



Seção de choque de minijatos em ordem dominante

Autor: Thomas Ventura Iser *

Orientador: Prof. Dr. Emerson Gustavo de Souza Luna **

1. INTRODUÇÃO

O crescimento da seção de choque total com a energia, em colisões hadrônicas, de acordo com dados experimentais de experimentos em colisores e em raios cósmicos acumulados nas últimas décadas, é governado por jatos com energia transversal E_T muito menor que a energia s disponível na colisão hadrônica [1]. Do ponto de vista da Cromodinâmica Quântica (QCD)[2], estes *minijatos* surgem a partir de espalhamentos semiduros entre pártons (quarks e glúons), definidos como espalhamentos duros entre pártons que carregam frações muito pequenas do momentum dos hádrons colidentes. Neste cenário o comportamento em altas energias das seções de choque é controlado principalmente por processos semiduros envolvendo glúons, já que glúons são dominantes em pequeno x . Neste pôster estudamos a seção de choque de minijatos em ordem dominante, analisando o efeito de diferentes escalas perturbativas Q^2 e cortes de momentum transversal mínimo. Foram estudadas, na presente etapa do trabalho, as escolhas $Q^2 = p_T^2/2$, $Q^2 = p_T^2$ e $Q^2 = 4p_T^2$, assim como as escolhas $p_T^{min} = 2.3$ GeV, $p_T^{min} = 2.522$ GeV e $p_T^{min} = 2.7$ GeV.

2. Formalismo

As seções de choque diferencial e total de minijatos em QCD perturbativa, em ordem dominante, são dadas por [3]:

$$\frac{d\sigma_{jet}}{dy_1 dp_T} = \frac{2\pi p_T}{s} \int dy_2 \sum_{i,j}^{partons} [f_i(x_a, Q^2) f_j(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})], \quad (1)$$

$$\sigma_{minijato}(p_T^{jato} > p_T^{min}) = \frac{1}{2} \int dx_a dx_b d\cos\theta \sum_{i,j}^{partons} [f_i(x_a, Q^2) f_j(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})], \quad (2)$$

onde y_1 e y_2 são as rapidez dos pártons espalhados e as variáveis com o símbolo '^' significam que estas estão no sistema párton-pártom de c.m. O somatório se dá sobre todos os sabores envolvidos i e j , enquanto o fator meio que aparece na frente da integral (2) surge pelo fato de termos 2 jatos no estado final do espalhamento. As relações entre as variáveis são:

$$\hat{s} = x_a x_b s = 4p_T^2 \cosh^2 \left[\frac{y_1 - y_2}{2} \right], \quad \cos\theta = \left[1 - \frac{4p_T^2}{\hat{s}} \right]^{1/2} = \tanh \left[\frac{y_1 - y_2}{2} \right], \quad (3)$$

$$\hat{u} = -\frac{\hat{s}}{2} (1 + \cos\theta), \quad x_b^a = \left[\frac{\hat{s}}{s} e^{\pm(y_1 + y_2)} \right]^{1/2}, \quad \hat{t} = -\frac{\hat{s}}{2} (1 - \cos\theta),$$

onde a integração sob $\cos\theta$ se dá entre os limites $-\sqrt{1 - 4(p_T^{min})^2/s}$ e $+\sqrt{1 - 4(p_T^{min})^2/s}$. $f(x, Q^2)$ são as funções de distribuição partônicas e $\hat{\sigma}_{ij}$ são as seções de choque dos pártons. Utilizamos as seções de choque partônicas que tenham pelo menos um glúon no estado inicial, devido ao fato de serem dominantes em pequeno x :

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow gg) = \frac{9\alpha_s^2}{2\hat{s}} \left(3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{t}\hat{s}}{\hat{u}^2} \right), \quad \hat{\sigma}(gq \rightarrow gq) = \frac{\alpha_s^2}{\hat{s}} (\hat{s}^2 + \hat{u}^2) \left(\frac{1}{\hat{t}^2} - \frac{4}{9\hat{s}\hat{u}} \right),$$

$$\hat{\sigma}(gq \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3\alpha_s^2}{8\hat{s}} (\hat{t}^2 + \hat{u}^2) \left(\frac{4}{9\hat{t}\hat{u}} - \frac{1}{\hat{s}^2} \right) \quad (4)$$

sendo a equação para a seção de choque envolvendo um glúon e um quark no estado inicial ser igual para o caso de um glúon e um antiquark, mudando somente a PDF a ser utilizada para o cálculo da seção de choque diferencial e total. A constante de acoplamento para interação forte, em ordem dominante, é dada por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (5)$$

onde N_f é o número de sabores de quarks e Q é a escala da interação, enquanto Λ é o parâmetro de escala da QCD. Neste trabalho utilizamos um $\Lambda = 0.326$. Para o cálculo das integrais utilizamos o VEGAS, um método de integração multidimensional baseado em Monte Carlo.

3. Resultados e Discussões

3. Resultados e Discussões

Em nossos cálculos utilizamos as PDFs de CTEQ6L[4], com $p_T^{min} = 2.3$ GeV, 2.522 GeV e 2.7 GeV. Em nossos cálculos levamos em conta 4 sabores diferentes: u, d, s e c.

