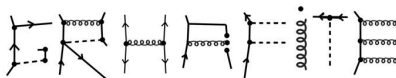


Saturação Partônica: da dinâmica linear à dinâmica não-linear

Diego Spiering Pires

Fernando Navarra (orientador)

Victor Gonçalves (co-orientador)



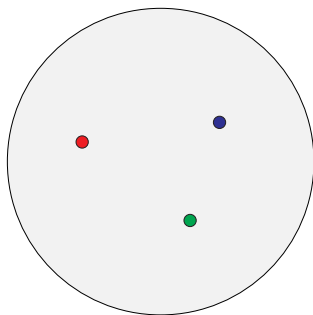
diego.spiering@gmail.com

Motivação

- Conforme vamos para regimes de mais altas energias, surgem problemas na dinâmica linear.
- Neste regime esperamos que a dinâmica linear de lugar a uma dinâmica não linear (saturação partônica).
- O tratamento da dinâmica hadrônica a altas energias ainda seja um problema em aberto!

Estrutura dos hádrons

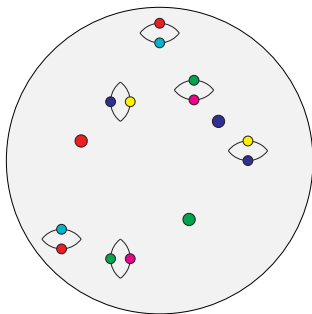
De acordo com a teoria que descreve as interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD), os hádrons são formados por:



Quarks: férmions massivos de spin $1/2$, com carga elétrica fracionária e carga de cor;

Estrutura dos hádrons

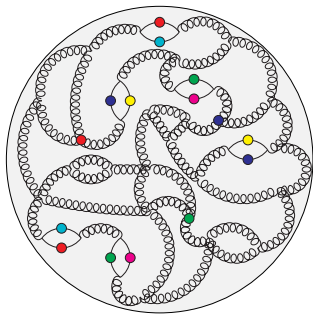
De acordo com a teoria que descreve as interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD), os hádrons são formados por:



Quarks: férmions massivos de spin $1/2$, com carga elétrica fracionária e carga de cor;

Estrutura dos hádrons

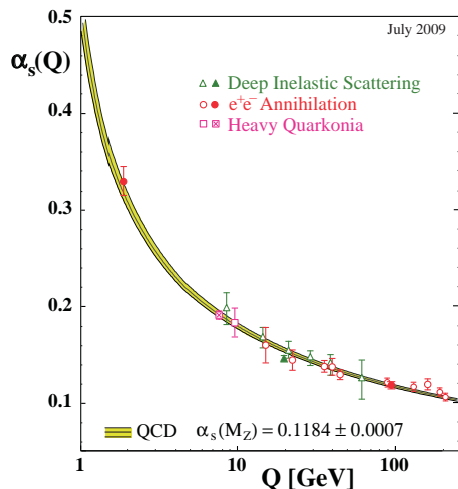
De acordo com a teoria que descreve as interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD), os hádrons são formados por:



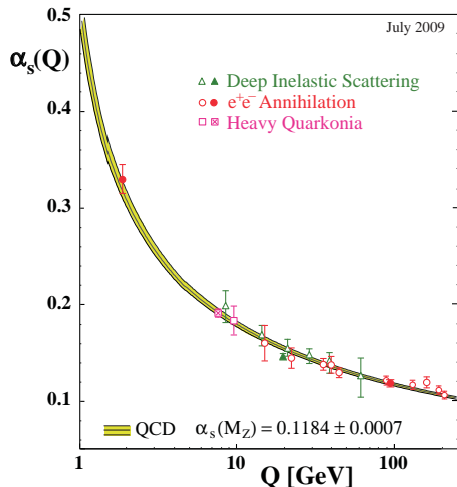
Quarks: férmions massivos de spin $1/2$, com carga elétrica fracionária e carga de cor;

Glúons: bósons não massivos de spin 1 , eletricamente neutros e portando carga de cor.

Cromodinâmica Quântica (QCD)

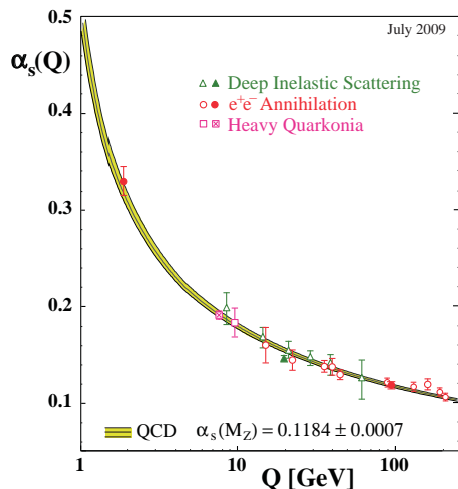


Cromodinâmica Quântica (QCD)



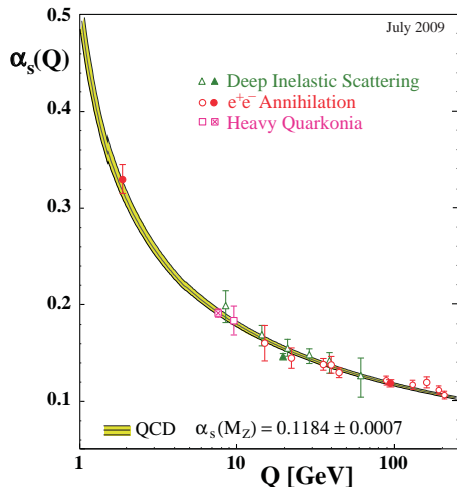
► Confinamento

Cromodinâmica Quântica (QCD)



- ▶ Confinamento
- ▶ Liberdade assintótica

Cromodinâmica Quântica (QCD)



► Confinamento

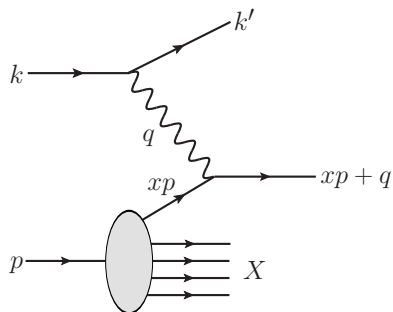
► Liberdade assintótica



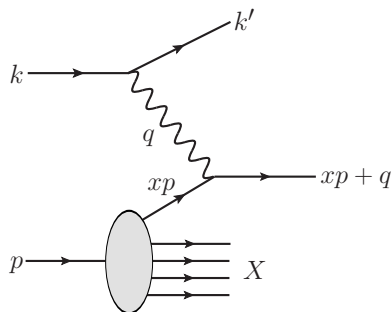
Tratamento perturbativo

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha_s \varphi_1 + \alpha_s^2 \varphi_2 + \dots$$

Espalhamento Profundo Inelástico (DIS)



Espalhamento Profundo Inelástico (DIS)

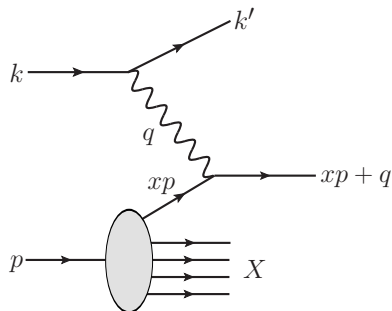


$$\sigma(x, Q^2) = \frac{4\pi\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2)$$

$$Q^2 = -q^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$$

Espalhamento Profundo Inelástico (DIS)



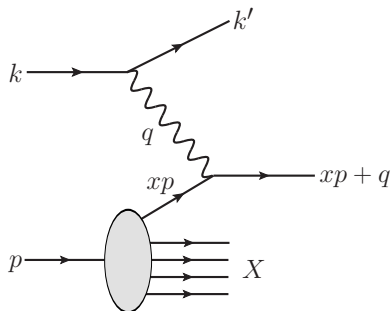
$$\sigma(x, Q^2) = \frac{4\pi\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 f_i(x, Q^2)$$

$$Q^2 = -q^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$$

Espalhamento Profundo Inelástico (DIS)



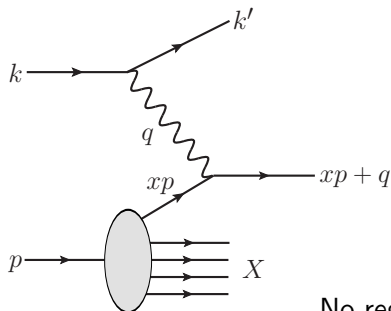
$$\sigma(x, Q^2) = \frac{4\pi\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 \underbrace{f_i(x, Q^2)}_{\text{PDFs}}$$

$$Q^2 = -q^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$$

Espalhamento Profundo Inelástico (DIS)



$$\sigma(x, Q^2) = \frac{4\pi\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 \underbrace{f_i(x, Q^2)}_{\text{PDFs}}$$

