

UNIVERSIDADE PRESBITERIANA MACKENZIE

CENTRO DE CIÊNCIAS E HUMANIDADES

CURSO DE FÍSICA

**Colisões de Íons Relativísticos no
Large Hadron Collider (LHC) e no
Electron Ion Collider (EIC)**

Relatório Técnico-Científico

Período: 02/09 a 02/10

Prof. Dr. Sérgio Szpigel

Prof. Dr. Francisco de Oliveira Durães

Grupo de Estudos em Física de Hádrons - GREFH

1. Introdução e resumo do projeto inicial:

Este relatório descreve as atividades desenvolvidas no período de fevereiro de 2009 a fevereiro de 2010, pelo Grupo de Estudos em Física de Hádrons (GREFH) do Centro de Ciências e Humanidades (CCH) da Universidade Presbiteriana Mackenzie, referentes ao projeto de pesquisa intitulado “Colisões de Íons Relativísticos no Large Hadron Collider (LHC) e no Electron Ion Collider (EIC)”.

Visando dar continuidade às atividades de pesquisa relacionadas ao estudo da influência dos efeitos da saturação de gluons nas distribuições transversais de momento e energia de jatos em colisões próton-próton (pp), próton-núcleo (pA) e núcleo-núcleo (AA), o plano de trabalho proposto para o desenvolvimento do projeto compreendia os seguintes itens:

- a) O estudo da influência da saturação de gluons no comportamento da seção de choque e nas distribuições de momento transversal de minijatos com a energia em colisões pp , pA e AA ;
- b) O estudo da influência da saturação de gluons no comportamento de seções de choque de fotoprodução não-difrativa de mesons vetoriais pesados em colisões ep e eA ;
- c) O estudo da influência da saturação de gluons no comportamento de seções de choque diferenciais de fotoprodução difrativa de mesons vetoriais pesados em colisões ep e eA .

Todos os itens propostos em nosso projeto de pesquisa foram desenvolvidos a contento e com bastante êxito. No presente momento, estamos elaborando três artigos para serem submetidos para publicação em periódicos indexados.

Parte da fenomenologia utilizada nessa pesquisa serviu de base para o estudo desenvolvido pelos alunos Yuri H. Granato e André V. Giannini, sob a orientação do professor Durães e Douglas Aceiro Antonio, sob a orientação do professor Szpigel, do curso de Física do CCH, resultando em monografias de Trabalho de Graduação Interdisciplinar (TGI). O trabalho intitulado “O Papel do Termo Tensorial no Potencial de Interação Nucleon-Nucleon” foi apresentado oralmente pelo aluno

André V. Giannini na XXI Reunião de Trabalho Sobre Interações Hadrônicas (RETINHA), realizada em Penedo, SP, nos dias 19 e 20 de novembro de 2009, cujo conteúdo deverá constar nos anais dessa reunião.

No que se segue detalhamos a metodologia utilizada, descrevemos e discutimos os resultados obtidos e apresentamos as principais conclusões de nossa pesquisa.

2. Detalhamento da metodologia utilizada, descrição e discussão dos resultados obtidos

Nesta seção detalhamos a metodologia utilizada em cada item do plano de trabalho, sistematizando os principais elementos teóricos, modelos e cálculos envolvidos, e descrevemos os principais resultados obtidos no desenvolvimento do projeto.

2.1 Influência da saturação de gluons no comportamento da seção de choque e nas distribuições de momento transversal de minijatos com a energia em colisões pp , pA e AA :

Como apontado na referência [1], a supressão na produção de hádrons com altos p_T 's em rapidez dianteira em colisões dêuteron-ouro, relativamente a colisões próton-próton, medidas pela colaboração BRAHMS do RHIC [2], parece sugerir que o “shadowing” de gluons possa ser ainda mais forte do que o esperado. Em geral, essa supressão é razoavelmente bem descrita por modelos que assumem uma significativa perda de energia dos partons pais de altos p_T 's produzidos na colisão [3, 4]. Há, no entanto, alguns estudos que mostram que essa supressão pode também ter sua origem na física de sistemas partônicos densos e suas evoluções perturbativas não-lineares contidas em modelos baseados no fenômeno da saturação de partons [5].

Vimos estudando a influência desse fenômeno em vários processos e nos propusemos investigar como os efeitos da saturação de gluons se manifestam nas distribuições de número total de partons (N^{jet}) e de energia transversais de minijatos (E_T^{jet}). O ponto de partida desse estudo é a seção de choque inclusiva de minijatos, σ^{jet} . Em mais baixa ordem em QCD perturbativa em coli-

sões pp , ela é obtida através da convolução das distribuições de partons nos nucleons, $f_{i,j/p}$, e a seção de choque elementar ($\hat{\sigma}_{ij \rightarrow kl}$) para o processo $ij \rightarrow kl$, escrita em termos das variáveis de Mandelstam ($\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$). Na produção de partons “semihard” com $p_T > p_{T_{min}}$ a seção de choque para cada tipo de parton f [6 - 8] pode ser escrita como sendo:

$$\frac{d\sigma^f}{dy}(\sqrt{s}, p_{T_{min}}) = K \int dp_T^2 dy_2 \sum_{\substack{i,j \\ <k,l>}} x_1 f_{i/p}(x_1, Q^2) x_2 f_{j/p}(x_2, Q^2) \times \\ \times \left[\delta_{fk} \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{t}, \hat{u}) + \delta_{fl} \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{u}, \hat{t}) \right] \frac{1}{1 + \delta_{kl}} \quad (1)$$

Na equação acima o fator K ($\approx 1-2.5$) leva em consideração correções em ordem mais alta na constante de acoplamento forte nas seções de choque elementares; \sqrt{s} e $p_{T_{min}}$ representam, respectivamente, a energia no centro de massa da colisão pp e o momento transversal mínimo para a produção do parton semihard f . Os momentos fracionários dos partons incidentes são dados por $x_{1,2} = \xi (e^{\pm y} + e^{\pm y_2})$, onde $\xi \equiv p_T / \sqrt{s}$. As regiões de integração em p_T^2 e y_2 dadas, respectivamente, por $p_{T_{min}}^2 \leq p_T^2 \leq s/(4 \cosh^2 y)$ e $-\ln(\xi^{-1} - e^{-y}) \leq y_2 \leq +\ln(\xi^{-1} - e^y)$. A rapidez do parton semihard de tipo f produzido (y) é fixada de modo que $|y| \leq \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1})$, onde $\beta = \sqrt{s}/(2 p_{T_{min}})$. Os invariantes ao nível partônico são dados por $\hat{t}, \hat{u} = -p_T^2 [1 + e^{\mp(y-y_2)}]$.

A soma sobre os estados iniciais inclui todas as combinações de duas espécies de partons: $i, j = gg, gq, qg, g\bar{q}, \bar{q}g, qq, q\bar{q}, \bar{q}q, \bar{q}\bar{q}$ enquanto que os estados finais consistem de todos os pares (sem troca mútua) $<k, l> = gg, gq, g\bar{q}, qq, q\bar{q}, \bar{q}\bar{q}$. O fator $1/(1 + \delta_{kl})$ que figura na equação (1) é um fator estatístico para partículas idênticas no estado final e, nesse estudo, assumimos partons sem massa para os estados inicial e final ($\Rightarrow \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0$), com apenas três sabores ativos para quarks e antiquarks ($N_{f'} = 3 \Rightarrow f' \equiv q = u, d, s$).

Como a produção total de minijatos é dominada por interações gluônicas, e porque nossas atenções estiveram voltadas para as distribuições de gluons saturadas, consideramos nesse estudo

apenas os processos $g g \rightarrow g g$, $g q(\bar{q}) \rightarrow g q(\bar{q})$ e $g g \rightarrow q \bar{q}$. As seções de choque elementares ($\hat{\sigma}_{ij \rightarrow kl}$) em ordem dominante (“leading order” – LO) para esses processos são dadas por [6 - 8]:

$$\frac{d\hat{\sigma}^{gg \rightarrow gg}}{d\hat{t}}(\hat{t}, \hat{u}) = \frac{\pi \alpha_s^2(Q^2)}{\hat{s}^2} \frac{9}{2} \left(3 - \frac{\hat{t} \hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{u} \hat{s}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s} \hat{t}}{\hat{u}^2} \right) \quad (2),$$

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

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

No sentido de estabelecermos resultados desde um ponto de vista mais conservativo, adotamos no que se segue $K = 1$ na equação (1). A constante de acoplamento forte nas seções de choque elementares e as distribuições de pártons nos nucleons foram calculadas na escala $Q^2 = p_T^2$.

Nessas condições, a simetria entre os canais \hat{t} e \hat{u} permite-nos escrever a seguinte relação:

$d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl} / d\hat{t}(\hat{t}, \hat{u}) = d\hat{\sigma}^{ji \rightarrow kl} / d\hat{t}(\hat{u}, \hat{t})$. Dessa forma, a soma sobre os estados partônicos finais, com $f = g, u, d$ e s , fornece, respectivamente para os processos acima, com $p_T > p_{T_{min}}$ para colisões pp , as seções de choque de produção $d\sigma^g / dy$, $d\sigma^q / dy$ e $d\sigma^{\bar{q}} / dy$, de gluons, quarks e anti-quarks. Essas seções de choque são normalizadas tal que:

$$\int dy \frac{d\sigma^f}{dy} \equiv 2 \sigma_{hard}^f(\sqrt{s}, p_{T_{min}}) \Rightarrow \sigma_{hard}^f(\sqrt{s}, p_{T_{min}}) \equiv \frac{1}{2} \int dy \frac{d\sigma^f}{dy} \quad (5),$$

com $\sigma_{hard}^g(\sqrt{s}, p_{T_{min}}) + \sigma_{hard}^q(\sqrt{s}, p_{T_{min}}) + \sigma_{hard}^{\bar{q}}(\sqrt{s}, p_{T_{min}}) \equiv \sigma_{hard}^{tot, pp}(\sqrt{s}, p_{T_{min}})$, na qual $\sigma_{hard}^{tot, pp}(\sqrt{s}, p_{T_{min}})$ representa a seção de choque total para uma colisão (semi)hard em colisões pp e o fator 2, na equação acima, leva em consideração que em um evento (semi)hard, dois partons interagem.

A fim de introduzirmos os efeitos da saturação em nossos cálculos, utilizamos a mesma abordagem já empregada por nosso grupo de pesquisa em trabalhos anteriores. Como nas referências [9-13], assumimos que em colisões envolvendo prótons e núcleos relativísticos os gluons dos nu-

cleons são saturados e, nesse regime, adotamos a seguinte parametrização para a distribuição de momento de gluons:

$$\begin{cases} x g^{KLN}(x, Q^2) = \frac{\kappa}{\alpha_s[Q_s^2(x)]} Q^2 (1-x)^D & ; \quad Q < Q_s(x) \\ x g^{KLN}(x, Q^2) = \frac{\kappa}{\alpha_s[Q_s^2(x)]} Q_s^2 (1-x)^D & ; \quad Q > Q_s(x) \end{cases} \quad (6a),$$

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_{f'}) \ln(Q^2 / \Lambda_{QCD})} \quad (6b)$$

Na equação acima, a escala de saturação, Q_s , que define a escala em que o glúon no interior do próton (ou núcleo de caracterizado por número de nucleons A) encontra-se no regime de saturação, está relacionada ao momento fracionário (x de Bjorken) por ele carregado através da expressão $Q_s^2(x) = Q_0^2 A^{1/3} (x_0/x)^\lambda$, com $A = 1$ para prótons.

Quando tratarmos de colisões envolvendo núcleos, as funções de distribuições de partons nas equações acima, obviamente dependerão do meio nuclear numa dada reação e deverão cumprir a seguinte modificação: $f_{i,j/p}(x, Q^2) \rightarrow f_{i,j/A}(x, Q^2) = A R_A(x, Q^2) f_{i,j/p}(x, Q^2)$, onde $R_A(x, Q^2)$ representa o fator de modificação nuclear (“nuclear modification factor”) para a distribuição de partons no núcleo contendo A nucleons.

Os parâmetros Q_0 , x_0 , λ e D utilizados nesse item não diferem em muito dos valores já utilizados em trabalhos anteriores, como será mostrado mais a seguir. Para a normalização da distribuição de gluons (o parâmetro κ que figura na equação (6)), cobramos, como em outros estudos, que a fração de momento p abaixo, carregada pelos gluons saturados, obedeça à mesma regra de soma de momento de outras parametrizações (em LO) [14, 15], fixada a partir de descrições experimentais globais de espalhamento inelástico profundo:

$$\int_0^1 dx x g_k(x, Q^2) = p_k \quad ; \quad k = GRV98, MRST04 \quad (7)$$

A título de comparação, mostramos na Figura 1 as distribuições de gluons das referências [14, 15], $x g_{GRV98}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}(x, Q^2)$, respectivamente, assim como as distribuições de glu-

ons saturados ($x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$), dadas pela equação (6) e devidamente normalizadas de acordo com a equação (7), para diferentes valores da escala Q^2 .

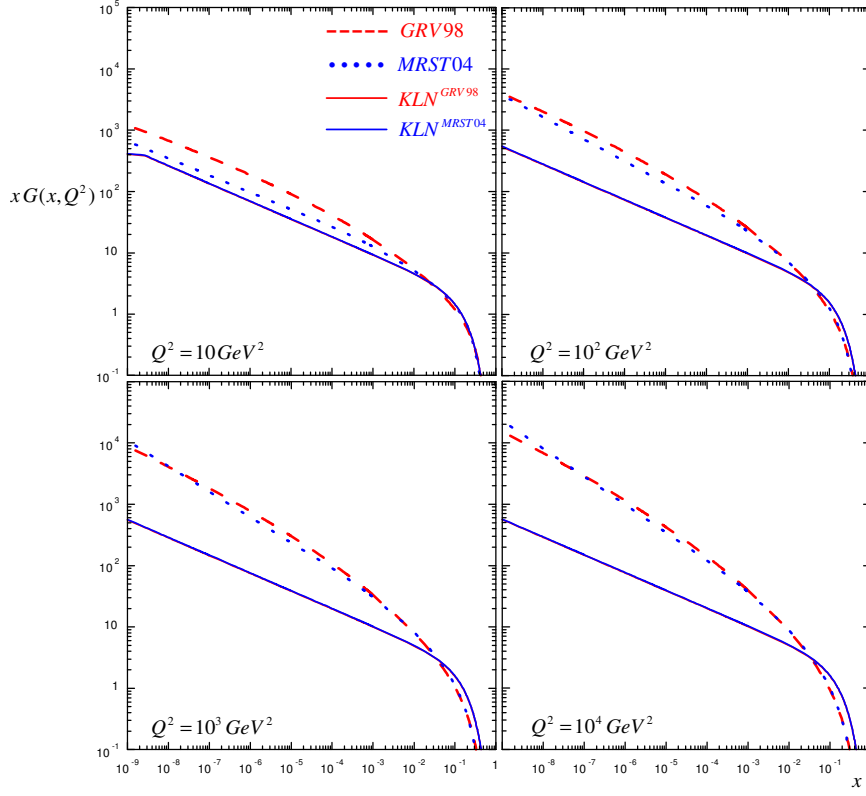


Figura 1: Distribuições de gluons em diferentes escalas.

