

ESTUDO DOS EFEITOS DE SATURAÇÃO PARTÔNICA NA INTERAÇÃO DE MÚONS COM A MATÉRIA

Natália de Lima Calleya, Magno Machado
Instituto de Física, UFRGS, Porto Alegre, RS, Brasil

INTRODUÇÃO

O interesse em detectar e compreender melhor raios cósmicos ultra energéticos demanda estimativas precisas para a frequência destes eventos. A detecção de sinais de uma “nova física” em energias ultra altas (UHE) depende das extrapolações feitas a partir dos dados experimentais.

Usa-se Cromodinâmica Quântica perturbativa para extrapolar dados para essa faixa de altas energias, com x de Bjorken muito pequeno. Mas para o bom desenvolvimento teórico e experimental da física necessita-se da maior precisão possível, e nesta faixa pQCD não é confiável. Logo, novos métodos de extrapolação para pequeno x tem interesse teórico e fenomenológico.

Aqui investigamos os efeitos de unitariedade (saturação partônica) na interação de múons com a matéria. Iniciamos com a produção destes em interações de neutrinos em corrente carregada.

O modelo proposto diferencia-se do corrente ao propor para valores extremamente pequenos de x uma dependência na função de estrutura do próton logaritmica, (respeitando a unitariedade), e não como lei de potência.

MODELO

É proposto um modelo que baseia-se no limite de Froissart para a função de estrutura F_2 , utilizado no cálculo das seções de choque do espalhamento neutrino-próton

$$\sigma \leq C \log^2(s)$$

Ou seja, a seção de choque, quando a energia envolvida no processo tende a infinito, não ultrapassa o logaritmo quadrado da mesma.

A função de estrutura utilizada no cálculo da seção de choque neutrino-próton é dada por [1]

$$F_2 = \begin{cases} (1-x) \left(\frac{F_p}{x_p} + A(Q^2) \log\left(\frac{x_p(1-x)}{x(1-x_p)}\right) + B(Q^2) \log^2\left(\frac{x_p(1-x)}{x(1-x_p)}\right) \right) & (1) \\ \frac{F_p}{x_p^{\alpha(Q^2)}(1-x_p)^3} x^{\alpha(Q^2)}(1-x)^3 & (2) \end{cases}$$

(1) : Válido para $0 < x_p < x$

(2) : Válido para $x_p < x < 1$

Onde

$$F_p = 0.41 \quad x_p = 0.09$$

$$A(Q^2) = a_0 + a_1 \log(Q^2) + a_2 \log^2(Q^2)$$

$$B(Q^2) = b_0 + b_1 \log(Q^2) + b_2 \log^2(Q^2)$$

Os valores para as constantes de $A(Q^2)$ e $B(Q^2)$ podem ser encontradas em [2].

REFERÊNCIAS

[1] BERGER, BLOCK, MCKAY, TAN, *Ultrahigh Energy Neutrino Scattering*, Physical Review D.

[2] BERGER, BLOCK, TAN, *Analytic Expression for the Joint x and Q^2 Dependences of de Deep-Inelastic Structure Function*, Physical Review Letters.

[3] MACHADO, M., *UHE Neutrino Cross Section - Geometric Scaling*, Physical Review D.

MÉTODO

Usando a F_2 do modelo proposto, a seção de choque neutrino-próton é dada por [1]

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy}(E_\nu) = \frac{2G_F^2 m E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_{W^2}}{Q^2 + M_{W^2}} \right)^2 \frac{9}{10} F_2(x, Q^2) (2 - 2y + y^2)$$

A seção de choque foi calculada através de um programa de computação algébrica, para uma faixa de energia de 10 até 10^{14} GeV. A integração foi realizada primeiramente em y e depois em x . Os limites da integração são dados por