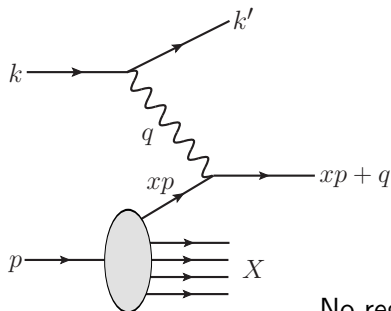
No regime diluído, as PDFs obedecem equações lineares de evolução:

- ▶ DGLAP
- ▶ BFKL

$$Q^2 = -q^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$$

Espalhamento Profundo Inelástico (DIS)



$$\sigma(x, Q^2) = \frac{4\pi\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2)$$

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 \underbrace{f_i(x, Q^2)}_{\text{PDFs}}$$

No regime diluído, as PDFs obedecem equações lineares de evolução:

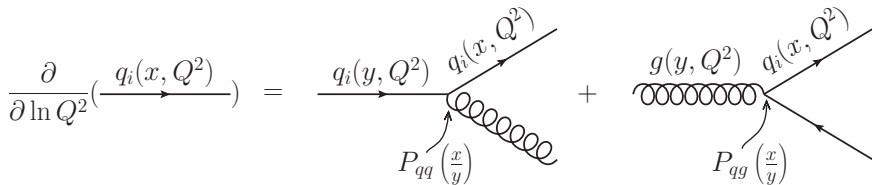
- ▶ DGLAP
- ▶ BFKL

$$Q^2 = -q^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \simeq \frac{Q^2}{W^2}$$

Equações DGLAP

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right]$$



DGLAP = Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

Equações DGLAP

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right]$$

The diagram illustrates the DGLAP equation. On the left, the derivative of the parton distribution function $g(x, Q^2)$ with respect to $\ln Q^2$ is represented by a curly line with a wavy line above it. This is equal to a sum over i of two terms. The first term is $q_i(y, Q^2)$ multiplied by a diagram of a curly line with a wavy line above it, where the wavy line is connected to a vertex. An arrow labeled $P_{gq}(\frac{x}{y})$ points to this vertex. The second term is $g(y, Q^2)$ multiplied by a similar diagram, but with an arrow labeled $P_{gg}(\frac{x}{y})$ pointing to the vertex.

DGLAP = Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

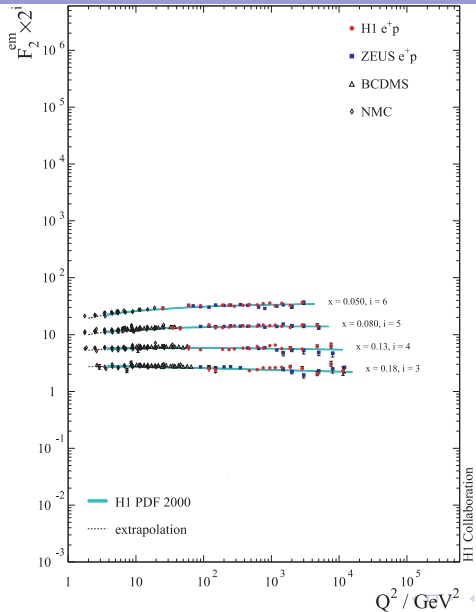
Equações DGLAP

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right]$$

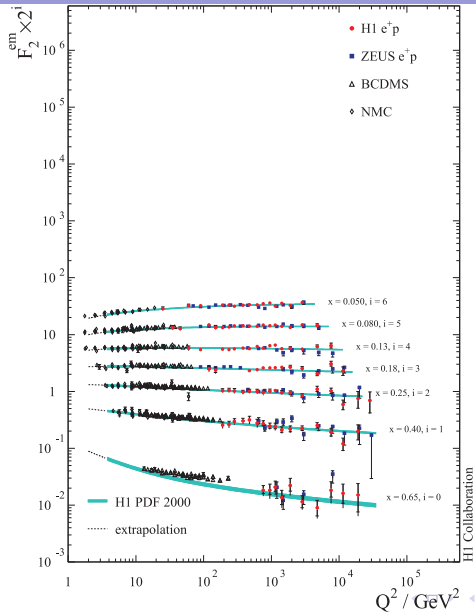
$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} (g(x, Q^2)) = \sum_i q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right)$$

DGLAP = Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

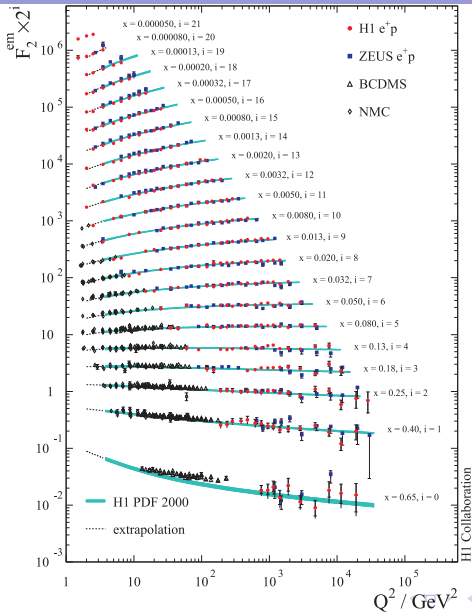
Função de Estrutura Hadrônica



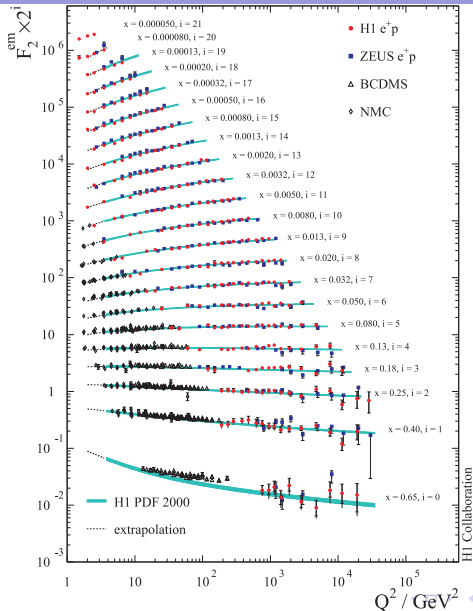
Função de Estrutura Hadrônica



Função de Estrutura Hadrônica

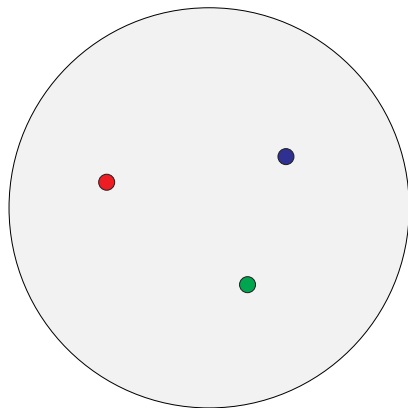
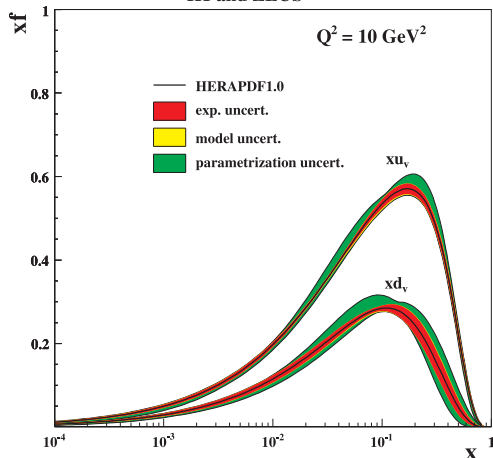


Função de Estrutura Hadrônica
 $F_2(x, Q^2) \Leftrightarrow f_i(x, Q^2)$



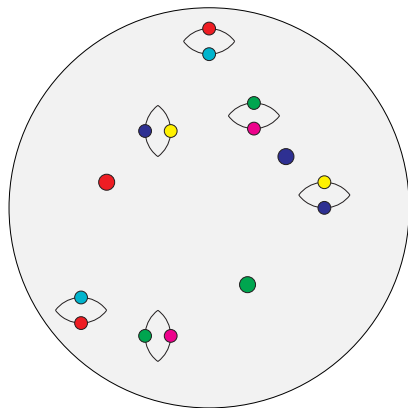
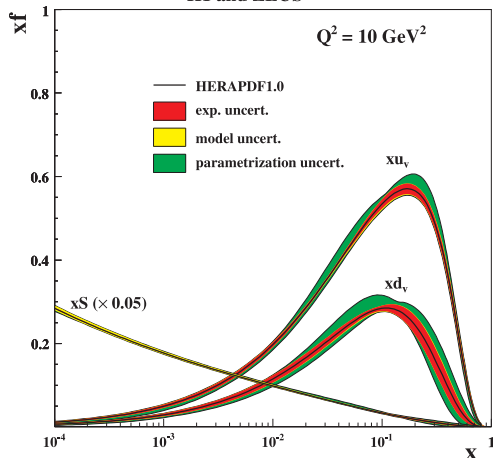
Funções de Distribuição Partônica

