

## COLISÕES ULTRA-PERIFÉRICAS E PRODUÇÃO DE DILÉPTON POR FUSÃO DE FÓTONS

ÁGATA ACHTERBERG SANCHOTENE PACHECO<sup>1</sup>; WERNER KRAMBECK SAUTER<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Universidade Federal de Pelotas– agatapacheco30@gmail.com

<sup>2</sup>Universidade Federal de Pelotas– werner.sauter@ufpel.edu.br

### 1. INTRODUÇÃO

O processo da compreensão da constituição fundamental da matéria a qual constitui a natureza compreende diversos métodos experimentais que tiveram o seu papel no avanço do campo da física de partículas (GRIFFITHS, 1987). Os últimos avanços nessa área têm sido obtidos a partir das colisões de íons (partículas compostas como núcleos e núcleons e fundamentais como elétrons) em colidores de partículas de última geração tais como o LHC (Large Hadron Collider – Grande Colisor de Hádrons) ou o RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider – Colisor Relativístico de Íons Pesados). Nestes laboratórios, certas partículas são aceleradas usando eletroímãs, as quais alcançam velocidades próximas às da luz. Diversas colisões ocorrem nesses aceleradores, uma das quais é de particular interesse: as colisões ultra-periféricas (BAUR *et al.*, 2002).

Colisões ultra-periféricas são caracterizadas por um maior parâmetro de impacto e pela alta velocidade dos íons incidentes, sendo esta próxima à da luz (BERTULANI; KLEIN; NYSTRAND, 2005). Uma série de fenômenos de interesse podem ser estudados nesse tipo de colisão, dos quais destacamos as colisões  $\gamma\gamma$  (fóton-fóton). Por conta da alta velocidade relativa dos íons um com o outro, os campos eletromagnéticos destes interagem fortemente, de maneira que se torna possível a produção de partículas pelo processo de fusão dos fótons virtuais dos campos, como visto na Figura 1.1. Destes processos, a produção de pares de léptons (dilépton) é de particular interesse.

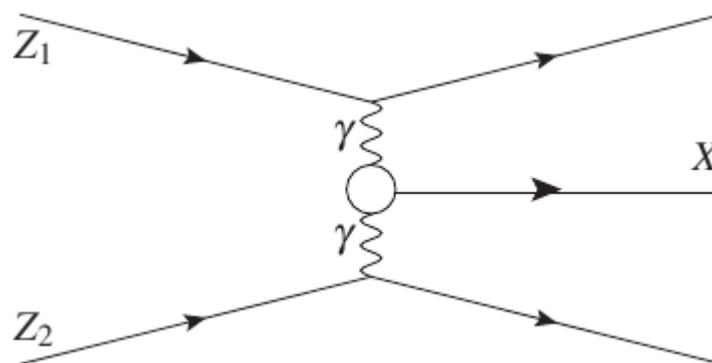


Figura 1.1: Processo de fusão de fótons e produção de um estado final X.

Com isso, a obtenção das seções de choque dos possíveis processos se torna um problema teórico de evidente importância. Para o cálculo destas se faz o uso dos fluxos, ou espectros, de fótons virtuais dos íons, os quais podem ser obtidos

pelo Método dos Fótons Equivalentes, útil para tratar de núcleos pesados, em que se aproxima o núcleo como uma esfera com distribuição homogênea de carga.

## 2. METODOLOGIA

A seção de choque total de um processo de fusão de fótons a partir de íons incidentes é dada em termos da seção de choque fundamental da fusão de fótons e dos fluxos de fótons dos íons incidentes. Esta, então, é dada pela integral em termos da energia disponível para produção do estado final, nesse caso o dilépton,

$$\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 Z_2 l^+ l^-} = \iint \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{d\omega_2}{\omega_2} n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2), \quad (1)$$

em que os  $n(\omega_i)$  são os fluxos de fótons dos íons e  $\sigma_{\gamma\gamma}$  é a seção de choque fundamental para o processo de fusão de fótons. Para a produção de dilépton, a seção de choque fundamental é dada pela equação de Breit-Wheeler,

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{4\pi\alpha^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \left\{ 2 \ln[\gamma(1+\beta)] \left( \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{2\gamma^4} \right) - \beta \left( 1 + \frac{1}{\gamma^2} \right) \right\}, \quad (2)$$

escrita aqui em termos dos parâmetros relativísticos  $\beta = \sqrt{1-1/\gamma^2}$  e  $\gamma = W_{\gamma\gamma}/2m_l$ , onde  $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$  é a energia disponível no centro de massa dos fótons e  $m_l$  é a massa do lépton (KLUSEK-GAWENDA, 2014).

