Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo da detecção de quarks top no LHC

Cedrick Miranda Mello

Orientador: Oscar J. P. Éboli

Dissertação de mestrado apresentada
ao Instituto de Física para a obtenção do título de
Mestre em Ciências.

Comissão examinadora:

Prof. Dr. Sergio Ferraz Novaes

Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra

Prof. Dr. Oscar J. P. Éboli

São Paulo
2012

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Mello, Cedrik Miranda

Estudo da detecção de quarks top no LHC -
São Paulo, 2012.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Depto. de Física Matemática

Orientador: Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli

Área de Concentração: Física

Unitermos:

1. Física de Partículas; 2. Algoritmos de Jatos;
3. Subestrutura de Jatos; 4. Quark Top

USP/IF/SBI-049/2012

Epígrafe

“I remember my friend Johnny von Neumann used to say, with four parameters I can fit an elephant, and with five
I can make him wiggle his trunk”

Frase de Enrico Fermi em uma conversa com Freeman Dyson.

Agradecimentos

Ao longo destes dois anos de estudo, pude conhecer diversas opiniões e tive a oportunidade de repensar a respeito das minhas. Independentemente dos resultados deste trabalho, sou grato pelo crescimento pessoal que obtive.

Quanto a este trabalho, sou verdadeiramente grato às agências de fomento CNPq e FAPESP por me proporcionarem a possibilidade de receber um bom dinheiro, suficiente para me manter (aluguel, alimentação, etc.) e participar de uma escola de física na Grécia. Não obstante, me sinto muito alegre em dizer que esta independência me proporciona um meio de vida ótimo, que posso me dedicar inteiramente ao que é muito importante em minha vida, aprender.

É de grande importância agradecer ao meu orientador, Oscar José Pinto Éboli e ao meu colega de trabalho e amigo, Gabriel Chicca Santucci. Ao Oscar, agradeço pelas direções que ele nos deu, tais direções foram importantes para a construção do código (programa em FORTRAN e C++) que foi usado para a fenomenologia deste trabalho, agradeço também pela preocupação dele demonstrada quanto as possibilidades de estudo no doutorado fora do Brasil e pelas diversas correções a este texto. Ao Gabriel, agradeço pelo companheirismo e discussões que me ajudaram a obter um entendimento de um pouco da Física de Partículas. À ambos, pelas discussões a respeito de artigos acadêmicos que ajudaram neste trabalho.

Para mim, todos os trabalhos são igualmente importantes (não existe um mais importante que o outro) e, por isso, reconheço a necessidade de agradecer a diversos funcionários do Instituto de Física. Devido a grande quantidade, escolho agradecer a todos através de uma única citação: agradeço ao bom trabalho desempenhado pelo pessoal da limpeza, cuja greve em 2011 foi suficiente para mostrar a importância do trabalho deles, sem o qual, com certeza não poderia ter ficado por tanto tempo na minha sala estudando.

Eu gostaria de agradecer a diversos pesquisadores, de diversas áreas da física, que não conheço pessoalmente. No entanto, estiveram presentes em respostas aos meus e-mails. Escolho então, representar também, os diversos agradecimentos por uma única citação: o agradecimento ao pesquisador Freeman Dyson. Este me permitiu introduzir um texto escrito por ele no apêndice D, cuja história achei muito bonita e contextualiza a epígrafe.

Resumo

Este trabalho consistiu em analisar a possibilidade de verificação da violação de sabor em correntes neutras intermediadas por glúons de Kaluza-Klein (GKK) através do modelo de dimensões extras compactas e curvas. Este introduz a possibilidade de violação de sabores em correntes neutras através de processos do tipo $pp \rightarrow t\bar{c}$. Inicialmente estudamos o comportamento de jatos com altos momentos transversos (≈ 300 GeV) e suas subestruturas. Após isto, estudamos a detecção do quark top através dos algoritmos HEPTopTagger e Johns Hopkins (fizemos uma breve comparação entre eles). Por último, propusemos duas maneiras de encontrar os GKK. Uma delas, através da procura de somente quarks top. A outra, através da procura de um quark top e um jato sem subestrutura (algoritmo do tipo TJ). Pudemos ver que a possibilidade de encontrar o fenômeno de violação de sabores é acessível (a razão S/B da ordem de 0,1) para ambos os casos de massa analisados através do algoritmo do tipo TJ.

Abstract

This study was to examine the possibility of verifying the violation of flavor in neutral currents mediated by Kaluza-Klein gluons (GKK), in which it was introduced by compact warped extra dimensions. The possibility of violation of flavors in neutral currents occurs through processes like $pp \rightarrow t\bar{c}$. Initially we studied the behavior of jets with high transverse momentum (≈ 300 GeV) and its substructures. After this, we studied the detection of the top quark via HEPTopTagger and Johns Hopkins algorithms (we did a brief comparison between them). Finally, we proposed two ways to find the GKK. One of them, by searching for only quark top. The other, by looking for a quark top and a jet without substructure (algorithm of TJ type). We could see that the possibility of encountering the phenomenon of violation of flavors is accessible (the ratio S/B is the order of 0.1) in both cases of mass analyzed by TJ type algorithm.

Lista de Figuras

2.1	Vértices de interação da densidade lagrangiana da QCD.	p. 8
2.2	Gráfico da função $f(x, y) = x^2 + y^2$	p. 13
2.3	Gráfico da função $f(x, y) = -100(x^2 + y^2) + (x^2 + y^2)^2$	p. 14
2.4	Versão bidimensional do gráfico da função $f(x, y) = -100(x^2 + y^2) + (x^2 + y^2)^2$	p. 14
2.5	Expansão ao redor de um vácuo. Figura feita por Mariana O. Menegon.	p. 15
2.6	Acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons de gauge.	p. 19
2.7	Acoplamento fermiônico do bóson de Higgs.	p. 19
2.8	Os diagramas de Feynman que contribuem para os processos $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ e $e^+e^- \rightarrow ZZ$ à nível árvore.	p. 21
2.9	À esquerda apresentamos a medição da dependência da seção de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ com a energia e o mesmo, à direita, para a seção de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZZ)$. Para a produção de pares $W^\pm$ a curva superior representa a contribuição somente do diagrama com ν_{e^-} , a curva central representa as contribuições dos diagramas com ν_{e^-} e γ e a curva inferior (em acordo com os dados experimentais) inclui também a contribuição do vértice ZWW. A única contribuição para a produção do par ZZ é a troca de um e^- . Esta figura foi retirada do artigo [1].	p. 22
2.10	Limites superiores e inferiores na massa do Higgs para que o acoplamento do termo quártico do Higgs seja finito e que haja a quebra espontânea de simetria respectivamente. Esta figura foi retirada do artigo [2].	p. 23
3.1	Uma maneira simples de conceituar o fenômeno de hadronização. Figura retirada do site: www.hep.man.ac.uk/dzero/teaching/decay2.html	p. 26
3.2	Uma maneira idealizada de visualizar jatos de partículas. Figura retirada da tese de doutorado [3].	p. 27
3.3	Uma colisão elétron-pósitron ocorrida no detector ALEPH no CERN. A colisão ocorreu no centro de massa. Houve a produção de uma partícula Z, cujo decaimento foi dois τ léptons. Estes decaíram em três píons (linhas amarelas tracejadas) e um neutrino que não foi detectado. Esta figura foi retirada do site: http://www.particlephysics.ac.uk/index.html	p. 27
3.4	Uma colisão elétron-pósitron ocorrida no detector ALEPH no CERN. A colisão produziu um par ZZ no centro de massa. Um dos Z decaiu em um quark e um anti-quark, produzindo dois jatos em sentidos opostos (traços azuis e verdes). O outro Z decaiu em um elétron e um pósitron (traços vermelho e amarelo). Esta figura foi retirada do site: http://www.particlephysics.ac.uk/index.html	p. 28
3.5	Podemos ver a forma cônica do algoritmo anti-kt e SIScone. Esta figura foi retirada do artigo [4].	p. 30