H1 and ZEUS



Funções de Distribuição Partônica

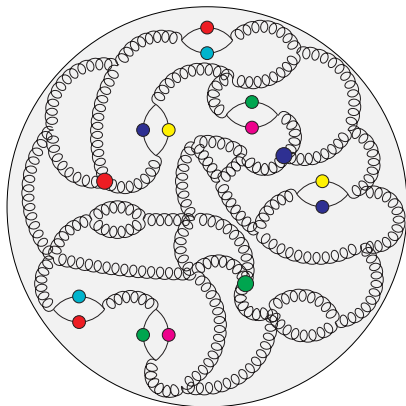
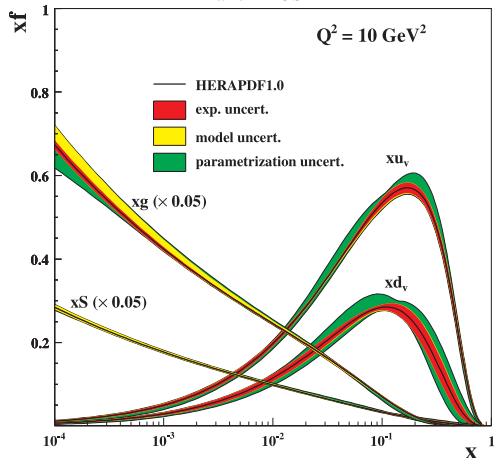
H1 and ZEUS



Funções de Distribuição Partônica

H1 and ZEUS

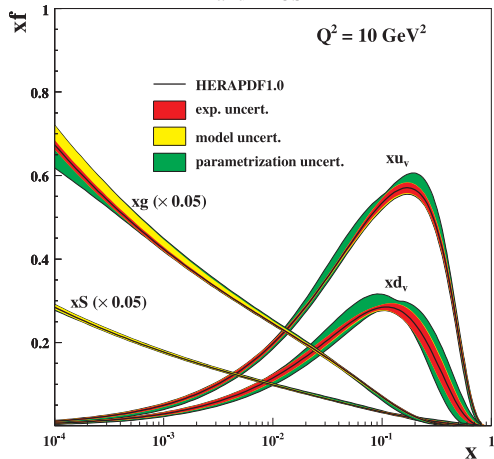
$Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$



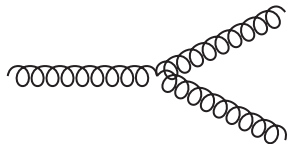
Funções de Distribuição Partônica

H1 and ZEUS

$Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$

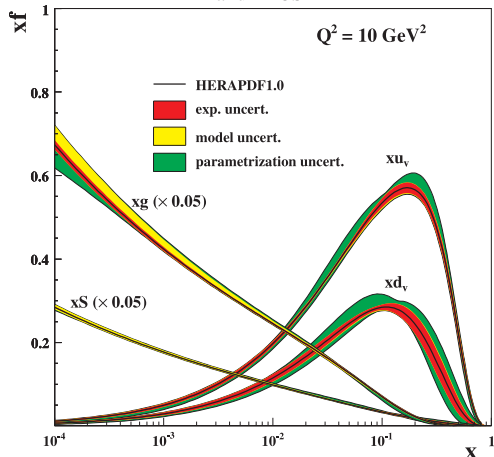


Dinâmica linear:

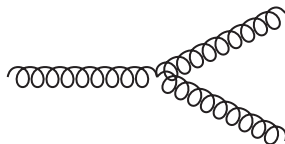


Funções de Distribuição Partônica

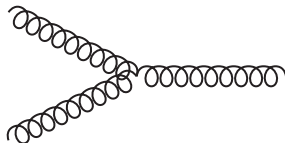
H1 and ZEUS



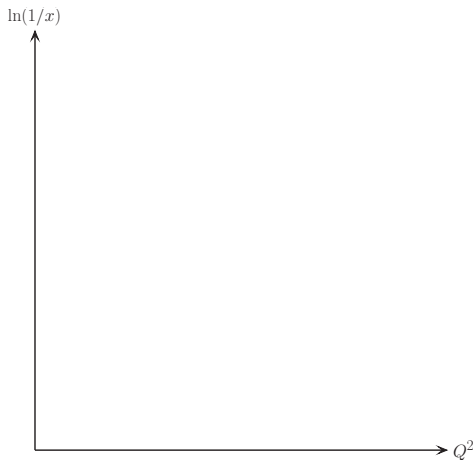
Dinâmica linear:



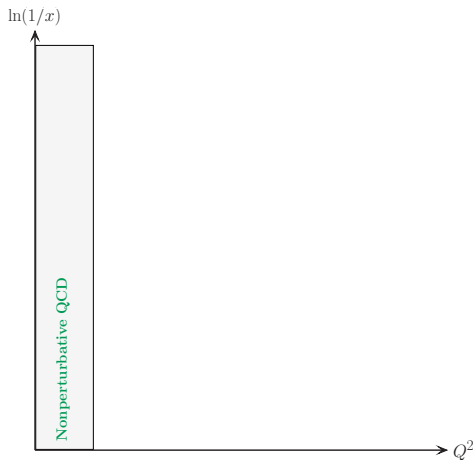
Dinâmica não-linear:



