

# Estudo dos efeitos de saturação de glúons na produção de fótons diretos nas colisões p-p no Large Hadron Collider

G. H. I. Machado<sup>1</sup>, M. V. T. Machado<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Gabriela Hamilton Ilha Machado, Física-Pesquisa Básica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul

<sup>1</sup> Magno Valério Trindade Machado, Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul



## Resumo

Os fótons diretos são produzidos na interação entre pártons no estado inicial da colisão próton-próton. Eles são uma das provas eletromagnéticas do meio nuclear, uma vez que não seriam afetados pela interação forte presente em meio envolvendo graus de liberdade nucleares. O processo de produção em  $pp$  é portanto um processo físico de controle antes de investigar-se a sua produção em processos de colisão  $pA$  e  $AA$ . Estudando-os e usando os dados experimentais disponíveis podemos testar a validade dos modelos teóricos para colisões em altas energias e seus regimes de aplicabilidade. Aqui, analisamos o modelo colinear em QCD perturbativa e o modelo de saturação de glúons.

## Introdução

Em altas energias, a interação de pártons advindos dos hádrons colidindo em aceleradores podem produzir fótons reais de alta energia. Esses fótons são produzidos diretamente (também chamados de *prompt photons* ou *fótons diretos*) da interação entre quarks e glúons e não do decaimento de partículas hadrônicas neutras, como é o caso do decaimento dos píons neutros  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Nos modelos usando QCD perturbativa (pQCD), verifica-se que este tipo de processo físico dá informação sobre a distribuição de glúons no alvo. Esta quantidade tem grande incerteza no regime de altas energias, especialmente se o alvo é um núcleo. Ou seja, há incertezas sobre a distribuição de glúons no regime de altas energias e também seu comportamento com o número de massa atômico  $A$  quando alvos nucleares são considerados. A seção de choque medida dos fótons diretos, portanto, trás informação nova que lança luz sobre as incertezas associadas aos glúons do alvo. Os fótons diretos são uma típica prova eletromagnética do meio nuclear, uma vez que não seriam afetados pela interação forte presente meio denso nuclear (o plasma de quarks e glúons que deve ocorrer em colisões centrais  $AA$ ). O processo de produção em  $pp$  é portanto um processo físico de controle antes de investigar-se a sua produção em processos de colisão  $pA$  e  $AA$ . Aqui analisaremos este aspecto, considerando a seção de choque como função do momento transversal dos fótons. Este observável pode ser usado como teste da Cromodinâmica Quântica Perturbativa (pQCD) e também fornecerá detalhes importantes sobre as distribuições partônicas no alvo e no projétil. O momento transversal dos fótons diretos é definido então como:

$$p_T = p \sin \theta \quad (1)$$

onde  $\theta$  é o ângulo polar a partir do eixo  $z$  (coincidente com a direção de incidência dos feixes) e  $p$  é o momento do fóton. Experimentalmente os fótons diretos são detectados com um calorímetro eletromagnético, o qual tem ótima resolução, reduzindo os erros na escala de energia. No modo próton-próton, este observável já foi medido em colisão com energia de 200 GeV (experimento RHIC/USA) e também no modo próton-anti-próton em energias de 1.96 TeV (Tevatron/USA). Recentemente, as colaborações CMS e ATLAS apresentaram dados preliminares na energia de 7 TeV no modo próton-próton.

## Cálculo da Seção de Choque na pQCD

Os mecanismos de produção de fótons diretos são: aniquilação quark-anti-quark ( $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ ), espalhamento Compton ( $qg \rightarrow q\gamma$ ), e radiação bremsstrahlung ( $q \rightarrow q\gamma$  e  $g \rightarrow g\gamma$ ) como mostram os diagramas abaixo (Ref.[1])

