Fatores de forma em modelos inspirados na Cromodinâmica Quântica*

Mateus Broilo da Rocha

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Defesa de mestrado realizado

sob orientação do Prof. Dr. Emerson Gustavo de Souza Luna

Conteúdo

- Introdução
  - ⇒ Cinemática
  - ⇒ Formalismo
  - ⇒ Dados experimentais
- Cromodinâmica quântica
  - ⇒ Constante de acoplamento
  - ⇒ Espalhamento inelástico profundo – DIS
  - ⇒ Modelo a pártons
- Modelo inspirado em QCD
  - ⇒ Modelo de massa dinâmica
  - ⇒ Modelo atual
  - ⇒ Resultados
- Conclusão

Introdução

- Colisões dão origem à espalhamentos

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + ...$$

- Espalhamento elástico: todos os números quânticos são conservados durante a colisão

$$1 + 2 \rightarrow 1' + 2'$$

- Apesar de representar o processo cinemático mais simples, sua descrição teórica é extremamente difícil

Cinemática

- Grandezas físicas que sejam invariantes de Lorentz: Invariantes de Mandelstam
- Espalhamento exclusivo

$$1 + 2 \to 3 + 4 \ \text{(canal-s)}$$

é descrito pelos Invariantes de Mandelstam

$$\begin{aligned} s &= (P_1 + P_2)^2 = (P_3 + P_4)^2 \\ t &= (P_1 - P_3)^2 = (P_2 - P_4)^2 \\ u &= (P_1 - P_4)^2 = (P_2 - P_3)^2 \end{aligned}$$

sendo respeitado a seguinte identidade

$$s + t + u = \sum_{i=1}^{4} m_i^2$$

Cinemática

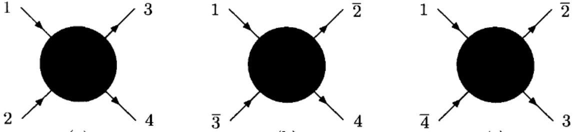
$$1 + \bar{3} \to \bar{2} + 4 \ \text{(canal-t)}$$

- Pela simetria de cruzamento

$$F_{1+2\to3+4}(s,t,u) = F_{1+\bar{3}\to\bar{2}+4}(t,s,u)$$

- Espalhamentos elásticos pp e $\bar{p}p$

$$\text{canal } s: \quad p + p \to p + p$$
$$\text{canal } t: \quad \bar{p} + p \to \bar{p} + p$$



(a) (b) (c)

Formalismo

- Aproximação em ondas parciais

$$f(\mathbf{k},\mathbf{k}') = f(k,\theta) = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\, a_l(k) P_l(\cos\theta)$$

- No limite de altas energias (f=kF)

$$F(s,t) = i\int_0^{\infty} db\, b\, J_0(b\sqrt{-t})\, \underbrace{\left[1 - e^{i\chi(s,b)}\right]}_{\equiv\Gamma(s,b)}$$

- Reescrevendo a função de perfil

$$\Gamma(s,b) = \mathrm{Re}\,\Gamma(s,b) + i\mathrm{Im}\,\Gamma(s,b)$$

$$2\mathrm{Re}\,\Gamma(s,b) = |\Gamma(s,b)|^2 + (1 - e^{-2\chi_I})$$

Formalismo

- Seções de choque de espalhamento na representação de parâmetro de impacto

$$\sigma_{in} = 2\pi \int_0^\infty db\, b \left[2\,\mathrm{Re}\Gamma(s,b) - |\Gamma(s,b)|^2\right]$$
$$= 2\pi \int_0^\infty db\, b\, [1 - e^{-2\chi_I}]$$

$$\sigma_{tot} = 2\pi \int_0^\infty db\, b\, 2\,\mathrm{Re}\Gamma(s,b)$$
$$= 4\pi \int_0^\infty db\, b\, [1 - e^{-\chi_I} \cos\chi_R] = \sigma_{el} + \sigma_{in}$$

- Parâmetro ρ

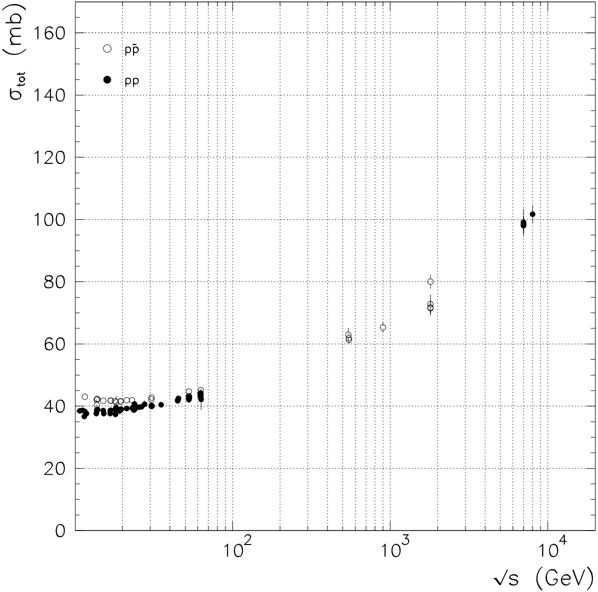
$$\rho = \frac{\mathrm{Re}\left\{ i \int_0^\infty db\, b\, [1 - e^{i\chi(s,b)}] \right\}}{\mathrm{Im}\left\{ i \int_0^\infty db\, b\, [1 - e^{i\chi(s,b)}] \right\}}$$