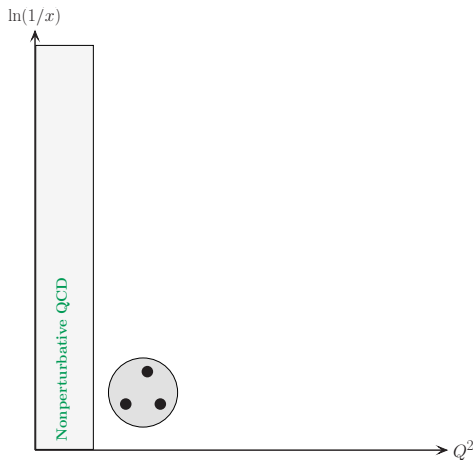
Regimes cinemáticos da QCD



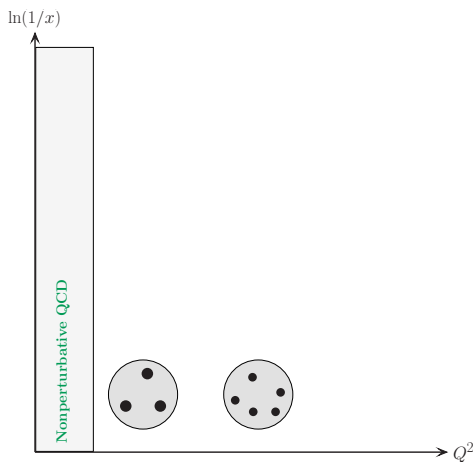
Regimes cinemáticos da QCD



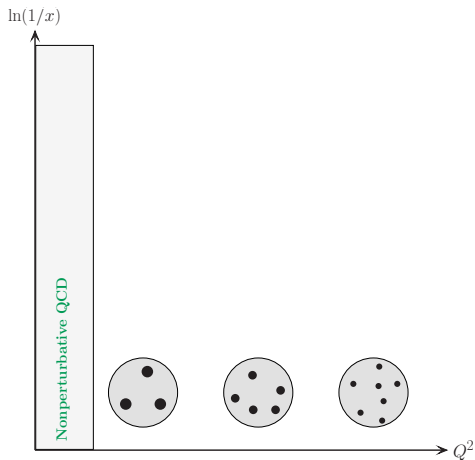
Regimes cinemáticos da QCD



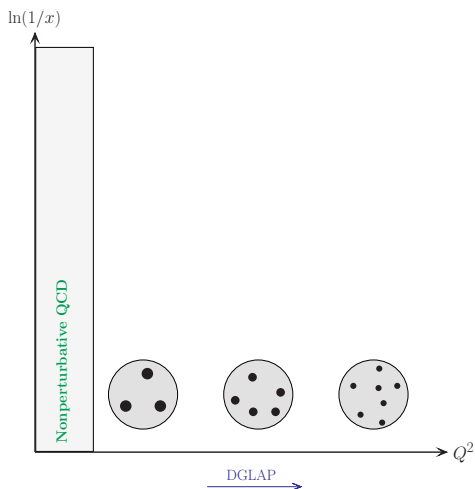
Regimes cinemáticos da QCD



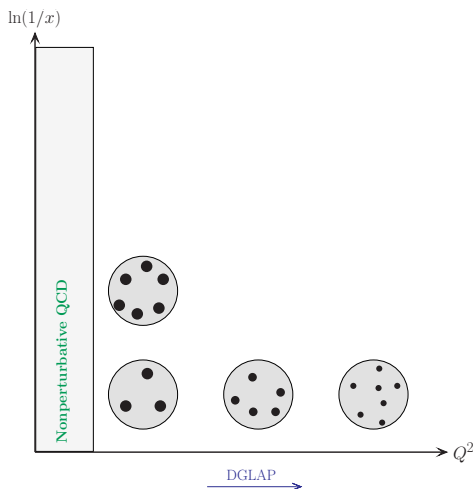
Regimes cinemáticos da QCD



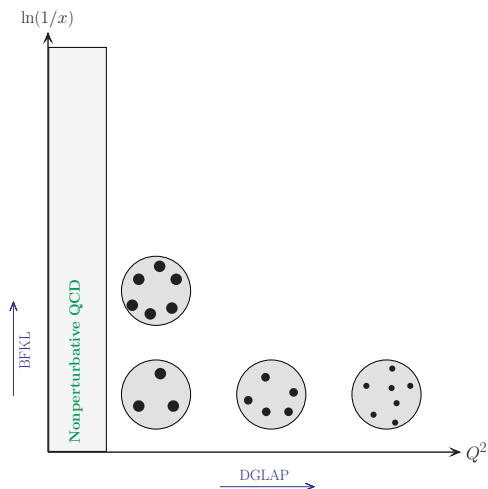
Regimes cinemáticos da QCD



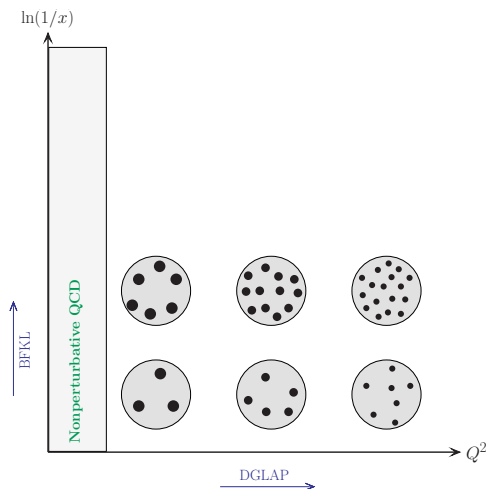
Regimes cinemáticos da QCD



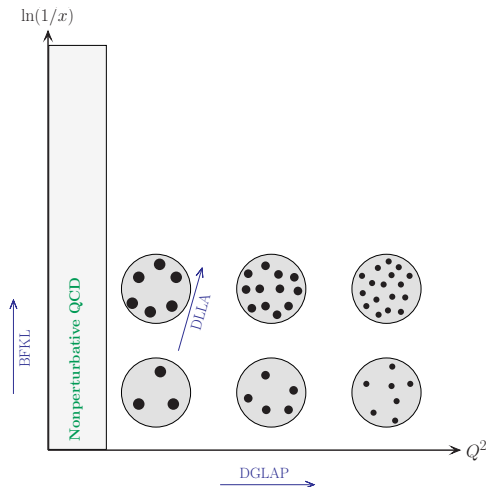
Regimes cinemáticos da QCD



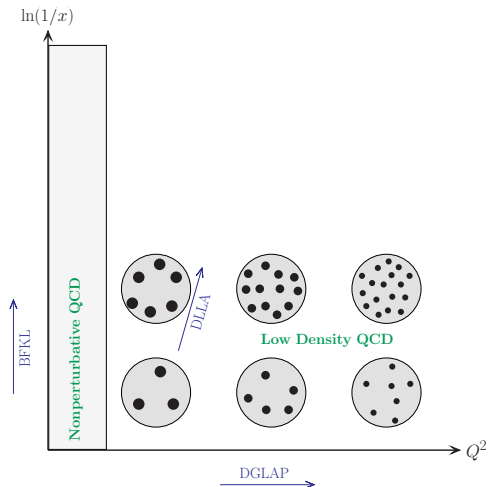
Regimes cinemáticos da QCD



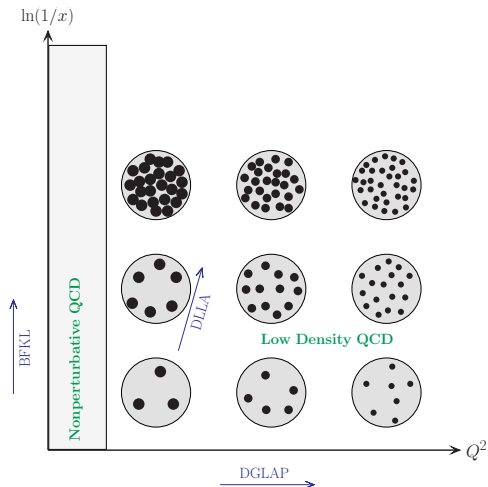
Regimes cinemáticos da QCD



Regimes cinemáticos da QCD

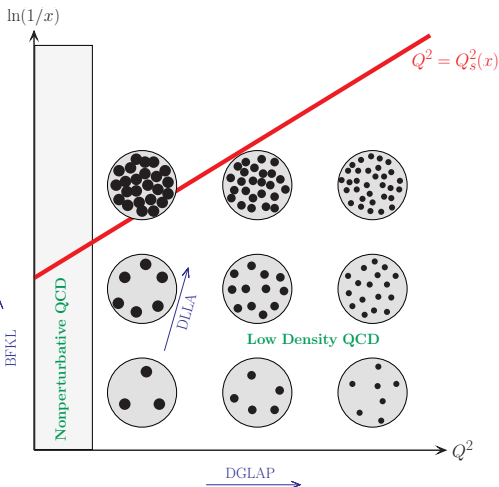


Regimes cinemáticos da QCD



- └ Regime linear × regime não-linear
 - └ Regimes cinemáticos e a escala de saturação

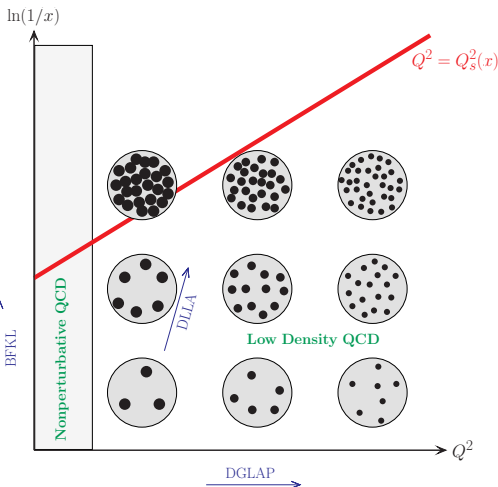
Regimes cinemáticos da QCD



- ▶ $Q^2 > Q_s^2 \implies$ linear
- ▶ $Q^2 < Q_s^2 \implies$ não-linear

- └ Regime linear × regime não-linear
- └ Regimes cinemáticos e a escala de saturação

Regimes cinemáticos da QCD



- ▶ $Q^2 > Q_s^2 \implies$ linear
- ▶ $Q^2 < Q_s^2 \implies$ não-linear

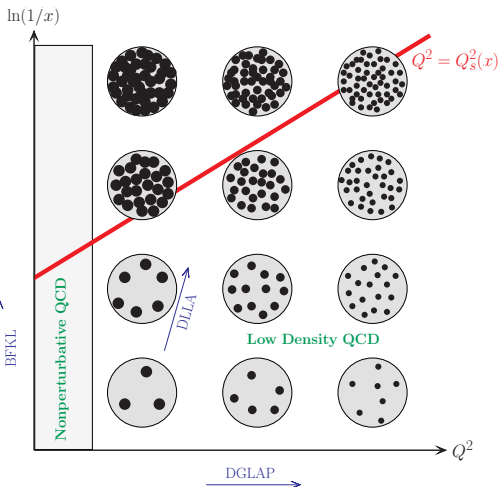
$$Q_s^2 = Q_s^2(x)$$

⇓

Contribuição não-linear
cresce com a energia

- └ Regime linear × regime não-linear
- └ Regimes cinemáticos e a escala de saturação

