



OS RAIOS CÓSMICOS ULTRA ENERGÉTICOS E A PRODUÇÃO DE HÁDRONS

DE CASTRO, Rosália Krüger¹; BETEMPS, Marcos André^{1,2}.

¹ *Grupo de Altas e Médias Energias (GAME), Deptº de Física – IFM/UFPel
Campus Universitário – Caixa Postal 354 – CEP 96010-900.*

rosalia_kruger@yahoo.com.br

² *Conjunto Agrotécnico Visconde da Graça – CAVG/UFPel
Campus CAVG – Av. Ildefonso Simões Lopes, 2791 – CEP 96060-290.*

marcos.betemps@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

A investigação da estrutura fundamental da matéria tem sido realizada através de experimentos onde hádrons (prótons, núcleos, etc.) e elétrons, ambos com grandes velocidades, são colididos uns contra os outros. Portanto dizemos que colisões de altas energias são utilizadas para se estudar a estrutura fundamental da matéria bem como a interação entre estes constituintes. Estas colisões podem ser realizadas em laboratórios, por exemplo, no Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) nos EUA do qual já existem resultados experimentais disponíveis; no Large Hadron Collider (LHC) que entrou em fase de testes no final de 2008 na Europa, ou pode-se aproveitar fenômenos naturais onde estas colisões ocorrem, a saber, os raios cósmicos ultra-energéticos (UHECR) que atingem nossa atmosfera com energias muito superiores às obtidas em laboratórios terrestres.

Os raios cósmicos são partículas vindas do espaço que atingem a Terra a todo instante, e podem possuir energias extremas da ordem de 10^{20} eV (Cronin 2005). O interessante é que estes raios cósmicos produzem um chuveiro de partículas quando entram na atmosfera, que podem ser detectadas na superfície da Terra. Os UHECR são tema de grande interesse de pesquisa, pois embora detectados, ainda não se consegue explicar com clareza as possíveis fontes, bem como os mecanismos físicos que dotam tais partículas com tão significativas energias.

Considerando então colisões hadrônicas em energias extremas, verifica-se a necessidade de descrever os prótons como sendo compostos por outras subpartículas, os pártons (quarks e glúons), e espera-se a formação de sistemas densos o suficiente para que efeitos não-lineares da Cromodinâmica Quântica (QCD – teoria que descreve a interação forte) tornem-se significativos na descrição dos observáveis. Neste regime de alta densidade, espera-se que ocorra a limitação na máxima densidade partônica, caracterizada por muito altos valores da intensidade de campo QCD, formando um estado denominado de Condensado de Vidros de Cor

(CGC) (saturação partônica). Nesta situação, o número de glúons por unidade de volume do espaço de fase praticamente satura e para grandes densidades cresce lentamente (logaritmicamente) com a energia, implicando uma grande modificação da distribuição de glúons se comparada com as previsões da dinâmica linear.

Com a intenção de investigar a produção de hádrons, em colisões hadrônicas para energias de RHIC e dos UHECR e conseqüentemente analisar os efeitos de alta densidade para estas energias, realizamos simulações numéricas de colisões próton-próton ocorridas na atmosfera. Para obter tais resultados, considera-se que os UHECR são compostos basicamente de prótons, interagindo com núcleos constituintes na atmosfera, como por exemplo, o hidrogênio. Portanto, realizamos o cálculo da produção de hádrons em colisões próton-próton, comparando-se os resultados para energias dos aceleradores existentes com as energias dos raios cósmicos ultra-energéticos.

2. PRODUÇÃO DE HÁDRONS EM COLISÕES HADRÔNICAS

Quando se calcula a produção de partículas em processos de altas energias, como por exemplo, em colisões próton-próton, verifica-se a necessidade de descrever o próton como sendo composto por pártons. Portanto, é necessário ter a informação da quantidade de quarks e glúons que compõem o próton. Para isso, é necessário incluir nos cálculos uma distribuição partônica. Desta forma, para colisão entre dois prótons, a produção de hádrons pode ser obtida, considerando-se o formalismo do Condensado de Vidros de Cor, utilizando-se a seguinte expressão (Betemps & Gonçalves 2008; Betemps, Gonçalves & de Santana Amaral 2009),

