

# Efeitos não-lineares no espalhamento Compton profundamente virtual para altas energias

Diego Spiering Pires

Victor Gonçalves

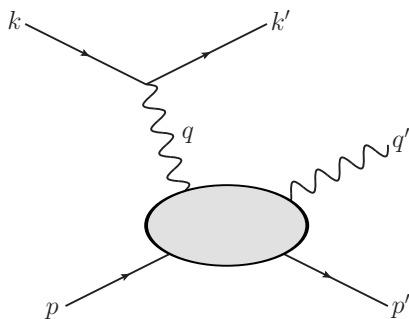
Programa de Pós-Graduação em Física  
Universidade Federal de Pelotas



diego.spiering@gmail.com  
barros@ufpel.edu.br



# Espalhamento Compton profundamente virtual - DVCS

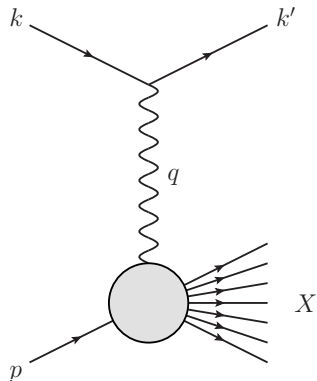


$$ep \rightarrow ep\gamma$$

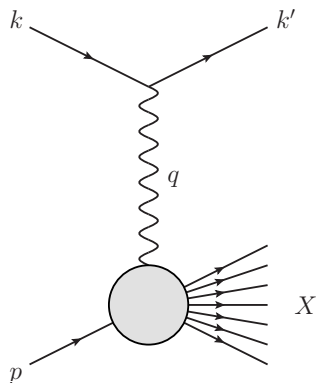
Objetivos:

- ▶ Provar dinâmica QCD com diferentes modelos (incluindo saturação)
- ▶ Comparar com dados de HERA
- ▶ Predizer para próximos colisores  $ep$ , p.ex. LHeC ( $\sqrt{s} \simeq 1\text{TeV}$ )

## Espalhamento Profundo Inelástico - DIS

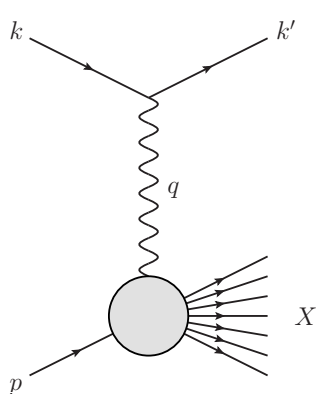


# Espalhamento Profundo Inelástico - DIS



$$d\sigma \sim L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

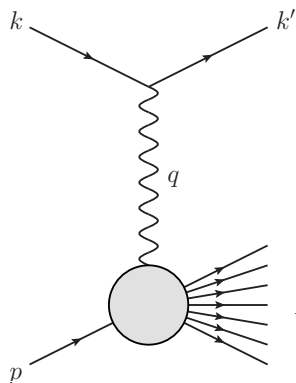
# Espalhamento Profundo Inelástico - DIS



$$d\sigma \sim L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

$$\frac{d\sigma}{dxdl} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} \left[ x l^2 F_1(x, Q^2) + \left( 1 - l - \frac{x l m_N^2}{s} \right) F_2(x, Q^2) \right]$$

# Espalhamento Profundo Inelástico - DIS



$$d\sigma \sim L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = \sum_i e_q^2 x q_i(x, Q^2)$$

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

$$l = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$$

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

$$\frac{d\sigma}{dx d\ell} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} \left[ x l^2 F_1(x, Q^2) + \left( 1 - l - \frac{x l m_N^2}{s} \right) F_2(x, Q^2) \right]$$

# Equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

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

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \left( \overrightarrow{q_i(x, Q^2)} \right) = \overrightarrow{q_i(y, Q^2)} \begin{array}{c} \nearrow q_i(x, Q^2) \\ \text{loop} \\ \nwarrow P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) \end{array} + \begin{array}{c} \text{loop} \\ \nearrow g(y, Q^2) \\ \nwarrow q_i(x, Q^2) \\ \searrow \end{array} P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right)$$

# Equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

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

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



## Funções de Distribuição Partônica - PDF

$P_{gg}$  e  $P_{gq}$  são singulares quando  $x \rightarrow 0$

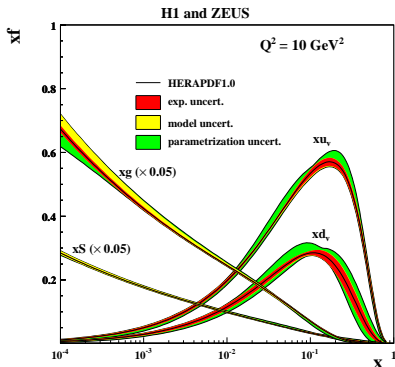
## Funções de Distribuição Partônica - PDF

$P_{gg}$  e  $P_{gq}$  são singulares quando  $x \rightarrow 0$

$$xg(x, Q^2) \approx \exp \sqrt{\frac{\alpha_s N_c}{\pi} \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \ln \left( \frac{1}{x} \right)}$$

# Funções de Distribuição Partônica - PDF

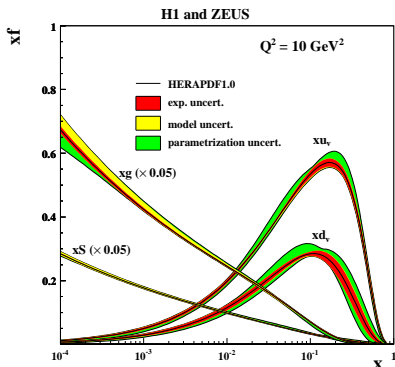
$P_{gg}$  e  $P_{gq}$  são singulares quando  $x \rightarrow 0$



$$xg(x, Q^2) \approx \exp \sqrt{\frac{\alpha_s N_c}{\pi} \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \ln \left( \frac{1}{x} \right)}$$

# Funções de Distribuição Partônica - PDF

$P_{gg}$  e  $P_{gq}$  são singulares quando  $x \rightarrow 0$

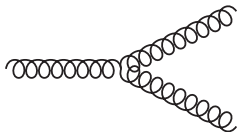


$$xg(x, Q^2) \approx \exp \sqrt{\frac{\alpha_s N_c}{\pi} \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \ln \left( \frac{1}{x} \right)}$$

- ▶ Alta densidade de glúons
- ▶  $x \rightarrow 0$  para  $xg(x, Q^2) \rightarrow \infty$

**PROBLEMA!** Violação da unitariedade da seção de choque

## Equação Gribov-Levin-Ryskin e Saturação Partônica

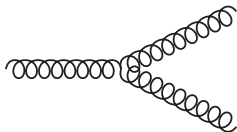


**DGLAP:**

Desdobramento ( $1 \rightarrow 2$ ):

probabilidade  $\propto \alpha_s [xg(x, Q^2)]$

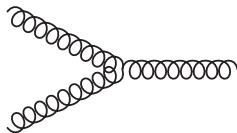
## Equação Gribov-Levin-Ryskin e Saturação Partônica



**DGLAP:**

Desdobramento ( $1 \rightarrow 2$ ):

probabilidade  $\propto \alpha_s [xg(x, Q^2)]$

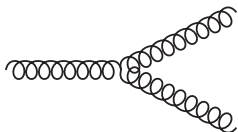


**1ª correção não-linear:**

Aniquilação ( $2 \rightarrow 1$ ):

probabilidade  $\propto \alpha_s^2 Q^{-2} [xg(x, Q^2)]^2$

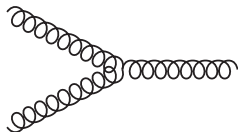
## Equação Gribov-Levin-Ryskin e Saturação Partônica



