

Fotoprodução Exclusiva de Upsilon com Modelos b-sat e BGBK em PbPb

Fábio Köpp ¹

Orientadora: Prof(a). Dr(a). Beatriz Gay Ducati

¹ Instituto de Física

4 de Abril 2018

Resumo

- 1 Motivação
- 2 Alcance de Colisores e Processos
- 3 Resultados na Literatura
- 4 GFPAE
- 5 LHC-CERN
- 6 CERN-UFRGS
- 7 Referencial Teórico
- 8 Resultados
- 9 Evidências da Saturação
- 10 Conclusões

Motivação

- O estudo de processos exclusivos de mésons vetoriais busca compreender melhor a distribuição de glúons no próton a pequeno- x , visto que há grandes incertezas nessa grandeza. Formalismos para produção destes: pQCD (colinear e fatorização K_T) e Dipolos de Cor.
- Processos com gaps de rapidez, sem produção de hádrons numa dada região do detector, podem ser melhor detectados;
- Os processos difrativos destes mésons vetoriais ocorrem em rapidez grande, ou seja, o decaimento deste em múons e/ou elétrons ocorre muito próximo ao feixe de partículas. No detector ALICE há detectores como o ZDC(Zero Degree Calorimeter) capazes de detectar nêutrons provindos da produção de mésons. O CMS também possui detectores frontais.
- Investigar efeitos perturbativos e não perturbativos da QCD.

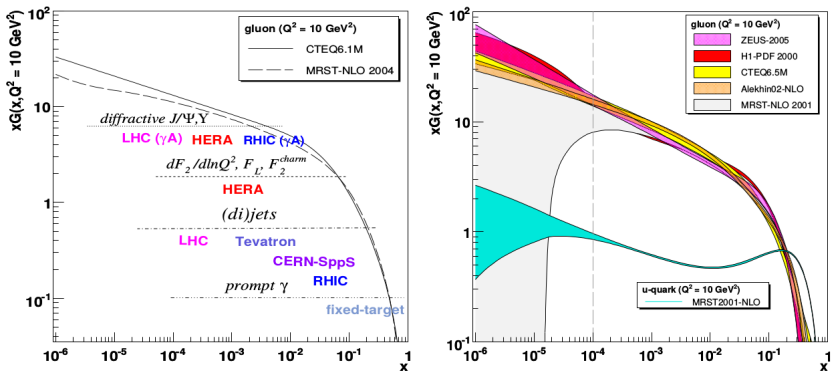


Figura: Primeira figura: Medidas experimentais da distribuição de glúons em termos de x para diferentes colisores. Segunda figura: Comparação entre diversos ajustes. Figuras obtidas de Forward Physics at the LHC, David d’Enterria.

Resultados na Literatura

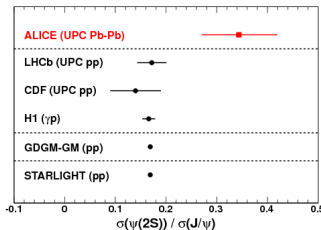
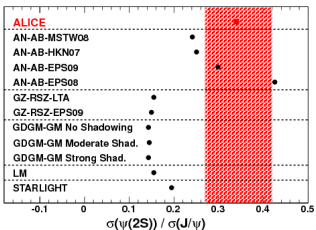
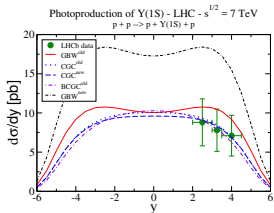
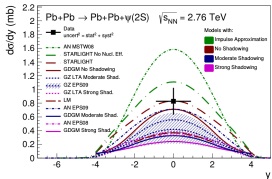
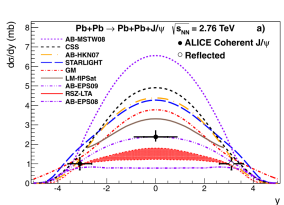


Figura: Primeira figura: Colisão PbPb.
Segunda: Colisão pp e PbPb.