Como pode ser observado, as distribuições $x g_{GRV98}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}(x, Q^2)$ são bastante diferentes das distribuições $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$, para as diferentes escalas. No entanto, estas últimas são apenas ligeiramente distintas entre si e para diferentes escalas. Isso já era esperado uma vez que p_{GRV98} e p_{MRST04} são muito próximos para os valores de Q^2 fixados nesses gráficos. Para esses casos, os cálculos efetuados mostraram que as razões entre as distribuições $x g_{GRV98}^{KLN,F}(x, Q^2)$ e $x g_{GRV98}^{KLN,L}(x, Q^2)$, $x g_{MRST04}^{KLN,F}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}^{KLN,L}(x, Q^2)$, nessas condições, são exatamente iguais a 11. Obviamente, para escalas menores que a escala de saturação (por exemplo, para

¹ Nessas notações, o sobrescrito L (\equiv “linear”), significa que a primeira linha da equação (6) está “desligada” e que, portanto, estamos apenas considerando o caso $Q > Q_s$, onde a evolução da função de distribuição de glúons encontra-se no regime linear da QCD. O sobrescrito F (\equiv “full”), por outro lado, considera que a função de distribuição de glúons saturados encontra-se ativa no seu todo.

$x \approx 10^{-9} \Rightarrow Q_s \approx 3.6$), os efeitos não-lineares contidos na primeira linha da equação (6) encontram-se ativos. Essa é uma situação extrema, mas como mostraremos mais adiante, apesar de pequenos, esses efeitos serão intensificados quando estivermos tratando de colisões pA e AA .

Na Figura 2, mostramos o comportamento da seção de choque em colisões pp devido a todas as contribuições dos minijatos ($\sigma^{pp}(\sqrt{s}) \equiv \sigma_{hard}^{tot,pp}(\sqrt{s}, p_{T_{min}})$), dada pela equação (5), em função da energia (para as quatro distribuições de glúons anteriores, devidamente calculadas na escala $Q^2 = p_T^2$) de acordo com a equação (1). Nesses cálculos foram assumidas as seguintes escolhas de parâmetros: $p_{T_{min}} = 2.65 GeV$, $Q_0^2 = 0.34 GeV^2$, $x_0 = 3 \times 10^{-4}$ e $\lambda = 0.29$. Os dados experimentais são da referência [16].

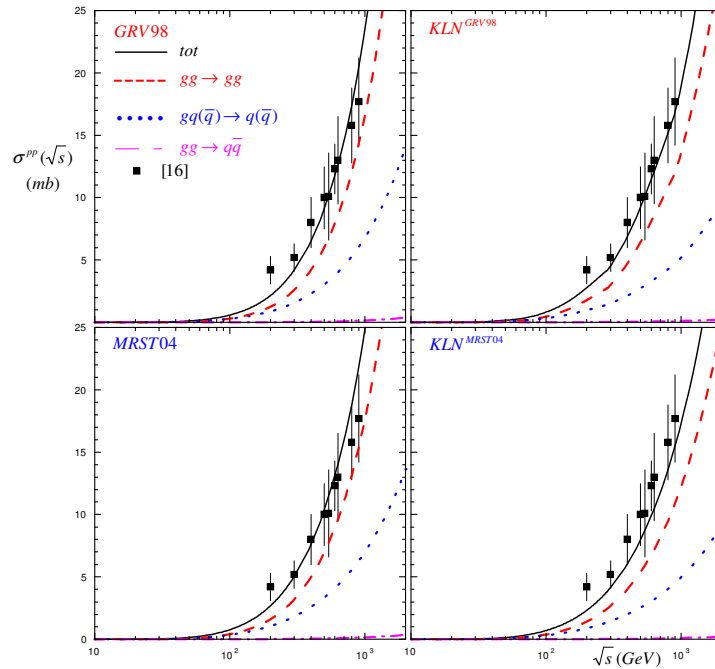


Figura 2: Comportamento das seções de choque devido às interações semihard em colisões pp . Os dados experimentais são da referência [16].

Como antes, os cálculos que efetuamos mostram que as razões entre as seções de choque

$\sigma_{GRV98}^{KLN,F}(\sqrt{s})$ e $\sigma_{GRV98}^{KLN,L}(\sqrt{s})$, $\sigma_{MRST04}^{KLN,F}(\sqrt{s})$ e $\sigma_{MRST04}^{KLN,L}(\sqrt{s})$, são exatamente iguais a 12. Esse resultado

² No que se segue, a menos que esses rótulos estejam devidamente explicitados em nossas notações, consideraremos que suas ausências designam que as funções de distribuição de glúons saturados encontram-se ativas no seu todo.

também já era esperado porque, apesar das razões entre as distribuições de gluons “full” e “linear” serem pouco diferentes de 1 quando calculadas na escala $p_{T_{min}} \leq p_T \leq 3.6 GeV$ (aproximadamente), ao integrarmos a equação (1) nas variáveis y_2 , p_T^2 e y em suas respectivas regiões de integração, os pequenos efeitos não-lineares contidos nas funções de gluons saturados (primeira linha da equação (1), quando acionada) tornam-se absolutamente invisíveis no computo da seção de choque total de minijatos.

Para os mesmos parâmetros adotados anteriormente, mostramos na Figura 3 as seções de choque totais *por nucleons* em colisões pAu , $AuAu$, pPb e $PbPb$ ($A_{Au} = 197$, $A_{Pb} = 208$). As curvas tracejadas e pontilhadas são, em todos esses casos, as seções de choque totais (equação (5)) calculadas com as distribuições de gluons das referências [14, 15], respectivamente, como mostradas nos painéis à esquerda da Figura 2. As curvas contínuas representam, em todos esses casos, as seções de choque totais calculadas com as distribuições de gluons dadas pela equação (6), ativas no seu todo e devidamente normalizadas a p_{GRV98} e p_{MRST04} . O fator de modificação nuclear, porém, encontra-se ausente em todas as distribuições de partons, ou seja, nesses gráficos adotamos $R_A(x, Q^2) = 1$.

É importante notar que em colisões pp a seção de choque total $\sigma_{GRV98}^{KLN}(\sqrt{s})$ cresce um pouco mais fortemente com \sqrt{s} que a seção de choque total $\sigma_{MRST04}^{KLN}(\sqrt{s})$ (como mostram os painéis à direita da Figura 2). No entanto, como mostra a Figura 3, esse comportamento se inverte e é ligeiramente amplificado quando comparamos os resultados das seções de choque totais (*por nucleons*) em colisões pA e AA àquelas calculadas com as distribuições $GRV98$ e $MRST04$ em colisões pp .

Em primeiro lugar isso acontece porque em colisões pA e AA a escala de saturação Q_s torna-se maior com o crescimento de \sqrt{s} do que em colisões envolvendo apenas prótons, coibindo mais fortemente o crescimento das distribuições de gluons em pequenos x 's. Em segundo lugar,

como decorrência disso, uma dependência (não-linear) é introduzida à primeira linha da equação (6), que é distinta quando essa distribuição é normalizada a p_{GRV98} ou p_{MRST04} .

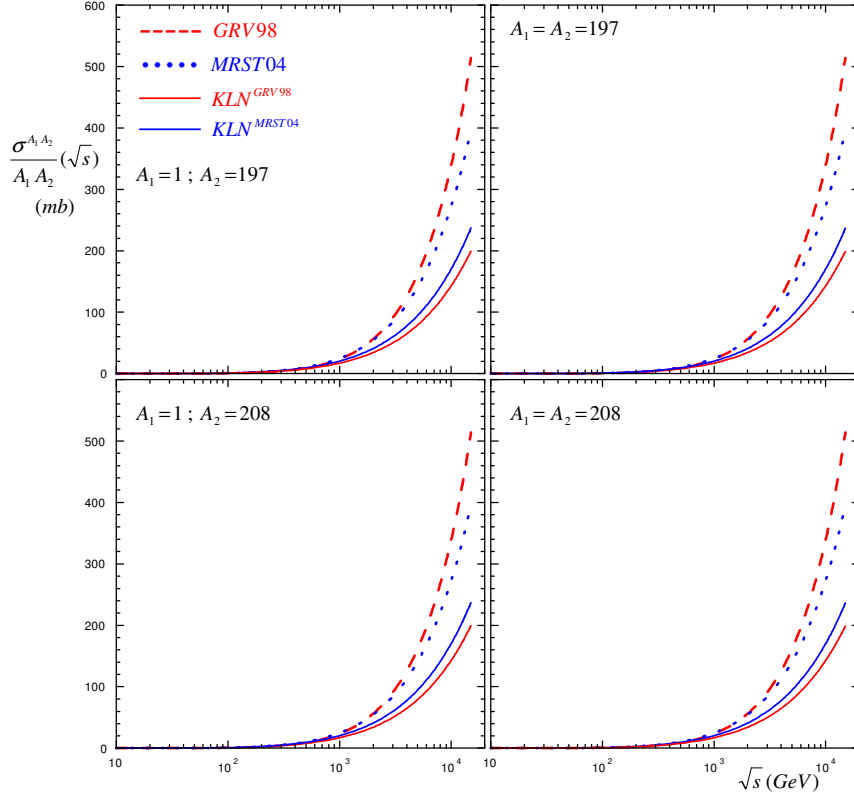


Figura 3: Comportamento das seções de choque devido às interações semihard em colisões AA sem a inclusão do fator de modificação nuclear.

Esse efeito, *completamente não-trivial*, origina-se do fato de que essas parametrizações [14, 15] fixaram seus parâmetros, a partir de descrições experimentais globais de espalhamento inelástico profundo, incorporando, há seu tempo, dados e metodologias distintas. Em nossos cálculos, do ponto de vista meramente quantitativo, isso se resume ao fato de que a dependência (não-linear) contida na primeira linha da equação (6) (especificamente em $\alpha_s(Q^2)$ na equação (6b)), deriva-se diretamente da fixação dos parâmetros utilizados nessas parametrizações: $\Lambda_{QCD}^{GRV98} = 0.2041 GeV$ e $\Lambda_{QCD}^{MRST04} = 0.2530 GeV$.

Essas comparações e análises têm, de fato, um caráter apenas acadêmico, uma vez que para determinarmos os verdadeiros efeitos da saturação de glúons, devemos comparar os resultados “full” e “linear” para um mesmo tipo de colisão (*por nucleons*, no caso de colisões pA e AA). É

claro, nessa situação, os efeitos de saturação de gluons encontram-se ativos ou não, quando a primeira linha da equação (6) está “ligada” ou “desligada”.

Na Figura 4 mostramos o comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais em colisões pp , pA e AA , apenas quando as distribuições de gluons dadas pela equação (6) estão normalizadas a p_{GRV98} (um resultado praticamente idêntico é obtido quando essas distribuições encontram-se normalizadas a p_{MRST04}). Como pode ser observado, os “genuínos” efeitos de saturação somente se demonstram em colisões pA e AA para energias acima de $\sqrt{s} \approx 10^3 \text{ GeV}$. Apesar de estarem presentes em nossos cálculos, eles são insignificantes para esse observável (a seção de choque total de minijatos), mesmo para essas energias. De fato, diante desses resultados, é possível afirmar que, para esse observável, os efeitos de saturação ainda não se manifestam de forma plena.

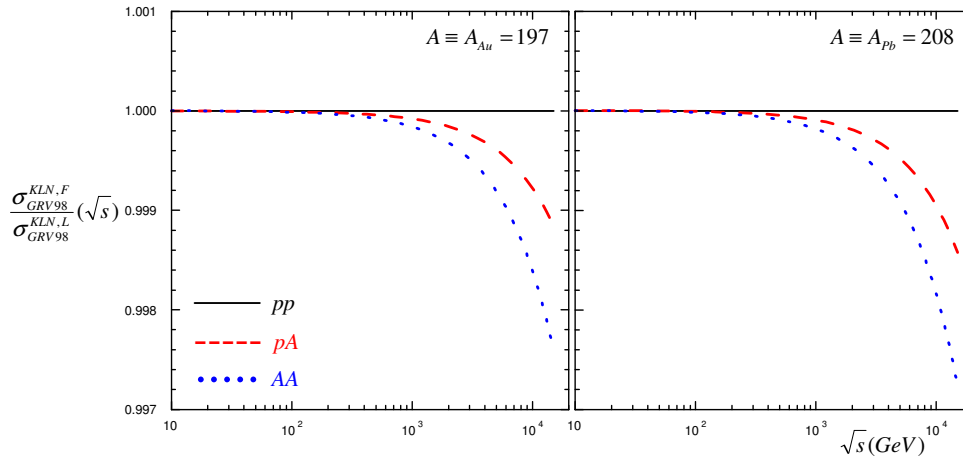


Figura 4: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais em colisões pp , pA e AA sem a inclusão do fator de modificação nuclear.

Como mostraremos mais adiante (e esse era um de nossos principais objetivos), em outros observáveis esse efeito deverá se fazer presente com um pouco mais de intensidade e se revelar com mais propriedade.

Na Figura 5, para os mesmos parâmetros adotados anteriormente, mostramos as seções de choque totais *por nucleons* nessas mesmas colisões, porém, agora, incluindo o fator de modificação nuclear em todas as distribuições de partons, dado pela parametrização da referência [17]. As curvas

tracejadas, pontilhadas e contínuas possuem o mesmo caráter daquelas apresentadas na Figura 3. Como se pode observar através das figuras 3 e 5, a inclusão do fator de modificação nuclear nos cálculos altera significativamente tanto a magnitude quanto o comportamento das seções de choque totais de minijatos com a energia. Esse resultado é determinado fundamentalmente pela forte dependência do fator de modificação nuclear para gluons em x e Q^2 , especialmente para pequenos x 's e grandes Q^2 .

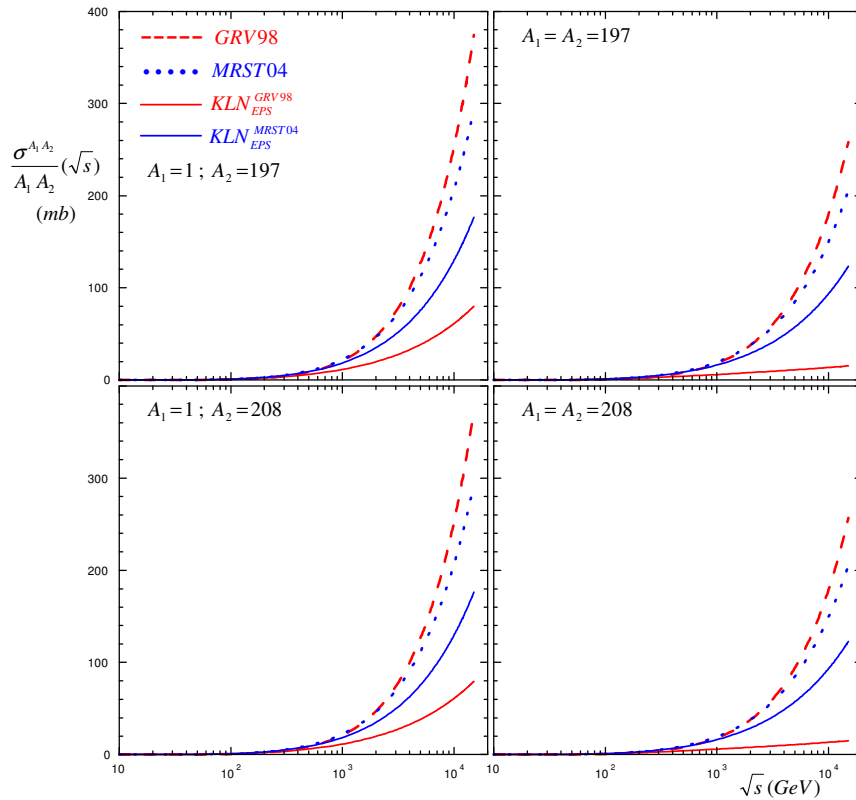


Figura 5: Comportamento das seções de choque devido às interações semihard em colisões AA com a inclusão do fator de modificação nuclear.