**DGLAP:**

Desdobramento ( $1 \rightarrow 2$ ):

probabilidade  $\propto \alpha_s [xg(x, Q^2)]$



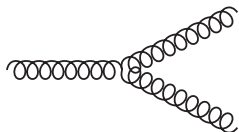
**1ª correção não-linear:**

Aniquilação ( $2 \rightarrow 1$ ):

probabilidade  $\propto \alpha_s^2 Q^{-2} [xg(x, Q^2)]^2$

$$\frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial \ln \frac{1}{x} \partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 \gamma}{Q^2 R^2} [xg(x, Q^2)]^2$$

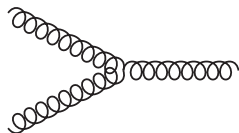
## Equação Gribov-Levin-Ryskin e Saturação Partônica



**DGLAP:**

Desdobramento ( $1 \rightarrow 2$ ):

probabilidade  $\propto \alpha_s [xg(x, Q^2)]$



**1ª correção não-linear:**

Aniquilação ( $2 \rightarrow 1$ ):

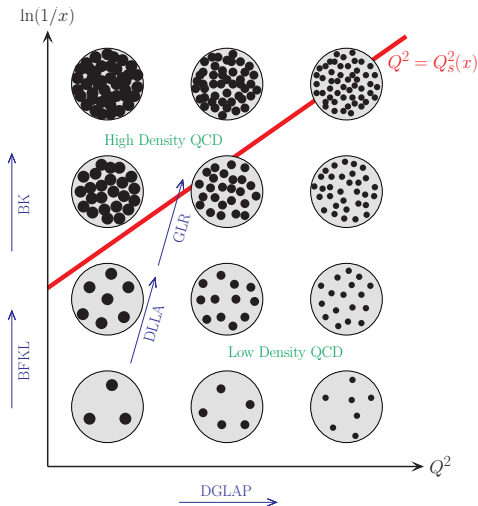
probabilidade  $\propto \alpha_s^2 Q^{-2} [xg(x, Q^2)]^2$

$$\frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial \ln \frac{1}{x} \partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 \gamma}{Q^2 R^2} [xg(x, Q^2)]^2$$

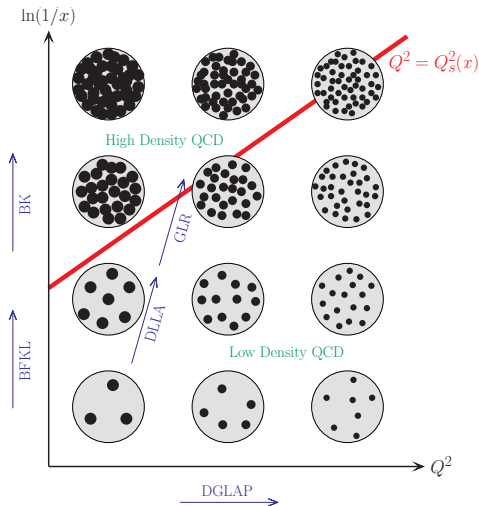
**Saturação**  $\implies Q_s^2 = \frac{27\pi\alpha_s}{16R^2} xg(x, Q^2)$



# Regiões de aplicabilidade das equações de evolução



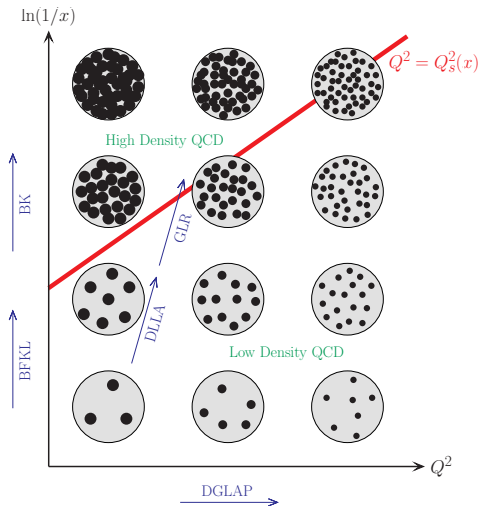
# Regiões de aplicabilidade das equações de evolução



