

Extraindo propriedades Hadrônicas via AdS/QCD

Gastão Krein, Alfonso Bayona e Carlisson Miller

Instituto de Física Teórica - IFT

UNESP

6 de fevereiro de 2014

Motivação

O Modelo AdS/QCD : Bottom-Up

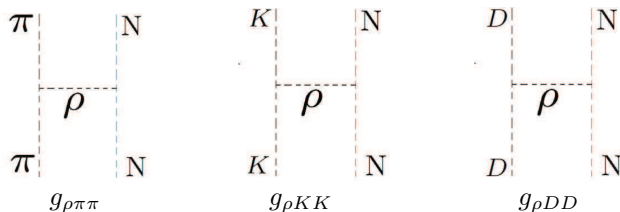
Resultados Preliminares

Conclusões e Perspectivas

- ▶ A interação de hádrons charmosos com a matéria ordinária é de fundamental importância:
 1. O entendimento da força nuclear a nível da QCD
 2. Supressão do J/Ψ : Plasma de quarks e glúons
 3. $J/\Psi, \eta_c$: Formação de estados ligados com a matéria ordinária.
 4. Experimentos futuros devem ser feitos para investigar tal processo: FAIR and JLab.
- ▶ Lagrangeanas efetivas com simetria $SU(4)_f \rightarrow$ Interações de hádrons charmosos com nucleons e com matéria nuclear.

Motivação

- ▶ Nosso intuito é extrair constantes de acoplamento hadrônica via troca de meson- ρ .



- ▶ A QCD prevê a relação no limite de simetria $SU(4)$

$$\frac{g_{\rho\pi\pi}}{2} = g_{\rho KK} = g_{\rho DD}$$

- ▶ B. El-Bennich, G. Krein, L. Chang, C. Roberts, D. Wilson
Wilson arXiv:1111.3647v1 (2011)

O Modelo AdS/QCD

- ▶ De acordo com a correspondência AdS/CFT

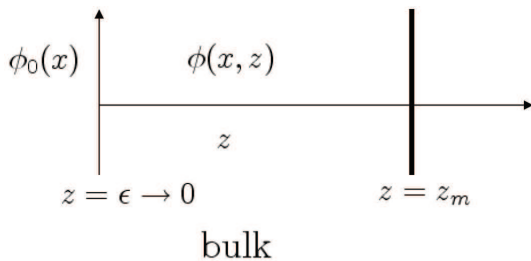
$$J_{L\mu}^a = \bar{q}_L \gamma_\mu t^a q_L \rightarrow L_\mu^a(x, z) \quad ; \quad J_{R\mu}^a = \bar{q}_R \gamma_\mu t^a q_R \rightarrow R_\mu^a(x, z)$$
$$\bar{q}_L q_R \rightarrow (2/z) X(x, z)$$

- ▶ Modelo J. Erlich, E. Katz, D.T. Son e M. Stephanov (2005)

$$S = \int d^5x \sqrt{g} \text{Tr} \left\{ |DX|^2 + 3|X|^2 - \frac{1}{4g_5^2} \left(F_{(L)}^2 + F_{(R)}^2 \right) \right\}$$

- ▶ Num mundo chiral, todas as massas nulas, a ação é invariante por $SU(4)_L \otimes SU(4)_R$
- ▶ O condensado de quarks, $\langle \bar{q}q \rangle$, quebra esta simetria em $SU(4)_V$. A massa dos quarks leves torna a simetria aproximada.

Modelo Hard Wall



O Modelo AdS/QCD

- ▶ O campo $X(x, z)$ pode ser expandido como

$$X(x, z) = e^{i\pi^a(x, z)t^a} X_0(x, z) e^{i\pi^a(x, z)t^a}$$

- ▶ A solução de Vácuo $X_0 = \langle X \rangle$

$$\partial_z \left(\frac{1}{z^3} \partial_z X_0 \right) + \frac{3}{z^5} X_0 = 0$$

$$v(z) = 2X_0 = Mz + \Sigma z^3$$

$$M = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_c \end{pmatrix}, \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_u & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_c \end{pmatrix}$$

L. Da Rold and A. Pomarol, JHEP 0601 (2005)

A Parte Vetorial

- ▶ Expandindo a ação até segunda ordem. A parte transversa escrita no espaço de momentos 4D

$$\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \hat{V}_{\mu\perp}^a \right) + \frac{k^2 - \alpha^{ab}(z)}{z} \hat{V}_{\mu\perp}^a = 0 \quad ; \quad \alpha^{ab}(z) = \frac{g_5^2 M_V^{ab}{}^2}{z^2}$$

$$\frac{1}{2} M_V^{ab}{}^2 = -\text{Tr} ([t^a, X_0] [t^b, X_0])$$

- ▶ Propagador Bulk-to-Boundary : $\hat{V}_{\mu\perp}^a(k, z) = \hat{V}_{\mu\perp}^{0a}(k) \mathcal{V}^a(k, z)$

$$\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \mathcal{V}^a(k, z) \right) + \frac{k^2 - \alpha^{ab}(z)}{z} \mathcal{V}^a(k, z) = 0$$