Resultados na Literatura

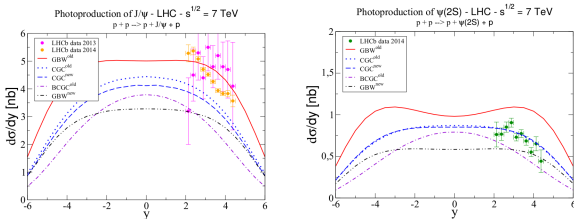


Figura: Modelos de Dipolos de Cor, M. B. Gay e S. Martins.

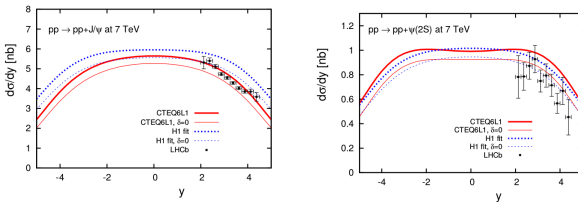


Figura: pQCD, V. Guzey e M. Zhalov.

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias

Formado em 1994 pela prof(a) Maria Beatriz Gay a qual orienta nas seguintes linhas de pesquisas:

- Cromodinâmica Quântica;
- Equações de evolução;
- Saturação;
- Produção de Higgs;
- Difração;
- Neutrinos.

Integrantes:

Prof. Magno Valério Machado (Teoria e Fenomenologia)

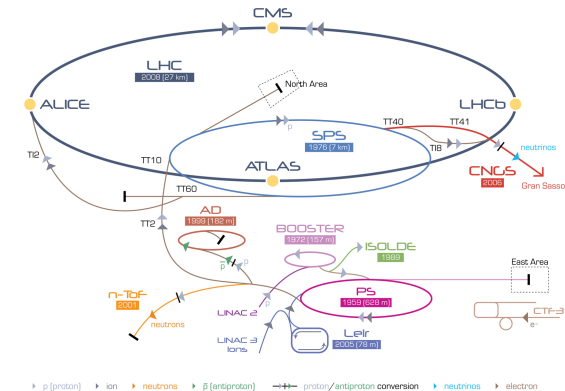
Doutorando Sony Martins

Ex-Integrantes:

Professores: Victor Gonçalves, Alvaro Leonardi Ayala Filho, Cristiano Mariotti, João Tiago Amaral, Luiz Fernando Mackedanz, Gustavo Gil da Silveira, Eduardo André Flach Basso, Mairon Melo Machado, Marcos André Betemps, Mirian Thurow Griep, Emmanuel Grave de Oliveira e Werner Krambeck Sauter.

LHC-CERN

O LHC (Grande Colisor de Hádrons) está localizado entre a França e Suíça. Sendo o maior experimento científico já construído pelo homem.



LHC Large Hadron Collider **SPS** Super Proton Synchrotron **PS** Proton Synchrotron
AD Antiproton Decelerator **CTF-3** Cric Test Facility **CNCS** Cern Neutrinos to Gran Sasso **ISOLDE** Isotope Separator OnLine D'Evice
LER Low Energy Ion Ring **LINAC** LINear ACcelerator **n-TbF** Neutrons Time Of Flight

Figura: Injetores e detectores do LHC

CERN-UFRGS

Em 2015 a Universidade Federal do Rio Grande do Sul entrou para a colabaração ALICE(A Large Ion Collider Experiment) como membro pleno no setor de física experimental.