Regimes cinemáticos da QCD

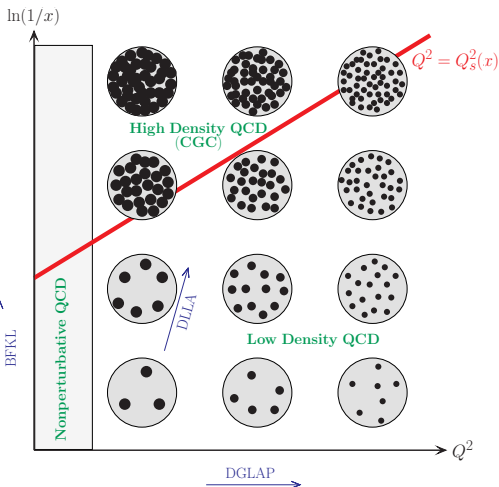


- ▶ $Q^2 > Q_s^2 \implies$ linear
- ▶ $Q^2 < Q_s^2 \implies$ não-linear

$$Q_s^2 = Q_s^2(x)$$

Contribuição não-linear
cresce com a energia

Regimes cinemáticos da QCD



- ▶ $Q^2 > Q_s^2 \implies$ linear
- ▶ $Q^2 < Q_s^2 \implies$ não-linear

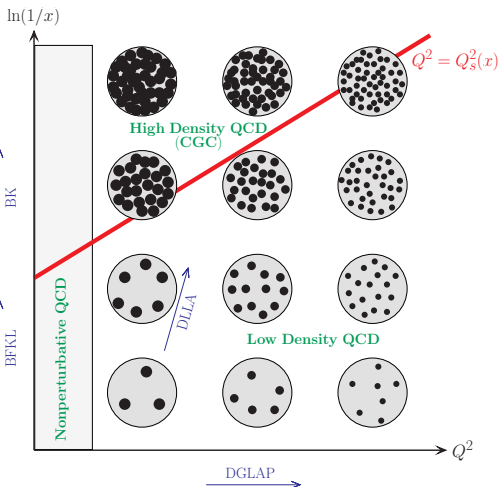
$$Q_s^2 = Q_s^2(x)$$

⇓

Contribuição não-linear
cresce com a energia

- └ Regime linear × regime não-linear
- └ Regimes cinemáticos e a escala de saturação

Regimes cinemáticos da QCD



- ▶ $Q^2 > Q_s^2 \implies$ DGLAP, BFKL
- ▶ $Q^2 < Q_s^2 \implies$ BK

$$\underbrace{Q_s^2 = Q_s^2(x)}_{\Downarrow}$$

Contribuição não-linear
cresce com a energia

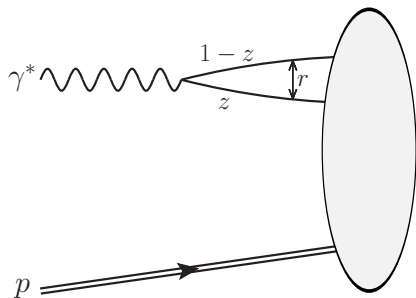
Representação de dipolos de cor



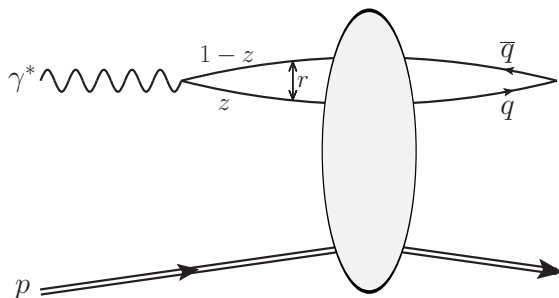
Representação de dipolos de cor



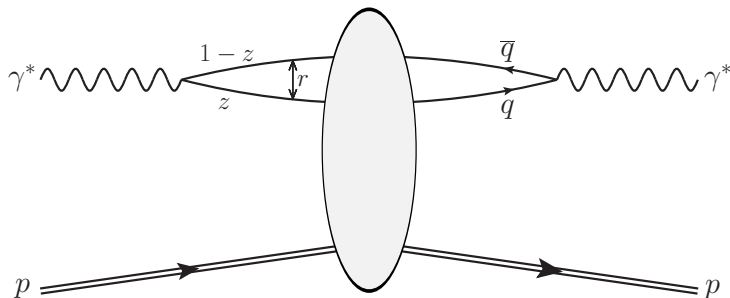
Representação de dipolos de cor



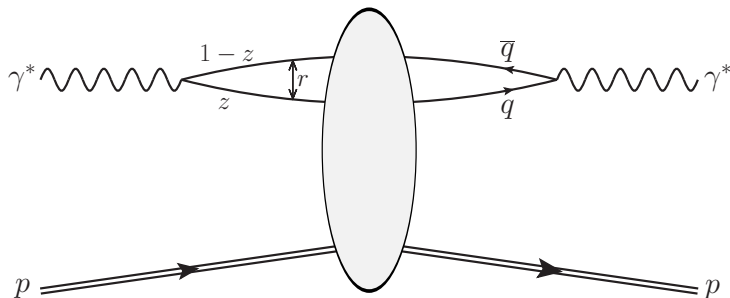
Representação de dipolos de cor



Representação de dipolos de cor

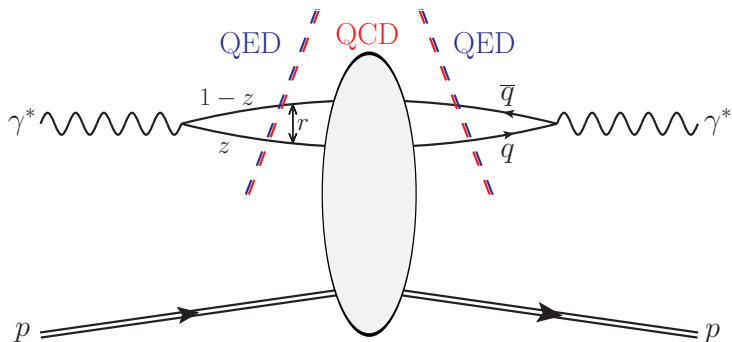


Representação de dipolos de cor



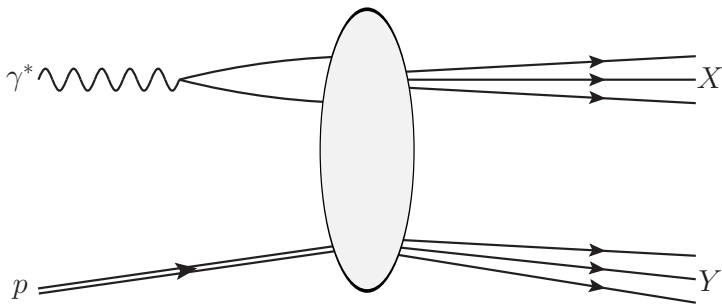
$$\mathcal{A}_{L,T}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \sum_f \int_0^1 dz \int d^2r [\Psi^* \Psi(r, Q^2, z)]_{L,T}^f \sigma_{dip}(x, r)$$

Representação de dipolos de cor



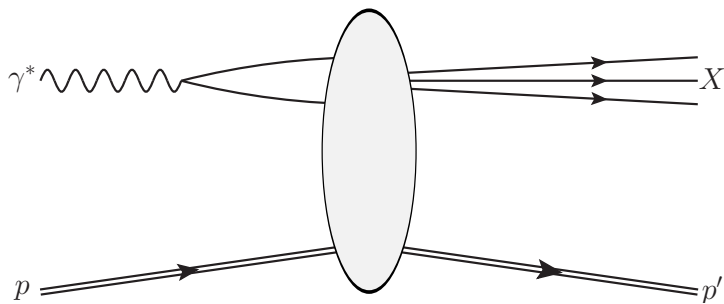
$$\mathcal{A}_{L,T}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \sum_f \int_0^1 dz \int d^2 r [\Psi^* \Psi(r, Q^2, z)]_{L,T}^f \sigma_{dip}(x, r)$$

Representação de dipolos de cor



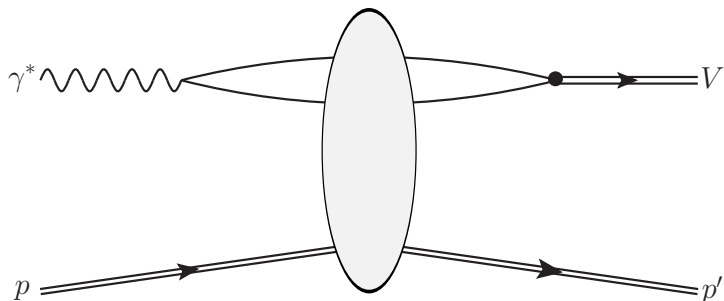
$$\sigma_{L,T}^{inc}(x, Q^2) = \sum_f \int_0^1 dz \int d^2r [\Psi^* \Psi(r, Q^2, z)]_{L,T}^f \sigma_{dip}(x, r)$$

Representação de dipolos de cor



$$\sigma_{L,T}^{diff}(x, Q^2) = \frac{1}{16\pi B} \sum_f \int_0^1 dz \int d^2r [\Psi^* \Psi(r, Q^2, z)]_{L,T}^f \sigma_{dip}^2(x, r)$$

