

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Dissertação

**Título: Fotoprodução de monopolos magnéticos e monopólio
em colisores de altas energias**

Jean Torres Reis

Pelotas, 2016

Jean Torres Reis

**Fotoprodução de monopolos magnéticos e monopolium em
colisores de altas energias**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Werner Krambeck Sauter

Pelotas, 2016

Jean Torres Reis

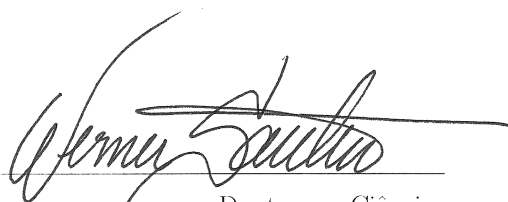
Título: Fotoprodução de monopolos magnéticos e monopolium em colisores de altas energias

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 29 de julho de 2016

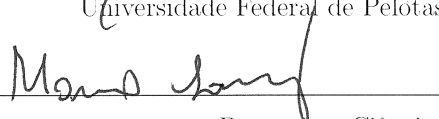
Banca examinadora:

Werner Krambeck Sauter (Orientador)



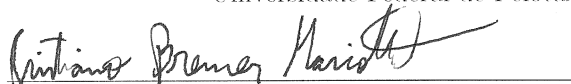
Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Mário Luiz Lopes da Silva



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Cristiano Brenner Mariotto



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Rio Grande

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais Nilvan Acosta reis e Catiana Vieira Torres e minha avó Eva Helena Acosta Reis, que sempre acreditaram no meu potencial. Mesmo quando eu não acreditava mais, eles me ajudaram a me levantar e me ajudaram a enfrentar diversas dificuldades.

Agradeço especialmente ao meu orientador Werner Krambeck Sauter, que me acompanha desde a graduação, sempre paciente, dedicado e me ajudando sempre que preciso. Quem sabe um dia eu possa ser um profissional tão bom e eficaz quanto ele.

A minha esposa Gleiciele Pereira Nunes que me acompanha nos bons e maus momentos, e fez com que essa caminhada de estudos fosse mais feliz.

Aos meus amigos, Luan Arbeletche, Edgar Huayra e Patricia Moreira que proporcionaram bons momentos.

Agradeço a CAPES pelo auxílio financeiro dedicado para a realização do trabalho apresentado nessa dissertação.

Agradeço a Universidade Federal de Pelotas e ao Programa de Pós-Graduação em Física, por todo apoio durante estes dois anos.

Por fim, agradeço a todos membros do Grupo de Altas e Médias Energias (GAME) pelos momentos de aprendizagem.

RESUMO

REIS, Jean, **Fotoprodução de monopolos magnéticos e monopolium em colisores de altas energias** 2016, 84p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2016.

Esta dissertação apresenta a busca por monopolos magnéticos nos colisores de partículas através de colisões ultraperiféricas entre duas partículas idênticas. O interesse em monopolos iniciou com o trabalho de Dirac sobre monopolos magnéticos estabelecendo uma relação entre as cargas elétrica e magnética, conhecida como condição de quantização de Dirac (DQC). Além da teoria de Dirac, outros modelos também preveem a existência de cargas magnéticas isoladas, como por exemplo, em Grandes Teorias de Unificação (GUT) que busca unificar todas as interações entre partículas.

Nós usaremos o mecanismo de fusão de fótons, emitidos pelas partículas incidentes, para a produção de monopolos. Nesse mecanismo, a interação dos monopolos é semelhante à interação do elétron com o pósitron. Em analogia ao acoplamento eletromagnético $\alpha_{el} = e^2$, o acoplamento entre os monopolos α_{mag} é obtido através das dualidades eletromagnéticas, fazendo a troca de e por βg , onde β é a velocidade dos monopolos produzidos, ou pela troca de e por g . Através da dualidade eletromagnética podemos considerar que o acoplamento monopolo-elétron, é dado pela substituição de e por g . Estes dois acoplamentos são muito grandes, consequência da DQC, e por isso métodos perturbativos podem ser exigidos, mas para o acoplamento βg podemos usar métodos não perturbativos quando a velocidade do monopolo é muito pequena.

Não há resultados experimentais conclusivos que comprovam a existência de monopolos magnéticos, mas através de experimentos, já realizados em colisores como o Tevatron e HERA, foram propostos limites para a massa mínima dessas partículas. O experimento MoEDAL foi construído ao redor do experimento LHCb no Grande Colisor de Hádrons com a finalidade de detectar partículas altamente ionizantes tais como monopolos magnéticos.

Nós estimamos a produção de monopolos no LHC com energias de 14 TeV para colisões próton-próton e 5,5 TeV para colisões chumbo-chumbo. O Colisor Linear Compacto (CLIC) não possui um experimento designado à busca de monopolos magnéticos, mas através de nossos resultados, esperamos uma produção maior que no LHC.

Palavras Chave: monopolos magnéticos, monopolium, colisões periféricas, fotoprodução, dualidade eletromagnética

ABSTRACT

REIS, Jean, **Photoproduction of magnetic monopoles and monopolium in high energy colliders** 2016, 84p. Dissertation (Mester Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2016.

This dissertation presents the search for magnetic monopoles in collider of particles through ultraperipheral collisions between two identical particles. The interest in monopoles started with Dirac work about magnetic monopoles that establishes a relationship between electric and magnetic charges, know as Dirac Quantization Condition (DQC). Besides the Dirac theory, others models too predict the existence of isolated magnetic charges, for example, in Great Unification Theory GUT, that search unify all interaction between particles.

We use photon fusion mechanism, emitted by incident particles, for the production of monopoles. In this mechanism, we assume that monopoles interact with the electron as a positron and, in analogy to electromagnetic coupling. The coupling between monopole and electron is obtained by exchange of e by βg , were β is the velocity of the produced monopoles. Through electromagnetic duality we can consider that the coupling monopole-electron, it is given by substituting e by g . These two couplings are very large, consequently of the DQC, and therefore methods perturbative may be required, but for the coupling βg , we can use nonperturbative methods when the velocity of the monopole is very small.

There is no conclusive experimental results that prove the existence of magnetic monopoles, but through experiments already performed in colliders as tevatron and HERA, limits for the minimum mass of these particles have been proposed. The experiment MoEDAL was constructed around of the LHCb in Large Hadron Collider LHC in order to detect highly ionizing particles such as magnetic monopoles.

We estimate the production of monopoles in LHC with energy of 14 TeV for collisions proton-proton and 5,5 TeV for lead-lead. The Linear Collider Compact (CLIC) does not have an experiment designed to search for magnetic monopoles, but through our results, we expect a production higher than the LHC.

Key-words: magnetic monopoles , Dirac monopoles, monopolium, peripheral collisions, photoproduction, electromagnetic duality

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	17
2	MONOPOLOS MAGNÉTICOS E O ELETROMAGNETISMO	21
2.1	Dualidade Eletromagnética	21
2.2	Interação Monopolo-Elétron	24
2.3	Conclusão	27
3	CONDIÇÃO DE QUANTIZAÇÃO DE DIRAC	29
3.1	Conclusão	32
4	MÉTODOS DE DETECÇÃO DE MONOPOLOS MAGNÉTICOS	33
4.1	Métodos de Detecção Direta	33
4.2	Métodos de Detecção Indireta	35
4.3	Busca Experimental dos Monopolos em Colisores de Partículas	35
4.4	Conclusão	37
5	CRIAÇÃO DE PARES POR FOTOPRODUÇÃO	39
5.1	Seção de Choque de Aniquilação de Pares de Léptons	40
5.2	Seção de Choque de Criação de Pares de Léptons e Monopolos Magnéticos	44
5.3	Conclusão	46
6	SEÇÃO DE CHOQUE DO MONOPOLIUM	47
6.1	Fotoprodução do Monopolium	48
6.2	Decaimento do Monopolium	51
6.3	Conclusão	52
7	NÚMERO DE FÓTONS EQUIVALENTES	53
7.1	Número de Fótons Equivalentes de Íons Pesados	54
7.2	Número de Fótons Equivalentes do Próton	57
7.3	Número de Fótons Equivalentes do Elétron	59
7.4	Conclusão	63

8	RESULTADOS	65
8.1	Produção de Monopolos	66
8.2	Produção de Monopolium	67
8.3	Monopolium Como Um Estado Ressonante de Dois Fótons	71
8.4	Número de Eventos para Produção de Monopolos e Monopolium	74
8.5	Conclusão	76
9	CONCLUSÕES	77
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	79

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Representação da produção de um par de monopolos magnéticos através de uma colisão elástica entre duas partículas carregadas.	19
2.1 Um pósitron movendo com velocidade v paralela ao eixo- x , em relação a um elétron localizado no ponto P	24
2.2 Processo de produção de monopolos via a fusão de dois fótons.	27
3.1 Representação da linha de Dirac.	31
5.1 Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o processo de aniquilação de pares produzindo um par de léptons.	39
5.2 Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o processo de criação de pares de léptons por dois fótons.	40
5.3 Processo de aniquilação de pares no referencial do laboratório.	41
5.4 Seção de choque da fusão de fótons produzindo o par de monopolos magnéticos	45
5.5 Diagrama caixa representando o laço de monopolos.	45
6.1 Diagramas de Feynman para o processo de fusão de dois fótons produzindo um monopolium (diagrama esquerdo) e o processo de fusão de dois fótons produzindo um monopolium e depois ele decai em dois fótons (diagrama direito).	47
6.2 Gráficos adimensionais das seções de choque de fotoprodução do monopolium, referentes as Equações (6.15) utilizando $n = 1$ (gráfico à esquerda) e (6.16) (gráfico à direita).	50
6.3 Gráficos adimensionais das seções de choque de fotoprodução do monopolium, referentes as Equações (6.20) (gráfico à esquerda) e (6.21) (gráfico à direita).	52
7.1 Colisão de duas partículas carregadas, de raio R_1 e R_2 separadas por uma parâmetro de impacto b	53
7.2 Pulso P_1 deslocando-se na direção do eixo- z e um pulso P_2 deslocando-se na direção do eixo- x	55
7.3 Número de fótons equivalentes para o chumbo em função da fração de energia portada pelo fóton, considerando o método de Weizsäcker-Williams.	57
7.4 Número de fótons equivalentes para o próton em função da fração de energia portada pelo fóton, considerando o método apresentado por Dress e Zeppenfeld (linha preta), Nystrand (linha vermelha) e o método de W. W. (linha azul).	59
7.5 Número de fótons equivalentes para do elétron em função da fração de energia portada pelo fóton, considerando o método apresentado por Frixione.	63

8.1	Seção de choque elástica para a produção do par monopolo-antimonopolo em função da massa do monopolo, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV e $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. Em ambas figuras, curvas vermelhas referem-se ao cálculo da seção de choque elástica utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams e curvas pretas, referem-se ao número de fótons equivalentes obtido por Drees e Zeppenfeld	66
8.2	Seção de choque elástica para a produção do par monopolo-antimonopolo em função da massa do monopolo, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 3,0$ TeV (figura à esquerda) e $\sqrt{s} = 1,4$ TeV (figura à direita). Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado, no cálculo da seção de choque elástica, é obtido por Frixione.	67
8.3	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.	68
8.4	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.	68
8.5	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.	69
8.6	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.	69
8.7	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.	70
8.8	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.	70

8.9	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.	71
8.10	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.	71
8.11	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.	72
8.12	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.	72
8.13	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.	73
8.14	Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.	73

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
8.1 Número de eventos para a produção de pares de monopolos, onde m é a massa do monopolo	74
8.2 Número de eventos para a produção de monopolium, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium	75
8.3 Número de eventos para a produção de monopolium, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium	75
8.4 Número de eventos para a produção de monopolium como estado ressonante de dois fótons, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium	75
8.5 Número de eventos para a produção de monopolium como estado ressonante de dois fótons, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium	76

1 INTRODUÇÃO

James Clerk Maxwell desenvolveu a teoria que unificou o magnetismo e a eletricidade e também explicou as propriedades da luz. Maxwell assumiu que cargas magnéticas não existem, mas sua teoria não explica porque e nem proíbe sua existência. Devido a ausência de cargas magnéticas isoladas, as equações de Maxwell possuem uma simetria elétrica-magnética que não pode ser realizada. Então podemos nos perguntar como iremos provar a existência dessas cargas e se elas existem e como encontraremos tais partículas? O modelo proposto por Dirac, em 1931, mostra que na Mecânica Quântica, monopolos magnéticos podem existir e que a existência dessas partículas explica a quantização da carga elétrica, através da Condição de Quantização de Dirac (DQC), dada por

$$eg = \frac{n}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.1)$$

onde e é a carga elétrica, g é a carga magnética. Além do modelo de Dirac, monopolos magnéticos são preditos por outros modelos de Física de Partículas como mostram as referências [1] e [2], em particular em Grandes Teorias de Unificação (GUT), que buscam descrever as interações eletromagnética, forte e fraca através de uma teoria unificada [3]. Através da Equação (1.1), para $n = 1$ a carga mínima do monopolo é $g_D = 68.5e$, conhecida como carga magnética de Dirac. Através da dualidade eletromagnética, que usaremos para descrever a interação dos monopolos, obtemos duas expressões para a constante de acoplamento

$$\alpha_{mag} = g^2 \quad e \quad \alpha_{mag} = \beta^2 g^2, \quad (1.2)$$

onde β é a velocidade do monopolo magnético. Assim, o valor da constante de acoplamento é $\alpha_{mag} = 34.5n^2$, ou $\alpha_{mag} = 34.5(n\beta)^2$. Quando o monopolo é relativístico não há diferença entre as constantes de acoplamento e por isso método não-perturbativo não poderia ser usado para descrever processos envolvendo monopolos magnéticos, devido ao grande acoplamento. No entanto, para o espalhamento elétron-monopolo a seção de choque difere do espalhamento elétron-elétron pela substituição [4]

$$\frac{e}{v} \rightarrow \frac{g}{c}. \quad (1.3)$$

Portanto, as interações do monopolo com a matéria, tais como espalhamento ou aniquilação, requerem apenas a troca da carga elétrica com a carga efetiva do monopolo βg , onde β é a velocidade do monopolo. Utilizaremos as duas expressões de α_{mag} para poder comparar a dependência da velocidade βg na seção de choque.

Além de monopolos magnéticos, este trabalho estuda o estado ligado, monopolo e antimo-

nopolo, conhecido como monopolium, apresentado pelas referências [5] e [6]. A dinâmica do processo de produção deste estado é semelhante ao processo de produção dos monopolos.

Os monopolos propostos por GUT tem a massa da ordem de 10^{17} TeV e por isso não podem ser produzidos por aceleradores atuais. No entanto modelos de Grande Unificação preveem monopolos de massa no alcance de 1 TeV até 15 TeV, mas esse limite ainda é muito grande.

A busca por monopolos magnéticos em colisores acontecem a muito tempo. Os monopolos que poderiam ser produzidos estão restritos a massas dentro do alcance de energia dos aceleradores. As buscas mais relevantes foram feitas utilizando dados de colisores e^+e^- , pp , $p\bar{p}$ e e^+p . Estas pesquisas têm utilizado uma série de técnicas para capturar as assinaturas de monopolos, como por exemplo, a busca indireta em colisores como LEP e Tevatron. Falaremos em mais detalhes sobre os experimentos envolvendo monopolos no capítulo (4).

O Grande Colisor de Hadrons (LHC) é o colisor com maior energia atualmente, com $\sqrt{s} = 14$ TeV em colisões pp e $\sqrt{s} = 5$ TeV em colisões $PbPb$. O experimento ATLAS já realizou experimentos de busca dos monopolos com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 7$ TeV usando uma luminosidade de 2 fb^{-1} em 2012 [7]. No entanto não foi encontrado sinal de monopolos produzidos. Outro experimento foi construído em torno do LHCb com a finalidade de encontrar estados altamente ionizantes, conhecido com MoEDAL [8]. Este experimento possui duas técnicas de detecção. Uma delas é baseada pilhas de detectores nucleares com uma superfície de aproximadamente 18 m^2 de área. Estes detectores são sensíveis à ionização de partículas superior a um limiar elevado. A outra técnica de detecção é feita pelo aprisionamento de partículas carregadas em uma matriz de cerca de 800 kg de amostras de alumínio. A análise dos dados obtidos por essas duas técnicas é feita fora do período de funcionamento do LHC. Já foram coletados os dados de colisões próton-próton com energias do centro de massa de $\sqrt{s} = 8$ TeV, que ocorreu em 2012 no LHC, para mais detalhes ver referência [9].

O colisor linear CLIC [10] está previsto para operar com energias de centro de massa de 0,5 TeV, 1,4 TeV e 3,0 TeV com colisões entre e^+e^- . Não está previsto um experimento designado à busca dos monopolos como no LHC, porém o alcance de energia do CLIC é muito promissor. Por isso este trabalho apresentará resultados para seções de choque de produção de monopolos magnéticos e monopolium envolvendo os processos de colisão pp , $PbPb$ e e^+e^- .

A Figura (1.1) representa o processo total da produção de um par de monopolos. Cada partícula emite fótons que interagem produzindo o par de monopolos. A representação da produção do monopolium é muito semelhante, mudando apenas o quadrado vermelho da figura, em outras palavras, ao invés de haver um par de monopolos teremos um estado

ligado de monopolos. Neste tipo de colisão, três casos podem acontecer:

- Colisão elástica: As partículas A_1 e A_2 permanecem intactas após a interação.
- Colisão semi-inelástica: Uma das partículas A_1 ou A_2 dissocia, ou seja, um fóton é enviado pela partícula que não dissocia e outro é emitido pelos constituintes da partícula que quebrou.
- Colisão inelástica: As duas partículas A_1 e A_2 dissociam e os fótons são emitidos pelos constituintes delas.

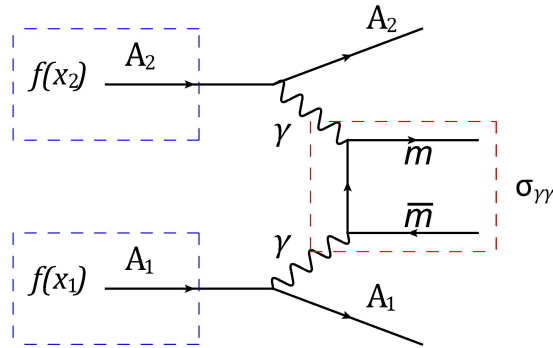


Figura 1.1 - Representação da produção de um par de monopolos magnéticos através de uma colisão elástica entre duas partículas carregadas.

A seção de choque total é a soma desses três casos. Iremos estudar apenas a colisão elástica, assim podemos analisar o processo puramente eletromagnético. A seção de choque de uma colisão elástica pode ser escrita como

$$\sigma_{el} = \int dx_1 f(x_1) \int dx_2 f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s}), \quad (1.4)$$

onde $x = \omega/E$ é a fração de energia portada pelo fóton, por sua vez E é a energia da partícula que emite o fóton, $f(x)$ é o número de fótons equivalentes, \hat{s} é a energia do centro de massa dos fótons e $\sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s})$ é a seção de choque de produção dos monopolos ou do monopolium. Vamos utilizar nesse trabalho unidades naturais ($c = 1$ e $\hbar = 1$) e gaussianas ($\epsilon_0 = 1/4\pi$).

O objetivo do nosso trabalho é calcular a seção de choque de produção de monopolos para colisões entre os processos descritos anteriormente, a fim de comparar os resultados para concluir qual processo é mais significativo. Para a produção do monopolium nós vamos utilizar a dinâmica adotada pela referência [6]. Também analisaremos a influencia da velocidade do monopolo na constante de acoplamento do monopolo magnético, tanto

na produção de monopolos quanto na produção de monopólio.

Esta dissertação está organizada da seguinte forma: no capítulo 2 apresentamos a dualidade eletromagnética utilizada para representar a interação dos monopolos com o fóton. Esta dualidade é muito importante, porque através dela todas as relações entre magnetismo e eletricidade podem ser obtidas através das equações de Maxwell.

No capítulo 3 mostramos o formalismo apresentado por Dirac para que ele chegasse na DQC. A ideia de Dirac para representar o monopolo magnético é um importante marco, pois ela mostra que a Mecânica Quântica pode prever a existência de monopolos magnéticos.

No capítulo 4 vamos apresentar alguns experimentos que já foram realizados para tentar encontrar os monopolos. Estes experimentos nos ajudaram a encontrar os limites da massa que vamos utilizar nessa dissertação.