Integrantes:

- Prof(a). Dr(a). Maria Beatriz Gay - Coordenadora;
- Prof. Dr. Luis Gustavo Pereira;
- Prof. Dr. Rafael Pezzi;

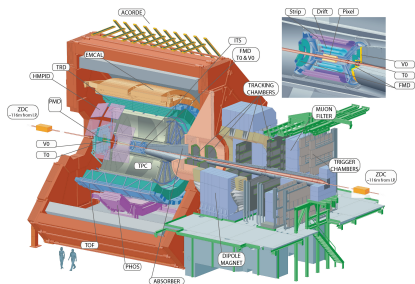


Figura: Detector ALICE

Foto-Produção Exclusiva de mésons vetoriais na pQCD em $t=0$

$$\left. \frac{d\sigma_{\gamma p, A \rightarrow V p}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\alpha_s^2 \Gamma_{ee}}{3\alpha M_V^5} 16\pi^3 [xG(x, Q^2)]^2,$$

com $Q^2 = M_V^2/4$ e $x = M_V^2/W_{\gamma p}^2$.

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}(W_{\gamma p}) = \frac{1}{B_{J/\psi}(W_{\gamma p})} \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi p}}{dt}(W_{\gamma p}, t=0),$$

- Em colisões ultra-periferais com energias ultra-relativísticas(UPC),em que o parâmetro de impacto ($b > R_1 + R_2$, sendo R o raio do núcleo) a interação eletromagnética é predominante. Portanto, usaremos o método de Weizsäcker-Williams.
- A evolução da distribuição dos glúons ($xG(x, Q^2)$) (sem quarks) é feita com o código QCDNUM[5] para os dois modelos que envolvem saturação e evolução DGLAP.

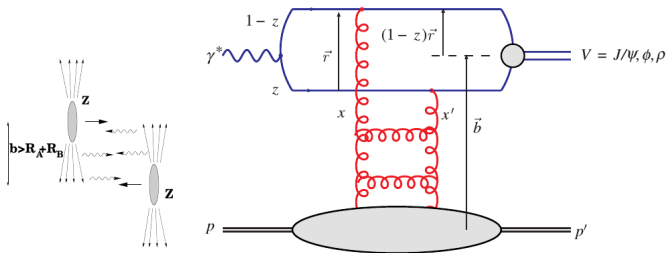


Figura: A primeira figura representa a interação eletromagnética entre os dois núcleos, enquanto a segunda, é uma representação pictórica para descrever a formação do dipolo de cor a partir de um fóton virtual.

Seção de Choque Coerente

A distribuição de rapidez para o fotoprodução exclusiva do méson vetorial Υ é dado por [6],

$$\frac{d\sigma [h_1 + h_2 \rightarrow h_1 \otimes \Upsilon \otimes h_2]}{dY} = \left[\omega \frac{dN}{d\omega} \Big|_{h_1} \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow \Upsilon \otimes h_2}(\omega) \right]_{\omega_L} + \left[\omega \frac{dN}{d\omega} \Big|_{h_2} \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow \Upsilon \otimes h_1}(\omega) \right]_{\omega_R}$$

onde $\frac{dN_{\gamma}(y)}{d\omega}$ é o fluxo de fótons equivalente e $y = \ln(2\omega/M_V)$. O fluxo de fótons equivalentes para colisões AA é dado por [6],

$$\frac{dN_{\gamma/A}(\omega)}{d\omega} = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega} \left[\bar{\eta} K_0(\bar{\eta}) K_1(\bar{\eta}) - \frac{\bar{\eta}^2}{2} \mathcal{U}(\bar{\eta}) \right]$$

onde $\mathcal{U}(\bar{\eta}) = \omega(R_1 + R_2)/\gamma_L$, $\gamma_L = \sqrt{s}/2mp$ e $\mathcal{U}(\bar{\eta}) = K_1(\bar{\eta})^2 - K_0(\bar{\eta})^2$, em que K_i são as funções de Bessel modificadas de segundo tipo. Para o processo coerente ($\gamma A \rightarrow \Upsilon A$), a seção de choque total é dada por [1],

$$\sigma(\gamma V \rightarrow VA) = \int d^2b |i \int dz d^2r (\Psi_{\Upsilon}^* \Psi_{\gamma}) \times (1 - e^{-\frac{1}{2}\sigma_{dip} T_A(b)})|^2 (1 + \beta^2) R_g^2,$$