3.6	Uma ilustração de uma grande troca de momento entre os quarks constituintes do próton. Esta figura foi retirada do site: http://www-cdf.fnal.gov/~group/WORK/DISS_PAGE/hard_scat_LHC.htm .	p. 32
3.7	Uma ilustração do fenômeno chamado underlying event. Esta figura foi retirada do site: http://www-cdf.fnal.gov/~group/WORK/DISS_PAGE/hard_scat_LHC.htm .	p. 32
4.1	Um exemplo de diagrama de Feynman do processo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow jjbe^- \nu_e \bar{b}$.	p. 36
4.2	Histograma realizado com simulações à nível partônico de 50 mil eventos e restrições nos momentos transversos de $0 < p_t < 20$ GeV, $20 < p_t < 100$ GeV e $100 < p_t < 200$ GeV. Devido a grande diferença de escala nos resultados, introduzimos um fator para podermos comparar a forma da curva e a distância entre os jatos.	p. 37
4.3	Histograma realizado com simulações de 50 mil eventos e restrições nos momentos transversos de $20 < p_t < 100$ GeV, $100 < p_t < 200$ GeV e $200 < p_t < 300$ GeV. Cada restrição foi igualmente aplicada aos quarks c, $\bar{s}$ e b com as restrições pertencendo a diferentes simulações. Devido a grande diferença de escala nos resultados, introduzimos um fator para podermos comparar a forma da curva e a distância entre os jatos.	p. 38
5.1	Um exemplo de diagrama de Feynman envolvendo divergências de QCD.	p. 45
5.2	Este histograma normalizado apresenta o momento transverso do jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.	p. 45
5.3	Este histograma normalizado apresenta o momento transverso do segundo jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.	p. 46
5.4	Este histograma normalizado apresenta a massa invariante do quadivetor resultante dos dois jatos mais duros nos eventos simulados para os processos mostrados.	p. 47
5.5	Dois tipos de diagramas de Feynman gerados para os processos $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{u}$.	p. 48
5.6	Este histograma normalizado apresenta o momento transverso do jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.	p. 49
5.7	Este histograma normalizado apresenta o momento transverso do segundo jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.	p. 50
5.8	Este histograma normalizado apresenta a massa invariante do quadivetor resultante dos dois jatos mais duros nos eventos simulados para os processos mostrados.	p. 50

Lista de Tabelas

4.1	Parâmetros utilizados no algoritmo Johns Hopkins conforme o valor dos intervalos da energia transversa.	p. 39
4.2	Foram gerados 50 mil eventos para cada um dos processos listados. A coluna c. p_t (GeV) mostra o valor mínimo de p_t que os jatos foram gerados à nível partônico. Foi utilizada a versão 5 do MadGraph/MadEvent para esta análise.	p. 41
5.1	As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 1 TeV. Estas simulações foram geradas sem cortes, ou seja, $p_t > 20$ GeV. Foram gerados 300 mil eventos para cada processo acima.	p. 46
5.2	As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 1 TeV. A coluna c. p_t (GeV) mostra o valor mínimo de p_t que os jatos foram gerados à nível partônico. Para cada um destes processos foram gerados 15 mil eventos.	p. 48
5.3	As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 2 TeV. Estas simulações foram geradas sem cortes, ou seja, $p_t > 20$ GeV. Foram gerados 300 mil eventos para cada processo acima.	p. 49
5.4	As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 2 TeV. A coluna c. p_t (GeV) mostra o valor mínimo de p_t que os jatos foram gerados à nível partônico. Para cada um destes processos foram gerados 15 mil eventos.	p. 51
5.5	Estão apresentados os resultados obtidos na aplicação dos algoritmos. Na primeira coluna, na qual os processos são identificados, mostramos também a característica da simulação à nível partônico em que os jatos são gerados com um mínimo de p_t . A abreviação Enc. significa encontrada, cuja coluna mostra as eficiências obtidas segundo o algoritmo (JH), (HEP500) ou TJ (500). Estes são os resultados obtidos para $M_{G^{(1)}} = 1$ TeV. Para estas simulações foram gerados 300 mil eventos.	p. 54
5.6	Apresentamos nesta tabela o produto da eficiência do “sinal” encontrado (ϵ) com a seção de choque do respectivo processo (σ). Estes resultados foram obtidos para $M_{G^{(1)}} = 1$ TeV. Os processos simulados foram gerados com 300 mil eventos.	p. 54
5.7	Estes são os resultados obtidos para $M_{G^{(1)}} = 1$ TeV. A grandeza S/B representa a razão da quantidade de eventos do sinal pela quantidade de eventos do fundo. A grandeza $L_{5\sigma}$ representa a luminosidade necessária para se obter uma confiança de 5σ	p. 54

5.8	Estão apresentados os resultados obtidos da aplicação dos algoritmos. Na primeira coluna, na qual os processos são identificados, mostramos também a característica da simulação à nível partônico em que os jatos são gerados com um mínimo de p_t . A abreviação Enc. significa encontrada, cuja coluna mostra as eficiências obtidas segundo o algoritmo (JH), (HEP500) ou TJ (885). Estes são os resultados obtidos para $M_{G(1)} = 2$ TeV. Para estas simulações foram gerados 300 mil eventos.	p. 55
5.9	Apresentamos nesta tabela o produto da eficiência do “sinal” encontrado (ϵ) com a seção de choque do respectivo processo (σ). Estes resultados foram obtidos para $M_{G(1)} = 2$ TeV. Os processos simulados foram gerados com 300 mil eventos.	p. 56
5.10	Estes são os resultados obtidos para $M_{G(1)} = 2$ TeV. A grandeza S/B representa a razão da quantidade de eventos do sinal pela quantidade de eventos do background. A grandeza $L_{5\sigma}$ representa a luminosidade necessária para se obter uma confiança de 5σ	p. 56
A.1	Valores das larguras do primeiro estado excitado do glúon de Kaluza-Klein com as respectivas massas utilizadas nas simulações deste trabalho.	p. 59
A.2	Apresentamos os acoplamentos utilizados em nosso trabalho. A letra L significa <i>Left</i> e a letra R significa <i>Right</i>	p. 59
A.3	Apresentamos os acoplamentos utilizados em nosso trabalho, assim como dois exemplos da nomenclatura aqui estabelecida.	p. 59

Sumário

Epígrafe	p. i
Agradecimentos	p. ii
Resumo	p. iii
Abstract	p. iv
Lista de Figuras	p. v
Lista de Tabelas	p. vii
1 Introdução	p. 1
2 Aspectos teóricos	p. 3
2.1 A importância do Princípio de Invariância de Calibre	p. 3
2.1.1 Equações de Maxwell e a invariância de calibre	p. 3
2.1.2 Equação de Dirac e a Eletrodinâmica Quântica	p. 4
2.2 Cromo-Dinâmica Quântica	p. 6
2.3 O setor eletro-fraco do Modelo Padrão	p. 8
2.3.1 Correntes carregadas e neutras	p. 11
2.3.2 Quebra Espontânea de Simetria e o teorema de Goldstone	p. 13
2.3.3 O mecanismo de Higgs-Kibble	p. 16
2.3.4 O Bóson de Higgs	p. 18
2.3.5 Gerando massas para férmions	p. 18
2.4 Sucesso experimental do Modelo Padrão	p. 21
2.5 Problemas do Modelo Padrão	p. 22
2.6 Motivações para a detecção do quark top	p. 24
2.6.1 Violação de sabores	p. 24

2.7	Resumo geral	p. 25
3	Introdução a jatos de partículas e simulações	p. 26
3.1	O fenômeno de hadronização	p. 26
3.2	Jatos e seus algoritmos	p. 28
3.2.1	Algoritmos de cone	p. 29
3.2.2	Algoritmos de recombinação	p. 29
3.3	Subestrutura de jatos	p. 30
3.3.1	Uma típica análise de subestrutura de jatos	p. 31
3.4	Adversidades em colisores de hádrons	p. 31
3.4.1	Técnicas de <i>grooming</i>	p. 33
3.5	Simulando eventos	p. 34
3.5.1	Observação sobre as simulações neste trabalho	p. 35
4	Simulando e detectando quarks top	p. 36
4.1	A importância de subestrutura de jatos	p. 36
4.2	Detecção do quark top	p. 38
4.2.1	O algoritmo Johns Hopkins	p. 38
4.2.2	O algoritmo HEPTopTagger	p. 40
4.3	Johns Hopkins x HEPTopTagger	p. 41
5	Análise e resultados	p. 43
5.1	O sinal a ser procurado e seus fundos	p. 43
5.2	Preliminares	p. 44
5.2.1	Simulações com $M_{G(1)} = 1 \text{ TeV}$	p. 45
5.2.2	Simulações com $M_{G(1)} = 2 \text{ TeV}$	p. 48
5.3	Os algoritmos propostos	p. 51
5.3.1	O algoritmo TJ	p. 52
5.4	Os resultados	p. 53
5.4.1	Resultados para $M_{G(1)} = 1 \text{ TeV}$	p. 53
5.4.2	Resultados para $M_{G(1)} = 2 \text{ TeV}$	p. 55

