



GAME

O STATUS TEÓRICO DO GLUEBALL

Patricia Gonçalves Moreira

patigmoreira@hotmail.com

Orientação:

Prof. Dr. Mario Luiz Lopes da Silva

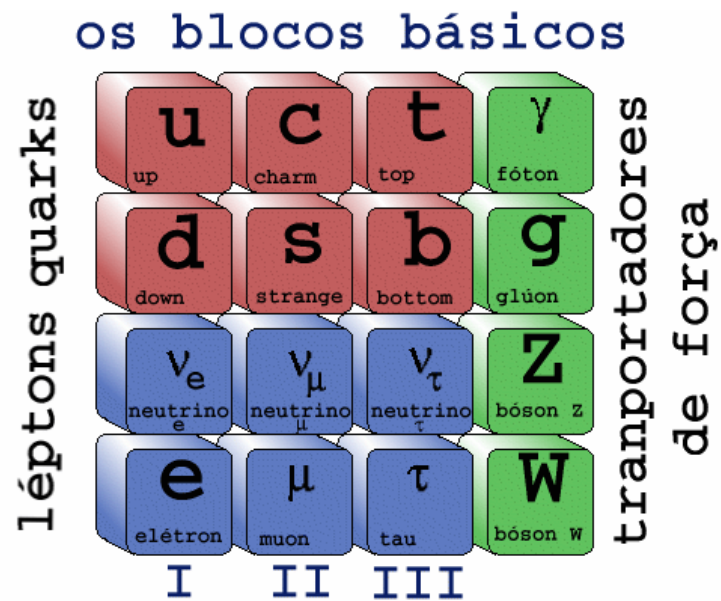
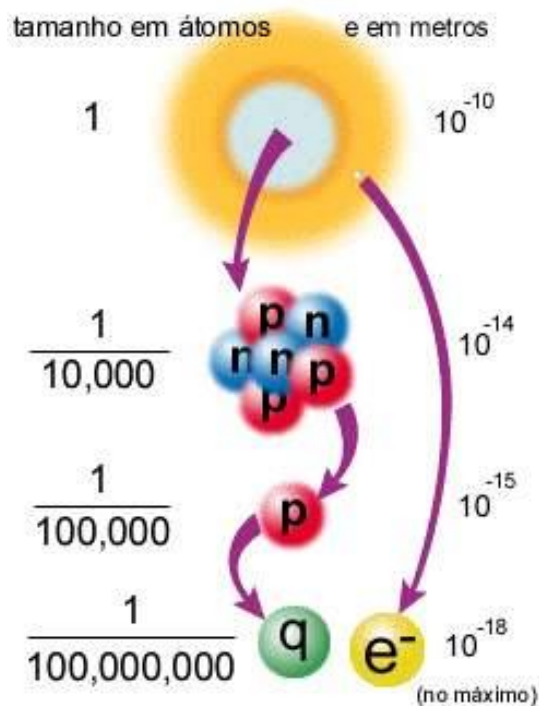
mario.silva@ufpel.edu.br

SUMÁRIO

- Motivação
- A Espectroscopia do Méson
- As Expectativas Teóricas para Glueballs
 - Histórico
 - Modelos de Cálculos
 - Cálculos de Rede
- Referências Bibliográficas

MOTIVAÇÃO

ESTRUTURA DA MATÉRIA



Figuras 1 e 2: escalas das partículas e modelo padrão [1].

MOTIVAÇÃO

- Glueballs são estados exóticos previstos pela Cromodinâmica Quântica (QCD).
- Os glueballs mais leves são: o escalar (massa estimada entre 1 e 2 GeV/c²), o pseudoescalar e o tensor (massas superiores).
- No setor de méson, quase todos os estados observados podem ser explicados como sistemas $q\bar{q}$ simples.

MOTIVAÇÃO

- Os modelos fenomenológicos e cálculos de rede prevêm que deveriam existir partículas adicionais em que os glúons em si possam contribuir para os números quânticos do estado.
- Estes incluem os objetos formados só por glúons conhecidos como **glueballs**, bem como estados $q\bar{q}$ com glúons explícitos, conhecidos como **mésons híbridos** (fig. 3).
- Alguns destes últimos estados podem ter números quânticos que são proibidos para sistemas $q\bar{q}$ - com números quânticos exóticos que podem fornecer uma assinatura para a existência de tais partículas.