Os resultados obtidos em nossos cálculos e apresentados na Figura 2, onde os comparamos com dados experimentais bastante consagrados, serviram de base para a fixação dos parâmetros utilizados em nossa abordagem, na qual são incorporados os efeitos não-lineares contidos na equação (6). No que se segue, mantivemos tanto a abordagem quanto os parâmetros já previamente fixados, para mostrar a investigação que efetuamos em relação a outros observáveis, que possam como dito anteriormente evidenciar com mais significância os efeitos de saturação de gluons.

A seção de choque inclusiva para a produção de um parton de sabor f com momento transversal p_T e rapidez y_f é obtida integrando-se a equação (1) sobre uma das rapidez e mantendo-se os rótulos dos sabores partônicos [18]. Nas expressões abaixo, a soma se estende sobre os sabores $q (\equiv u, d, s)$, como antes, para os pares $\langle i, j \rangle, \langle k, l \rangle = gg, gq, g\bar{q}$, no entanto, agora, sem troca mútua:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{AB \rightarrow f X}}{dp_T^2 dy_f}(\sqrt{s}) &= K \int dy_1 dy_2 \sum_{\langle k, l \rangle} \frac{d^2\sigma^{AB \rightarrow f X}}{dp_T^2 dy_1 dy_2} [\delta_{kf} \delta(y_f - y_1) + \delta_{lf} \delta(y_f - y_2)] \frac{1}{1 + \delta_{kl}} = \\ &= \int dy_2 \sum_{\langle i, j \rangle \langle k, l \rangle} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \frac{1}{1 + \delta_{kl}} \{W(H_1 + H_2) + Z(H_2 + H_1)\} \end{aligned} \quad (8)$$

onde A e B representam prótons e/ou núcleos, $W \equiv W(x_1, x_2, Q^2) = x_1 f_{i/A}(x_1, Q^2) x_2 f_{j/B}(x_2, Q^2)$, $Z \equiv Z(x_1, x_2, Q^2) = x_1 f_{j/A}(x_1, Q^2) x_2 f_{i/B}(x_2, Q^2)$, e as funções $H_1 \equiv H_1(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$ e $H_2 \equiv H_2(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})$, com $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0$ (vide equações (2-4)), dadas por:

$$H_1(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) \delta_{fk} \quad ; \quad H_2(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t}) = \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t}) \delta_{fl} \quad (9)$$

Nas Figuras 6 e 7 mostramos, para os mesmos parâmetros e distribuições de gluons previamente utilizados, os resultados obtidos por intermédio da equação (8) com $y_f = 0$. Como discutido na referência [18], a análise dos resultados experimentais indicam que o fator K acima, fenomenologicamente, comporta-se com a energia da colisão como $K(\sqrt{s}) = A + B \ln(\sqrt{s})$. Em nossos cálculos nós não utilizamos essa forma funcional para esse parâmetro limitando-nos, apenas, a fixá-lo para as diferentes energias mostradas para descrever os dados experimentais [19, 20]. Como no caso das seções de choque totais, as razões “full/linear” entre essas seções de choque diferenciais em colisões pp em função do momento transversal é igual a 1 para todas as energias.

Na Figura 8 mostramos as previsões do modelo para o comportamento das seções de choque inclusivas **por nucleons** devido às interações semihard em colisões $PbPb$ em energias do LHC com o momento transversal (um resultado semelhante foi encontrado para colisões pPb nessas mesmas

energias). Em todos os casos os fatores de modificação nuclear estão ausentes e, por simplicidade, para ambas as energias assumimos $K = 1.0$. Como no caso anterior, as razões “full/linear” entre essas seções de choque diferenciais em colisões pPb e $PbPb$ em função do momento transversal é igual a 1 para essas as energias.

Na Figura 9 mostramos as previsões do modelo para o comportamento das seções de choque inclusivas *por nucleons* devido às interações semihard em colisões $PbPb$ em energias do LHC com o momento transversal com a inclusão do fator de modificação nuclear, dado pela parametrização da referência [17]. Novamente, por simplicidade, para ambas as energias assumimos $K = 1.0$.

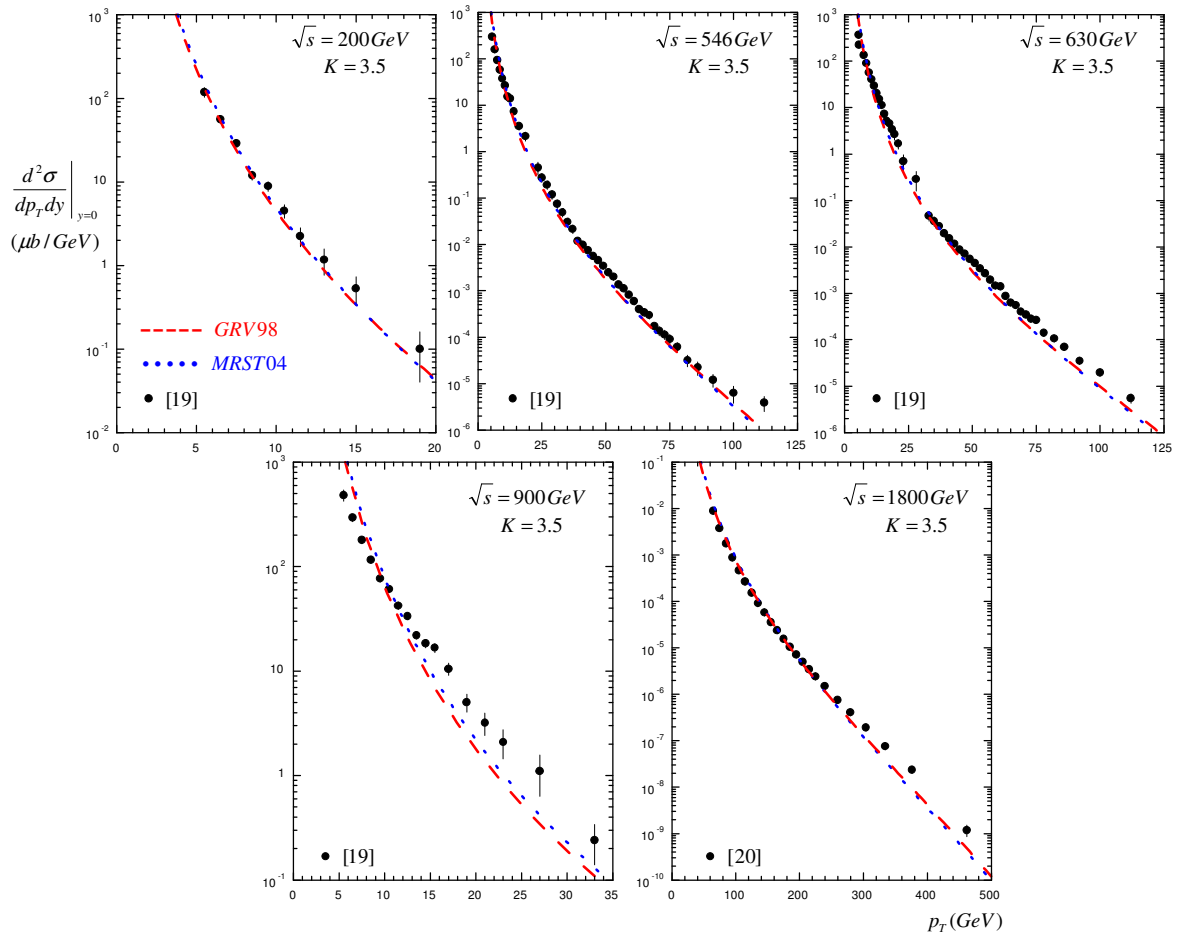


Figura 6: Comportamento das seções de choque inclusivas devido às interações semihard em colisões pp com o momento transversal.

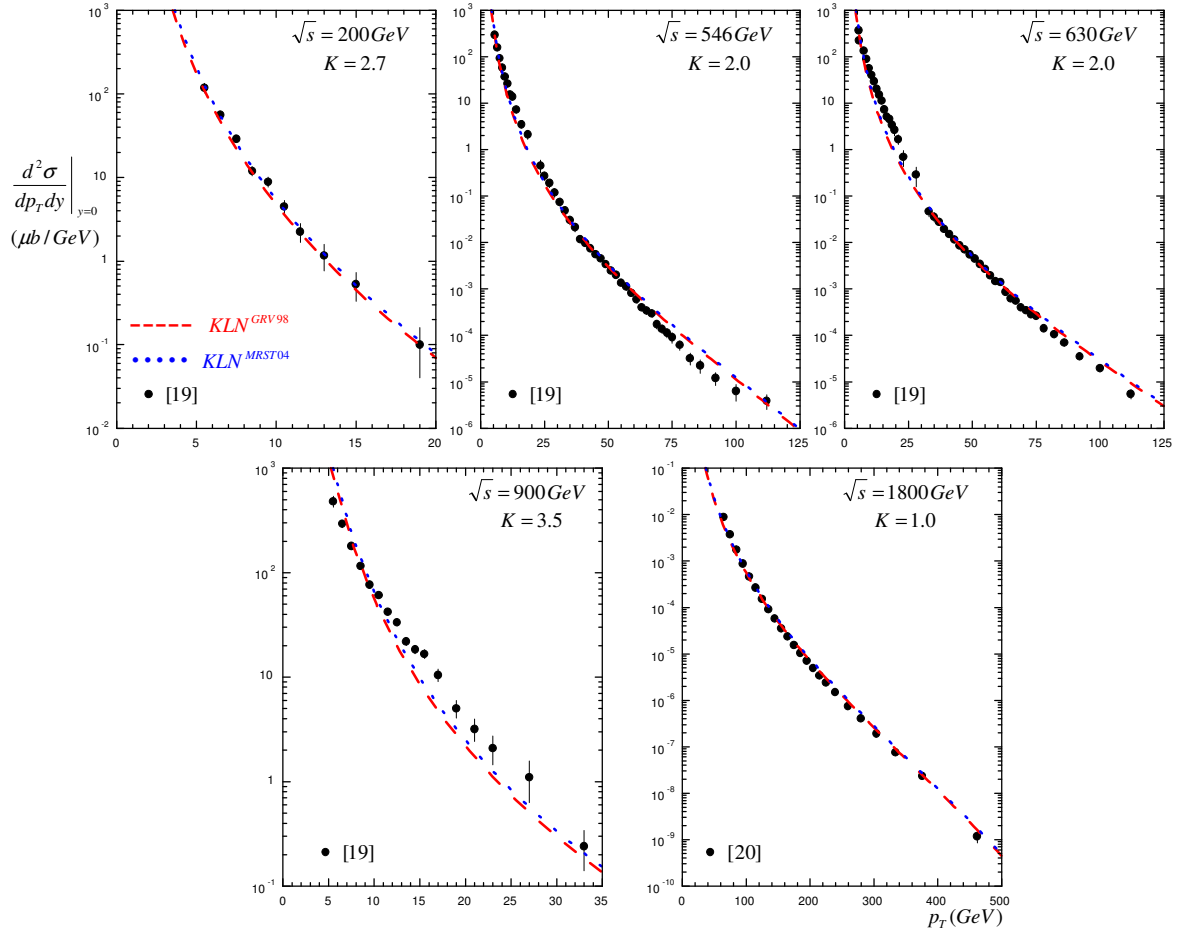


Figura 7: Comportamento das seções de choque inclusivas devido às interações semihard em colisões pp com o momento transversal.

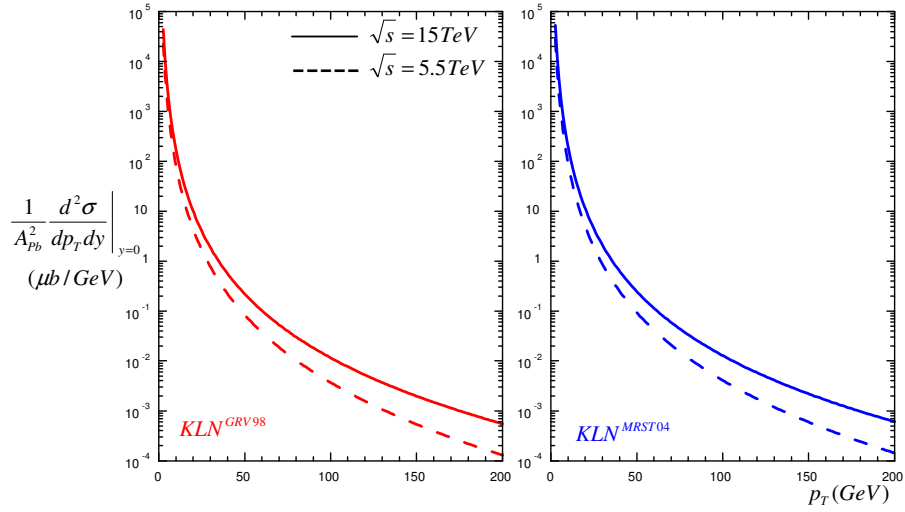


Figura 8: Comportamento das seções de choque inclusivas *por nucleons* devido às interações semihard em colisões $PbPb$ com o momento transversal sem a inclusão do fator de modificação nuclear.

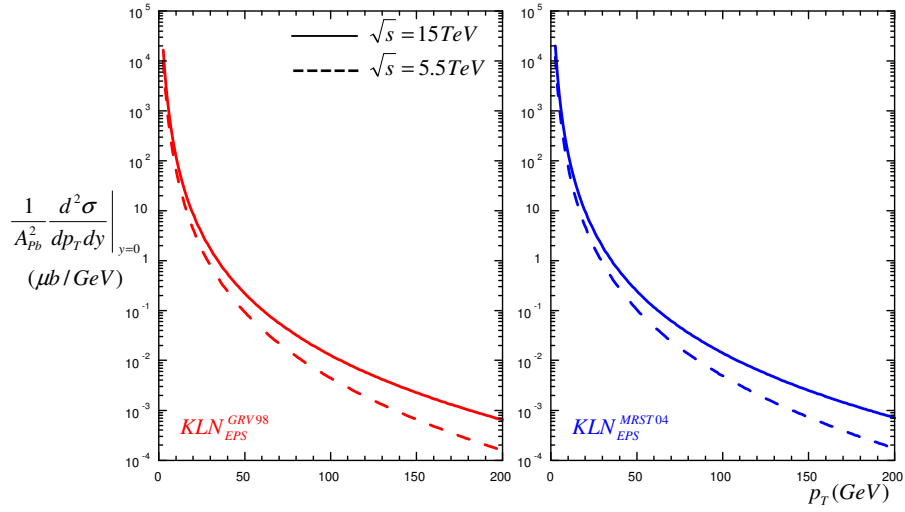


Figura 9: Comportamento das seções de choque inclusivas *por nucleons* devido às interações semi-hard em colisões *PbPb* com o momento transversal com a inclusão do fator de modificação nuclear.

2.2 Influência da saturação de gluons no comportamento das seções de choque de fotoprodução não-difrativa de mesons vetoriais pesados em colisões *ep* e *eA*:

Funções de densidade ou de distribuições de partons são determinadas usualmente através de “fits” globais que utilizam dados de seções de choque e funções de estrutura medidas em espalhamento inelástico profundo. A cinemática desse tipo de espalhamento, entre um lepton e um hadron, é descrita em termos das variáveis Q^2 , x de Bjorken e y , que representam, respectivamente, a massa invariante do bóson vetorial trocado por eles, a fração de momento do nucleon colidente carregada pelo parton em seu interior (no modelo a partons) e a energia transferida entre o lepton e o hadron.