Dados experimentais

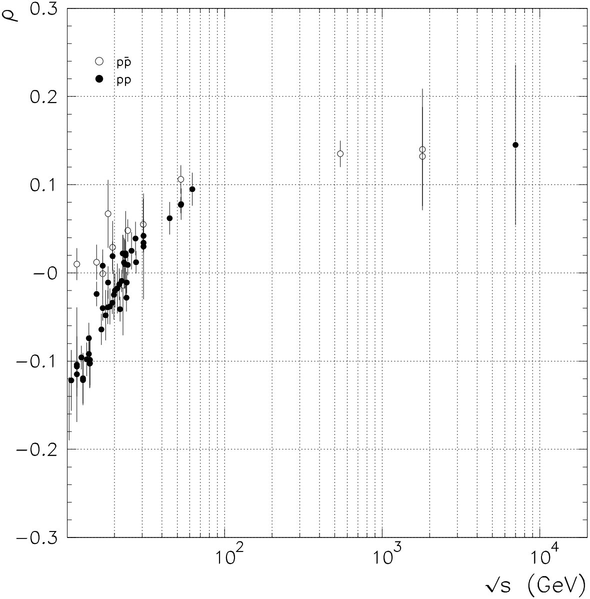
- Espalhamento pp: ISR (até $\sqrt{s} = 62.8$ GeV); RHIC (até $\sqrt{s} = 500$ GeV); recentes dados do expermento TOTEM ($\sqrt{s} = 7 - 8$ TeV)

Colaboração	Referência	$\sqrt{s}$ (TeV)	σ_{tot} (mb)
TOTEM	[1]	7	98.30 ± 2.80
	[2]	7	98.58 ± 2.23
	[3]	7	99.10 ± 4.30
	[3]	7	98.00 ± 2.50
	[4]	8	101.70 ± 2.90

- Espalhamento $\bar{p}p$: Tevatron (até $\sqrt{s} = 1.8$ TeV)



σ_{tot} (mb)
0
20
40
60
80
100
120
140
160
$p\bar{p}$
pp
10^2
10^3
10^4
$\sqrt{s}$ (GeV)


ρ
0.3
0.2
0.1
−0
−0.1
−0.2
−0.3
pp̄
pp
10^2
10^3
10^4
√s (GeV)

Cromodinâmica quântica

- É a teoria de calibre que descreve a interação forte entre os pártons
- A lagrangeana

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{cl} + \mathcal{L}_{fc} + \mathcal{L}_{ft}$$

$$\mathcal{L}_{cl}(x) = -\frac{1}{4} F^{A}_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}_{A}(x) + \sum_{q} \bar{\psi}^{r}_{q}(x)(i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m)_{rs} \psi^{s}_{q}(x)$$

onde

$$F^{A}_{\mu\nu}(x) = \partial_{\mu} G^{A}_{\nu}(x) - \partial_{\nu} G^{A}_{\mu}(x) - g_{s} f^{ABC} G^{B}_{\mu} G^{C}_{\nu}$$

Constante de acoplamento

- g_s determina a magnitude da interação entre os campos de cor
- Existem processos que contribuem para o surgimento de divergências na teoria
- Reescalar o campo $\rightarrow$ as divergências são absorvidas em redefinições das quantidades físicas (renormalização)
- Quantidades renormalizadas (como g_s) passam a depender explicitamente de uma escala de renormalização μ

$$\alpha_s \equiv \alpha_s(\mu^2) = \frac{g_s^2}{4\pi}$$

Constante de acoplamento

- Equação do grupo de renormalização

$$\left(-\frac{\partial}{\partial\tau} + \beta(\alpha_s)\,\frac{\partial}{\partial\alpha_s}\right)\mathcal{R}(e^{\tau},\alpha_s) = 0$$

onde

$$\tau \equiv \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right), \quad \beta(\alpha_s) \equiv \mu^2\,\frac{\partial\alpha_s}{\partial\mu^2} = \frac{\partial\alpha_s}{\partial\log\mu^2}$$

- $\mathcal{R}(e^{\tau},\alpha_s) = \mathcal{R}(1,\alpha_s(\tau)) = \alpha_s(\tau)$ é solução com a condição de contorno $\alpha_s(\tau=0) = \alpha_s(\mu^2) = \alpha_s$

$$\tau = \int_{\alpha_s(0)}^{\alpha_s(\tau^2)} \frac{d\alpha'}{\beta(\alpha')} \quad , \quad \frac{d\alpha_s(\tau)}{d\tau} = \beta(\alpha_s(\tau)) \quad , \quad \frac{d\alpha_s(\tau)}{d\alpha_s} = \frac{\beta(\alpha_s(\tau))}{\beta(\alpha_s)}$$

- toda a dependência de escala está contida em α_s

Constante de acoplamento

- Conhecimento da função $\beta(\alpha_s)$

$$\frac{d\alpha_s(\tau)}{d\tau} = \beta(\alpha_s(\tau)) = Q^2\,\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dQ^2} = -b_0\alpha_s^2(Q^2)\left(1 + \frac{b_1}{b_0}\alpha_s(Q^2) + \frac{b_2}{b_0}\alpha_s^2(Q^2) + ...\right)$$