Representação de dipolos de cor



$$\sigma_{L,T}^{\text{exc}}(x, Q^2) = \frac{1}{16\pi B} \int_0^1 dz \int d^2r [\Psi_V^* \Psi(r, Q^2, z)]_{L,T} \sigma_{\text{dip}}^2(x, r)$$

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica linear

$$\sigma_{dip}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{ik \cdot r})$$

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica linear

$$\sigma_{dip}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{ik \cdot r})$$

$$f(x, k^2) = \frac{\partial g(x, k^2)}{\partial \ln k^2}$$

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica linear

$$\sigma_{dip}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{ik \cdot r})$$

$$\text{BFKL} \quad \Leftarrow \quad f(x, k^2) = \frac{\partial g(x, k^2)}{\partial \ln k^2}$$

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica linear

$$\sigma_{dip}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{ik \cdot r})$$

$$f(x, k^2) = \frac{\partial g(x, k^2)}{\partial \ln k^2} \Rightarrow \text{DGLAP}$$

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica linear

$$\sigma_{dip}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{ik \cdot r})$$

$$f(x, k^2) = \frac{\partial g(x, k^2)}{\partial \ln k^2}$$

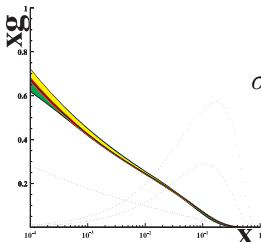
$$\sigma_{dip}(x, r) \propto r^2 \alpha_s x g(x, r) \propto r^2 x^{-\lambda}$$

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica linear

$$\sigma_{dip}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{ik \cdot r})$$

$$f(x, k^2) = \frac{\partial g(x, k^2)}{\partial \ln k^2}$$

$$\sigma_{dip}(x, r) \propto r^2 \alpha_s x g(x, r) \propto r^2 x^{-\lambda}$$



$\lambda > 0 \Rightarrow$ crescimento indefinido de σ_{dip}

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica não-linear

A teoria efetiva de Condensado de Vidros de Cor (CGC) para o regime de altas densidade partônicas implica

$$\sigma_{dip}(x, r) = 2 \int d^2 b \mathcal{N}(x, r, b),$$

onde \mathcal{N} é a amplitude de espalhamento dipolo-próton.

Seção de choque dipolo-próton: Dinâmica não-linear

A teoria efetiva de Condensado de Vidros de Cor (CGC) para o regime de altas densidade partônicas implica

$$\sigma_{dip}(x, r) = 2 \int d^2 b \mathcal{N}(x, r, b),$$

onde \mathcal{N} é a **amplitude de espalhamento dipolo-próton**.

Assumindo invariância translacional:

$$\mathcal{N}(x, r, b) = \mathcal{N}(x, r) S(b),$$

que nos leva a

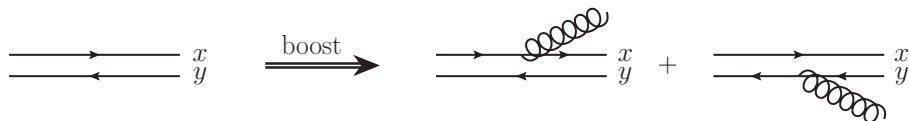
$$\sigma_{dip}(x, r) = \sigma_0 \mathcal{N}(x, r),$$

onde σ_0 é um parâmetro livre de origem não perturbativa.

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2 z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$



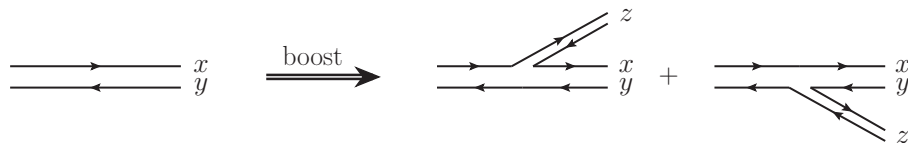
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



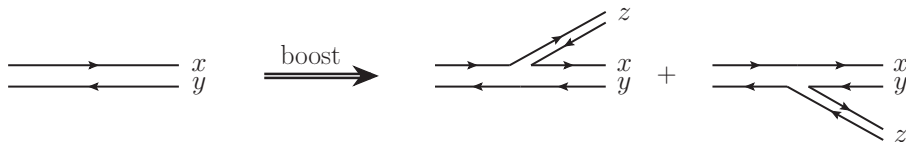
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2 z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



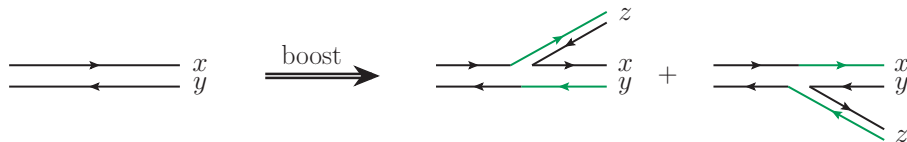
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



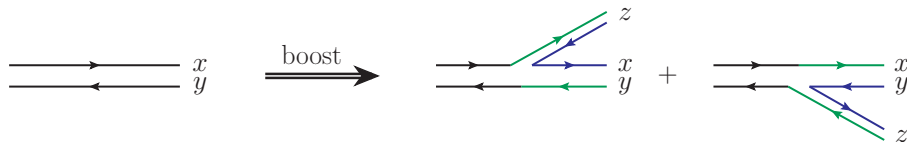
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



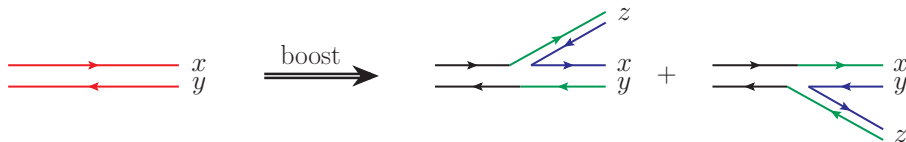
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2 z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



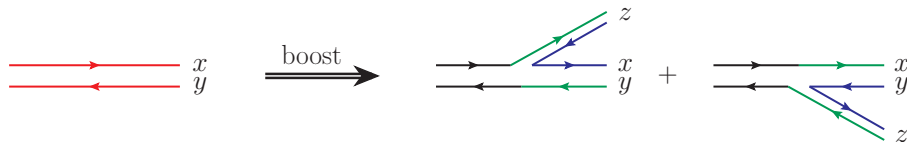
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2 z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y)\mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



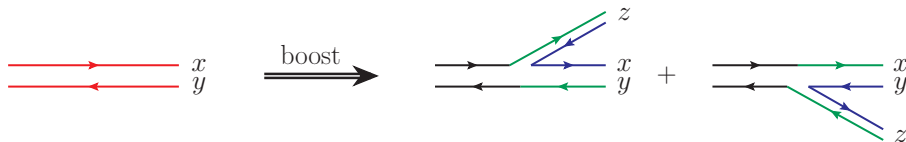
$$\vec{r} = \vec{x} - \vec{y}, \quad \vec{r}_1 = \vec{x} - \vec{z}, \quad \vec{r}_2 = \vec{y} - \vec{z}$$

Equação de Balitsky-Kovchegov

No formalismo CGC a amplitude $\mathcal{N}(x, r)$ é evoluída em $Y = \ln(x_0/x)$:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2 z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left[\mathcal{N}(r_1, Y) + \mathcal{N}(r_2, Y) - \mathcal{N}(r, Y) - \mathcal{N}(r_1, Y) \mathcal{N}(r_2, Y) \right]$$

No limite de grande N_c :



Sem solução analítica em todo o seu regime cinemático.

