

Uma investigação sobre os efeitos nucleares na produção de fótons diretos ou isolados em colisões próton-núcleo e núcleo-núcleo no Large Hadron Collider

Érison dos Santos Rocha¹, Magno Valério Trindade Machado²

IF-UFRGS

¹ Autor: erison.rocha@ufrgs.br Física - Pesquisa Básica
² Orientador: Professor adjunto do Instituto de Física da UFRGS



Introdução

Neste trabalho investigaremos a produção de fótons isolados (também denominados de prompt fótons ou fótons diretos) em colisões próton-núcleo, pPb, e núcleo-núcleo, PbPb, no Large Hadron Collider (LHC). Este é um importante sinal experimental para a investigação da formação do Plasma de Quarks e Glúons (QGP), onde tais fótons são provas duras da QCD e emergem ileso do meio "colorido" da colisão de altas energias. Isso é de suma importância pois tal plasma provê suporte para o estudo de modelos que tentam explicar o universo jovem. Portanto, fótons diretos são um processo de controle em colisões de íons pesados e permite a investigação teórica dos efeitos de matéria nuclear fria e quente. Em particular, investigaremos os modelos teóricos baseados em métodos perturbativos da QCD pois o momento transversal do fóton produzido fornece uma escala onde o acoplamento forte é pequeno [1].

Base Teórica

Como base teórica, utilizamos a usual descrição de modelos partônicos, baseado na QCD perturbativa, bem como também as seções de choque de dipólo (color dipole), observando que a abordagem do dipólo é adequada para processo em altas energias. Isso nos permite descrever simultaneamente a produção direta de fótons e diléptons a partir da mesma estrutura teórica.

Na abordagem da QCD, temos que a produção dos fótons diretos se dá via dois mecanismos, um dito direto, onde os fótons se comportam como um parton sem carga de cor altamente energético e o segundo, chamado mecanismo de fragmentação, onde agora o fóton se comporta com um hádron. Mais especificamente o primeiro mecanismo se dá na participação dos subprocessos duros (grande momento transferido) e o segundo, resulta da fragmentação colinear (fatorização) de um parton com uma dada carga de cor e alto momento transversal, ou seja, emerge dos cálculos das correções de mais alta ordem na constante de acoplamento forte. Portanto, podemos escrever a seção de choque próton-próton em função do momento transversal p_t e rapidez η como

$$\sigma(pp \rightarrow \gamma + X) = \sigma^{(dir)}(\mu_R, M, M_F) + \sum_{k=q,\bar{q},g} \sigma_k^{(frag)}(\mu_R, M, M_F) \otimes D_{\gamma,k}(M_F) \quad (1)$$

onde $\sigma^{(dir)}$ é a seção de choque total da contribuição direta e $\sigma_k^{(frag)}$ a seção de choque do segundo mecanismo. Os parâmetros μ_R , M , M_F são, respectivamente as escalas de renormalização, fatorização no estado inicial e fragmentação. Temos ainda uma função de fragmentação de um parton k num fóton representada por $D_{\gamma,k}(M_F)$. Podemos simplificar o esquema dado em (1) se considerarmos as três escalas supracitadas como iguais e denotadas por μ . Logo, o cálculo em NLO das contribuições de fragmentação e direta [2, 3], onde η denota a rapidez do fóton, é

$$\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_T d\eta} = \frac{d\sigma^{(dir)}}{d\mathbf{p}_T d\eta} + \frac{d\sigma^{(frac)}}{d\mathbf{p}_T d\eta} \quad (2)$$

onde

$$\frac{d\sigma^{(dir)}}{d\mathbf{p}_T d\eta} = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 F_{i/h_1}(x_1, M) F_{j/h_2}(x_2, M) \frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} \times \left[\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d\mathbf{p}_T d\eta} + \frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} K_{ij}^{(dir)}(\mu_R, M, M_F) \right] \quad (3)$$

e ainda

$$\frac{d\sigma^{(frac)}}{d\mathbf{p}_T d\eta} = \sum_{i,j,k=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 \frac{dz}{z^2} F_{i/h_1}(x_1, M) F_{j/h_2}(x_2, M) D_{\gamma,k}(z, M_F) \times \left(\frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} \right)^2 \left[\frac{d\hat{\sigma}_{ij}^k}{d\mathbf{p}_T d\eta} + \frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} K_{ij,k}^{(frag)}(\mu_R, M, M_F) \right] \quad (4)$$

onde $F_{i,j/h_{1,2}}(x, M)$ são as funções de distribuição partônicas do parton i no hádron de entrada $h_{1,2}$, numa fração de momento x e escala de fatorização M ; $\alpha_s(\mu_R)$ é a constante de acoplamento forte definida no esquema \overline{MS} com o fator de escala μ_R ; $K_{ij}^{(dir)}$ [4] e $K_{ij,k}^{(frag)}$ [5], são as correções em NLO.