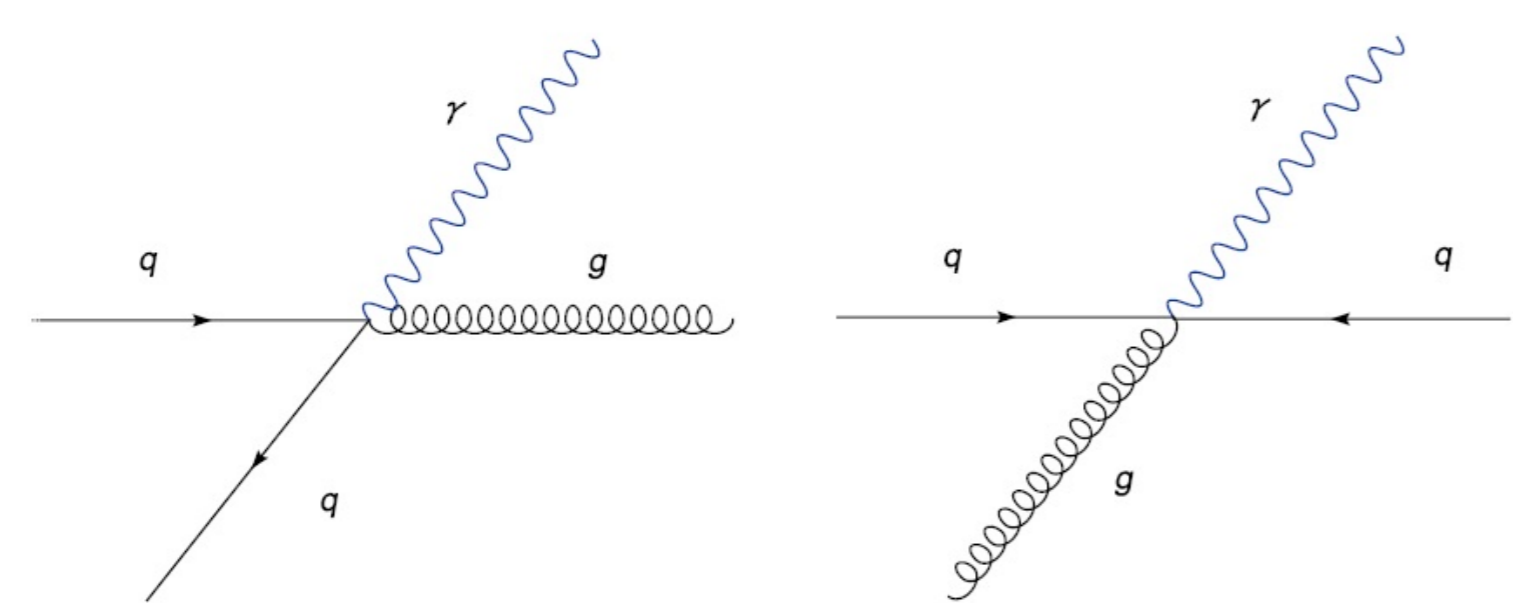


Figura 1: Produção de fótons diretos por espalhamento Compton (esquerda) e aniquilação quark-anti-quark (direita)