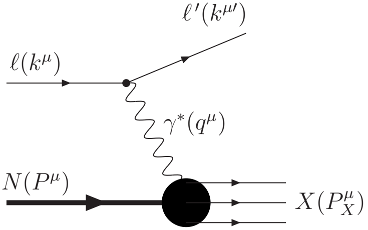
- Usualmente é usados os termos em LO e NLO $\rightarrow$ expansão é truncada (somente b_0 e b_1 são considerados)
- ...

$$\alpha_s^{LO}(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

$$\alpha_s^{NLO}(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}\left[1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2}\,\frac{\log\log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}{\log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}\right]$$

- $\beta_0 = b_0/4\pi$ e $\beta_1 = b_1/16\pi^2$

Espalhamento inelástico profundo – DIS



Variáveis cinemáticas

- Quadrado da energia total do sistema $\gamma^* N$

$$W^2 = (P+q)^2 \geq m_p^2$$

- Virtualidade do fóton

$$Q^2 \equiv -q^2 = (k-k')^2 > 0$$

- Fração de momentum do párton provado $0 \leq x \leq 1$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_p \nu}\bigg|_{\nu=E-E'} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_p^2}$$

- Inelasticidade $0 \leq y \leq 1$

$$y = \frac{\nu}{E} = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{W^2 + Q^2 - m_p^2}{s - m_p^2}$$

- Limite de altas energias

$$\lim_{W\to\infty} x = \lim_{W\to\infty} \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_p^2} = 0$$

Seção de Choque Inclusiva no Processo $ep \to eX$

- No referencial de repouso do próton

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{2MQ^4E} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

– α_{em} é o parâmetro de acoplamento eletromagnético; $\Omega(\theta, \phi)$ é o ângulo sólido de espalhamento; $L^{\mu\nu}$ é o tensor de vértice leptônico e $W_{\mu\nu}$ é o tensor de vértice hadrônico

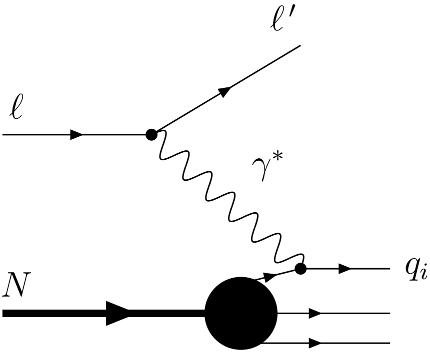
$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha_{\text{em}}^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1(\nu, Q^2) \sin^2\frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \cos^2\frac{\theta}{2} \right]$$

– o qual $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$ são chamadas de *funções de estrutura*.

- Ainda para $F_1(x, Q^2) \equiv m_p W_1(\nu . Q^2)$ e $F_2(x, Q^2) \equiv \nu W_2(\nu . Q^2)$

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 s}{Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xym_p^2}{s} \right) F_2(x, Q^2) \right]$$

Modelo a pártons



Escalamento (scaling) de Bjorken

- $x \to 0$ a razão ν/Q^2 mantém-se finita
- $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$ dependem apenas da variável adimensional x
- Pártons tratados como partículas puntuais

$$\lim_{Q\to\infty} MW_1(\nu, Q^2) = F_1(x)$$

$$\lim_{Q\to\infty} \nu W_2(\nu, Q^2) = F_2(x)$$

$\Rightarrow$ Este comportamento é chamado de escalamento das funções de estrutura, e foi de fato verificado no DIS *ep* no *Stanford Linear Accelerator (SLAC)*

Modelo a pártons

- Quark está essencialmente livre durante a interação

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \sum_q \int_0^1 d\xi \, f_q(\xi) \left(\frac{d^2\sigma}{dxdy}\right)_{eq}$$

– $f_q(\xi)$ são as funções de distribuição dos quarks, tal que $d\xi \, f_q(\xi)$ seja a probabilidade de encontrar um quark de sabor q carregando uma fração do momentum do próton

- Seção de choque diferencial para o espalhamento do quark

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \sum_q \int_0^1 d\xi \, f_q(\xi) \, \frac{2\pi\alpha_{em}^2 e_q^2 \, s}{Q^4} \left[1 + (1-y)^2\right] \delta(x-\xi)$$

- Previsão do modelo a pártons para as funções de estrutura

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = x \sum_q e_q^2 \int_0^1 d\xi \, f_q(\xi) \, \delta(x-\xi) = \sum_q e_q^2 \, x \, f_q(x)$$

– o qual e_q corresponde à carga elétrica do quark

- Relação de Callan-Gross

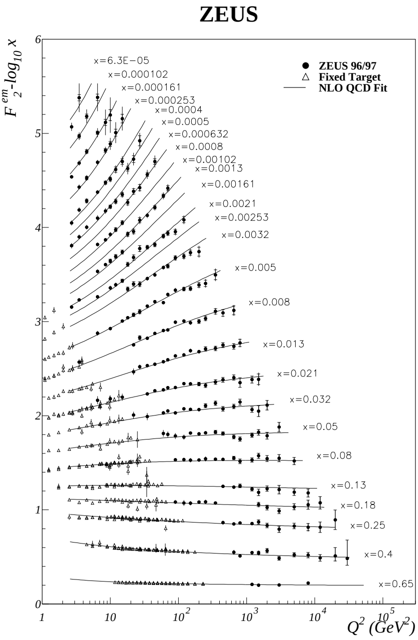
Modelo a pártons

Modelo a pártons da QCD

- A contribuição dos vértices de emissão de glúons à função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ levam a divergências

$$F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2\, x \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q(\xi) \left\{ \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{\kappa^2}\right) + h\left(\frac{x}{\xi}\right) \right] + \ldots \right\}$$

