



## FOTOPRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS EM INTERAÇÕES HADRÔNICAS COERENTES EM ALTAS ENERGIAS

**MENESES, Anelise<sup>1</sup>; GONÇALVES, V. P. <sup>1</sup>; MACHADO, M. V. T.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Curso de Pós-Graduação em Física – IFM – UFPel  
Campus Universitário – Caixa Postal 354 – CEP 96010-900. [anemeneses@gmail.com](mailto:anemeneses@gmail.com)

<sup>2</sup>Centro de Ciências Exatas e Tecnológicas - UNIPAMPA  
Campus de Bagé, Rua Carlos Barbosa. CEP 96400-970.

### 1. INTRODUÇÃO

A seção de choque diferencial para fotoprodução de quarks pesados em colisões hádron-hádron e lépton-hádron a altas energias é fortemente dependente do comportamento da distribuição de glúons, que é determinada pela dinâmica QCD. Teoricamente, em altas energias a evolução dinâmica da QCD leva a um sistema com alta densidade de glúons, caracterizado pela limitação no espaço de fase da densidade de pártons que pode ser encontrado na função de onda do hádron (saturação partônica). A transição é especificada por uma escala típica, que é dependente da energia e é chamada saturação de escala  $Q_{SAT}$ . Evidências da saturação de pártons tem sido observados em espalhamentos profundamente inelásticos elétron-próton no HERA e em colisões dêuteron-ouro no RHIC. Portanto, a observação deste novo regime necessita confirmação e existe uma grande busca por novas evidências experimentais. Neste trabalho apresentamos uma síntese dos resultados publicados na referência [1], onde estudamos a fotoprodução inclusiva e difrativa de quarks pesados em colisões coerentes próton-próton considerando três modelos fenomenológicos, baseados no Condensado de Vidros de Cor, que descrevem muito bem dados experimentais de HERA para observáveis inclusivos e exclusivos.

### 2. FOTOPRODUÇÃO DE QUARKS PESADOS

Em colisionadores hádron-hádron, prótons relativísticos dão origem a campos eletromagnéticos fortes, que podem interagir uns com os outros. Isto é, fótons quasi-reais são espalhados por prótons com altas energias em colisões de hadrons. Nossa

principal motivação vem do fato que em interações coerentes no Tevatron e LHC os fótons têm energias muito maiores que aquelas acessíveis no DESY-HERA. Em particular, a seção de choque de fotoprodução de quarks pesados em colisões próton-prótons é dada por,

$$\sigma(p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + Y) = 2 \int_0^\infty \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_{p \rightarrow Q\bar{Q}Y}(W_p^2 = 2\omega\sqrt{s_{NN}}) d\omega$$

Onde  $dN/d\omega$  é o fluxo de fótons,  $\omega$  é a energia do fóton no sistema centro de massa (c.m.s),  $w_p$  é a energia de c.m.s fóton-próton e  $\sqrt{s_{NN}}$  denota a energia de c.m.s próton-próton. O estado final  $Y$  pode ser um estado hadrônico gerado pela fragmentação de um dos prótons incidentes (produção inclusiva) ou um próton (produção difrativa).

Na aproximação de dipolos de cor, a seção de choque da fotoprodução inclusiva e difrativa de quarks pesados é dada por:

$$\sigma_{tot}(\mathcal{P} \rightarrow Q\bar{Q}X) = 2 \int d^2\vec{b} \int d^2\vec{r} \int dz \Psi_\gamma^*(\vec{r}, z) N(x, \vec{r}, \vec{b}) \Psi_\gamma(\vec{r}, z)$$

e

$$\sigma_{tot}^D(\mathcal{P} \rightarrow Q\bar{Q}p) = \int d^2\vec{b} \int d^2\vec{r} \int dz \Psi_\gamma^*(\vec{r}, z) N^2(x, \vec{r}, \vec{b}) \Psi_\gamma(\vec{r}, z).$$