Através da dualidade eletromagnética e da DQC podemos encontrar a seção de choque do subprocesso de produção dos monopolos sendo produzidos pela fusão dos fótons, que será apresentado no capítulo 5. Da mesma forma podemos encontrar a seção de choque para o monopólio, apresentada no capítulo 6.

No capítulo 7 abordamos o formalismo do número de fótons equivalentes utilizada para cada partícula incidente. Na Figura 1 fazemos uma representação do número de fótons equivalentes, desta forma podemos tratar a partícula incidente como uma fonte de fótons. O número de fótons equivalentes pode ser determinado por muitas maneiras diferentes. Nós escolhemos um para cada processo de colisão entre as partículas. O método de Weizsäcker-Williams será utilizado para o representar o chumbo. Para o próton vamos utilizar também o método dos fótons equivalentes, mas também vamos utilizar o número de fótons equivalentes proposto por Drees e Zeppenfeld [11]. Para o elétron vamos utilizar o número de fótons equivalentes desenvolvido por Frixione [12].

Por fim no capítulo 8 apresentamos os resultados obtidos a partir da Equação (1.4), detalhando cada caso apresentado no decorrer desta dissertação. E finalmente no capítulo 9 apresentamos nossas conclusões e perspectivas desse trabalho.

2 MONOPOLOS MAGNÉTICOS E O ELETROMAGNETISMO

A teoria de interações de monopolos magnéticos foi inicialmente formulada por Dirac [13] e depois desenvolvida em duas diferentes abordagens por Schwinger [14] e Zwanziger [15]. A teoria de Zwanziger apresenta uma Teoria Quântica de Campos para partículas carregadas eletricamente e magneticamente, que é construída a partir da densidade Lagrangiana local que produz equações de campos locais. O formalismo de Schwinger pode ser entendido como uma teoria de campos para a interação elétron-monopolo, que é dual na Eletrodinâmica Quântica. Os monopolos são considerados como férmions e comportam-se como elétrons na QED, mas com uma grande constante de acoplamento devido a DQC. Neste formalismo, o campo magnético é obtido a partir de um solenoide infinitamente longo e fino, conhecido com linha de Dirac. Devido a esta grande constante de acoplamento e a dependência da parametrização da linha, tratamentos perturbativos não são muito bem definidos, porém, tratamentos não-perturbativos, como a aproximação eiconal, tem rendido seções de choque bem definidas para interação elétron-monopolo [16], [17].

No entanto, quando a energia da produção dos monopolos é muito maior que sua massa, este método não é aplicado, e sendo um tratamento não perturbativo, ele não é universalmente aceito a partir de previsões da teoria de campos. Portanto, iremos considerar uma interação clássica para calcular a produção dos monopolos, mas para isso primeiro mostraremos a dualidade de transformação que será útil para expressarmos a interação do monopolo magnético.

2.1 Dualidade Eletromagnética

A teoria clássica do eletromagnetismo, que descreve a dinâmica de partículas carregadas eletricamente e campos eletromagnéticos, está contida nas equações de Maxwell [18], considerando $\epsilon_0 = 1/4\pi$ elas são escritas como

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho_e & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}_e, \end{aligned} \tag{2.1}$$

onde \mathbf{E} é o campo elétrico, \mathbf{B} é o campo magnético, ρ_e é a densidade de carga elétrica e \mathbf{j}_e é a densidade de corrente elétrica. No entanto, se considerarmos uma região onde não há cargas elétricas e densidade de corrente elétrica, as equações de Maxwell podem ser

escritas como

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.3)$$

Assim as Equações (2.2) e (2.3) mostram que nem as linhas de campo elétrico nem de campo magnético tem pontos iniciais ou finais, em outras palavras, ambas são fechadas e também que campos magnéticos dependentes do tempo geram campos elétricos, e vice versa. Estas equações possuem uma simetria conhecida como dualidade elétrica-magnética, se substituirmos os campos elétricos por magnéticos da seguinte forma

$$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{B} \quad \mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{E}. \quad (2.4)$$

Assim, as equações de Maxwell permanecem inalteradas. Isso significa que os campos elétrico e magnético comportam-se exatamente da mesma forma. Essa dualidade também sugere que podemos obter o campo magnético a partir do campo elétrico. Para que isso seja possível, devemos considerar que haja também uma dualidade entre as cargas elétricas e magnéticas, dada por

$$e \rightarrow g, \quad g \rightarrow -e, \quad (2.5)$$

onde e é a carga elétrica e g é a carga magnética. Usando essa dualidade na constante de acoplamento $\alpha_{el} = e^2$, podemos dizer que a constante de acoplamento dos monopolos pode ser escrita como $\alpha_{mag} = g^2$. Assim podemos dizer que a interação do monopolo magnético com o fóton é semelhante a interação do fóton com um elétron.

É fácil demonstrar que podemos aplicar essas dualidades, Equações (2.4) e (2.5), na equação do campo elétrico para obter a equação para o campo magnético. Estes campos são escritos como

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{e}{r^3} \mathbf{r}, \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{g}{r^3} \mathbf{r}. \quad (2.6)$$

Da mesma forma que chegamos na dualidade das cargas, podemos estabelecer uma dualidade para a densidade de carga e corrente. Para isso, utilizamos a definição entre e carga elétrica e densidade de carga, assim como a definição de corrente elétrica. Logo, teremos duas novas dualidades

$$\rho_e \rightarrow \rho_m, \quad \rho_m \rightarrow -\rho_e, \quad (2.7)$$

$$\mathbf{j}_e \rightarrow \mathbf{j}_m, \quad \mathbf{j}_m \rightarrow -\mathbf{j}_e. \quad (2.8)$$

Desta forma podemos escrever as equações de Maxwell da seguinte forma

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho_e, & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}_m, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 4\pi\rho_m, & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}_e.\end{aligned}\tag{2.9}$$

E assim podemos obter a simetria das equações de Maxwell com a ajuda das Equações (2.4), (2.5), (2.7) e (2.8). Essas equações podem ser usadas, pois mesmo que a existência do monopolo magnético não seja constatada, os termos da densidade de carga e corrente magnética são nulos e as equações ficam como as Equações (2.1).

Todas essas dualidades foram obtidas porque aplicamos para um caso específico, pois escolhemos uma região que não há cargas elétricas e magnéticas e se partirmos para um caso geral voltaremos para as Equações (2.1). No entanto, enquanto os monopolos magnéticos não forem encontrados, não podemos usar as Equações (2.9). Por enquanto, a única certeza que temos é que apenas cargas elétricas e densidades de corrente elétrica podem ser consideradas como fonte dos campos elétricos e magnéticos. Porém a ausência de cargas magnéticas e densidades de corrente magnética não é predita na teoria, mas por observações experimentais.

Podemos obter as mesmas dualidades através da transformação das Equações (2.9). Estas equações são invariantes sobre a seguinte transformação:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}' \cos \theta + \mathbf{B}' \sin \theta, & \mathbf{B} &= \mathbf{B}' \cos \theta - \mathbf{E}' \sin \theta, \\ \rho_e &= \rho'_e \cos \theta + \rho'_m \sin \theta, & \rho_m &= \rho'_m \cos \theta - \rho'_e \sin \theta, \\ \mathbf{j}_e &= \mathbf{j}'_e \cos \theta - \mathbf{j}'_m \sin \theta, & \mathbf{j}_m &= \mathbf{j}'_m \cos \theta - \mathbf{j}'_e \sin \theta,\end{aligned}\tag{2.10}$$

onde θ é o parâmetro de transformação. As equações de Maxwell originais podem ser recuperadas se escolhermos $\theta = 0$. Um caso particular da dualidade é quando $\theta = \pi/2$, assim as equações de Maxwell são simétricas e invariantes sobre as seguintes permutações:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &\rightarrow \mathbf{B}, & \mathbf{B} &\rightarrow -\mathbf{E}, \\ \rho_e &\rightarrow \rho_m, & \rho_m &\rightarrow -\rho_e, \\ \mathbf{j}_e &\rightarrow \mathbf{j}_m, & \mathbf{j}_m &\rightarrow -\mathbf{j}_e.\end{aligned}\tag{2.11}$$

Então, obtemos as mesmas dualidades de duas formas diferentes. Isto nos levanta a questão de por que a natureza possui essa anti-simetria. Do ponto de vista da eletrodinâmica clássica, não há nenhuma razão pela qual não poderia haver cargas magnéticas, e se o monopolo magnético existisse, a simetria dualidade estaria intacta. Em resumo, a eletrodinâmica clássica é perfeitamente compatível com a noção de monopolos

magnéticos. De um ponto de vista puramente estético das equações é estranho que monopolos magnéticos pareçam não existir.

Para entender como um monopolo interage com um fóton, vamos utilizar a dualidade eletromagnética para estabelecer uma relação entre monopolos e cargas elétricas. Este é o tema da próxima seção deste capítulo.

2.2 Interação Monopolo-Elétron

Quando um monopolo passa por um meio, ele interage com os constituintes desse meio e nesta seção vamos analisar essa interação. Para isso consideramos a interação, do monopolo com o elétron, como uma interação de um pósitron passando por um elétron. Portanto, iremos usar como ponto de partida um pósitron com carga q movendo-se com velocidade $\mathbf{v} = \hat{\mathbf{z}}v$ paralela ao eixo- z , em relação ao sistema K , como mostra a Figura (2.1) enquanto que no sistema K' o pósitron está em repouso na origem. Ainda na Figura (2.1), o ponto P indica a posição do elétron $(b, 0, 0)$ no sistema K e a posição da carga q esta em função do tempo nas coordenadas $(0, 0, vt)$. Os sistemas K e K' coincidem no tempo $t = t' = 0$. O parâmetro de impacto b é a distância entre P e a origem do sistema K .

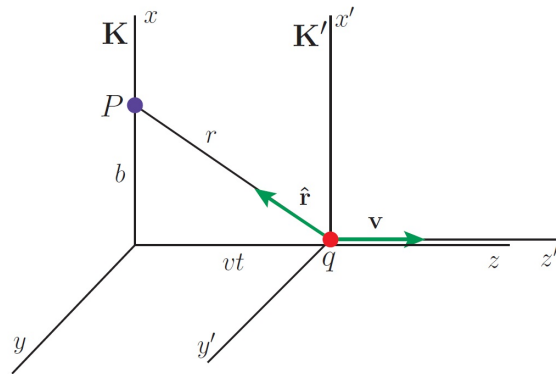


Figura 2.1 - Um pósitron movendo com velocidade v paralela ao eixo- x , em relação a um elétron localizado no ponto P .

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi, \quad (2.12)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (2.13)$$

Os campos elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} podem ser obtidos usando os potenciais vetor \mathbf{A} e escalar ϕ pelas Equações (2.12) e (2.13). No sistema K' , devido a carga q estar em repouso, só há campo elétrico, que é dado por

$$\mathbf{E}' = \frac{q}{r^3} \mathbf{r}. \quad (2.14)$$

Consequentemente, o módulo de cada componente é dado por

$$E'_x = \frac{qb}{r^3}, \quad (2.15)$$

$$E'_y = 0, \quad (2.16)$$

$$E'_z = -\frac{qvt}{r^3}. \quad (2.17)$$

Como as coordenadas se diferem apenas na componente z , o parâmetro de impacto b é o mesmo para ambos. Pelas transformações de Lorentz, as coordenadas de t e t' são relacionadas por

$$t' = \gamma(t - zv) = \gamma t. \quad (2.18)$$

Desta forma, podemos escrever $r = r(t) = \sqrt{b^2 + (v\gamma t)^2}$ inteiramente em termos das coordenadas do sistema K . As transformações de Lorentz dos campos eletromagnéticos são obtidas usando as propriedades de transformação do tensor $F^{\mu\nu}$

$$F^{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial A^\nu}{\partial x^\mu}, \quad (2.19)$$

onde $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$ e $x^\mu = (t, \mathbf{r})$ são quadrivetores. As transformações de Lorentz para os campos eletromagnéticos, de acordo com [18], são dadas por:

$$E_x = \gamma(E'_x + vB'_y), \quad B_x = \gamma(B'_x + vE'_y), \quad (2.20)$$

$$E_y = \gamma(E'_y + vB'_x), \quad B_y = \gamma(B'_y + vE'_x), \quad (2.21)$$

$$E_z = E'_z, \quad B_z = B'_z. \quad (2.22)$$

Para a carga situada no ponto P , as componentes não nulas dos campos eletromagnéticos da carga que esta se movendo são

$$E_x^e = \frac{e\gamma b}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.23)$$

$$E_z^e = -\frac{ev\gamma t}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.24)$$

$$B_y^e = vE_x^e = \frac{ev\gamma b}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.25)$$

Agora se usarmos a dualidade da Equação (2.11) os campos do monopolo passando pelo elétron obtemos as seguintes transformações

$$B_x^g = \frac{g\gamma b}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.26)$$

$$B_z^g = -\frac{gv\gamma t}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.27)$$

$$E_y^g = -\frac{gv\gamma b}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.28)$$

O elétron estacionário só sente campos elétricos, e como a integral temporal sobre o campo \mathbf{E}_z^e é nula, o elétron só será afetado pelos campos \mathbf{E}_x^e e \mathbf{E}_y^g . Então quando comparamos as Equações (2.23) com (2.28), vemos que essa equação pode ser permutadas usando a dualidade.

$$e \rightarrow \beta g, \quad (2.29)$$

onde β é a velocidade do monopolo. Optamos por chamar a velocidade do monopolo como β para evitar confusões futuramente. O estudo da interação clássica de um monopolo passando por um elétron fixo nos diz que a interação deste monopolo está associado com o campo elétrico sentido. Se compararmos esta interação com a de um pósitron passando por um elétron fixo, veremos que a diferença entre elas é simplesmente a troca de carga elétrica pela carga magnética multiplicada pela velocidade. Assim, o monopolo comporta-se como uma partícula com carga βg .

A constante de acoplamento eletromagnético é dada por $\alpha_{el} = e^2$. Utilizando a dualidade, Equação (2.29) a constante de acoplamento do monopolo fica $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$. E se usarmos a dualidade, Equação (2.5), a constante de acoplamento do monopolo é dada por $\alpha_{mag} = g^2$. Vamos utilizar as duas expressões para fim de compararmos os resultados finais.

Nosso objetivo é analisar o mecanismo da fusão dos fótons produzindo o par de monopolos. A escolha deste processo foi feita através da referência [19], que nos mostra que a fusão de fótons é mais eficiente que o processo Drell-Yan, para energias de centro de massa maiores que 8 TeV. O processo Drell-Yan consiste na aniquilação de um par lépton-anti-lépton em um bóson de calibre que posteriormente cria um outro par lépton-anti-lépton.

No Capítulo 5 mostramos a seção de choque de produção de monopolos magnéticos. O método utilizado é calcular a seção de choque para o processo de dois fótons produzindo um par elétron-pósitron, e então usamos a Equação (1.1) para fazermos a troca entre as cargas elétrica e magnética.

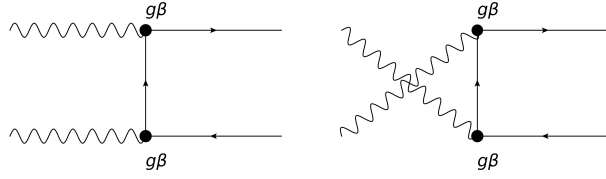


Figura 2.2 - Processo de produção de monopolos via a fusão de dois fótons.

Então, para reproduzirmos dois fótons produzindo um par de monopolos nos diagramas de Feynman, em cada vértice consideramos um acoplamento βg e g , como mostrado na Figura (2.2). Esta ideia foi usada para definir uma teoria de campos efetiva de ordem mais baixa que foi aplicado ao Drell-Yan como monopolo e a produção de monopolo-antimonopolo via fusão de dois fótons.

2.3 Conclusão

A dualidade eletromagnética é uma importante ferramenta para entendermos como funciona a interação do monopolo, pois através dela podemos assemelhar a interação do monopolo com o fóton, como a interação de elétron com um fóton. Podemos utilizar este tratamento para a produção de um estado ligado dos monopolos, conhecido como monopolum, que será apresentado no Capítulo 6.

Essa dualidade foi novamente obtida, considerando as transformações da Equação (2.10), mas claramente isso só foi possível, porque consideramos as propriedades do monopolo semelhantes às propriedades do elétron. Mesmo assim, ao considerarmos a interação de um monopolo magnético com um elétron igual à interação do pósitron com o elétron, a dualidade eletromagnética foi útil para que pudéssemos estabelecer a constante de acoplamento dos monopolos. Assim, podemos calcular a seção de choque de fotoprodução dos monopolos da mesma forma que faríamos para calcular a seção de choque de fotoprodução de um par elétron-pósitron.

3 CONDIÇÃO DE QUANTIZAÇÃO DE DIRAC

Na teoria quântica a possível existência dos monopolos magnéticos tornou-se bem complexa, mas ao mesmo tempo intrigante. Isso ocorre porque verifica-se que na mecânica quântica, forças eletromagnéticas são descritas em termos dos potenciais vetor \mathbf{A} e escalar ϕ e não através dos campos elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} . As relações entre os campos eletromagnéticos e os potenciais são dadas pelas equações 3.1 e 3.2

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (3.2)$$

Na eletrodinâmica clássica esses potenciais são amplamente usados como ferramentas convenientes, e o potencial escalar simplesmente é o potencial elétrico definido na eletrostática. Esses potenciais podem ser usados para fazer os cálculos em termos dos campos elétricos e magnéticos. Sabemos que há um número infinito de diferentes potenciais que dão origem aos mesmos campos elétrico e magnético, pois esses campos permanecem inalterados se alteramos os potenciais por

$$\phi \rightarrow \phi + \frac{\partial \lambda}{\partial t}, \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \lambda, \quad (3.3)$$

onde λ é uma função qualquer. Essa mudança é conhecida como transformação de calibre e, como as quantidades física não se alteram sobre tal transformação, nós dizemos que a teoria tem uma simetria de calibre.

Mesmo assim, com o potencial vetor na Equação (3.2), a existência de cargas magnéticas não pode ser provada. Isto porque um dos resultados básicos na análise vetorial é que o divergente do rotacional de qualquer vetor é nulo:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0. \quad (3.4)$$

Sendo assim, se o campo magnético é representado pelo potencial vetor através da Equação (3.2), então as linhas de campo são fechadas. Portanto, o fluxo magnético sobre uma superfície é sempre nulo e assim não podemos descrever monopolos magnéticos usando o potencial vetor.

Esta restrição torna-se importante na mecânica quântica, lembrando que na mecânica quântica as partículas são descritas pelo módulo quadrado da função de onda ψ . Em geral, a partícula não tem uma posição bem definida, mas a probabilidade de encontrarmos uma partícula em uma determinada posição é dada pela função de onda $|\psi|^2$. A natureza complexa das funções de onda torna-se aparente em experimentos de interferência. Por exemplo, no experimento de dupla fenda, as partículas podem passar por qualquer uma

das fendas, e a função de onda final $\psi(\mathbf{x})$ no anteparo é a soma das funções de onda $\psi_1(\mathbf{x})$ e $\psi_2(\mathbf{x})$ correspondente à cada uma das rotas. Quando a fase complexa das funções de onda coincide, então a interferência é construtiva e a probabilidade é ampliada e quando as fases complexas são opostas, as duas funções de onda se anulam, assim a interferência é destrutiva e a probabilidade é reduzida.

Quando descrevemos uma partícula carregada eletricamente, a fase complexa θ da função de onda ψ depende do potencial vetor \mathbf{A} . Mais precisamente, quando está movendo-se no espaço, a fase complexa muda pela razão dada pela componente do potencial vetor paralelo ao movimento, que é ser expressa como

$$\nabla\theta = q\mathbf{A}. \quad (3.5)$$

Isto é compatível com a simetria de calibre, porque nem a fase complexa nem o potencial vetor são quantidades observáveis. De fato, a transformação de calibre, Equação (3.3), corresponde em mudar a fase complexa θ por uma quantidade depende da posição

$$\theta(\mathbf{x}) \rightarrow \theta(\mathbf{x}) + \lambda(\mathbf{x}). \quad (3.6)$$

Mesmo assim, essa conexão entre a função de onda e o potencial vetor mostra que precisamos usar o potencial vetor ao invés do campo magnético na mecânica quântica. Mas como falamos antes, não podemos usar o potencial vetor para descrever monopolos magnéticos. Então isso quer dizer que a mecânica quântica proíbe a existência de monopolos magnéticos?