No alcance cinemático do HERA, onde esses processos são produzidos, tem sido verificada uma significativa contribuição de quarks pesados (c e b) para a função de estrutura $F_2^N(x, Q^2)$ do nucleon, em particular para o quark charme. Os dados experimentais das funções de estrutura F_2^c e F_2^b do nucleon têm, por outro lado, permitido o estabelecimento importantes de vínculos na determinação da distribuição de gluons em pequenos x 's [21]. Recentemente publicamos na revista *Phy-*

sical Review C um artigo [22] com os resultados e conclusões do estudo que efetuamos acerca da influência da saturação de glunos nessas funções de estrutura.

A altas energias, o principal subprocesso para o cálculo dessa seção de choque ocorre quando o fóton trocado entre o elétron e o próton (núcleo) “prova” a estrutura do próton (núcleo) e um par de quarks pesados é produzido através da fusão fóton-gluon. Ele pode ser descrito pela QCD perturbativa, na qual a seção de choque de produção do meson pesado é a convolução entre a seção de choque elementar para o subprocesso $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$ ($Q \equiv c, b$) e a probabilidade de se encontrar um gluon dentro do próton (núcleo). Nessa aproximação colinear a seção de choque total de fotoprodução de quarks pesados é então dada por [23, 24]:

$$\sigma^{e p(A) \rightarrow Q\bar{Q}}(W) = \frac{1}{2} \frac{1}{W^2} \int_{4m_Q^2}^{W^2} dM_{Q\bar{Q}}^2 \frac{d\sigma^{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dM_{Q\bar{Q}}^2} g^{p(A)}(x, \mu^2) \quad (10),$$

onde $M_{Q\bar{Q}}$, $x = M_{Q\bar{Q}}^2 / W^2$, W , μ , m_Q e $g^{p(A)}(x, \mu^2)$ representam, respectivamente, a massa invariante do par de quarks pesados, o momento fracionário do glúon no interior do próton (núcleo), a energia do centro-de-massa da colisão elétron-próton (núcleo), a escala de fatorização, a massa do quark pesado e a distribuição de gluons no próton (núcleo).

A seção de choque diferencial $d\sigma^{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}} / dM_{Q\bar{Q}}^2$ que figura na equação (10), em ordem mais baixa em α_s , é dada por:

$$\frac{d\sigma^{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dM_{Q\bar{Q}}^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}\alpha_s(\mu^2)e_Q^2}{M_{Q\bar{Q}}^2} \left[(1 + \beta - \frac{1}{2}\beta^2) \ln(T_+ / T_-) - (1 + \beta)(1 - \beta)^{1/2} \right] \quad (11),$$

onde $T_{\pm} = 1 \pm (1 - \beta)^{1/2}$, $\beta \equiv 4m_Q^2 / M_{Q\bar{Q}}^2$, e_Q e α_{em} representam, respectivamente, a carga do quark pesado e a constante de acoplamento fraca.

Nos cálculos efetuados com a equação (10) assumimos: $m_c = 1.35 GeV$, $m_b = 4.1 GeV$ e $\mu^2 = 4m_Q^2$, com $e_c = 2/3$, $e_b = -1/3$ e $\alpha_{em} = 1/137$. Para ambos os casos assumimos o mesmo número de sabores ativos no cálculo da constante de acoplamento forte: $N_f = 4$, em cujo caso tem-

se $\Lambda_{QCD}^{GRV98} = 0.175 GeV$ e $\Lambda_{QCD}^{MRST04} = 0.220 GeV$. Nas distribuições de gluons saturadas, fixamos os parâmetros que comparecem na equação (6) de modo a descrevermos o mais satisfatoriamente possível os dados experimentais: $\lambda = 0.29$ e $D = 7$ para o quark c , $\lambda = 0.40$ e $D = 10$ para o quark b . As distribuições de gluons não saturadas e o fator de modificação nuclear são os mesmos utilizados no item anterior.

Na Figura 10 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões ep com a energia para as distribuições de gluons já utilizadas anteriormente. Os dados experimentais são das referências [25-29]. Nessas colisões, as razões “full/linear” entre as seções de choque, calculadas com as distribuições de gluons saturadas, é exatamente igual a 1.

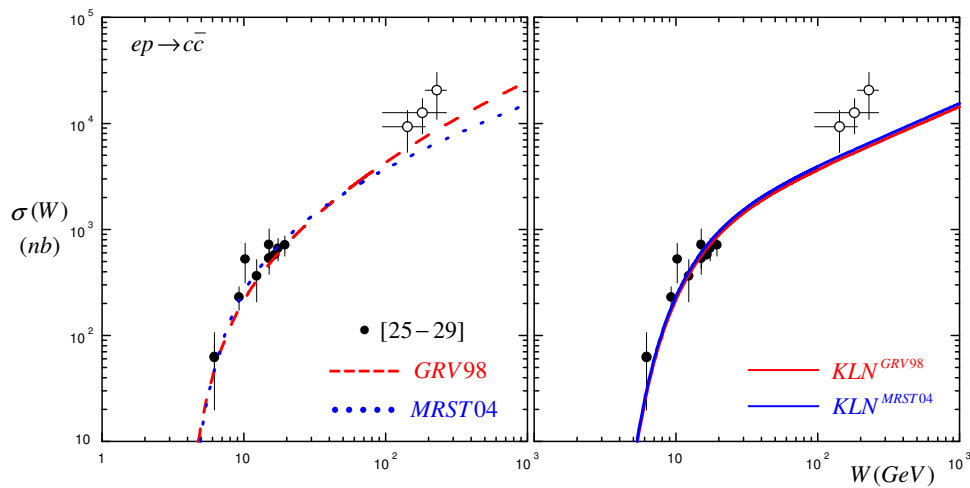


Figura 10: Comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões ep com a energia. Os dados experimentais são das referências [25-29].

Na Figura 11 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões eA *por nucleons* com a energia para as distribuições de gluons saturadas sem a inclusão do fator de modificação nuclear. Na Figura 12 mostramos o comportamento das razões “full/linear” entre essas mesmas seções de choque com a energia. Como pode ser observado, diferentemente do que acontece em colisões ep , os efeitos não-lineares contidos na equação (6) já se manifestam em energias $\approx 2TeV$ em colisões ePb .

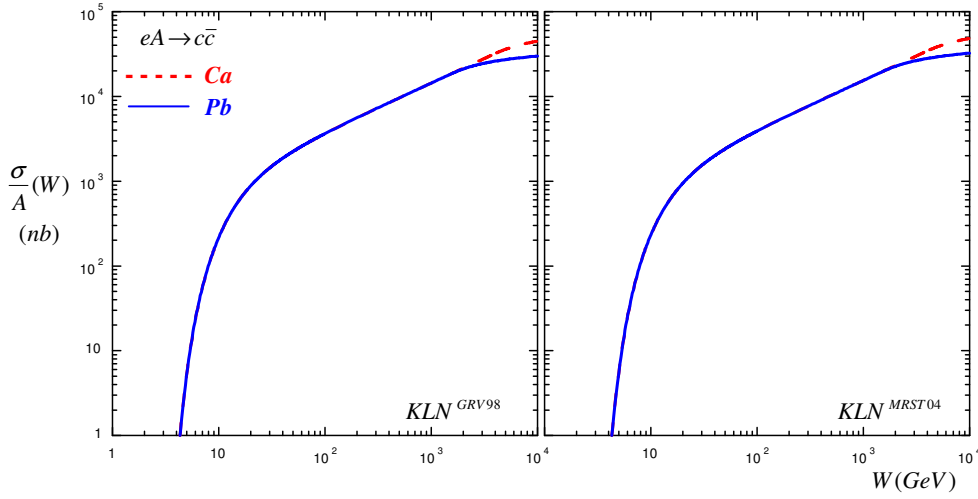


Figura 11: Comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões eA **por nucleons** com a energia sem a inclusão do fator de modificação nuclear.

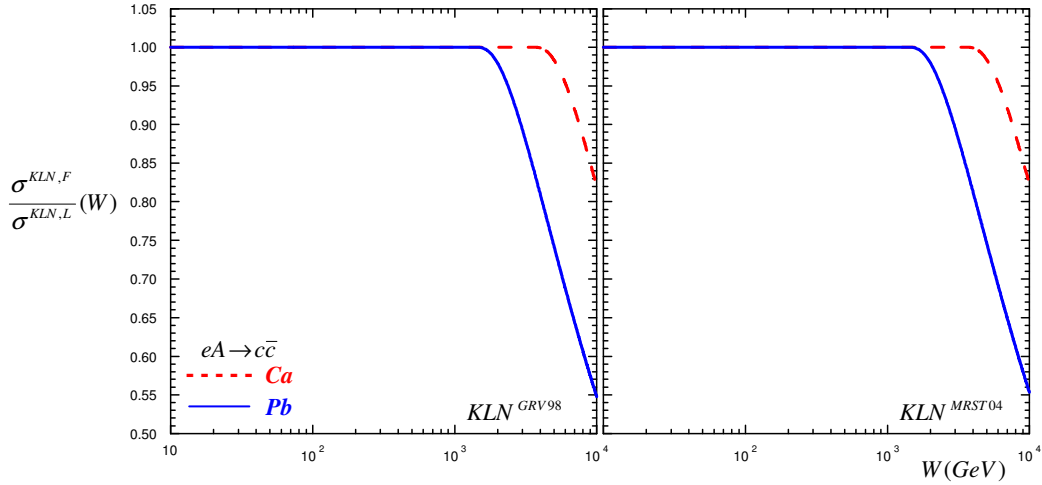


Figura 12: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque de fotoprodução de charme em colisões eA **por nucleons** com a energia sem a inclusão do fator de modificação nuclear.

Na Figura 13 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões eA **por nucleons** com a energia para as distribuições de gluons saturadas com a inclusão do fator de modificação nuclear. Como esperado, quando levados em consideração esses efeitos, essas seções de choque diminuem em magnitude com o crescimento da energia.

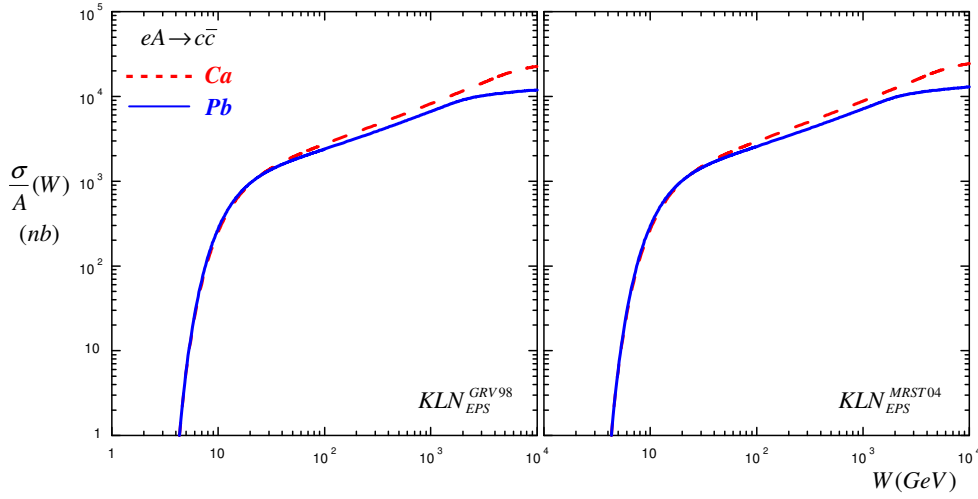


Figura 13: Comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões eA *por nucleons* com a energia com a inclusão do fator de modificação nuclear.

Na Figura 14 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução $b\bar{b}$ em colisões ep com a energia para as distribuições de gluons já utilizadas anteriormente. Os dados experimentais são da referência [30]. Nessas colisões, as razões “full/linear” entre as seções de choque, calculadas com as distribuições de gluons saturadas, é exatamente igual a 1.

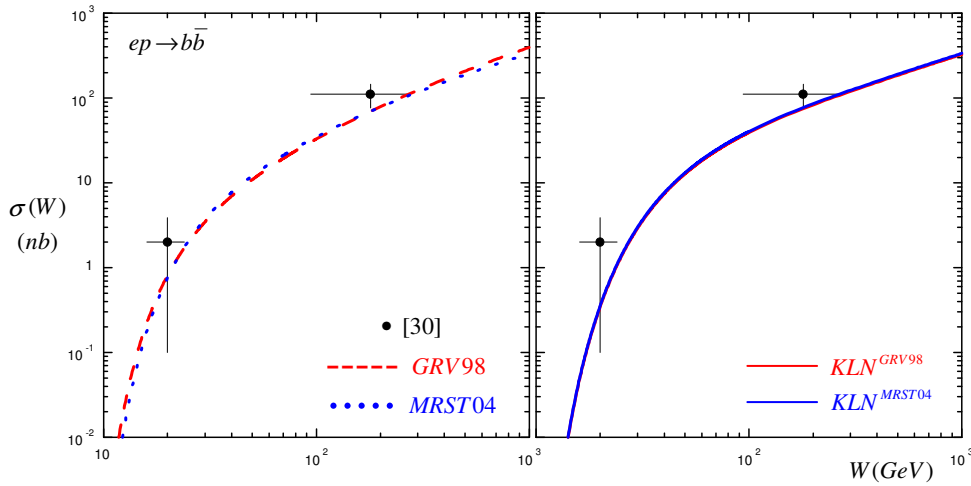


Figura 14: Comportamento das seções de choque de fotoprodução de $b\bar{b}$ em colisões ep com a energia.

Na Figura 15 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução de $b\bar{b}$ em colisões eA *por nucleons* com a energia para as distribuições de gluons saturadas sem a inclusão do fator de modificação nuclear. É importante notar que em ambos os painéis as curvas referentes ao

Ca e Pb se sobrepõe completamente. De fato, elas diferem apenas para energias superiores a $\approx 100 TeV$, ao contrário do que acontece na fotoprodução de $c\bar{c}$ (vide Figura 11).

As razões “full/linear” entre essas mesmas seções de choque é exatamente igual a 1. Novamente, elas diferem apenas para energias superiores a $\approx 100 TeV$, ao contrário do que acontece na fotoprodução de $c\bar{c}$ (vide Figura 12). Esses dois últimos resultados decorrem do fato da massa do quark bottom ser cerca de quatro vezes a massa do quark charm, o que implica que para acessarmos gluons com baixíssimos momentos, onde se espera que o fenômeno da saturação seja mais pronunciado, é preciso uma energia no centro de massa da colisão dessa ordem.

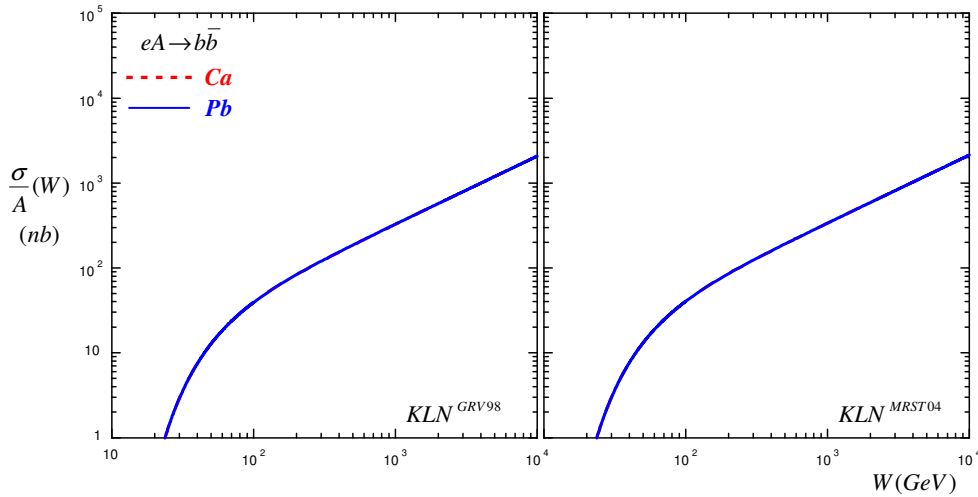


Figura 15: Comportamento das seções de choque de fotoprodução de $b\bar{b}$ em colisões eA *por nucleons* com a energia sem a inclusão do fator de modificação nuclear.