  - P_{qq} são as funções de desdobramento (splitting)
- O termo de ordem zero $(\xi = x)$refere-se ao modelo a pártons original


ZEUS
F_2^{em}-$log_{10}x$
ZEUS 96/97
Fixed Target
NLO QCD Fit
x=6.3E−05
x=0.000102
x=0.000161
x=0.000253
x=0.0004
x=0.0005
x=0.000632
x=0.0008
x=0.00102
x=0.0013
x=0.00161
x=0.0021
x=0.00253
x=0.0032
x=0.005
x=0.008
x=0.013
x=0.021
x=0.032
x=0.05
x=0.08
x=0.13
x=0.18
x=0.25
x=0.4
x=0.65
0
1
2
3
4
5
6
1
10
10^2
10^3
10^4
10^5
Q^2 (GeV^2)

Modelo a pártons

Função de distribuição

- Equação de evolução DGLAP

$$\frac{\partial \mathcal{U}(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \mathcal{P}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right) \mathcal{U}(\xi, Q^2)$$

- Efeito da contribuição dos glúons

$$\frac{\partial f_q(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[f_q(\xi, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + 2N_f\, f_g(\xi, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$$

$$\frac{\partial f_g(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[f_q(\xi, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + f_g(\xi, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2)$$

Modelo a pártons

Função de distribuição

- Para uma colisão hadrônica genérica $A + B \rightarrow C + D$

$$\sigma_{AB\rightarrow CD} = \sum_{a,b} \int_{x_a}^{1} d\xi_a \int_{x_b}^{1} d\xi_b \, f_A^a(\xi_a, \mu)(\xi_a p_A, \xi_b p_B, \mu, \alpha_s) f_B^b(\xi_b, \mu)$$

- Existem diversas colaborações dedicadas a determinar o comportamento das funções de distribuição
- Neste trabalho utilizamos as distribuições CTEQ6 e MSTW2008

$$\text{CTEQ6} \;\Rightarrow xf(x, Q_0) = A_0 \, x^{A_1} (1 - x)^{A_2} \, e^{A_3 x} \, (1 + e^{A_4} \, x)^{A_5}$$

$$\text{MSTW} \;\Rightarrow xf_i(x, Q_0^2) = A_i x^{-\lambda_i} (1 - x)^{\eta_i} (1 + \epsilon_i \sqrt{x} + \gamma_i x)$$

Modelo inspirado em QCD

- Descrevem alguns processos de natureza hadrônica ligada à região de transição entre os regimes perturbativos e não perturbativos
- Amplitude de espalhamento é escrita via o formalismo eiconal

$$\chi(s,b) = \chi_{soft}(s,b) + \chi_{SH}(s,b)$$

$$\chi(s,b) = \mathrm{Re}\,\chi(s,b) + i\,\mathrm{Im}\,\chi(s,b) = \chi_R + i\chi_I$$

$$\chi_{pp}^{\bar{p}p}(s,b) = \chi^{+}(s,b) \pm \chi^{-}(s,b)$$

- Crescimento da seção de choque em altas energias $\rightarrow$ principalmente glúons

Modelo com massa dinâmica de glúons

- Congelamento da constante de acoplamento da QCD em baixas energias sugere descrição de efeitos não perturbativos
- Conexão com uma massa dinâmica para os glúons
- Contribuição da massa dinâmica tende a zero para grandes momenta

$$\bar{\alpha}_s = \bar{\alpha}_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log\left[(Q^2 + 4M_g^2(Q^2))/\Lambda^2\right]}$$

$$M_g^2 = M_g^2(Q^2) = m_g^2 \left[\frac{\log\left(\frac{Q^2 + 4{m_g}^2}{\Lambda^2}\right)}{\log\left(\frac{4{m_g}^2}{\Lambda^2}\right)} \right]^{-12/11}$$

– $m_g = 500 \pm 200$ MeV

- Regime perturbativo é recuperado

$$\bar{\alpha}_s(Q^2 \gg \Lambda^2) \sim \frac{4\pi}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} = \alpha_s^{pQCD}(Q^2)$$

Modelo atual

- Pelo modelo a partons da QCD

$$\mathrm{Re}\,\chi_{SH}(s,b) = \frac{1}{2}\,W_{SH}(b)\,\mathrm{Re}\,\sigma_{QCD}(s)$$

- E a seção de choque da QCD

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{QCD}(s) = \sum_{ij}\frac{1}{1+\delta_{ij}}\int_{2Q^2/s}^{1}dx_1\int_{2Q^2/x_1 s}^{1}dx_2\int_{Q^2_{min}}^{\hat{s}/2}d|\hat{t}|\,\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d|\hat{t}|}(\hat{s},\hat{t})f_{i/A}(x_1,|\hat{t}|)f_{j/B}(x_2,|\hat{t}|)$$

onde com $|\hat{t}| \equiv Q^2$ e $i,j = q,\bar{q},g$

- A função eiconal

$$\chi^{+}(s,b) = \chi^{+}_{soft}(s,b) + \chi^{+}_{SH}(s,b)$$

$$\chi^{-}(s,b) = \chi^{-}_{soft}(s,b) + \chi^{-}_{SH}(s,b) \simeq \chi^{-}_{soft}(s,b)$$