▶  $Q^2 > Q_s^2 \implies$  linear

▶  $Q^2 < Q_s^2 \implies$  não-linear

# Regiões de aplicabilidade das equações de evolução



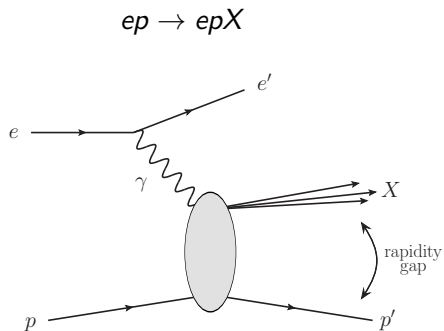
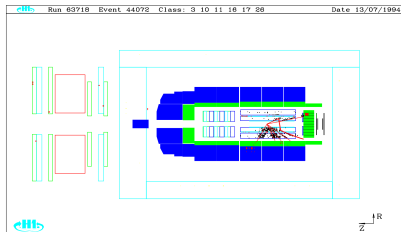
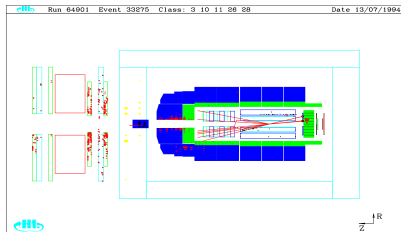
- ▶  $Q^2 > Q_s^2 \implies$  linear
- ▶  $Q^2 < Q_s^2 \implies$  não-linear

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

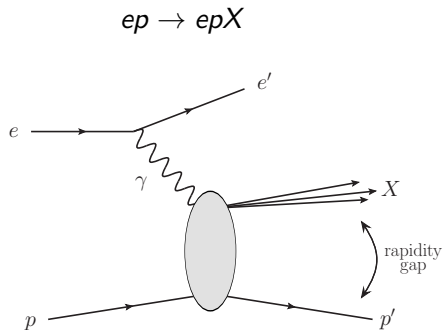
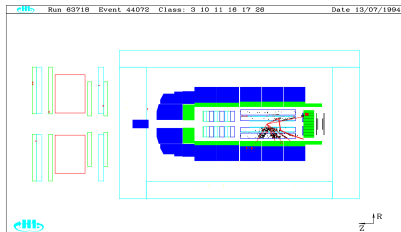
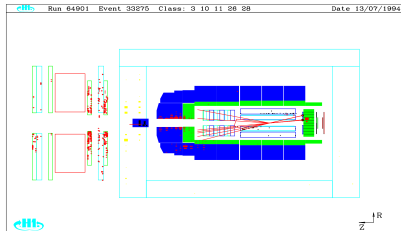
↓

Contribuição não-linear cresce  
com a energia

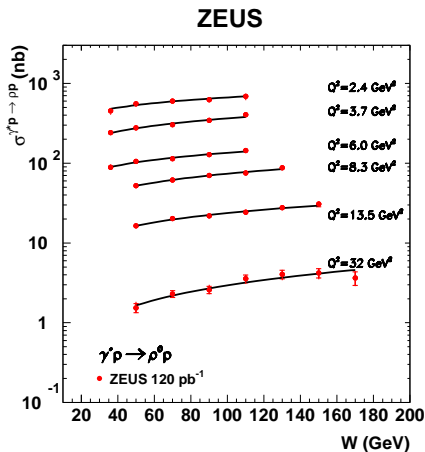
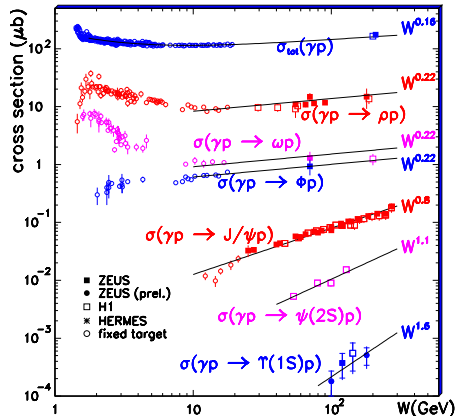
## Processos difrativos em colisões ep