<i>Sumário</i>	xi
6 Conclusão	p. 58
Apêndice A – Detalhes do modelo com violação de sabor em correntes neutras	p. 59
Apêndice B – Projetores	p. 60
B.1 Projetores de quiralidade	p. 60
Apêndice C – Transformações	p. 61
C.1 Transformação da derivada covariante sob $SU(3)_C$	p. 61
C.2 Transformação do $G^{\mu\nu}$ sob $SU(3)_C$	p. 62
C.3 Transformação de $\bar{\Psi}\Psi$ sob $SU(2)_L$	p. 62
Apêndice D – O encontro de Freeman Dyson com Enrico Fermi	p. 63
Referências Bibliográficas	p. 65

1 *Introdução*

O Modelo Padrão da Física de Partículas passou por diversos testes experimentais [5, 6, 1, 2, 7, 8, 9]. Estes analisaram a predição das novas partículas, a saber o bóson Z e $W^\pm$, as interações entre os próprios bósons de calibre e, ainda hoje, encontra-se em um de seus mais esperados testes experimentais - a busca pela partícula que possibilita a quebra espontânea de simetria do setor eletro-fraco, o bóson de Higgs. Embora seu sucesso experimental seja evidente, existem perguntas que ele não responde, como pode ser visto em [2, 10, 9], desta maneira é importante buscar extensões dele. Estas extensões são conhecidas como Teorias além do Modelo Padrão.

Diversas extensões do Modelo Padrão possuem predições de novas partículas na escala de energia de 1 TeV. Nesta escala de energia os produtos dos decaimentos das partículas conhecidas, ou não, tornam-se muito colimados e, como será visto na seção 3.3, por vezes levam a produção de jatos de partículas tão próximos que estes são detectados como um único jato. Esta dificuldade levou ao desenvolvimento de técnicas, as quais podem ser encontradas em [11], que possibilitam estudar a estrutura interna de um jato.

O estudo aqui apresentado é o resultado da aplicação destas novas técnicas e algoritmos às simulações computacionais. Tais técnicas são utilizadas em colisores de hádrons, como o LHC, com o intuito de obter métodos satisfatórios para a descrição das experiências realizadas. Estas técnicas são utilizadas para o tratamento dos jatos de partículas, que são advindos do fenômeno de hadronização. Este fenômeno faz surgir um grande número de partículas que se propagam, idealmente, ao longo de cones. Estes jatos de partículas formados são facilmente analisados em colisores de baixa energia (em relação ao LHC) devido a um número ainda pequeno de partículas e por não serem confundidos com um único jato. No entanto, à altas energias, a grande quantidade de jatos formados dificulta a detecção de novas partículas. Esta dificuldade pôde ser contornada com a análise de subestrutura de jatos. Tal análise, permite inspecionar o “interior” dos jatos de partículas e concluir se o objeto analisado é irreduzível (não possui subestrutura) ou não.

Nós utilizamos diversos recursos, dentre os quais estão os programas MadGraph/MadEvent (v4.5 e v5), os algoritmos de recombinação para encontrar jatos (FastJet 3.0), os algoritmos de procura de quarks top: Johns Hopkins e HEPTopTagger e também utilizamos o programa de hadronização escrito por Johan Alwall com o pacote PYTHIA (v6.42).

Dentre as diversas extensões do Modelo Padrão, fizemos aqui a aplicação destas ferramentas ao caso do modelo de dimensões extras curvas e compactas (seção 2.6) com o intuito de analisarmos a violação de sabores em correntes neutras. Neste modelo, a existência de dimensões extras leva aos estados excitados do glúon de Kaluza-Klein, cuja massa é da ordem de 1 TeV. Um trabalho recentemente publicado que deu origem a este estudo é o apresentado no artigo [12], cujo principal conteúdo é a análise de violação de sabores no LHC.

Ao longo do texto, discutimos em maiores detalhes as ideias mencionadas anteriormente. Começamos com uma breve introdução ao Modelo Padrão, apresentada no capítulo 2 e, ao seu final, na seção 2.6 ressaltamos breve-

mente a importância de encontrarmos quarks top através das técnicas de subestruturas. Em seguida introduzimos as principais ideias de jatos de partículas e simulações no capítulo 3 e, ainda neste capítulo, ressaltamos a abordagem realizada para a construção do código na linguagem de programação fortran e C++. Devemos ressaltar que o código desenvolvido possibilitou este estudo e, devido a grande necessidade da realização de simulações, ele desempenhou um papel fundamental neste trabalho. No capítulo 4, introduzimos os métodos de procura de quarks top utilizados neste trabalho e fizemos uma breve comparação entre eles. Por último, no capítulo 5, analisamos as simulações feitas e terminamos com as conclusões no capítulo 6.

2 Aspectos teóricos

Nós conhecemos quatro tipos de interações fundamentais na natureza. Estas são, em ordem decrescente de intensidade, forte, eletromagnética, fraca e gravitacional. Podemos identificá-las segundo seus papéis na natureza. A força eletromagnética é muito conhecida através de objetos carregados eletricamente ou através de circuitos com correntes elétricas. A força forte foi postulada na década de 70 para explicar como os prótons e nêutrons do núcleo de um átomo, por exemplo o de ferro, permanecem unidos ao invés de se desmancharem devido a repulsão eletromagnética. A força fraca ficou conhecida através do decaimento beta. Por último, mas não menos importante, a força gravitacional, cujo papel é facilmente reconhecido em escalas astronômicas. Semelhantemente ao que ocorre com o papel da força gravitacional nas escalas astronômicas, que é decisivo quando comparado aos papéis das demais forças, temos que nas escalas de energias tangíveis aos aceleradores de partículas, como o LEP ou o LHC, as interações relevantes no sistema são a forte, a fraca e a eletromagnética. Por esta razão, o Modelo Padrão foi construído para descrever as três interações mais intensas na escala de energia acessível pela nossa tecnologia atual. Este capítulo foi construído a partir do estudo do artigo de A. Pich, *The standard model of electroweak interactions* [1] e o artigo *TASI lectures on extra dimensions and branes* [13].

2.1 A importância do Princípio de Invariância de Calibre

2.1.1 Equações de Maxwell e a invariância de calibre

Um primeiro contato com a invariância de calibre ocorre usualmente quando estudamos a Eletrodinâmica Clássica [14], cujo escopo é representado de maneira sucinta pelas equações de Maxwell (unidades no sistema CGS):

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \qquad \nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi\vec{J}}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

através da introdução do potencial escalar V e potencial vetor $\vec{A}$ podemos descrever os dois campos, elétrico e magnético, através de:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \qquad \vec{E} = -\nabla V - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

no entanto, vemos trivialmente que a adição de um escalar (vetor) constante no potencial escalar (vetor) não afetam os campos físicos $\vec{E}$ e $\vec{B}$. Uma análise mais detalhada dessa liberdade mostra que introduzindo a função escalar λ

podemos transformar os potenciais sem alterar os campos elétrico e magnético, desde que $\vec{A}'$ e V' satisfaçam:

$$\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\lambda \quad V' = V - \frac{1}{c} \frac{\partial\lambda}{\partial t}$$

esse tipo de transformação é chamada de transformação de calibre. Para o caso da Eletrodinâmica Clássica, fica claro que os campos elétrico e magnético são invariantes por transformações de calibre nos potenciais vetor e escalar.