Agora, considerando as seções de choque de dipolo (color dipole formalism), que pode ser usada tanto para a produção de fótons diretos quando para descrever processos de radiação, temos que a distribuição de momento transversal p_T dos fótons de freeamento nas interações de quark-núcleons, integrado sobre o momento transversal final do quark, como derivado em [6], é

$$\frac{d\sigma^{qN}(q \rightarrow q\gamma)}{d(\ln\alpha)d^2\mathbf{p}_T} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{in,f} \sum_{L,T} \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 e^{i\mathbf{p}_T \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} \Phi_{\gamma q}^{T,L}(\alpha, \mathbf{r}_1) \Phi_{\gamma q}^{T,L}(\alpha, \mathbf{r}_2) \times \frac{1}{2} \{ \sigma_{dip}(x, \alpha r_1) + \sigma_{dip}(x, \alpha r_2) \} - \frac{1}{2} \sigma_{dip}(x, \alpha(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)) \quad (5)$$

onde \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 são as separações transversas quark-fóton nas duas amplitudes de radiação consideradas na seção de choque σ_{dip} , α é a fração relativa de momento do quark levada pelo fóton, e é a mesma nas duas amplitudes; em (5), T denota fótons transversais e L para longitudinais. A dependência em energia da seção de choque de dipolo é devido a radiação adicional de glúons ao qual pode ser computada na aproximação em primeira ordem de $\ln(1/x)$, onde $x = 2(p_1 \cdot q)/s = (p_T/\sqrt{s})e^{-y}$, sendo p_1 é o 4-momento do projétil e q é o 4-momento do dilépton. Em (5), $\Phi_{\gamma q}^T(\alpha, \mathbf{r})$ e $\Phi_{\gamma q}^L(\alpha, \mathbf{r})$ denotam a composição das componentes transversal e longitudinal das flutuações na função de onda do cone de luz do projétil-quark γq , e uma média na polarização inicial do quark bem como uma soma sobre todos os estados finais de polarização do quark e do fóton é realizada. Para fótons diretos, somente a componente transversal contribui e, em mais baixa ordem, a componente $\Phi_{\gamma q}^T(\alpha, \mathbf{r})$ pode ser representada como

$$\sum_{in,f} \Phi_{\gamma q}^{T*}(\alpha, \mathbf{r}_1) \Phi_{\gamma q}^T(\alpha, \mathbf{r}_2) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi^2} \left\{ m_q^2 \alpha^4 K_0(\epsilon r_1) K_0(\epsilon r_2) + [1 + (1 - \alpha)^2] \epsilon^2 \frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2}{r_1 r_2} K_1(\epsilon r_1) K_1(\epsilon r_2) \right\}$$

em termos da separação transversa \mathbf{r} entre o fóton γ e o quark q , bem como a relativa fração α do momento do quark levada pelo fóton. Temos ainda $K_{0,1}$ funções Bessel de segundo tipo, dado $\epsilon^2 = \alpha^2 m_q^2$, onde m_q é a massa efetiva do quark (fizemos $m_q = 0.2 GeV$ para prompt fótons). A seção de choque de hádron é obtida de (5) (seção de choque partônica elementar) integrando sobre todas as contribuições dos quarks e anti-quarks pesadas com as suas respectivas funções de distribuição partônicas (PDF's)

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow \gamma X)}{dy d^2\mathbf{p}_T} = \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}, \mu^2\right) \frac{d\sigma^{qN}(q \rightarrow q\gamma)}{d(\ln\alpha)d^2\mathbf{p}_T} \quad (6)$$

onde as PDF's (obtidas da parametrização conforme [7]) do projétil entraram numa combinação de função de estrutura do próton F_2^p , tal que para a escala dura utilizamos $\mu^2 = p_T^2$ em (6). A seção de choque de dipólo é crucial na análise, porém ela não é conhecida, logo, muitas parametrizações já foram propostas. Para os nossos propósitos, e a mais simples, recai sobre propriedades geométricas de escala e portanto, a seção de choque de dipólo pode ser escrita em função de uma variável de escala $r Q_{sat}$ onde Q_{sat} é chama de escala de saturação. Com efeito, ela define a escala de momento transversal onde a física da recombinção partônica é relevante e em geral, modelada como $Q_{sat} \sim x^{-\lambda/2}$. Esse modelo prevê que ao passo que x decresce, a seção de choque de dipólo satura para menores tamanho de dipólos levando fenômeno de transparência de cor ($\sigma^2 \sim r_2 \rightarrow 0$) [8]. Em geral, a seção de choque de dipolo pode ser parametrizada como