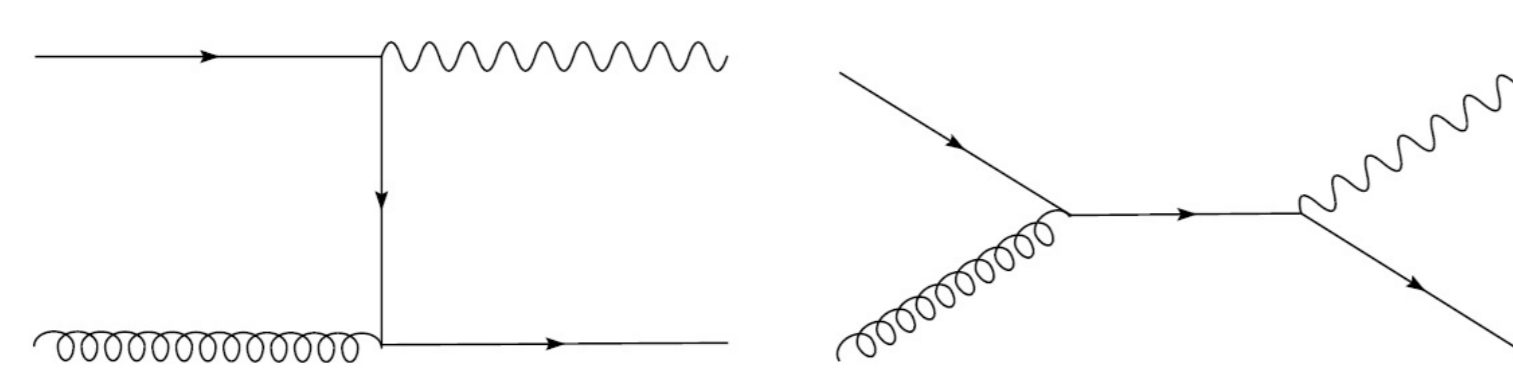


Figura 2: Diagramas de Feynman para a produção por espalhamento Compton

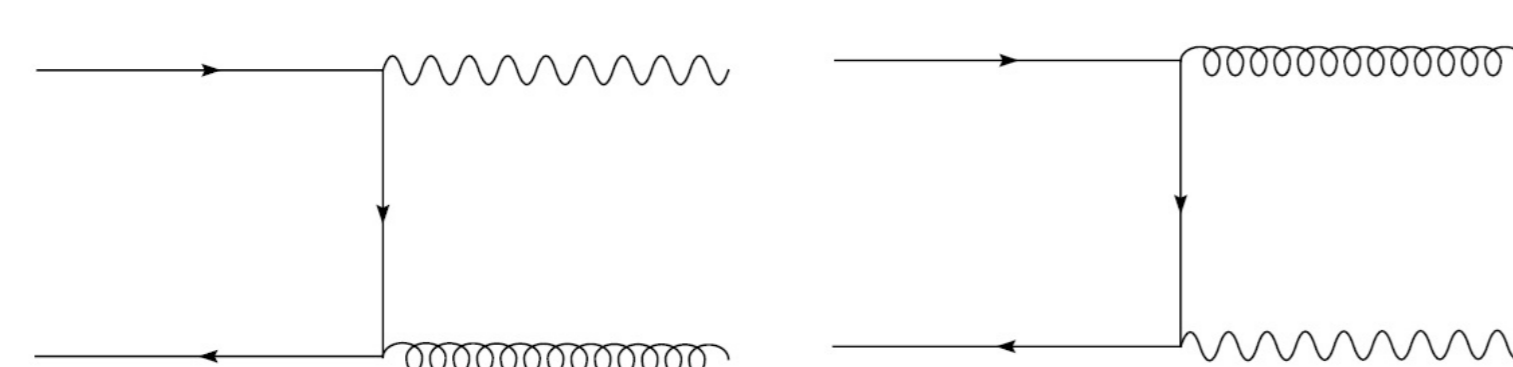


Figura 3: Diagramas de Feynman para a produção por aniquilação quark-anti-quark

No contexto da pQCD, a seção de choque diferencial (seção de choque invariante) para a produção de fótons diretos é dada por (Ref.[2]):

$$E \frac{d\sigma(AB \rightarrow \gamma X)}{dp^3} = \frac{1}{\pi} \sum_{d=q} \int dx_a f_A(x_a, Q^2) f_B(x_b, Q^2) \frac{x_a x_b}{x_a - x_b} \frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow \gamma d}}{dt} \quad (2)$$

onde  $x_a$  e  $x_b$  são as frações de momento dos pártons relativo ao momento dos prótons incidentes e as funções  $f_A(x_a, Q^2)$  e  $f_B(x_b, Q^2)$  são as Funções de Distribuição de Pártons (PDF's) das partículas (hádrons) reagentes  $A$  e  $B$ . Estas PDFs estão sendo testadas numa escala de momento  $\mu^2 = Q^2$ . As variáveis cinemáticas podem ser escritas em termos da rapidez  $y$  e momento transversal  $p_T$  dos fótons, i.e.  $x_1 = \frac{1}{2}x_T \exp(y)$ ,  $x_2 = \frac{1}{2}x_T \exp(-y)$ , com a definição  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ . A quantidade  $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(ab \rightarrow \gamma d)$  denota a seção de choque diferencial dos seguintes sub-processos párton-párton (correspondente aos diagramas apresentados acima):