Modelo atual

- A parte imaginária de $\chi_{SH}(s,b)$ é obtida por meio de uma relação de dispersão integral, válida no limite $s^2 \gg m^2$

$$\mathrm{Im}\,\chi^+(s,b) = -\frac{2s}{\pi}\mathcal{P}\int_0^\infty ds'\,\frac{\mathrm{Re}\,\chi^+(s',b)}{s'^2 - s^2}$$

- ...

$$\mathrm{Im}\,\chi_{SH}(s,b) = \frac{1}{2}W_{SH}(b)\,\mathrm{Im}\,\sigma_{QCD}(s)$$

onde

$$\begin{aligned}\mathrm{Im}\,\sigma_{QCD}(s) &= -\frac{1}{\pi}\sum_{ij}\frac{1}{1+\delta_{ij}}\int_0^1 dx_1\int_0^1 dx_2\int_{Q^2_{min}}^{\hat{s}/2} d|\hat{t}|\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d|\hat{t}|}(\hat{s},\hat{t})\\ &\times\; f_{i/A}(x_1,|\hat{t}|)f_{j/B}(x_2,|\hat{t}|)\ln\left(\frac{\hat{s}/2+|\hat{t}|}{\hat{s}/2-|\hat{t}|}\right)\end{aligned}$$

Modelo atual

- A eiconal suave

$$\chi^{+}_{soft}(s,b) = \frac{i}{2}\, W^{+}_{soft}(b) \left[A' + iB' + C' \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-\gamma} \right]$$

- A econal par

$$\begin{aligned} \chi^{+}(s,b) &= \chi^{+}_{soft}(s,b) + \chi^{+}_{SH}(s,b) \\ &= \frac{i}{2} \left[W^{+}_{soft}(b)\, \sigma_{soft}(s) + W_{SH}(b)\, \sigma_{QCD}(s) \right] \end{aligned}$$

onde $\sigma_{QCD}(s) = \mathrm{Re}\, \sigma_{QCD}(s) + i\mathrm{Im}\, \sigma_{QCD}(s)$ e $\sigma_{soft}(s) = \mathrm{Re}\, \sigma_{soft}(s) + i\mathrm{Im}\, \sigma_{soft}(s)$

$$\mathrm{Re}\, \sigma_{soft}(s) = A' + C' \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-\gamma} \cos\left(\frac{\pi\gamma}{2} \right)$$

$$\mathrm{Im}\, \sigma_{soft}(s) = B' + C' \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-\gamma} \sin\left(\frac{\pi\gamma}{2} \right)$$

- A eiconal ímpar

$$\chi^{-}(s,b) = \frac{1}{2}\, W^{-}_{soft}(b)\, D' \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{s/s_0}}$$

Modelo atual

Densidade de recobrimento

- Hipótese mais simples: $W_{soft}(b) = W_{SH}(b)$
- Mais plausível: modelo em que quarks e glúons apresentem distribuições espaciais diferentes
- $W^{-}_{soft}(b)$ e $W^{+}_{soft}(b)$ fatores de forma do tipo dipolo

$$G_A(k_\perp) = G_B(k_\perp) \equiv G_{dip}(k_\perp;\mu) = \left(\frac{\mu^2}{k_\perp^2+\mu^2}\right)^2$$

assim

$$\begin{aligned} W^{+}_{soft}(b;\mu^{+}_{soft}) &= \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty dk_\perp\, k_\perp\, J_0(k_\perp b)\, G^2_{dip}(k_\perp;\mu^{+}_{soft}) \\ &= \frac{(\mu^{+}_{soft})^2}{96\pi}(\mu^{+}_{soft} b)^3 K_3(\mu^{+}_{soft} b) \end{aligned}$$

$$W^{-}_{soft}(b;\mu^{-}_{soft}) = \frac{(\mu^{-}_{soft})^2}{96\pi}(\mu^{-}_{soft} b)^3 K_3(\mu^{-}_{soft} b)$$

Modelo atual

Densidade de recobrimento

- Supomos um aumento na distribuição radial média dos glúons devido ao crescimento em energia

$$G_{SH}^{(m)}(s, k_\perp; \nu_{SH}) = \frac{\nu_{SH}^2}{k_\perp^2 + \nu_{SH}^2}$$

$$G_{SH}^{(d)}(s, k_\perp; \nu_{SH}) = \left(\frac{\nu_{SH}^2}{k_\perp^2 + \nu_{SH}^2}\right)^2$$

onde $\nu_{SH} = \nu_1 - \nu_2 \log(s/s_0)$

- Para o fator de forma do tipo monopolo

$$\begin{aligned} W_{SH}^{(m)}(s, b; \nu_{SH}) &= \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty dk_\perp\, k_\perp\, J_0(k_\perp b)\, [G_{SH}^{(m)}(s, k_\perp; \nu_{SH})]^2 \\ &= \frac{\nu_{SH}^2}{4\pi}(\nu_{SH} b) K_1(\nu_{SH} b) \end{aligned}$$

- Para o fator de forma do tipo dipolo

$$W_{SH}^{(d)}(s, b; \nu_{SH}) = \frac{\nu_{SH}^2}{96\pi}(\nu_{SH} b)^3 K_3(\nu_{SH} b)$$