Modelos fenomenológicos

Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)

$$\mathcal{N}(x, r) = 1 - \exp\left(-\frac{[Q_s(x)r]^2}{4}\right)$$

Modelos fenomenológicos

Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)

$$\mathcal{N}(x, r) = 1 - \exp\left(-\frac{[Q_s(x)r]^2}{4}\right)$$

Escala de saturação $\Rightarrow Q_s^2(x) = Q_0^2\left(\frac{x_0}{x}\right)^\lambda$

Modelos fenomenológicos

Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)

$$\mathcal{N}(x, r) = 1 - \exp\left(-\frac{[Q_s(x)r]^2}{4}\right)$$

Escala de saturação $\Rightarrow Q_s^2(x) = Q_0^2\left(\frac{x_0}{x}\right)^\lambda$

Modelo de Iancu–Itakura–Munier–Soyez (IIMS)

$$\mathcal{N}(x, r) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{rQ_s(x)}{2}\right)^2 \left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s(x))}{\kappa\lambda y}\right] & \text{para } rQ_s(x) \leq 2 \\ 1 - \exp[-a \ln^2(brQ_s(x))] & \text{para } rQ_s(x) > 2 \end{cases}$$

Modelos fenomenológicos

Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)

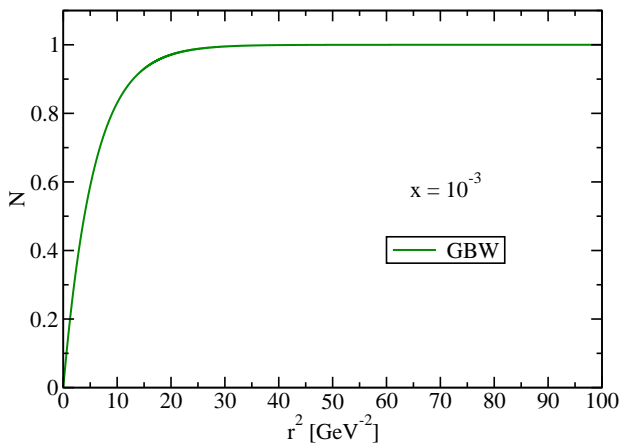
$$\mathcal{N}(x, r) = 1 - \exp\left(-\frac{[Q_s(x)r]^2}{4}\right)$$

Escala de saturação $\Rightarrow Q_s^2(x) = Q_0^2\left(\frac{x_0}{x}\right)^\lambda$

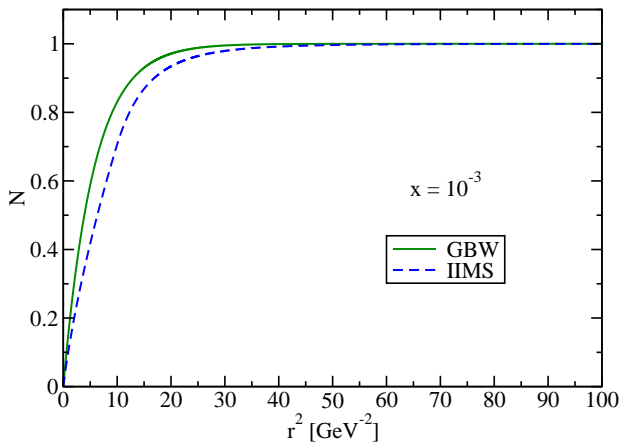
Modelo de Iancu–Itakura–Munier–Soyez (IIMS)

$$\mathcal{N}(x, r) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{rQ_s(x)}{2}\right)^2 \left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s(x))}{\kappa\lambda y}\right] & \text{para } rQ_s(x) \leq 2 \\ 1 - \exp[-a \ln^2(brQ_s(x))] & \text{para } rQ_s(x) > 2 \end{cases}$$

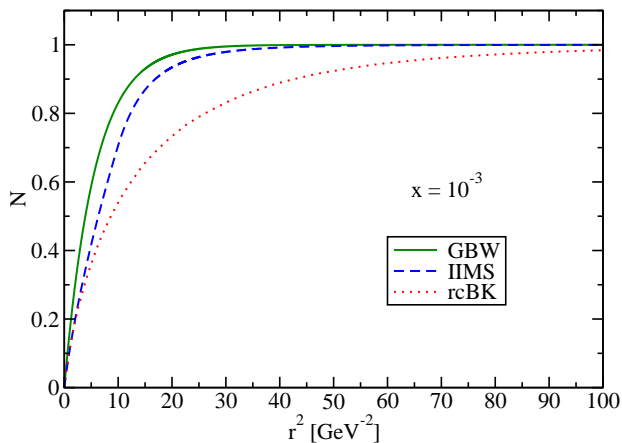
Amplitude de espalhamento dipolo-próton



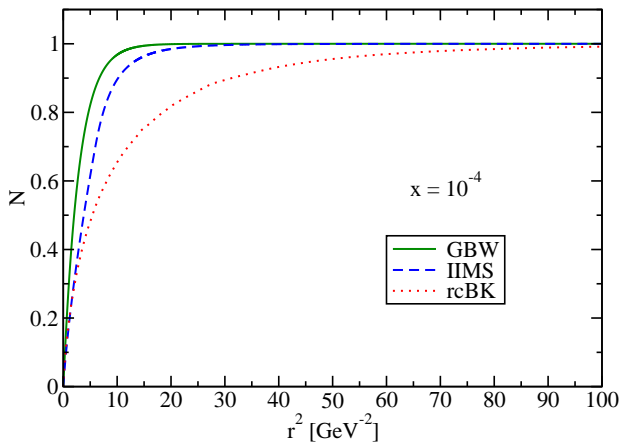
Amplitude de espalhamento dipolo-próton



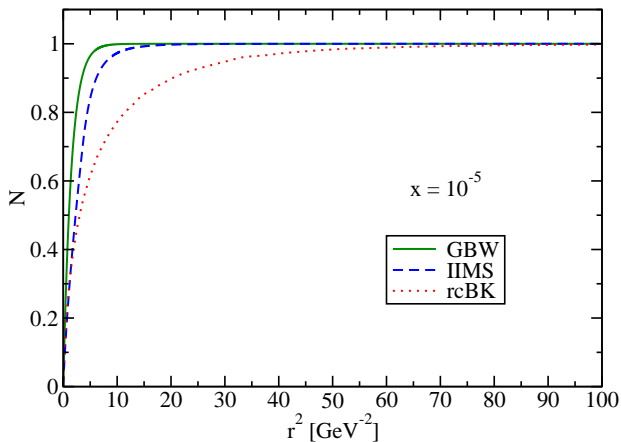
Amplitude de espalhamento dipolo-próton



Amplitude de espalhamento dipolo-próton



Amplitude de espalhamento dipolo-próton



Escalonamento Geométrico

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

Escalonamento Geométrico

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

$$\tau = \frac{1}{r Q_s(x)}$$

Escalonamento Geométrico

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

$$\tau = \frac{1}{r Q_s(x)} \sim Q x^\lambda$$

$$r \propto 1/Q$$

$$Q_s \propto x^{-\lambda}$$

Escalonamento Geométrico

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

$$\tau = \frac{1}{r Q_s(x)} \sim Q x^\lambda$$

$$\sigma(Q^2, x) = \sigma(\tau)$$

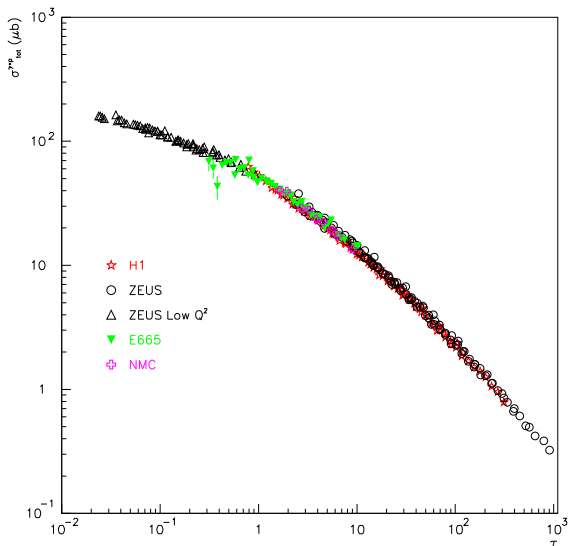
Escalonamento Geométrico

$$\sigma_{tot}^{\gamma^* p \rightarrow X}$$

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

$$\tau = \frac{1}{r Q_s(x)} \sim Q x^{-\lambda}$$

$$\sigma(Q^2, x) = \sigma(\tau)$$



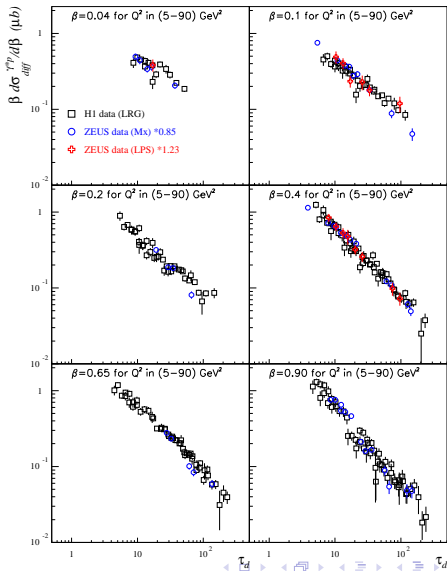
Escalonamento Geométrico

$$\sigma_{diff}^{\gamma^* p \rightarrow Xp}$$

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

$$\tau = \frac{1}{r Q_s(x)} \sim Q x^{-\lambda}$$

$$\sigma(Q^2, x) = \sigma(\tau)$$



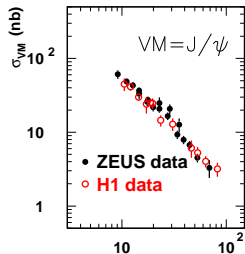
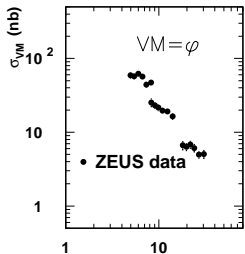
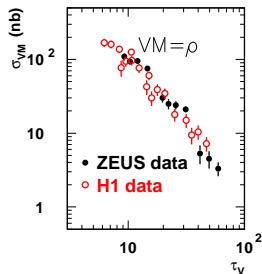
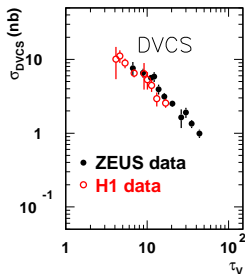
Escalonamento Geométrico

$$\sigma_{diff}^{\gamma^* p \rightarrow Vp}$$

$$\mathcal{N}(r, x) = \mathcal{N}(\tau)$$

$$\tau = \frac{1}{r Q_s(x)} \sim Q x^{-\lambda}$$

$$\sigma(Q^2, x) = \sigma(\tau)$$



Razão $\sigma_{diff} / \sigma_{tot}$

Sem saturação:

$$\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{tot}} \sim W^{2\lambda} R_{cut}^2$$

