DECAIMENTO DE MÉSONS DO SETOR CHARMOSO ESTRANHO NO MODELO C^3P_0

NATHAN ROSCHILDT[1]; DIMITER HADJIMICHEF[2]; HÉRCULES B. RODRIGUES[3]; DANIEL TAVARES DA SILVA[4]

[1]*Universidade Federal de Pelotas - pr.reis.rosa@gmail.com*
[2]*Universidade Federal do Rio Grande do Sul - dimihadj@gmail.com*
[3]*Instituto Federal Sul Rio Grandense - herborge@gmail.com*
[4]*Universidade Federal de Pelotas - neodts@gmail.com*

1. INTRODUÇÃO

Desde descoberta do méson J/ψ e do quark "*charm*" na década de 70, que abriu caminho para uma nova física de mésons pesados, muitos novos mésons tem sido evidenciados ao redor do mundo por colaborações experimentais. Muitos destes experimentos buscam comprovar a existência de partículas previstas teoricamente, entre outros assuntos estudados.

O formalismo de Fock-Tani é um formalismo apropriado para o tratamento de partículas compostas e seus constituintes. Esta técnica foi amplamente aplicada na física atômica GIRARDEAU (1971) e na física hadrônica para descrever reações de espalhamento HADJIMICHEF (1998), DA SILVA (2004) e decaimentos via interação forte DA SILVA (2008).

O modelo $^3P_0$ é um típico modelo de decaimento que considera somente processos de decaimento do tipo OZI- permitido. Este modelo considera que um par quark-antiquark é criado com os números quânticos do vácuo e este par interage com o méson do estado inicial, sendo o modelo descrito no limite não relativístico do Hamiltoniano de criação de par ACKLEH (1996).

A transformação de Fock-Tani é aplicada ao Hamiltoniano de criação de par e produz uma característica expansão em potencias da função de onda, onde o modelo $^3P_0$ é a ordem mais baixa dos termos desta expansão. O modelo $^3P_0$ corrigido (C^3P_0) é obtido dos termos de ordem mais alta desta expansão. Estas ordens mais altas contém um "*kernel*" de estado ligado Δ.

O modelo C^3P_0 tem sido largamente usado no estudo da espectroscopia de mésons. Nossa motivação neste trabalho é verificar a aplicação deste modelo ao setor charmoso estranho (mésons DSJ), com o objetivo de obter as amplitudes e taxas de decaimentos para os processos $D_{S1}(2460)^+ \rightarrow D_S^*\pi^0$ e $D_{S1}(2536)^+ \rightarrow D^*(2010)^+K^0$ que podem ser comparadas com os valores experimentais. Isto é importante para entendermos se estes dados encontrados nos experimentos se referem a mésons do tipo quark-antiquark ou não. $D_{S1}(2460)^+$ $D_{S1}(2536)^+$

2. O MÉSON NO FORMALISMO DE FOCK-TANI

No formalismo de Fock-Tani nos podemos escrever os operadores de criação de mésons na forma $M_\gamma^\dagger = \Phi_\gamma^{\mu\nu} q_\mu^\dagger \bar{q}_\nu^\dagger$, onde $\Phi_\gamma^{\mu\nu}$ é a função de onda de estado ligado para um par quark-antiquark. Os operadores de quark e antiquark obedecem as seguintes relações de anticomutação

$$\{q_\mu, q_\nu\} = \{\bar{q}_\mu, \bar{q}_\nu\} = \{q_\mu, \bar{q}_\nu\} = \{q_\mu, \bar{q}_\nu^\dagger\} = 0$$
$$\{q_\mu, q_\nu^\dagger\} = \{\bar{q}_\mu, \bar{q}_\nu^\dagger\} = \delta_{\mu\nu} \qquad (1)$$

Os operadores de mésons compostos satisfazem a relação não canônicas de comutação $[M_\alpha, M_\beta\,] = 0$ e $[M_\alpha, M_\beta^\dagger] = \delta_{\alpha\beta} - \Delta_{\alpha\beta}$, onde $\Delta_{\alpha\beta} = \Phi_\alpha^{*\mu\epsilon}\Phi_\beta^{\eta\epsilon}q_\mu^\dagger q_\eta + \Phi_\alpha^{*\eta\nu}\Phi_\beta^{\eta\epsilon}\bar{q}_\nu^\dagger\bar{q}_\epsilon$.