MOTIVAÇÃO

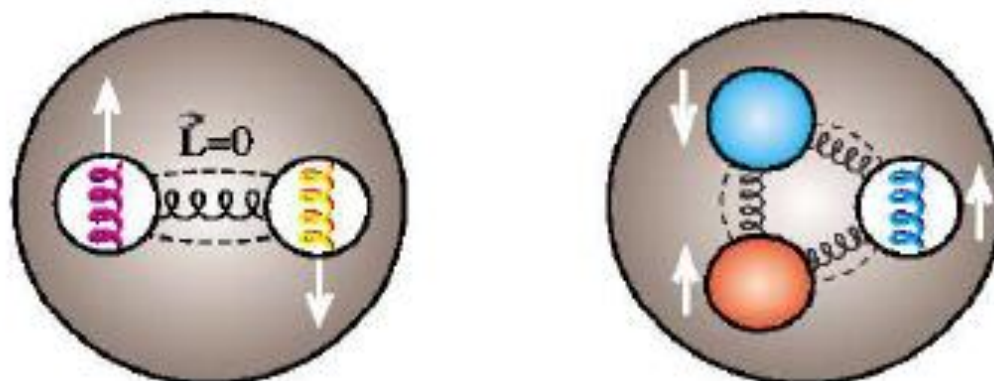


Figura 3: Ilustração de Glueball (gg) e Méson Híbrido ($q\bar{q}g$) [2].

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- A paridade do total de tal sistema é dada como $P = -(-1)^L$, em que L é o momento angular orbital no sistema quark-antiquark.
- Como quarks têm spin $1/2$, a rotação total de tal sistema pode ser qualquer um $S = 0$ ou $S = 1$, o que leva a um momento angular $J = L + S$.
- Há também a paridade-C, ou conjugação de carga, que para o sistema de $q\bar{q}$ que é $C = (-1)^{(L+S)}$.

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Os dois quarks mais leves também carregam um número quântico adicional: o isospin I . Cada um tem um total de isospin $1/2$, com o quark u (up) sendo a parte $+1/2$ do par e o quark d (down) a outra parte $-1/2$ do par.
- Se formarmos um méson com estes quarks, podemos ter $I = 0$ ou $I = 1$. Se um dos quarks é um quark strange, então $I = 1/2$ e se ambos são strange, então $I = 0$.
- Para o sistema quark-antiquark, podemos definir um número quântico adicional conservado, a paridade-G: $G = (-1)^{(L+S+I)}$.

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Essas relações podem ser usadas para construir os possíveis estados J^{PC} para mésons $q\bar{q}$. Desta forma, observamos que os seguintes números quânticos permitidos são:

$$0^{-+}; 0^{++}; 1^{-+}; 1^{+-}; 1^{-+}; 2^{-+}; 2^{+-}; 2^{++}; 3^{-+}; 3^{+-}; 3^{-+}, \dots \quad (1)$$

e verificamos, a partir destes números, que há uma sequência de estados J^{PC} que não são permitidos para um sistema simples $q\bar{q}$:

$$0^{-+}; 0^{+-}; 1^{+-}; 2^{+-}; 3^{+-}; \dots \quad (2)$$

Estes últimos números são conhecidos como números quânticos explicitamente exóticos.