Utilizando o formalismo de quadrivetores [15], podemos escrever:

$$A^\mu = (V, -A_x, -A_y, -A_z) \quad J^\mu = (c\rho, J_x, J_y, J_z)$$

e construindo o objeto:

$$F^{\mu\nu} = \frac{\partial A^\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A^\mu}{\partial x_\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

podemos obter o par de equações (2.1) através de:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = \frac{4\pi}{c} J^\nu$$

analogamente podemos obter o par de equações (2.2) a partir da equação (2.3) abaixo.

$$\partial^\sigma F^{\mu\nu} + \partial^\nu F^{\sigma\mu} + \partial^\mu F^{\nu\sigma} = 0 \quad (2.3)$$

Utilizando o formalismo Lagrangiano podemos obter as equações de Maxwell através da seguinte densidade lagrangiana:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{16\pi} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{c} J_\mu A^\mu$$

onde o termo com J_μ é o termo de interação das fontes de corrente e carga com o quadrivetor potencial A^μ . O primeiro termo é chamado de termo cinético e não depende de interações.

2.1.2 Equação de Dirac e a Eletrodinâmica Quântica

Lembremos a equação de Dirac¹:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi = 0$$

a equação de Dirac descreve partículas de spin $\frac{1}{2}$. Uma densidade lagrangiana para obtermos a equação de Dirac é dada por:

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi \quad (2.4)$$

Vemos facilmente que a densidade lagrangiana é invariante segundo a transformação de calibre:

$$\Psi \longrightarrow \Psi' = e^{iQ\alpha} \Psi \quad (2.5)$$

na qual α e Q são constantes reais. Este tipo de transformação de calibre² é chamada de transformação de calibre global. Portanto, sendo a densidade lagrangiana invariante pela transformação acima, decorre imediatamente que

¹Em diante, será utilizado o sistema de unidades em que $\hbar = c = 1$

²Este é um tipo de transformação do grupo U(1).

a equação de movimento é a mesma e também invariante sob a transformação de calibre (2.5).

Ao permitirmos que α dependa das coordenadas (transformação de calibre local) obtemos:

$$\begin{aligned}
 \bar{\Psi}' (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi' &= \overline{[e^{iQ\alpha(x)}\Psi]} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) [e^{iQ\alpha(x)}\Psi] \\
 &= [e^{iQ\alpha(x)}\Psi]^\dagger \gamma^0 (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) e^{iQ\alpha(x)}\Psi \\
 &= \Psi^\dagger \gamma^0 e^{-iQ\alpha(x)} \left\{ i\gamma^\mu e^{iQ\alpha(x)} [iQ\partial_\mu \alpha(x)] \Psi \right. \\
 &\quad \left. + i\gamma^\mu e^{iQ\alpha(x)} (\partial_\mu \Psi) - m e^{iQ\alpha(x)} \Psi \right\} \\
 &= \bar{\Psi} \{ i\gamma^\mu [\partial_\mu + iQ\partial_\mu \alpha(x)] - m \} \Psi
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

o que mostra que a densidade lagrangiana (2.4) não é invariante sob uma transformação de calibre local. A equação de movimento resultante da densidade lagrangiana transformada é:

$$\{ i\gamma^\mu [\partial_\mu + iQ\partial_\mu \alpha(x)] - m \} \Psi = 0$$

é de grande valia ressaltarmos aqui a diferença entre uma transformação de calibre local e uma global. A transformação de calibre global (neste caso, somente uma mudança de fase no campo Ψ) pode ser vista como uma alteração em toda parte no campo, em todos os pontos do espaço é escolhida a mesma alteração, no entanto, uma transformação local é semelhantemente interpretada como uma mudança, não necessariamente igual, em todos os pontos. Assim como na Eletrodinâmica Clássica, cujas equações de movimento se mantêm inalteradas por transformações de calibre, se mantivermos a densidade lagrangiana (2.4) invariante, inevitavelmente obteremos a dinâmica invariante. Ao olharmos para (2.6), podemos introduzir um campo na derivada parcial $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ieQA_\mu$ de maneira que a transformação do novo campo A_μ cancele o termo decorrente da derivada parcial na transformação de calibre local. Desta maneira, a equação (2.4) é reescrita como:

$$\bar{\Psi} \{ i\gamma^\mu [\partial_\mu + ieQA'_\mu + iQ\partial_\mu \alpha(x)] - m \} \Psi$$

na qual A'_μ é o termo a ser transformado. Logo vemos que:

$$A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

mantém a densidade lagrangiana invariante. Definimos então uma nova derivada, chamada derivada covariante:

$$D_\mu \Psi(x) \stackrel{\text{def}}{=} [\partial_\mu + ieQA_\mu(x)] \Psi(x)$$

temos então uma forma nova para densidade lagrangiana (2.4) dada por:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi = \mathcal{L}_0 - eQA_\mu(x) \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi$$

é importante ressaltar que através da imposição de invariância de calibre foi introduzida uma interação de um novo campo A_μ com o campo de Dirac. Se adicionarmos o termo cinético para o campo A_μ através do tensor $F_{\mu\nu}$ teremos:

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi \tag{2.7}$$

onde todos os campos são dinâmicos. A teoria decorrente da densidade lagrangiana (2.7) é a Eletrodinâmica Quântica (QED). A QED é uma teoria muito testada e considerada uma das teorias de maior sucesso na física

teórica.

Para concluir esta seção, devemos reconhecer a profundidade física decorrente da imposição da invariância de calibre, cuja consequência principal foi a introdução do campo quadrivetorial A_μ , sendo este a interação no sistema. Portanto, reconhecemos aqui uma maneira de introduzir uma interação em uma teoria livre. O termo cinético (também invariante por uma transformação de calibre) introduzido proporciona ao campo A_μ a possibilidade de propagação e o seu caráter dinâmico. Se levarmos além a invariância de calibre e a impusermos em qualquer termo que possa ser adicionado na densidade lagrangiana, veremos que o termo abaixo é proibido.

$$\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$$

O termo acima seria o responsável pela massa do campo A_μ que, devido à invariância de calibre, é proibido, resultando em um campo interagente representado por um quadrivetor (portanto spin 1) e sem massa. É natural reconhecermos o campo A_μ como o fóton. Este tipo de partícula, que é mediador de uma interação, é denominado bóson de calibre (bóson de gauge). Devido aos resultados, bem sucedidos, da imposição de invariância de calibre é razoável elevarmos a imposição da invariância de calibre à categoria de princípio.

2.2 Cromo-Dinâmica Quântica

A maneira atual de se descrever o espectro de bárions e mésons é através das partículas elementares quarks³. Os bárions (anti-bárions) são objetos compostos por 3 quarks (3 anti-quarks) e os mésons são constituídos por 1 quark e 1 anti-quark. Desta maneira o bárion Δ^{++} é representado por 3 quarks u e, devido ao princípio de exclusão de Pauli, foi postulado um novo número quântico, “a cor, cujos estados são o vermelho, verde e o azul”. No entanto, devido ao fato de que não se observa objetos na natureza com cor, é introduzida a hipótese de confinamento de cor, e portanto para qualquer agregamento de quarks (bárions ou mésons) o estado resultante deve ser um singlete de cor. Denotaremos o campo fermiônico de um quark como q_f^α , sendo α um índice de cor e f um índice de sabor (flavour). Com a finalidade de simplificarmos as equações adotaremos uma notação vetorial no espaço das cores: $q_f^T \stackrel{\text{def}}{=} (q_f^1, q_f^2, q_f^3)$. Assim como foi feito para a QED, podemos construir a Cromo-Dinâmica Quântica a partir da densidade lagrangiana livre, apresentada na equação (2.8) abaixo.

