

PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS POR INTERAÇÕES $\gamma\gamma$ NOS FUTUROS COLISORES ELÉTRON-ÍON

JUCIENE T. DE SOUZA¹; VICTOR P. GONÇALVES²;
CARLOS A. BERTULANI³; REINALDO FRANCENER⁴

Institute of Physics and Mathematics, Federal University of Pelotas (UFPEL), Postal Code 354, 96010-900, Pelotas, RS, Brazil – e-mail: juciteixeiraprof@gmail.com

Institute of Physics and Mathematics, Federal University of Pelotas (UFPEL), Postal Code 354, 96010-900, Pelotas, RS, Brazil. e-mail: barros@ufpel.edu.br

Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University-Commerce, Commerce, TX 75429, USA.- e-mail: carlos.bertulani@tamuc.edu

Instituto de Física Gleb Wataghin - Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP)- e-mail: reinaldoofrancener@gmail.com

1. INTRODUÇÃO

Hádrons exóticos não podem ser facilmente acomodados em estados $q\bar{q}$ e qqq não preenchidos. Este fato foi estabelecido nos últimos anos, conforme Karliner e Skwarnicki(2018). Em particular, vários candidatos foram observados no Grande Colisor de Hádrons (LHC), através da análise dos decaimentos das partículas produzidas em colisões próton – próton (pp). No entanto, nos últimos anos, a possibilidade de sondagem hádrons exóticos em interações induzidas por fótons no LHC tem sido proposto e desenvolvido conforme A. A. Natale (1995); J. Schramm e J. Phys. (1999), Natale, C. G. Roldao and J. P. V. Carneiro(2002), Bertulani((2009), V. P. Goncalves e Sauter (2013)P. Goncalves e Navarra (2016). Tais resultados indicaram que o estudo da produção de partículas interações fóton-fóton e fóton-hádron no LHC são uma alternativa importante para provar a existência desses estados e investigar suas propriedades.

Considerando que estas interações também ocorrerão nos futuros colisores elétron-íon, propostos para serem construídos nos EUA (EIC/BNL) [24], na Suíça (LHeC/CERN e FCC-eh/CERN) (Fernandez et al. (2012)) e na China (EicC), nosso objetivo neste artigo é derivar previsões para seções transversais totais e número esperado de eventos considerando alguns estados finais. Vamos nos concentrar na produção de partículas por interações $\gamma\gamma$ em colisões elétron-núcleo, que tem uma seção transversal associada fatorada como produtos do fluxo equivalente de fótons das partículas incidentes e da seção transversal de produção fóton-fóton.

Na seção a seguir, apresentamos uma breve revisão do formalismo de produção de partículas devido a interações $\gamma\gamma$ em colisões eA. Em particular, discutiremos os fluxos de fótons gerados por um elétron e um núcleo, bem como a expressão para a seção transversal de produção via interações fóton-fóton. Na seção 3, apresentaremos nossos cálculos para as seções transversais totais e o número de eventos considerando as energias e luminosidades do centro de massa esperadas para os futuros colisores elétron-íon (EIC, LHeC, FCC-eh e EicC). Além disso, consideraremos o decaimento dos estados considerados em dois fótons e apresentará as previsões associadas derivadas assumindo limites cinemáticos de a rapidez e energia dos fótons. Uma comparação com as previsões para o processo light - by - light (LbL) também será discutida. Na última seção, resumimos nossos principais previsões e conclusões.

2. METODOLOGIA

A seção transversal para produção de partículas por interações $\gamma\gamma$ em colisões eA é fatorada em termos de um fluxo de fótons equivalentes nas partículas incidentes multiplicado pela seção de choque de produção via interações fóton-fóton, ou seja,

$$\sigma[eA \rightarrow e \otimes \mathcal{P} \otimes A; \sqrt{s}] = \int d\omega_e d\omega_A f_{\gamma/e}(\omega_e) f_{\gamma/A}(\omega_A) \hat{\sigma}[\gamma\gamma \rightarrow \mathcal{P}; W_{\gamma\gamma}], \quad (1)$$