Na Figura 16 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução de charme em colisões eA *por nucleons* com a energia para as distribuições de gluons saturadas com a inclusão do fator de modificação nuclear. Como esperado, quando levados em consideração esses efeitos, essas seções de choque diminuem em magnitude com o crescimento da energia.

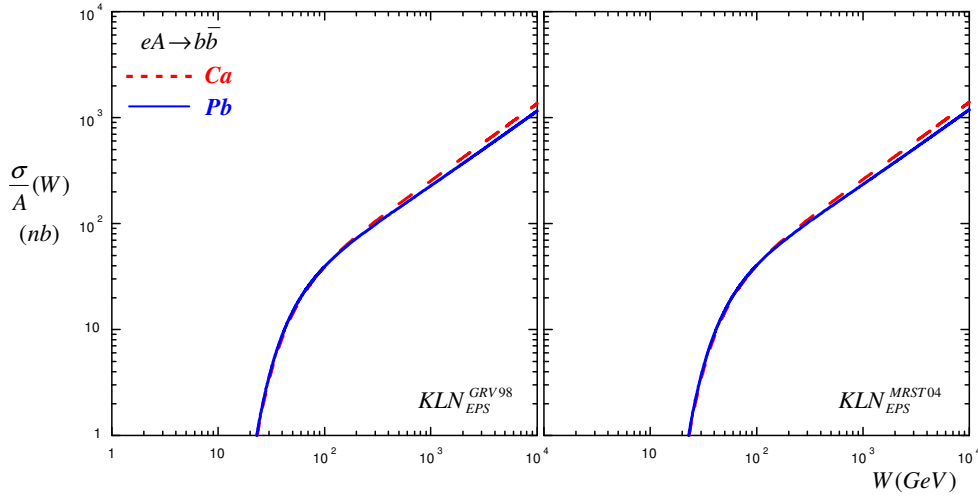


Figura 16: Comportamento das seções de choque de fotoprodução de $b\bar{b}$ em colisões eA por nucleons com a energia com a inclusão do fator de modificação nuclear.

2.3 Influência da saturação de gluons no comportamento das seções de choque diferenciais de fotoprodução difrativa de mesons vetoriais pesados em colisões ep e eA :

A principal fonte de informações acerca das distribuições de partons, que são determinadas usualmente através de “fits” globais a partir de dados de seções de choque e funções de estrutura medidas em espalhamento inelástico profundo, é obtida de processos “hard” que envolvem partículas emergentes acopladas aos vértices de espalhamento partônico. Há várias medidas em diferentes mecanismos experimentais que são sensíveis à densidade de gluons, dentre elas a fotoprodução difrativa de mesons vetoriais pesados.

Esses processos difrativos γp (γA) são caracterizados pela interação quase-elástica - mediada por um Pomeron ou dois gluons em um estado singleto de cor – no qual o próton (núcleo) permanece intacto (ou em um estado levemente excitado) e separado por um gap de rapidez em relação às demais partículas no estado final. No formalismo colinear, baseado no teorema da fatorização da QCD, para pequenos x 's e suficientemente duras escalas, a seção de choque de produção coerente de mesons vetoriais no exterior de qualquer alvo hadrônico (incluindo núcleos), é proporcional ao quadrado da densidade de gluons do alvo.

Nessas condições, em mais baixa ordem na constante de acoplamento, a amplitude do processo $ep(A) \rightarrow Vp(A)$ pode ser fatorizada no produto da transição $\gamma \rightarrow Q\bar{Q}$ ($Q = c, b$), o espalhamento do sistema $Q\bar{Q}$ sobre o alvo via troca de dois gluons sem cor e, finalmente, a formação do estado ligado emergente $Q\bar{Q}$. A massa (M_V) do méson vetorial pesado (V), garante que a QCD perturbativa possa ser aplicada à fotoprodução, de maneira que, assumindo-se uma função de onda não-relativística para o méson vetorial, a seção de choque diferencial de fotoprodução desse méson, para $t = 0$, na aproximação colinear e em ordem dominante é dada por [31-34]:

$$\left. \frac{d\sigma^{ep(A) \rightarrow Vp(A)}}{dt} \right|_{t=0}(W) = \frac{\pi^3 M_V^3 \Gamma_{ee} \alpha_s^2(\bar{Q}^2)}{48 \alpha \bar{Q}^8} [x g_{p(A)}(x, \bar{Q}^2)]^2 \left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right) \quad (12),$$

onde $\bar{Q}^2 = (Q^2 + M_V^2)/4$, $x = 4\bar{Q}^2/W^2$, W , α , Q^2 e Γ_{ee} representam, respectivamente, a energia do centro-de-massa da colisão $\mathcal{p}(A)$, a constante de estrutura fina, a virtualidade do fóton e a largura de decaimento leptônico do méson vetorial.

Na expressão acima, a massa do méson vetorial e sua largura de decaimento leptônico são “inputs” experimentais desse cálculo e, no regime de fotoprodução como tratado aqui, a virtualidade do fóton é nula ($Q^2 = 0$). Os únicos parâmetros livres de nosso modelo estão contidos na distribuição de gluons no próton (núcleo) no regime saturado, dada pela equação (6) acima, e foram fixados de tal forma a permitirem a descrição dos dados experimentais existentes para as seções de choque de fotoprodução de mesons vetoriais pesados $J/\psi(c\bar{c})$ e $\Upsilon(b\bar{b})$ em colisões

Assumindo-se uma parametrização exponencial para o comportamento da amplitude de espalhamento desses processos em pequenos $|t|$, a seção de choque total de fotoprodução desses mesons é dada por [35]:

$$\sigma^{ep(A) \rightarrow Vp(A)}(W) = \frac{1}{b_V} \left. \frac{d\sigma^{ep(A) \rightarrow Vp(A)}}{dt} \right|_{t=0}(W) \quad (13),$$

onde b_V é o chamado “parâmetro de slope” para o meson vetorial envolvido, cujo valor é obtido experimentalmente nessas colisões.

Nos cálculos efetuados com estas duas equações adotamos os seguintes valores para as massas e constantes de decaimento desses mesons vetoriais: $M_{J/\psi} = 3.096916 GeV$, $M_\Upsilon = 9.4603 GeV$, $\Gamma_{ee}^{J/\psi} = 5.55 keV$ e $\Gamma_{ee}^\Upsilon = 1.34 keV$ (tanto para o decaimento leptônico em e^+e^- quanto em $\mu^+\mu^-$). Por simplicidade, assumimos o mesmo valor para o parâmetro de slope para ambos os mesons J/ψ e Υ : $b = b_{J/\psi} = b_\Upsilon = 4.5 GeV^{-2}$.

Em todos casos em que as distribuições de gluons no regime de saturação, $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$, são utilizadas, os parâmetros x_0 , Q_0^2 , D e λ que comparecem na equação (6) foram fixados em $Q_0^2 = 0.34 GeV^2$ ($1.0 GeV^2$), $x_0 = 3 \times 10^{-4}$, $\lambda_{J/\psi} = 0.13$, $\lambda_\Upsilon = 0.79$ e $D = 4$, de modo a tornar possível a descrição dos dados experimentais existentes para a fotoprodução dos mesons J/ψ e Υ .

Na Figura 17 mostramos as distribuições de gluons já utilizadas anteriormente, calculadas nas escalas $Q^2 = M_V^2/4$ ($V = J/\psi, \Upsilon$). Em cada um dos casos foram considerados quatro sabores ativos ($N_{f'} = 4 \Rightarrow f' \equiv q = u, d, s, c$).

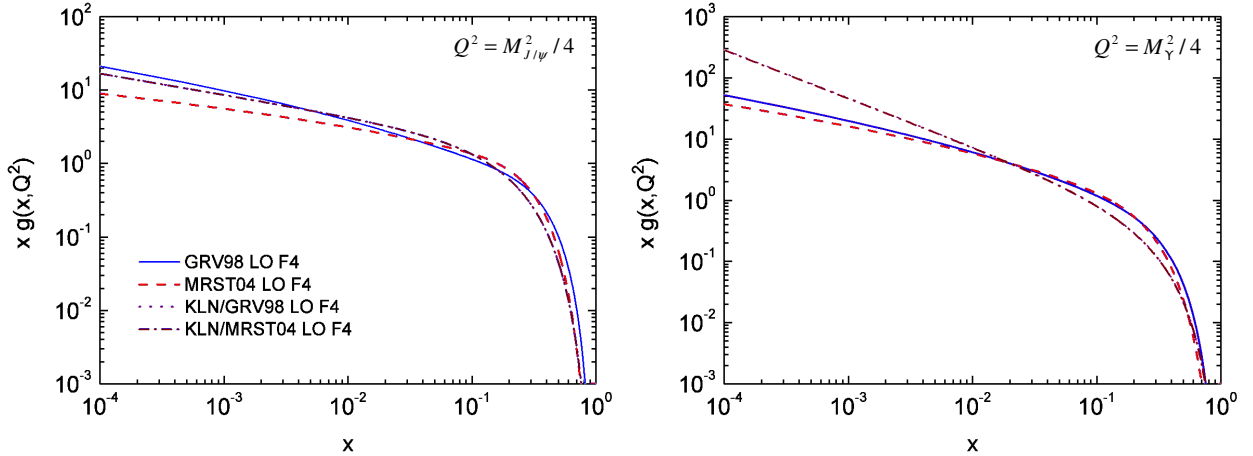


Figura 17: Distribuições de gluons com e sem saturação, calculadas nas escalas $Q^2 = M_V^2/4$.

Na Figura 18 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução do meson J/ψ em colisões ep com a energia, obtidas por intermédio das equações (12) e (13) para as quatro distribuições de gluons da Figura (17). Os dados experimentais são das referências [36-38].

Como pode ser observado, as seções de choque (diferencial e total) calculadas com a distribuição de gluons *MRST04* descreve um pouco melhor os dados experimentais que aquelas calculadas com a distribuição de gluons *GRV98* (gráficos à esquerda do painel). No entanto, para energias superiores a 20GeV , em ambos os casos os resultados obtidos com essas distribuições encontram-se bem acima dos dados. Como assinalado na referência [35], para a obtenção de uma satisfatória descrição desses dados com essas distribuições de gluons são necessárias correções à fórmula (12) (relativísticas de $O(4\%)$, contribuições da parte real da amplitude de produção de $O(15\%)$, efeito de partons fora da diagonal de $O(20\%)$ e correções em “next-to-leading order” de $O(40\%)$) que, nesse estudo não estão sendo levadas em consideração.

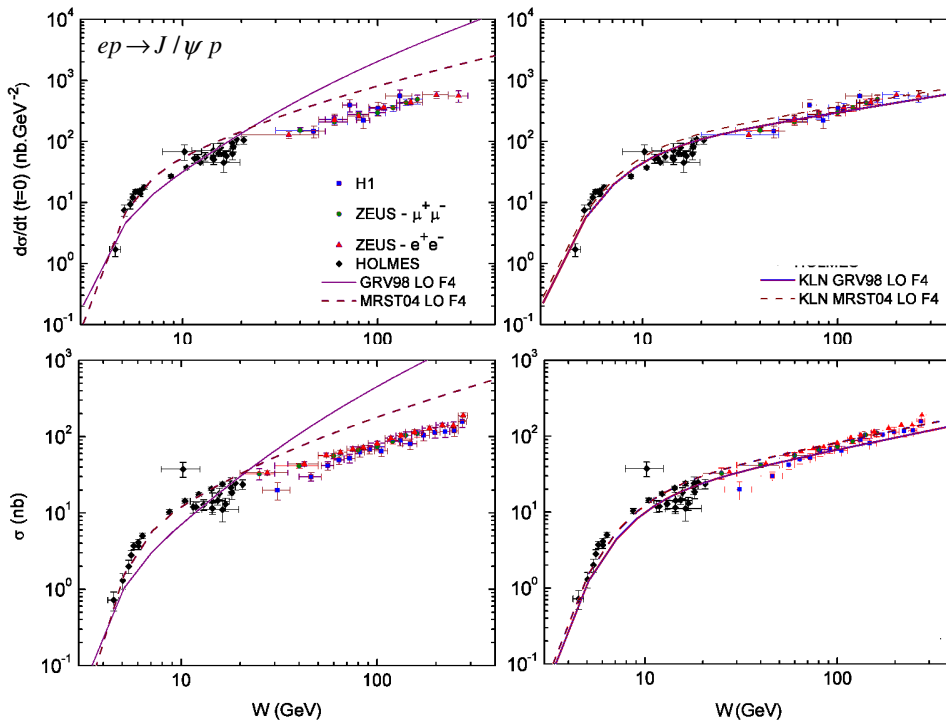


Figura 18: Comportamento das seções de choque de fotoprodução do méson J/ψ em colisões ep com a energia. Os dados experimentais são das referências [36-38].

Quando as distribuições de gluons, que contêm a física do regime de saturação são utilizadas, $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos à direita), como pode ser notado, o acordo com os dados experimentais é muito bom. Mesmo que os parâmetros utilizados em nosso modelo, em ambos os casos, tenham sido fixados exatamente para permitirem uma boa descrição, esse é um resul-

tado completamente inesperado devido à simplicidade da parametrização dada pela equação (6). Apesar disso, o sucesso obtido com o modelo torna confiável sua aplicação, e previsões dela decorrentes, a colisões eA .

Na Figura 19 são mostrados os comportamentos das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões ep , calculadas com as distribuições saturadas $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$, em função da energia (gráficos à esquerda) e da variável x ($\equiv M_{J/\psi}^2/W^2$) (gráficos à direita). Os gráficos superiores e inferiores representam os resultados obtidos com $Q_0^2 = 0.34 GeV^2$ e $Q_0^2 = 1.0 GeV^2$, respectivamente. Como pode ser observado, para essa última escolha de Q_0^2 , mesmo em colisões ep , os efeitos da saturação de gluons já se manifesta, ainda que para energias por demasiado altas ($\approx 7 TeV$) e inalcançáveis no presente momento.