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \quad (2.8)$$

Para introduzirmos a interação, utilizaremos o princípio de invariância de calibre com as transformações representadas por elementos do grupo $SU(3)_C$:

$$q_f^\alpha \longrightarrow (q_f^\alpha) = U_\beta^\alpha q_f^\beta$$

na qual a representação do $SU(3)_C$ no espaço das cores é unitária e suas matrizes possuem determinante 1. As matrizes dos elementos do grupo $SU(3)_C$ podem ser escritas como :

$$U = \exp \left(i \frac{\lambda^a}{2} \theta_a \right)$$

³Os quarks são férmions. Que possuem cargas elétricas de $+\frac{2}{3}$ e $-\frac{1}{3}$. Eles podem estar em 6 estados de “sabor”: u, d, c, s, t, b .

na qual os elementos $\frac{\lambda^a}{2}$ com $a = 1, \dots, 8$ são os geradores da representação fundamental da álgebra do $SU(3)_C$ e θ_a são parâmetros arbitrários. As matrizes dos geradores possuem traço nulo e satisfazem a relação de comutação:

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = if^{abc} \frac{\lambda^c}{2}$$

os elementos f^{abc} são reais e totalmente anti-simétricos e são chamados de constantes de estrutura do $SU(3)_C$. No caso da QED havia somente um único gerador, no entanto, para o caso da QCD existem 8 geradores e, portanto, para construirmos a derivada covariante, precisamos introduzir 8 campos interagentes, que são denominados glúons. A derivada covariante é escrita na equação (2.9) abaixo.

$$D^\mu q_f \stackrel{\text{def}}{=} \left[\partial^\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x) \right] q_f \stackrel{\text{def}}{=} [\partial^\mu + ig_s G^\mu(x)] q_f, \quad G^\mu(x) = \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x) \quad (2.9)$$

Desta maneira, a densidade lagrangiana transformada por um elemento genérico do grupo $SU(3)_C$ é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \sum_f \bar{q}'_f \left[i\gamma_\mu \left(\partial^\mu + ig_s \frac{\lambda^b}{2} G_b'^\mu \right) - m_f \right] q'_f \\ &= \bar{q}_f e^{-i\frac{\lambda^a}{2}\theta_a} \left[i\gamma_\mu \left(\partial^\mu + ig_s \frac{\lambda^b}{2} G_b'^\mu \right) \right] e^{i\frac{\lambda^a}{2}\theta_a} q_f \\ &= \bar{q}_f \left[i\gamma_\mu \left(\partial^\mu q_f + i\frac{\lambda^a}{2} q_f \partial^\mu \theta_a + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + ig_s G_b'^\mu e^{-i\frac{\lambda^a}{2}\theta_a} \frac{\lambda^b}{2} e^{i\frac{\lambda^a}{2}\theta_a} q_f \right) - m_f q_f \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} &= \bar{q}_f \left\{ i\gamma_\mu \left(\partial^\mu q_f + i\frac{\lambda^a}{2} q_f \partial^\mu \theta_a + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a'^\mu q_f - ig_s \theta_b f^{abc} \frac{\lambda^c}{2} G_a'^\mu q_f \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

sendo utilizada a aproximação de que o parâmetro θ_a é muito pequeno na passagem da equação (2.10) para a equação (2.11) e mantido somente termos até a primeira ordem em θ_a . Impondo o Princípio de Invariância de Calibre, temos que o campo G_a^μ precisa se transformar segundo a equação (2.12).

$$G_a^\mu \longrightarrow G_a'^\mu = G_a^\mu - \frac{1}{g_s} \partial^\mu \theta_a - f^{abc} \theta_b G_c^\mu \quad (2.12)$$

Para adicionarmos o termo cinético à densidade lagrangiana, introduzimos a grandeza:

$$G^{\mu\nu}(x) \stackrel{\text{def}}{=} -\frac{i}{g_s} [D^\mu, D^\nu] \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\lambda^a}{2} G_a^{\mu\nu}(x)$$

$$G_a^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu$$

e mostramos no apêndice C.2 que:

$$G^{\mu\nu} \longrightarrow (G^{\mu\nu})' = U G^{\mu\nu} U^\dagger$$

desta maneira, podemos construir um termo invariante por transformações de calibre utilizando o objeto $G^{\mu\nu}$, analogamente ao caso da QED com o tensor $F^{\mu\nu}$, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} Tr(G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}) &= \frac{1}{4} Tr(\lambda^a \lambda^b) G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^b \\ &= \frac{1}{2} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a \end{aligned}$$

na qual foi utilizada a seguinte propriedade do grupo $SU(3)_C$:

$$\text{Tr}(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta_{ab}$$

sendo δ_{ab} o delta de Kronecker. Finalmente podemos escrever a densidade lagrangiana da Cromo-Dinâmica Quântica (QCD), esta apresentada na equação (2.13).

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma_\mu D^\mu - m_f) q_f \quad (2.13)$$

Ao escrevermos todos os termos da densidade lagrangiana da QCD teremos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} = & -\frac{1}{4}(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu)(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_f) q_f^\alpha + \\ & -g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_f^\beta + \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c + \\ & -\frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \end{aligned}$$

tornando a identificação dos diagramas de Feynman, à nível árvore, mais fácil. Estes podem ser vistos na figura 2.1. O caráter não-abeliano das transformações de calibre leva a existência de interações entre os próprios bósons de calibre. Estas são uma predição da teoria.

Figura 2.1: Vértices de interação da densidade lagrangiana da QCD.

2.3 O setor eletro-fraco do Modelo Padrão

O setor eletro-fraco do modelo padrão foi construído para descrever diversas características empíricas descobertas a respeito da força fraca e eletromagnética. As características, relacionadas aos intermediadores carregados $W^\pm$, são:

- Somente férmions de mão-esquerda e anti-férmions de mão-direita acoplam com $W^\pm$;
- Os decaimentos possíveis dos $W^\pm$ são:

$$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e, \mu^- \bar{\nu}_\mu, \tau^- \bar{\nu}_\tau, d' \bar{u}, s' \bar{c}$$

$$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \mu^+ \nu_\mu, \tau^+ \nu_\tau, \bar{d}' u, \bar{s}' c$$

o decaimento dos $W^\pm$ em quarks top é cinematicamente proibido devido a massa do quark top (171 GeV) ser maior que a massa dos $W^\pm$ (80.4 GeV);

- Todos os férmions se acoplam com os $W^\pm$ com a mesma intensidade;
- Os parceiros de cada quark, up, charm e top, parecem ser misturas de três quarks com cargas $-\frac{1}{3}$:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad VV^\dagger = V^\dagger V = 1$$

mostrando que os estados resultantes da interação com a força fraca são diferentes dos auto-estados de massa d, s, b . Este fenômeno é conhecido como mistura de sabores;

- A evidência experimental de oscilações de neutrinos mostra que estes também são misturas dos auto-estados de massa, no entanto as massas dos neutrinos são muito pequenas: $|m_{\nu 3}^2 - m_{\nu 2}^2| \sim 2,5 \cdot 10^{-3} eV^2$ e $|m_{\nu 2}^2 - m_{\nu 1}^2| \sim 8 \cdot 10^{-5} eV^2$.

as características empíricas correspondentes aos intermediadores neutros Z e γ são:

- Os intermediadores γ e Z se acoplam somente com o férmion e seu respectivo anti-férmion;
- A interação eletromagnética depende da carga elétrica do férmion em questão. Os férmions com a mesma carga elétrica se acoplam com a mesma intensidade. Os neutrinos não possuem carga elétrica, mas interagem com o bóson Z ;
- Os fótons possuem a mesma interação com ambos os tipos de férmions quirais. O bóson Z se acopla com o férmion de mão-direita de maneira diferente do férmion de mão esquerda;
- Existem três tipos diferentes de neutrinos.

o grupo de transformações usado para descrever as características empíricas descritas acima é o $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. As partículas elementares do Modelo Padrão são distribuídas em três gerações. A primeira geração é constituída pelas partículas elementares quark up (u) e o seu parceiro quark down (d), o lépton elétron (e^-), o lépton neutrino do elétron (ν_{e^-}) e as respectivas antipartículas. As partículas da segunda geração são: o quark charm (c) e o seu parceiro, o quark strange (s), o lépton múon (μ^-), o neutrino do múon (ν_{μ^-}) e as respectivas antipartículas. A terceira geração é constituída pelo quark top (t) e o seu parceiro, o quark bottom (b), o lépton tau (τ^-), o neutrino do tau (ν_{τ^-}) e as respectivas antipartículas. As três gerações possuem as partículas distribuídas de maneira semelhante. Podemos dizer que a segunda e a terceira gerações de partículas são uma “cópia” da primeira geração, no entanto, as massas das partículas da segunda geração são maiores que a da primeira e o mesmo ocorre com a massa da terceira geração em relação a segunda geração. Denomina-se de setor leptônico, o conjunto de partículas formado pelos léptons $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_{e^-}, \nu_{\mu^-}, \nu_{\tau^-}$ e as suas antipartículas.