onde \otimes representa uma lacuna de rapidez no estado final, \sqrt{s} é a energia do centro de massa em a colisão eA e $f_{\gamma/i}$ é a função de distribuição dos fótons gerados pela partícula i (i = e, A) com uma energia de fóton ω_i . Aqui, $\hat{\sigma}$ é a seção transversal para a produção de partículas em um $\gamma\gamma$ interação com uma determinada energia de centro de massa fóton-fóton $W_{\gamma\gamma}$. Em nossa análise, tomamos o fluxo associado ao elétron conforme dado por Budnev, et al. (1975)

$$f_{\gamma/e}(\omega_e) = \frac{\alpha_{em}}{\pi\omega_e} \int \frac{dQ^2}{Q^2} \left[\left(1 - \frac{\omega_e}{E_e}\right) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2}\right) + \frac{\omega_e^2}{2E_e^2} \right], \quad (2)$$

onde ω_e representa a energia do fóton gerado pelo elétron com um bombardeio energia E_e e Q^2 representa sua virtualidade É importante ressaltar que o estudo de $\gamma^*\gamma$ interações em colisões eA nos permitem restringir a descrição dos fatores de forma de transição de mésons, conforme demonstrado por Babiarz et al. (2023), mas a análise deste caso interessante está além do escopo do presente artigo. Para o núcleo, assumiremos que a distribuição de fótons é dada por Bertulani e Baur (1988):

$$f_{\gamma/A}(\omega_A) = \frac{Z^2\alpha}{\pi^2} \int d^2r \frac{1}{r^2 v^2 \omega_A} \cdot \left[\int u^2 J_1(u) F \left(\sqrt{\left(\frac{rv_A}{\gamma_L}\right)^2 + u^2} \right) \frac{1}{\left(\frac{rv_A}{\gamma_L}\right)^2 + u^2} du \right]^2, \quad (3)$$

onde $F(q)$ representa o fator de forma de carga do núcleo, γ_L é o laboratório de Lorentz fator e v é a velocidade do núcleo. O espectro de fótons gerado pelo núcleo será estimado usando um fator de forma realista, correspondendo a uma transformada de Fourier de uma distribuição de densidade de carga Wood-Saxon do núcleo (Woods e Saxon, 1954). A seção de choque $\sigma_{\gamma\gamma}$ para a fotoprodução do estado P em interações $\gamma\gamma$ pode ser estimada, no nível de Born, empregando a fórmula de Low (Low, 1960). Tal fórmula expressa essa cruz seção em função da largura de decaimento de dois fótons $\Gamma_{P \rightarrow \gamma\gamma}$, ou seja,

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow P}(\omega_e, \omega_A) = 8\pi^2 (2J+1) \frac{\Gamma_{P \rightarrow \gamma\gamma}}{M_P} \delta(4\omega_e \omega_A - M_P^2), \quad (4)$$

onde M_P e J são a massa e o spin da partícula produzida, respectivamente. Tem-se que o estado final será caracterizado pela partícula P, que será produzida em uma rapidez y com momento transversal p_\perp , duas partículas recuadas intactas (elétron e núcleo) e a existência de duas lacunas de rapidez que são regiões vazias de pseudo-rapidez separando as partículas intactas do estado P produzido. No sistema de centro de massa (cm) eA, as energias dos fótons ω_i são expressas em termos do rapidez y

$$\omega_e = \frac{M_P}{2} e^{+y} \quad \text{and} \quad \omega_A = \frac{M_P}{2} e^{-y}. \quad (5)$$

Outra motivação para estudar a produção de partículas por interações $\gamma\gamma$ em colidores de elétrons é que o mecanismo de produção é sensível ao processo de aniquilação, $P \rightarrow \gamma\gamma$ e, portanto, à função de onda de partículas.