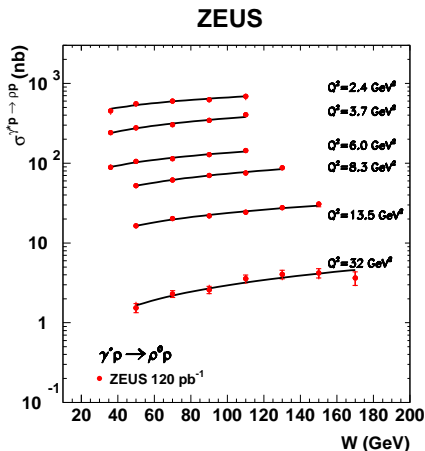
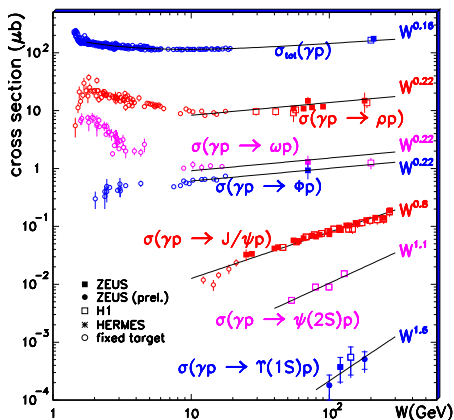
## Processos difrativos em colisões ep



Difração em colisões ep:  $\simeq 10\%$

Processos difrativos exclusivos em colisões  $ep$ 

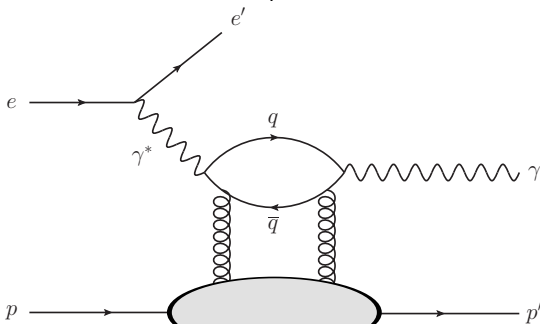
- Processos exclusivos: importante prova da dinâmica

Processos difrativos exclusivos em colisões  $ep$ 

- Processos exclusivos: importante prova da dinâmica
- Um limitante na produção de mésons vetoriais: incerteza na função de onda

## Espalhamento Compton profundamente virtual

Processo difrativo exclusivo com função de onda conhecida



No referencial  
de dipolos:

$$\sigma_{tot}(\gamma^* p \rightarrow \gamma p) = \frac{R_g^2}{16\pi B} \left| \mathcal{A}_T^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(x, Q^2) \right|^2 (1 + \rho^2)$$

$$\mathcal{A}_T^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(x, Q^2) = \sum_f \int dz \int d^2 r (\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})_T^f \sigma_{dip}(x, r^2)$$

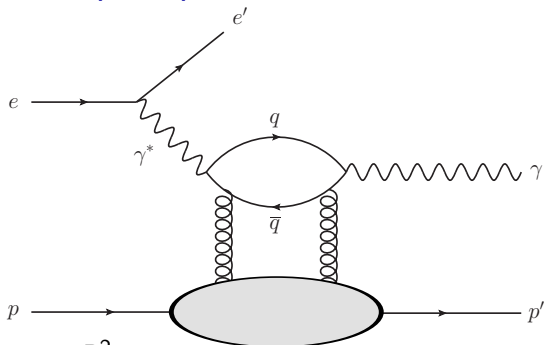


## Espalhamento Compton profundamente virtual

$R_g \Rightarrow$  skewedness

$B \Rightarrow$  slope em  $t$

$\rho \Rightarrow \text{Re}\mathcal{A}/\text{Im}\mathcal{A}$



$$\sigma_{tot}(\gamma^* p \rightarrow \gamma p) = \frac{R_g^2}{16\pi B} \left| \mathcal{A}_T^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(x, Q^2) \right|^2 (1 + \rho^2)$$

$$\mathcal{A}_T^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}(x, Q^2) = \sum_f \int dz \int d^2r (\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})_T^f \sigma_{dip}(x, r^2)$$