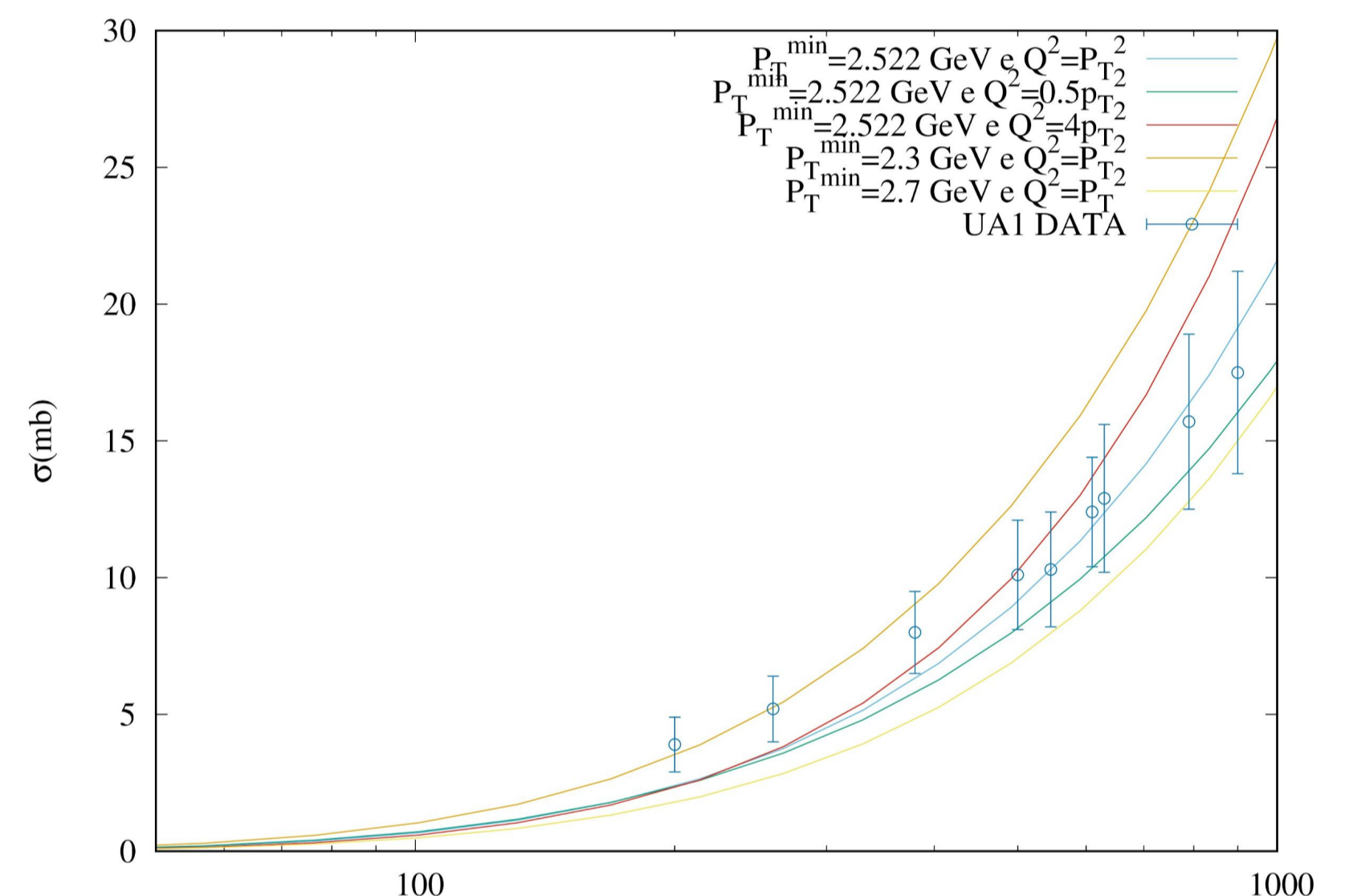


Fig. 1: Gráfico da seção de choque total em relação à energia de c.m. para diferentes fatores multiplicativos para a escolha de escala $Q^2 = p_T^2$, utilizando as PDFs de CTEQ6L e diferentes valores de p_T^{min} . Dados da colaboração UA1 [5] para análise do gráfico.

Na Figura 1 mostramos os nossos resultados para diferentes combinações de Q^2 e p_T^{min} . Observamos que a curva que melhor representa os dados experimentais é a curva com $Q^2 = p_T^2$ e $p_T^{min} = 2.522$ GeV.

4. Conclusão

Observamos que diferentes escolhas de escalas perturbativas e cortes em momentum alteram a magnitude e a forma da seção de choque total dos jatos. Tais resultados indicam a importância de estudarmos novas escalas perturbativas cinematicamente permitidas bem como estudarmos o efeito de diferentes famílias de PDFs. Pretendemos estender nossas análises ao estudo das PDFs CT14[6], obtidas levando-se em conta dados novos do LHC, bem como investigar as escalas $Q^2 = \hat{s}$ e $Q^2 = \hat{t}$.

5. Referências

- [1] D. Cline, F. Halzen, and J. Luthé, Phys. Rev. Lett. 31, 491 (1973); T. K. Gaisser and F. Halzen, Phys. Rev. Lett. 54, 1754 (1985); T. K. Gaisser and T. Stanev, Phys. Lett. B 219, 375 (1989).
- [2] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, QCD and Collider Physics (Cambridge University Press, Cambridge, 2010).
- [3] I. Sarcevic, S. D. Ellis, and P. Carruthers, Phys. Rev. D 40, 1446 (1989).
- [4] J. Pumplin et al., JHEP 07, 012 (2002).
- [5] UA1 Collaboration, A. Di Ciaccio, in Proceedings of the XVII Symposium on Multiparticle Dynamics, Seewinkel, Austria, 1986, edited by M. Markytan, W. Majerotto, and J. Mac-Naughton (World Scientific, Singapore, 1986), p. 679; UA1 Collaboration, C. Albajar et al., Nucl. Phys. B309, 405 (1988).
- [6] S. Dulat et al., Phys. Rev. D 93, 033006 (2016).