

INTERAÇÕES FÓTON-FÓTON NA PRODUÇÃO DE MÉSONS EM ENERGIAS DO LHC - CERN

LUAN FURTADO SERPA¹; VICTOR PAULO BARROS GONÇALVES²; WERNER KRAMBECK SAUTER³; DANIEL TAVARES DA SILVA⁴

¹Universidade Federal de Pelotas - luanserpa@gmail.com

²Universidade Federal de Pelotas - neodts@gmail.com

³Universidade Federal de Pelotas - werner.sauter@ufpel.edu.br

⁴Universidade Federal de Pelotas - barros@ufpel.edu.br

1. INTRODUÇÃO

A espectroscopia de mésons não- $q\bar{q}$ ou exóticos, como por exemplo: glueballs, moléculas hadrônicas, mésons híbridos, tetraquarks, ... tem sido objeto de intensa discussão na literatura nos últimos anos. Uma maneira possível de estudar estes estados é o estudo da produção de mésons em interações $\gamma\gamma$, que vem de léptons incidentes ou hádrons. Em particular, é possível estudar a existência de acoplamentos anômalo fóton-fóton, restringir as larguras parciais $\Gamma_{\gamma\gamma}$, conteúdo de quarks e estrutura de spin de ressonâncias de mésons considerando colisões hádrons - hádrons em energias do LHC.

Neste trabalho nós calculamos a produção de mésons em interações fóton-fóton em energias do LHC considerando colisões próton- próton e estimando a seção de choque total para o produção dos mésons π, a, f, η e χ .

2. O MECANISMO DE PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

Vamos considerar a interação hádron-hádron com parâmetro de impacto grande ($b > R_{h_1} + R_{h_2}$) e em energias ultra-relativísticas. Neste regime nós esperamos que as interações eletromagnéticas sejam dominantes. Em colisões de íons pesados, os núcleos pesados dão origem a campos eletromagnéticos fortes devido a ação coerente de todos os prótons no núcleo, que podem interagir com os outros. De maneira semelhante, também ocorre, quando consideramos prótons ultra-relativísticos em aceleradores $pp(\bar{p})$. O fóton decorrente do campo eletromagnético de um dos dois hádrons colidindo pode interagir com um fóton do outro hádrons (processo de dois fótons) ou podem interagir diretamente com os outros hádrons (processo photon-hádrons). Para o primeiro caso temos que a seção de choque total para um determinado processo pode ser fatorado em termos de fluxo de fótons equivalente do hádron- projétil e a seção fóton-fóton ou fóton-alvo de produção da seção de choque. No caso da produção de um estado neutro X em interações de dois fótons a seção de choque total é dada pela BERTULANI (2009)

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_1 \otimes X \otimes h_2) = \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{h_1}^Y(x_1) f_{h_2}^Y(x_2) \sigma_{\gamma\gamma}^X(x_1 x_2 s) \quad (1)$$

onde \otimes caracteriza a presença de um intervalo de rapidez no estado final, s é o quadrado da energia de centro de massa, $f_{h_1}^Y$ é a função de distribuição que está associada ao fluxo de fótons gerados pelo hádron $h_i, x = \omega/E$, com ω e E as energias do fóton e do hádron, respectivamente. Além disso, $\sigma_{\gamma\gamma}^X$ é a seção de choque fóton-fóton dada por

$$\sigma_{\gamma\gamma}^X(x_1 x_2 s) = 8\pi^2 (2J + 1) \frac{\Gamma_{x \rightarrow \gamma\gamma}}{m_X} \delta(x_1 x_2 s - m_X^2), \quad (2)$$

onde J , m_X e $\Gamma_{x \rightarrow \gamma\gamma}$ são o spin, a massa e a taxa de decaimento parcial fóton-fóton do estado final X , respectivamente.

3. O FLUXO DE FÓTONS EQUIVALENTE

Atualmente há diferentes modelos para o fluxo de fótons equivalente disponíveis na literatura. Em particular, em nosso estudo da produção de mésons nós consideramos os seguintes modelos NYSTRAND (2005)

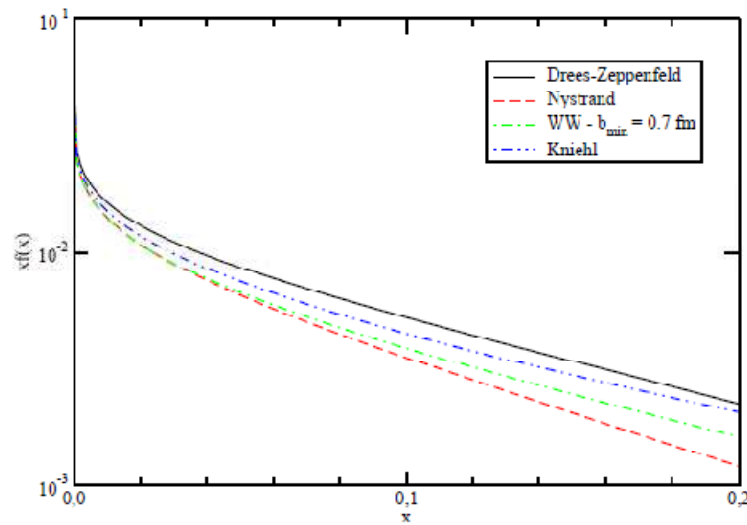
$$f_h^\gamma(x) = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{1-x+0.5x^2}{x} \right) \left[\frac{A+3}{A-1} \ln(A) - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2} \right] \quad (3)$$

e

$$f_h^\gamma(x) = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{1-x+0.5x^2}{x} \right) \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right] \quad (4)$$

onde $A = 1 + (0.71 GeV^2)/Q_{min}^2$, $Q_{min}^2 = (xM_A)^2/(1-x)$ e M_A é a massa do projétil. Estes dois modelos são denotados, respectivamente, por Nystrand (N) e Dress-Zeppenfeld (DZ) na figura 1. Além disso, apresentamos o fluxo de fótons proposto por Kniehl e usando um fator de impacto mínimo $b_{min} = 0.7 fm$ no fluxo de fótons nuclear. Temos que os modelos N e DZ podem ser considerados um limite superior e inferior para o fluxo de fótons, respectivamente.