Escala de massa infravermelha e a contribuição dos glúons

- A distribuição de glúons torna-se muito grande no limite em que $x \to 0$
- Espalhamentos párton-párton contendo pelo menos um glúon no estado incial

$$gg \to gg \quad \text{(espalhamento glúon-glúon)}$$

$$qg \to qg \quad \text{(espalhamento quark-glúon)}$$

$$\bar{q}g \to \bar{q}g \quad \text{(espalhamento quark-glúon)}$$

$$gg \to \bar{q}q \quad \text{(fusão de glúons em um par de quark)}$$

- Procesos glúon-glúon e quark-glúon são dominantes em altas energias, por exemplo para a seção de choque $\text{Re}\,\sigma_{QCD}(s)$ é aproximadamente 98,84% (98,66%) para CTEQ6L (MSTW) para $\sqrt{s} = 7$ TeV
- A do processo $gg \to \bar{q}q$ é pequena, mas foi considerada

Escala de massa infravermelha e a contribuição dos glúons

- Seções de choque a partônicas para o cálculo de $\sigma_{QCD}(s)$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(gg \to gg) = \frac{9\pi\bar{\alpha}_s^2}{2\hat{s}^2}\left(3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{t}\hat{s}}{\hat{u}^2}\right)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qg \to qg) = \frac{\pi\bar{\alpha}_s^2}{\hat{s}^2}(\hat{s}^2 + \hat{u}^2)\left(\frac{1}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9\hat{s}\hat{u}}\right)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(gg \to \bar{q}q) = \frac{3\pi\bar{\alpha}_s^2}{8\hat{s}^2}(\hat{t}^2 + \hat{u}^2)\left(\frac{4}{9\hat{t}\hat{u}} - \frac{1}{\hat{s}^2}\right)$$

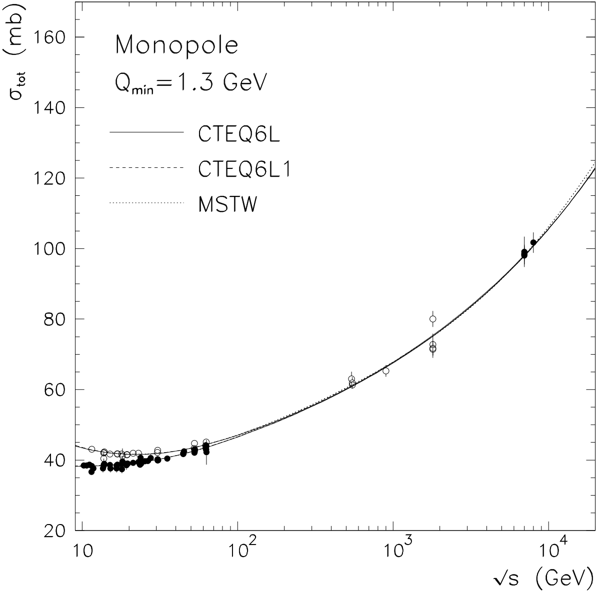
- Para processo glúon-glúon: $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 4M_g^2(Q^2)$; para processos quark-glúon e fusão de glúons em pares de quar: $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 2M_g^2(Q^2) + 2M_q^2(Q^2)$

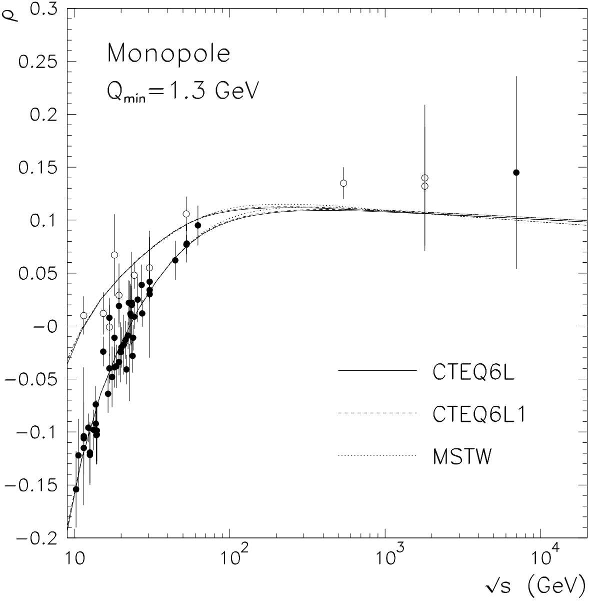
$$M_q^2(Q^2) = \frac{m_q^4}{Q^2 + m_q^2} \;\; \Rightarrow \;\; \text{decresce rapidamento com o aumento de } Q$$

Resultados

- Valores dos parâmetros do modelo obtidas do ajuste global aos dados dos espalhamentos *pp* e $\bar{p}p$. Resultados obtidos no caso de um fator de forma de monopolo no setor semiduro