Particle	Mass (MeV)	Decay width $\Gamma_{\gamma\gamma}$ (keV)
$\eta(547)$	547.9	0.515
$\eta'(958)$	957.8	4.28
$f_0(980)$	990.0	0.29
$f_2(1270)$	1275.4	2.60
$\eta_c(1S)$	2984.1	5.10
$\chi_{c0}(1P)$	3414.7	33.60
$\chi_{c2}(1P)$	3556.2	0.578
$\eta_c(2S)$	3637.7	1.3
$X(3915)$	3919.4	0.200
$X(3940)$	3942.0	0.330
$X(4140)$	4146.0	0.630
$X(6900)$	6886.0	67.0

Table 1- . Propriedades das partículas consideradas em nossa análise. As larguras de decaimento para os estados X são os valores teóricos apresentados nas referências. Para os outros estados, os valores são os seguintes:apresentado no PDG

	eAu (EicC)	eAu (EIC)	ePb (LHeC)	ePb (FCC-eh)
$\eta(547)$	253.51 (12.67 $\times 10^9$)	2126.88 (2.13 $\times 10^{11}$)	7905.82 (7.91 $\times 10^9$)	12299.90 (92.25 $\times 10^9$)
$\eta'(958)$	125.50 (6.28 $\times 10^9$)	2126.32 (2.13 $\times 10^{11}$)	9403.02 (9.40 $\times 10^9$)	15341.50 (0.11 $\times 10^{11}$)
$f_0(980)$	7.25 (0.36 $\times 10^9$)	125.59 (12.56 $\times 10^9$)	568.22 (0.57 $\times 10^9$)	925.65 (6.94 $\times 10^9$)
$f_2(1270)$	76.90 (3.85 $\times 10^9$)	2096.30 (2.10 $\times 10^{11}$)	10418.05(10.40 $\times 10^9$)	17455.26 (1.31 $\times 10^{11}$)
$\eta_c(1S)$	17.53 $\times 10^{-3}$ (0.88 $\times 10^6$)	23.41 (2.34 $\times 10^9$)	194.22 (0.19 $\times 10^9$)	356.98 (2.68 $\times 10^9$)
$\chi_{c0}(1P)$	19.15 $\times 10^{-3}$ (0.96 $\times 10^6$)	85.20 (8.52 $\times 10^9$)	777.34 (0.78 $\times 10^9$)	1466.98 (11.00 $\times 10^9$)
$\chi_{c2}(1P)$	0.68 $\times 10^{-3}$ (34.00 $\times 10^3$)	6.16 (0.62 $\times 10^9$)	57.81 (57.81 $\times 10^6$)	109.62 (0.82 $\times 10^9$)
$\eta_c(2S)$	0.25 $\times 10^{-3}$ (12.55 $\times 10^3$)	2.44 (0.24 $\times 10^9$)	23.95 (23.95 $\times 10^6$)	45.29 (0.34 $\times 10^9$)
$X(3915)$	1.40 $\times 10^{-5}$ (0.70 $\times 10^3$)	0.27 (27.00 $\times 10^6$)	2.79 (2.79 $\times 10^6$)	5.38 (5.38 $\times 10^6$)
$X(3940)$	2.22 $\times 10^{-5}$ (1.11 $\times 10^3$)	0.44 (44.00 $\times 10^6$)	4.51 (4.51 $\times 10^6$)	8.70 (65.25 $\times 10^6$)
$X(4140)$	2.87 $\times 10^{-5}$ (1.44 $\times 10^3$)	0.65 (65.00 $\times 10^6$)	7.12 (7.12 $\times 10^6$)	13.85 (0.10 $\times 10^9$)
$X(6900)$	2.28 $\times 10^{-6}$ (114.15)	5.37 (0.54 $\times 10^9$)	111.67 (0.11 $\times 10^9$)	240.70 (1.81 $\times 10^9$)

Table 2 -Seções de choque totais em nanobarns (taxas de eventos por ano) para a produção de partículas via interações $\gamma\gamma$ em colisões eA

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Aqui estimamos as seções de choques totais considerando as configurações de energia e alvo planejadas para os futuros colisores elétron-íon no BNL, CERN e na China. No futuro colisor elétron-íon a ser construído no BNL, espera-se que feixes de elétrons com energias de até 18 GeV colidem com íons pesados com energias abaixo de 100 GeV [24]. Os feixes de colisão alcançarão luminosidades no intervalo de 1033 –1034 cm⁻²s⁻¹. Em nossos cálculos, assumimos elétrons e Energias de íons de Au: (Ee, EAu) = (18, 100) GeV, como um exemplo típico.