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow \gamma g}}{d\hat{t}} = \frac{8\pi\alpha\alpha_s e_f^2}{9\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right), \quad \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma}}{d\hat{t}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_f^4}{3\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right), \quad \frac{d\hat{\sigma}_{qg \rightarrow \gamma q}}{d\hat{t}} = \frac{1\pi\alpha\alpha_s e_f^2}{3\hat{s}^2} \left( -\frac{\hat{u}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}(gg \rightarrow \gamma\gamma)}{d\hat{t}} &= \frac{\alpha^2\alpha_s^2}{8\pi\hat{s}^2} \left( \sum_f N_c e_f^2 \right)^2 \left( \frac{1}{8} \left\{ \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \ln^2 \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \ln \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) \right]^2 \right. \right. \\ &+ \left. \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \ln^2 \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \ln \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right]^2 + \left[ \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \ln^2 \left( \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \ln \left( \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right]^2 \right\} \\ &+ \frac{1}{2} \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \ln^2 \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \ln \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \ln^2 \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \ln \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \ln^2 \left( \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \ln \left( \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right] \\ &+ \frac{\pi^2}{2} \left\{ \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \ln^2 \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \right]^2 + \left[ \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \ln^2 \left( \frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \right]^2 \right\} + 4 \end{aligned} \quad (4)$$

onde  $\alpha$  é a constante de acoplamento eletromagnética,  $\alpha_s$  é a constante de acoplamento forte e  $N_c = 3$  são as cargas cores dos quarks. As variáveis  $s$ ,  $t$  e  $u$  são as chamadas variáveis de Mandelstam e são definidas como (ver Ref.[3]):

$$s = (p_A + p_B)^2, t = (p_A - p_C)^2, u = (p_B - p_C)^2 \quad (5)$$

onde, para uma reação  $A + B \rightarrow C + X$ ,  $s$  é a energia de centro de massa ao quadrado e  $t$  e  $u$  são os quadrados dos momentos transferidos das partículas  $A$  e  $B$  para a partícula  $C$ . As variáveis  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  e  $\hat{u}$  descrevem as mesmas quantidades para um espalhamento partônico  $a + b \rightarrow c + d$ .

## Resultados e discussões

Para atingir o objetivo do projeto confeccionou-se um programa em linguagem FORTRAN que simula a Equação (2), e comparou-se esses resultados com os dados experimentais obtidos nos experimentos do Tevatron (Ref.[4]) como mostra a Fig. 4 (próton-anti-próton em  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV). Esta análise é um teste da validade do modelo pQCD e da sensibilidade quanto a mudança da escala de fatorização (usamos 2 escolhas  $\mu^2 = p_T^2$  e  $\mu^2 = p_T^2/4$ ). Também testou-se a sensibilidade a escolha de PDFs distintas (aqui escolhemos as PDFs CTEQ5M e GRV98HO). Verificamos que acordo com dados é significativa e que a sensibilidade as escalas e PDFs é pequena. Como ponto adicional, incluímos a predição de um modelo alternativo envolvendo a física de saturação de glúons (modelo color dipole GBW). Na sua versão simplificada, este não descreve os dados de grande momento transversal. Estamos analisando implementações mais sofisticadas dele no momento. Na Fig. 5, repetindo os modelos da figura anterior obtivemos predições para as energias de LHC no modo próton-próton em 14 TeV. No modelo pQCD as conclusões são similares que para Tevatron, entretanto no caso do modelo de dipolos o desacordo com o pQCD é amplificada com o aumento da energia. Este fato pode ser um fator de discriminação entre modelos no regime de energias do LHC (estudo em andamento).