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

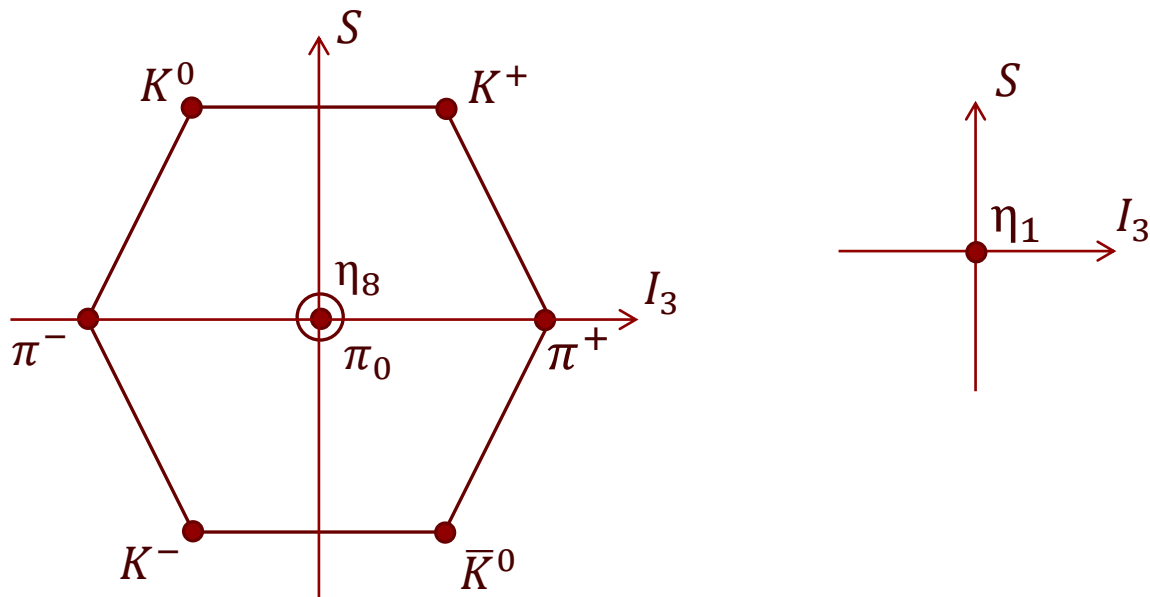


Figura 4: o SU(3) noneto de sabor dos mésons pseudoescalares ($J^{PC} = 0^{-+}$). Os quarks leves u , d e s e seus correspondentes antiquarks formam a base $9 = 3 \otimes 3$ de mésons. À esquerda, a ilustração do octeto e à direita, o singuleto η_1 [3].

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Se considerarmos apenas os três quarks leves, u (up), d (down) e s (strange), então podemos formar nove combinações de $q\bar{q}$, onde todos podem ter os mesmos S , L e J .
- Podemos os representar em notação de espectroscopia, $(2S+1) L_J$, ou como estados de spin total, paridade e para os estados neutros, a conjugação: J^{PC} .
- No entanto, esses estados consistindo de um mesmo quark e antiquark ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$ e $s\bar{s}$) são rotacionados em três outros estados com base no isospin e em simetria SU(3).

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Os dois últimos estados são também misturados por SU (3), para obter um estado singuleto ($|1\rangle$) e um octeto ($|8\rangle$):

$$\begin{array}{ccc}
 & (d\bar{s}) & (u\bar{s}) \\
 (d\bar{u}) & \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u}) & (u\bar{d}) \\
 & (s\bar{d}) & (s\bar{u})
 \end{array} \quad (3)$$

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \quad |8\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \quad (4)$$

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Pela quebra de SU (3), os dois mésons $I = 0$ em um determinado noneto são geralmente misturas dos estados do singuleto $|1\rangle$ e do octeto $|8\rangle$.
- Os estados físicos (f e f') são misturas, onde o grau de mistura é dado por um ângulo θ :

$$f = \cos\theta |1\rangle + \sin\theta |8\rangle \quad (5)$$

$$f' = \cos\theta |8\rangle - \sin\theta |1\rangle \quad (6)$$

- Para os mésons vetores, w e φ , um estado é quase quark-leve ($n\bar{n}$) e o outro é quase puro $s\bar{s}$. Isto é conhecido como mistura ideal e ocorre quando $\tan\theta = 1/\sqrt{2}$, ($\theta = 35,3^\circ$).