Tem-se que a seção transversal para um determinado estado final aumenta com a energia, que é diretamente associado ao aumento do número de fótons disponíveis para a interação $\gamma\gamma$. Durante mésons leves, prevemos seções de choque da ordem de μb e \approx eventos 1011 (1019) por ano no EIC (LHeC). Em contraste com os estados do charmônio (charmoniumlike), com exceção da produção X(6900). No EicC, a produção de estados massivos é fortemente suprimida devido ao pequeno espaço de fase disponível.

	eAu (EicC)	eAu (EIC)	ePb (LHeC)	ePb (FCC-eh)
$\eta(547)$	5.74 (0.29 $\times 10^9$)	88.60 (8.86 $\times 10^9$)	319.60 (0.32 $\times 10^9$)	457.29 (3.35 $\times 10^9$)
$\eta'(958)$	0.24 (12.00 $\times 10^6$)	8.34 (0.83 $\times 10^9$)	34.55 (34.55 $\times 10^6$)	51.51 (0.39 $\times 10^9$)
$f_0(980)$	2.44 $\times 10^{-5}$ (1.22 $\times 10^3$)	0.80 $\times 10^{-3}$ (80.00 $\times 10^3$)	3.37 $\times 10^{-3}$ (3.37 $\times 10^3$)	5.27 $\times 10^{-3}$ (39.53 $\times 10^3$)
$f_2(1270)$	19.80 $\times 10^{-5}$ (9.80 $\times 10^3$)	8.55 $\times 10^{-3}$ (0.85 $\times 10^6$)	39.05 $\times 10^{-3}$ (39.05 $\times 10^3$)	59.35 $\times 10^{-3}$ (0.45 $\times 10^6$)
$\eta_c(1S)$	2.38 $\times 10^{-6}$ (0.12 $\times 10^3$)	3.34 $\times 10^{-3}$ (0.33 $\times 10^6$)	24.81 $\times 10^{-3}$ (24.81 $\times 10^3$)	40.00 $\times 10^{-3}$ (0.30 $\times 10^6$)
$\chi_{c0}(1P)$	57.33 $\times 10^{-6}$ (2.87 $\times 10^3$)	0.24 (24.00 $\times 10^6$)	2.01 (2.01 $\times 10^6$)	3.29 (24.68 $\times 10^6$)
$\chi_{c2}(1P)$	0.19 $\times 10^{-6}$ (9.50)	1.61 $\times 10^{-3}$ (0.16 $\times 10^6$)	13.79 $\times 10^{-3}$ (13.79 $\times 10^3$)	22.76 $\times 10^{-3}$ (0.17 $\times 10^6$)
$\eta_c(2S)$	27.28 $\times 10^{-9}$ (1.35)	0.24 $\times 10^{-3}$ (24.35 $\times 10^3$)	2.17 $\times 10^{-3}$ (2.17 $\times 10^3$)	3.60 $\times 10^{-3}$ (26.97 $\times 10^3$)
$X(3915)$	2.15 $\times 10^{-10}$ (10.75 $\times 10^{-3}$)	3.84 $\times 10^{-6}$ (0.38 $\times 10^3$)	36.31 $\times 10^{-6}$ (36.31)	60.88 $\times 10^{-6}$ (0.46 $\times 10^3$)
$X(3940)$	1.87 $\times 10^{-10}$ (9.35 $\times 10^{-3}$)	3.40 $\times 10^{-6}$ (0.34 $\times 10^3$)	3.23 $\times 10^{-5}$ (32.30)	5.42 $\times 10^{-5}$ (0.41 $\times 10^3$)
$X(4140)$	2.17 $\times 10^{-10}$ (10.85 $\times 10^{-3}$)	4.59 $\times 10^{-6}$ (0.46 $\times 10^3$)	46.50 $\times 10^{-6}$ (46.50)	78.82 $\times 10^{-6}$ (0.59 $\times 10^3$)
$X(6900)$	0.91 $\times 10^{-9}$ (45.26 $\times 10^{-3}$)	2.11 $\times 10^{-3}$ (0.21 $\times 10^6$)	41.87 $\times 10^{-3}$ (41.87 $\times 10^3$)	77.91 $\times 10^{-3}$ (0.58 $\times 10^6$)