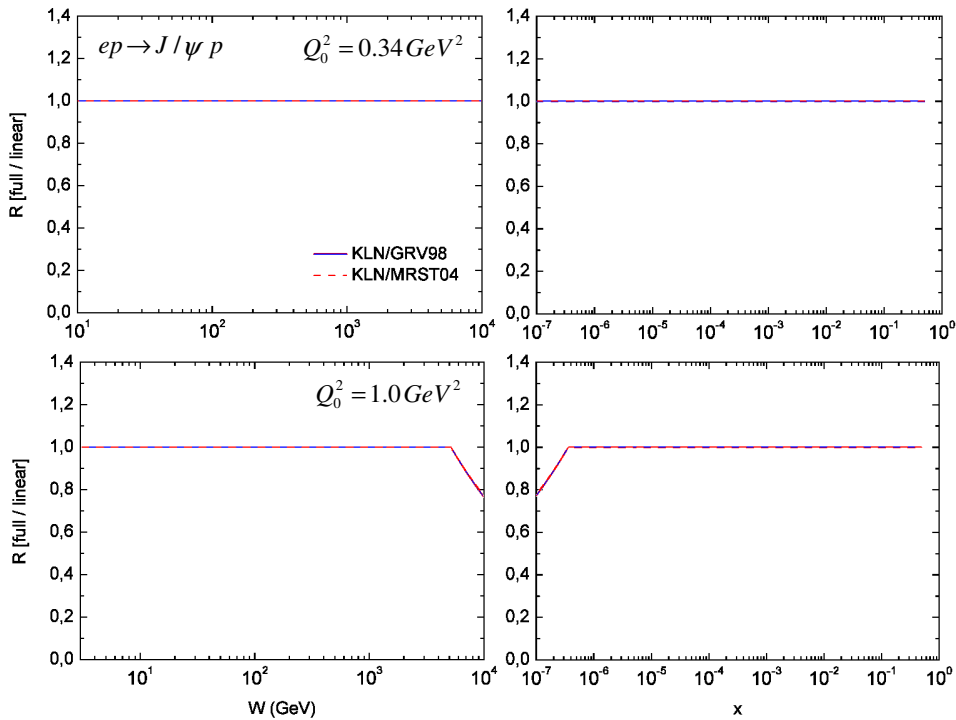


Figura 19: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões ep com a energia e com a variável x .

Na Figura 20 mostramos, para essas duas escolhas do parâmetro Q_0^2 (gráficos superiores e inferiores, respectivamente), o comportamento das seções de choque totais de fotoprodução do mé-

son J/ψ *por nucleons* em colisões eA ($\equiv Ca, Pb$) com a energia, calculadas com as distribuições saturadas $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos à esquerda) e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos à direita), em função da energia. Essas são as previsões de nosso modelo para a fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA .

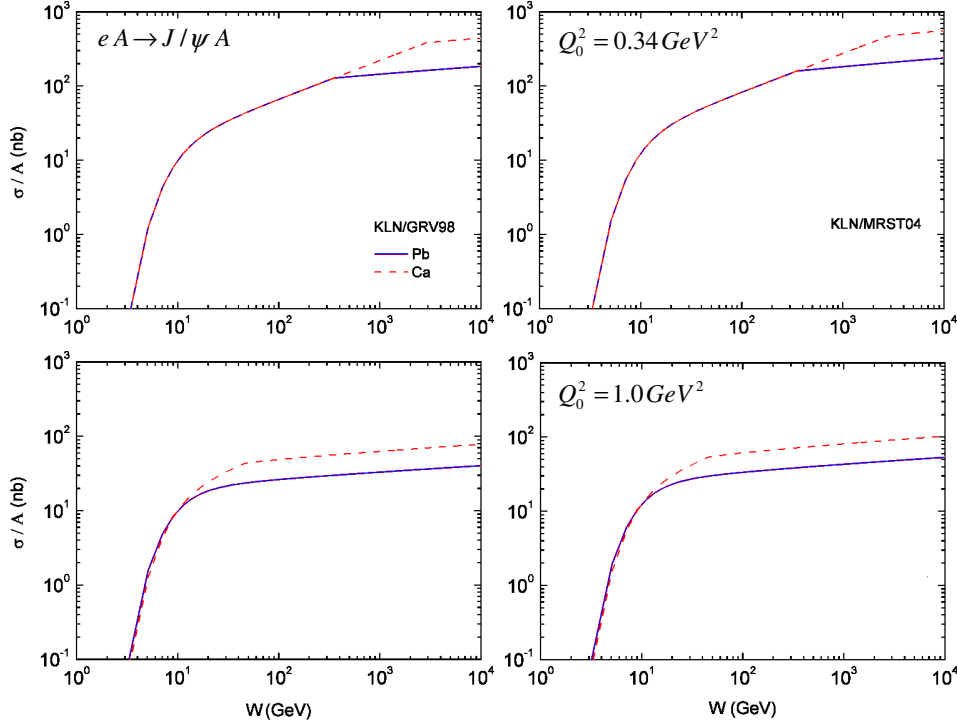


Figura 20: Comportamento das seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA *por nucleons* em função da energia.

Analogamente à Figura 19, nas Figuras 21 e 22 são mostrados os comportamentos das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ nessas mesmas colisões, como antes, calculadas com as distribuições saturadas $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos superiores) e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos inferiores), em função da energia e da variável x ($\equiv M_{J/\psi}^2/W^2$). A partir dessas figuras pode-se notar que, mesmo para a escolha $Q_0^2 = 0.34 GeV^2$ (Figura 21), os efeitos de saturação já se manifestam em energias $\approx 4 TeV$ para colisões eCa e $\approx 0.4 TeV$ para colisões ePb . Como esperado, para a escolha $Q_0^2 = 1.0 GeV^2$ (Figura 22), esses efeitos são extremamente intensificados, uma vez que a escala de saturação Q_s é diretamente proporcional a Q_0 . Essas são

importantes previsões de nosso modelo e que apontam, nessas condições, para uma possível detecção da formação do CGC onde os efeitos não-lineares da QCD devem estar presentes.

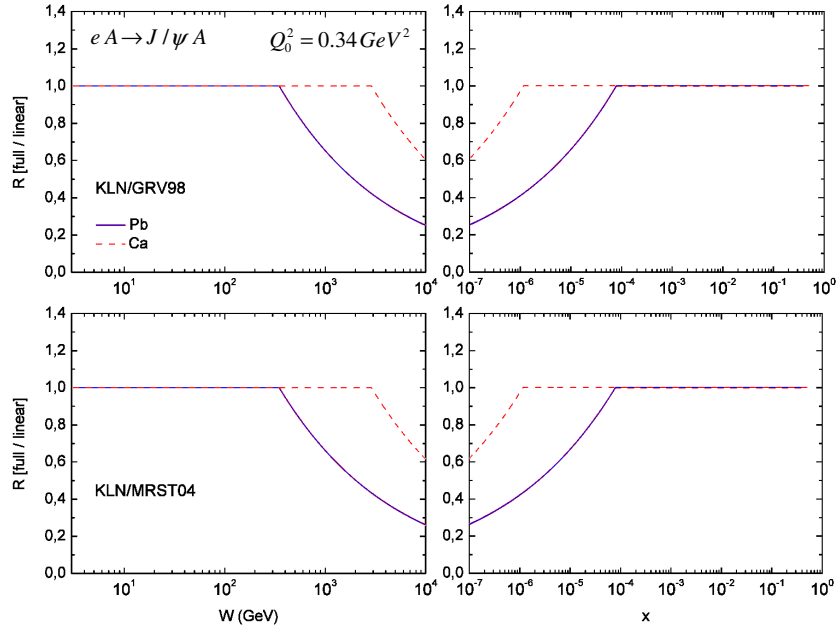


Figura 21: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA em função da energia e da variável x para $Q_0^2 = 0.34 GeV^2$.

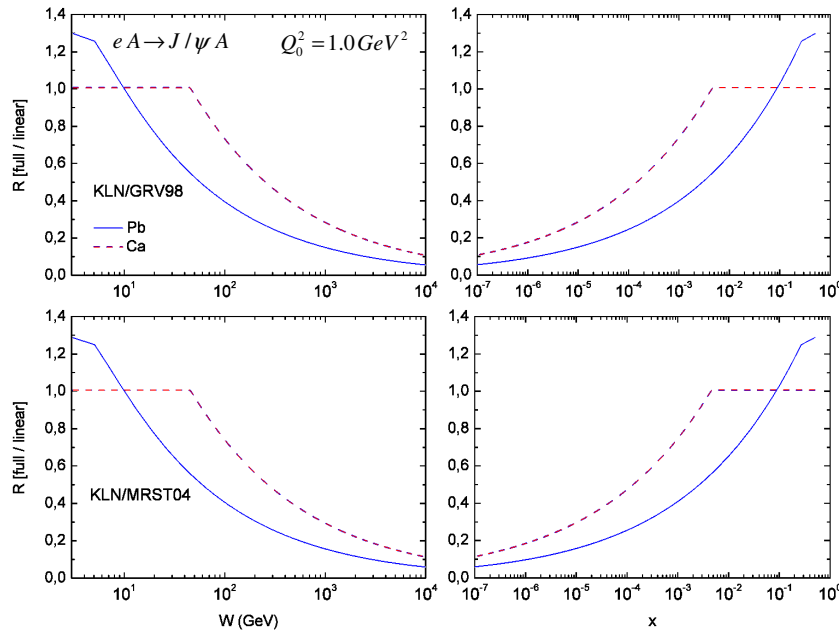


Figura 22: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA em função da energia e da variável x para $Q_0^2 = 1.0 GeV^2$.

Nas Figuras 23 e 24 mostramos os comportamentos das seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ *por nucleons* nessas mesmas colisões com a energia; porém, agora, quando

as distribuições de gluons anteriores encontram-se alteradas pelo fator de modificação nuclear, dado pela parametrização da referência [17]. Como pode ser observado em todas essas figuras, o “shadowing” faz com que o comportamento dessas seções de choque seja fortemente atenuado com o crescimento da energia.

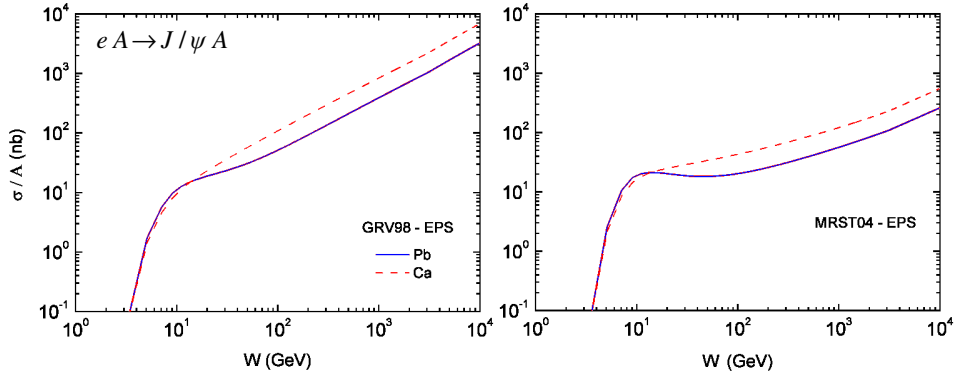


Figura 23: Comportamento das seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA *por nucleons* em função da energia com a inclusão do fator de modificação nuclear.

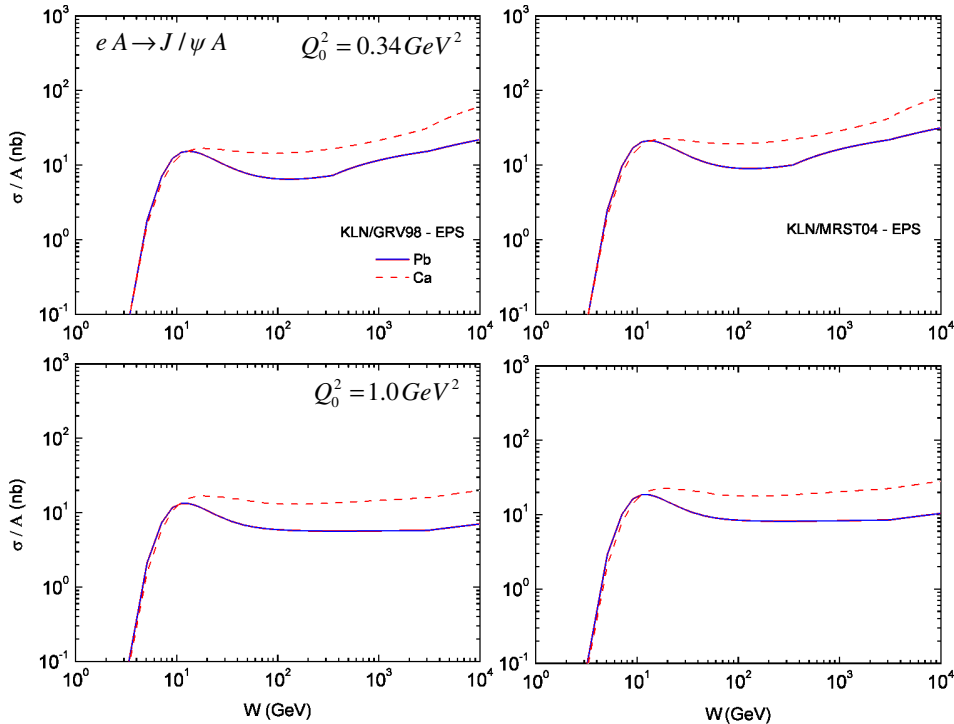


Figura 24: Comportamento das seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA *por nucleons* em função da energia com a inclusão do fator de modificação nuclear.

Apenas por completudeza, mostramos nas Figuras 25, 26 e 27 os comportamentos das razões entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA com (eps) e sem

(puro) a inclusão do fator de modificação nuclear em função da energia e da variável x , para as distribuições de gluons anteriormente utilizadas. No caso das funções de gluons, dadas pela equação (6) (Figuras 26 e 27) os resultados foram obtidos com os mesmos valores assumidos anteriormente para o parâmetro Q_0^2 .

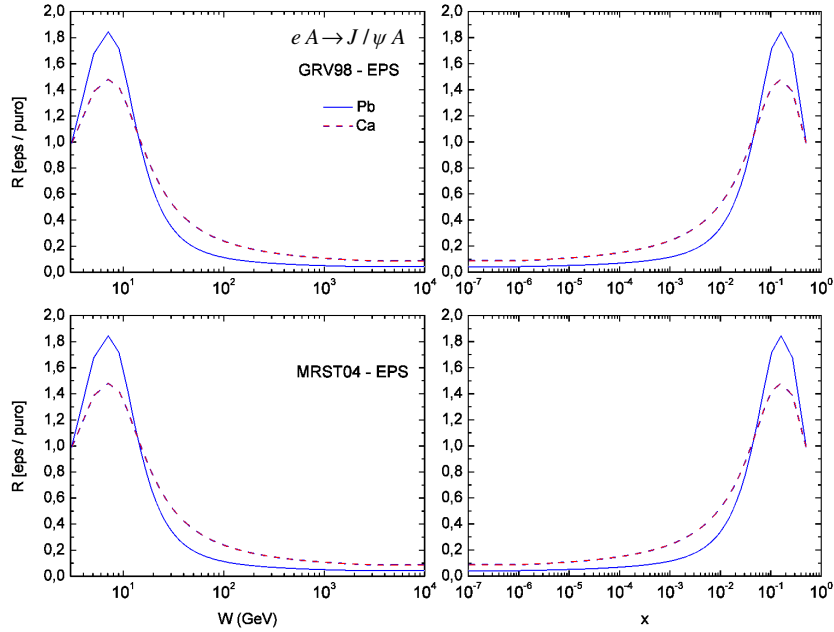


Figura 25: Comportamento das razões “eps/puro” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA em função da energia e da variável x .