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

$n^{2s+1}L_J$	J^{PC}	$I = 1$ $u\bar{d}\dots$	$I = \frac{1}{2}$ $u\bar{s}\dots$	$I = 0$ f	$I = 0$ f'	θ_q	θ_l
1^1S_0	0^{-+}	π	K	η	η'	-11.5°	-24.6°
1^3S_1	1^{--}	ρ	K^*	ω	ϕ	38.7°	36.0°
1^1P_1	1^{+-}	$b_1(1235)$	K_{1B}	$h_1(1170)$	$h_1(1380)$		
1^3P_0	0^{++}	$a_0(1450)$	$K_0^*(1430)$	$f_0(1370)$	$f_0(1710)$		
1^3P_1	1^{++}	$a_1(1260)$	K_{1A}	$f_1(1285)$	$f_1(1420)$		
1^3P_2	2^{++}	$a_2(1320)$	$K_2^*(1430)$	$f_2(1270)$	$f_2'(1525)$	29.6°	28.0°
1^1D_2	2^{-+}	$\pi_2(1670)$	$K_2(1770)$	$\eta_2(1645)$	$\eta_2(1870)$		
1^3D_1	1^{--}	$\rho(1700)$	$K^*(1680)$	$\omega(1650)$			
1^3D_2	2^{--}		$K_2(1820)$				
1^3D_3	3^{--}	$\rho_3(1690)$	$K_3^*(1780)$	$\omega_3(1670)$	$\phi_3'(1850)$	32.0°	31.0°
1^1F_4	4^{++}	$a_4(2040)$	$K_4^*(2045)$	$f_4(2050)$			
1^3G_5	5^{--}	$\rho_5(2350)$					
1^3H_6	6^{++}	$a_6(2450)$		$f_6(2510)$			
2^1S_0	0^{-+}	$\pi(1300)$	$K(1460)$	$\eta(1295)$	$\eta(1475)$	-22.4°	-22.6°
2^3S_1	1^{--}	$\rho(1450)$	$K^*(1410)$	$\omega(1420)$	$\phi(1680)$		

Tabela 1: uma reprodução modificada da tabela do *Particle Data Book 2006* [4], mostrando a atribuição de mésons conhecidos como estados do modelo de quark. Quando os estados são suficientemente conhecidos, o noneto do ângulo de mistura é calculado usando formas quadráticas e lineares.