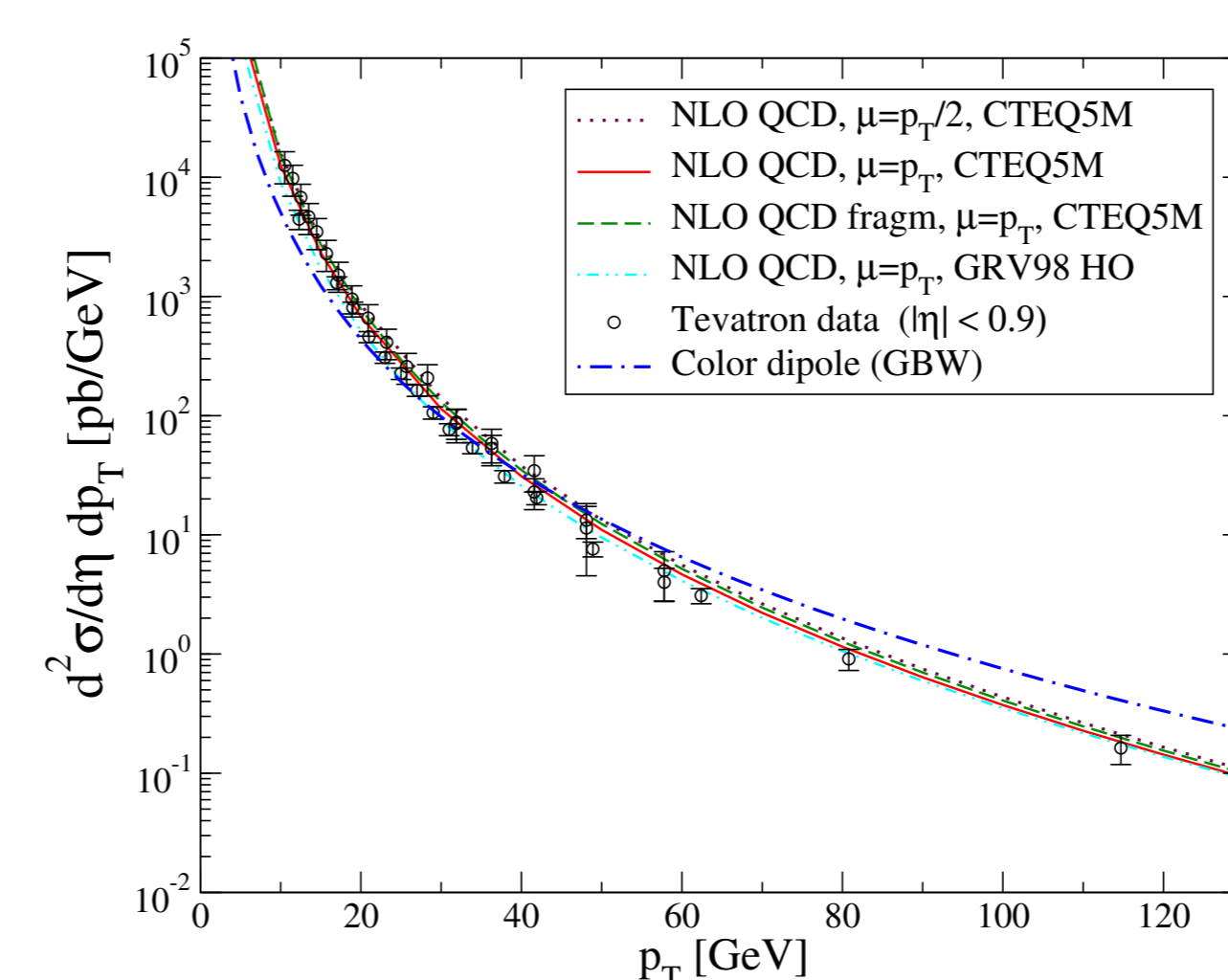


Figura 4: Gráfico de comparação entre os dados experimentais do Tevatron e as simulações computacionais numéricas.