Os fluxos de fótons podem ser obtidos por diversas aproximações que são escolhidas a depender do íon incidente que queiramos tratar. Para íons pesados, como núcleos de ouro e chumbo, o Método dos Fótons Equivalentes de Weiszäcker-Williams é uma aproximação suficientemente boa. Essa é dada em termos da energia do fóton (por isso espectro) como,

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{Z^2 \alpha}{\beta^2 \omega} \left\{ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\beta^2}{2} \xi^2 [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \right\}, \quad (3)$$

em que  $\xi = \omega b/\gamma v$  onde  $b$  é o parâmetro mínimo de impacto escolhido, usualmente dado como duas vezes o raio nuclear dos íons (CARUSO, 2009). Para o caso de elétrons como íons incidentes o seguinte fluxo de fótons pode ser usado,

$$n(\omega) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[ \left( \frac{E-\omega}{E} + \frac{\omega^2}{2E^2} \right) \ln \frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2} - \left( 1 - \frac{\omega}{E} \right) \left( 1 - \frac{Q_{min}^2}{Q_{max}^2} \right) \right], \quad (4)$$

em que  $Q_{min}$  e  $Q_{max}$  são as virtualidades mínima e máxima dos fótons (BUDNEV *et al.*, 1975).

## 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A partir das equações (3) e (4) foram calculadas numericamente as curvas presentes na Figura 3.1 em termos da energia dos fótons. Estas demonstram que o espectro de fótons do elétron é mais dominante em regimes de altas energias do que ocorre para íons mais pesados, isso ocorre em virtude da massa pequena deste. Ainda assim, os íons pesados continuam sendo úteis experimentalmente em virtude de não emitirem radiação em fótons reais como os elétrons costumam (BAUR *et al.*, 2002). Para tanto, ainda é útil o entendimento do fluxo de fótons para estes íons pesados.

Para além dos fluxos de fótons, também têm-se a curva da seção de choque do processo de fusão de fótons em par de múons na Figura 3.2 dada pela equação

(2). Por conservação de energia é tido que o processo não ocorre para energias do centro de massa dos fótons  $W_{\gamma\gamma} < 2m_{\mu}$ . Além disso, o máximo da seção de choque foi calculado como sendo próximo da energia de centro de massa de 211,37 MeV, o que é notavelmente próximo da energia mínima para criação do par de múons.

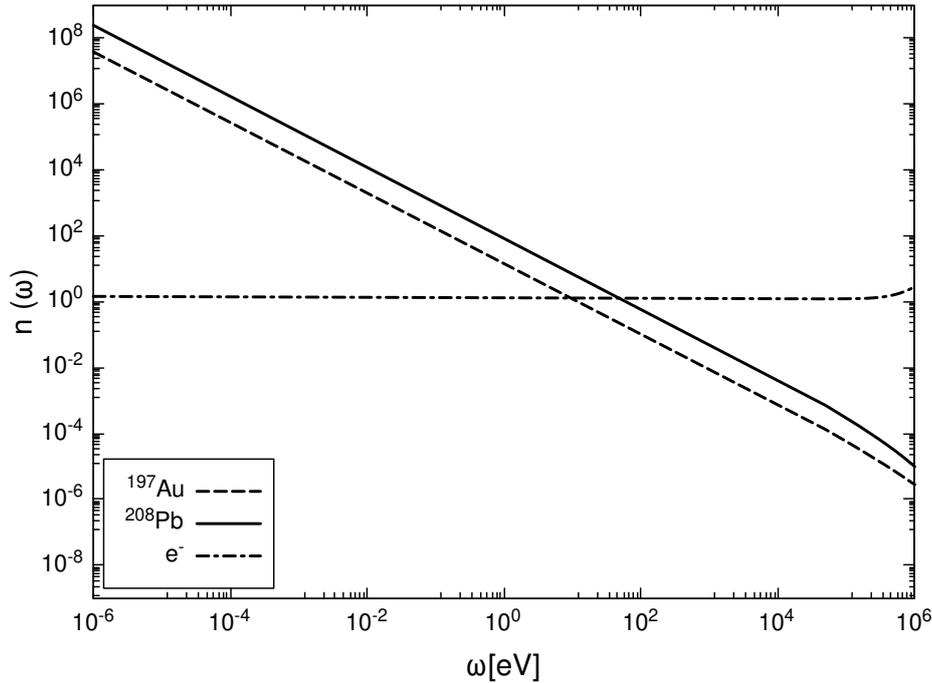


Figura 3.1: Fluxos de fótons para isótopos de ouro e chumbo usando a aproximação de Weiszäcker-Williams pela equação (3) e para o elétron usando a equação (4).