A idéia do formalismo de Fock-Tani é fazer uma mudança de representação, onde os operadores de partículas compostas são descritos por operadores que satisfazem relações canônicas de comutação, isto é, que obedecem relações canônicas $[m_\alpha, m_\beta\,] = 0$ e $[m_\alpha, m_\beta^\dagger] = \delta_{\alpha\beta}$, onde $m_\beta^\dagger$ é o operador de criação de partículas ideais. Desta forma podemos transformar um estado composto $|\alpha\rangle$ em um estado ideal $|\alpha)$. As transformações são dadas da seguinte forma, $|\alpha\rangle \to |\alpha) = U^{-1}|\alpha\rangle$ e $O \to O_{FT} = U^{-1}OU$, onde o operador U é um operador unitário tal que, $\langle\alpha|\alpha\rangle = (\alpha|\alpha)$ e $\langle\alpha|O|\alpha\rangle = (\alpha|O_{FT}|\alpha)$.

No caso do méson, por exemplo, nós temos $U^{-1}M_\alpha^\dagger|0) = m_\alpha^\dagger|0) \equiv |\alpha)$, onde $U = exp(tF)$ e F é o gerador da transformação de mésons dado por $F = m_\alpha^\dagger\widetilde{M}_\alpha - \widetilde{M}_\alpha^\dagger m_\alpha$, com $\widetilde{M}_\alpha\,(t) = \sum_{i=0}^{\infty}\widetilde{M}_\alpha^{(i)}(t)$.

3. O MODELO MICROSCÓPICO

O Hamiltoniano usado neste modelo é inspirado no modelo $^3P_0$, deduzido em [5], que é aproximadamente

$$H = g\int d^3x\Psi^\dagger(\vec{x})\gamma^0\Psi(\vec{x}). \qquad (2)$$

No Hamiltoniano, Eq. (2), $\Psi(\vec{x})$ são os campos de quarks de Dirac. Note que o termo do operador $g\Psi^\dagger(\vec{x})\gamma^0\Psi(\vec{x})$ que nos interessa para o processo de decaimento A → BC é o $b^\dagger d^\dagger$, que corresponde ao termo de criação de um par quark-antiquark a partir do vácuo. Introduzindo a notação $b \to q$; $d \to \bar{q}$; $\mu = (\vec{p}', s')$ e $\mu = (\vec{p}, s)$, após a expansão nós obtemos

$$H_I = V_{\mu\nu}q_\mu^\dagger\bar{q}_\nu^\dagger$$

onde a soma (integração) é aplicada sobre os índices repetidos e

$$V_{\mu\nu} = -\gamma\,\delta_{f_\mu f_\nu}\delta_{c_\mu c_\nu}\delta\left(\vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu\right)\chi_{s_\mu}^{*}\left[\vec{\sigma}\cdot\left(\vec{p}_\mu - \vec{p}_\nu\right)\right]\chi_{s_\nu}^{c}\,. \qquad (3)$$

Na Eq. (3), o parâmetro γ é a força de produção do par com $\gamma = g/2m_q$, onde m_q é a massa do quark do par criado. Aplicando a transformação de Fock-Tani ao H_I, nós obtemos o Hamiltoniano efetivo

$$H_{FT}^{C3P0} = U^{-1}H_I U = H_0 + \delta H_1$$

Para o calculo da amplitude de decaimento h_{fi} nós consideramos a transição $m_\gamma \to m_\alpha + m_\beta$ com h_{fi} dado por

$$\langle f|H|i\rangle = \delta\big(P_\gamma - P_\alpha - P_\beta\big)h_{fi} \qquad (4)$$

onde $|f\rangle = m_\alpha^\dagger m_\beta^\dagger|0\rangle$ e $|i\rangle = m_\gamma^\dagger|0\rangle$. Ao abrirmos as expressões e fazermos algumas transformações, da Eq. (4), nós finalmente encontramos