Seção de Choque Incoerente

Para o processo incoerente ($\gamma \mathbf{A}^* \rightarrow \Upsilon \mathbf{A}^*$, \mathbf{A}^* é o estado excitado do sistema \mathbf{A} -núcleon sem a sua quebra.), temos [1],

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma V \rightarrow VA^*) &= \frac{1}{16B_V} \int d^2b T_A(b) |i \int dz d^2r (\Psi_\Upsilon^* \Psi_\gamma) \\ &\times \sigma_{dip}(x, r) (e^{-\frac{1}{2} \sigma_{dip} T_A(b)})|^2 (1 + \beta^2) R_g^2, \end{aligned}$$

A variável $z(1-z)$ é a fração de momento longitudinal do quark (antiquark), $T_A(b) = \int dz p_A(b, z)$ é a função de espessura nuclear e x é a variável de Bjorken. A função de superposição é dada por [7],

$$(\Psi_V^* \Psi)_T = \hat{e}_f e^{\frac{N_c}{\pi z(1-z)}} \{ m_f^2 K_0(\epsilon r) \phi_T(r, z) - [z^2 + (1-z)^2] \epsilon K_1(\epsilon r) \partial_r \phi_T(r, z) \}$$

onde \hat{e}_f é a carga elétrica efetiva do méson vetorial ($-1/3$), m_f é a massa do quark bottom, $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + m_f^2$ e $\phi_T(r, z)$ define a parte escalar da função de onda do méson vetorial. Como estamos lidando com os estados excitados de Υ , temos 3 funções de onda escalar correspondendo a $\phi(1S)_T(r, z)$, $\phi(2S)_T(r, z)$ and $\phi(3S)_T(r, z)$ [8]. β é a razão da parte real e imaginária da amplitude de espalhamento e R_g é o fator de espessura, o qual está relacionado com o fato que glúons ligados ao par $q\bar{q}$ podem carregar diferentes frações no cone de luz x, x' do próton.

Considerando o limite $x' \ll x \ll 1$ e assumindo que a densidade de glúons tem uma lei de potência na forma de $xg \propto x^{-\lambda_e}$, temos [9],

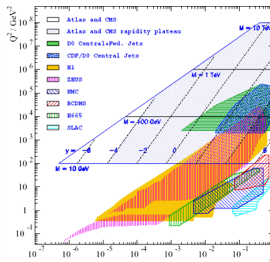
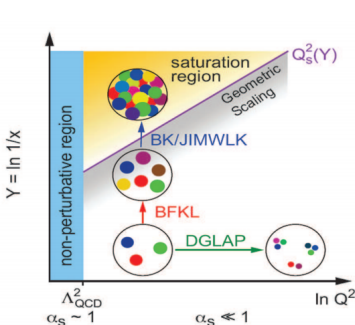
Equações de Evolução e Experimentos (Q^2, x)

$$R_g(\lambda_e) = \frac{2^{2\lambda_e+3}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\lambda_e+5/2)}{\Gamma(\lambda_e+4)}, \lambda_e = \frac{\partial \ln[\mathcal{R}(x, \Delta)]}{\partial \ln(1/x)}, \beta = \tan\left(\frac{\pi\lambda_e}{2}\right)$$

onde B_γ é parâmetro de declividade motivado de uma expressão de Regge dado por [1],

$$B_V(W_{\gamma p}) = B_0 + 4\alpha' \log(W_{\gamma p}/W_0)$$

onde $B_0 = 0.55\left(\frac{14}{m_V^{0.4}} + 1\right) \text{ GeV}^{-2}$, $\alpha' = 0.164 \text{ GeV}^{-2}$ e $W_0 = 95 \text{ GeV}$.



Kinematic coverage of the DIS and collider pp - $p\bar{p}$ experiments. For pp and $p-\bar{p}$ colliders, the Bjorken x_1 and x_2 of the interacting quarks are related to the mass M of the Drell-Yan pair and its rapidity y as $x_{1,2} = M/\sqrt{S} \exp(\pm y)$ where S is the center of mass energy squared for the experiment.