$Q_{min} = 1.3$ GeV	CTEQ6L	CTEQ6L1	MSTW
ν_1 [GeV]	2.079 ± 0.842	2.006 ± 0.879	1.387 ± 0.824
ν_2 [GeV]	$(4.890 \pm 4.135) \times 10^{-2}$	$(4.467 \pm 3.817) \times 10^{-2}$	$(0.162 \pm 24.526) \times 10^{-2}$
A' [GeV^{-1}]	107.7 ± 7.7	106.5 ± 8.6	107.7 ± 11.4
B' [GeV^{-1}]	-5.33 ± 1.90	-5.14 ± 1.83	-4.98 ± 1.86
C' [GeV^{-1}]	727.6 ± 602.2	624.8 ± 547.5	556.3 ± 498.2
γ	0.832 ± 0.117	0.799 ± 0.129	0.759 ± 0.143
μ^{+}_{soft} [GeV]	0.452 ± 0.216	0.439 ± 0.252	0.525 ± 0.254
D' [GeV^{-1}]	108.8 ± 49.0	119.0 ± 112.9	109.1 ± 73.7
μ^{-}_{soft} [GeV]	0.216 ± 0.324	0.176 ± 0.286	0.430 ± 2.786
χ^2/gl	1.084	1.080	1.062


Monopole
Q_{min}=1.3 GeV
CTEQ6L
CTEQ6L1
MSTW
σ_{tot} (mb)
160
140
120
100
80
60
40
20
10
10^2
10^3
10^4
$\sqrt{s}$ (GeV)

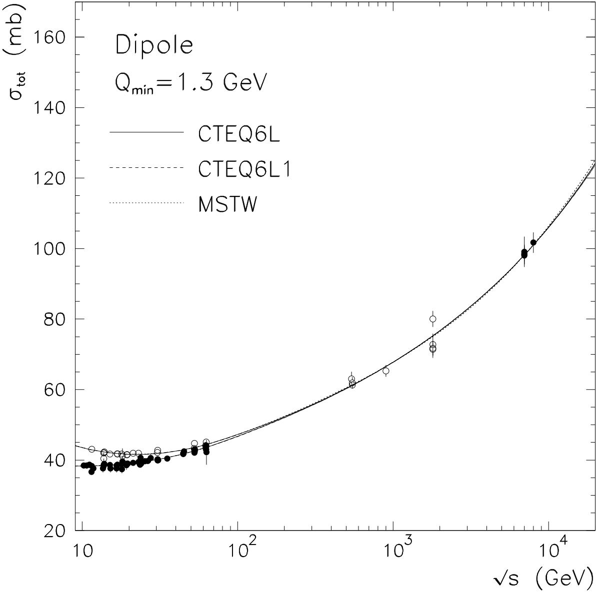


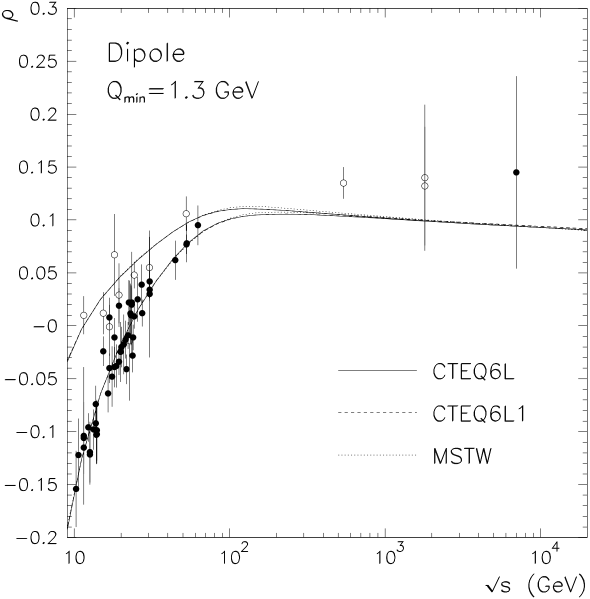
ρ
0.3
0.25
0.2
0.15
0.1
0.05
−0
−0.05
−0.1
−0.15
−0.2
Monopole
Q_{min}=1.3 GeV
CTEQ6L
CTEQ6L1
MSTW
10
10^2
10^3
10^4
√s (GeV)

Resultados

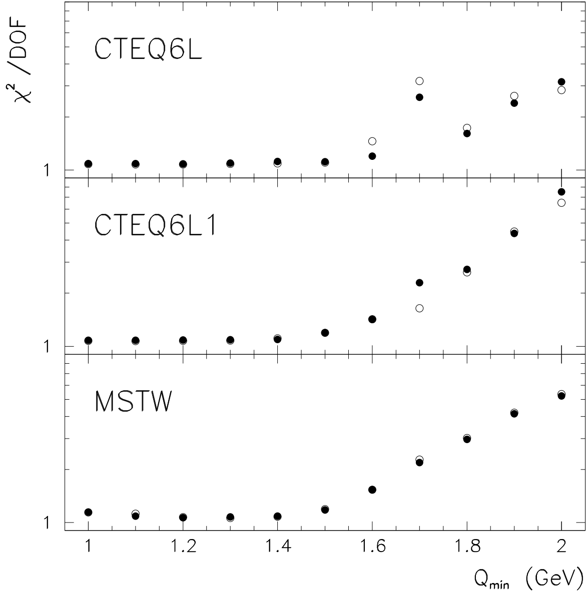
- Valores dos parâmetros do modelo obtidas do ajuste global aos dados dos espalhamentos *pp* e $\bar{p}p$. Resultados obtidos no caso de um fator de forma de dipolo no setor semiduro