Fig. 1. Fluxo de fótons equivalente com uma função da energia dos fótons fracionária x .



4. RESULTADOS

No que segue apresentamos nossas previsões para a seção de choque total considerando colisões próton-próton no LHC e energias de centro de massa de 7TeV e 14TeV. Inicialmente, nós apresentamos na tabela 1 nossas previsões para os mésons que tem taxa de decaimento parcial razoavelmente bem limitados pelos experimentos, que nos permite usar os valores como dados pelo "Particle Data Group" NAKAMURA et al (2010). Além disso, nós usamos o modelo Nystrand para o fluxo de fótons equivalente em nossos cálculos, o que implica que nossas previsões devem ser consideradas um limite inferior.

Tabela 1.

State	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{exp.}(\text{keV})$	σ (pb)	
		7 TeV	14 TeV
π^0	$(8.3 \pm 0.49) \times 10^{-3}$	2426.0	3008.0
η	0.510 ± 0.026	1368.9	1760.2
η'	4.29 ± 0.14	1730.6	2265.9
$f_0(980)$	$0.29^{+0.07}_{-0.06}$	108.0	141.7
$a_0(980)$	0.30 ± 0.10	111.9	146.6
$f_2(1274)$	3.03 ± 0.35	2300.8	3043.9
$a_2(1320)$	1.0 ± 0.06	677.8	897.8
$f_2'(1525)$	0.081 ± 0.009	33.0	44.0
$f_2(1565)$	0.70 ± 0.14	264.9	353.0
$a_2(1700)$	0.30 ± 0.05	79.6	106.5
$f_2(1750)$	0.13 ± 0.04	32.9	44.0
$\eta_c(1S)$	$6.7^{+0.9}_{-0.8}$	58.0	80.0
$\chi_{c0}(1P)$	2.28 ± 0.3	11.0	15.9
$\chi_{c2}(1P)$	0.504 ± 0.06	11.0	15.0
$\eta_c(2S)$	1.30 ± 0.6	5.0	7.0

Na tabela 2 nós apresentamos nossas previsões para candidatos a glueball usando taxas de decaimento teóricas como dadas em MACHADO, SILVA (2011).

Tabela 2.

State	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{th.}(\text{eV})$ $G \rightarrow \gamma\gamma$	σ (pb)	
		7 TeV	14 TeV
$f_0(1500)$	0.77	0.080	0.088
$f_0(1710)$	7.03	0.38	0.51
$X(1835)$	0.021	0.0009	0.0012

Finalmente, na tabela 3 nós apresentamos nossas previsões para os candidatos a molécula hadrônica com taxas de decaimento teóricas e massas como dadas em BRANZ et al (2010) e BRANZ et al (2009).

Tabela 3.

State	Mass (MeV)	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{th.}(\text{keV})$ $H \rightarrow \gamma\gamma$	σ (pb)	
			7 TeV	14 TeV
$f_2(1270)$	1276	2.25	1703.9	2254.3
$f_0(1370)$	1523	1.31	108.16	144.08
$f_2'(1525)$	1525	0.05	20.55	27.37
$f_0(1710)$	1721	0.05	2.71	3.63
$X(3940), 0^{++}$	3943	0.33 ± 0.01	1.01	1.40
$X(3940), 2^{++}$	3943	0.27 ± 0.01	4.12	5.73
$X(4140), 0^{++}$	4143	0.63 ± 0.01	1.62	2.25
$X(4140), 2^{++}$	4143	0.50 ± 0.01	6.41	8.94

3. CONCLUSÃO

Nesta contribuição temos estudado a produção de mésons em interações de dois fótons no LHC, que é caracterizada por dois intervalos de rapidez no estado final. Temos obtido valores não desprezíveis para a seção de choque total, que implica que o estudo experimental é factível. Em particular, nossos resultados indicam que estes processos podem ser úteis para testar os modelos de glueballs e moléculas hadrônicas.

4. BIBLIOGRAFIA

1. BERTULANI, C. A. **Phys. Rev. C**, v79, p.047901, 2009.
2. NYSTRAND, J. **Nucl. Phys. A**, v.752, p.470-479, 2005.
3. NAKAMURA, K.; et al, (Particle Data Group) **J. Phys. G**, v.37, 7A, 2010.
4. MACHADO, M. V. T.; SILVA, M. L. L. **Phys. Rev. C**, v. 83, p.014907, 2011.
5. BRANZ, T.; GENG, L. S.; OSER, E. **Phys. Rev. D**, v.81, p.054037, 2010.
6. BRANZ, T.; GUTSCHE, T.; LYUBOVITSKIJ, V. E. **Phys. Rev. D**, v.80, p.054019, 2009.