

Resumo

Como objetivo deste trabalho, procurou-se investigar a distribuição $\frac{d^2\sigma}{dydp_T^2}$ na região de rapidez central $y = 0$, considerando a fotoprodução de charmonium em colisões hadrônicas pp. Simularam-se as energias de centro de massa atualmente atingidas pelo LHC $\sqrt{s} = 7$ TeV e 13 TeV, usando as parametrizações da função de onda do méson, Boosted-Gaussian e Gaus-LC, e cinco parametrizações para a seção de choque do dipolo, baseadas nos modelos GBW e CGC. Nossas estimativas coincidem com aquelas obtidas em trabalhos anteriores do grupo GFPAE [2], apresentando a mesma distribuição gaussiana em p_T^2 , com pequenos desvios entre os diferentes modelos adotados.

Introdução

A fotoprodução de quarkonia, mésons pesados formados por um par quark-antiquark ($q\bar{q}$), tem sido uma importante ferramenta no estudo da estrutura da matéria em altas energias. A grande massa dos mésons produzidos atua como escala perturbativa do processo, permitindo que métodos perturbativos possam ser aplicados. Em colisões ultraperiféricas, o parâmetro de impacto b é maior do que a soma dos raios dos núcleos interagentes ou maior do que um valor mínimo, na ordem de 1 fm, no caso de colisão entre prótons. Nessas colisões, a fotoprodução exclusiva, na qual se conhece completamente o sistema final do processo, é dominante. A interação entre os fótons virtuais e o alvo é tratada por meio do formalismo de dipolos, no qual a amplitude de espalhamento para o processo $\gamma p \rightarrow \Psi(nS)p$, no limite de altas energias, pode ser descrita em três estágios (Figura 1): (i) flutuação do fóton em um par $q\bar{q}$ (dipolo), (ii) interação do dipolo com o alvo, (iii) e recombinação do par $q\bar{q}$ em um méson [3].

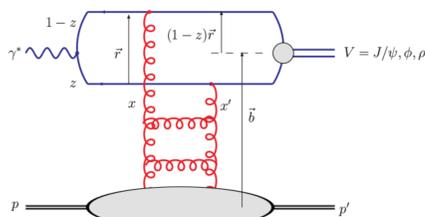


Figura 1: Representação da interação do dipolo com o próton e produção de méson vetorial, onde $z(1-z)$ representa a fração de momentum do fóton carregada pelo quark(antiquark) e b é o parâmetro de impacto [4]

Utilizando o formalismo de dipolos, foi investigada a fotoprodução de charmonium ($c\bar{c}$) - J/Ψ e $\Psi(2S)$ - com energias do centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 13$ TeV em colisões do tipo pp (entre prótons). Especificamente, estudou-se a distribuição de momentum transversal e rapidez para a rapidez central $\frac{d^2\sigma}{dydp_T^2}\Big|_{y=0}$.

Formalismo

No formalismo de dipolos, um dos componentes fundamentais é a seção de choque de dipolo, dada por [2]

$$\sigma_{q\bar{q}}(\chi, r) = 2 \int A_{q\bar{q}}(x, r, b) d^2b \quad (1)$$

onde $A_{q\bar{q}}$ é a amplitude de espalhamento do alvo-dipolo, descrita em nossa abordagem pelos modelos GBW e CGC. O r é o tamanho transversal do dipolo e $x := \frac{Q^2}{2P \cdot q}$ é a variável de Bjorken, que representa a fração de momentum do próton carregada por um párton. Os 4-momentos Q , P e q representam, respectivamente, a virtualidade do fóton (momentum linear transferido), o 4-momentum do próton e o 4-momentum do fóton.

A distribuição de momentum transversal é considerada [4], [1]

$$\frac{d\sigma^{\gamma^*p \rightarrow Vp}}{dp_T^2} \propto e^{-B_V |p_T^2|} \quad (2)$$

onde B_V , conhecido como fator de 'slope', é um parâmetro fixo ajustado através de experimentos que caracteriza o tamanho da região de interação. Para o caso da distribuição central ($y = 0$), a aproximação utilizada foi

$$\frac{d^2\sigma}{dydp_T^2}\Big|_{y=0} \approx \frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0} \cdot B_V(y=0)e^{-B_V p_T^2} \quad (3)$$

onde y é a rapidez, definida como $y := \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, para uma partícula de energia E e momentum na direção z , p_z . Os valores de $\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}$ e de B_V variam para a produção de J/Ψ e $\Psi(2S)$, e também com o modelo de dipolo utilizado. Foram estudadas 5 parametrizações: GBW-OLD, com ajuste realizado sobre os dados antigos de H1 e ZEUS, e GBW-KSX, com ajuste realizado somente sobre os dados mais atuais de ZEUS; CGC-OLD, que foi parametrizado com dados do DESY-HERA, e CGC-NEW, parametrizado com dados mais recentes de ZEUS e H1; e BCGC, resultado da inclusão do parâmetro de impacto no modelo CGC [4]. Para cada uma dessas parametrizações, consideraram-se duas formas da função de onda do méson vetorial: a Boosted Gaussian e a Gaus-LC (somente para J/Ψ). Para calcular $\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}$, seguiram-se os passos utilizados em [2] para o cálculo de $\frac{d^2\sigma}{dydp_T^2}$.

Resultados

No cálculo de $\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}$, obtiveram-se os resultados da Tabela 1.