$$\begin{aligned}\langle f|H_{FT}^{C3P0}|i\rangle = & -V_{\mu\nu}\left\{\Phi_{\beta}^{*\rho\nu}\Phi_{\alpha}^{*\mu\eta}\Phi_{\gamma}^{\mu\eta}+\Phi_{\beta}^{*\mu\eta}\Phi_{\alpha}^{*\rho\nu}\Phi_{\gamma}^{\mu\eta}\right\} \\ & +\frac{1}{4}V_{\mu\nu}\left\{\Phi_{\alpha}^{*\rho\nu}\Phi_{\beta}^{*\mu\eta}\Delta\left(\rho\eta;\lambda\nu\right)\Phi_{\gamma}^{\lambda\nu}+\Phi_{\beta}^{*\rho\tau}\Phi_{\alpha}^{*\mu\eta}\Delta\left(\rho\eta;\lambda\nu\right)\Phi_{\gamma}^{\lambda\nu}\right\} \\ & -\frac{1}{4}V_{\mu\nu}\left\{\Phi_{\alpha}^{*\rho\nu}\Phi_{\beta}^{*\sigma\eta}\Delta\left(\rho\eta;\mu\xi\right)\Phi_{\gamma}^{\sigma\xi}+\Phi_{\beta}^{*\rho\nu}\Phi_{\alpha}^{*\sigma\eta}\Delta\left(\rho\eta;\mu\xi\right)\Phi_{\gamma}^{\sigma\xi}\right\} \\ & +\frac{1}{2}V_{\mu\nu}\left\{\Phi_{\alpha}^{*\rho\tau}\Phi_{\beta}^{*\sigma\eta}\Delta\left(\rho\eta;\mu\nu\right)\Phi_{\gamma}^{\sigma\tau}+\Phi_{\alpha}^{*\sigma\eta}\Phi_{\beta}^{*\rho\tau}\Delta\left(\rho\eta;\mu\nu\right)\Phi_{\gamma}^{\sigma\tau}\right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Na Eq. (5), os termos dependentes do "kernel" de estado ligado Δ são as correções de estado ligado, nas quais o "kernel" representa o estado intermediário da partícula do estado inicial para o estado final.

A função de onda do méson é definida como

$$\Phi_{\alpha}^{\mu\nu} = \delta(P_{\alpha}-k_{\mu}-k_{\nu})\varphi(k_{\mu},k_{\nu})\chi_{\alpha}^{s_{\mu}s_{\nu}}\xi_{\alpha}^{f_{\mu}f_{\nu}}C_{\alpha}^{c_{\mu}c_{\nu}}$$

onde $\varphi(k_{\mu},k_{\nu})$, $\chi_{\alpha}^{s_{\mu}s_{\nu}}$, $\xi_{\alpha}^{f_{\mu}f_{\nu}}$ e $C_{\alpha}^{c_{\mu}c_{\nu}}$ são respectivamente as funções de onda de espaço, spin, sabor e cor. Os índices μ e ν da função de onda do grande estado representam os quarks constituintes. A parte espacial é dada pelo Oscilador Harmônico Simples.

4. APLICAÇÃO E RESULTADOS

Neste trabalho nós consideramos alguns processos especificos para mostrar a aplicabilidade do modelo C^3P_0. Em partícular, os processos de decaimento estudados são $D_{S1}(2460)^{+} \to D_{S}^{*}\pi^{0}$ e $D_{S1}(2536)^{+} \to D^{*}(2010)^{+}K^{0}$.

A expressão final obtida após a expansão das funções de onde e as devidas integrações, para a amplitude de decaimento é dada por

$$h_{fi} = \left[\frac{\gamma}{\pi^{1/4}(\rho+1)^{2}}\right]\sum_{LS}^{N}\mathcal{C}_{LS}Y_{LM}\left(\Omega\right). \quad (6)$$

onde os coeficientes C_{LS} são polinômios que tem uma dependência no momento P e em β (largura da gaussiana) dos mésons envolvidos no processo.