## Dinâmica QCD em altas energias

$$\underbrace{\sigma_{dip}(x, r)}_{\downarrow} = 2 \int d^2 b \mathcal{N}(x, r, b) \quad \Leftarrow \quad \mathcal{N}(x, r, b) = \mathcal{N}(x, r) S(b)$$

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

$\mathcal{N}(x, r)$  é a amplitude de espalhamento de dipolo

## Dinâmica QCD em altas energias

$$\underbrace{\sigma_{dip}(x, r)}_{\downarrow} = 2 \int d^2 b \mathcal{N}(x, r, b) \quad \Leftarrow \quad \mathcal{N}(x, r, b) = \mathcal{N}(x, r) S(b)$$

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

$\mathcal{N}(x, r)$  é a amplitude de espalhamento de dipolo

Estado da arte: Equação de Balitsky-Kovchegov

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

## Equação de Balitsky-Kovchegov

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

Soluções conhecidas:

- ▶ No regime linear
- ▶ No regime de densidades extremas (saturação)

## Equação de Balitsky-Kovchegov

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

Soluções conhecidas:

- ▶ No regime linear
- ▶ No regime de densidades extremas (saturação)

Soluções numéricas:

- ▶ Albacete et al. (2009)  $\Rightarrow$  ajuste aos dados de  $F_2$  (quarks leves)  
 $\rightsquigarrow$  rcBK
- ▶ Albacete et al. (2011)  $\Rightarrow$  ajuste aos dados de  $\sigma_r$   
 $\hookrightarrow$  dois casos: apenas quarks leves e quarks leves+pesados  
 $\rightsquigarrow$  AAMQS

## Modelos Fenomenológicos

Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff  $\rightsquigarrow$  **GBW**

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

$$Q_s^2(x) = Q_0^2 e^{\lambda \ln(x_0/x)}$$

## Modelos Fenomenológicos

Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff  $\rightsquigarrow$  **GBW**

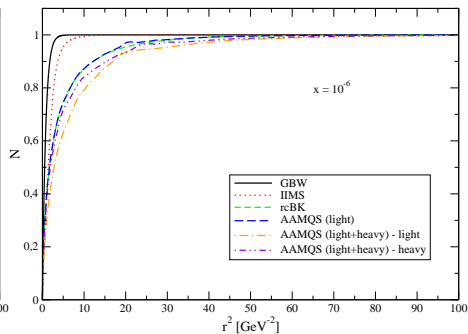
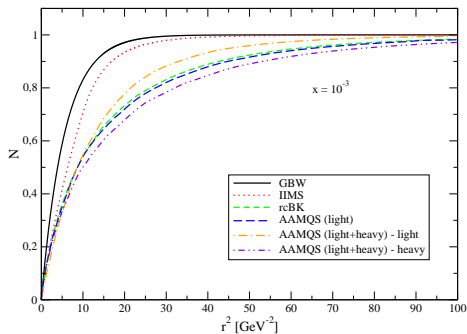
$$\mathcal{N}(x, r) = 1 - \exp\left(-\frac{[Q_s(x)r]^2}{4}\right)$$

$$Q_s^2(x) = Q_0^2 e^{\lambda \ln(x_0/x)}$$

Modelo de Iancu–Itakura–Munier  $\rightsquigarrow$  **IIM**

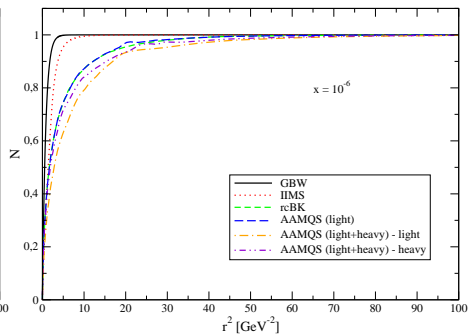
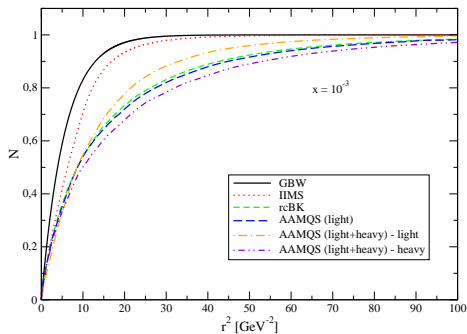
$$\mathcal{N}(x, r) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{rQ_s}{2}\right)^2 \left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{\kappa\lambda y}\right], & \text{para } rQ_s(x) \leq 2 \\ 1 - \exp[-a \ln^2(brQ_s)], & \text{para } rQ_s(x) > 2 \end{cases}$$