Em 1931, Dirac mostrou que não. Ele conseguiu encontrar um potencial vetor que descreve um monopolo magnético. Para tal feito ele partiu pelo mesmo caminho de Faraday, mas para construir um monopolo magnético a fim de investigar o movimento do monopolo na presença de uma corrente elétrica. Faraday usou um longo ímã num recipiente cheio de mercúrio, de tal forma que um dos polos estava sob a superfície e o outro acima dela. Dessa forma, o polo superior comporta-se essencialmente como um monopolo magnético. Mais precisamente, vamos considerar um solenoide infinitamente longo e fino de modo que o outro ponto final está infinitamente longe. Quando uma corrente elétrica passa através no solenoide, ele irá produzir um campo magnético dentro dele. Logo, na extremidade do solenoide as linhas de campo não são fechadas e espalham-se em todas as direções assim como as linhas de campo elétrico produzido por uma carga elétrica pontual. Portanto, a extremidade do solenoide comporta-se como um monopolo magnético de carga g e, então, o fluxo será não nulo.

$$\Phi = \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = g. \quad (3.7)$$

Como não há cargas magnéticas neste sistema, podemos escrever o potencial vetor para ele como

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{g}{|\mathbf{r}|} \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{k}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{k}|}, \quad (3.8)$$

onde \mathbf{k} é o vetor unitário apontando na direção do solenoide. Este potencial vetor descreve um monopolo conectado a uma linha infinitesimalmente fina, conhecida como *linha de Dirac*, Figura (3.1), carregando um fluxo magnético a ele.

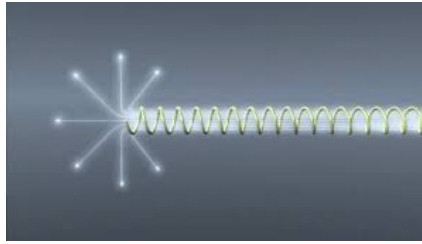


Figura 3.1 - Representação da linha de Dirac.

Agora se aplicarmos este potencial vetor na Mecânica Quântica, lembrando que ele afeta a fase complexa da função de onda da partícula, veremos que a linha de Dirac pode dar origem a uma interferência. Se considerarmos novamente o experimento de dupla fenda e agora colocarmos a linha de Dirac entre as fendas, as funções de onda correspondentes as duas fendas teriam uma fase complexa diferente, porque eles estão passando por diferentes potenciais vetores. Isso iria mudar o padrão de interferência no anteparo para esquerda ou para direita dependendo da intensidade do fluxo.

Para calcular a variação na fase complexa $\Delta\theta$ que a partícula possui, usaremos a Equação (3.5) para integrar o potencial vetor sobre a trajetória e multiplicar pela carga elétrica q da partícula. Então temos

$$\Delta\theta_x = q \int_{A \rightarrow x \rightarrow B} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}, \quad (3.9)$$

onde $x = 1$ ou 2 , dependendo da fenda que a partícula atravessar. A interferência padrão no anteparo somente vai ser afetada se as partículas passando através das fendas tiverem diferentes fases complexas. Nós podemos escrever a diferença de fase como

$$\Delta\theta = \Delta\theta_1 - \Delta\theta_2 = q \oint_C d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}, \quad (3.10)$$

que representa uma integral em torno de uma curva fechada a partir de $A = 1$ e $B = 2$. Através do teorema de Stokes, a equação 3.10 é igual ao fluxo magnético Φ através da área incluída pela curva C . Combinando isto com a Equação (3.7) nós encontramos a

seguinte relação

$$\Delta\theta = q \oint_c d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = q \int d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B} = qg \quad (3.11)$$

que nos mostra que a diferença na fase complexa entre as duas fendas é igual ao produto da carga elétrica e e a carga magnética g . A linha de Dirac de qualquer monopolo magnético com carga magnética não nula iria gerar uma diferença na fase complexa não nula. Agora é importante perceber que a diferença na fase não pode ser diferente de múltiplos de 2π para diferentes funções de onda. Assim, a linha de Dirac só é observada se $\Delta\theta$ não é um múltiplo de 2π . Logo, se o produto entre as cargas satisfaz a condição

$$eg = \frac{n}{2} \quad (3.12)$$

a linha de Dirac não é observada e a partícula carregada eletricamente somente sente o campo do monopolo. Esta é a *condição de quantização de Dirac* (DQC). Se há muitas partículas carregadas diferentes, então para que a linha de Dirac não seja observada, a carga elétrica de cada tipo de partícula deve satisfazer a Equação (3.12). Dirac percebeu que isso só seria possível se a carga elétrica fosse quantizada. Esta é uma descoberta notável, já que sabemos que a carga elétrica é quantizada na natureza. No entanto, como a existência de monopolos magnéticos ainda não foi comprovada, a DQC ainda não é a resposta definitiva para explicar a quantização da carga elétrica.

Mesmo que hoje tenhamos uma compreensão maior das partículas elementares e suas propriedades do que no tempo de Dirac, e mesmo que haja outras maneiras de tentar entender a quantização da carga elétrica, todas elas preveem a existência de monopolos magnéticos, por isso parece que a teoria de Dirac pode muito bem ser válida.

3.1 Conclusão

A condição de quantização de Dirac é muito importante para a teoria que descreve o monopolo, pois pela primeira vez podemos descrever um monopolo magnético que produz linhas de campos magnéticos idênticas as linhas de campos elétricos. Acreditamos que essa descrição de Dirac esteja correta, pois a comprovação do monopolo magnético explica a quantização da carga elétrica.

4 MÉTODOS DE DETECÇÃO DE MONOPOLOS MAGNÉTICOS

Durante muitos anos, diversos experimentos foram realizados para comprovar a existência de monopolos magnéticos. Neste capítulo vamos mostrar as formas de detecção utilizadas na maioria dos experimentos. Teoricamente esperamos que o monopolo não decaia em outras partículas e que eles comportem-se como elétrons na QED. Em outras palavras, o monopolo magnético somente é detectado se ele não se aniquila com sua antipartícula o antimonopolo.

Os métodos de detecção cobrem uma gama de técnicas e tecnologias, principalmente aproveitando da ionização dos monopolos enquanto passam através da matéria. Além da assinatura de ionização, os monopolos acelerados, na presença de campos magnéticos, de alguma forma, diferem de partículas elétricas. Desta forma, monopolos poderiam ser detectados como faixas anômalas em detectores imersos em campos magnéticos. Esta forma de detecção é conhecida como detecção direta.

Outra forma de buscar por monopolos magnéticos é através de formas indiretas de detecção. Nos processos em que fótons estão presentes, os quais acoplam-se fortemente com os monopolos, desvios a partir de previsões do modelo padrão podem ser detectados.

As técnicas aqui apresentadas e outras empregadas para a detecção de monopolos podem ser vistas com mais detalhes na referência [20].

4.1 Métodos de Detecção Direta

Neste método, a detecção de monopolos é feita quando ele interage com a matéria. Devido à condição de quantização de Dirac (DQC), a carga do monopolo é equivalente à $68,5e$. Com isso, os monopolos são partículas altamente ionizantes. A energia perdida pelo monopolo que atravessa um meio é muito grande, e é esperado que o monopolo rapidamente perca essa energia cinética e fique preso no material, ligado em núcleos atômicos. Algumas técnicas de detecção são descritas nesta seção. Essa lista contém os métodos mais comumente usados, juntamente com referências a algumas das pesquisas experimentais que tenham utilizado tal método.

Monopolos Ligados à Matéria

Monopolos magnéticos podem ser acelerados por campos magnéticos galácticos, alguns podem atingir a velocidade da luz, enquanto outros podem estar presos no interior de estrelas, ligados em núcleos com energias na ordem de $0,1 \text{ GeV}$, como mostra a referência [4]. Monopolos previstos por modelos de GUT ligados à matéria, são esperados para serem encontrados em meteoritos [21], rochas lunares [22] e na crosta terrestre [23]. Os monopolos produzidos em colisões altamente energéticas necessitam de alguma

energia cinética para que eles atinjam regiões ativas do detector. Assim, os materiais ao redor dos pontos de colisões dos aceleradores podem conter monopolos magnéticos [24].

Método de Ionização dos Monopolos

As referências [25], [26] e [27] mostram a fórmula de Bethe-Bloch modificada para monopolos, que mede a perda de energia por ionização. Os detectores com capacidade de medir a taxa de energia perdida pela ionização, são projetados com partículas carregadas eletricamente, assim, a passagem do monopolo através do detector produz um sinal distinto. Monopolos movendo-se rapidamente perdem uma grande quantidade de energia por ionização. No entanto, a energia perdida por monopolos movendo-se lentamente não é bem entendida e então esperamos que eles fiquem ligados aos núcleos atômicos [28].

Baseado somente em ionização, o sinal do monopolo não é único, pois outras partículas com grande carga elétrica podem produzir sinais semelhantes. A medição da perda de energia por ionização é fundamental na maioria dos métodos de detecção.

Detectores de Segmentos Nucleares

Detectores de Segmentos nucleares (NTD), também chamados de folhas de plástico nucleares, podem identificar partículas altamente ionizantes e são usados na busca de monopolos magnéticos em raios cósmicos, [29] e [30] e também em colisores de partículas, conforme as referências [31] e [32]. Os detectores são colocados ao redor dos pontos de interação no colisor a fim de minimizar a quantidade de materiais em que os monopolos possam ser aprisionados. Quando as partículas ionizantes passam por esses detectores, a folha é danificada onde a partícula passa. Através da análise desta folha danificada é calculado o valor da perda de energia, que é relacionado com a magnitude da carga elétrica ou magnética.

A fim de tornar evidente o dano criado pela passagem do monopolo magnético, as folhas de NTD são imersas em um banho químico que dissolve a seção danificada das folhas. A taxa de energia perdida pode ser medida a partir da geometria dos cones resultantes do banho químico, que são submetidos a uma microscopia de varredura.

A tecnologia dos NTD foi usada por [33], que estudou objetos com grande carga elétrica em raios cósmicos. Esta mesma tecnologia está sendo usada no experimento MoEDAL [32], que já possui dados preliminares anunciados em [9] para energia de centro de massa de 8 TeV.

O MoEDAL foi construído com duas formas de detecção, uma delas é através dos detectores de segmentos nucleares enquanto que a outra forma de detecção é pelo método de aprisionamento dos monopolos ligados à matéria.

4.2 Métodos de Detecção Indireta

A existência de monopolos magnéticos pode ser comprovada indiretamente através do efeito que pode ter em contribuições mais elevadas, a partir de processos conhecidos do Modelo Padrão, como por exemplo, o decaimento de um bóson Z produzido em um colisor de partículas que pode ser mediado por monopolos em colisores de partículas. Este processo é bem conhecido, quando a partícula envolvida é um elétron, o que é suprimido no Modelo Padrão. Assim a contribuição de monopolos pode ser medida em colisores de partículas. A confiabilidade dos resultados obtidos indiretamente está sujeita à discussão. A magnitude do acoplamento magnético com o fótons torna impraticável o uso de métodos perturbativos. Portanto, outras abordagens devem ser usadas na detecção indireta dos monopolos.

4.3 Busca Experimental dos Monopolos em Colisores de Partículas

Monopolos magnéticos que podem ser produzidos em colisores têm o limite de massa restrita em relação à energia do colisor. O colisor mais energético atualmente é o LHC, com energia de centro de massa de 14 TeV para colisão pp e 5,5 TeV para colisões $PbPb$. Portanto a maior massa do monopolo que poderia ser produzido no LHC é de 7,0 TeV em colisões próton-próton. As mais relevantes buscas do monopolo foram feitas em colisores pp , e^+p e e^+e^- . Estas buscas usaram técnicas para captar sinais de monopolos, alguns deles são descritos abaixo.

Colisores de buscas indiretas

O experimento $L3$ do colisor LEP, buscou por processos de decaimento do bóson Z em três fótons, que é suprimido pelo Modelo Padrão [34]. A existência de monopolos que acoplam-se com o bóson Z iria aumentar a seção de choque desse processo. O limite inferior para a massa do monopolo produzido, neste experimento, é de 520 GeV.

O experimento $DØ$ também realizou buscas indiretas por monopolos a partir do colisor Tevatron com energia do centro de massa de 1,8 TeV [35]. Nesta busca, a produção de dois fótons altamente energéticos em colisões elásticas e inelásticas foi considerado.

Monopolos em Colisores e^+e^-

Dois experimentos foram realizados para buscar monopolos magnéticos. O MODAL [36] utilizou folhas de detectores nucleares ao redor dos pontos de interação do LEP com $\sqrt{s} = 91,1$ GeV. Em 1992, o MODAL estabeleceu limites na seção de choque de produção

assumindo a produção de pares com o mecanismo Drell-Yan. O limite máximo da seção de choque era de 70 pb. O segundo experimento também utilizou folhas de NTD no detector OPAL [31]. O limite da seção de choque encontrado foi de 0,3 TeV, assumindo o mecanismo de Drell-Yan. Devido a limitação de energia do LEP, ambos experimentos só poderiam produzir monopolos com massa máxima de 45 GeV.

Os limites do LEP foram excedidos para o experimento OPAL no LEP2 com dados de colisões e^+e^- , onde a energia de centro de massa era de aproximadamente 200 GeV. Mesmo com o aumento no limite da massa para 100 GeV, nenhuma evidência de monopolos foi encontrada.

Monopolos no HERA

No experimento H1, colisões entre elétron e próton eram realizadas com $\sqrt{s} = 300$ GeV. Os tubos de feixe do H1 foram examinados com a finalidade de encontrar monopolos ligados à matéria [37]. Esse experimento foi o primeira a considerar a produção de monopolos magnéticos através do mecanismo de fusão de dois fótons. Dois modelos específicos foram utilizados: monopolos produzidos com spin-0 em colisões elásticas e spin-1/2 em colisões inelásticas. Os limites da seção de choque de produção é dependente da massa e a carga do monopolo que assumiu valor de 0,1 g_D até 6,0 g_D , onde g_D é obtido pela DQC para $n = 1$. Limites superiores variam de 0,06 pb à 2 pb com alcance de massa de 5 – 140 GeV.

Monopolos no LHC

Atualmente o LHC é o colisor com maior energia disponível. Nele, o experimento ATLAS já buscou por sinais da produção de monopolos com energia de centro de massa de 7 TeV em colisões pp [7]. Esta busca usou diversos subdetectores, combinando as medidas de rastreador de radiação de transição e o calorímetro electromagnético, a fim de identificar monopolos altamente ionizantes com massa no alcance de 200 – 1500 GeV. O limite máximo medido para a seção de choque de produção foi de 2 fb para monopolos de carga 1 g_D . Assumiu-se o mecanismo de Drell-Yan para a produção de monopolos.

Experimentos realizados no Tevatron nos sugerem que devemos procurar monopolos com massa acima de 360 GeV, como mostra a referência [38]. Porém todos experimentos citados até aqui não captaram sinais de monopolos magnéticos. O experimento mais recente com essa finalidade também está no LHC. O MoEDAL teve previsão para coletar dados de colisões pp com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Este trabalho tem a finalidade de estudar a produção de monopolos nesse limite

de energia, porém não focamos apenas em colisões pp , também iremos calcular a seção de choque elástica de produção de monopolos para colisões $PbPb$ e e^+e^- . A colisão entre elétron-pósitron acontece no colisor CLIC, porém não há previsão de experimentos designados para buscar sinais de monopolos magnéticos nesse colisor. O mecanismo de produção que usaremos é a fusão de fótons produzindo um par monopolo antimonopolo. Este mecanismo é semelhante ao processo de produção de pares de léptons.

4.4 Conclusão

A detecção de monopolos magnéticos pode ser feita por detecção direta, aprisionando monopolos na matéria, e indireta, detectando fótons emergentes dos monopolos, porém a última forma de detecção ainda não é muito aceita, pois diversos processos podem produzir fótons no estado final. Nenhum experimento conseguiu detectar os monopolos, porém, atualmente temos como produzir monopolos muito mais massivos no LHC. Como teorias de grande unificação GUT preveem monopolos magnéticos com massa $< 10^{16}$ GeV e atualmente podemos produzir monopolos com massa de até 7 TeV em colisões pp , esperamos que monopolos magnéticos possam ser detectados no LHC.

5 CRIAÇÃO DE PARES POR FOTOPRODUÇÃO

Como já falamos antes, a seção de choque do processo de criação de pares de monopolos é semelhante à seção de choque do processo de produção do par elétron-pósitron, então o que faremos é derivar a seção de choque para o último processo e depois fazer a troca das cargas pela Equação (2.29). A Figura (5.1) mostra os diagramas de Feynman para o processo de criação de pares de léptons em mais baixa ordem. Para encontrarmos a seção de choque desse processo, vamos partir do processo inverso, que é o processo de aniquilação de pares.

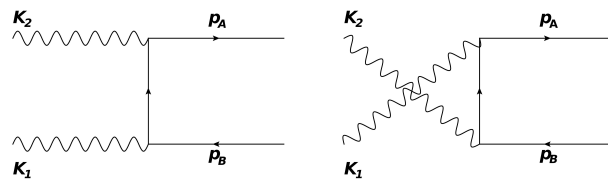


Figura 5.1 - Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o processo de aniquilação de pares produzindo um par de léptons.

Isto só pode se feito porque consideramos a simetria de cruzamento, que nos diz que esses processos possuem a mesma amplitude de espalhamento, relacionadas pela troca de seus quadrimomentos, como demonstra a referência [39]. Essa simetria nos diz que dado o processo

$$A + B \rightarrow C + D, \quad (5.1)$$

ao usarmos a simetria de cruzamento para o processo

$$A + \bar{B} \rightarrow C + \bar{D},$$

teremos à seguinte troca de quadrimomentos

$$p_B \rightarrow -p_D, \quad (5.2)$$

$$p_D \rightarrow -p_B. \quad (5.3)$$

Com isso, o módulo quadrado das amplitudes de espalhamento são iguais, por isso calcularemos primeiramente a seção de choque total do processo de aniquilação e depois iremos

escrever a seção de choque do processo de criação de pares em termos da de aniquilação por meio da seguinte equação

$$d\sigma = \frac{1}{64\pi} |M_{fi}|^2 \frac{dt d\phi}{I^2 2\pi}, \quad (5.4)$$

que é a seção de choque diferencial no referencial do centro de massa onde o estado final são duas partículas.

5.1 Seção de Choque de Aniquilação de Pares de Léptons

Para o processo de aniquilação, partiremos dos diagramas para o processo de aniquilação de mais baixa ordem representado na Figura (5.2). Onde chamamos de p_A , p_B , k_1 e k_2 os quadrimomentos do elétron, do pósitron e dos fótons emergentes respectivamente.

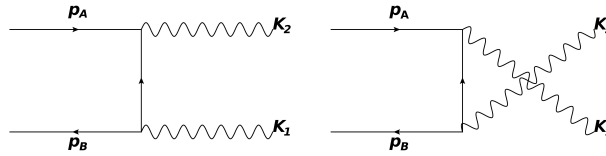


Figura 5.2 - Diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o processo de criação de pares de léptons por dois fótons.

A amplitude de espalhamento do diagrama da esquerda é

$$M_{fi}^{(1)} = e^2 \bar{v}(p_B, s_B) \left[\not{\epsilon}_2 \frac{\not{p}_A - \not{k}_1 + m}{-2p_A \cdot k_2} \not{\epsilon}_1 \right] u(p_A, s_A), \quad (5.5)$$

e para o diagrama da direita temos

$$M_{fi}^{(2)} = e^2 \bar{v}(p_B, s_B) \left[\not{\epsilon}_1 \frac{\not{p}_A - \not{k}_2 + m}{-2p_A \cdot k_1} \not{\epsilon}_2 \right] u(p_A, s_A). \quad (5.6)$$

Para mais detalhes, ver referência [40]. Logo, a amplitude total será a soma das duas amplitudes. A seção de choque diferencial de aniquilação de pares, em geral é dada por [39]

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{(2\pi)^2} \frac{m^2}{E_B E_A} \frac{(4\pi)^2}{|v_{rel}|} \int \delta^4(k_1 + k_2 + p_B + p_A) |\epsilon_2^\mu M_{\mu\nu} \epsilon_1^\nu|^2 \frac{d^3 k_1}{2\omega_1} \frac{d^3 k_2}{2\omega_2}. \quad (5.7)$$

Ao realizarmos a integração devemos especificar o sistema de referência, que no caso será

o sistema onde o elétron está em repouso, assim sendo temos

$$p_A = (m, \mathbf{0}) = (E_A, \mathbf{0}), \quad (5.8)$$

$$p_B = (m, \mathbf{p}_B), \quad (5.9)$$

onde a energia do fóton $\omega = |\mathbf{k}|$ é determinada por

$$\omega_1 = \frac{m(m + E_B)}{m + E_B - |\mathbf{p}_B| \cos \theta}. \quad (5.10)$$

Aqui θ é o ângulo entre o momento do primeiro fóton \mathbf{k}_1 e o pósitron que esta entrando, como mostra a Figura (5.3).