Nestas equações a variável  $\vec{r}$  define a separação transversa relativa do par (dipolo),  $z(1-z)$  é a fração longitudinal do quark (antiquark) e a função  $\Psi_\gamma(\vec{r}, z)$  é a função de onda do cone de luz para fótons polarizados transversalmente, que depende, no nosso caso, da carga e da massa do quark pesado. A função  $N(x, \vec{r}, \vec{b})$  é a amplitude de espalhamento dipolo-alvo para um dipolo, com tamanho  $\vec{r}$  e parâmetro de impacto  $\vec{b}$ , que engloba toda informação sobre o espalhamento hadrônico e, assim, sobre efeitos não-lineares e quânticos na função de onda do hádron. Durante os últimos anos uma intensa atividade na área resultou em modelos sofisticados para a amplitude de espalhamento dipolo-próton que são capazes de descrever dados de HERA e do RHIC. Usamos três distintos modelos fenomenológicos de saturação baseados no Condensado de Vidros de Cor que descrevem muito bem os mais recentes dados de HERA: o IIM [6], o bCGC [7] e IP-SAT [8]. No modelo bCGC, que é a aproximação quântica do formalismo CGC, a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada por:

$$N^{bCGC}(x, \vec{r}, \vec{b}) = \begin{cases} N_0 \left( \frac{rQ_s}{2} \right)^{2 \left( y_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{\kappa R} \right)} & \vec{r}Q_s \leq 2 \\ 1 - \exp[-A \ln^2(BrQ_s)] & \vec{r}Q_s > 2 \end{cases}$$

com a escala de saturação do próton:  $Q_s \equiv Q_s(x, \vec{b}) = \left( \frac{x_0}{x} \right)^{\frac{\lambda}{2}} \left[ \exp\left( -\frac{\vec{b}^2}{2B_{CGC}} \right) \right]^{\frac{1}{2\gamma_s}}$ .

No modelo IP-SAT, que é a aproximação clássica do formalismo CGC, a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada como:

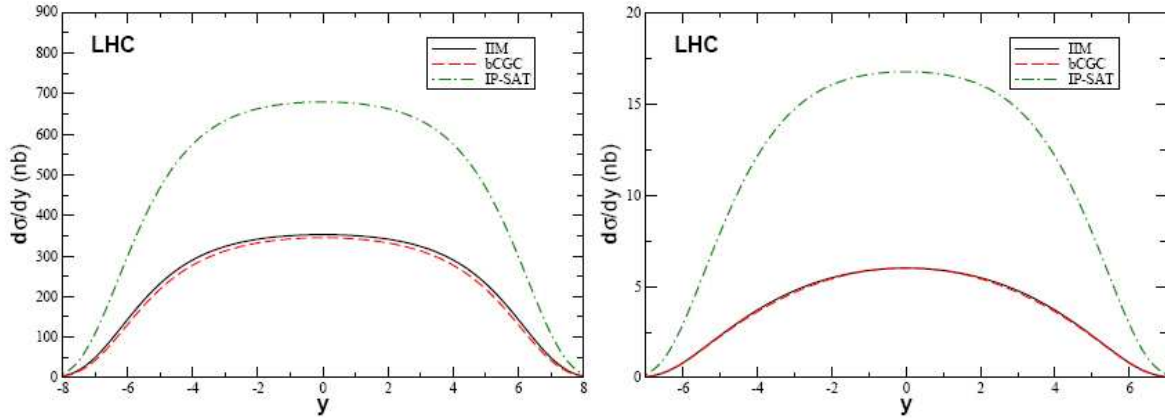
$$N^{IP-SAT}(x, \vec{r}, \vec{b}) = \left[ 1 - \exp \left( - \frac{\pi^2}{2N_c} \vec{r}^2 \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T(\vec{b}) \right) \right].$$