- ▶ Condições : $\mathcal{V}(k, \epsilon) = 1$; $\partial_z \mathcal{V}(k, z_0) = 0$

Soluções Normalizáveis

- ▶ Mesons Vetoriais \rightarrow Parte Transversal
- ▶ Mesons Escalares \rightarrow Parte Longitudinal
- ▶ Para Mesons Vetoriais

$$\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \psi_n^a \right) + \frac{k_n^2 - \alpha^{ab}(z)}{z} \psi_n^a = 0$$

- ▶ Condições de contorno : $\psi_n(\epsilon) = 0$; $\partial_z \psi_n(\epsilon) = 0$

$$\int_{\epsilon}^{z_0} dz \frac{1}{z} \psi_n^a(z) \psi_m^a(z) = \delta_{mn}$$

- ▶ Massas do mesons vetoriais

$$k_n^2 = M_n^a{}^2$$

- ▶ Valores maiores de n correspondem a excitações

O Modelo AdS/QCD

- ▶ Para $a = 1, 2, 3$ temos os mésons vetoriais ρ

$$(\rho^+, \rho^-, \rho^0)$$

- ▶ Para $a = 4, 5, 6, 7$ temos os mésons vetoriais K^*

$$(K^{*+}, K^{*-}, K^{*0}, \bar{K}^{*0})$$

- ▶ Para $a = 9, 10, 11, 12, 13, 14$ temos os mésons vetoriais D^*

$$(\bar{D}^{*0}, D^{*0}, D^{*-}, D^{*+}, D_s^{*-}, D_s^{*+})$$

- ▶ Os modos normalizáveis formam uma base

$$\mathcal{V}^a(k, z) = \sum_n \frac{g_5 F_n^a \psi_n^a}{k^2 - M_n^2}$$

- ▶ Constante de decaimento

$$F_n^a = -\frac{\partial_z \psi_n^a(\epsilon)}{g_5 \epsilon}$$

A Parte Axial

- ▶ Expandindo a ação até segunda ordem. A parte transversa escrita no espaço de momentos 4D

$$\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \hat{A}_{\mu\perp}^a \right) + \frac{k^2 - \beta^{ab}(z)}{z} \hat{A}_{\mu\perp}^a = 0 \quad ; \quad \beta^{ab}(z) = \frac{g_5^2 M_A^{ab\ 2}}{z^2}$$

$$\frac{1}{2} M_A^{ab\ 2} = \text{Tr} \{ t^a, X_0 \} \{ t^b, X_0 \}$$

- ▶ A parte longitudinal, $A_{\mu\parallel}^a = \partial_\mu \phi^a$, e o campo π^a

$$\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \hat{\phi}^a \right) - \frac{\beta^{ab}(z)}{z} \left(\hat{\pi}^a - \hat{\phi}^a \right) = 0$$

$$q^2 \partial_z \hat{\phi}^a - \beta^{ab}(z) \partial_z \hat{\pi}^a = 0$$

Soluções Normalizáveis

- ▶ Mesons PseudoVetoriais \rightarrow Parte Transversal
- ▶ Mesons PseudoEscalares \rightarrow Parte Longitudinal
- ▶ Para Mesons pseudoescalares

$$\partial_z \left(\frac{1}{z} \partial_z \phi^a(z) \right) - \frac{\beta^{ab}(z)}{z} (\hat{\pi}^a(z) - \phi^a(z)) = 0$$

$$p^2 \partial_z^a \phi(z) - \beta^{ab}(z) \partial_z^a \hat{\pi}(z) = 0$$

- ▶ Condições de contorno : $\phi(\epsilon) = \hat{\pi}(\epsilon) = 0$; $\partial_z \phi(z_0) = \partial_z \hat{\pi}(z_0) = 0$
- ▶ Massas do mesons pseudoescalares

$$p_n^2 = m_n^a{}^2$$

O Modelo AdS/QCD

- ▶ Estes modos normalizáveis formam uma base

$$\hat{\phi}^a(p, z) = - \sum_n \frac{g_5 m_n^{a-2} f_n^a \phi_n^a(z)}{p^2 - m_n^2} ; \hat{\pi}^a(p, z) = - \sum_n \frac{g_5 m_n^{a-2} f_n^a \hat{\pi}_n^a(z)}{p^2 - m_n^2}$$

- ▶ Constante de decaimento dos mésons pseudoescalares

$$f_n^a = - \frac{\partial_z \phi_n^a(\epsilon)}{g_5 \epsilon}$$

- ▶ Para $a = 1, 2, 3$ temos os mésons pseudoescalares π

$$(\pi^+, \pi^-, \pi^0)$$

- ▶ Para $a = 4, 5, 6, 7$ temos os mésons pseudoescalares K

$$(K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0)$$

- ▶ Para $a = 9, 10, 11, 12, 13, 14$ temos os mésons pseudoescalares D

$$(\bar{D}^0, D^0, D^-, D^+, D_s^-, D_s^+)$$

O Modelo AdS/QCD

- ▶ Expandindo a ação até a terceira ordem nos campos

$$\langle J_\pi^a(p_1) J_V^b(k) J_\pi^c(-p_2) \rangle = \frac{\delta^3 S^{V\pi\pi}}{\delta\pi^a(p_1) \delta\hat{V}_b(k) \delta\pi^c(-p_2)}$$