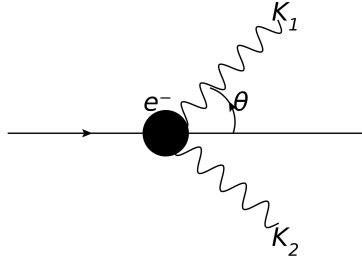


Figura 5.3 - Processo de aniquilação de pares no referencial do laboratório.

Quando integramos a Equação (5.7) em $d^3 k_2$ e em $d\omega_1$, ao utilizarmos $d^3 k_1 = \omega_1^2 d\omega_1 d\Omega_{k_1}$ e $|M_{fi}|^2 = |\epsilon_2^\mu M_{\mu\nu} \epsilon_1^\nu|^2$, ficamos com a seguinte expressão

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{k_1}} = \alpha^2 \frac{\omega_1^2}{m(m + E_B)} \frac{m}{|\mathbf{p}_B|} |\epsilon_2^\mu M_{\mu\nu} \epsilon_1^\nu|^2. \quad (5.11)$$

Devemos agora realizar uma média entre os estados de spin do par elétron pósitron e uma soma dos estados de polarização do fóton. Para a média de spins temos

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{4} \sum_{s_A, s_B} \frac{d\sigma}{d\Omega_{k_1}}(s_A, s_B, \lambda_1, \lambda_2), \quad (5.12)$$

que nos leva a

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{4} \alpha^2 \frac{\omega_1^2}{m(m + E_B)} \frac{m}{|\mathbf{p}_B|} T, \quad (5.13)$$

sendo

$$T = Tr \left[\frac{-\not{p}_B + m}{2m} \left(\frac{\not{\epsilon}_2 \not{k}_1 \not{\epsilon}_1}{2p_A \cdot k_1} + \frac{\not{\epsilon}_1 \not{k}_2 \not{\epsilon}_2}{2p_A \cdot k_2} \right) \frac{-\not{p}_A + m}{2m} \left(\frac{\not{\epsilon}_1 \not{k}_1 \not{\epsilon}_2}{2p_A \cdot k_1} + \frac{\not{\epsilon}_2 \not{k}_2 \not{\epsilon}_1}{2p_A \cdot k_2} \right) \right], \quad (5.14)$$

onde usamos as relações de completeza para chegar na última equação

$$\sum_s u(p,s)\bar{u}(p,s) = \frac{\not{p} + m}{2m}, \quad (5.15)$$

$$\sum_s v(p,s)\bar{v}(p,s) = -\frac{\not{p} + m}{2m}. \quad (5.16)$$

Ao usarmos a condição de calibre transverso, que é

$$\epsilon_1 \cdot p_A = \epsilon_2 \cdot p_A = 0, \quad (5.17)$$

a Equação (5.14) fica

$$T = -\frac{2}{4m^2} \left[\frac{k_2 \cdot p_A}{k_1 \cdot p_A} + \frac{k_1 \cdot p_A}{k_2 \cdot p_A} - 4(\epsilon_2 \cdot \epsilon_1)^2 + 2 \right] \quad (5.18)$$

Logo, a seção de choque diferencial fica

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{8} \frac{\alpha^2}{m^2} \frac{m(m + E_B)}{(m + E_B - |\vec{p}_B| \cos\theta)^2} \frac{m}{|\vec{p}_B|} \left[\frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} + 2 - 4(\epsilon_2 \cdot \epsilon_1)^2 \right], \quad (5.19)$$

e agora fazendo a soma sobre os estados de polarização dos fótons nos leva à

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}}(\lambda_1, \lambda_2) \rightarrow \sum_{\lambda_1, \lambda_2}^2 \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}}(\lambda_1, \lambda_2). \quad (5.20)$$

Tomando a média dos estados de polarização no calibre de radiação, temos

$$\sum_{\lambda_1, \lambda_2}^2 |\epsilon(\lambda_1) \cdot \epsilon(\lambda_2)|^2 = \cos^2 \theta + 1. \quad (5.21)$$

Desta forma, a seção de choque diferencial ficará

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{m^2} \frac{m(m + E_B)}{(m + E_B - |\mathbf{p}_B| \cos\theta)^2} \frac{m}{|\mathbf{p}_B|} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} + \sin^2 \hat{\theta} \right), \quad (5.22)$$

onde $\hat{\theta}$ é o ângulo entre \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 .

Por fim, podemos calcular a seção de choque total do processo, onde adicionamos um termo de 1/2 para evitar dupla contagem das partículas do estado final, assim sendo a equação é dada por

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{2} \int d\Omega_{k_1} \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega_{k_1}}. \quad (5.23)$$

Para realizar este cálculo, usamos a relação entre θ e $\hat{\theta}$ que é dada por

$$\frac{\sin \theta}{k_2} = \frac{\sin \hat{\theta}}{|p_A|}. \quad (5.24)$$

Obtemos a seguinte expressão para seção de choque total no referencial de laboratório

$$\bar{\sigma} = \frac{\alpha^2 \pi}{m|\vec{p}|^2(E+m)} \left[(E^2 + 4mE + m^2) \ln \left(\frac{E + |\vec{p}|}{m} \right) - (E + 3m)|\vec{p}| \right]. \quad (5.25)$$

Para expressar este resultado em termos da energia do centro de massa das partículas, vamos relacionar a energia e momento da Equação (5.25) com a velocidade β das partículas produzidas no referencial do centro de massa. Isto pode ser obtido através do quadrado da energia do centro de massa, que é dado por

$$\hat{s} = (p_A + p_B)_{lab}^2 = (p_A + p_B)_{CM}^2 \quad (5.26)$$

No referencial do centro de massa temos que

$$E' = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}, \quad (5.27)$$

onde E' é a energia das partículas no referencial do centro de massa. A velocidade das partículas produzidas é dada por

$$\beta = \frac{|\vec{p}'|}{E'} = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}}, \quad (5.28)$$

e no referencial do laboratório obtemos

$$E = \frac{\hat{s}}{2m} - m = m \frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2}, \quad (5.29)$$

$$|\vec{p}| = m \frac{2\beta}{1 - \beta^2}. \quad (5.30)$$

Substituindo essas equações na Equação (5.25), iremos obter

$$\bar{\sigma} = \frac{\alpha^2 \pi (1 - \beta^2)}{4(m\beta)^2} \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right], \quad (5.31)$$

que é a seção de choque de aniquilação de pares no referencial do centro de massa. Podemos agora calcular a seção de choque de criação de pares.

5.2 Seção de Choque de Criação de Pares de Léptons e Monopolos Magnéticos

Para o processo de criação de pares, usaremos a Equação (5.4) para comparar os dois processos, que após fazer a troca dos momentos da Equação (5.2), poderemos ver que as expressões se diferem apenas pelo fator do fluxo I^2 , que são dados por

$$I_{aniq}^2 = \frac{s}{4m}(s - 4m^2), \quad (5.32)$$

$$I_{cria}^2 = \frac{s^2}{4}. \quad (5.33)$$

Assim, eliminando os termos idênticos temos

$$d\bar{\sigma}_{aniq} I_{aniq}^2 = d\bar{\sigma}_{cria} I_{cria}^2. \quad (5.34)$$

Através da Equação (5.32) poderemos chegar na seguinte relação

$$d\bar{\sigma}_{cria} = \beta^2 d\bar{\sigma}_{aniq}. \quad (5.35)$$

Na seção de choque total do processo de aniquilação adicionamos um fator de 1/2 porque o estado final continha dois fótons. Porém, para o processo de criação, o estado final contém um par de partículas constituído por um elétron e um pósitron, assim, este termo não deve ser levado em conta para o processo de criação de pares. Portanto a seção de choque total para criação de pares fica

$$\bar{\sigma}_{cria} = 2\beta^2 \sigma_{aniq} = \frac{\alpha^2 \pi (1 - \beta^2)}{2m^2} \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right]. \quad (5.36)$$

Esta é a seção de choque para o processo de criação de pares de léptons. Fazendo a troca das cargas, Equação (2.29), a constante de acoplamento eletromagnética será trocada por

$$\alpha_{el} = e^2, \quad \alpha_{mag} = (\beta g)^2. \quad (5.37)$$

Sendo assim, a seção de choque do processo de criação de pares de monopolos fica

$$\bar{\sigma}_{cria} = \frac{\pi g^4 (1 - \beta^2) \beta^4}{2m^2} \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right]. \quad (5.38)$$

Na Figura (5.4) mostramos a dependência da seção de choque em relação à uma quantidade adimensional $\eta = \sqrt{\hat{s}}/2m$, onde $\sqrt{\hat{s}}$ é a energia do centro de massa dos fótons e m é

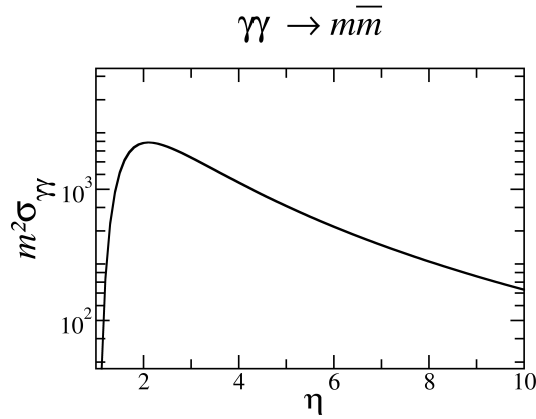


Figura 5.4 - Seção de choque da fusão de fótons produzindo o par de monopolos magnéticos

a massa do monopolo, a fim de mostrar o efeito do acoplamento βg . Esta quantidade tem efeito direto na velocidade do monopolo, Equação (5.28), então o menor valor de ω deve ser 1. O que pode ser observado é que σ começa a crescer até $\omega \approx 2$ e depois começa a decair. Isso nos mostra que, quando temos a energia do centro de massa dos fótons muito maior que a massa do monopolos produzidos, a seção de choque é menor. Em outras palavras, a seção de choque é mais apreciável quando $\sqrt{s} \approx 4,0m$ do que quando temos uma energia muito maior para produzir os monopolos de massa m .

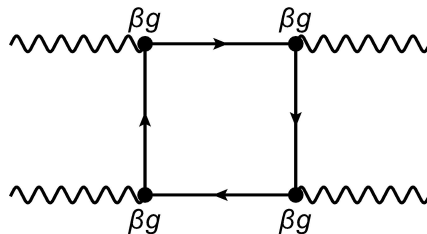


Figura 5.5 - Diagrama caixa representando o laço de monopolos.

O próximo passo seria calcular a seção de choque da aniquilação dos monopolos produzindo um par de fótons, através do diagrama caixa, como mostra a figura 5.5. Este processo é bem conhecido para o laço de elétrons. Se os fótons envolvidos tem um momento muito baixo comparado com a massa do elétron, o resultado pode ser obtido através da Lagrangiana de Euler-Heisenberg, [41] e [42]. Devido à grande constante de acoplamento, é inviável considerar uma teoria de perturbação para o diagrama caixa com interação de monopolos magnéticos. Poderíamos aplicar a dualidade eletromagnética,

Equações (2.4) e (2.5), que introduz a carga magnética nas equações de Maxwell. No entanto, esse argumento só é válido para processos em que o fóton possui uma energia muito baixa. Assim, através da Lagrangiana de Euler-Heisenberg poderíamos obter a seção de choque $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma}$ para baixas energias, apenas fazendo a substituição de $\alpha_{el} \rightarrow \alpha_{mag}$. Então, essa teoria não pode ser aplicada para a busca de monopolos supermassivos, pois para baixas energias do fóton a produção de monopolos é praticamente inviável.

5.3 Conclusão

Através da dualidade eletromagnética podemos fazer o uso da Equação (5.37) para obter a expressão final para a seção de choque de fotoprodução dos monopolos, a partir da seção de choque de fotoprodução de léptons. Este mesmo método pode ser utilizado para calcular a seção de choque do monopolium, como veremos no capítulo seguinte. A aniquilação dos monopolos produzindo um par de fótons poderia ser obtida através do diagrama caixa. No entanto este método só é válido para fótons com baixas energias e neste regime a produção de monopolos é insignificante. Por isso não consideramos este processo neste trabalho.

6 SEÇÃO DE CHOQUE DO MONOPOLIUM

O monopolium é um estado ligado de monopolo e antimonopolo. Como a constante de acoplamento do monopolo magnético é muito grande, é mais provável que ocorra a produção de um estado ligado ao invés de um par de partículas separadas. O procedimento para o cálculo da seção de choque de fotoprodução de monopolium é análogo ao procedimento que fizemos para calcular a seção de choque de fotoprodução do par monopolo-antimonopolo. Usaremos os mesmos passos que faríamos para a produção de um estado ligado de létons e substituir a constante de acoplamento. Então, consideramos que o monopolium acopla com o fóton da mesma maneira que o monopolo acopla com o fóton. A constante de acoplamento é dada por $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$, também faremos a comparação dos resultados com $\alpha_{mag} = g^2$. Há trabalhos feitos sobre este estado ligado e nós decidimos utilizar os mesmos passos da referência [6]. O tratamento utilizado é o mesmo que utilizamos no para a produção do par de monopolos, onde usamos a constante de acoplamento do monopolo como $\alpha_{mag} = (\beta g)^2$ e $g = n/2e$. Esse é nosso principal incentivo para o estudo do monopolium. Devido a massa do monopolo ser muito grande o tempo de vida desse estado é muito pequeno. Logo, esperamos que o monopolium decaia rapidamente em dois fótons. Então o que vamos fazer nesse capítulo é apresentar as seções de choque de dois processos. O primeiro é a fusão de dois fótons produzindo o monopolium ($\gamma\gamma \rightarrow M$) e o segundo processo é a fusão de dois fótons produzindo um monopolium e depois esse monopolium decai em dois fótons ($\gamma\gamma \rightarrow M \rightarrow \gamma\gamma$), ambos estão representados na Figura (6.1).

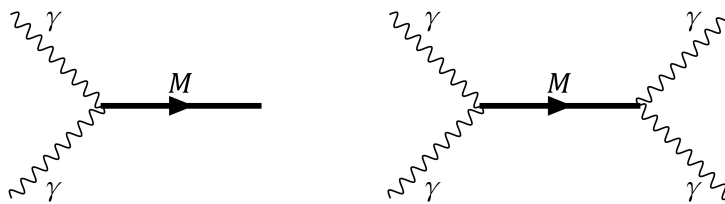


Figura 6.1 - Diagramas de Feynman para o processo de fusão de dois fótons produzindo um monopolium (diagrama esquerdo) e o processo de fusão de dois fótons produzindo um monopolium e depois ele decai em dois fótons (diagrama direito).

6.1 Fotoprodução do Monopolium

A expressão padrão da seção de choque para o diagrama da esquerda é ([6] e [43])

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow M) = \frac{4\pi}{\hat{s}} \frac{M^2 \Gamma(\sqrt{\hat{s}}) \Gamma_M}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2}, \quad (6.1)$$

onde assumimos que o monopolium decai com uma taxa Γ_M , \hat{s} é o quadrado da energia do centro de massa dos fótons, M é a massa do monopolium e $\Gamma(\sqrt{\hat{s}})$ é a taxa de produção do monopolium. A taxa de decaimento Γ_M aparece de uma função delta $\delta(\hat{s} - M^2)$ e assim não depende da taxa de produção $\Gamma(\sqrt{\hat{s}})$, que representa dois fótons produzindo o monopolium. Nós escolhemos um valor para $\Gamma_M = 10$ GeV dado pela referência [44]. A expressão de $\Gamma(\sqrt{\hat{s}})$ é a mesma utilizada para o positrônio decaindo em dois fótons, que é dada pela referência [45].

$$\Gamma = \frac{1}{2\pi} \int |\mathcal{M}|^2 \delta(k_1 + k_2 - p - q) d^3k_1 d^3k_2 = |\mathcal{M}|^2 m^2, \quad (6.2)$$

onde $|\mathcal{M}|^2$ tem a seguinte forma

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{8\pi}{m^4} \alpha_{el}^2 \psi(0). \quad (6.3)$$

Logo, para descrevermos o decaimento do monopolium trocamos α_{el} por α_{mag} e manteremos a função de onda, apenas a chamaremos de $\psi_M(0)$. Assim, a Equação (6.2) fica

$$\Gamma(\sqrt{\hat{s}}) = \frac{8\pi \alpha_{mag}^2}{m^2} |\psi_M(0)|^2. \quad (6.4)$$

Esta equação é obtida quando não consideramos o movimento das partículas que formam o estado ligado. Quando estamos tratando o decaimento do estado ligado devemos dividir essa expressão por dois para evitar dupla contagem na integral. A função de onda $\psi_M(0)$ descreve o estado ligado e é obtida pela interação coulombiana entre as partículas e m é a massa das partículas que constituem o estado ligado. A expressão para a função de onda é idêntica à função de onda do positrônio dada pela referência [46],

$$\psi_{nlm}(r) = R_{nl}(r) Y_l^m(\hat{r}). \quad (6.5)$$

Para o número quântico $l = 0$, teremos

$$\psi_M(0) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3 n^3}}, \quad (6.6)$$

onde a é o raio do estado ligado, que é o dobro do raio de Bohr.

$$a = 2a_0 = \frac{2}{m\alpha_{el}}. \quad (6.7)$$

Novamente faremos a troca dos acoplamentos para descrever a função de onda do monopolium. Por isso o módulo quadrado da função de onda fica

$$|\psi_M^{(a)}(0)|^2 = \frac{(m\alpha_{mag})^3}{8\pi n^3}. \quad (6.8)$$

Na referência [43], há a proposta de reescrevermos o número quântico n . Com essa proposta, o cálculo do decaimento do monopolium fica em função de uma gradeza ρ , que pode ter valores no intervalo de $3/8 < \rho < \infty$. A expressão para esse novo número quântico é dada por

$$n = \frac{1}{4\alpha_{el}} \sqrt{\frac{\rho}{3}}. \quad (6.9)$$

No entanto, [43] reescreve a expressão para n substituindo o termo da raiz quadrada por

$$\sqrt{\frac{\rho}{3}} = \frac{1}{2} \left(2 - \frac{M}{m}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.10)$$

Substituindo a Equação (6.10) na Equação (6.9) e depois se substituirmos o resultado na Equação (6.11), o módulo quadrado da função de onda fica

$$|\psi_M^{(b)}(0)|^2 = \frac{(m\beta^2)^3}{\pi} \left(2 - \frac{M}{m}\right)^{-\frac{3}{2}}, \quad (6.11)$$

onde o termo β^2 aparece da constante de acoplamento do monopolo magnético. Assim como no caso do monopolo, a velocidade do monopolium é dada por

$$\beta' = \sqrt{1 - M^2/\hat{s}}. \quad (6.12)$$

Algo que ainda não falamos é sobre a massa do monopolium. A forma correta para descrever essa massa é fazendo a subtração do dobro da massa do monopolo pela energia de ligação do estado.

$$M = 2m - E_{lig}. \quad (6.13)$$

A energia de ligação que adotamos foi baseada na referência [6], que é dada por

$$E_{lig} = 2m/15 \quad (6.14)$$

A justificativa de usar uma energia de ligação menor que 10 por cento da massa dos monopolos que constituem o monopolium, é que somente poderia ser produzido o monopolium para essa energia de ligação. Então, os limites de intervalo de massa do monopolium que vamos utilizar são $654 \text{ GeV} \leq M \leq 1867 \text{ GeV}$.

