

EFEITOS DA DINÂMICA QCD NÃO-LINEAR NA PRODUÇÃO DE LÉPTONS

**DE CASTRO, Rosalia Krüger¹; BETEMPS, Marcos André²;
GONÇALVES, Victor³**

¹Universidade Federal de Pelotas- rosaliakrugerdecastro@gmail.com

²Instituto Federal Sul-rio-grandense – marcos_betemps@ifsul.edu.br

³Universidade Federal de Pelotas – barros @ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

Uma questão em aberto na Física de Partículas é a descrição da teoria das interações fortes - a Cromodinâmica Quântica (QCD) - no regime de energias muito altas. Neste regime cinemático, que está sendo investigado no Grande Colisor de Hádrons ("Large Hadron Collider" – LHC) e em interações de Raios Cósmicos (OLINTO, 2000; WATSON, 2000), uma transição entre a dinâmica linear para a não-linear está associada às emissões de pártons, devido à alta densidade desses, previsto por GELIS et al. (2010). Os efeitos de alta densidade aumentam com a energia e com o tamanho dos núcleos atômicos, e deve modificar fortemente o comportamento dos observáveis (GONÇALVES et al., 2007) no regime de altas energias. Em particular, espera-se modificar o processo Drell-Yan, onde os dileptons são produzidos num processo de aniquilação quark-antiquark em colisões próton-próton (BETEMPS *et al.*, 2003). Conseqüentemente, o estudo da produção de dilepton para energias dos Raios Cósmicos Ultra-energéticos (UHECR) deve ser útil para investigar os efeitos de alta densidade.

2. MÉTODOS

Neste trabalho consideramos o formalismo de dipolos por ser mais adequado, pois leva em conta o momento transversal dos dileptons produzidos, onde a interação entre projétil e alvo é descrito em termos da seção de choque de dipolo σ_{dip} , que é determinada pela dinâmica QCD, portanto, é onde os efeitos de alta densidade podem ser incluídos. Nesta abordagem o processo Drell-Yan é descrito da seguinte forma (BETEMPS *et al.*, 2003)

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dM^2 dx_F d^2p_T} = \frac{\alpha_{em}^2}{6\pi^3 M^2} \frac{1}{(x_1+x_2)} \int_0^\infty d\rho \bar{W}(\rho, p_T) \sigma_{dip}(\rho)$$

onde M é a massa e p_T é o momento transversal do dilepton, e

$$\begin{aligned} \bar{W}(\rho, p_T) = & \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha^2} \frac{x_1}{\alpha} \sum_{q=1}^{N_f} e_q^2 \left[q \left(\frac{x_1}{\alpha}, M^2 \right) + \bar{q} \left(\frac{x_1}{\alpha}, M^2 \right) \right] \\ & \times \left[m_q^2 \alpha^4 + 2M^2(1-\alpha)^2 \right] \\ & \times \left[\frac{1}{p_T^2 + \eta^2} T_1(\rho) - \frac{1}{4\eta} T_2(\rho) \right] + [1 + (1-\alpha)^2] \\ & \times \left[\frac{\eta p_T}{p_T^2 + \eta^2} T_3(\rho) - \frac{T_1(\rho)}{2} + \frac{\eta}{4} T_2(\rho) \right] \end{aligned}$$

Na equação está relacionado com a rapidez e as funções T_i são:

$$T_1(\rho) = \rho J_0(p_T \rho / \alpha) K_0(\eta \rho / \alpha),$$

$$T_2(\rho) = \rho^2 J_0(p_T \rho / \alpha) K_1(\eta \rho / \alpha) / \alpha^2$$

$$T_3(\rho) = \rho J_1(p_T \rho / \alpha) K_1(\eta \rho / \alpha) / \alpha$$

Consideramos três modelos distintos para a seção de choque de dipolo σ_{dip} : dois modelos incluem os efeitos de alta densidade (GBW e RCBK) e um que desconsidera esses efeitos (GBW linear). A seção de choque de dipolo para a parametrização GBW é dada por (GOLEC-BIERNAT et al., 1998):

$$\sigma_{dip}(x, r) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{4} r^2 Q_s^2(x)\right) \right]$$

O modelo RCBK é dado em termos da solução da equação de evolução Balitski-Kovchegov (ALBACETE et al., 2009), que é o estado da arte para o tratamento de efeitos de alta densidade. No caso GBW linear, a seção choque de dipolo é dada por:

$$\sigma_{dip}(x, r) = \sigma_0 \frac{1}{4} r^2 Q_s^2(x)$$

3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nas Figuras 1 e 2 apresentamos uma comparação da seção de choque para a produção de dilepton entre as diferentes parametrizações, em função do momento transversal, para as energias do LHC e UHECR em colisões próton-próton. Os cálculos são realizados para diferentes valores de massa. Os modelos onde efeitos de saturação estão incluídos prevêem valores semelhantes para a seção de choque, independente da energia do processo. A diferença entre essas previsões com a obtida utilizando a extrapolação linear da parametrização GBW mostra a quantidade dos efeitos de saturação e indica que esses efeitos são predominantes para os dileptons produzidos com pequeno momento transversal.

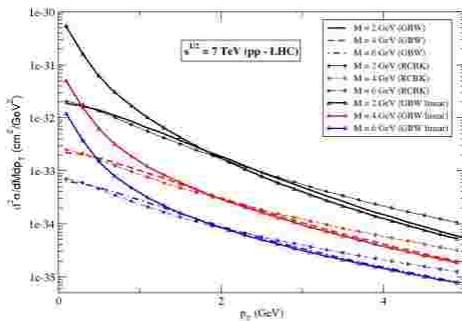


Figura 1: Seção de choque em função de p_T para energias do LHC.