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

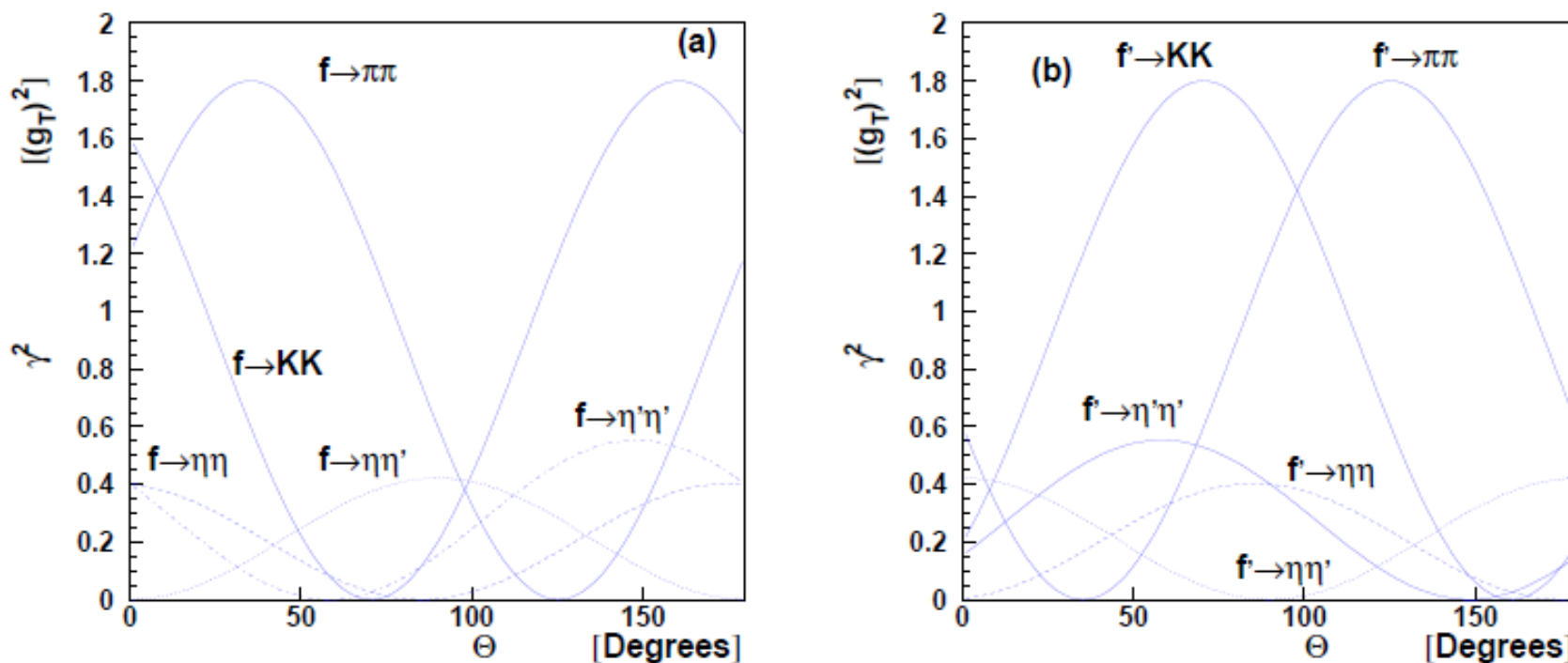


Figura 5: a amplitude de decaimento γ^2 como função do ângulo de mistura θ (a) para decaimento f enquanto (b) para decaimento f' . Neste exemplo, em particular, o ângulo de mistura do pseudoscalar é $\theta_p = -17^\circ$ [3].

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- O ângulo de mistura θ também pode ser usado para calcular as taxas de decomposição em relação aos estados finais, tais como pares de mésons pseudoescalar, ou larguras de dois fótons, para f e f' em um determinado noneto.
- Para um determinado noneto, f e f' podem ser identificados observando as taxas de decaimento relativas para pares de partículas.
- Como exemplo de um cálculo de decaimento, nós consideramos o decaimento do tensor ($J^{PC} = 2^{++}$) para pares de mésons pseudoescalares ($\pi\pi, K\bar{K}$ e $\eta\eta$).

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Podemos calcular uma constante de decaimento Γ correspondente à álgebra da SU (3) para os decaimentos:

$$\Gamma = \gamma^2 \cdot f_L(q) \cdot q, \quad (7)$$

onde q é o momento de ruptura do méson para o par de mésons. A amplitude Γ depende do ângulo de mistura noneto e o ângulo de mistura pseudoescalar, θ_P . A quantidade f_L é um fator de forma que depende do momento angular, L , entre o par de mésons.

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Aqui, temos tido muito um modelo dependente de formulário como dado na equação 8:

$$f_L(q) = q^{2L} e^{-q^2/8\beta^2} \quad (8)$$

- Nesta forma, β é uma constante que está na faixa de 0.4 a 0.5 GeV/c .
- Pode-se ajustar a proporção de taxas de decaimento para os pares de mésons, tanto para $f_2(1270)$ quanto $f_2'(1525)$ e ajustar para o melhor valor do noneto.
- Podemos calcular χ^2 entre as taxas de decaimento medidas e as previstas para determinar qual a escolha ideal para o ângulo de mistura.
- Isto é mostrado na Figura 6, em que o valor otimizado é de cerca de 32.5° .

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

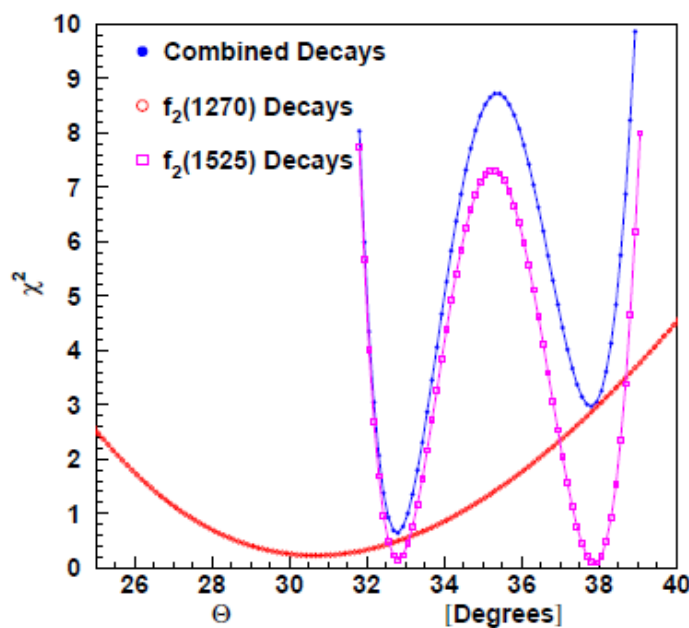


Figura 6: o χ^2 calculado entre as taxas de decaimento medidas e previstas para o mésons tensor. Os círculos vermelhos são para o $f_2(1270)$. Os roxos espaçados são para o $f_2'(1525)$ e os azuis são para o ajuste combinado. As duas primeiras curvas são para um grau de liberdade, enquanto a outra, três graus de liberdade [3]

A ESPECTROSCOPIA DO MÉSON

- Os glueballs mais leves possuem números quânticos $J^{PC} = 0^{++}$, onde são possíveis também para mésons usuais.
- Se eles estão próximos de de um noneto com os mesmos números quânticos J^{PC} , eles vão aparecer como um estado f extra.
- Embora o fato de que há um estado extra é sugestivo, as taxas de decaimento e mecanismos de produção também são necessários para desvendar o conteúdo quark dos mésons observados.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

HISTÓRICO

- Glueballs foram identificados pela primeira vez no modelo de sacola.
- Esse modelo levou à previsão de glueballs com dois ou três glúons como apresentados na Tabela 2.