Iremos utilizar as duas expressões de função de onda, Equações (6.8) e (6.11), para descrever o decaimento do monopolium. Isso nos dará duas expressões diferentes para a seção de choque de fotoprodução. Então, para a primeira função de onda, a seção de choque de fotoprodução de monopolium é escrita como

$$\sigma_1(\gamma\gamma \rightarrow M) = \frac{4\pi}{\hat{s}} \frac{M^2 m \alpha_g^5 \Gamma_M}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2}. \quad (6.15)$$

E para a segunda função de onda, teremos

$$\sigma_2(\gamma\gamma \rightarrow M) = \frac{32\pi}{\hat{s}} \frac{(\beta^3 M \alpha_{mag}^2)^2 m \Gamma_M (2 - M/m)^{3/2}}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2}. \quad (6.16)$$

Na Figura (6.2), mostramos a dependência as Equações (6.15) e (6.16), em sua forma adimensional, em relação a quantidade $\eta = \sqrt{\hat{s}}/2m$, onde m é massa de cada monopolo que constitui o monopolium. Fixamos a massa do monopolo e variamos $\sqrt{\hat{s}}$. Poderíamos pensar que quanto maior a energia do centro de massa dos fótons, maior seria a produção de monopolos, mas a seção de choque é máxima quando $\sqrt{\hat{s}} \approx 3m$. Também podemos perceber que quanto maior a massa dos monopolos, maior será a seção de choque e que o valor de $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow M)$ depende da forma como descrevemos o monopolium a partir da função de onda. A função de onda dada pela Equação (6.8) contribuirá muito mais para a seção de choque total do que a função de onda dada pela Equação (6.11).

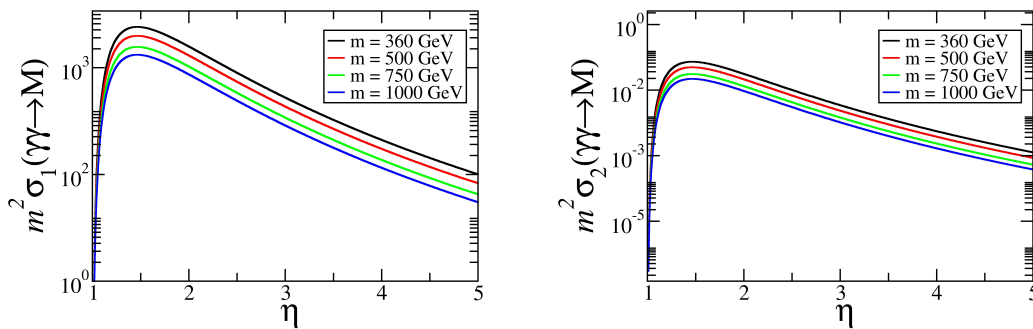


Figura 6.2 - Gráficos adimensionais das seções de choque de fotoprodução do monopolium, referentes as Equações (6.15) utilizando $n = 1$ (gráfico à esquerda) e (6.16) (gráfico à direita).

6.2 Decaimento do Monopolium

Depois que o monopolium é produzido ele pode decair em dois fótons, como esta representado na Figura (6.1) da direita. A equação da seção de choque desse subprocesso é semelhante a Equação (6.1)

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow M \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{4\pi}{\hat{s}} \frac{M^2 \Gamma_1(\sqrt{\hat{s}}) \Gamma_2(\sqrt{\hat{s}})}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2}, \quad (6.17)$$

onde Γ_1 descreve o vértice dos fótons produzindo o monopolium, portanto, a expressão é dada pela Equação (6.4) e Γ_2 representa o vértice do monopolium decaindo em dois fótons. Lembrando que devemos dividir por dois a função de decaimento quando o estado final for dois fótons, então a relação entre essas funções é

$$\Gamma_2 = \frac{1}{2} \Gamma_1 \quad (6.18)$$

Portanto a seção de choque do subprocesso fica

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow M \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{2\pi}{\hat{s}} \frac{M^2 \Gamma^2(\sqrt{\hat{s}})}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2}, \quad (6.19)$$

As equações utilizadas antes (6.4), (6.8) e (6.11), para a seção de choque de produção do monopolium, serão utilizadas para este caso também. Portanto, as equações para a seção de choque são expressas da seguinte forma

$$\sigma_3(\gamma\gamma \rightarrow M \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{2\pi}{\hat{s}} \frac{(Mm\alpha_g^5)^2}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2}, \quad (6.20)$$

e

$$\sigma_4(\gamma\gamma \rightarrow M \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{2\pi}{\hat{s}} \frac{(8Mm\alpha_g^2 \beta^3)^2}{(\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_M^2} (2 - M/m)^3. \quad (6.21)$$

Os gráficos referentes a cada uma dessas equações estão representados nas Figuras (6.2), onde consideramos a quantidade $\eta = \sqrt{\hat{s}}/2m$.

Da mesma forma que nos casos apresentados na Figura (6.3), ambas seções de choque, são máximas quando $\eta \approx 1,5$. Podemos obter uma seção de choque maior para o monopolium decaindo em dois fótons, escolhendo a função de onda (6.8). Podemos notar que $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow M \rightarrow \gamma\gamma)$ não depende da massa dos monopolos.

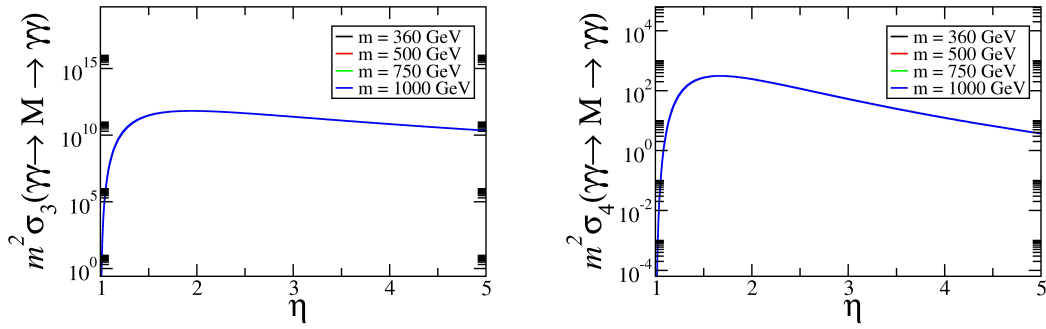


Figura 6.3 - Gráficos adimensionais das seções de choque de fotoprodução do monopolium, referentes as Equações (6.20) (gráfico à esquerda) e (6.21) (gráfico à direita).

6.3 Conclusão

Os resultados para a seção de choque de produção de monopolium pode ter duas representações e a escolha desta, afetará diretamente nos resultados da seção de choque elástica, pois a diferença entre elas é de $\approx 10^5$ pb. A diferença é ainda maior para a seção de choque do monopolium decaindo em dois fótons depois que ele é produzido, sendo $\approx 10^{11}$ pb. O número quântico $n = 1$ utilizado para representar o monopolium através da Equação (6.8) apresenta uma seção de choque muito alta para o processo de decaimento do monopolium em dois fótons. No entanto não calculamos a seção de choque para valores mais altos de n e esperamos que para estes valores, a seção de choque diminui.

7 NÚMERO DE FÓTONS EQUIVALENTES

Neste capítulo vamos apresentar os métodos que utilizamos para obter o número de fótons equivalentes do chumbo, próton e elétron. Na literatura há diversos modelos para obtê-los, porém nós escolhemos um para cada caso. Para o chumbo, vamos usar o método de Weizsäcker-Williams [47], [48], para o próton vamos usar o modelo apresentado por Dress e Zeppenfeld [49] e para o elétron vamos utilizar o método proposto por Frixione [12]. Em 1924, Enrico Fermi [50] encontrou uma relação entre o campo elétrico de uma partícula carregada e o campo elétrico da radiação. A generalização do método de Fermi para o caso relativístico foi determinada independentemente por Weizsäcker e Williams em 1934. Eles fizeram algumas correções e estenderam o trabalho proposto por Fermi, mostrando que podemos substituir os campos de uma partícula carregada movendo-se rapidamente por um espectro de fótons, que neste caso, são considerados como reais ou quase reais. O método de Weizsäcker-Williams é uma alternativa semi-clássica das regras de Feynman para o cálculo de seções de choque com interação eletromagnéticas. Nesta aproximação, o campo eletromagnético é considerado como uma fonte de fótons que pode induzir as interações eletromagnéticas entre as partículas colidindo. Em outras palavras, nós substituímos as partículas incidentes por uma fonte de fótons equivalentes. Para descrever as interações eletromagnéticas precisamos conhecer o fluxo de fótons equivalentes, que será abordado neste capítulo.

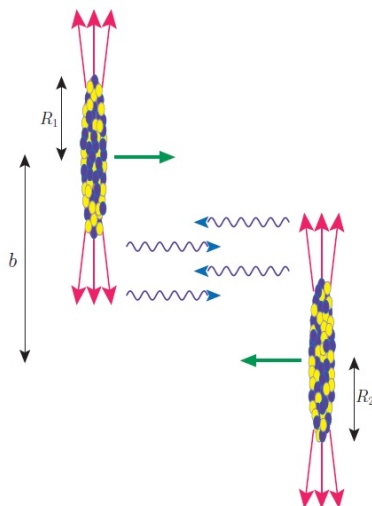


Figura 7.1 - Colisão de duas partículas carregadas, de raio R_1 e R_2 separadas por uma parâmetro de impacto b .

A Figura (7.1) mostra o campo eletromagnético de duas partículas carregadas, de raio R_1

e R_2 , separadas por um parâmetro de impacto b . Os campos eletromagnéticos podem ser vistos como uma nuvem de fótons. Durante a colisão estes fótons podem colidir uns com os outros, ou com as partículas. Esta figura introduz a assim chamada aproximação de fótons equivalentes, que mais tarde foi chamado de método de Weizsäcker-Williams ou método dos fótons virtuais. O parâmetro de impacto b é a distância entre os centros de cada partícula, que mais tarde veremos que tem grande importância para calcular as seções de choque de colisões ultraperiféricas. O parâmetro de impacto é muito útil, pois podemos usá-lo como uma ferramenta para excluir a interação forte do processo, para isso o parâmetro de impacto deve ser sempre maior que a soma dos raios das partículas incidentes.

7.1 Número de Fótons Equivalentes de Íons Pesados

O método que utilizamos para calcular o número de fótons equivalentes para feixes de chumbo é o método de Weizsäcker-Williams que é baseado em conceitos clássicos e quânticos. A ideia principal está na determinação do número de fótons equivalentes $n(\omega)$. O número de fótons equivalentes integrado sobre todos os parâmetros de impacto possíveis é expresso através de

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} N(\omega, b) b db, \quad (7.1)$$

onde $N(\omega, b)$ é o fluxo de fótons equivalentes e ω é a energia do fóton. A parte quântica envolve a descrição da interação entre o fóton emitido por uma partícula A_1 , que pode interagir com um fóton emitido pela segunda partícula A_2 (Figura (7.1)) que se move no sentido oposto, ou uma partícula alvo A_2 . Como estamos interessados em manter as partículas incidentes intactas, vamos considerar apenas a interação entre os fótons emitidos.

Como pode ser visto na Equação (7.1), para determinar $n(\omega)$ precisamos encontrar o fluxo de fótons $N(\omega, b)$, para isso é necessário realizarmos os seguintes passos:

- Encontrar os campos eletromagnéticos de uma partícula relativística $E(t)$.
- Calcular as transformadas de Fourier dos campos eletromagnéticos $E(\omega)$.
- Calcular o espectro de frequência $I(\omega)$.

Para isso vamos utilizar o mesmo exemplo abordado na seção 2.2, onde tínhamos na Figura (2.1) um elétron localizado no ponto P e um pósitron movendo com velocidade v paralela

ao eixo- z em relação ao sistema K e consideramos este pósitron como um monopolo. Os campos eletromagnéticos para este caso, após aplicarmos as transformações de Lorentz, são dados pelas Equações (2.23), (2.24) e (2.25). A explicação de porquê podemos fazer a substituição da partícula incidente por um pulso de radiação pode ser feita através destas equações. Quando $\beta \rightarrow 1$, a magnitude dos campos magnético B_y e elétrico E_x tendem a um mesmo valor : $|B_y| \rightarrow |E_x|$. Então, o observador no ponto P percebe estes campos transversais à direção do movimento e perpendiculares entre si. Logo, o observador não consegue distinguir os campos de uma partícula relativística carregada de pulsos de radiação eletromagnética de ondas planas que movem-se na mesma direção da partícula. Estes pulsos são chamados de pulsos equivalentes. Esta é a ideia principal do método de Weizsäcker-Williams.

Os campos E_x e B_y podem ser representados por um pulso P_1 que se desloca na direção do eixo- z enquanto que um segundo pulso, que é formado apenas por E_z , desloca-se na direção do eixo- x , como mostra a Figura (7.2). A componente longitudinal do campo elétrico E_z não possui um campo magnético ortogonal a ele. Neste caso, um pulso P_2 não poderia ser representado por este campo, porém, quando $\gamma \gg 1$, a intensidade do pulso P_2 é muito pequena quando comparada com o pulso P_1 . Os efeitos de E_z são de menor importância quando $\beta \rightarrow 1$. Como seu campo magnético correspondente será da ordem de βE_z , podemos introduzir um campo magnético artificial para compor o pulso P_2 .

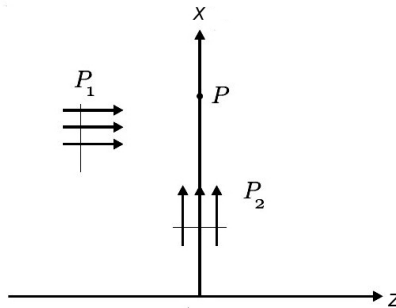


Figura 7.2 - Pulso P_1 deslocando-se na direção do eixo- z e um pulso P_2 deslocando-se na direção do eixo- x .

Agora que já sabemos as expressões dos campos eletromagnéticos, podemos determinar o espectro de frequência para os pulsos P_1 e P_2 , os quais são dados por [51]

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_x(\omega)|^2, \quad (7.2)$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{2\pi} |E_z(\omega)|^2, \quad (7.3)$$

onde $E(\omega)$ é a transformada de Fourier dos campos, que são escritas como [51]

$$E_x(\omega) = \frac{Ze}{bv} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) K_1 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right], \quad (7.4)$$

$$E_z(\omega) = -\frac{iZe}{\gamma bv} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) K_0 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]. \quad (7.5)$$

Substituindo-as nas expressões dos espectros de frequência $I_1(\omega, b)$ e $I_2(\omega, b)$ ficam

$$I_1(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{Ze}{bv} \right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right], \quad (7.6)$$

$$I_2(\omega, b) = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{Ze}{bv} \right)^2 \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right], \quad (7.7)$$

onde K_0 e K_1 são funções de Bessel modificadas.

A relação entre os espectros de frequência calculados e o fluxo de fótons equivalentes $N(\omega, b)$ é a seguinte [51]

$$N(\omega, b) = \frac{1}{\omega} [I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)]. \quad (7.8)$$

Geralmente usa-se a constante de estrutura fina $\alpha_{el} = e^2$ ao invés da carga do elétron. Assim, a forma final do fluxo de fótons é

$$N(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 v^2} \frac{1}{b^2 \omega} u^2 \left[K_1^2(u) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(u) \right], \quad (7.9)$$

onde $u = \omega b / \gamma v$. O argumento da função de Bessel é expresso através do parâmetro de impacto b , os parâmetros relativísticos γ , β e a energia do fóton ω . Para o caso ultrarrelativístico, usando o princípio de incerteza, teremos

$$\Delta t \Delta E \simeq 1 \rightarrow \frac{b}{\gamma v} \omega \simeq 1 \rightarrow \omega_{max} \simeq \frac{\gamma v}{b}. \quad (7.10)$$

Logo, em colisões ultraperiféricas apenas estados com energia igual ou menor podem ser excitados. Substituindo a Equação (7.9) na Equação (7.1) é fácil ver que, após um breve cálculo, teremos

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{Z^2 \alpha_{em}}{v^2} \frac{1}{\omega} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{v^2 \xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (7.11)$$

onde $\xi = \omega b_{min} / \gamma \beta$. Esta é a expressão é válida para cargas pontuais, ou seja, podemos utiliza-la tanto para colisão $Pb-Pb$ quanto para $p-p$, isto porque não consideramos a es-

trutura interna de ambos. Podemos ainda reescrever esta equação em termos da fração de energia x portada pelo fóton ($x = \omega/E$) de forma $n(\omega)$ é dado por

$$n(\omega) = f(x) = \frac{2}{\pi} \frac{Z^2 \alpha_{em}}{v^2} \frac{1}{x} \left[u K_0(u) K_1(u) - \frac{v^2 u^2}{2} (K_1^2(u) - K_0^2(u)) \right], \quad (7.12)$$

onde $u = x M_A b_{min}/v$. Fizemos a troca de $n(\omega)$ para $f(x)$ apenas por preferencia e que isso não altera a equação, pois poderíamos utilizar $n(x)$. Note que quando escrevemos a Equação (7.11) em termos da fração de energia está faltando um termo referente à energia do partícula incidente E . Nós optamos por remove-lo porque ele é simplificado quando formos substituir o número de fótons equivalentes na Equação (1.4).

O gráfico correspondente à Equação (7.12) está representado na Figura (7.3). O parâmetro de impacto mínimo que adotamos é dado por $b_{min} = 1,2 M_A^{1/3}$ fm e a energia do centro de massa é de 5,5 GeV. Como podemos ver o número de fótons equivalentes é bem alto para fótons com baixas energias porém quando essa energia aumenta o número de fótons decai rapidamente, isto quer dizer que há poucos fótons com altas energias.

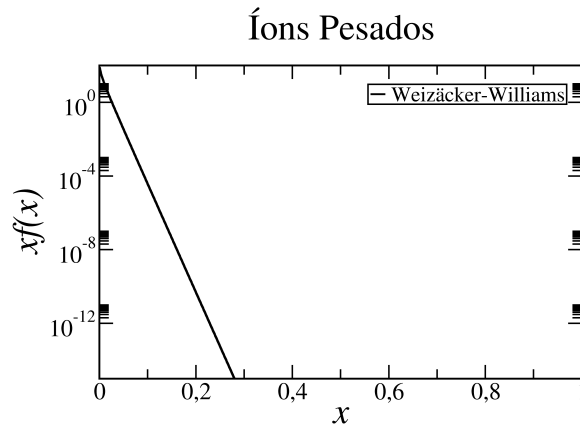


Figura 7.3 - Número de fótons equivalentes para o chumbo em função da fração de energia portada pelo fóton, considerando o método de Weizsäcker-Williams.

7.2 Número de Fótons Equivalentes do Próton

Para descrever o número de fótons equivalentes do próton poderíamos utilizar a Equação (7.12), mas optamos por utilizar um método para que considera a estrutura interna do próton. Este método foi calculado por Drees e Zeppenfeld [11]. Então quando considerarmos a estrutura interna das partículas, devemos escrever o número de fótons equivalentes

em termos do fator de forma da partícula que emite o fóton que é dado por.

$$f(x) = \frac{dN}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \int_{Q_{min}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{min}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2, \quad (7.13)$$

onde x , novamente, é a fração de energia portada pelo fóton, E é a energia da partícula emissora do fóton e ω é a energia do fóton. Outras quantidades que vemos na expressão do número de fótons equivalentes é o fator de forma $F(Q^2)$, o quadrimomento transferido do projétil Q^2 e o quadrimomento mínimo, onde este por uma boa aproximação é dado por

$$Q_{min}^2 = \frac{(xM_A)^2}{1-x}, \quad (7.14)$$

onde M_A é a massa do projétil.

O espectro de fótons equivalentes de prótons com altas energias foi calculado por Dress e Zeppenfeld [11], onde eles usaram uma aproximação do fator de forma de dipolo elétrico $F_E(Q^2) = 1/(1+Q^2/0,71 \text{ GeV}^2)^2$. Outra aproximação que Dress e Zeppenfeld utilizaram foi $(Q^2 - Q_{min}^2)/Q^4 \approx 1/Q^2$, ou seja, eles negligenciaram o termo Q_{min}^2 . O resultado da Equação (7.13) encontrado foi

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[\ln(A) - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right], \quad (7.15)$$

onde $A = 1+0,71 \text{ GeV}^2/Q_{min}^2$. Em Nystrand [52], o termo Q_{min}^2 não é excluído da Equação (7.13) e o resultado encontrado é

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[\frac{A+3}{A-1} \ln(A) - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2} \right]. \quad (7.16)$$

A diferença entre o número de fótons obtido pelo método de Weizsäcker-Williams e o número de fótons equivalentes obtido, considerando a fator de forma, é que no método dos fótons equivalentes não consideramos a estrutura interna da partícula, em outras palavras, podemos considerar a partícula como uma esfera rígida onde a carga, dentro dela, é bem distribuída.

Nós comparamos o número de fótons equivalentes dados pelas Equações (7.12), (7.15) e (7.16), mostrados na Figura (7.4). O que pode ser visto é que a expressão encontrada por Dress e Zeppenfeld nos dá valores maiores que a expressão de Nystrand, ou seja, com a aproximação de Weizsäcker-Williams, temos mais fótons com maior energia.