O tratamento a ser dado aqui para as partículas da primeira geração, quarks u e d , pode ser facilmente estendido para as demais gerações. Introduzindo a notação:

$$\Psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \Psi_2(x) = u_R, \quad \Psi_3(x) = d_R$$

para a descrição do setor leptônico basta fazermos a identificação:

$$\Psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \Psi_2(x) = \nu_{eR}, \quad \Psi_3(x) = e_R^-$$

como pode ser visto no apêndice C.3, o termo de massa $\bar{\Psi}\Psi$ não é invariante pela transformação de calibre sob $SU(2)_L$, desta maneira, ele não é permitido na densidade lagrangiana e, portanto, os férmions que obedecem esta simetria não possuem massa. Para os quarks u e d temos que:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{u}(x)\gamma^\mu\partial_\mu u(x) + i\bar{d}(x)\gamma^\mu\partial_\mu d(x) = \sum_{j=1}^3 i\bar{\Psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_j(x) \quad (2.14)$$

a densidade lagrangiana (2.14) é invariante sob transformações globais de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} \Psi_1(x) &\longrightarrow (\Psi_1(x))' = e^{iy_1\beta} \exp\left(i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i\right) \Psi_1(x) \\ \Psi_2(x) &\longrightarrow (\Psi_2(x))' = e^{iy_2\beta} \Psi_2(x) \\ \Psi_3(x) &\longrightarrow (\Psi_3(x))' = e^{iy_3\beta} \Psi_3(x) \end{aligned}$$

na qual σ_i são as matrizes de Pauli e os parâmetros y_i são chamados de hiper-carga. Para introduzirmos as interações basta impormos a invariância de calibre local sob as transformações $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. O campo $\Psi_1(x)$ se transforma sob elementos de $SU(2)_L$ e sob $U(1)_Y$ e portanto haverá a introdução de quatro campos de calibre, dos quais, três são devido ao grupo não abeliano. Os demais campos $\Psi_2(x)$ e $\Psi_3(x)$ se transformam somente sob $U(1)_Y$. A derivada covariante será dada por:

$$\begin{aligned} D_\mu\Psi_1(x) &\stackrel{\text{def}}{=} \left[\partial_\mu + ig\tilde{W}_\mu(x) + ig'y_1B_\mu(x)\right]\Psi_1(x) \\ D_\mu\Psi_2(x) &\stackrel{\text{def}}{=} \left[\partial_\mu + ig'y_2B_\mu(x)\right]\Psi_2(x) \\ D_\mu\Psi_3(x) &\stackrel{\text{def}}{=} \left[\partial_\mu + ig'y_3B_\mu(x)\right]\Psi_3(x) \end{aligned}$$

na qual:

$$\tilde{W}_\mu(x) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x)$$

temos que as transformações relacionadas ao campo $B_\mu(x)$ são abelianas como na QED e, portanto, temos que o campo de calibre se transforma da seguinte maneira:

$$B_\mu(x) \longrightarrow B'_\mu = B_\mu(x) - \frac{1}{g'}\partial_\mu\beta(x)$$

como os campos $\tilde{W}_\mu$ são análogos aos campos da QCD temos que a transformação é dada por:

$$\tilde{W}_\mu \longrightarrow \tilde{W}'_\mu = U_L(x)\tilde{W}_\mu U_L^\dagger(x) + \frac{i}{g}(\partial U_L(x))U_L^\dagger(x)$$

sendo $U_L(x) = \exp\left(i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i(x)\right)$. Para inserirmos a dinâmica dos campos de calibre, basta introduzirmos os seus respectivos termos cinéticos. Para o campo B_μ , uma interação abeliana, devemos construir o termo cinético de maneira análoga ao campo $F_{\mu\nu}$ da QED:

$$B_{\mu\nu} \stackrel{\text{def}}{=} \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

para os campos W_μ^i primeiro introduzimos as grandezas:

$$\begin{aligned} \tilde{W}_{\mu\nu} &\stackrel{\text{def}}{=} -\frac{i}{g}\left[\left(\partial_\mu + ig\tilde{W}_\mu\right), \left(\partial_\nu + ig\tilde{W}_\nu\right)\right] = \frac{\sigma_i}{2}W_{\mu\nu}^i \\ W_{\mu\nu}^i &\stackrel{\text{def}}{=} \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad [\sigma^i, \sigma^j] = 2i\epsilon^{ijk}\sigma^k \end{aligned}$$

logo, os termos cinéticos são dados por:

$$Tr(\tilde{W}_{\mu\nu}\tilde{W}^{\mu\nu}) = \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_j^{\mu\nu} Tr(\sigma_i\sigma_j) = \frac{1}{2}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}$$

a densidade lagrangiana resultante é:

$$\mathcal{L}_{EF} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Tr(\tilde{W}_{\mu\nu}\tilde{W}^{\mu\nu}) + \sum_{j=1}^3 i\bar{\Psi}_j(x)\gamma^\mu D_\mu \Psi_j(x) \quad (2.15)$$

na qual, devido a invariância de calibre, todos os campos, bosônicos ou fermiônicos, não possuem massa.

2.3.1 Correntes carregadas e neutras

Temos que as interações dos campos de calibre com os férmions serão obtidas das derivadas covariantes. Os respectivos termos são:

$$-g\bar{\Psi}_1\gamma^\mu\tilde{W}_\mu\Psi_1 - g'B_\mu\sum_{j=1}^3 y_j\bar{\Psi}_j\gamma^\mu\Psi_j \quad (2.16)$$

lembramos que o objeto Ψ_1 representa férmions com simetria de $SU(2)_L$ enquanto que os objetos Ψ_j com $j = 2, 3$ representam férmions de mão direita. Desta maneira devemos ressaltar que o campo B_μ interage com o dubleto de mão esquerda com acoplamento $g'y_1$ enquanto que com os singletos de mão direita com $g'y_j$ sendo $j = 2, 3$, ou seja, o campo B_μ interage de maneiras diferentes com os mesmos férmions dependendo se ele é de mão direita ou esquerda. Analisando agora o objeto:

$$\tilde{W}_\mu = \frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}\frac{(W_\mu^1 - iW_\mu^2)}{\sqrt{2}} \\ \sqrt{2}\frac{(W_\mu^1 + iW_\mu^2)}{\sqrt{2}} & -W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

e escrevendo explicitamente o 1º termo da equação (2.16) para o dubleto de quarks u e d temos:

$$\begin{aligned} & -\frac{g}{2}\left[\bar{u}_L\gamma^\mu W_\mu^3 u_L - \bar{d}_L\gamma^\mu W_\mu^3 d_L + \sqrt{2}\bar{u}_L\gamma^\mu \frac{(W_\mu^1 - iW_\mu^2)}{\sqrt{2}} d_L + \right. \\ & \left. + \sqrt{2}\bar{d}_L\gamma^\mu \frac{(W_\mu^1 + iW_\mu^2)}{\sqrt{2}} u_L\right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

vemos através dos dois primeiros termos da equação (2.17) que o campo W_μ^3 não possui carga elétrica, pois ele interage com o campo u ou d e não modifica suas características elétricas. Faremos as seguintes definições:

$$W_\mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad W_\mu^\dagger \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

diferentemente do campo W_μ^3 os campos W_μ e $W_\mu^\dagger$ possuem carga, pois nos vértices de interação temos o campo u (carga $+\frac{2}{3}$) e d (carga $-\frac{1}{3}$). É importante esclarecer a situação encontrada até aqui. No começo da construção da densidade lagrangiana (2.15) foram introduzidos quatro campos vetoriais com a finalidade de descrever as quatro partículas $W^\pm$, Z e γ . Encontramos dois campos carregados, cujas partículas interagentes necessariamente possuem mão esquerda e, portanto, são ótimos candidatos para representarem as partículas $W^\pm$. Os campos neutros devem portanto representar o campo Z e o fóton. O campo W_μ^3 somente interage com objetos de mão esquerda, não podendo representar o fóton ou até mesmo o Z, pois este, interage também com objetos de mão direita. O campo B_μ interage com ambas as mãos, no entanto, se tentarmos representar o fóton com este campo, teríamos que o fóton