Evolução da Distribuição de Glúons e Ajustes

A distribuição inicial dos glúons na escala μ_0^2

$$xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{5.6}, \quad \mu^2 = \frac{C}{r^2} + \mu_0^2$$

A evolução desta distribuição ocorre de μ_0^2 para μ . Em que μ_0 é a escala inicial e r é o tamanho do dipolo. Os parâmetros C , A_g , λ_g , μ_0^2 e σ_0 são ajustados de acordo com os dados de HERA e ZEUS (ajuste global) do processo DIS (Deep Inelastic Scattering) ($e^- + p \rightarrow e^- + X$) para $x < 0.01$. A massa do quark charm utilizada foi 1.4 GeV. Para $\alpha_s(Q^2)$ em LO, utilizamos $\lambda_{QCD} = 0.2$ GeV com número de férmions igual a 3. O ajuste dos modelos de dipolos ocorrem via a função de estrutura F_2^p através da seguinte expressão:

$$F_2^p = \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha_{em}} \left[\sigma_T^{\gamma^* p} + \sigma_L^{\gamma^* p} \right]$$

Os parâmetros dos modelos são:

Modelo BGBK[2] ($0.1 < Q^2 < 500 \text{ GeV}^2$)				
C	A_g	λ_g	μ_0^2 (GeV^2)	σ_0 (mb)
0.26	1.2	0.28	0.52	23

Modelo b-SAT[3] ($0.25 < Q^2 < 650 \text{ GeV}^2$)			
C	A_g	λ_g	μ_0^2 (GeV^2)
4.0	2.55	0.020	1.17

Declividade Efetiva (λ_{eff})

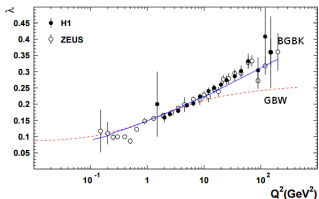


Fig. 2. The effective slope λ as a function of Q^2 . The original saturation model (dashed line) and the improved model (solid line) are shown against the data.

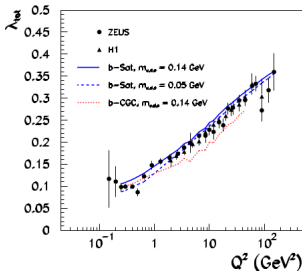


FIG. 5 (color online). *Top*: The total DIS cross section $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}$ vs W^2 for different Q^2 . The data points plotted are from ZEUS [22,23]. *Bottom*: The λ_{tot} parameter for inclusive DIS defined by $\sigma_{tot}^{\gamma^*p} \propto (1/x)^{\lambda_{tot}}$. The data points plotted are from ZEUS [22,23] and H1 [24].

Figura: Comparação da declividade efetiva entre modelos de dipolos com evolução DGLAP (BGBK e b-SAT) e sem evolução (GBW e b-CGC). Figuras obtida de [2] e [3], respectivamente.

Modelos de Dipolo de Cor

Os modelos de dipolos de cor são [3],

BGBK

$$\sigma_{dip}(x, r) = \sigma_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\pi^2 r^2 \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) / (3\sigma_0) \right] \right\}.$$

b-SAT

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

Consideramos a função de forma do próton por uma função Gaussiana ($T_G(b) = \frac{1}{2\pi B_G} e^{-\frac{b^2}{2B_G}}$).

Em que B_G é obtido de um ajuste de $\frac{d\sigma}{dt}$ a partir da produção exclusiva de mésons vetoriais.

Sendo $B_G = 4.0 \text{ GeV}^{-1}$ [3].

Sendo x e W definidos como $x = \left(\frac{m_V}{W}\right)^2$ e $W = (m_V \sqrt{s_{NN}} e^y)^{\frac{1}{2}}$.