Razão $\sigma_{diff} / \sigma_{tot}$

Sem saturação:

$$\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{tot}} \sim W^{2\lambda} R_{cut}^2$$

Com saturação:

$$\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{tot}} \sim \frac{1}{\ln[W^{-2\lambda}]}$$

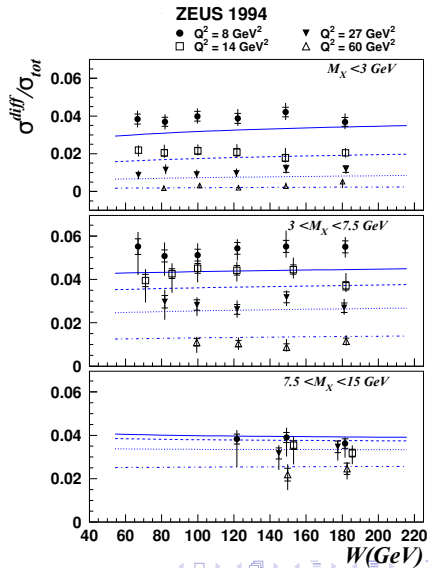
Razão $\sigma_{diff}/\sigma_{tot}$

Sem saturação:

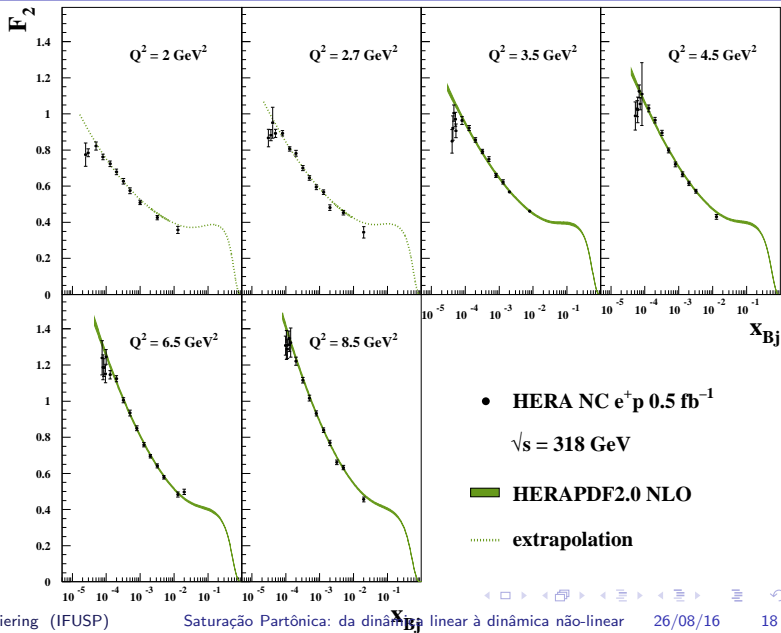
$$\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{tot}} \sim W^{2\lambda} R_{cut}^2$$

Com saturação:

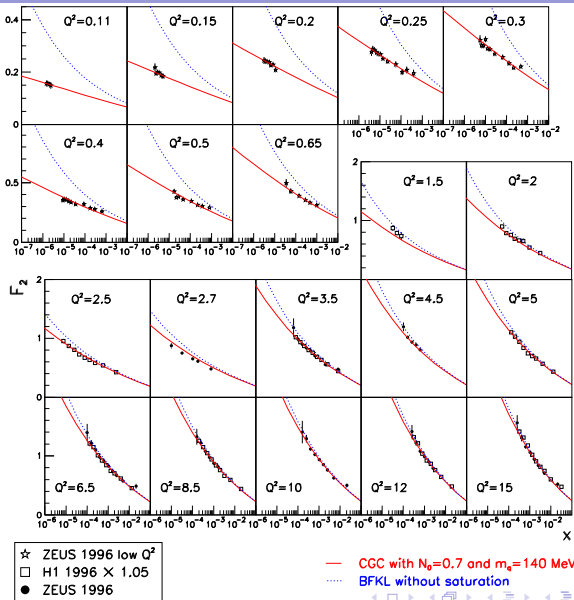
$$\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{tot}} \sim \frac{1}{\ln[W^{-2\lambda}]}$$



Regime de baixo Q^2 e pequeno x



Regime de baixo Q^2 e pequeno x



Considerações finais

- ▶ A dinâmica linear tem problemas no regime de altas energias: $xg(x, Q^2)$ cresce muito rapidamente se comparado à $\sigma(x, Q^2)$.

Considerações finais

- ▶ A dinâmica linear tem problemas no regime de altas energias: $xg(x, Q^2)$ cresce muito rapidamente se comparado à $\sigma(x, Q^2)$.
- ▶ A dinâmica não-linear resolve esse problema introduzindo processos do tipo $gg \rightarrow g$, limitando assim o crescimento de $xg(x, Q^2)$.

Considerações finais

- ▶ A dinâmica linear tem problemas no regime de altas energias: $xg(x, Q^2)$ cresce muito rapidamente se comparado à $\sigma(x, Q^2)$.
- ▶ A dinâmica não-linear resolve esse problema introduzindo processos do tipo $gg \rightarrow g$, limitando assim o crescimento de $xg(x, Q^2)$.
- ▶ O formalismo de dipolos permite expressar diversos observáveis, como σ_{tot} , σ_{diff} e σ_{exc} , em termos de um único objeto: $\mathcal{N}(x, r)$.

Considerações finais

- ▶ A dinâmica linear tem problemas no regime de altas energias: $xg(x, Q^2)$ cresce muito rapidamente se comparado à $\sigma(x, Q^2)$.
- ▶ A dinâmica não-linear resolve esse problema introduzindo processos do tipo $gg \rightarrow g$, limitando assim o crescimento de $xg(x, Q^2)$.
- ▶ O formalismo de dipolos permite expressar diversos observáveis, como σ_{tot} , σ_{diff} e σ_{exc} , em termos de um único objeto: $\mathcal{N}(x, r)$.
- ▶ A matéria descrita pelo CGC é universal e independente do hádron que a produz.

Considerações finais

- ▶ A dinâmica linear tem problemas no regime de altas energias: $xg(x, Q^2)$ cresce muito rapidamente se comparado à $\sigma(x, Q^2)$.
- ▶ A dinâmica não-linear resolve esse problema introduzindo processos do tipo $gg \rightarrow g$, limitando assim o crescimento de $xg(x, Q^2)$.
- ▶ O formalismo de dipolos permite expressar diversos observáveis, como σ_{tot} , σ_{diff} e σ_{exc} , em termos de um único objeto: $\mathcal{N}(x, r)$.
- ▶ A matéria descrita pelo CGC é universal e independente do hádron que a produz.
- ▶ Em colisões de íons pesados o CGC é visto como estado inicial para o QGP.

Considerações finais

- ▶ A dinâmica linear tem problemas no regime de altas energias: $xg(x, Q^2)$ cresce muito rapidamente se comparado à $\sigma(x, Q^2)$.
- ▶ A dinâmica não-linear resolve esse problema introduzindo processos do tipo $gg \rightarrow g$, limitando assim o crescimento de $xg(x, Q^2)$.
- ▶ O formalismo de dipolos permite expressar diversos observáveis, como σ_{tot} , σ_{diff} e σ_{exc} , em termos de um único objeto: $\mathcal{N}(x, r)$.
- ▶ A matéria descrita pelo CGC é universal e independente do hádron que a produz.
- ▶ Em colisões de íons pesados o CGC é visto como estado inicial para o QGP.
- ▶ Uma série de trabalhos tem sido publicados usando o formalismo de dipolos e a saturação partônica.

Obrigado pela atenção!

#ForaTemer