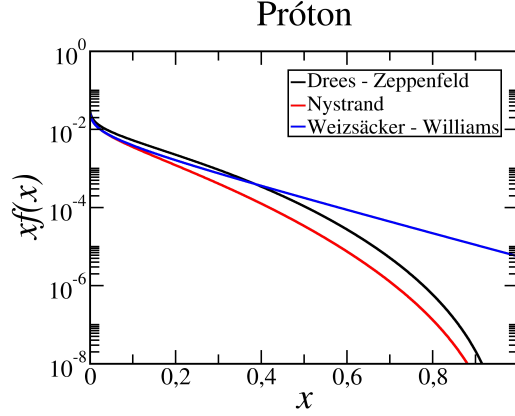


Figura 7.4 - Número de fótons equivalentes para o próton em função da fração de energia portada pelo fóton, considerando o método apresentado por Dress e Zeppenfeld (linha preta), Nystrand (linha vermelha) e o método de W. W. (linha azul).

7.3 Número de Fótons Equivalentes do Elétron

Para o caso do elétron nós vamos utilizar uma abordagem diferente das anteriores. Partiremos do trabalho de Frixione et al. [12] que examina a validade da aproximação de Weizsäcker-Williams em colisões elétron-hádron. A distribuição de fótons para o caso do elétron é dado pela equação:

$$f_e(x) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[\frac{1 + (1-x)^2}{x} \log \frac{(sx - s_{min})(1-x)}{m_e^2 x^2} + O(1) \right], \quad (7.17)$$

onde s é o quadrado do centro de massa do sistema elétron-hádron, s_{min} é o valor mínimo para o quadrado da massa invariante do sistema hadrônico produzido, m_e é a massa do elétron e x é a fração de energia do elétron portada pelo fóton. Esta equação apresenta um erro de 5% à 10% para energias do HERA de acordo com a referência [53]. Por isso vamos seguir o trabalho de Frixione que modifica a Equação (7.17) buscando satisfazer as condições experimentais encontradas no HERA. O processo que será adotado é quando um pequeno ângulo de corte é aplicado ao elétron que está saindo. O processo de eletroprodução é dado por

$$e(p) + p(k) \rightarrow e(p') + X, \quad (7.18)$$

onde p é um partom sem massa, X é o sistema hadrônico produzido e $p^2 = p'^2 = m_e^2$. A seção de choque para este processo é dada por [12]

$$d\sigma_{ep} = \frac{1}{8k \cdot p} \frac{e^2 W^{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{q^4} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2E'}. \quad (7.19)$$

onde

$$q = p - p' \quad (7.20)$$

O tensor leptônico é definido por

$$T_{\mu\nu} = 4 \left(\frac{1}{2} q^2 g_{\mu\nu} + p_\mu p'_\nu + p_\nu p'_\mu \right). \quad (7.21)$$

Na Equação (7.19) temos uma contração entre dois tensores, sabendo que já conhecemos o tensor leptônico, nos resta definir o tensor hadrônico $W^{\mu\nu}$. Explorando a atual conservação, que nos diz que $q_\nu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, o tensor pode ser decomposto em

$$W^{\mu\nu} = W_1(q^2, k \cdot q) \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) - \frac{q^2}{(k \cdot q)} W_2(q^2, k \cdot q) \left(K^\mu - \frac{k \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(k^\nu - \frac{k \cdot q}{q^2} q^\nu \right) \quad (7.22)$$

O termo proporcional à $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho k^\sigma$ não foi incluído, porque ele não contribui neste caso. No limite em que $q^2 \rightarrow 0$, $W^{\mu\nu}$ deve ser uma função analítica de q^2 . Como $q^2 W^{\mu\nu}$ deve ser nula em $q^2 = 0$, nós iremos ter

$$W_2(q^2, k \cdot q) = W_1(0, k \cdot q) + O(q^2). \quad (7.23)$$

Nós vamos deixar de lado os termos $O(q^2)$, porque isso nos leva a correções à aproximação de Weizsäcker-Williams. A partir das Equações (7.21), (7.22) e (7.23) podemos obter

$$W^{\mu\nu} T_{\mu\nu} = -4W_1(q^2, k \cdot q) \left[2m_e^2 + q^2 \frac{1 + (1 - x^2)^2}{x^2} \right], \quad (7.24)$$

onde

$$x = \frac{k \cdot q}{k \cdot p} = 1 - \frac{k \cdot p'}{k \cdot p}. \quad (7.25)$$

A quantidade x é precisamente a fração z do momento longitudinal carregado pelo fóton. De fato, se $k = k^0(1, 0, 0 - 1)$ e $q = zp + \hat{q}$ com $k \cdot \hat{q} = 0$ encontra-se $x = (k \cdot q)/(k \cdot p) = z$. Devemos agora encontrar uma expressão conveniente para o espaço de fase do elétron espalhado. Nós temos que

$$\frac{d^3 p'}{E'} = 2\pi\beta'^2 E' dp' d \cos \theta, \quad (7.26)$$

onde a integração azimutal já foi realizada, e

$$p' = (E', 0, E'\beta' \sin \theta, E'\beta' \cos \theta), \quad (7.27)$$

$$p = (E, 0, 0, E\beta), \quad (7.28)$$

$$\beta' = \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E'^2}}, \quad (7.29)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E^2}}. \quad (7.30)$$

Nós agora podemos trocar as variáveis $(p', \cos \theta)$ por (q^2, x) . A partir das definições previamente estabelecidas, encontramos

$$q^2 = 2m_e^2 - 2EE'(1 - \beta\beta' \cos \theta), \quad (7.31)$$

$$x = 1 - \frac{E'(1 + \beta' \cos \theta)}{E(1 + \beta)}. \quad (7.32)$$

É fácil mostrar que o jacobiano desta mudança de variáveis é simplesmente $2E'\beta'^2$. Portanto

$$\frac{d^3 p'}{E'} = \pi dq^2 dx. \quad (7.33)$$

Agora podemos calcular a Equação (7.19). Teremos

$$d\sigma_{ep} = -\frac{\alpha_{el}}{2\pi} \frac{W_1(0, k \cdot q)}{4k \cdot p} \left[\frac{2m_e^2}{q^4} + \frac{1 + (1-x)^2}{(xq)^2} \right] dq^2 dx, \quad (7.34)$$

onde $\alpha_{el} = e^2$. Integrando sobre q^2 nos dá

$$d\sigma_{ep} = \sigma_{\gamma p}(q, k) f_\gamma^e(x) dx, \quad (7.35)$$

onde

$$f_\gamma^e(x) = \frac{\alpha_{el}}{2\pi} \left[2m_e^2 x \left(\frac{1}{q_{max}^2} - \frac{1}{q_{min}^2} \right) + \frac{1 + (1-x)^2}{x} \log \left(\frac{q_{min}^2}{q_{max}^2} \right) \right], \quad (7.36)$$

e

$$\sigma_{\gamma p}(q, k) = -\frac{g_{\mu\nu} W^{\mu\nu}}{8k \cdot q} = \frac{W_1(0, k \cdot q)}{4k \cdot q}, \quad (7.37)$$

é a seção de choque para o processo $\gamma(q) + p(k) \rightarrow X$. O que precisamos agora é determinar os limites de integração q_{min}^2 e q_{max}^2 . Como nosso exemplo é uma colisão onde o elétron espalhado forma um ângulo pequeno, podemos reescrever a Equação (7.32) de forma que

podemos isolar E' ficando com

$$E' = \frac{A^2 + m_e^2}{2A} + \frac{(A^2 - m_e^2)^2}{8A^3} \theta^2 + O(\theta^4), \quad (7.38)$$

onde

$$A = E(1 + \beta)(1 - x), \quad (7.39)$$

e através da Equação(7.31) temos

$$q^2 = -\frac{m_e^2 x^2}{1 - x} - \frac{E(1 + \beta)(A^2 - m_e^2)^2}{4A^3} \theta^2 + O(\theta^4). \quad (7.40)$$

O valor de q_{max}^2 é obtido quando $\theta = 0$, então

$$q_{max}^2 = -\frac{m_e^2 x^2}{1 - x}. \quad (7.41)$$

Analogamente, o valor de q_{min}^2 é obtido quando θ é igual ao seu valor máximo θ_c . Se $\theta_c \ll 1$ nós obtemos, a partir da Equação (7.42)

$$q_{min}^2 = -\frac{m_e^2 x^2}{1 - x} - \frac{E(1 + \beta)(A^2 - m_e^2)^2}{4A^3} \theta_c^2 + O(\theta^4), \quad (7.42)$$

$$= -\frac{m_e^2 x^2}{1 - x} - E^2(1 - x)\theta_c^2 + O(E^2\theta_c^4, m_e^2\theta_c^2, m_e^4/E^2), \quad (7.43)$$

a função $f_\gamma^e(x)$ fica

$$f_\gamma^e(x) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left\{ 2(1 - x) \left[\frac{m_e^2 x}{E^2(1 - x)^2 \theta^2 + m_e^2 x^2} - \frac{1}{x} \right] + \frac{1 + (1 - x)^2}{x} \log \left[\frac{E^2(1 - x)^2 \theta_c^2 + m_e^2 x^2}{m_e^2 x^2} \right] + O(\theta_c^2, m_e^2/E^2) \right\}. \quad (7.44)$$

Notamos que os termos não logarítmicos possuem uma singularidade em x , o que representa uma correção considerável. Como podemos observar na Figura (7.5) o número de fótons equivalentes não decai abruptamente com o aumento da fração de energia dos fótons, como número de fótons equivalentes do chumbo. Também podemos notar, quando comparamos a Figura (7.5) com a Figura (7.4), que temos um números de fótons equivalentes maior para o feixe de elétrons que o feixe de prótons, apenas sendo menor quando a fração de energia do fóton é aproximadamente 1.

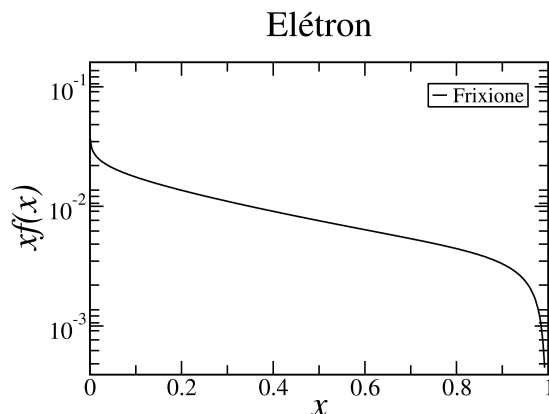


Figura 7.5 - Número de fótons equivalentes para do elétron em função da fração de energia portada pelo fóton, considerando o método apresentado por Frixione.

7.4 Conclusão

Podemos ver que o número de fótons equivalentes do chumbo é muito pequeno no limite de altas energias, enquanto que para energias muito baixas ele domina, sendo maior que o número de fótons equivalentes do próton e do elétron. Para o próton temos um comportamento muito diferente, pois no limite de baixas energias $f(x)$ é da ordem de 10^{-1} no entanto a queda da curva nos mostra que o número de fótons equivalentes não cai bruscamente como no caso do chumbo, ou seja, temos mais fótons com altas energias para o próton do que para o chumbo. Isso ocorre porque na aproximação dos fótons equivalentes, Equação (7.12), as funções de Bessel modificadas $K(u)$ decaem rapidamente e olhando para o termo $u = xM_A b_{min}/v$, a grandeza mais importante é b_{min} , que para o próton usamos 0,7 fm e 14,2 fm para o chumbo. Portanto, quanto maior o argumento de $K(u)$ menor o número de fótons. Nós esperávamos que o fator Z^2 fizesse uma grande contribuição para o resultado final da seção de choque, mas como podemos ver na Figura (7.3), o número de fótons equivalentes na colisão chumbo-chumbo pode apresentar resultados muito abaixo do esperado.

Para o elétron, temos o melhor resultado, mostrando ser mais eficiente que o próton nesse aspecto, isso pode ser um forte motivo para considerarmos colisões entre elétron-pósitron, pois a contribuição do número de fótons equivalentes no cálculo da seção de choque será maior que a contribuição do número de fótons equivalentes do chumbo e do próton.

8 RESULTADOS

Os resultados apresentados nesse capítulo são obtidos pela seção de choque dada pela Equação (1.4). Os processos estudados são puramente eletromagnéticos e os processos estudados são colisões elásticas pp , $PbPb$ e e^+e^- . Portanto, as partículas incidentes não são quebradas.

Os limites de integração de x_1 e x_2 precisam ser modificados, pois devido a equação da velocidade dos monopolos produzidos β há uma singularidade quando $\hat{s} < 4m^2$. Os limites de integração, x_1 e x_2 que obtemos para solucionar esse problema são dados por

$$\begin{aligned} x_{1min} &= \frac{4m^2}{s}, \\ x_{1max} &= 1, \end{aligned} \quad (8.1)$$

e

$$\begin{aligned} x_{2min} &= \frac{4m^2}{sx_1}, \\ x_{2max} &= 1. \end{aligned} \quad (8.2)$$

Desta forma, para qualquer valor de x_1 , sempre teremos a condição $\hat{s} > 4m^2$, que corresponde ao limiar mínimo de produção de partículas. Portanto, a seção de choque elástica é reescrita como

$$\sigma_{el} = \int_{4m^2/s}^1 dx_1 \int_{4m^2/sx_1}^1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow m\bar{m}}(x_1 x_2 s), \quad (8.3)$$

onde $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow m\bar{m}}(x_1 x_2 s)$ é dada pela Equação (5.38). Não é necessário reescrever esta equação, porque ela depende da massa m e da velocidade β da partícula produzida que por sua vez é dada pela Equação (5.28).

Na seção de choque elástica para a produção do monopolium, utilizaremos duas expressões, uma delas é dada pela referência [6], o qual faz a substituição de m por $M/2$, na Equação (8.3) e também em todo cálculo apresentado no capítulo 6, com exceção da Equação (6.11). Desta forma a equação da seção de choque elástica fica

$$\sigma_{el} = \int_{M^2/s}^1 dx_1 \int_{M^2/sx_1}^1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow M}(x_1 x_2 s), \quad (8.4)$$

A outra expressão faz a troca através da relação entre a massa do monopolo e a massa do monopolium

$$M = 2m - E_{lig} = \frac{28}{15}m, \quad (8.5)$$

onde $E_{lig} = 2m/15$. Isolando a massa do monopolo, teremos

$$m = \frac{15}{28}M = m'. \quad (8.6)$$

Os limites de x_1 e x_2 , para o monopolium ficam semelhantes às Equações (8.1) e (8.2), apenas trocamos m por m' . Optamos por chamar a relação entre essas massas de m' apenas por conveniência na hora de escrever.

$$\sigma_{el} = \int_{4m'^2/s}^1 dx_1 \int_{4m'^2/sx_1}^1 dx_2 f(x_1) f(x_2) \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow M}(x_1 x_2 s), \quad (8.7)$$

O que nos inspirou a usar duas equações para a mesma seção de choque, Equações (8.4) e (8.7) é comparar os resultados para poder comprovar se é viável fazer a mudança de m por $M/2$. A única equação do capítulo 6 que não recebe essa troca, é a Equação (6.11), pois ela se anula para $M = 2m$. Então nessa expressão utilizamos a relação dada pela Equação 8.5.

8.1 Produção de Monopolos

Na Figura (8.1) e (8.2) mostramos a seção de choque total para a produção do par monopolo-antimonopolo em função da massa do monopolo para a colisão pp , $PbPb$ e e^+e^- . Nós utilizamos a energia do centro de massa do LHC, $\sqrt{s} = 14$ TeV para o próton, $\sqrt{s} = 5,5$ TeV para o chumbo e para o elétron usamos a energia do CLIC $\sqrt{s} = 1,4$ TeV e $\sqrt{s} = 3,0$ TeV.

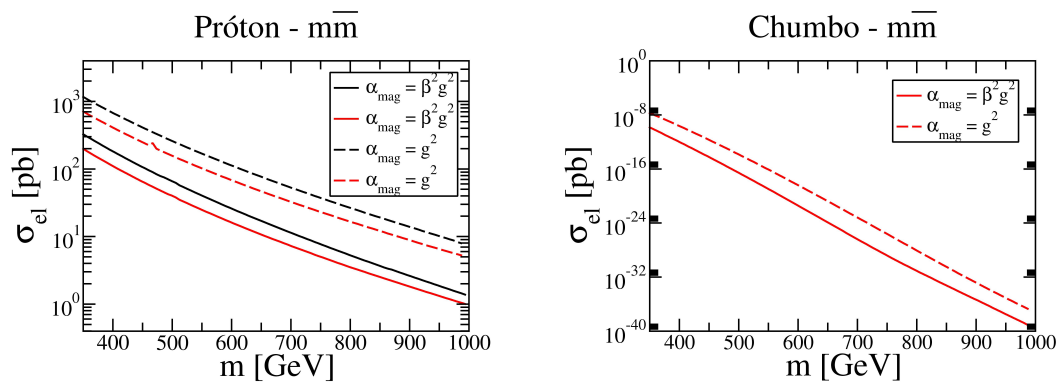


Figura 8.1 - Seção de choque elástica para a produção do par monopolo-antimonopolo em função da massa do monopolo, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV e $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. Em ambas figuras, curvas vermelhas referem-se ao cálculo da seção de choque elástica utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams e curvas pretas, referem-se ao número de fótons equivalentes obtido por Drees e Zeppenfeld

O número de fótons equivalentes à altas energias para o chumbo não contribui muito para a seção de choque, mesmo com o fator de Z^4 da Equação (7.12). Na colisão $PbPb$ a probabilidade de dois fótons produzirem um par de monopolos é muito menor que numa colisão pp . A produção de monopolos é maior em colisões pp , mas quanto maior for a massa dos monopolos menor a probabilidade de produzi-los.

Na Figura (8.2) mostramos a seção de choque total para a produção de monopolos em função da massa do monopolo para a colisão e^+e^- .

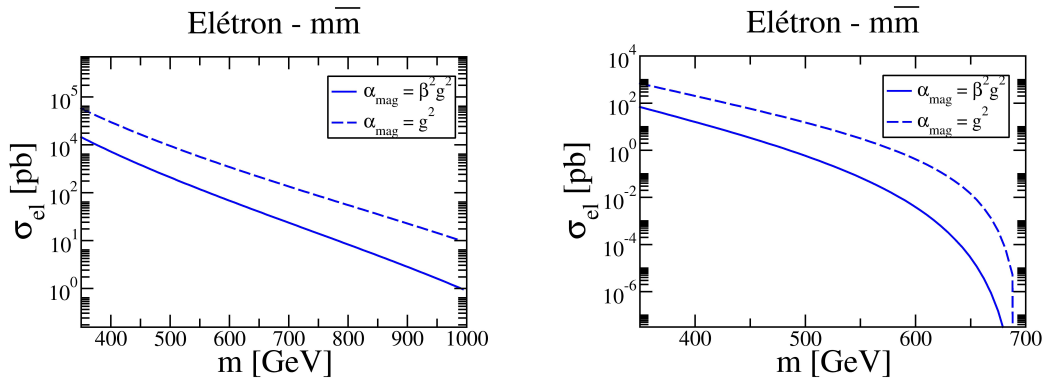


Figura 8.2 - Seção de choque elástica para a produção do par monopolo-antimonopolo em função da massa do monopolo, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 3,0$ TeV (figura à esquerda) e $\sqrt{s} = 1,4$ TeV (figura à direita). Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado, no cálculo da seção de choque elástica, é obtido por Frixione.

Mesmo com energia mais baixa que o próton temos um resultado maior para a produção de monopolos em uma colisão elétron-pósitron. Na colisão próton-próton o limite de massa do monopolo produzido é 7 TeV, enquanto que para $\sqrt{s} = 3,0$ TeV o limite de massa é de 1,5 TeV e para $\sqrt{s} = 1,4$ TeV esse limite é de 0,7 TeV. O gráfico da direita, da Figura (8.2), mostra a seção de choque quando o monopolo magnético não é relativístico. A constante de acoplamento dada por $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ tende a 1 quando $m \approx \sqrt{s}/2$. Neste limite de massa podemos obter uma constante de acoplamento pequena o suficiente para considerarmos métodos perturbativos, porém, a seção de choque apresenta valores muito baixos. Quando $\alpha_{mag} = g^2$ a constante de acoplamento não tem dependência na velocidade do monopolo, mas o decaimento da curva tracejada é igual ao da curva sólida, não apenas na colisão entre elétron-pósitron, as curvas são semelhantes também nas colisões próton-próton e chumbo-chumbo.