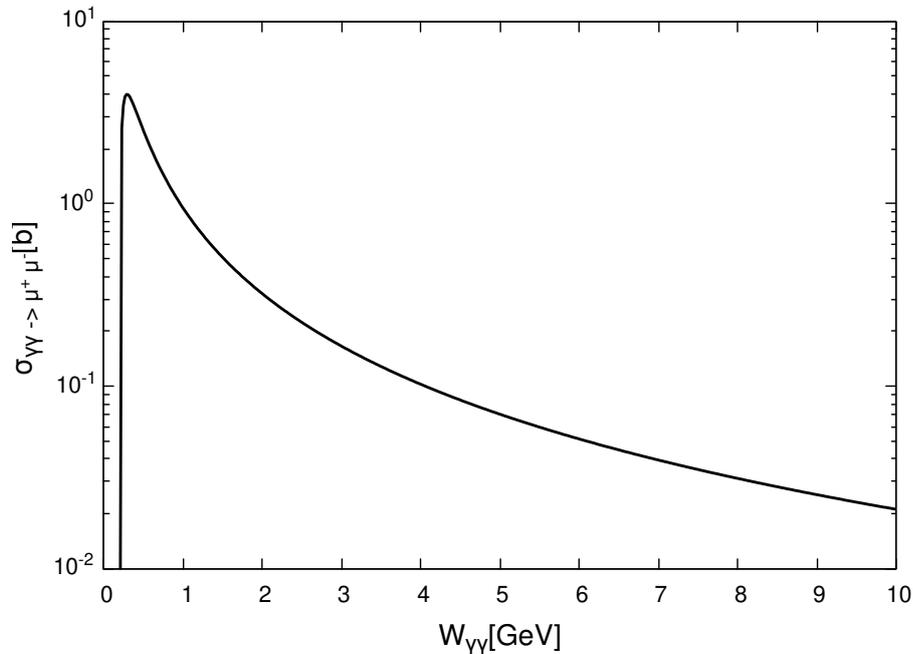


Figura 3.2: Seção de choque fundamental para o processo de fusão de fótons em par de múons usando a equação (2).

## 4. CONCLUSÕES

A partir do que foi apresentado neste trabalho é possível constatar o interesse no estudo dos processos em colisões ultraperiféricas. Além disso, a demonstração de um ferramentário teórico aproximativo permite a análise das seções de choque sem a necessidade de realizar cálculos de teoria quântica de campos para os processos em questão. Ainda há a necessidade de obter a seção de choque total a partir da integração numérica da integral da equação (1), algo que permitirá maior compreensão do processo de fusão de fótons em sua totalidade.

## 5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BAUR, G. *et al.* Coherent  $\gamma\gamma$  and  $\gamma A$  interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. **Physics Reports**, v. 364, n. 5, p. 359–450, 2002.

BERTULANI, C. A.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 55, n. 1, p. 271–310, 2005.

BUDNEV, V.M. *et al.* The two-photon particle production mechanism. physical problems. applications. equivalent photon approximation. **Physics Reports**, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975.

CARUSO, F. **Sobre o Método de Weizsäcker-Williams e suas Primeiras Aplicações**. Monografias do CBPF, 2009. Acessado em 8 out 2024. Online. Disponível em:

[https://cbpfindex.cbpf.br/publication\\_pdfs/mo00109.2009\\_07\\_01\\_15\\_36\\_02.pdf](https://cbpfindex.cbpf.br/publication_pdfs/mo00109.2009_07_01_15_36_02.pdf).

GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particles**. Nova Jersey: John Wiley & Sons, INC., 1987.

KLUSEK-GAWENDA, M. **Production of pairs of mesons, leptons and quarks in ultraperipheral ultrarelativistic heavy ion collisions**. 2014. Tese (Doutorado) – The Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics Polish Academy of Sciences, 2014.