se acoplar da mesma maneira com os elementos do dubleto. Por estes serem o quark u e d , claramente haveria inconsistência, pois estes não possuem a mesma carga elétrica. Portanto, nenhum dos campos neutros pode ser associado diretamente ao fóton. O que nos resta a fazer é procurar duas combinações lineares dos campos neutros para as associarmos às partículas Z e γ . Podemos restringir um pouco a forma da matriz de transformação entre os campos. Para que a transformação não afete os termos cinéticos e mantenha uma relação de ortogonalidade entre os campos, devemos escolher uma matriz de rotação (reduzimos os quatro parâmetros de uma transformação geral para um único de rotação) dada por:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

sendo Z_μ o campo que será associado a partícula Z e A_μ o campo que será associado ao fóton. Fazendo a mudança dos campos W_μ^3 e B_μ para Z_μ e A_μ e isolando somente o termo associado ao fóton, temos:

$$\begin{aligned} & -A_\mu \bar{u}_L \gamma^\mu u_L \left(+g' y_1 \cos \theta + \frac{g}{2} \sin \theta \right) - g' y_2 \cos \theta A_\mu \bar{u}_R \gamma^\mu u_R + \\ & -A_\mu \bar{d}_L \gamma^\mu d_L \left(g' y_1 \cos \theta - \frac{g}{2} \sin \theta \right) - g' y_3 \cos \theta A_\mu \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \end{aligned}$$

para que o campo A_μ se acople da mesma maneira com a mão direita e esquerda, temos que ter:

$$eQ_u \stackrel{\text{def}}{=} g' y_1 \cos \theta + \frac{g}{2} \sin \theta = g' y_2 \cos \theta, \quad eQ_d \stackrel{\text{def}}{=} g' y_1 \cos \theta - \frac{g}{2} \sin \theta = g' y_3 \cos \theta \quad (2.19)$$

sendo Q_q a quantidade de carga de um quark q em unidades da carga elétrica do elétron. Desta maneira teremos:

$$-eQ_u A_\mu (\bar{u}_L + \bar{u}_R) \gamma^\mu (u_L + u_R) - eQ_d A_\mu (\bar{d}_L + \bar{d}_R) \gamma^\mu (d_L + d_R)$$

para o campo Z_μ teremos:

$$\begin{aligned} & -Z_\mu \bar{u}_L \gamma^\mu u_L \left(-g' y_1 \sin \theta + \frac{g}{2} \cos \theta \right) + g' y_2 \sin \theta Z_\mu \bar{u}_R \gamma^\mu u_R + \\ & -Z_\mu \bar{d}_L \gamma^\mu d_L \left(-g' y_1 \sin \theta - \frac{g}{2} \cos \theta \right) + g' y_3 \sin \theta Z_\mu \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \end{aligned}$$

até este momento não há razões físicas para impormos a seguinte igualdade:

$$g' \cos \theta = g \sin \theta = e \quad (2.20)$$

pois através das igualdades em (2.19), o campo do fóton se acopla da mesma maneira com ambas as quiralidades, no entanto, a igualdade (2.20) será importante na seção 2.3.3 cujas principais consequências serão: manter o campo A_μ (fóton) sem massa (condição (2.26a)) e não introduzir o acoplamento do fóton com o bóson neutro Z (condição (2.26b)). Devemos ressaltar também que a condição mostrada na equação (2.20), que leva a determinação do ângulo θ através da medição das constantes g e g' , fixa este ângulo através da quebra espontânea de simetria. Desta maneira assumiremos desde já a equação (2.20). Para escrevermos as igualdades em (2.19) como operadores nos objetos Ψ_j impomos a seguinte relação:

$$Y = Q - T_3$$

na qual, $T_3 = \frac{\sigma_3}{2}$ e Q é o operador de carga:

$$Q_1 = \begin{pmatrix} Q_u & 0 \\ 0 & Q_d \end{pmatrix}, \quad Q_2 = Q_u, \quad Q_3 = Q_d$$

podemos assim classificar os quarks e os léptons como:

$$\begin{aligned} \text{Quarks: } y_1 &= Q_u - \frac{1}{2} = Q_d + \frac{1}{2} = \frac{1}{6}, & y_2 &= Q_u = \frac{2}{3}, & y_3 &= Q_d = -\frac{1}{3} \\ \text{Léptons: } y_1 &= Q_\nu - \frac{1}{2} = Q_e + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}, & y_2 &= Q_\nu = 0, & y_3 &= Q_e = -1 \end{aligned}$$

nesta forma, podemos escrever a densidade lagrangiana da QED como:

$$\mathcal{L}_{QED} = -eA_\mu \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu Q_j \Psi_j$$

a densidade lagrangiana para a interação intermediada por Z é:

$$\mathcal{L}_{CN}^Z = -\frac{e}{2\sin\theta\cos\theta} Z_\mu \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2\sin^2\theta Q_j) \Psi_j = -\frac{e}{2\sin\theta\cos\theta} Z_\mu \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f$$

na qual CN ressalta o fato de ser uma corrente neutra, f são os férmions da teoria, $a_f = T_3^f$ e $v_f = T_3^f(1 - 4|Q_f|\sin^2\theta)$. Vemos através da segunda igualdade que a corrente neutra é devido ao acoplamento do bóson Z somente com o férmion e seu respectivo anti-férmion. Este fato ainda continua válido quando os outros quarks e léptons são introduzidos, havendo misturas somente para o caso de corrente carregada (matriz CKM). O leitor mais interessado pode ver uma discussão em [1]. Devemos ressaltar que até aqui o ângulo θ é arbitrário e será fixado através da quebra de simetria.

2.3.2 Quebra Espontânea de Simetria e o teorema de Goldstone

O conceito de Quebra Espontânea de Simetria (QES) pode ser melhor entendido através de exemplos. Vejamos o potencial bidimensional da forma $f(x, y) = x^2 + y^2$ representado na figura 2.2.

Figura 2.2: Gráfico da função $f(x, y) = x^2 + y^2$

O gráfico deste potencial possui simetria por rotações ao redor do eixo z. Podemos ver que este potencial possui um mínimo global que, por estar no eixo de rotação, respeita a simetria de rotação do potencial. Se utilizássemos este potencial para construirmos uma Teoria Quântica de Campos, naturalmente a teoria possuiria um vácuo único (mínimo global de energia) e obteríamos que qualquer perturbação do vácuo faria com que a energia no sistema aumentasse. Vejamos agora o potencial bidimensional $f(x, y) = -100(x^2 + y^2) + (x^2 + y^2)^2$ da figura 2.3 (figura na p.14).

Figura 2.3: Gráfico da função $f(x,y) = -100(x^2 + y^2) + (x^2 + y^2)^2$

Este potencial também possui simetria de rotação ao redor do eixo z , no entanto, neste caso o potencial possui mínimos degenerados ao longo da circunferência $x^2 + y^2 = 100$. É interessante compararmos este potencial bidimensional com a sua versão unidimensional e, portanto, sem simetria de rotação, conforme pode ser visto na figura 2.4.

Figura 2.4: Versão bidimensional do gráfico da função $f(x,y) = -100(x^2 + y^2) + (x^2 + y^2)^2$

Para o caso unidimensional temos a simetria de paridade (esquerda-direita) e dois possíveis vácuos. Para construirmos uma Teoria de Campos é necessário escolhermos um dos dois mínimos como o vácuo da teoria. Quaisquer escolhas tornam-se equivalentes se nos restringirmos a realizar perturbações infinitesimais nos campos. O mesmo não ocorre se construirmos variações nos campos finitas, pois o potencial não é simétrico em relação aos mínimos. Esta situação ocorre devido ao fato do vácuo não respeitar a simetria global do sistema, sendo esta a principal diferença entre o primeiro exemplo dado. Este fato também justifica o título de Quebra Espontânea de Simetria.