Utilizando o ajuste de Soyez  $\rightsquigarrow$  **IIMS**

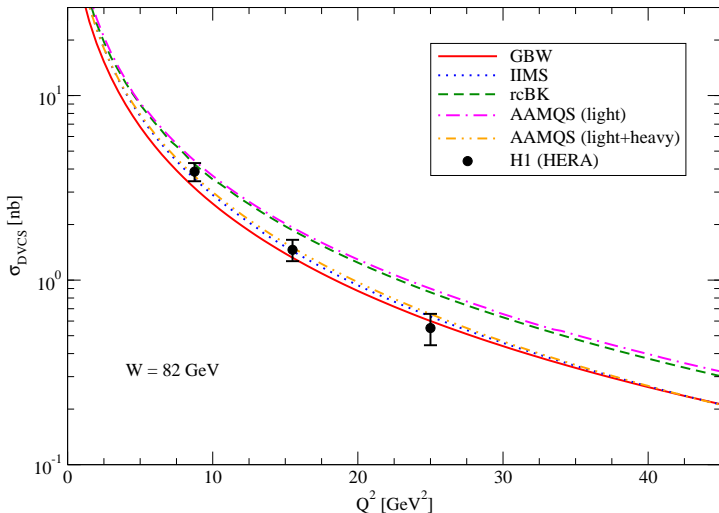
Resultados para a amplitude  $\mathcal{N}(x, r)$ 

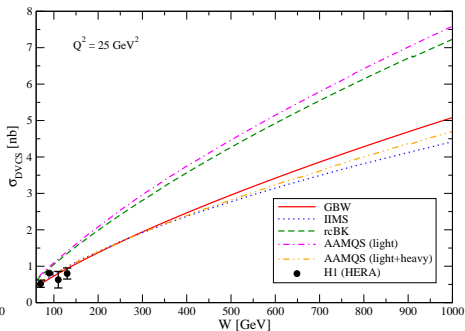
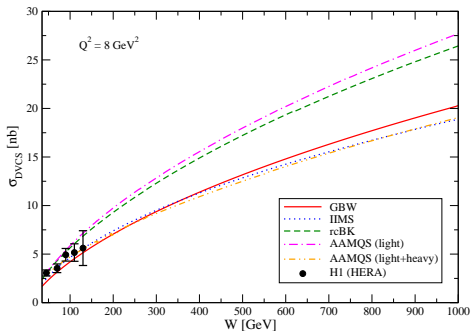
Diferentes modelos levam a diferentes transições entre os regimes linear e não-linear



Resultados para a amplitude  $\mathcal{N}(x, r)$ 

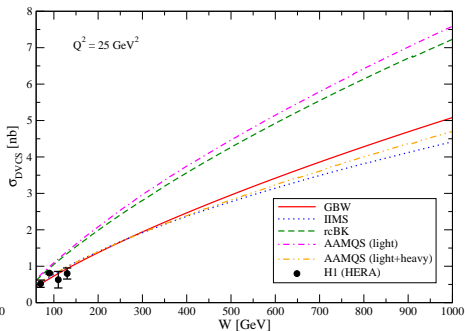
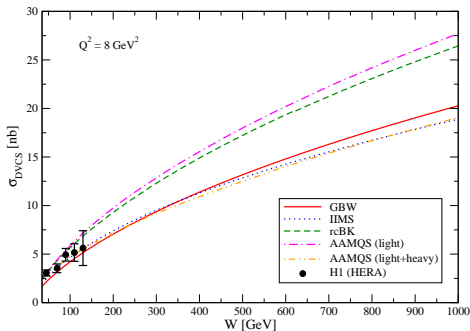
Quanto menor o valor de  $x$ ,  
para menor  $r$  temos saturação

