

# Produção de monopólos magnéticos em colisões periféricas p-p e Pb-Pb no LHC

Jean Torres Reis

Orientador: Dr. Werner Krambeck Sauter

Curso de Pós-Graduação em Física  
Universidade Federal de Pelotas - UFPEL

25 de Agosto de 2015

- Disciplinas
- Motivação
- Introdução às Colisões Periféricas
- Seção de Choque de Fotoprodução
- Fluxo de Fótons
- Resultados Preliminares
- Futuros Trabalhos
- Referências

## 1º Semestre (cursado)

- Mecânica Quântica
- Seminários de Física de Partículas e Hadrons
- Tópicos de Física de Partículas e Hadrons
- Teoria Eletromagnética

## 2º Semestre (cursado)

- Seminários de Física de Partículas e Hadrons
- Mecânica Estatística
- Cromodinâmica Quântica

## 3º Semestre (cursando)

- Dissertação de Mestrado
- Estágio Docente
- Seminários de Física de Partículas e Hadrons
- Teoria Quântica de Campos

Em 1931 Dirac publicou um artigo onde ele mostrou que se considerarmos um solenóide infinitamente longo e fino nós podemos tratar suas extremidades como um monopólo magnético.

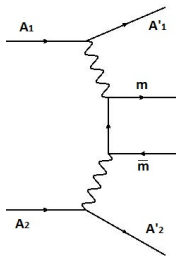
Neste mesmo artigo ele mostra que a existência de monopolos magnéticos explicaria a quantização da carga elétrica, através da relação:

$$eg = \frac{n}{2} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

hoje em dia conhecemos esta expressão como condição de quantização de Dirac (DQC).

# Introdução às Colisões Periféricas

O processo que estamos estudando é caracterizado pelo diagrama de Feynman abaixo, e assumimos que a seção de choque total fatoriza no fluxo de fótons e na seção de choque de produção de pares de partícula-antipartícula.



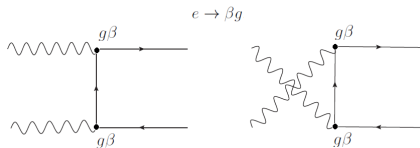
$$\sigma(A_1 + A_2 \rightarrow A_1 + A_2 + X) = \int_0^1 f(x_1) \int_0^1 f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s}) dx_1 dx_2 \quad (2)$$

onde  $\hat{s} = x_1 x_2 s$  e  $x$  é a fração de energia portado pelo fóton ( $x = k/E$ )

# Seção de Choque de Fotoprodução

Iremos tratar os monopólos como fermions assim como o elétron na QED, porém devido a DQC a constante de acoplamento é muito maior.

Os autores percebem que um monopolo interage com um elétron como um pósitron, e assim o acoplamento elétron-monopolo é  $\beta g$



onde  $\beta$  é a velocidade do monopólo dada por

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} \quad (3)$$

# Seção de Choque de Fotoprodução

Seguindo a comparação com o elétron, usaremos a formula de Breit-Wheeler, que é seção de choque de produção de pares de partícula-antipartícula.

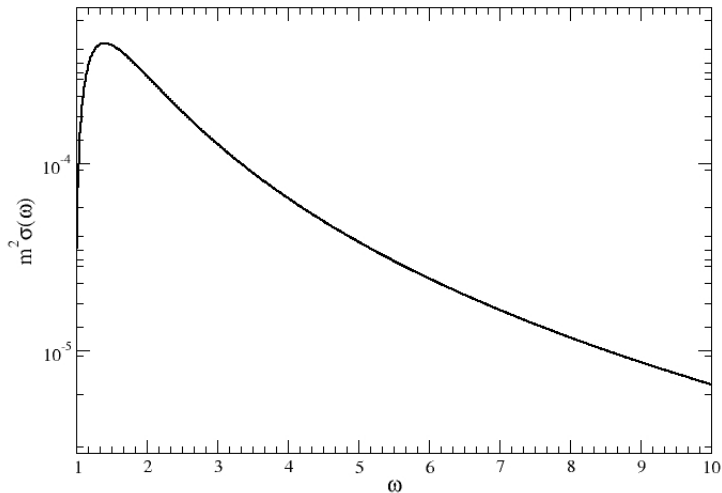
$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow m\bar{m}) = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha_g^2}{m^2} (1 - \beta^2) \left[ (3 - \beta^4) \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \quad (4)$$

$$\alpha_g = \beta^2 g^2$$

O gráfico de  $m^2\sigma(\gamma\gamma \rightarrow m\bar{m})$  em relação a  $\omega = \sqrt{\hat{s}}/2m$ . Assim a velocidade do monopólo pode ser escrita como

$$\beta = \sqrt{1 - \omega^{-2}}$$

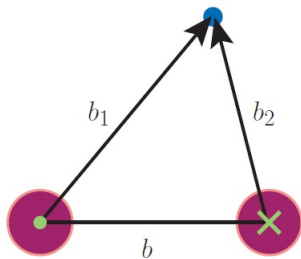
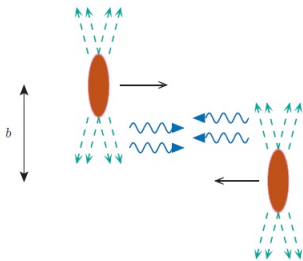
# Seção de Choque de Fotoprodução





# Fluxo de Fótons

Quando estamos tratando partículas relativísticas os campos eletromagnéticos comportam-se de forma diferente de um campo produzido por uma partícula em repouso.