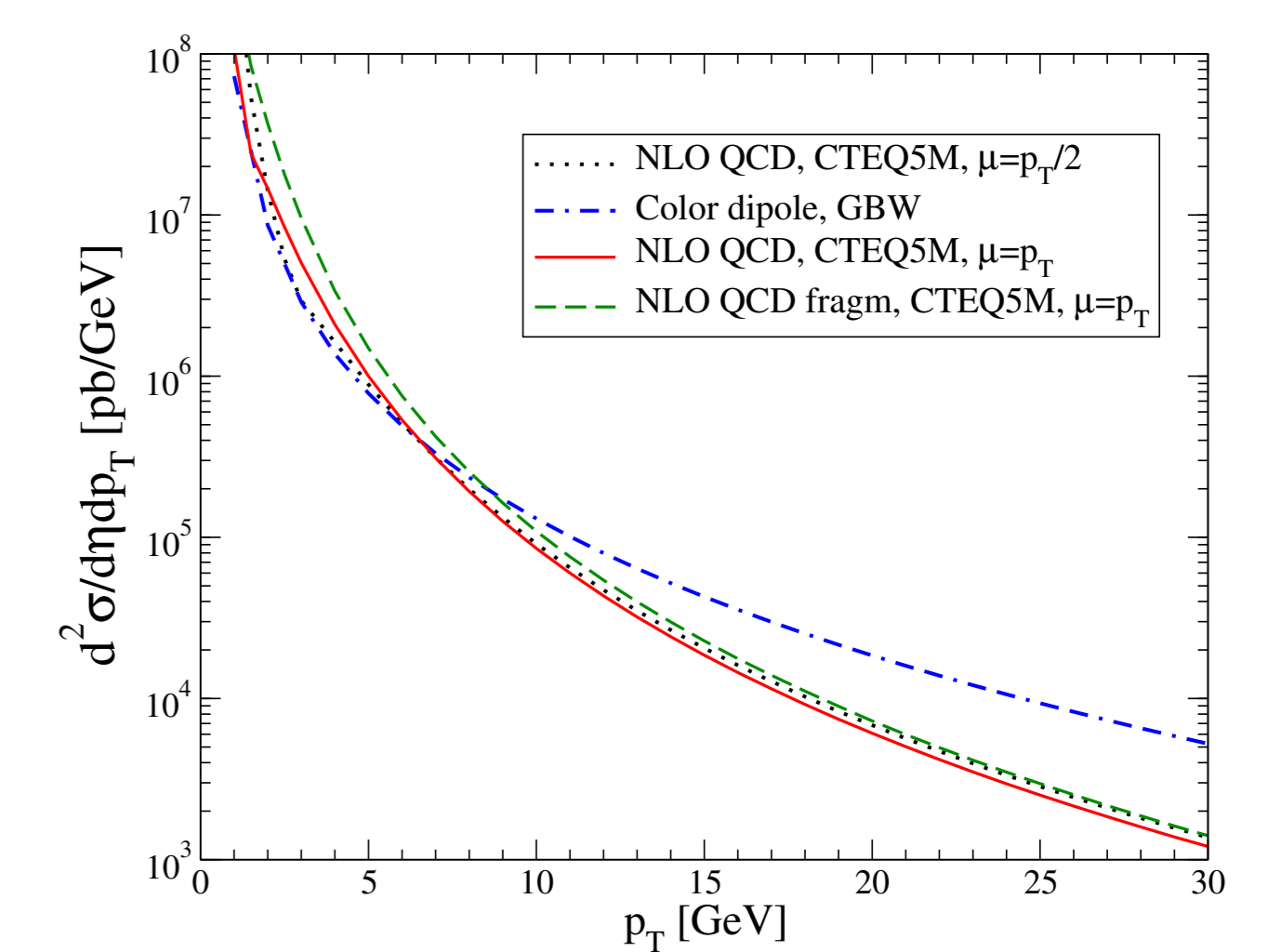


Figura 5: Gráfico com a predição dos resultados do LHC a energia de 14 TeV.

## Conclusões

Verificamos boa concordância entre os dados experimentais e as previsões nos resultados mostrados para pQCD. Detectamos possibilidade de discriminação de modelos no limite de grande energia do LHC. O próximo estágio da pesquisa será introduzir versões mais sofisticadas do modelo de dipolo e compararmos as distintas abordagens com os dados recentes das colaborações CMS/LHC [5] no modo próton-próton.

## Referências

- [1] Takuma Horagushi. *Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV*. PhD Thesis. Tokyo Institute of Technology, (2006).
- [2] Gong-Ming Yu and Yun-De Li. *Physical Review C* 91, 044908 (2015).
- [3] The CTEQ Collaboration (H. Lai et al.). *Handbook of Perturbative QCD*. Reviews of Modern Physics 67, (1995).
- [4] CDF Collaboration (F. Abe et al.). *Phys. Rev. Lett.* 73, 2662-2666 (1994); Erratum-ibid. 74, 1891-1893 (1995).
- [5] CMS Collaboration (V. Khachatryan et al.). *Phys. Rev. Lett.* 106, 082001 (2011).