Comparação entre Modelos de Dipolos

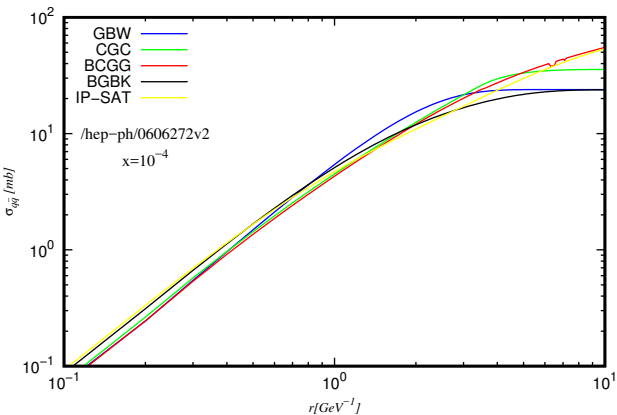


Figura: Modelos de Dipolos com evolução DGLAP(BGBK e IP-SAT) e sem evolução (GBW,CGC e BCGC)

Resultados

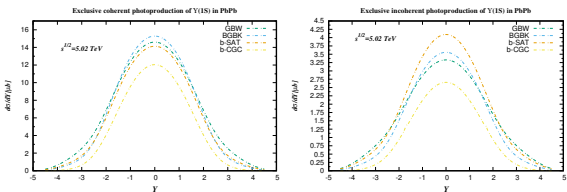


Figura: Fotoprodução exclusiva coerente e incoerente de $\Upsilon(1S)$ em PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ para o modelo BGBK e SAT.

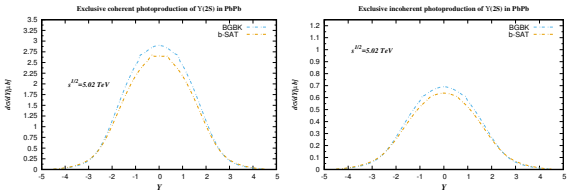


Figura: Fotoprodução exclusiva coerente e incoerente de $\Upsilon(2S)$ em PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ para o modelo BGBK e b-SAT.

Resultados

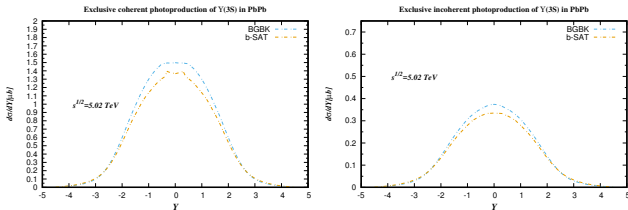


Figura: Fotoprodução exclusiva coerente e incoerente de $\Upsilon(3S)$ em PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ para o modelo BGBK e b-SAT.

Tabela: Seção de choque total [$-4.0 \leq Y \leq 4.0$]

processo: PbPb	$\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$, unidade: μb	
$\Upsilon(nS)$	BGBK[coe] (inc)	b-SAT [coe] (inc)
$\Upsilon(1S)$	[148.06](41.57)	[136.88](47.83)
$\Upsilon(2S)$	[28.46] (8.21)	[26.06](7.58)
$\Upsilon(3S)$	[14.81] (4.49)	[13.50](4.01)

Resultado

Tabela: Seção de choque total [$2.0 \leq Y \leq 4.5$]

processo: PbPb $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV , unidade: μb		
$\Upsilon(nS)$	BGBK[coe] (inc)	b-SAT [coe] (inc)
$\Upsilon(1S)$	[55.60](17.56)	[51.40](20.20)
$\Upsilon(2S)$	[10.77] (3.49)	[9.86](3.22)
$\Upsilon(3S)$	[5.62] (1.92)	[5.13](1.71)