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

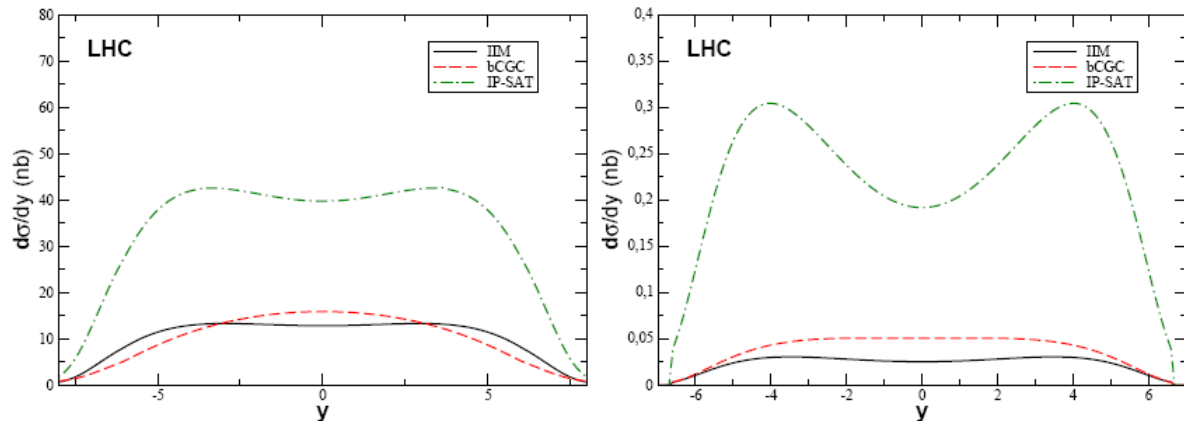
A distribuição de rapidez  $y$  do estado de quark pesado produzido pode ser diretamente calculada usando esta relação com a energia do fóton  $W_\gamma$ , isto é,  $y \propto \ln(\omega/m_Q)$ . Explicitamente, a distribuição de rapidez é escrita abaixo como:

$$\frac{d\sigma[p + p \rightarrow p + Q\bar{Q} + Y]}{dy} = \omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_{p \rightarrow Q\bar{Q}Y}(\omega)$$

onde  $Y$  é um estado hadrônico final  $X$  resultando da fragmentação do próton no caso inclusivo e  $Y = p$  para produção difrativa. A distribuição de rapidez resultante para fotoprodução inclusiva e difrativa de quarks pesados a altas energias no LHC para distintos modelos fenomenológicos considerados previamente são descritos nas figuras abaixo:



**Figura 1:** A distribuição de rapidez para fotoprodução inclusiva de charm (gráfico à esquerda) e bottom (gráfico à direita) em reações  $pp$  no LHC com energias  $\sqrt{s_{NN}} = 14TeV$ . Diferentes curvas correspondem a distintos modelos fenomenológicos.



**Figura 2:** A distribuição de rapidez para fotoprodução difrativa de charm (gráfico à esquerda) e bottom (gráfico à direita) em reações  $pp$  no LHC com energias  $\sqrt{s_{NN}} = 14TeV$ . Diferentes curvas correspondem a distintos modelos fenomenológicos.

Para o caso inclusivo (Fig.1) as previsões IIM e bCGC são muito similares. Em contraste, estas previsões são distintas no caso difrativo (Fig.2), com a previsão bCGC sendo maior que IIM para rapidez média. Por outro lado, a previsão IP-SAT é maior que estas previsões por um fator de 2 (3) no caso do charme (bottom). Nós consideramos as previsões IIM e bCGC como um limite inferior para produção coerente de quarks pesados no LHC.

#### 4. CONCLUSÕES

Nossos resultados indicam que o estudo experimental da fotoprodução inclusiva de quarks pesados pode ser muito útil para discriminar entre as versões, clássica e quântica, do formalismo CGC. Isto também é verdadeiro para o caso difrativo, onde a diferença entre os modelos pode ser discriminada mais facilmente.

#### 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] V. P. Gonçalves, M.V.T. Machado and A.R. Meneses, **Phys. Rev. D** **80**, 034021 (2009).
- [2] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, Y. Kharlov, **Phys. Rep.** **364**, 359 (2002); C. A. Bertulani, S. R. Klein and J. Nystrand, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.** **55**, 271 (2005).
- [3] V. P. Gonçalves and M.V.T. Machado, **Phys. Rev. D** **71**, 014025 (2005)
- [4] V. P. Gonçalves and M.V.T. Machado, **Phys. Rev. D** **75**, 031502 (2007).
- [5] E. Iancu and R. Venugopalan, arXiv:hep-ph/0303204; A. M. Stasto, **Acta Phys. Polon.** **B 35**, 3069 (2004); H. Weigert, **Prog. Part. Nucl. Phys.** **55**, 461 (2005); J. Jalilian-Marian and Y. V. Kovchegov, **Prog. Part. Nucl. Phys.** **56**, 104 (2006).
- [6] E. Iancu, K. Itakura, S. Munier. **Phys. Lett. B** **590**, 199 (2004).
- [7] G. Watt and H. Kowalski, **Phys. Rev. D** **78**, 014016 (2008).

[8] H. Kowalski, L. Motyka and G. Watt, **Phys. Rev. D** **74**, 074016 (2006).