Tabela 1: Resultados para $\frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}$

7 TeV/13 TeV	Boosted-Gaussian		Gaus-LC
	J/Ψ [nb]	$\Psi(2S)$ [nb]	J/Ψ [nb]
GBW-OLD	5.01/6.86	0.98/1.41	4.78/6.43
GBW-KSX	7.26/9.66	1.70/2.38	6.50/8.48
CGC-OLD	4.44/5.80	0.87/1.18	4.26/5.48
CGC-NEW	4.12/5.43	0.85/1.17	3.90/5.03
BCGC	3.79/4.70	0.79/1.02	3.56/4.36

As estimativas para as energias $\sqrt{s} = 7$ TeV e 13 TeV utilizando as parametrizações mencionadas estão representadas nas Figuras 2 e 3.

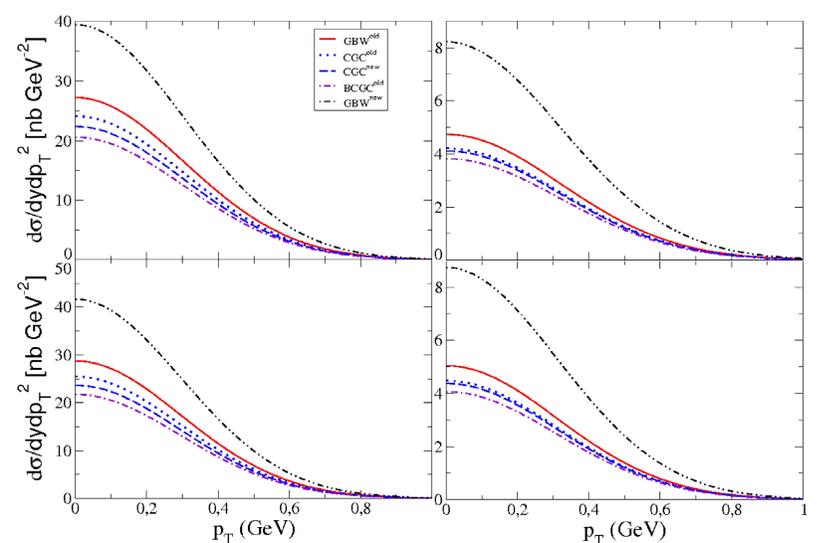


Figura 2: Boosted Gaussian - J/Ψ (coluna da esquerda) e $\Psi(2S)$ (coluna da direita) com energias de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV (linha de cima) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (linha de baixo)

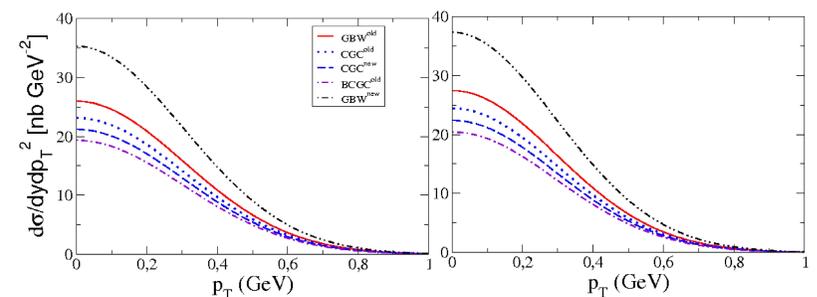


Figura 3: Gaus LC - J/Ψ com energias de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV (coluna da esquerda) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (coluna da direita)

Conclusão

Neste trabalho, foi estudada a distribuição de momentum $\frac{d^2\sigma}{dydp_T^2}$ na fotoprodução de J/Ψ e $\Psi(2S)$, com energias de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e 13 TeV, alcançadas pelo LHC. No cálculo da função de onda do méson utilizaram-se duas parametrizações, Boosted Gaussian e Gaus-LC, e foram utilizados os modelos CGC e GBW de seção de choque do dipolo com cinco parametrizações.

Os resultados encontrados corroboram com a distribuição gaussiana encontrada em [2], e os gráficos para $\sqrt{s} = 13$ TeV são similares aos apresentados em [5]. As diferenças entre as parametrizações usadas, tanto as da função de onda do méson, quanto das de seção de choque no dipolo, estão apenas nos valores de máximo da gaussiana, não havendo distorções nos formatos das curvas com p_T crescente.

Esperam-se por novos dados do LHC para melhor avaliar cada um dos modelos.

Agradecimentos

Ao Sony Martins, estudante de Doutorado orientado pela professora Maria Beatriz Gay Ducati, por discussões esclarecedoras.

Referências

- [1] Barone, V.; Predazzi, E. High-Energy Particle Diffraction. Germany: Springer, 2002. Cap. 3
- [2] M. B. Gay Ducati, F. Kopp, M. V. T. Machado and S. Martins, Phys. Rev. D **94**, no. 9, 094023 (2016) [arXiv:1610.06647 [hep-ph]].
- [3] M. B. Gay Ducati, M. T. Griep and M. V. T. Machado, Phys. Rev. D **88**, 017504 (2013) [arXiv:1305.4611 [hep-ph]].
- [4] H. Kowalski, L. Motyka and G. Watt, Phys. Rev. D **74**, 074016 (2006) [hep-ph/0606272].
- [5] S. Martins and M. B. Gay Ducati, Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. **45**, 1760058 (2017).