Table 3 .Seções de choque transversais em nanobarns (taxas de eventos por ano) para a produção de um sistema de dois fótons do decaimento de um méson criado por interações $\gamma\gamma$ em colisões eA. Consideramos cortes cinemáticos na pseudorapidez e energia de cada fóton após o decaimento.

Tem-se que a seção transversal para um determinado estado final aumenta com a energia, que é diretamente associado ao aumento do número de fótons disponíveis para a interação $\gamma\gamma$. Durante mésons leves, prevemos seções de choque da ordem de μb e \approx eventos 1011 (1019)por ano no EIC (LHeC). Em contraste com os estados do charmônio charmoniumlike), nossos cálculos mostram uma redução por um fator 102(103), com exceção da produção X(6900). No EicC, a produção de estados massivos é fortemente suprimida devido ao pequeno espaço de fase disponível.

Os resultados apresentados acima motivam uma análise da separação experimental de eventos.A seguir, consideraremos que, as partículas decaem novamente em fótons. Consequentemente, o estado final inclui o elétron, o íon, os

dois fótons e a ocorrência de duas lacunas de rapidez. A massa invariante dos dois fótons atingirá o pico em $W_{\gamma\gamma} \approx MP$. Tal comportamento é observado, onde apresentamos a distribuição diferencial, $d\sigma/dW_{\gamma\gamma}$, em função de $W_{\gamma\gamma}$ para partículas distintas decaindo em dois fótons, calculado para a energia EIC. Para comparação, a distribuição diferencial associada aos processos LbL também são apresentados. Em vários casos, a contribuição LbL para a produção de difótons é maior do que a do decaimento da partícula. Para verificar se é possível separar essas duas contribuições, estudaremos as consequências dos cortes cinemáticos para as pseudo-rapidez e energias dos fótons em nossos cálculos.

Central mass	eAu (EicC)	eAu (EIC)	ePb (LHeC)	ePb (FCC-eh)
$M_{\rho}(947)$	$17.98 \times 10^{-3} (0.96 \times 10^6)$	$0.29 (29.21 \times 10^6)$	$1.01 (1.01 \times 10^6)$	$1.45 (10.86 \times 10^6)$
$M_{\omega}(782)$	$3.88 \times 10^{-3} (0.19 \times 10^6)$	$0.12 (12.25 \times 10^6)$	$0.50 (0.50 \times 10^6)$	$0.75 (5.63 \times 10^6)$
$f_0(980)$	$3.54 \times 10^{-3} (0.18 \times 10^6)$	$0.11 (11.48 \times 10^6)$	$0.48 (0.48 \times 10^6)$	$0.71 (5.35 \times 10^6)$
$M_{\eta}(1270)$	$1.57 \times 10^{-3} (78.55 \times 10^6)$	$73.24 \times 10^{-3} (7.32 \times 10^6)$	$0.33 (0.33 \times 10^6)$	$0.51 (3.79 \times 10^6)$
$M_{\eta}(18)$	$10.14 \times 10^{-6} (507.21)$	$14.10 \times 10^{-3} (1.41 \times 10^6)$	$0.10 (0.10 \times 10^6)$	$0.17 (1.26 \times 10^6)$
$M_{\omega(127)}$	$1.95 \times 10^{-6} (97.59)$	$9.32 \times 10^{-3} (0.93 \times 10^6)$	$77.12 \times 10^{-3} (77.12 \times 10^3)$	$0.13 (0.95 \times 10^6)$
$M_{\omega(142)}$	$1.15 \times 10^{-6} (57.97)$	$8.16 \times 10^{-3} (0.82 \times 10^6)$	$70.61 \times 10^{-3} (70.61 \times 10^3)$	$0.12 (0.87 \times 10^6)$
$M_{\eta(128)}$	$0.87 \times 10^{-6} (43.63)$	$7.59 \times 10^{-3} (0.76 \times 10^6)$	$66.94 \times 10^{-3} (66.94 \times 10^3)$	$0.11 (0.83 \times 10^6)$
$M_X(3015)$	$0.37 \times 10^{-6} (18.64)$	$5.90 \times 10^{-3} (0.59 \times 10^6)$	$56.26 \times 10^{-3} (56.26 \times 10^3)$	$94.23 \times 10^{-3} (0.71 \times 10^6)$
$M_X(3940)$	$0.35 \times 10^{-6} (17.57)$	$5.79 \times 10^{-3} (0.58 \times 10^6)$	$55.50 \times 10^{-3} (55.49 \times 10^3)$	$93.00 \times 10^{-3} (0.71 \times 10^6)$
$M_X(4140)$	$0.21 \times 10^{-6} (10.67)$	$4.85 \times 10^{-3} (0.49 \times 10^6)$	$49.14 \times 10^{-3} (49.14 \times 10^3)$	$82.93 \times 10^{-3} (0.62 \times 10^6)$
$M_X(6900)$	$0.25 \times 10^{-9} (12.28 \times 10^{-3})$	$0.66 \times 10^{-3} (66.39 \times 10^3)$	$13.15 \times 10^{-3} (13.15 \times 10^3)$	$24.59 \times 10^{-3} (0.18 \times 10^6)$