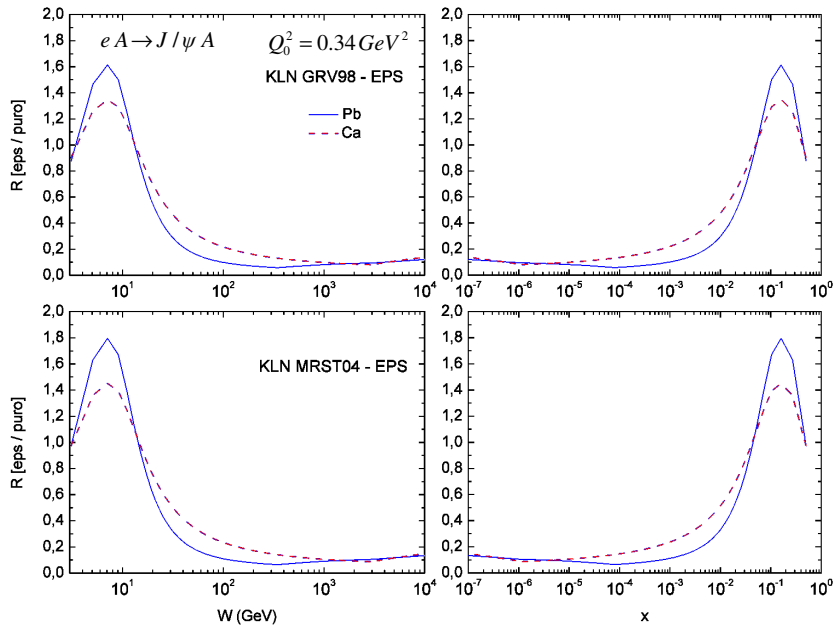


Figura 26: Comportamento das razões “eps/puro” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA em função da energia e da variável x , para $Q_0^2 = 0.34 \text{ GeV}^2$.

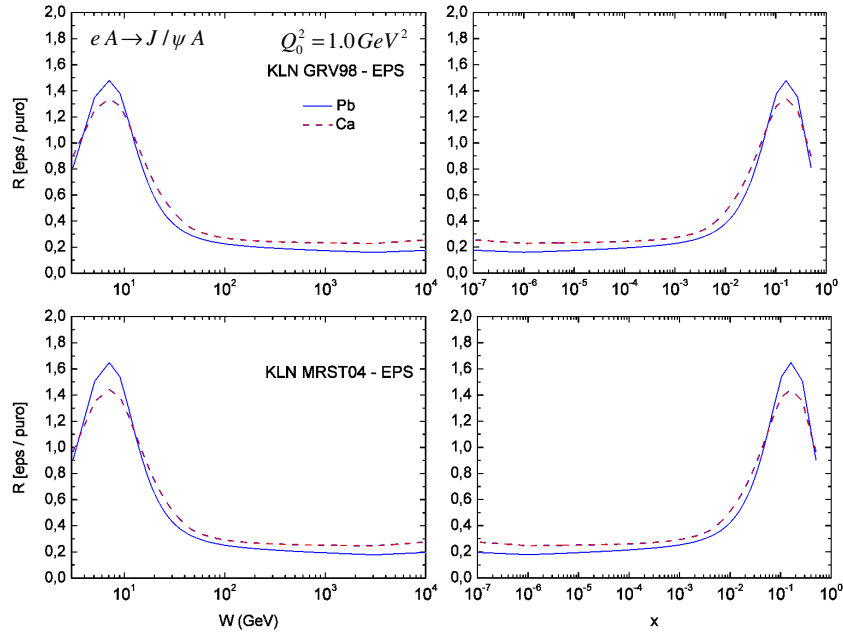


Figura 27: Comportamento das razões “eps/puro” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA em função da energia e da variável x , para $Q_0^2 = 1.0 GeV^2$.

Nas figuras subseqüentes repetimos os cálculos da seção de choque total, com as mesmas distribuições de gluons (saturadas e não saturadas), para o méson Υ . A principal diferença quanto aos cálculos anteriores está na massa e largura de decaimento do méson Υ e o valor assumido para o parâmetro λ para as distribuições de gluons com saturação, fixado de maneira a garantir uma boa descrição dos dados. Os vários parâmetros anteriormente utilizados, e aqueles, especificamente relacionados à fotoprodução dessa partícula (já previamente mencionados), foram mantidos. Por brevidade, em nossos resultados, não nos referenciaremos a eles, limitando-nos, meramente quando necessário, a citá-los. Em outras palavras, no que se segue, manteremos a sistemática das apresentações gráficas anteriores e as descreveremos, de forma sumarizada, relevando apenas os elementos essenciais das análises de nossos resultados em comparação aos dados experimentais pertinentes e aos resultados obtidos para fotoprodução do méson Υ .

Na Figura 28 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução do meson Υ em colisões ep com a energia, obtidas por intermédio das equações (12) e (13) para as quatro distribuições de gluons da Figura (17). Os dados experimentais são das referências [36, 39]. Como

pode ser observado, diferentemente das distribuições de glúons saturadas, as distribuições de glúons *GRV98* e *MRST04* não fornecem uma boa descrição dos dados experimentais.

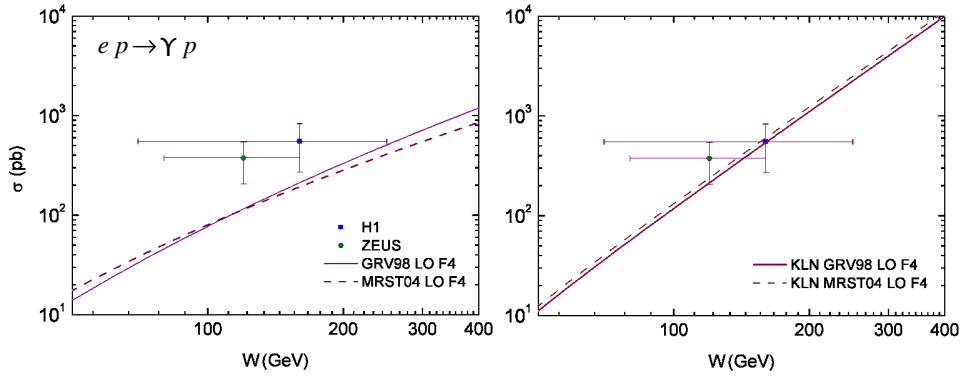


Figura 28: Comportamento das seções de choque de fotoprodução do méson Υ em colisões ep com a energia. Os dados experimentais são das referências [36, 39].

Na Figura 29 mostramos os comportamentos das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões ep , em função da energia e da variável x ($\equiv M_\Upsilon^2/W^2$), para os mesmos valores de Q_0^2 já adotados.

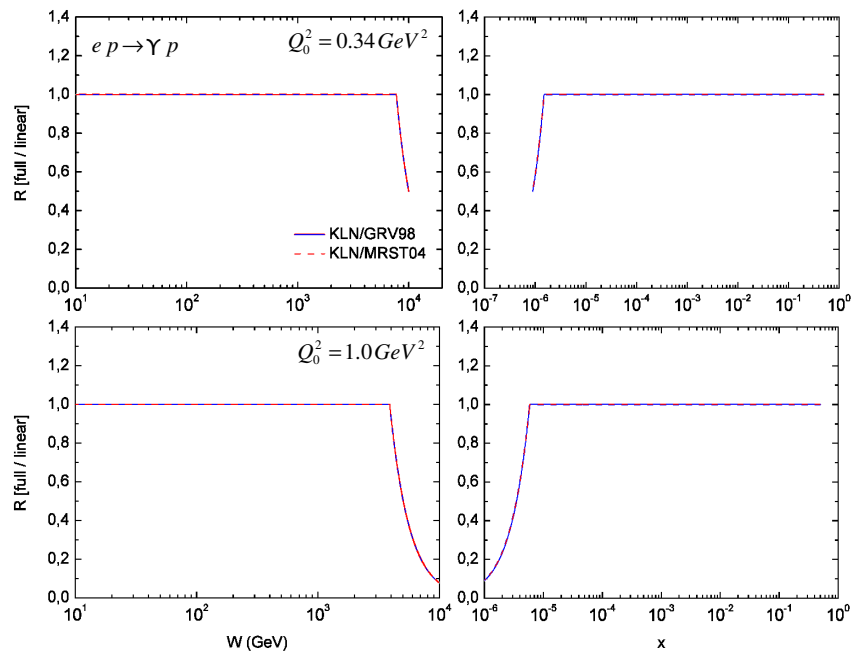


Figura 29: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões ep em função da energia e da variável x .

Como pode ser observado, ao contrário do que ocorre com o méson J/ψ (Figura 19), os efeitos da saturação de gluons já se manifestam mesmo para o menor valor de Q_0^2 nessas colisões, ainda que para energias por demasiado altas ($\approx 7\text{TeV}$) e inalcançáveis no presente momento.

Na Figura 30 mostramos o comportamento das seções de choque de fotoprodução do meson Υ em colisões eA *por nucleons* com a energia, obtidas por intermédio das equações (12) e (13) para as quatro distribuições de gluons da Figura (17). Essas são as previsões de nosso modelo para a fotoprodução do méson Υ em colisões eA .

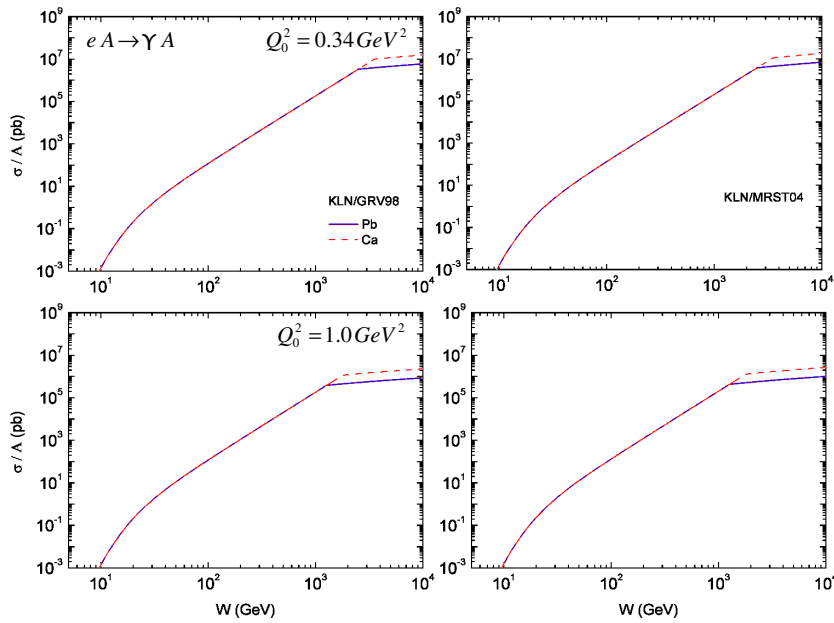


Figura 30: Comportamento das seções de choque de fotoprodução do méson Υ em colisões eA *por nucleons* com a energia.

Nas Figuras 31 e 32 são mostrados os comportamentos das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ nessas mesmas colisões, como antes, calculadas com as distribuições saturadas $x g_{GRV98}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos superiores) e $x g_{MRST04}^{KLN}(x, Q^2)$ (gráficos inferiores), em função da energia e da variável x .

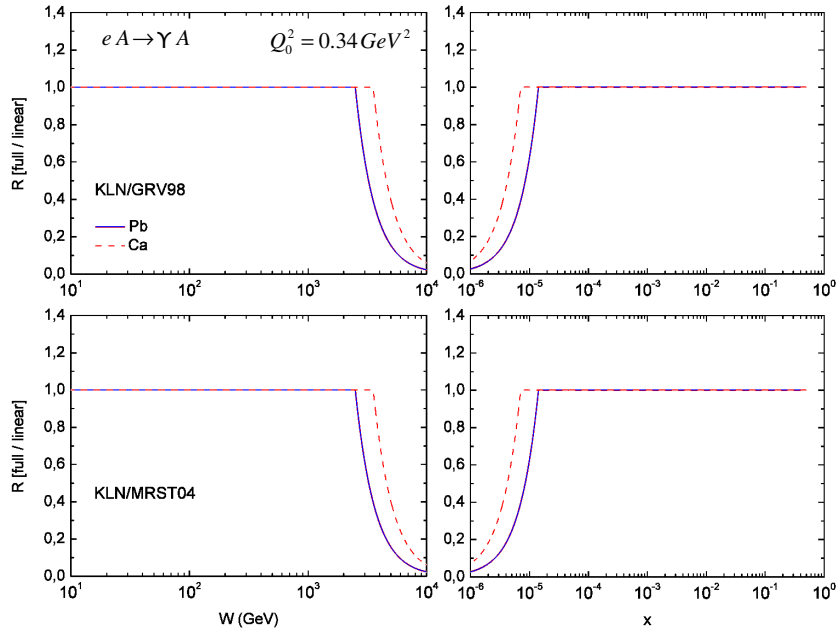


Figura 31: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões eA em função da energia e da variável x para $Q_0^2 = 0.34 \text{ GeV}^2$.

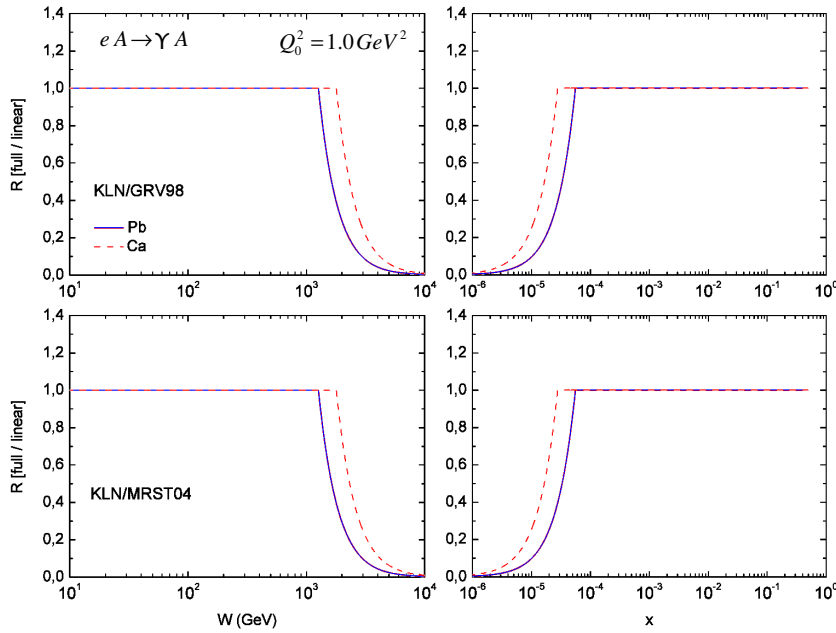


Figura 32: Comportamento das razões “full/linear” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões eA em função da energia e da variável x para $Q_0^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$.

Nas Figuras 33 e 34 mostramos os comportamentos das seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ *por nucleons* nessas mesmas colisões com a energia; porém, agora, quando as distribuições de gluons anteriores encontram-se alteradas pelo fator de modificação nuclear, dado pela parametrização da referência [17]. Como pode ser observado em todas essas figuras, o “shado-

wing” faz com que o comportamento dessas seções de choque seja fortemente atenuado com o crescimento da energia.

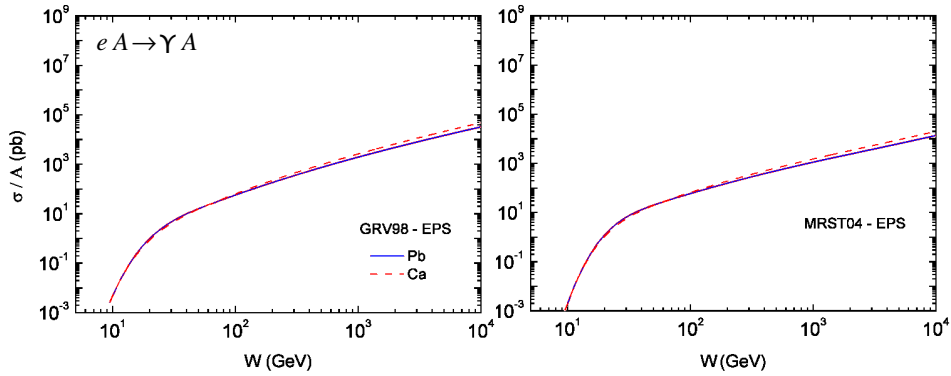


Figura 33: Comportamento das seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA *por nucleons* em função da energia com a inclusão do fator de modificação nuclear.