Gluons	J^{PC} Quantum Numbers	Mass
(TE) ²	0 ⁺⁺ , 2 ⁺⁺	0.96 GeV/ c^2
(TE)(TM)	0 ⁻⁺ , 1 ⁻⁺ , 2 ⁻⁺	1.29 GeV/ c^2
(TE) ³	0 ^{+−} , 1 ⁺⁺ , 2 ^{+−} , 3 ⁺⁺	1.46 GeV/ c^2
(TM) ²	0 ⁺⁺ , 2 ⁺⁺	1.59 GeV/ c^2

Tabela 2: massa do glueball no modelo de sacola.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Como glueballs não contêm quarks, a expectativa é que eles acoplem de forma igual com todos os sabores de quarks. Num cálculo simples de SU (3), os valores de Γ^2 , a partir da equação 7, são dadas na Tabela 3.
- A característica mais significativa para glueball puro que decai para um par de mésons pseudoescalar é o desaparecimento da razão da ramificação do processo de $G \rightarrow \eta\eta'$.
- No entanto, um modo de falta $\eta\eta'$ também pode ser devido à interferência entre os diferentes componentes estados $q\bar{q}$.

Decay	$\pi\pi$	$K\bar{K}$	$\eta\eta$	$\eta\eta'$	$\eta'\eta'$
γ^2	3	4	1	0	1

Tabela 3: as expectativas das amplitudes de decaimento para um glueball normalizado para $\eta\eta$ [3].

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Além das previsões de decaimento, existem reações que se espera que sejam ricas em glúons. A primeira delas é decaimentos radioativos J/ψ .
- Já que os quarks $c\bar{c}$ tendem a decair via aniquilação, o estado intermediário deve ter glúons no processo.
- Este mesmo argumento pode ser aplicado a outras reações $q\bar{q}$ tais como aniquilação próton-antipróton e decaimentos γ .
- Glueballs com $J = 0$ deve ter maiores acoplamentos a $K\bar{K}$ do que para, por exemplo, $\pi\pi$. Isto é devido ao fato de, na QCD perturbativa, a amplitude é proporcional a massa do quark atual no estado final.
- Para $J \neq 0$, a amplitude é de decaimento simétrico de sabor.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

MODELOS DE CÁLCULOS

- O primeiro cálculo da massa do glueball dentro do modelo tubo de fluxo foi realizado por Isgur e Paton [4,5].
- Neste modelo, o glueball é tratado como um tubo de fluxo fechado. Isgur e Paton descobriram que o mais leve glueball tem $J^{PC} = 0^{++}$ e uma massa de $1.52 GeV/c^2$.
- Outra ferramenta que tem sido usado para prever as massas do glueball é a regra da soma da QCD.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

$J^{PC} = 0^{++}$	$J^{PC} = 2^{++}$	$J^{PC} = 0^{-+}$
1.52 GeV/c ² [24, 25]	2.84 GeV/c ² [24, 25]	2.79 GeV/c ² [24, 25]
1.68 GeV/c ² [26]	2.69 GeV/c ² [26]	2.57 GeV/c ² [26]
1.60 GeV/c ² [29]		

Tabela 4: previsões de fluxo de tubo de massas dos glueballs menores [3].