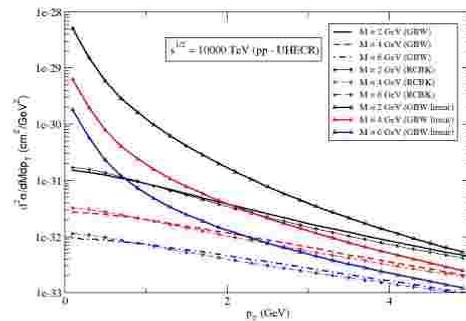


Figura 2: Seção de choque em função de p_T para energias dos UHECR.

Nas Figuras 3 e 4 apresentamos a razão entre as parametrizações GBW e GBW linear para energias do LHC em função da massa e do momento

transverso, respectivamente. Os efeitos de saturação são relevantes na região de pequeno p_T , sendo da ordem de 10^2 em magnitude. A comparação entre as parametrizações GBW e RCBK não foi apresentada, pois apresentarem valores semelhantes.

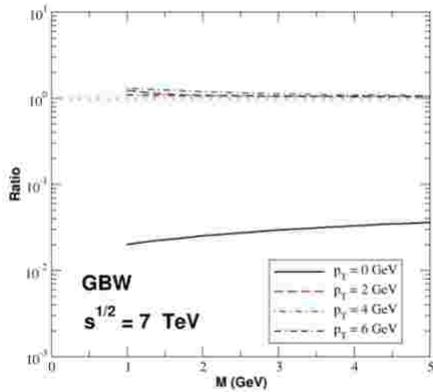


Figura 3: Razão em função da massa para energias do LHC.

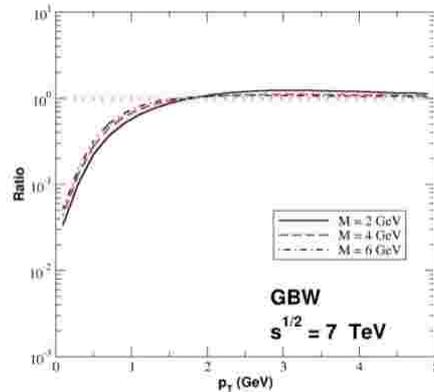


Figura 4: Razão em função de p_T para energias do LHC.

Nas Figuras 5 e 6 apresentamos a razão entre as parametrizações GBW e GBW linear para energias dos UHECR em função da massa e do momento transverso, respectivamente. Novamente, os efeitos de saturação são relevantes na região de pequeno p_T , sendo da ordem de 10^3 em magnitude.

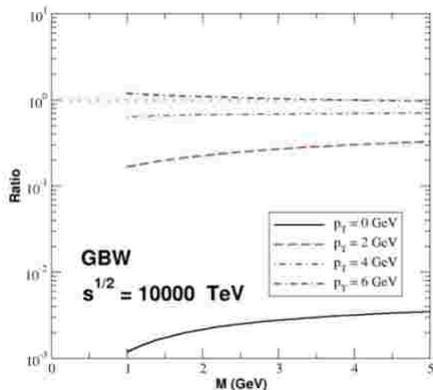


Figura 5: Razão em função de p_T para energias dos UHECR.

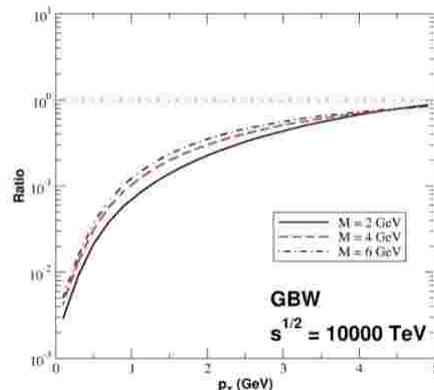


Figura 6: Razão em função de p_T para energias dos UHECR.

4. CONCLUSÕES

Neste trabalho investigamos a produção de dileptons para energias do acelerador LHC e realizamos uma extrapolação para energias dos UHECR. Os resultados indicam que não há diferenças relevantes entre as parametrizações GBW e RCBK.

No entanto, analisando a diferença entre essas previsões com a obtida utilizando a extrapolação linear da parametrização GBW, a quantidade de efeitos de saturação pode ser estimada. Esses efeitos são importantes na região de

pequeno momento transverso, sendo da ordem de 10^3 para energias dos UHECR.

Considerando o objetivo deste trabalho, os dileptons produzidos por UHECR, nossos resultados mostram que os efeitos de saturação precisam ser considerados na simulação do desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso, uma vez que as partículas com pequeno p_T são dominantes no chuveiro de raios cósmicos.

Deve-se ressaltar que os resultados apresentados neste trabalho são obtidos para colisões próton-próton, e os cálculos para colisões próton-núcleo estão sendo feitos, onde uma simulação real e avaliação dos efeitos de saturação devem ser investigadas. No momento estamos trabalhando neste problema.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

OLINTO, A. V. Ultra high energy cosmic rays: the theoretical challenge. **Physics Report** 333:329-348, 2000.

WATSON, A. A. Ultra-high-energy cosmic rays: the experimental situation. **Physics Report**, 333:309-377, 2000.

GELIS, F.; IANCU, E.; JALILAN-MARIAN, J.; VENUGOPALAN, R. The Color Glass Condensate. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 60, 463 - 489, 2010.

GONCALVES, V.P.; MACHADO, M.V.T; Saturation physics in ultra high energy cosmic rays: heavy quark production, *JHEP04*, 028, 2007.

BETEMPS, M. A. *et al.* Investigating the Drell-Yan transverse momentum distribution in the color dipole approach, **Physical Review D**, 67, 114008, 2003.

GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. **Physical Review D**, 59:014017,1998.

ALBACETE, J. L. *et al.* Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution. **Physical Review D**, 80:034031, 2009.