$Q_{min} = 1.3$ GeV	CTEQ6L	CTEQ6L1	MSTW
ν_1 [GeV]	2.953 ± 0.987	2.862 ± 0.990	2.1947 ± 0.48503
ν_2 [GeV]	$(7.560 \pm 5.218) \times 10^{-2}$	$(7.037 \pm 5.286) \times 10^{-2}$	$(2.2591 \pm 2.7787) \times 10^{-2}$
A' [GeV^{-1}]	109.0 ± 7.0	107.9 ± 7.7	108.2 ± 3.3
B' [GeV^{-1}]	-5.42 ± 1.96	-5.24 ± 1.95	-5.12 ± 1.76
C' [GeV^{-1}]	773.3 ± 603.8	669.0 ± 560.9	581.9 ± 331.6
γ	0.842 ± 0.109	0.811 ± 0.121	0.76417 ± 0.079687
μ^{+}_{soft} [GeV]	0.489 ± 0.173	0.479 ± 0.193	0.53665 ± 0.07098
D' [GeV^{-1}]	107.2 ± 98.3	106.39 ± 85.99	146.34 ± 119.59
μ^{-}_{soft} [GeV]	0.416 ± 3.867	0.394 ± 3.862	0.13375 ± 0.11705
χ^2/gl	1.095	1.090	1.075


Dipole
Q_{min}=1.3 GeV
CTEQ6L
CTEQ6L1
MSTW
σ_{tot} (mb)
√s (GeV)
20
40
60
80
100
120
140
160
10
10^2
10^3
10^4



ρ
Dipole
Q_{min}=1.3 GeV
0.3
0.25
0.2
0.15
0.1
0.05
−0
−0.05
−0.1
−0.15
−0.2
10
10^2
10^3
10^4
√s (GeV)
CTEQ6L
CTEQ6L1
MSTW


χ^2 /DOF
CTEQ6L
CTEQ6L1
MSTW
1
1
1
1
1.2
1.4
1.6
1.8
2
Q_{min} (GeV)

Resultados

- Previsões para as quantidades frontais $\sigma_{tot}^{pp,\bar{p}p}$ e $\rho^{pp,\bar{p}p}$ usando conjuntos diferentes de PDF's

	$\sqrt{s}$ [TeV]	σ_{tot} [mb]		ρ	
		monopole	dipole	monopole	dipole
CTEQ6L	8.0	$100.7^{+8.6}_{-7.3}$	$101.0^{+8.6}_{-7.4}$	$0.101^{+0.009}_{-0.007}$	$0.094^{+0.008}_{-0.007}$
	13.0	$111.7^{+9.8}_{-8.4}$	$112.4^{+9.8}_{-8.5}$	$0.100^{+0.009}_{-0.008}$	$0.092^{+0.008}_{-0.007}$
	14.0	$113.5^{+9.9}_{-8.6}$	$114.3^{+10.0}_{-8.7}$	$0.099^{+0.009}_{-0.008}$	$0.092^{+0.008}_{-0.007}$
CTEQ6L1	8.0	$100.9^{+8.6}_{-7.4}$	$101.0^{+8.6}_{-7.4}$	$0.103^{+0.009}_{-0.007}$	$0.095^{+0.008}_{-0.007}$
	13.0	$111.7^{+9.8}_{-8.4}$	$112.2^{+9.8}_{-8.5}$	$0.101^{+0.009}_{-0.008}$	$0.093^{+0.008}_{-0.007}$
	14.0	$113.5^{+10.0}_{-8.6}$	$114.1^{+10.0}_{-8.6}$	$0.101^{+0.009}_{-0.008}$	$0.093^{+0.008}_{-0.007}$
MSTW	8.0	$101.0^{+8.6}_{-7.4}$	$101.1^{+8.6}_{-7.4}$	$0.102^{+0.009}_{-0.007}$	$0.096^{+0.008}_{-0.007}$
	13.0	$112.7^{+9.8}_{-8.5}$	$113.0^{+9.9}_{-8.5}$	$0.099^{+0.009}_{-0.007}$	$0.094^{+0.008}_{-0.007}$
	14.0	$114.6^{+10.1}_{-8.7}$	$115.0^{+10.1}_{-8.7}$	$0.099^{+0.009}_{-0.007}$	$0.093^{+0.008}_{-0.007}$

Conclusões

- Desenvolvemos um novo modelo eiconal para o espalhamento de hádrons em altas energias
- Investigamos os espalhamentos elásticos pp e $\bar{p}p$ nas energias típicas do LHC supondo que o crescimento da seção de choque total é devido exclusivamente às interações semiduras
- Investigamos o comportamento das amplitudes frontais para diferentes cortes Q_{min} e funções de distribuição partônicas, CTEQ6L, CTEQ6L1 e MSTW, e consideramos também as implicações fenomenológicas de uma classe de fatores de forma dependentes de energia
- Analisamos também a sensibilidade de χ^2/gl em relação a Q_{min}, que restringe os processos párton-párton às interações semiduras
- Nossos resultados mostram que a boa reprodução das descrições de $\sigma_{tot}^{pp,\bar{p}p}$ e $\rho^{pp,\bar{p}p}$ são obtidas considerando cortes no intervalo aproximado de $1.0 \leq Q_{min} \leq 1.5$ GeV

Perspectivas

– Desenvolvimento do modelo utilizando relações de dispersão derivativas
– Por completeza, estudar a dependência em energia da eiconal suave
– Estudar novos tipos de fatores de forma
– Descrição da seção de choque diferencial