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Kisslinger [6] salienta que a maioria destes cálculos encontram o mais leve glueball escalar com uma massa na faixa de 0.3 a $0.6 \text{ GeV}/c^2$.
- Narison [7] analisa para todo o méson escalar conhecido e encontra um estado méson escalar a cerca de $1 \text{ GeV}/c^2$ e o glueball escalar a $1.5 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Swanson e Szczepaniak calcularam o espectro glueball usando um Hamiltoniano de QCD no calibre de Coulomb [8] através da construção de uma base glúonica.
- Também encontraram resultados que estão em boa concordância com cálculos de rede.
- O glueball mais leve é um escalar com massa de $1.98 \text{ GeV}/c^2$, seguido por um pseudoscalar de $2.22 \text{ GeV}/c^2$ e, em seguida, um tensor em $2.42 \text{ GeV}/c^2$.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

CÁLCULOS DE REDE

- A QCD de rede discretiza espaço e tempo em uma estrutura euclidiana de quatro dimensões, e usada para resolver a QCD numericamente.
- Isso é feito analisando integrais de caminho da ação na estrutura discreta. Quarks e antiquarks vivem nos pontos discretos da estrutura, enquanto glúons abrangem as ligações entre os pontos.
- Dependendo do problema a ser resolvido, e a disponibilidade dos recursos de computação, o tamanho da estrutura pode variar.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Ao especificar o cálculo, a grade e a ação são especificadas e um fator β de amortecimento é escolhido.
- Após o cálculo tenha sido concluído, as quantidades físicas de interesse, bem como o espaçamento de rede pode ser determinada.
- O mesmo β com diferentes ações podem levar a diferentes espaçamentos de rede.
- Uma singularidade não relacionada com a QCD pode resultar em uma massa do glueball escalar artificialmente pequena.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Este efeito é particularmente evidente quando férmions Wilson são usados com um espaçamento de rede demasiadamente grande.
- Outras escolhas são menos sensíveis a isso, e quando o espaçamento da rede é pequeno o suficiente, o efeito não vai embora.
- No entanto, para férmions Wilson, o valor crítico de β é 5,7, que é muito perto dos valores usados em muitos cálculos de glueballs.
- Alguns cálculos indicaram que a massa do mais leve glueball começou em torno de $1.5 \text{ GeV}/c^2$.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

CÁLCULOS DE REDE

- Como ambos os recursos computacionais aumentados e as ações e métodos de rede melhorados, os cálculos sobre uma estrutura maior foram realizados, e o espectro de estados começaram a surgir [9].
- Depois de extrapolar o limite do contínuo, os três estados mais leves emergem como o escalar ($J^{PC} = 0^{++}$), o tensor ($J^{PC} = 2^{++}$) e o pseudoscalar ($J^{PC} = 0^{-+}$), com a escalar em torno $1.55 \pm 0.05 \text{ GeV}/c^2$, o tensor em $2.27 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2$ e o pseudoscalar com aproximadamente a mesma massa, $3 \text{ GeV}/c^2$.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Também foi possível identificar uma série de outros estados como o primeiro estado com número quântico exótico ($n\bar{n} - q\bar{q}$) acima de $0.2 \text{ GeV}/c^2$.
- Um cálculo mais tarde usando uma estrutura maior e parâmetros de rede menores produziu uma massa para o glueball escalar de $1.625 \pm 0.094 \text{ GeV}/c^2$ [10, 11].
- Os autores também calcularam o decaimento do glueball escalar para pares de mésons pseudoescalar e estima-se que a largura total da glueball seria abaixo de $0.2 \text{ GeV}/c^2$.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