Evidências da Saturação

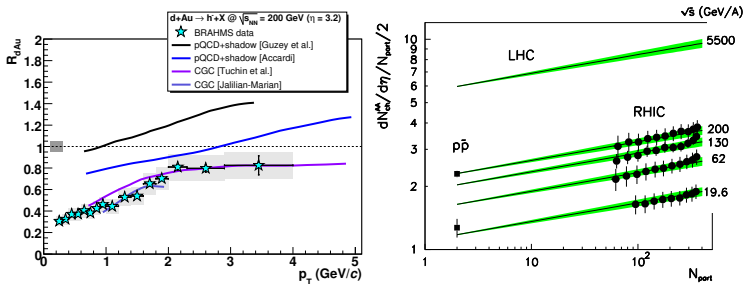


Figura: Primeira figura: Fator de modificação nuclear $R_{dAu}(p_T)$ a $\eta=3.2$ em dAu com $\sqrt{s_{nn}} = 200$ GeV: dados do experimento BRAHMS comparado a leading-twist shadowing pQCD e as predições do modelo CGC.

Segunda figura: Dependência na energia de centro de massa e centralidade (dadas em termos do número de núcleons participantes na colisão), N_{part} de $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0}$ (normalizado por N_{part}): dados de PHOBOS AuAu vs predições de saturação.

Figuras obtidas de Low- x QCD physics from RHIC and HERA to the LHC, David d'Enterria.

Concluimos que a distribuição na rapidez para os mésons vetoriais $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ nos modelos com evolução DGLAP não resultam em diferenças significativas quando comparados àqueles sem evolução DGLAP. No entanto, ao analisarmos $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ com relação a declividade efetiva, os modelos com evolução DGLAP produzem melhores resultados quando comparados com os dados experimentais de HERA e ZEUS. Todos os modelos aqui incorporam efeitos de saturação partônica, isto é, em uma dada escala de saturação a seção de choque de dipolo satura (torna-se constante). A nossa seção de choque total para $\Upsilon(1S)$ é similar a obtida com o Monte Carlo Starlight ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$, $173 \mu\text{b}$) e o efeito de nuclear shadowing foi incluso via modelo de Glauber-Gribov. No nosso trabalho anterior [11], utilizamos os modelos de dipolos GBW, CGC e b-CGC obtemos resultados condizentes com b-SAT e BGBK como podemos ver na figura 11.

- [1] G. Sampaio dos Santos and M. V. T. Machado, J. Phys. **G42**, 105001 (2015).
- [2] J. Bartels, Krzysztof J. Golec-Biernat, H. Kowalski, Acta Phys.Polon. **B33** (2002) 2853-2858 , <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0207031>
- [3] H. Kowalski, L. Motyka and G. Watt, Phys. Rev. D **74**, 074016 (2006)
- [4] Amir H. Rezaeian, Marat Siddikov, Merijn Van de Klundert, and Raju Venugopalan, Phys. Rev. D **87**, 034002 , <https://sites.google.com/site/drarezaeian/>, <https://arxiv.org/abs/1212.2974>.
- [5] M. Botje, Comput. Phys. Commun. **182** (2011) 490, arXiv:1005.1481, <https://www.nikhef.nl/~h24/qcdnum/>
- [6] C. A. Bertulani, S. R. Klein and J. Nystrand, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 271 (2005).
- [7] M.B. Gay Ducati, M.T. Griep, M.V.T. Machado, Phys. Rev. **D88** 017504 (2013); M.B. Gay Ducati, M.T. Griep, M.V.T. Machado, Phys. Rev. **C 88** 014910 (2013).
- [8] B. E. Cox, J. R. Forshaw and R. Sandapen, JHEP **0906** , 034 (2009)
- [9] A. G. Shuvaev, K. J. Golec-Biernat, A. D. Martin and M. G. Ryskin, Phys. Rev. D **60**, 014015 (1999).
- [10] G. Cvetic, A.Yu. Illarionov, B.A. Kniehl, A.V. Kotikov, Phys.Lett.B **679**:350-354,2009, <https://arxiv.org/abs/0906.1925>
- [11] M.B. Gay Ducati, F. Kopp, M.V.T. Machado, S. Martins, Phys. Rev. D **94**, 094023 (2016), <https://arxiv.org/abs/1610.06647>.