$$\sigma_{dip}(x, \mathbf{r}, \lambda) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2 Q_{sat}^2}{4}\right)^{\gamma_{eff}} \right] \quad (7)$$

tal que $Q_{sat}^2(x) = (x_0/x)^\lambda$ e γ_{eff} é chamado de dimensão anômala eficaz. Se fizermos $\gamma_{eff} = 1$ (como em [9, 10]) e utilizando os outros parâmetros fitados pelos dados de espalhamento profundamente inelástico da colaboração HERA (Deep Inelastic Scattering, abreviadamente DIS) em pequeno x , obtêm-se uma boa descrição dos dados para DIS [1, 11]. A principal diferença entre distintos modelos fenomenológicos que usam parametrização como (7), se dá no comportamento previsto para γ_{eff} , e em geral, pode ser escrito como $\gamma_{eff} = \gamma_{sat} + \Delta(x, r, p_T)$, onde γ_{sat} é a dimensão anômala quando $Q = Q_{sat}$ e Δ computa o início da região de escalamento geométrico e regime da DGLAP. Em [1], mais detalhes são dados para diferentes modelos de Δ . Para investigar os efeitos da evolução da QCD na seção de choque de dipólo, é interessante considerar o modelo de saturação no parâmetro de impacto, o qual tem descrito com sucesso a produção exclusiva de méson vetoriais [11]. Nesse modelo, $\sigma_{dip}(x, r)$ é dado por

$$\sigma_{dip}(x, r) = 2 \int d^2b \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi^2}{2N_c} r^2 \alpha(\mu^2) x g(x, \mu^2) T(b)\right) \right] \quad (8)$$

onde μ^2 e o tamanho de dipólo r se relacionam como $\mu^2 = 4/r^2 + \mu_0^2$. A densidade de glúons $xg(x, \mu^2)$ é calculado a partir de uma escala de μ_0^2 até μ^2 usando a evolução DGLAP em LO sem quarks, tal que a densidade inicial em μ_0^2 é dado por $xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{\beta_g}$. μ_0^2 , A_g e λ_g são determinados do fit dos dados de F_2 . Para quarks leves, a densidade de glúons é computada em $x = x_B$ (Bjorken), enquanto que para quarks *charm*, $x = x_B(1 + 4m_c^2/Q^2)$. Temos ainda que a função de forma do próton $T(b)$ é normalizada tal que $\int d^2b T(b) = 1$, bem como considerando $T(b)$ gaussiana, ou seja, $T_G(b) = \frac{1}{2\pi B_G} \exp(-b^2/2B_G)$. Maiores detalhes encontra-se em [1].

Metodologia

A pesquisa deu continuidade aos trabalhos anteriores no que diz respeito ao embasamento teórico da fenomenologia utilizada

para descrever a produção de fótons diretos, uma vez que a partir das leituras de dissertações e artigos referentes à pesquisa anterior (essencialmente produção do méson J/ψ), possibilitou-se extrair o conhecimento para o entendimento do presente trabalho. Depois disso, uma investigação numérica (FORTRAN) foi realizada com base na teoria supracitada, para a análise junto aos dados experimentais do RHIC e outras colaborações (como TEVATRON e outras utilizadas em [1]).

Resultados e Considerações finais

Verificou-se que a produção direta de fótons pode ser descrita pela abordagem da NLO QCD e a picture do formalismo de dipolo. Em particular, a produção direta de fótons pode ser descrita dentro da abordagem do dipólo sem quaisquer parâmetros livres usando a seção de choque de dipolo determinada pela fenomenologia espalhamento profundamente inelástico. Para rapidez central dos dados do RHIC e TEVATRON, efeitos de saturação não desempenham uma papel significativo para a produção direta de fótons. Um resultado numérico (de [1]) apresentado na Figura 1, mostra que para várias abordagens do formalismo de dipolo, bem como o modelo de parâmetro de impacto (b-Sat), descrevem bem os dados experimentais (colisões pp no TEVATRON), observando que o dipolo desvia um pouco para grande p_T . Além disso, verifica-se que, utilizando aproximações na escala de transparência de cor (pequeno x) em (5) e (6), obtêm-se uma expressão semi-analítica para a seção de choque diferencial, válida também para grande p_T . Isso é devido ao fato de que os fótons não interagem com o meio "colorido" da colisão, portanto permitindo utilizar essa expressão para calcular não só colisões com prótons, mas também com núcleos. Isso é mostrado na Figura 2, onde razões nucleares de PDFs e nPDFs (para nucleons e núcleos, respectivamente) gira em torno de 1.

