  $d_1$  e  $d_2$  como as amplitudes de decaimento da eq. (6), podemos, de uma maneira direta, calcular a amplitude de decaimento do , em que as partículas envolvidas no processo tem  $l = 0$  e  $l = 1$ , tal que

$$d_1^e = -\frac{g}{(2\pi^6)} \int d^3q \frac{1}{\sqrt{2|\vec{q}|}} \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\pi^{\frac{7}{4}} b_1^{\frac{11}{2}}}\right) \left(\frac{1}{\pi^{\frac{3}{4}} b_2^{\frac{3}{2}}}\right) \left(\frac{2\pi b_1^2}{3}\right) \\ \times Y_{1,1}(\Omega_{2\vec{P}-\vec{q}+2\vec{k}}) \left(\frac{2\vec{P}}{3} - \frac{\vec{q}}{3}\right) e^{-\frac{(11b_2^2+3b_1^2)}{24b_1^2b_2^2}q^2 + \frac{\vec{P}\vec{q}}{3b_1^2} - \frac{P^2}{12b_1^2}} \quad (7)$$

$$d_2^e = -\frac{g}{(2\pi^6)} \int d^3q \frac{1}{\sqrt{2|\vec{q}|}} \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\pi^{\frac{7}{4}} b_1^{\frac{11}{2}}}\right) \left(\frac{1}{\pi^{\frac{3}{4}} b_2^{\frac{3}{2}}}\right) \left(\frac{2\pi b_1^2}{3}\right) \\ \times Y_{1,1}(\Omega_{2\vec{P}-\vec{q}+2\vec{k}}) \left(\frac{2\vec{P}}{3} - \frac{\vec{q}}{3}\right) e^{-\frac{(11b_2^2+3b_1^2)}{24b_1^2b_2^2}q^2 + \frac{\vec{P}\vec{q}}{3b_1^2} - \frac{P^2}{12b_1^2}} \quad (8)$$

onde os parâmetros  $b_1$  e  $b_2$  representam às larguras das Gaussianas correspondentes aos campos de quarks e glúons respectivamente.

Atribuindo o fator de cor  $2/3$ , de sabor  $1/(12)^{1/2}$ , de spin  $2^{1/2}/2$  e somando (7) e (8), encontramos

$$h_{fi} = -\frac{g}{(2\pi^6)} \int d^3q \frac{1}{\sqrt{2|\vec{q}|}} \left(\frac{2}{3^2}\right) \left(\frac{1}{\pi^{\frac{7}{4}} b_1^{\frac{11}{2}}}\right) \left(\frac{1}{\pi^{\frac{3}{4}} b_2^{\frac{3}{2}}}\right) \left(\frac{2\pi b_1^2}{3}\right) \\ \times Y_{1,1}(\Omega_{2\vec{P}-\vec{q}+2\vec{k}}) \left(\frac{2\vec{P}}{3} - \frac{\vec{q}}{3}\right) e^{-\frac{(11b_2^2+3b_1^2)}{24b_1^2b_2^2}q^2 + \frac{\vec{P}\vec{q}}{3b_1^2} - \frac{P^2}{12b_1^2}} \quad (9)$$

Isto propriamente nos dá todas as ferramentas para calcular a taxa de decaimento do processo em questão,  $\pi_1(1400) \rightarrow \pi^0 \eta$ , dado por

$$\Gamma_{\pi_1(1400) \rightarrow \eta + \pi^0} = \pi P \frac{E_\eta E_\pi}{M_{\pi_1(1400)} (4\pi^{12})} \int d^3q \frac{1}{|\vec{q}|} \left(\frac{2}{3^2}\right)^2 \left(\frac{1}{\pi^{\frac{7}{2}} b_1^{11}}\right) \\ \times \left(\frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} b_2^3}\right) \left(\frac{4\pi^2 b_1^4}{9}\right) \left(\frac{2\vec{P}}{3} - \frac{\vec{q}}{3}\right)^2 \\ \times e^{-\frac{(11b_2^2+3b_1^2)}{12b_1^2b_2^2}q^2 + \frac{2\vec{P}\vec{q}}{3b_1^2} - \frac{P^2}{6b_1^2}} \quad (10)$$

Podemos notar a partir da eq. (10), que a taxa de decaimento do  $\pi^1(1400)$  em dois mésons tem uma dependência explícita na massa e também implícita, através das energias das partículas do estado final.

Os valores atualizados pelo PDG para a massa do  $\pi^1(1400)$  é de  $1354 \pm 25$  MeV,  $134,98 \pm 0,0005$  MeV para o  $\pi^0$  e  $547,862 \pm 0,017$  para o  $\eta$  TANABASHI et al. (2018). O momento  $P$  é dado por

$$P = \frac{\sqrt{[m_A^2 - (m_B + m_C)^2][m_A^2 - (m_B - m_C)^2]}}{2m_A} \quad (11)$$

#### 4. CONCLUSÕES

Ao longo deste trabalho, realizamos os cálculos das expressões analíticas para as amplitudes de decaimento de um méson híbrido em dois mésons usuais. Mostramos aqui como se deriva o potencial de interação,  $V_{\mu\nu\sigma}$ , que delineia tal processo, a partir do modelo de glúons constituintes. Aplicamos o modelo para calcular o decaimento  $\pi_1(1400) \rightarrow \pi^0 \eta$  e obtivemos as expressões analíticas explícitas da parte de cor, sabor, spin e espaço para a amplitude de transição, assim como também, a taxa de decaimento.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

IDDIR, Farida; SEMLALA, Lahouari. Hybrid States from Constituent Glue Model. **International Journal of Modern Physics A**, v. 23, n. 32, p. 5229-5250, 2008.

PAGE, Philip R.; SWANSON, Eric S.; SZCZEPANIAK, Adam P. Hybrid meson decay phenomenology. **Physical Review D**, v. 59, n. 3, p. 034016, 1999.

IDDIR, F.; SAFIR, A. S. The decay of the observed  $J^{PC} = 1^{--}(1400)$  and  $J^{PC} = 1^{--}(1600)$  hybrid candidates\*. **Physics Letters B**, v. 507, n. 1-4, p. 183-192, 2001.

IDDIR, F.; SEMLALA, L. Quarks-excited states or gluon-excited states, are the  $J^{PC} = 1^{+-}$  hybrid mesons confirmed?. **arXiv preprint hep-ph/0411074**, 2004.

TANABASHI, M. *et al.* Review of Particle physics, **Chinese physics**, D 98, p. 030001, 2018.