- ▶ A função de 3-pontos é

$$\langle J_\pi^a(p_1) J_V^{b\alpha}(k) J_\pi^c(-p_2) \rangle = \epsilon^{abc} F(p_1^2, p_2^2, q^2) (p_1 + p_2)^\alpha \text{ C.M.}$$

- ▶ O fator dinâmico é

$$F(p_1^2, p_2^2, q^2) = \sum_{n,k=1} \frac{g_5^2 m_n^{a\ 2} m_k^{a\ 2} f_n^a f_k^a}{(p^2 - m_n^{a\ 2}) (p^2 - m_k^{a\ 2})} F_{nk}(q^2)$$

- ▶ O fator de forma do méson é escrita

$$F_{\text{mésón}}(k^2) = - \sum_{n=1} \frac{F_n^a g_n^{abc}}{k^2 - M_n^{a2}}$$

- ▶ A constante de acoplamento é

$$\begin{aligned} g_n^{abc} = & g_5 f^{abc} \int \frac{dz}{z^3} [(M_A^{ab2} - M_V^{ab2}) \pi^c - M_A^{ab2} \phi^c] (\pi^a - \phi^a) \psi_n^b(z) \\ & + f^{abc} \int \frac{dz}{z} \frac{1}{g_5^2 z} (\partial_z \phi^a) (\partial_z \phi^c) \psi_n^b(z) \\ & + g_5 f^{abc} \int \frac{dz}{z^3} \left[M_V^{ab2} \pi^a \pi^c - \frac{1}{2} M_V^{ab2} \phi^a \phi^c \right] \psi_n^b(z) \end{aligned}$$

Resultados Preliminares

- ▶ Para $a = 1, 2, 3$: $M_\rho^a = 775.5$ MeV, $m_\pi^a = 139.8$ MeV, $\sqrt{F_\rho^a} = 329.3$ MeV e $f_\pi^a = 91.6$ MeV.

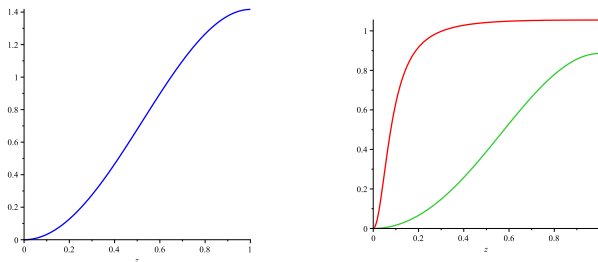


Figura : “Funções de onda” méson ρ e méson pseudoescalar Píon

- ▶ Fixam $m_u = m_d = 2.3$ MeV $\sigma_u = \sigma_d = (326 \text{ MeV})^3$

Resultados Preliminares

- ▶ Para $a = 4, 5, 6, 7$: $M_{K^*}^a = 821.0$ MeV, $m_K^a = 513.7$ MeV, $\sqrt{F_{K^*}^a} = 329.7$ MeV e $f_K^a = 103.8$ MeV.

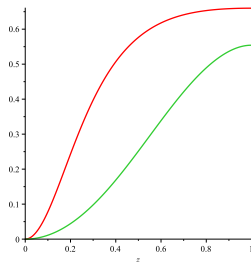
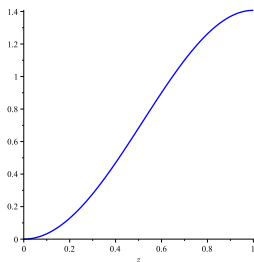


Figura : “Funções de onda” méson K^* e méson pseudoescalar K

- ▶ Fixam $m_s = 56.81$ MeV, $\sigma_s = (322.8 \text{ MeV})^3$

Resultados Preliminares

- ▶ No limite de simetria $SU(4)$: $M_V^{ab\ 2} = 0$; $M_V^{ab\ 2} = v^2(z)$

$$g_n^{abc} = g_5 \int dz \psi_n(z) \left\{ \frac{1}{g_5^2 z} (\partial_z \phi(z))^2 + \frac{v^2(z)}{z^3} (\pi(z) - \phi(z))^2 \right\} f^{abc}$$

- ▶ Todas as equações no AdS_5 tem a mesma solução
- ▶ Para os processos de nosso interesse

$$g_{\rho DD} = g_{\rho KK} = \frac{g_{\rho\pi\pi}}{2}$$

Conclusões e Perspectivas

- ▶ No limite de simetria $SU(4)$ recuperamos as relações conhecidas
- ▶ Foi possível obter bons valores para massas, constantes de decaimento.
- ▶ Promover a quebra de simetria $SU(4)$
- ▶ Avaliar como as constantes de acoplamento mudam com essa quebra.
- ▶ Extrair Fatores de Forma.

OBRIGADO POR SUA ATENÇÃO