8.2 Produção de Monopolium

Considerando a Equação (6.15) para a produção do monopolium referente a Equação (8.4) temos os seguinte gráficos da Figura (8.3) para o próton.

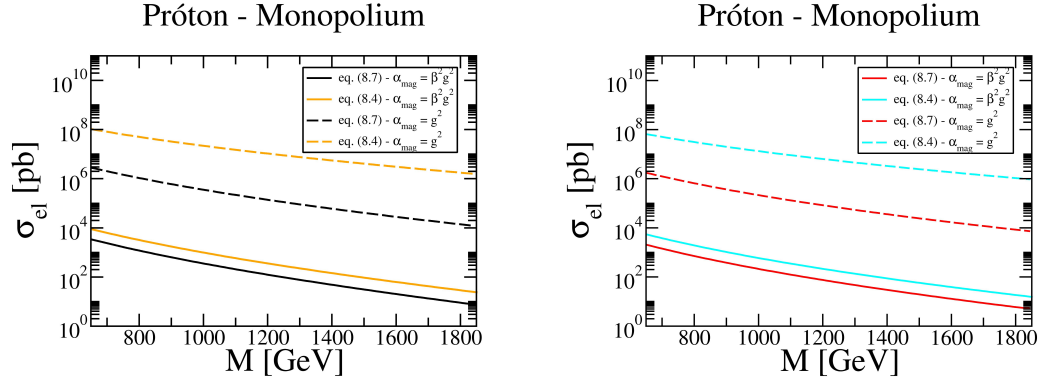


Figura 8.3 - Seção de choque elástica para a produção de monopolum em função da massa do monopolum, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.

A produção do monopolum é mais significativa que a produção de monopolos, pois devido a grande constante de acoplamento dos monopolos é mais provável que os monopolos sejam produzidos num estado ligado. A aproximação da massa do monopolo, como $M = 2m$, na seção de choque elástica, Equação (8.4), não gera um grande erro quando consideramos $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$, mas quando $\alpha_{mag} = 2g^2$ essa aproximação não pode ser usada em colisões pp .

Os resultados para colisões e^+e^- são mostrados na Figura (8.4). Novamente a seção de choque elástica é maior para uma colisão entre e^+e^- do que uma colisão pp . Na figura da direita há uma diferença no limite máximo da massa produzida, pois se considerarmos $M = 2m$ (curva verde) o limite da massa é $M = 1,4$ TeV e se utilizarmos $M = 28/15m$ o limite máximo é $M \approx 1,3$ TeV. Quando esses limites de massa são atingidos a seção de choque decai rapidamente, assim como na produção de monopolos.

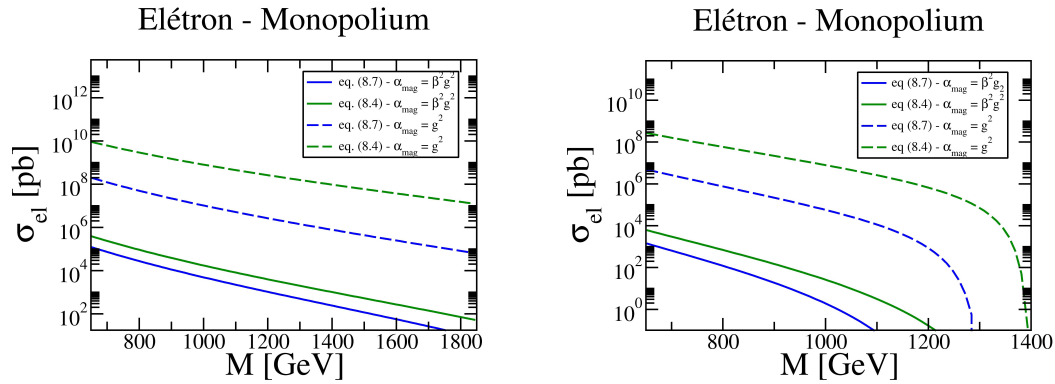


Figura 8.4 - Seção de choque elástica para a produção de monopolum em função da massa do monopolum, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.

A Figura (8.5) mostra a seção de choque elástica para a colisão $PbPb$ para a produção do monopolium. O resultado é muito semelhante à produção de monopolos quando o resultado é obtido pela Equação (8.7) e (8.4). Quando consideramos $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ e quando consideramos $\alpha_{mag} = g^2$ o resultado é maior, porém continua sendo muito pequeno quando comparado aos processos de colisão e^+e^- e pp .

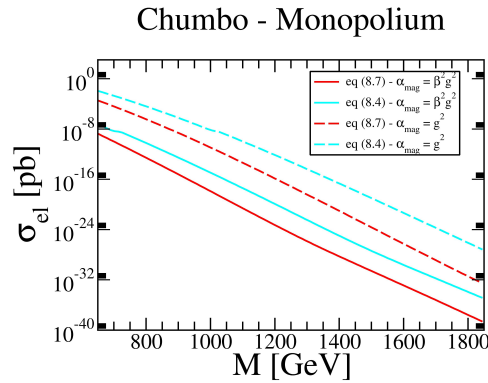


Figura 8.5 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.

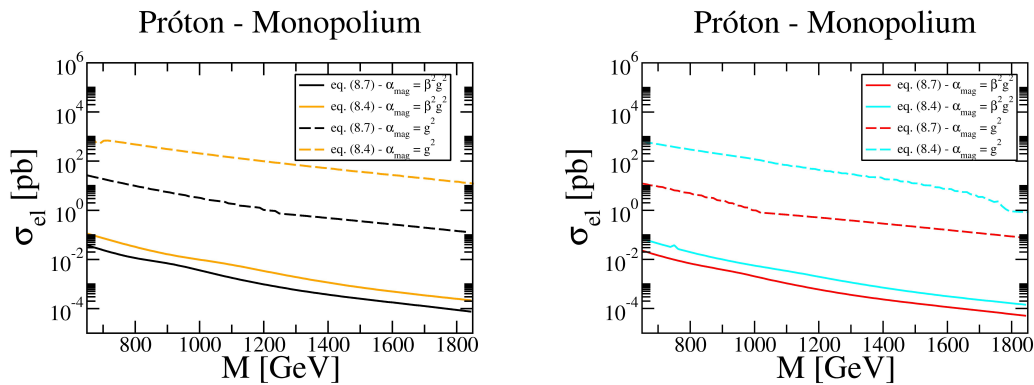


Figura 8.6 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.

A seção de choque elástica para cada processo de colisão possui o mesmo decaimento da produção de monopolos. Podemos concluir que a substituição da massa do monopolium da por $M = 2m$ na seção de choque elástica, Equação (8.4), é uma boa aproximação quando consideramos $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$, porém quando $\alpha_{mag} = g^2$ a diferença é muito grande

e não podemos utilizar essa expressão.

Considerando a seção de choque de fotoprodução de monopolium, com a correção sugerida por [43], Equação (6.16), temos os seguintes resultados para o próton, mostrados na Figura (8.6).

Agora temos que a produção do monopolium é menor que a produção do monopolo. No entanto, para $\alpha_{mag} = g^2$, a curva é bem próxima à curva de produção de monopolos, enquanto que para $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ as curvas estão abaixo das curvas da produção de monopolos. Portanto a produção de monopolium é tão importante quando a produção de monopolos se considerarmos $\alpha_{mag} = g^2$ independentemente da seção de choque do subprocesso.

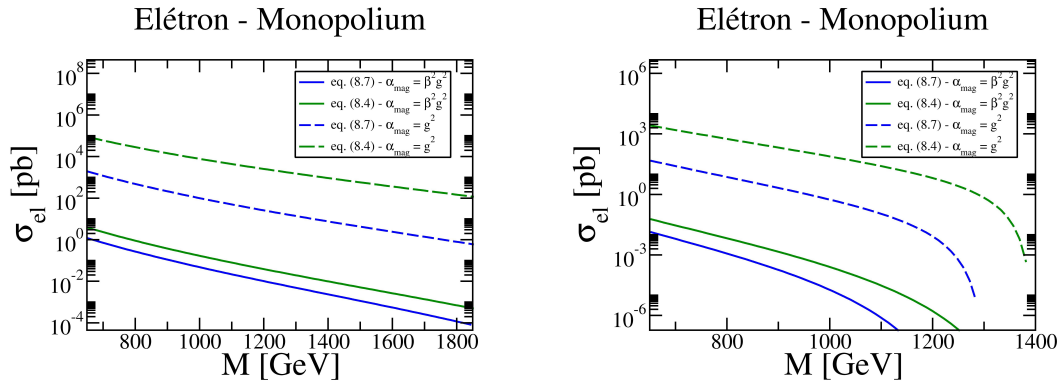


Figura 8.7 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.

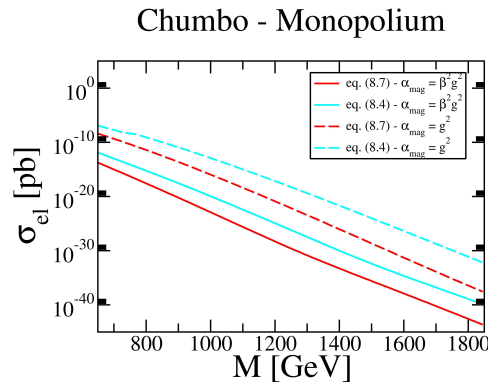


Figura 8.8 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.

Na Figura (8.7) temos os resultados para e^+e^- . Novamente as curvas referentes à aproximação de $M = 2m$ ainda continuam com um erro maior quando usamos $\alpha_{mag} = g^2$ e as curvas para produção de monopolium, referente a essa constante de acoplamento, estão bem próximas das curvas de produção de monopolos.

O gráfico para seção de choque elástica do processo $PbPb$ é mostrado na Figura (8.8) e podemos ver que todas as curvas estão abaixo das curvas referentes a produção de monopolos.

8.3 Monopolium Como Um Estado Ressonante de Dois Fótons

Considerando a Equação (6.20) para a produção do monopolium referente a Equação (8.4) temos os seguinte gráficos da Figura (8.9) para o próton.

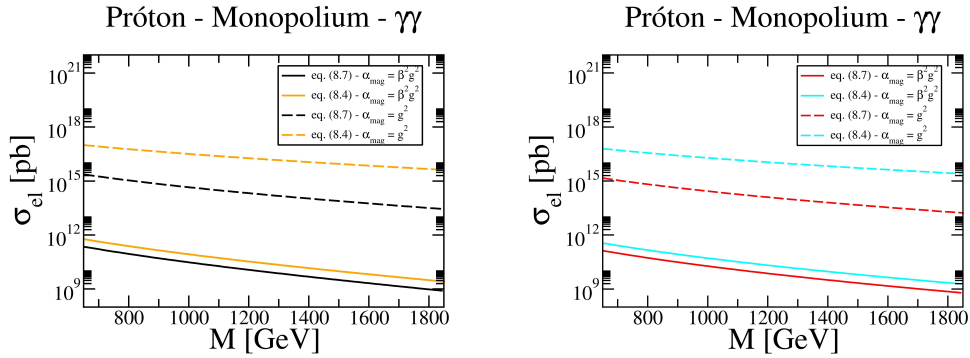


Figura 8.9 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.

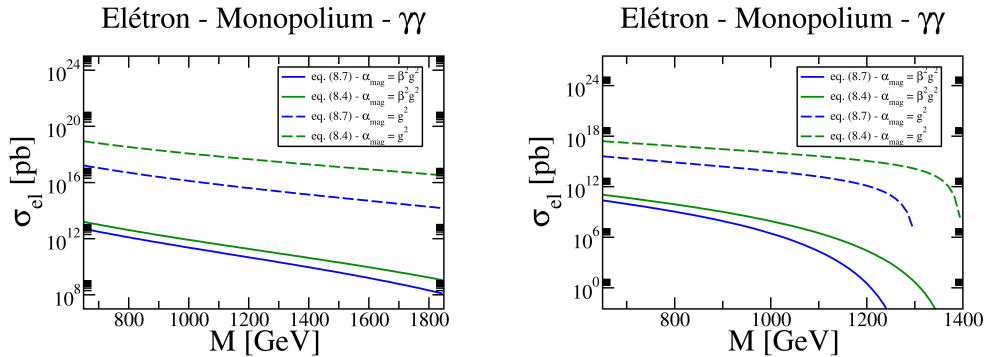


Figura 8.10 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixione.

O processo de dois fótons produzindo o monopolium e depois este decai em dois fótons, possui a seção de choque maior que a produção de monopolium e também dos monopolos, independente da constante de acoplamento α_{mag} .

Os resultados referentes ao processos de colisão e^+e^- são mostrados na Figura (8.10). A colisão e^+e^- continua sendo o melhor processo para encontrarmos os monopolium.

Pela primeira vez, na Figura (8.11), temos um resultado apreciável para chumbo, porém esse resultado é apreciável apenas se considerarmos $\alpha_{mag} = g^2$, .

Por fim vamos mostrar os resultados referente a Equação (6.21). Os gráficos para a colisão pp são mostrados na Figura 8.12.

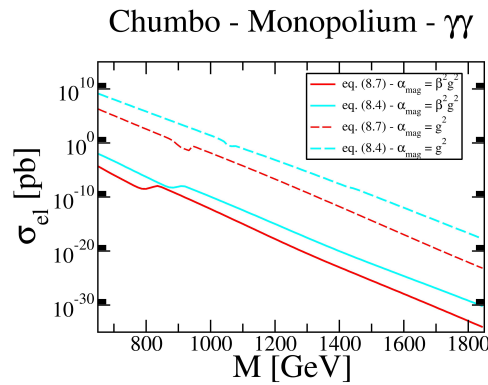


Figura 8.11 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.

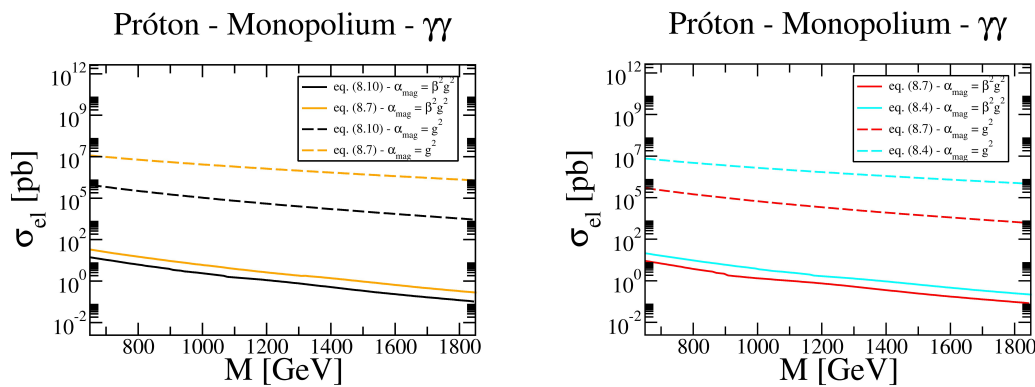


Figura 8.12 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão pp com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Curvas pretas e laranjas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Drees e Zeppenfeld e curvas vermelhas e cianas são obtidas utilizando o número de fótons equivalentes de Weizsäcker-Williams.

Para $\alpha_{mag} = g^2$ a seção de choque é maior que produção de monopolos, Figura (8.1), e monopolium, Figura (8.9), mas é aproximadamente igual à produção de monopolium quando consideramos que a produção é dada pela Equação (6.15) (Figura (8.3)), que é o melhor resultado para a produção de monopolium. Para $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ ambas curvas são próximas à produção de monopolo, mas é menor quando $m \approx 1$ TeV. Com relação a produção de monopolium as curvas estão abaixo das curvas referentes a Equação (6.15) (Figura (8.3)).

Os gráficos para colisão e^+e^- são mostrados na Figura (8.13). Tanto para $\alpha_{mag} = g^2$ quanto para $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ a seção de choque é maior que as seções de choque de produção de monopolos (Figura (8.2)), e monopolium (Figura (8.7)).

O gráfico para colisão $PbPb$ é mostrado na Figura (8.14) e novamente temos que a seção de choque é muito menor que as seções de choque da colisão e^+e^- e pp .

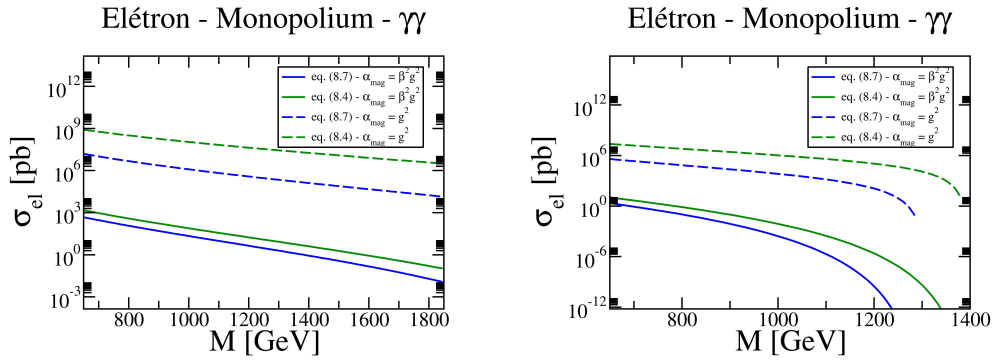


Figura 8.13 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão e^+e^- com $\sqrt{s} = 1,4$ TeV para a figura da direita e com $\sqrt{s} = 3$ TeV para a figura da esquerda. Em ambas figuras, o número de fótons equivalentes utilizado é obtido por Frixiene.

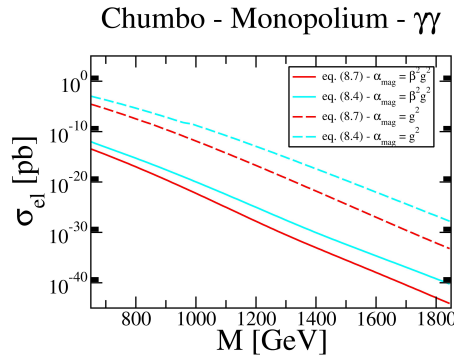


Figura 8.14 - Seção de choque elástica para a produção de monopolium em função da massa do monopolium, para colisão $PbPb$ com $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. O número de fótons equivalentes utilizado foi o método de Weizsäcker-Williams.

8.4 Número de Eventos para Produção de Monopolos e Monopolium

Nesta seção vamos apresentar uma estimativa do número de monopolos que podem ser produzidos nos colisores LHC e CLIC. Devido ao experimento MoEDAL estar localizado no LHCb, vamos usar a luminosidade deste experimento obtida no ano de 2015 no LHC. A luminosidade do LHCb para colisões pp é $366,25 \text{ pb}^{-1}$ e colisões $PbPb$ é $6,1 \mu\text{b}^{-1}$. Para o CLIC a luminosidade prevista é de $590 (\text{pb} \cdot \text{s})^{-1}$, para $\sqrt{s} = 3,0 \text{ TeV}$. Devido ao erro de considerarmos $M = 2m$, quando $\alpha_{mag} = g^2$, vamos desconsiderar a seção de choque elástica dada pela Equação (8.4).

Na Tabela (8.1), podemos ver que o número de eventos, onde o par de monopolos pode ser produzido, é apreciável se sua massa for próxima à 360 GeV , independente da constante de acoplamento. No entanto, o número de eventos é muito menor, se os monopolos apresentarem massas próximas de 1 TeV , quando $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$. Desta forma podemos dizer que para massas acima de $1,5 \text{ TeV}$, a produção de monopolos no LHCb é praticamente impossível, até mesmo para colisões pp que possuem maior energia do centro de massa. Para $\alpha_{mag} = g^2$ o número de eventos ainda é considerável e por isso podemos ter mais chances de produzir monopolos mais massivos.

Monopolos - $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	108.410	64.460	-	$4,03 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
1.000	476	366	-	531 s^{-1}
Monopolos - $\alpha_{mag} = g^2$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	384.562	232.568	-	$23 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
1.000	2.563	1.831	-	$10,03 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$

Tabela 8.1 - Número de eventos para a produção de pares de monopolos, onde m é a massa do monopolo

Pela Tabela (8.2), temos uma grande expectativa na produção de monopolium acima de 1 TeV quando consideramos que a função de onda do grande estado é descrita por $\psi_M^{(a)}$, Equação (6.8), ainda mais para a constante de acoplamento $\alpha_{mag} = g^2$. Porém o número de eventos para a produção do monopolium, quando consideramos $\psi_M^{(b)}$ é tão baixo que somente teremos uma produção de monopolium considerável, para $\alpha_{mag} = g^2$, como mostra a Tabela (8.3).

