

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:
reinaldofrancener@gmail.com*

1. INTRODUÇÃO

Hádrons exóticos não podem ser facilmente acomodados em estados qq^- 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 o 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 predições 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,

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

onde \otimes representa uma lacuna de rapidez no estado final, \sqrt{s} é a energia do centro de massa em a colisão eA e $f_{y/i}$ 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):

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

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

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

Table 3 .Seções de choque transversais em nanobarns (taxas de eventos por ano) para a produção de um sistema de dois fôtons do decaimento de um méson criado por interações $\gamma\gamma$ em colisões eA. Consideraremos cortes cinematicos 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 fôtons 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 fôtons. 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)
$M_{\eta(547)}$	17.98×10^{-3} (0.90×10^6)	0.29 (29.21×10^6)	1.01 (1.01×10^6)	1.45 (10.86×10^6)
$M_{\eta'(958)}$	3.88×10^{-3} (0.19×10^6)	0.12 (12.25×10^6)	0.50 (0.50×10^6)	0.75 (5.63×10^6)
$f_0(980)$	3.54×10^{-3} (0.18×10^6)	0.11 (11.48×10^6)	0.48 (0.48×10^6)	0.71 (5.35×10^6)
$M_{f_0(1270)}$	1.57×10^{-3} (78.55×10^3)	73.24×10^{-3} (7.32×10^6)	0.33 (0.33×10^6)	0.51 (3.79×10^6)
$M_{\eta(1S)}$	10.14×10^{-6} (507.21)	14.10×10^{-3} (1.41×10^6)	0.10 (0.10×10^6)	0.17 (1.26×10^6)
$M_{X_{c0}(1P)}$	1.95×10^{-6} (97.59)	9.32×10^{-3} (0.93×10^6)	77.12×10^{-3} (77.12×10^3)	0.13 (0.95×10^6)
$M_{X_{c0}(1P)}$	1.15×10^{-6} (57.97)	8.16×10^{-3} (0.82×10^6)	70.61×10^{-3} (70.61×10^3)	0.12 (0.87×10^6)
$M_{\eta_c(2S)}$	0.87×10^{-6} (43.63)	7.59×10^{-3} (0.76×10^6)	66.94×10^{-3} (66.94×10^3)	0.11 (0.83×10^6)
$M_X(3915)$	0.37×10^{-6} (18.64)	5.90×10^{-3} (0.59×10^6)	56.26×10^{-3} (56.26×10^3)	94.23×10^{-3} (0.71×10^6)
$M_X(3940)$	0.35×10^{-6} (17.57)	5.79×10^{-3} (0.58×10^6)	55.50×10^{-3} (55.49×10^3)	93.00×10^{-3} (0.71×10^6)
$M_X(4140)$	0.21×10^{-6} (10.67)	4.85×10^{-3} (0.49×10^6)	49.14×10^{-3} (49.14×10^3)	82.93×10^{-3} (0.62×10^6)
$M_X(6900)$	0.25×10^{-9} (12.28×10^{-3})	0.66×10^{-3} (66.39×10^3)	13.15×10^{-3} (13.15×10^3)	24.59×10^{-3} (0.18×10^6)

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. Szczerba, 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).