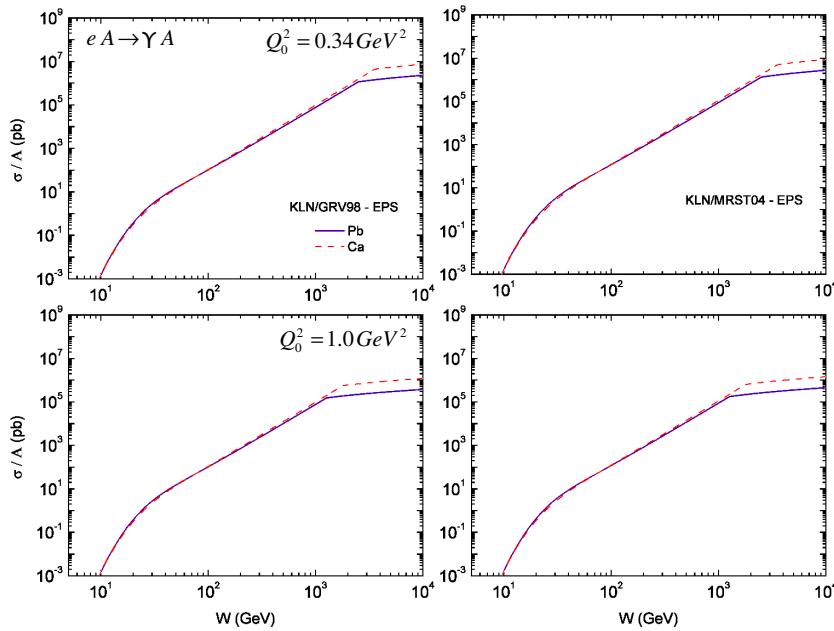


Figura 34: Comportamento das seções de choque totais de fotoprodução do méson J/ψ em colisões eA *por nucleons* em função da energia com a inclusão do fator de modificação nuclear.

Apenas por completude, mostramos nas Figuras 35, 36 e 37 os comportamentos das razões entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões eA com (eps) e sem (pu-ro) a inclusão do fator de modificação nuclear em função da energia e da variável x , para as distribuições de gluons anteriormente utilizadas. No caso das funções de gluons, dadas pela equação (6)

(Figuras 36 e 37) os resultados foram obtidos com os mesmos valores assumidos anteriormente para o parâmetro Q_0^2 .

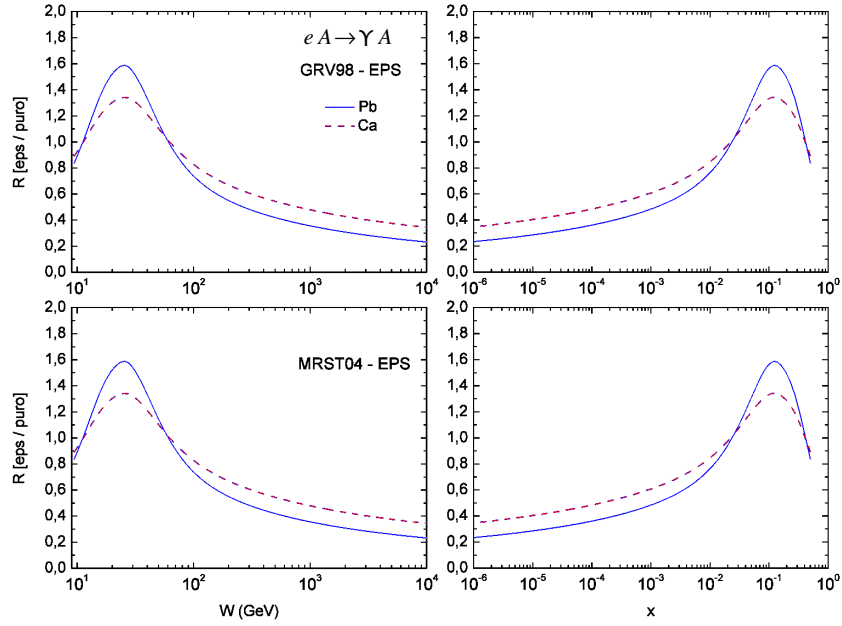


Figura 35: Comportamento das razões “eps/puro” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões eA em função da energia e da variável x .

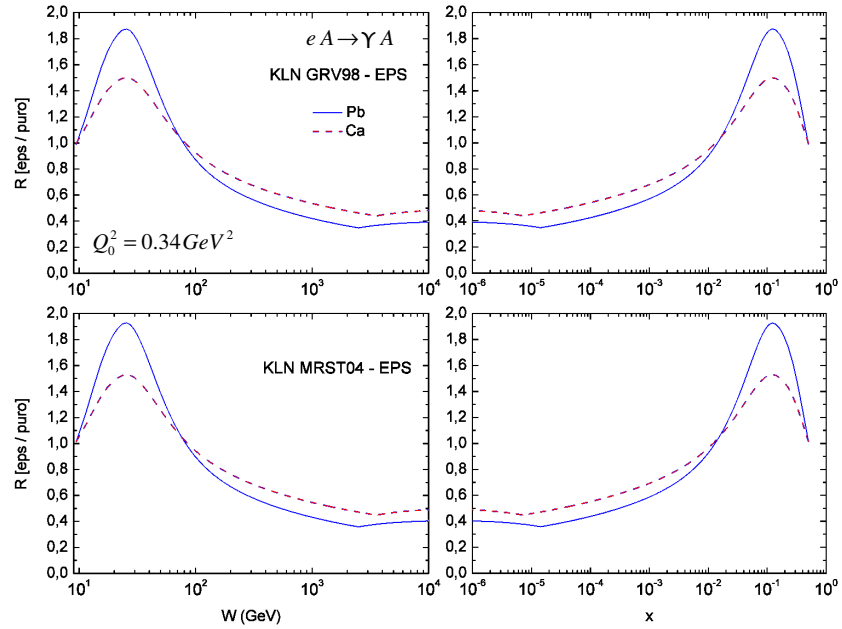


Figura 36: Comportamento das razões “eps/puro” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões eA em função da energia e da variável x , para $Q_0^2 = 0.34 GeV^2$.

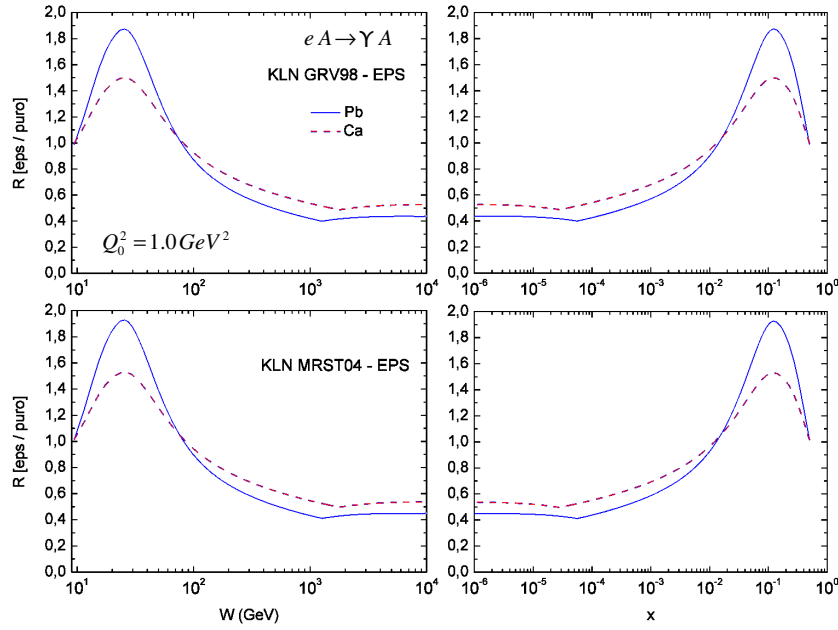


Figura 37: Comportamento das razões “eps/puro” entre as seções de choque totais de fotoprodução do méson Υ em colisões eA em função da energia e da variável x , para $Q_0^2 = 1.0 GeV^2$.

3. Conclusões Finais:

Com respeito ao primeiro item do nosso plano de trabalho, pudemos verificar que o modelo proposto permite uma boa descrição dos dados experimentais, tanto no que concerne ao comportamento das seções de choque quanto às distribuições de momento transversal de minijatos com a energia em colisões pp . Esses resultados tornam, portanto, confiáveis as previsões que apresentamos para esses mesmos observáveis em colisões pA e AA . No entanto, a despeito desse êxito, nossos cálculos revelaram que os efeitos da saturação, oriundos da física não-linear da QCD, não se apresentam intensamente visíveis nesses observáveis de maneira a servirem como “assinaturas” da formação do condensado de vidro de cor. Ainda assim, compreendemos que esse estudo investigatório, e que aponta para essa conclusão, é por si só um importante resultado.

Com respeito ao segundo item do nosso plano de trabalho, constatamos que esse mesmo modelo permite uma boa descrição dos dados experimentais referentes à produção de quarkonia pesada ($c\bar{c}$ e $b\bar{b}$) em colisões ep e, como no item anterior, tornam confiáveis nossas previsões para as seções de choque não-difrativas de fotoprodução de mesons vetoriais pesados em colisões

eA . No caso específico da fotoprodução de $c\bar{c}$ em colisões envolvendo íons, obtivemos um resultado que entendemos ser de grande relevância: os efeitos não-lineares contidos na equação (6) já se manifestam em energias $\approx 2TeV$ em colisões ePb . Isso implica que os efeitos da saturação, nesse caso, não só se apresentam visíveis e intensos do ponto de vista teórico como, acreditamos, podem ser experimentalmente acessíveis no futuro colisor elétron-ion que está sendo projetado, entre outras coisas, para aprofundar nosso conhecimento acerca da física não-linear da QCD.

Com respeito ao último item de nosso plano de trabalho, novamente podemos dizer que o modelo permite uma boa descrição dos dados experimentais relativos à fotoprodução difrativa dos mesons J/ψ e Υ em colisões ep e, como nos itens anteriores, tornam confiáveis nossas previsões para a seção de choque de fotoprodução difrativa desses mesons em colisões eA . Os efeitos da saturação na fotoprodução difrativa do meson J/ψ em colisões ePb , em particular, são ainda mais pronunciados que na fotoprodução não-difrativa de $c\bar{c}$ e, segundo nosso modelo, poderiam ser observados a energias $\approx 0.3-0.4TeV$ nessas colisões.

Essas são, portanto, as principais conclusões de nossos estudos. Como dito anteriormente, no presente momento estamos elaborando três artigos para serem submetidos para publicação em periódicos indexados de circulação internacional.

Referências Bibliográficas

- [1] F. Cooper, E. Mottola and G. C. Nayak, *Phys. Lett.* **B555**, 181 (2003).
- [2] I. Arsene *et al.*, (BRAHMS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **93**, 242303 (2004).
- [3] I. Vitev, M. Gyulassy and P. Levai, *Phys. Lett.* **B538**, 282 (2002).
- [4] S. R. Klein and R. Vogt, *Phys. Rev.* **C67**, 047901 (2003).
- [5] J. L. Albacete *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 082001 (2004).
- [6] I. Sarcevic, S. D. Ellis and P. Carruthers, *Phys. Rev.* **D40**, 1446 (1989).
- [7] K. J. Eskola and K. Kajantie, *Z. Phys.* **C75**, 515 (1997).
- [8] J. F. Owens, *Rev Mod. Phys.* **59**, 465 (1987).
- [9] F. Carvalho, F. O. Durães and E. G. S. Luna, *Braz. J. Phys.* **37 (1)**, 110 (2007).
- [10] F. O. Durães, *Braz. J. Phys.* **37 (1)**, 114 (2007).
- [11] F. O. Durães, V. P. Gonçalves, F. S. Navarra, A. L. V. R. dos Reis and G. Wilk, *Braz. J. Phys.* **37(1)**, 122 (2007).
- [12] F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, *Int. J. Mod. Phys.* **E16 (7/8)**, 2079 (2007).
- [13] F. O. Durães, F. S. Navarra and M. Nielsen, *Int. J. Mod. Phys.* **E16 (9)**, 2961 (2007).
- [14] M. Gluck, E. Reya e A. Vogt, *Eur. Phys. J.* **C5**, 461 (1998)
- [15] A. D. Martin, W. J. Stirling e R. S. Thorne, *Phys. Lett.* **B636**, 259 (2006).
- [16] F. Ceradini, *Proc. Intern. Europhys.*, Conf. on High energy physics (Bari, Italy, July 1985), eds. L. Nitti and G. Preparata.
- [17] K. J. Eskola, H. Paukkunen e C. A. Salgado, *J. HEP.* **07**, 102 (2008).
- [18] K. J. Eskola and H. Honkanen, *Nucl. Phys.* **A713**, 167 (2003).
- [19] C. Albajar *et al.*, *Nucl. Phys.* **B309**, 455 (1988).
- [20] V. M. Abasov *et al.*, *Phys. Lett.* **B525**, 211 (2001).
- [21] A. M. Cooper-Sarkar *et al.*, *arXiv:hep-ph/0709.0191*.
- [22] F. Carvalho, F. O. Durães, F. S. Navarra and S. Szpigel, *Phys. Rev.* **C79**, 035211 (2009).

- [23] M. Glück and E. Reya, *Phys. Lett.* **79**, 453 (1978).
- [24] V. P. Gonçalves and M. V. T. Machado, *Eur. Phys. J.* **C30**, 387 (2003).
- [25] J. Breitweg *et al.*, [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C6**, 67 (1999).
- [26] C. Adloff *et al.*, [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B545**, 21 (1999).
- [27] J. Breitweg *et al.*, [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C12**, 35 (2000).
- [28] J. J. Aubert *et al.*, [European Muon Collaboration], *Phys. Lett.* **B106**, 419 (1981).
- [29] C. Adloff *et al.*, [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B467**, 156 (1999) [Erratum-ibid. *Phys. Lett.* **B518**, 331 (2001)].
- [30] J. Breitweg *et al.*, [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C18**, 625 (2001).
- [31] M. G. Ryskin, *Z. Phys.* **C57**, 89 (1993).
- [32] M. G. Ryskin, R. G. Roberts, A. D. Martin and E. M. Levin, *Z. Phys.* **C76**, 231 (1997).
- [33] A. D. Martin, C. Nockles, M. Ryskin and T. Teubner, *Phys. Lett.* **B662**, 252 (2008).
- [34] S. J. Brodsky *et al.*, *Phys. Rev.* **D50**, 3134 (1994).
- [35] A. L. Ayala Filho, V. P. Gonçalves and M. T. Griep, *Phys. Rev.* **C78**, 044904 (2008).
- [36] C. Adloff *et al.*, (H1 Collaboration), *Phys. Lett.* **B483**, 23 (2000).
- [37] S. Chekanov *et al.*, (ZEUS/HERA Collaboration), *Eur. Phys. J.* **C24**, 345 (2002).
- [38] S. D. Holmes, W. Lee and J. E. Wiss, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35**, 397 (1985).
- [39] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Phys. Lett.* **B437**, 432 (1998).

Prof. Dr. Sérgio Szpigel

Prof. Dr. Francisco de Oliveira Durães