A amplitude de decaimento pode ser combinada com o espaço de fase relativístico para dar a taxa de decaimento DA SILVA (2008), ACKLEH (1996). Nós obtemos neste trabalho, a taxa de decaimento dos processos estudados dadas da seguinte forma

$$\Gamma_{A\to BC} = 2\pi\, P\,\frac{E_{B}E_{C}}{M_{A}}\left(\frac{\gamma}{\pi^{1/4}(\rho+1)^{2}}\right)^{2}\sum_{LS}^{N}\left(\mathcal{C}_{LS}\right)^{2}. \quad (7)$$

Os valores experimentais extraídos do "Particle Data Group 2010" (PDG) NAKAMURA (2010) e os valores teóricos combinados do modelo C^3P_0, para estes processos, são mostrados nas tabelas 1 e 2.

Tab. 1.

$D_{s1}(2460)^{+}$		
Br. - Branching ratios	Br. Exp. (PDG)	Br. C^3P_0
$\Gamma_{D_s^{*+}\pi^0}/\Gamma_{tot}$	0.48 ± 0.11	0.014

Tab. 2.

$D_{s1}(2536)^+$		
Br. - Branching ratios	Br. Exp. (PDG)	Br. C^3P_0
$\Gamma^{S-wave}_{D^*(2010)^+K^0}/\Gamma_{D^*(2010)^+K^0}$	$0.72 \pm 0.05 \pm 0.01$	0.995

Os resultados teóricos apresentados nas tabelas são valores considerando γ e β em GeV com valores de $\gamma = 0.420$, $\beta_\pi = 0.410$, $\beta_K = 0.399$, $\beta_{D^*(2010)} = 0.280$, $\beta_{D_S^*} = 0.200$, e para o estado intermediário, $\beta_6 = 0.100$ e $\beta_7 = 0.630$ para o estado 1^1S_0 e $\beta_8 = 0.300$ e $\beta_9 = 0.200$ para o estado 1^3S_1.

Os valores das massa usados em nosso calculo foram extraídos do PDG NAKAMURA (2010).

4. CONCLUSÃO

Aqui nós apresentamos o modelo $^3P_0$ corrigido (C^3P_0) aplicado a dois processos de decaimento do setor de mésons charmosos estranhos.

Como pode ser visto na tabela 1 e 2, os valores teóricos ficaram próximos dos valores experimentais, mas fora da faixa dos dados. Podemos concluir que, no caso do $D_{S1}(2460)^+$, este não deve se tratar de um estado quark-antiquark, devido ao seus valores teóricos ficarem muitos distantes dos valores experimentais na faixa de uma ordem de grandeza. Já para o $D_{S1}(2536)^+$, temos que os valores ficaram próximos da faixa. Isto nos mostra que falta algo a mais ou ao modelo ou ao tratamento dos dados.

Umas das possibilidades seria a implementação da segunda correção de estado ligado, pois a série é infinita, mas utilizamos uma aproximação até a primeira ordem.

Um outro detalhe seria fazer um melhor ajuste dos dados, nos quais foram utilizados apenas duas ordens de grandeza na randomização numérica, enquanto que se utiliza normalmente três ordens de grandeza.

5. BÍBLIOGRAFIA

1. GIRARDEAU, M. D. **Phys. Rev. Lett.**, v.27, p.1416, 1971.
2. HADJIMICHEF, D.; KREIN, G.; SZPIGEL, S; VEIGA, J. S. **Ann. of Phys. Rev.**, v.268, p.105, 1998.
3. DA SILVA, D. T.; HADJIMICHEF, D. J. Phys. G, v.30, p.191, 2004.
4. DA SILVA, D. T.; DA SILVA, M. L. L.; DE QUADROS, J. N.; HADJIMICHEF, D.; **Phys. Rev. D**, v.78, p.076004, 2008.
5. ACKLEH, E. S.; BARNES,T.; SWANSON, E. S. **Phys. Rev. D,** v54, p.6811, 1996.
6. NAKAMURA, K.; et al (Particle Data Group) **J. Phys. G**, v.37, 7A, 2010.