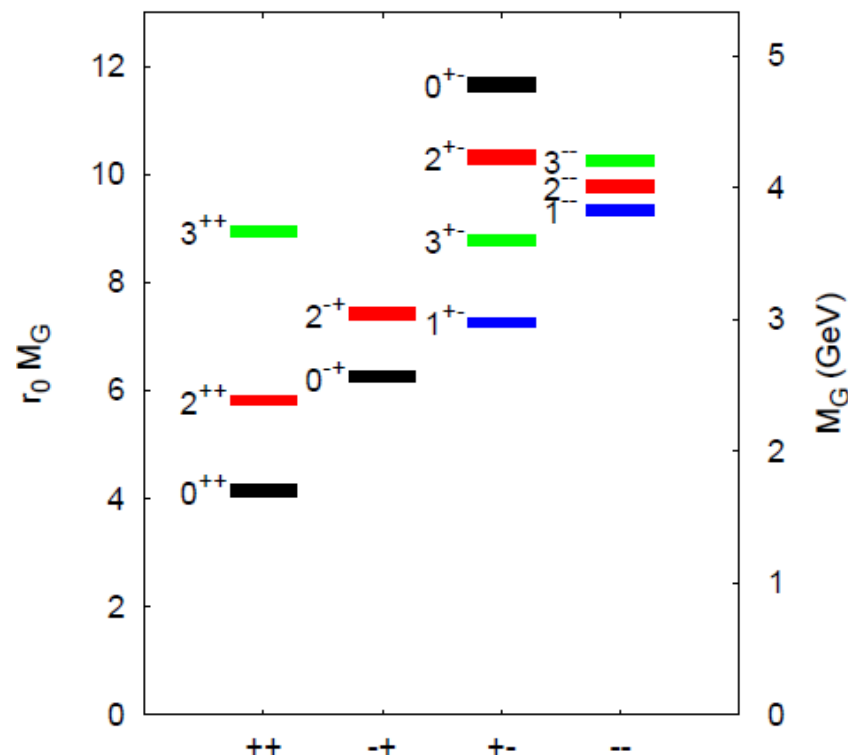


Figura 7: o espectro de massa de glueballs. A altura de cada caixa indica a incerteza estatística [9].

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

- Os resultados apresentados na Figura 7 correspondem às massas relatadas na Tabela 5. Estes cálculos são atualmente o estado da arte em previsões de massa glueball de rede.

AS EXPECTATIVAS TEÓRICAS PARA GLUEBALLS

J^{PC}	M_G (GeV/c ²)
0 ⁺⁺	1.710(.050)(.080)
2 ⁺⁺	2.390(.030)(.120)
0 ⁻⁺	2.560(.035)(.120)
1 ^{+−}	2.980(.030)(.140)
2 ⁻⁺	3.040(.040)(.150)
3 ^{+−}	3.600(.040)(.170)
3 ⁺⁺	3.670(.050)(.180)
1 ⁻⁻	3.830(.040)(.190)
2 ⁻⁻	4.010(.045)(.200)
3 ⁻⁻	4.200(.045)(.200)
2 ^{+−}	4.230(.050)(.200)
0 ^{+−}	4.780(.060)(.230)

Tabela 5: o espectro da massa do glueball em unidades físicas. Para a massa dos glueballs (M_G), o primeiro erro da incerteza combinada de $r_0 M_G$, o segundo da incerteza de $r_0^{-1} = 410(20)MeV$ [12].

REFERÊNCIAS

- [1] MOREIRA, Patricia Gonçalves; DA SILVA, M.L.L. Decaimento de f_2 no modelo 3P0. In: XXIV Congresso de Iniciação Científica, 2015, Pelotas. Anais do XXIV Congresso de Iniciação Científica., 2015.
- [2] DA SILVA, D. T.; DA SILVA, M. L. L.; DE QUADROS, J. N.; HADJIMICHEF, D. Meson decay in a corrected 3P0 model. Physical Review D, Nova York, v. 78, n. 7, p. 076004, 2008.
- [3] CREDE, V.; MEYER, C. A. The experimental status of glueballs. Prog.Part.Nucl.Phys.63:74-116,2009
- [4] N. Isgur and J.E. Paton, A Flux Tube Model for Hadrons, Phys. Lett. B124 (1983) 247.
- [5] N. Isgur and J.E. Paton, A Flux Tube Model for Hadrons in QCD, Phys. Rev. D31 (1985) 2910.
- [6] L.S. Kisslinger and M.B. Johnson, Scalar mesons, glueballs, instantons and the glueball/sigma, Phys. Lett. B523 (2001) 127, hep-ph/0106158.

REFERÊNCIAS

- [7] S. Narison, QCD tests of the puzzling scalar mesons, Phys. Rev. D73 (2006) 114024, hep-ph/0512256.
- [8] A.P. Szczepaniak and E.S. Swanson, The low lying glueball spectrum, Phys. Lett. B577 (2003) 61, hep-ph/0308268.
- [9] G.S. Bali et al., [UKQCD Collaboration], A Comprehensive lattice study of SU(3) glueballs, Phys. Lett. B309 (1993) 378, hep-lat/9304012.
- [10] J. Sexton, A. Vaccarino and D. Weingarten, Numerical Evidence for the Observation of a Scalar Glueball, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 4563, hep-lat/9510022.
- [11] D. Weingarten, Scalar quarkonium and the scalar glueball, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 53 (1997) 232, hep-lat/9608070.
- [12] Y. Chen et al., Glueball spectrum and matrix elements on anisotropic lattices, Phys. Rev. D73 (2006) 014516, hep-lat/0510074.