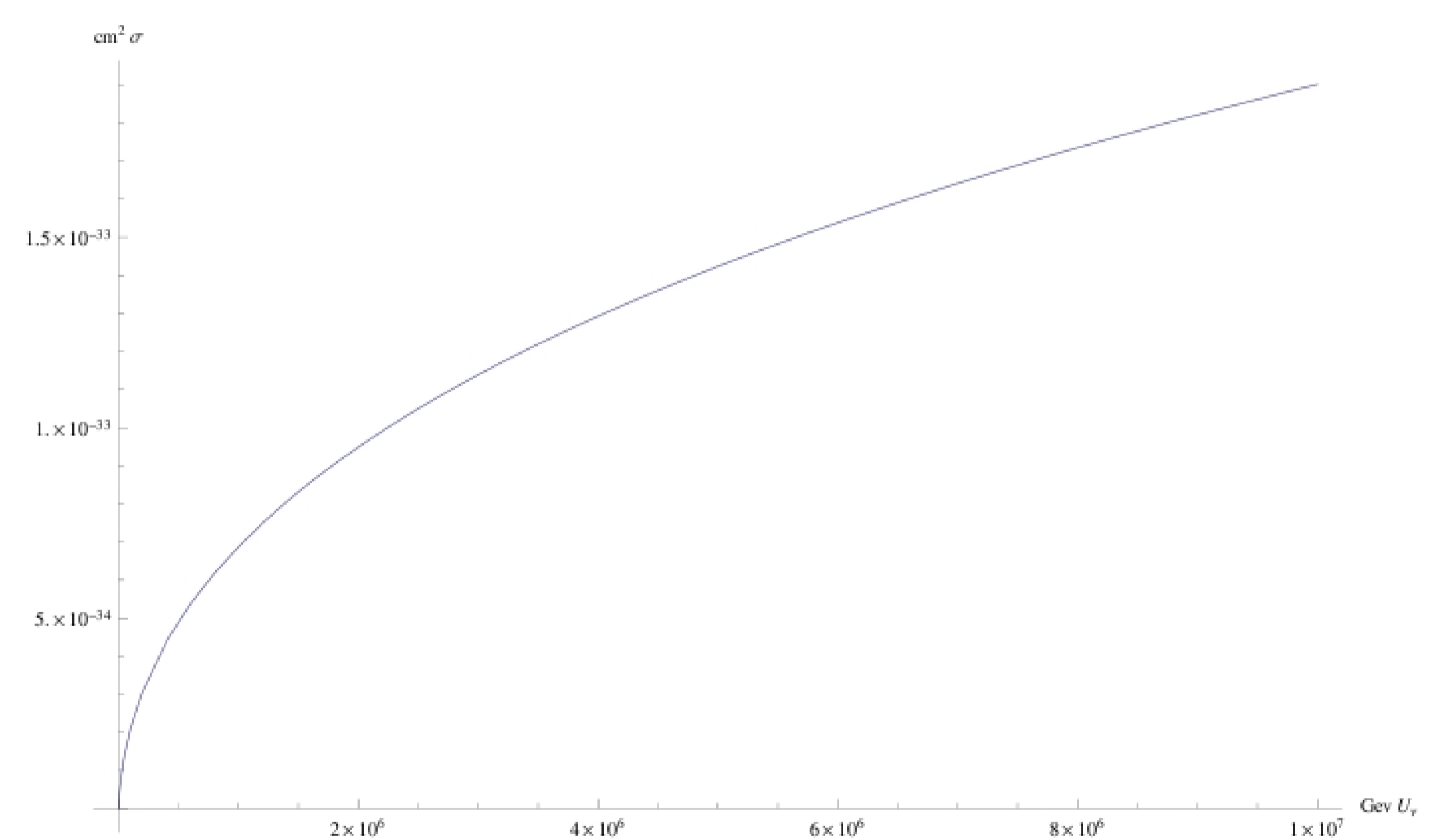
$$x_{min} = \frac{Q_{min}^2}{2mE_\nu}$$

$$\text{Para } x: x_{min} \leq x < 1$$

$$\text{Para } y: \frac{x_{min}}{x} \leq y < 1$$

RESULTADOS

O gráfico abaixo mostra a curva da seção de choque do espalhamento *versus* a energia do processo. A linha contínua é cálculo do modelo, que corresponde muito bem com os cálculos já feitos de modelo usando DGLAP [3].



A principal diferença do modelo já existente, é a discrepância de quase uma ordem de grandeza para o valor da seção de choque em energias acima de 10^9 GeV [1].

Mesmo não sendo um modelo ideal, o fato que para faixas de energia mais altas a pQCD já sai de sua plena validade, torna o modelo em uma extrapolação mais robusta e pode assim, estar indicando um novo caminho para a física de pequeno x e as interações fracas.