Resultados seção de choque  $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}$ 

Resultados para a seção de choque  $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}$ 

# Resultados para a seção de choque $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow \gamma p}$

Com os dados atuais não é possível distinguir os modelos



LHeC:  $W \sim 1\text{TeV}$

## Conclussões

- ▶ A contribuiçã dos efeitos não-lineares cresce com a energia
  - Devem ser considerados nos futuros colisores

## Conclussões

- ▶ A contribuiçã dos efeitos não-lineares cresce com a energia
  - Devem ser considerados nos futuros colisores
- ▶ Processos difrativos exclusivos são importantes para provar a saturaçã

## Conclussões

- ▶ A contribuiçãõ dos efeitos não-lineares cresce com a energia
  - Devem ser considerados nos futuros colisores
- ▶ Processos difrativos exclusivos sãõ importantes para provar a saturaçãõ

Nesta contribuiçãõ:

- ▶ DVCS
- ▶ Consideramos diversos modelos
- ▶ Descrevemos os dados de HERA
- ▶ Distintas predições para o LHeC

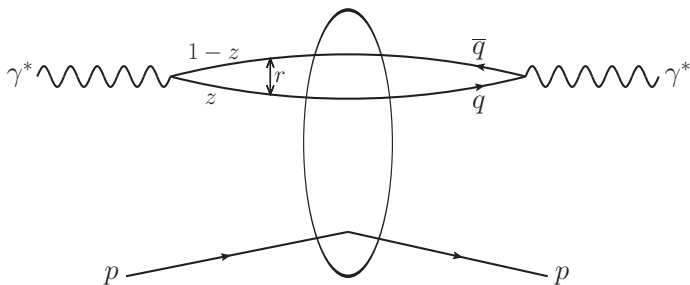
## Próximos passos

- ▶ Considerar um modelo com a dependência em  $t$
- ▶ Generalizar para colisões  $eA$



Obrigado!

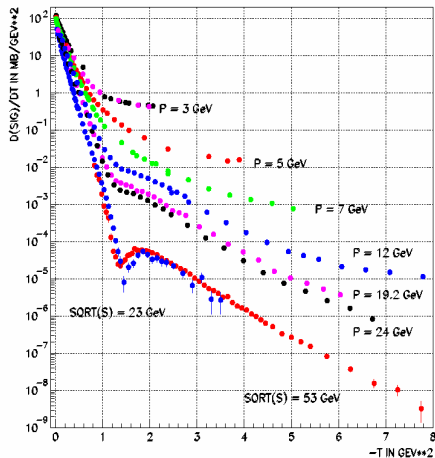
## Referencial de dipolos de cor



$$\sigma_{L,T}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \int_0^1 dz \int d^2 r |\Psi_{L,T}(z, r)|^2 \sigma_{\text{dip}}(x, r)$$

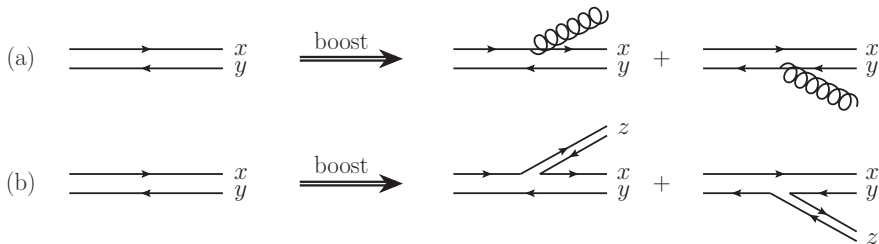
$$\left. \frac{d\sigma_{L,T}^D}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \int_0^1 dz \int d^2 r |\Psi_{L,T}(z, r)|^2 \sigma_{\text{dip}}^2(x, r)$$

# Seção de choque elástica próton-próton como função de $t$



## Equação BK

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



Parâmetro de slope  $B$ 