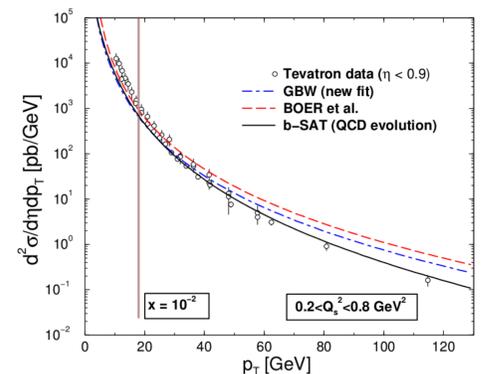


Figura 1: Predições para seção de choque diferencial $d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma X)/d\mathbf{p}_T d\eta$ usando várias implementações para a seção de choque de dipolo para as energias do Tevatron.

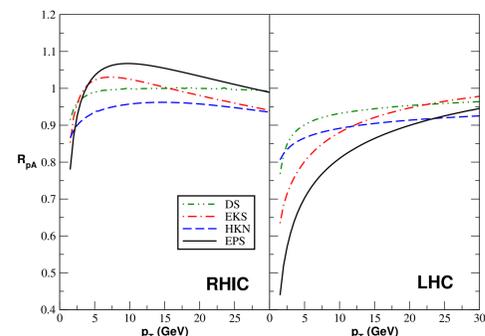


Figura 2: Dependência em momento transversal da razão $R_{pA}(y = 0, p_T)$ para as energias de RHIC ($\sqrt{s} = 200$ GeV) e para energias do LHC (em modo pA, $\sqrt{s} = 8.8$ TeV), usando diferentes escolhas para as distribuições de partons nucleares (modelos DS, EKS, HKN e EPS)

Referências

- [1] M. V. T. Machado and C. B. Mariotto, "Investigating the high-energy QCD approaches for prompt-photon production at the LHC," *European Physical Journal C*, vol. 61, pp. 871–878, June 2009.
- [2] P. Aurenche, M. Fontannaz, J. P. Guillet, B. Kniehl, E. Pilon, and M. Werlen, "A critical phenomenological study of inclusive photon production in hadronic collisions," *European Physical Journal C*, vol. 9, pp. 107–119, June 1999.
- [3] P. Aurenche, T. Binnoth, M. Fontannaz, J. P. Guillet, G. Heinrich, E. Pilon, and M. Werlen, "The phox family,"
- [4] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff, "Prompt photon production at large p_T : scheme invariant QCD predictions and comparison with experiment," *Nuclear Physics B*, vol. 297, pp. 611–696, Feb. 1988.
- [5] F. Aversa, P. Chiappetta, M. Greco, and J. P. Guillet, "QCD corrections to parton-parton scattering processes," *Nuclear Physics B*, vol. 329, pp. 105–143, Nov. 1989.
- [6] B. Z. Kopeliovich, A. Schäfer, and A. V. Tarasov, "Bremsstrahlung of a quark propagating through a nucleus," *Phys. Rev. C*, vol. 59, pp. 1609–1619, Mar 1999.
- [7] D. Gabbert and L. De Nardo, "New Global Fit to the Total Photon-Proton Cross-Section $\sigma_{\gamma p}$ and to the Structure Function $F_2(x)$," in *Proceedings, 15th International Workshop on Deep-inelastic scattering and related subjects (DIS 2007)*, Vol. 1 and 2, pp. 373–376, 2007.
- [8] B. Z. Kopeliovich, L. I. Lapidus, and A. B. Zamolodchikov, "Dynamics of Color in Hadron Diffraction on Nuclei," *JETP Lett.*, vol. 33, pp. 595–597, 1981. [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 33,612(1981)].
- [9] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff, "Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction," *Phys. Rev. D*, vol. 59, p. 014017, Nov 1998.
- [10] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff, "Saturation in diffractive deep inelastic scattering," *Phys. Rev. D*, vol. 60, p. 114023, Nov 1999.
- [11] H. Kowalski, L. Motyka, and G. Watt, "Exclusive diffractive processes at her a within the dipole picture," *Phys. Rev. D*, vol. 74, p. 074016, Oct 2006.