$$\frac{d^2 N^{pp(A) \rightarrow hX}}{dy d^2 p_T} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{x_F}^1 dx_1 \frac{x_1}{x_F} \left[f_{q/p}(x_1, p_T^2) \mathcal{N}_{\mathcal{F}} \left(x_2, \frac{x_1}{x_F} p_T \right) D_{h/q} \left(\frac{x_1}{x_F}, p_T^2 \right) + f_{g/p}(x_1, p_T^2) \mathcal{N}_{\mathcal{A}} \left(x_2, \frac{x_1}{x_F} p_T \right) D_{h/g} \left(\frac{x_1}{x_F}, p_T^2 \right) \right].$$

A seção de choque diferencial depende basicamente de duas grandezas: a rapidez y , que está relacionada com a distribuição angular do hádron produzido, e o momento transversal p_T do mesmo. Salientamos a dependência em duas funções

muito importantes: $f_{q(g)/p}(x_1, p_T^2)$ e $D_{h/q(g)} \left(\frac{x_1}{x_F}, p_T^2 \right)$ que representam a função de

distribuição partônica e a função de fragmentação, respectivamente. Portanto, ao analisar a produção de hádrons passamos primeiramente por uma análise das referidas funções. A variável que está sendo integrada representa a fração de momento do próton portada pelo párton interagente no processo de colisão. Nesta

expressão $x_F = \frac{p_T}{\sqrt{s}} e^y$ e $x_2 = x_1 e^{-2y}$.

A função de distribuição partônica $f_{q(g)/p}(x_1, p_T^2)$ fornece a probabilidade de encontrarmos um determinado tipo de párton (quarks up, quark down, glúon, etc.) no próton, portando uma fração de momento x_1 , e a função de fragmentação

$D_{h/q(g)} \left(\frac{x_1}{x_F}, p_T^2 \right)$ fornece a probabilidade de um determinado párton produzido no processo de colisão fragmentar num hádron, que será observado no estado final. As

grandezas N_A e N_F na equação acima estão relacionadas diretamente ao processo de espalhamento que ocorre entre os pártons. Ou seja, neste formalismo, os efeitos de saturação partônica estão descritos através das grandezas N_A e N_F , que são consideradas como a seção de choque de um dipolo de cor interagindo com o alvo, neste caso, um próton. Vários modelos estão disponíveis para descrever a seção de choque de dipolo, porém neste trabalho utilizaremos um dos modelos mais recentes na literatura (Albacete et al. 2009).

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Para obter o resultado final para a produção de hádrons, consideramos modelos que predizem a quantidade de pártons num determinado hádron ou a fragmentação de um párton em determinados hádrons a partir de resultados experimentais existentes. Utilizamos a parametrização CTEQ5 (Lai et al. 2000) para descrever a distribuição partônica e a parametrização KKP (Kniehl, Kramer & Potter 2000) para descrever a função de fragmentação. A seção de choque de dipolo (N_A e N_F) são obtidas a partir de uma parametrização bem recente (Albacete et al. 2009) e incluem os efeitos de alta densidade baseados nas soluções da equação de evolução Balitski-Kovchegov (equação que pode ser utilizada para considerar efeitos de alta densidade). Na Fig. 1 apresentamos o resultado das simulações numéricas para a produção de méson π^0 para as energias do acelerador RHIC (energia de centro de massa de 200 GeV) em colisões próton-próton.