Table 4-Seções transversais em nb (taxas de eventos por ano) para espalhamento de LbL em colisões eA. As previsões derivadas considerando cortes na pseudorapidez e energia de cada fóton final,

As previsões de LbL são menores (mesma ordem) do que os resultados para a produção de luz mésons (estados de charmonium). Em contraste, as previsões de LbL são maiores do que as do produção de estados semelhantes a harmônios, exceto para o estado X (6900). É importante enfatizar que o fundo contínuo pode ser fortemente reduzido medindo o LbL espalhamento em uma região livre de ressonância, por exemplo, em uma faixa de massa invariante abaixo e acima do pico determinado pelo estado P, que permite uma restrição na magnitude do pico. Como subproduto, a contribuição dos eventos LbL pode ser amplamente reduzida.

4. CONCLUSÕES

Neste trabalho, realizamos um estudo exploratório da produção de partículas por interações $\gamma\gamma$ em colisões elétron-núcleo nos colididores EicC, EIC, LHeC e FCC-eh. Previmos seções de choque totais e taxas de eventos por ano. Além disso, consideramos o decaimento dos estados produzidos em um sistema de diphotons, utilizando cortes cinemáticos nas rapididades e energias dos fótons. Também demonstramos que um grande número de eventos associados a mésons leves e estados de charmonium é esperado nos colisores futuros, o que nos permitirá melhorar nosso entendimento sobre sua estrutura e propriedades. Além disso, a investigação de estados tipo charmonium também será, em princípio, viável. Em particular, nossos resultados indicam que o EIC é um colisor potencial para produzir estados exóticos.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- M. Karliner, J. L. Rosner and T. Skwarnicki, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 68, 17-44 (2018)
- A. A. Natale, Phys. Lett. B 362, 177-181 (1995)
- C. A. Bertulani, Phys. Rev. C 79, 047901 (2009)
- V. P. Goncalves, D. T. Da Silva and W. K. Sauter, Phys. Rev. C 87, 028201 (2013).
- J. L. Abelleira Fernandez et al. [LHeC Study Group Collaboration], J. Phys. G 39, 075001 (2012); P. Agostini et al., J. Phys. G 48, no.11, 110501 (2021).
- V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin and V. G. Serbo, Phys. Rept. 15, 181 (1975).
- I. Babiarz, V. P. Goncalves, W. Schäfer and A. Szczurek, Phys. Lett. B 843, 138046 (2023)
- C. A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep. 163, 299 (1988); F. Krauss, M. Greiner and G. Soff, Prog. Part. Nucl. Phys. 39, 503 (1997).; G. Baur, K. Hencken and D. F. E. Low, Phys. Rev. 120, 582 (1960).