Onde  $b$  é o parâmetro de impacto, em outras palavras é a distância entre as partículas. Para que a colisão seja periférica atribuímos um parâmetro de impacto mínimo  $b_{min} \geq (R_1 + R_2)$  assim descartamos uma colisão frontal entre as partículas

Para o fluxo de fótons de íons relativísticos resolvemos optar por utilizar a aproximação de fótons equivalentes a partir dos campos eletromagnéticos dos projéteis e levando em conta  $b_{min}$

$$f(x) = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1}{x} [2YK_0(Y)K_1(Y) - Y^2 (K_1^2(Y) - K_0^2(Y))] \quad (5)$$

onde  $K_0$  e  $K_1$  são funções modificadas de Bessel e  $Y = xM_A b_{min}$ . Outra forma para calcular o fluxo de fótons, onde levamos em conta um fator de forma que define a distribuição de carga do projétil.

Para partículas como próton ou núcleo o fluxo de fótons é dado por:

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \int_{Q_{min}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{min}^2}{Q^4} |F(Q^2)| dQ^2 \quad (6)$$

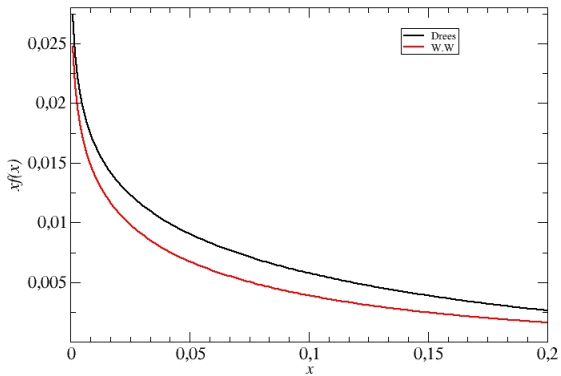
Onde  $Q^2$  é o 4-momento transferido do projétil, que tem o fator de forma  $|F(Q^2)|$  e  $Q_{min}^2$  é o momento mínimo transferido, que para uma aproximação é dado por  $Q_{min}^2 = (xM_A)^2/(1-x)$ .

O espectro de fótons para prótons foi calculado por Drees e Zeppenfeld. Eles usaram o fator de forma de dipolo  $F_E(Q^2) = 1/(1 + Q^2/0,71 \text{ GeV}^2)^2$  e encontraram

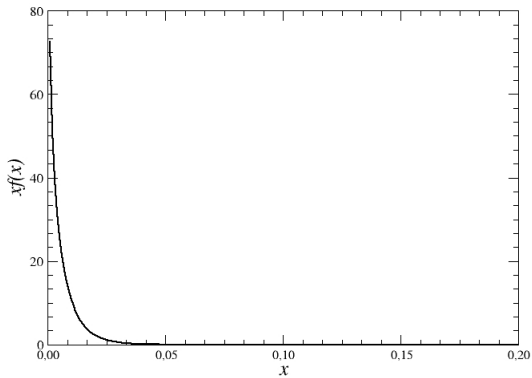
$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[ \ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right] \quad (7)$$

onde  $A = 1 + 0,71 \text{ GeV}^2/Q_{min}^2$ .

## Próton

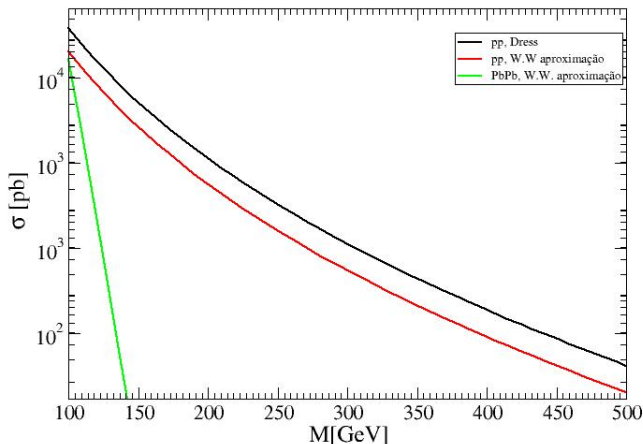


Íon (chumbo)



# Resultados Preliminares

Nós integramos a equação (2) utilizando os fluxos dados pelas equações (5) e (7) para energias de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  para o próton e  $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$  para o chumbo.



- Calcular a seção de choque PbPb considerando o fator de forma para o núcleo
- Calcular a seção de choque  $e^+e^-$
- Calcular a seção de choque para aniquilação de monopólos
- Repetir todos os processos para a produção de monopolium

- Quantized Singularities in the Electromagnetic Field - Dirac, Paul A.M. Proc.Roy.Soc.Lond. A133 (1931) 60-72 RX-722
- Sobre o Método de Weizsacker-Williams e suas Primeiras Aplicações - F. Caruso CBPF
- Coherent Particle Production At Relativistic Heavy Ion Colliders Including Strong Absorption Effects - Baur, G. et al. Nucl.Phys. A518 (1990) 786-800 Print-90-0313 (JULICH)
- Coherent  $\gamma\gamma$  and  $\gamma A$  interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders - Baur, G. et al. Physics Reports 364 (2002) 359-450
- Looking for magnetic monopoles at LHC with diphoton events - Epele, Luis N. et al. Eur.Phys.J.Plus 127 (2012) 60 arXiv:1205.6120 [hep-ph]
- Introduction to Magnetic Monopoles - Rajantie, Arttu Contemp.Phys. 53 (2012) 195-211 arXiv:1204.3077 [hep-th] IMPERIAL-TP-2012-AR-2



## AGRADECIMENTOS