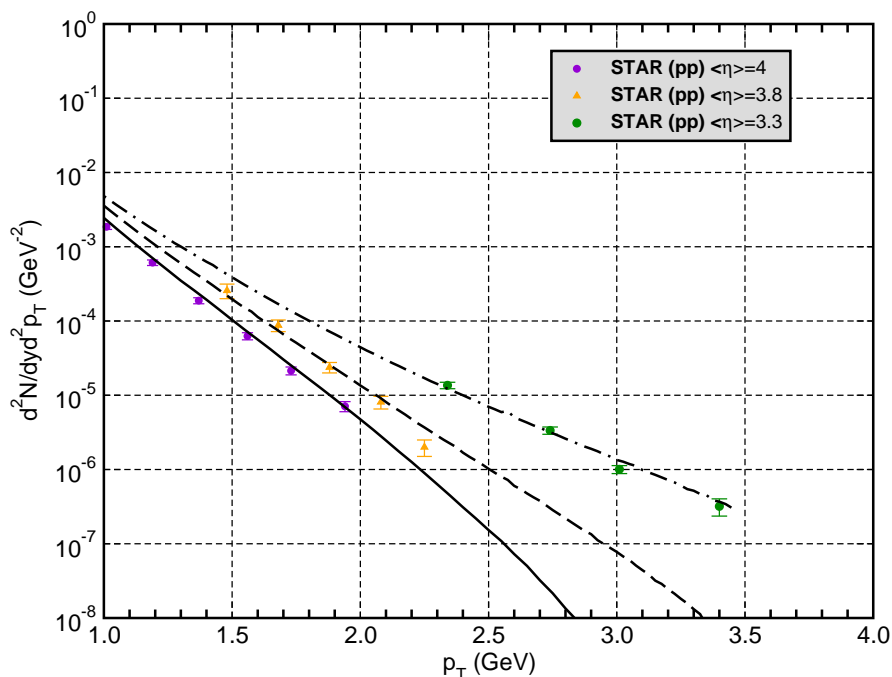


Fig. 1: Produção de π^0 para energias de RHIC. Dados da ref. Adams et al 2006.

A partir da Fig. 1, verifica-se uma excelente descrição dos resultados experimentais considerando-se o modelo de dipolos, pois o espectro é bem reproduzido tanto em magnitude quanto em comportamento em termos do momento transversal dos hádrons produzidos p_T . Cabe salientar que para o caso analisado aqui $y = \eta$. Todos os cálculos aqui realizados são obtidos para uma primeira

aproximação em teoria de perturbações, a chamada ordem dominante. Efeitos de mais altas ordens são considerados utilizando-se um fator K , que simula estas correções. Para rapidez $y=4$ e $y=3,8$ utilizamos $K=1,4$. Para rapidez mais central, ou seja, $y=3,3$ utilizamos $K=1$. Esta excelente descrição permite que uma extrapolação para as energias dos UHECR seja realizada, ou seja, energias da ordem de 10^{21} eV, correspondendo a uma energia de centro de massa da ordem de 10^3 TeV. Este valor é aproximadamente duas ordens de magnitude maior do que as energias em colisões próton-próton que serão realizadas nos experimentos no CERN LHC (próton-próton ~ 14 TeV). Portanto, a partir dos resultados aqui apresentados, vamos estimar a produção de π^0 para energias de centro de massa de 10^3 TeV e comparar com os resultados obtidos para RHIC (Fig 1).

4. CONCLUSÕES

Neste trabalho, simulamos a produção de hádrons para as energias de RHIC. Verificamos uma excelente descrição do espectro, bem como da normalização dos resultados experimentais existentes. Estamos atualmente realizando os mesmos cálculos para as energias dos UHECR, e uma comparação entre a produção de hádrons entre diferentes energias está sendo realizada como parte final deste trabalho, evidenciando o crescimento na taxa de produção de hádrons π^0 com o aumento da energia.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- CRONIN, J. W. The highest energy cosmic rays. **Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)** 138, 2005, p. 465-491.
- BETEMPS, M. A., GONÇALVES, V. P. Hadron and Photon Production in the Forward Region at RHIC and LHC. **JHEP** 0809, 2008, n. 019.
- BETEMPS, M. A., GONÇALVES, V. P., DE SANTANA AMARAL, J. T. Testing Nonlinear Evolution with Running Coupling Corrections in ep and pp collisions. **arXiv:0907.3416** [hep-ph].
- LAI, H. L. et al. [CTEQ Collaboration], **Eur. Phys. J. C**, 12, 2000, p. 375.
- KNIEHL, B. A., KRAMER, G., POTTER, B. **Nucl. Phys. B**, 582, 2000, p. 514.
- ALBACETE, J. L., ARMESTO, N., MILHANO, J. G., SALGADO, C. A. Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution. **arXiv:0902.1112** [hep-ph].
- ADAMS, J. et al. [STAR Collaboration], **Phys. Rev. Lett.**, 97, 2006, n. 152302.