Nas Tabelas (8.4) e (8.5) o número de eventos também é maior para $\psi_M^{(a)}$, tanto para

Monopolium - $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2 - \psi_M^{(a)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	$1,2 \times 10^6$	739.825	-	$70,7 \times 10^6 s^{-1}$
1.000	2.748	1.832	-	$4,7 \times 10^3 s^{-1}$
Monopolium - $\alpha_{mag} = g^2 - \psi_M^{(a)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	1.014×10^6	630×10^6	-	$23 \times 10^6 s^{-1}$
1.000	4×10^6	$2,5 \times 10^6$	-	$3,5 \times 10^6 s^{-1}$

Tabela 8.2 - Número de eventos para a produção de monopolium, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium

Monopolium - $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2 - \psi_M^{(b)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	11	7	-	$684 s^{-1}$
1.000	-	-	-	-
Monopolium - $\alpha_{mag} = g^2 - \psi_M^{(b)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	9.552	4.395	-	$1,1 \times 10^6 s^{-1}$
1.000	36	25	-	$295 s^{-1}$

Tabela 8.3 - Número de eventos para a produção de monopolium, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium

$\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ quanto para $\alpha_{mag} = g^2$, porém esse processo, o monopolium decai em dois fótons no estado final, o que nos permite uma produção de monopolium muito mais massivos que nos processos anteriores apenas para $\psi_M^{(a)}$. Quando usamos $\psi_M^{(b)}$ o número de eventos só é considerável para $\alpha_{mag} = g^2$.

Monopolium $\rightarrow \gamma\gamma$ - $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2 - \psi_M^{(a)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	800×10^{11}	476×10^{11}	2	$2,9 \times 10^{15} s^{-1}$
1.000	2.930×10^8	2.270×10^8	-	$7,08 \times 10^{10} s^{-1}$
Monopolium $\rightarrow \gamma\gamma$ - $\alpha_{mag} = g^2 - \psi_M^{(a)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	800×10^{15}	470×10^{15}	10	$7,08 \times 10^{19} s^{-1}$
1.000	952×10^{13}	586×10^{13}	-	$8,26 \times 10^{16} s^{-1}$

Tabela 8.4 - Número de eventos para a produção de monopolium como estado ressonante de dois fótons, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium

Monopolium $\rightarrow \gamma\gamma - \alpha_{mag} = \beta^2 g^2 - \psi_M^{(b)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	7.325	4.504	-	$2,7 \times 10^5 s^{-1} s^{-1}$
1.000	25	18	-	$5s^{-1}$
Monopolium $\rightarrow \gamma\gamma - \alpha_{mag} = g^2 - \psi_M^{(b)}$				
m (GeV)	Eventos pp Drees	Eventos pp W.W.	Eventos $PbPb$	Eventos e^+e^-/s
360	$78,6 \times 10^6$	$48,8 \times 10^6$	1	$8,8 \times 10^6 s^{-1}$
1.000	823.812	567.687	-	$7,8 \times 10^6 s^{-1}$

Tabela 8.5 - Número de eventos para a produção de monopolium como estado ressonante de dois fótons, onde m é a massa dos monopolos que constituem o monopolium

8.5 Conclusão

A produção de monopolos magnéticos é mais significativa no colisor CLIC, porém o LHC é o único que possui um experimento designado à busca de monopolos. A seção de choque elástica apresenta melhores resultados para colisões elétron-pósitron, porém colisões próton-próton possuem um alcance de massa maior. Colisões chumbo-chumbo podem produzir monopolos apenas quando consideramos $\alpha_{mag} = g^2$ e o processo de colisão produz o monopolium e depois este decai em dois fótons. A produção de monopolium é tão significativa quando a produção de monopolos, porém a seção de choque é ainda maior quando o monopolium decai em dois fótons.

9 CONCLUSÕES

Desde a condição de quantização de Dirac (DQC), o monopolo magnético é uma possível resposta para a questão da quantização da carga elétrica. Os monopolos magnéticos tem sido previstos por algumas teorias, como de grande unificação [1], [2]. Modelos eletrofracos [54], em que a carga é quantizada, reforçam a necessidade de uma busca experimental dessas partículas. Essa busca teve uma série de métodos instrumentais de análise, com a finalidade de varrer todos os cenários possíveis, como por exemplo, colisores de partículas [9].

Atualmente o único colisor que possui um experimento que pode detectar monopolos magnéticos é o LHC. O CLIC não possui um experimento para a busca de monopolos, mas a produção dos monopolos é tão considerável neste colisor quanto no LHC. Comparamos os processos de colisão com energia de centro de massa como $\sqrt{s} = 14$ TeV para pp , $\sqrt{s} = 5,5$ TeV para $PbPb$ e $\sqrt{s} = 1,4$ TeV e também $\sqrt{s} = 3,0$ TeV para e^+e^- . Os cálculos foram limitados aos diagramas de ordem mais baixa para a produção dos monopolos.

A DQC implica numa constante de acoplamento muito grande e por isso, métodos não perturbativos podem ser requeridos. Tentamos contornar este problema usando uma teoria válida, substituindo e por βg . A constante de acoplamento $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$ é muito grande, mas se monopolos tiverem uma massa muito grande, aproximadamente a metade da energia do centro de massa dos fótons, a constante de acoplamento tende a 1. Isto ocorre nos gráficos da colisão e^+e^- , quando $\sqrt{s} = 1,4$ TeV, porém a seção de choque decai rapidamente. Portanto se considerarmos apenas o limite em que $\alpha_{mag} < 1$ a produção de monopolo magnético, para energias atuais dos colisores apresentados neste trabalho, é improvável. Fora desse limite a produção de monopolos com massas menores que $m = 1,5$ TeV é mais considerável em colisões e^+e^- , mas sabendo que há teorias de unificação, que justificam que a massa do monopolos pode chegar à 10^{15} GeV, a colisão pp por apresentar maior energia de centro de massa, tem mais chances de produzir os monopolos magnéticos.

Na constante de acoplamento $\alpha_{mag} = g^2$ não há maneira de considerarmos uma região não-perturbativa. No entanto, a seção de choque, considerando esse acoplamento entre o monopolo magnético e o fóton, possui curvas semelhantes à seção de choque quando consideramos $\alpha_{mag} = \beta^2 g^2$. A escolha da constante de acoplamento afeta apenas a intensidade da seção de choque.

Além da produção de monopolos, estudamos a produção do monopolium, que é o estado ligado de monopolo-antimonopolo, apresentando dois processos. O primeiro processo refere-se à colisão em que as partículas incidentes emitem os fótons e estes interagem produzindo o monopolium no estado final. O segundo processo é a consequência do processo anterior, o qual o monopolium decai em dois fótons no estado final. Ambos processos são

tão promissores quanto a produção do par de monopolos. Dependendo de qual função de onda for usada para representar o monopolium, a seção de choque pode ser muito significativa, independente da constante de acoplamento. A detecção dessas partículas podem ser feitas da mesma maneira que descrevemos a detecção dos monopolos no capítulo 4. Se o estado final for o monopolium, podemos detectá-lo no MoEDAL, enquanto que o segundo processo pode ser detectado pelos fótons emergentes do decaimento do monopolium. Devido à seção de choque do processo em que o monopolium decai em dois fótons após ser produzido, ser muito maior que a seção de choque do monopolium no estado final, teremos um número de eventos maior. No entanto, devido ao fato de que muitos processos produzam um par de fótons, talvez seja necessário utilizarmos outro processo para detectar monopolos indiretamente.

Toda interação do monopolo é proveniente da dualidade eletromagnética. Através dessa dualidade tratamos o monopolo magnético como um pósitron interagindo eletromagneticamente com um elétron. Não encontramos, na literatura, outra forma de representar a interação eletromagnética do monopolo com outras partículas. A constante de acoplamento do monopolo, α_{mag} , também é obtida por essa dualidade. Talvez outras formas de descrever a interação do monopolo com a matéria pode acarretar numa constante de acoplamento menor e também podem nos conduzir a novas formas de buscar os monopolos magnéticos.

Ainda não há dados coletados de experimentos para as energias, do centro de massa, apresentadas nesta dissertação. O experimento MoEDAL [8] tem como finalidade coletar os dados sobre a produção dos monopolos magnéticos e esperamos que o mecanismo de fusão dos fótons possa fornecer um sinal claro na produção de monopolos ou monopolium. Em conclusão, este trabalho contribui para pesquisas sobre monopolos magnéticos e seu estado ligado, o monopolium, em particular, monopolos produzidos em aceleradores de altas energias. Devido aos fatos de que temos uma alta estimativa de produção de monopolos e monopolium nos colisores LHC e CLIC e que atualmente não foi detectado nenhum sinal de produção de monopolos e monopolium, é necessário repensar a forma como descrevemos os monopolos e também devemos considerar outras teorias que possam prever a produção de tais partículas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] POLYAKOV, A. M. Particle Spectrum in the Quantum Field Theory. **JETP Letters**, v. 20, p. 194–195, 1974. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.20,430(1974)]. 17, 77
- [2] HOOFT, G. 't. Magnetic Monopoles in Unified Gauge Theories. **Nuclear Physics B**, v. 79, p. 276–284, 1974. 17, 77
- [3] PRESKILL, J. Cosmological Production of Superheavy Magnetic Monopoles. **Physical Review Letters**, v. 43, p. 1365, 1979. 17
- [4] MILTON, K. A.; KALBFLEISCH, G. R.; LUO, W.; GAMBERG, L. Theoretical and experimental status of magnetic monopoles. **International Journal of Modern Physics A**, v. 17, p. 732–750, 2002. 17, 33
- [5] HILL, C. T. Monopolonium. In: **Magnetic Monopoles**. [S.l.]: Springer, 1983. p. 159–173. 18
- [6] EPELE, L. N.; FANCHIOTTI, H.; CANAL, C. A. G.; MITSOU, V. A.; VENTO, V. Looking for magnetic monopoles at LHC with diphoton events. **The European Physical Journal Plus**, v. 127, p. 60, 2012. 18, 19, 47, 48, 49, 65
- [7] AAD, G. et al. Search for magnetic monopoles in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with the ATLAS detector. **Physical Review Letters**, v. 109, p. 261803, 2012. 18, 36
- [8] PINFOLD, J. MoEDAL becomes the LHC's magnificent seventh. **CERN Courier**, v. 50N4, p. 19–20, 2010. 18, 78
- [9] ACHARYA, B. et al. Search for magnetic monopoles with the MoEDAL prototype trapping detector in 8 TeV proton-proton collisions at the LHC. **Journal of High Energy Physics**, v. 2016, n. 8, p. 1–25, 2016. ISSN 1029-8479. Disponível em: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)067](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2016)067). 18, 34, 77
- [10] DANNHEIM, D.; LEBRUN, P.; LINSSEN, L.; SCHULTE, D.; STAPNES, S. **CLIC e^+e^- Linear Collider Studies - Input to the Snowmass process 2013**. maio 2013. Disponível em: <http://arxiv.org/pdf/1305.5766v1>. 18
- [11] DREES, M.; ZEPPEFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. **Physical Review D**, v. 39, n. 9, p. 2536, 1989. 20, 57, 58
- [12] FRIXIONE, S.; MANGANO, M. L.; NASON, P.; RIDOLFI, G. Improving the Weizsäcker-Williams approximation in electron-proton collisions. **Physics Letters B**, v. 319, n. 1, p. 339–339, 1993. 20, 53, 59

- [13] DIRAC, P. A. M. Quantised singularities in the electromagnetic field. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, v. 133, n. 821, p. 60–72, 1931. ISSN 0950-1207. 21
- [14] SCHWINGER, J. Magnetic charge and quantum field theory. **Physical Review**, v. 144, p. 1087–1093, Apr 1966. 21
- [15] ZWANZIGER, D. Local-Lagrangian quantum field theory of electric and magnetic charges. **Physical Review D**, v. 3, n. 4, p. 880, 1971. 21
- [16] GAMBERG, L.; MILTON, K. A. Dual quantum electrodynamics: dyon-dyon and charge-monopole scattering in a high-energy approximation. **Physical Review D**, v. 61, n. 7, p. 075013, 2000. 21
- [17] URRUTIA, L. Zeroth-order eikonal approximation in relativistic charged-particle-magnetic-monopole scattering. **Physical Review D**, v. 18, n. 8, p. 3031, 1978. 21
- [18] JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. [S.l.: s.n.], 1962. 21, 25
- [19] DOUGALL, T.; WICK, S. D. Dirac magnetic monopole production from photon fusion in proton collisions. **European Physical Journal A**, v. 39, p. 213–217, 2009. 26
- [20] CAIEDES, G. D. P. **Search for magnetic monopoles in 8 TeV centre-of-mass energy proton-proton collisions with the ATLAS detector at the LHC**. Tese (Doutorado) — York U., Canada, dez. 2015. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/2119479>. 33
- [21] JEON, H.; LONGO, M. J. Search for magnetic monopoles trapped in matter. **Physical Review Letters**, v. 75, p. 1443–1446, 1995. 33
- [22] ROSS, R. R.; EBERHARD, P. H.; ALVAREZ, L. W.; WATT, R. D. Search for magnetic monopoles in lunar material using an electromagnetic detector. **Physical Review D**, v. 8, n. 3, p. 698, 1973. 33
- [23] BENDTZ, K.; MILSTEAD, D.; HÄCHLER, H.-P.; HIRT, A.; MERMOD, P.; MICHAEL, P.; SLOAN, T.; TEGNER, C.; THORARINSSON, S. Search for magnetic monopoles in polar volcanic rocks. **Physical Review Letters**, v. 110, n. 12, p. 121803, 2013. 33
- [24] KALBFLEISCH, G. R.; LUO, W.; MILTON, K. A.; SMITH, E. H.; STRAUSS, M. G. Limits on production of magnetic monopoles utilizing samples from the DØ and CDF detectors at the Tevatron. **Physical Review D**, v. 69, p. 052002, 2004. 34

- [25] DERKAOUI, J.; GIACOMELLI, G.; LARI, T.; MARGIOTTA, A.; OUCHRIF, M.; PATRIZII, L.; POPA, V.; TOGO, V. Energy losses of magnetic monopoles and of dyons in the earth. **Astroparticle Physics**, v. 9, p. 173–183, 1998. 34
- [26] AHLEN, S. Stopping-power formula for magnetic monopoles. **Physical Review D**, v. 17, n. 1, p. 229, 1978. 34
- [27] PINFOLD, J. L. The Search for Magnetic Monopoles. 2014. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1412.8677v1.pdf>. 34
- [28] PRESKILL, J. Magnetic monopoles. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 34, n. 1, p. 461–530, 1984. 34
- [29] ORITO, S.; ICHINOSE, H.; NAKAMURA, S.; KUWAHARA, K.; DOKE, T.; OGIURA, K.; TAWARA, H.; IMORI, M.; YAMAMOTO, K.; YAMAKAWA, H. et al. Search for supermassive relics with a 2000 – m^2 array of plastic track detectors. **Physical Review Letters**, v. 66, n. 15, p. 1951, 1991. 34
- [30] BALESTRA, S.; CECCHINI, S.; COZZI, M.; ERRICO, M.; FABBRI, F.; GIACOMELLI, G.; GIACOMELLI, R.; GIORGINI, M.; KUMAR, A.; MANZOOR, S. et al. Magnetic monopole search at high altitude with the SLIM experiment. **The European Physical Journal C**, v. 55, n. 1, p. 57–63, 2008. 34
- [31] PINFOLD, J. L.; DU, R.; KINOSHITA, K.; LORAZO, B. A search for highly ionizing particles produced at the OPAL intersection point at LEP. **Physics Letters B**, v. 316, n. 2, p. 407–407, 1993. 34, 36
- [32] ACHARYA, B. et al. The Physics Programme Of The MoEDAL Experiment At The LHC. **International Journal of Modern Physics A**, v. 29, p. 1430050, 2014. 34
- [33] PRICE, P. B.; SHIRK, E. K.; OSBORNE, W. Z.; PINSKY, L. S. Evidence for Detection of a Moving Magnetic Monopole. **Physical Review Letters**, v. 35, p. 487–490, 1975. 34
- [34] ACCIARRI, M. et al. Search for Anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings in the process $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ at LEP. **Physics Letters B**, v. 489, p. 55–64, maio 2000. 35
- [35] ABBOTT, B. et al. Search For Heavy Pointlike Dirac Monopoles. **Physical Review Letters**, v. 81, p. 524–529, mar. 1998. 35
- [36] KINOSHITA, K.; DU, R.; GIACOMELLI, G.; PATRIZII, L.; PREDIERI, F.; SERRA, P.; SPURIO, M.; PINFOLD, J. Search for highly ionizing particles in e^+e^- annihilations at $\sqrt{s} = 91.1 GeV$. **Physical Review D**, v. 46, n. 3, p. R881, 1992. 35

- [37] AKTAS, A. et al. A Direct search for stable magnetic monopoles produced in positron-proton collisions at HERA. **European Physical Journal C**, v. 41, n. 2, p. 133–141, 2005. 36
- [38] KUROCHKIN, Y.; SATSUNKEVICH, I.; SHOUKAVY, D.; RUSAKOVICH, N.; KULCHITSKY, Y. On production of magnetic monopoles via $\gamma\gamma$ fusion at high energy p p collisions. **Modern Physics Letters A**, v. 21, n. 38, p. 2873–2880, 2006. 36
- [39] GREINER, W.; REINHARDT, J. **Quantum electrodynamics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. 39, 40
- [40] MOREIRA, B. **Fotoprodução de Pares de Léptons em Colisões Próton-Núcleo e Núcleo-Núcleo no Grande Colisor de Hadrons**. Dissertação (Mestrado) — UFPel, 2012. Disponível em: http://wp.ufpel.edu.br/game/files/2015/06/dissertacao_bruno.pdf. 40
- [41] HEISENBERG, W.; EULER, H. Consequences of Dirac’s theory of positrons. **Zeitschrift Für Physik**, v. 98, p. 714–732, 1936. 45
- [42] SCHWINGER, J. On gauge invariance and vacuum polarization. **Physical Review**, v. 82, n. 5, p. 664, 1951. 45
- [43] EPELE, L.; FANCHIOTTI, H.; CANAL, C. G.; VENTO, V. Monopolium: the key to monopoles. **The European Physical Journal C**, v. 56, n. 1, p. 87, 2008. 48, 49, 70
- [44] ALLANACH, B. C.; ODAGIRI, K.; PARKER, M. A.; WEBBER, B. R. Searching for narrow graviton resonances with the ATLAS detector at the large hadron collider. **Journal of High Energy Physics**, v. 2000, n. 09, p. 019, 2000. 48
- [45] JAUCH, J. M.; ROHRLICH, F. **The theory of photons and electrons. The relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half**. Berlin: Springer, 1976. (Texts and Monographs in Physics). 48
- [46] GALINDO, P. P. A. **Quantum mechanics I**. [S.l.]: Berlin ; Springer-Verlag, c1990. ISBN 9783540514060. 48
- [47] WEIZSACKER, C. F. von. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Zeitschrift Für Physik**, v. 88, p. 612–625, 1934. 53
- [48] WILLIAMS, E. J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. **Physical Review**, v. 45, p. 729–730, 1934. 53

- [49] BAUR, G.; BERTULANI, C.; CHIU, M.; GINZBURG, I.; HENCKEN, K.; KLEIN, S.; NYSTRAND, J.; PIOTRZKOWSKI, K.; ROLDAO, C.; SILVERMYR, D. et al. Hot Topics in Ultra-Peripheral Collisions. 2002. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0201034>. 53
- [50] FERMI, E. On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles. **Zeitschrift Für Physik**, v. 29, p. 315–327, 1924. 53
- [51] CARUZO, F. **Sobre o método de Weizsäcker-Williams e suas primeiras aplicações**. CBPF, 2009. (Monografia apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas). Disponível em: http://cbpfindex.cbpf.br/publication_pdfs/mo00109.2009_07_01_15_36_02.pdf. 55, 56
- [52] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. **Nuclear Physics A**, v. 752, p. 470–479, 2005. 58
- [53] BUDNEV, V. M.; GINZBURG, I.; MELEDIN, G.; SERBO, V. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. **Physics Reports**, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975. 59
- [54] CHO, Y.; MAISON, D. Monopole configuration in Weinberg-Salam model. **Physics Letters B**, v. 391, n. 3, p. 360–365, 1997. 77