Para o caso bidimensional, a simetria de rotação introduz infinitos mínimos equivalentes e, portanto, um número infinito na degenerescência do vácuo. Semelhantemente ao exemplo unidimensional ocorre a QES, no entanto, neste caso temos uma possibilidade a mais: caminhar ao longo da circunferência que define as diferentes

possíveis escolhas do vácuo sem a alteração da energia do sistema. Vamos analisar esta situação na pratica para o caso de uma densidade lagrangiana de um campo escalar complexo ϕ dada por:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \mu^2 < 0, \quad h > 0$$

a simetria de rotação pode ser apresentada neste caso como uma transformação global no campo ϕ como:

$$\phi(x) \longrightarrow \phi'(x) = e^{i\theta} \phi(x)$$

para esse caso o mínimo é dado por:

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{v}{\sqrt{2}} > 0, \quad V(\phi_0) = -\frac{h}{4} v^4$$

para efetuarmos a QES devemos escolher um vácuo. Escolhendo descrever o sistema localmente através dos campos reais ϕ_1 e ϕ_2 e escolhendo o vácuo como o ponto $(|\phi_0|, 0)$ podemos escrever:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)]$$

podemos pensar nestas escolhas como a introdução de um sistema de coordenadas reais com origem no vácuo escolhido, como pode ser visto na figura 2.5.

Figura 2.5: Expansão ao redor de um vácuo. Figura feita por Mariana O. Menegon.

Temos que a densidade lagrangiana no novo sistema de coordenadas será dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \partial_\mu \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \phi_1(x) - i\phi_2(x)] \right\} \partial^\mu \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)] \right\} + \\ &\quad + \frac{h v^2}{2} [v + \phi_1(x) - i\phi_2(x)] [v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)] + \\ &\quad - \frac{h}{4} \{ [v + \phi_1(x) - i\phi_2(x)] [v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)] \}^2 = \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 + \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_2 \partial^\mu \phi_2 - h v^2 \phi_1^2 + \\ &\quad - h v \phi_1 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{h}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 + \frac{h v^4}{4} \end{aligned}$$

vemos aqui um fato interessante: o campo ϕ_1 ganhou massa $m_{\phi_1} = \hbar v^2 = -\mu^2 > 0$. Vemos também que o campo ϕ_2 não possui massa. Devemos ressaltar os aspectos mais interessantes:

1. Antes da transformação de coordenadas, o sistema era descrito por um campo complexo (2 graus de liberdade). Após a transformação a descrição do sistema passou a ser feita por dois campos reais linearmente independentes, portanto o sistema continuou com 2 graus de liberdade.
2. Devido a QES o campo que descreve a direção em que há variação do potencial ganhou massa e o outro que se mantém ao longo das degenerescências do vácuo (infinitésimo) continuou sem massa (não há variação de energia potencial).

este fato é bem geral e conhecido através do teorema de Goldstone.

- *Teorema de Goldstone:* Se uma densidade lagrangiana é invariante sob uma transformação continua de um Grupo G com n geradores e o vácuo é invariante somente sob um subgrupo $H \subset G$ com m geradores ($m < n$), então existem m campos escalares sem massa no sistema.

2.3.3 O mecanismo de Higgs-Kibble

O teorema de Goldstone prevê massa nula para os bósons escalares de gauge que respeitam a simetria do vácuo quando a simetria global de um sistema é quebrada espontaneamente, no entanto, quando impomos uma simetria local e fazemos a QES obtemos um mecanismo para gerar massa para as partículas. Primeiro, consideremos um dubleto de $SU(2)$ de campos escalares complexos:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

da mesma maneira que fizemos para o dubleto de quarks, introduzimos a derivada covariante para os campos escalares:

$$D_\mu \phi(x) \stackrel{\text{def}}{=} \left[\partial_\mu + ig\tilde{W}_\mu(x) + ig'y_\phi B_\mu(x) \right] \phi(x)$$

escolhemos o campo ϕ^0 com carga elétrica nula e, portanto, o parceiro do dubleto tem que diferir por uma unidade de carga elétrica sendo este positivo. Através das relações de hiper-carga e carga elétrica temos que a hiper-carga dos dois campos é $y_\phi = \frac{1}{2}$. Temos então a densidade lagrangiana para os campos escalares dadas por:

$$\mathcal{L}_S = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - h (\phi^\dagger \phi)^2; \quad \mu^2 < 0, \quad h > 0 \quad (2.22)$$

a densidade lagrangiana (2.22) é invariante localmente por elementos do grupo $SU(2) \otimes U(1)$. O potencial utilizado foi analisado na seção 2.3.2, sendo seu esboço apresentado na figura 2.3 (figura na p.14). Para quebrarmos a simetria do sistema de maneira espontânea devemos escolher um vácuo para a teoria:

$$| \langle 0 | \phi^0 | 0 \rangle | = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad | \langle 0 | \phi^+ | 0 \rangle | = 0$$

o valor médio do campo ϕ^+ no vácuo deve ser nulo, pois se não o fosse estaríamos admitindo a não conservação de carga elétrica no universo, não obstante não deve existir perturbações do campo ϕ^+ no vácuo. Para entender melhor a reparametrização feita em (2.23) é interessante ler o artigo [16] e as respectivas referências.

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(i \frac{\sigma_j}{2} \theta^j(x)\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Ao fazer a transformação para o calibre unitário (equivalente a pedir $\theta^j(x) = 0$) obteremos o termo cinético do campo escalar como:

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^\dagger (v+H) & \partial_\mu H + \frac{ig}{2} W_\mu^3 (v+H) - ig'y_\phi B_\mu (v+H) \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \frac{ig}{\sqrt{2}} W^\mu (v+H) \\ \partial^\mu H - \frac{ig}{2} W^{3\mu} (v+H) + ig'y_\phi B^\mu (v+H) \end{pmatrix} = \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{g^2}{2} (v+H)^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \right. \\ + (v+H)^2 \left[Z_\mu Z^\mu \left(\frac{g^2}{4} \cos^2 \theta + g'^2 y_\phi^2 \sin^2 \theta + gg'y_\phi \sin \theta \cos \theta \right) + \right. \\ \left. A_\mu A^\mu \left(\frac{g^2}{4} \sin^2 \theta + g'^2 y_\phi^2 \cos^2 \theta - gg'y_\phi \sin \theta \cos \theta \right) + \right. \\ \left. \left. + Z_\mu A^\mu \left(\frac{g^2}{2} \sin \theta \cos \theta - 2g'^2 y_\phi^2 \sin \theta \cos \theta + gg'y_\phi \sin^2 \theta - gg'y_\phi \cos^2 \theta \right) \right] \right\} \quad (2.25)$$

na passagem da equação (2.24) para (2.25) foi utilizada as relações de transformação (2.18). É muito importante ressaltar que o mecanismo de Higgs-Kibble gerou os termos de massa $Z_\mu Z^\mu$ e $A_\mu A^\mu$, como pode ser visto em (2.25), no entanto temos dois problemas aqui:

- Foi gerada massa para o campo do fóton;
- O fóton interage com um campo neutro (bóson Z).

para resolvermos os dois problemas devemos impor que os coeficientes de $Z_\mu A^\mu$ e $A_\mu A^\mu$ sejam nulos:

$$\frac{g^2}{4} \sin^2 \theta + \frac{g'^2}{4} \cos^2 \theta - \frac{gg'}{2} \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (2.26a)$$

$$\frac{g^2}{2} \sin \theta \cos \theta - \frac{g'^2}{2} \sin \theta \cos \theta + \frac{gg'}{2} \sin^2 \theta - \frac{gg'}{2} \cos^2 \theta = 0 \quad (2.26b)$$

ambas as igualdades são satisfeitas pela condição:

$$g \sin \theta = g' \cos \theta$$

portanto a derivada covariante em (2.25) se torna:

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v+H)^2 \left(\frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta} Z_\mu Z^\mu \right)$$

podemos então concluir que os bósons intermediadores da força fraca possuem as massas:

$$M_Z \cos \theta = M_W = \frac{vg}{2}$$

como a matriz de rotação em (2.18) é diferente da identidade, temos que $\theta \neq 0$ e, portanto, o modelo prevê

$M_Z > M_W$. Os valores obtidos para suas massas são:

$$M_Z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}, \quad M_W = 80,398 \pm 0,025 \text{ GeV}$$

através desta medição obtemos o ângulo de rotação:

$$\sin^2 \theta \stackrel{\text{def}}{=} \sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0,223$$

devemos ressaltar que anteriormente à QES o modelo era composto por três campos vetoriais sem massa ($W^\pm$ e Z) e um dubleto de campos escalares complexos sem massas. Os campos vetoriais sem massa possuem duas possíveis polarizações e os campos escalares complexos sem massas contribuem com dois possíveis graus de liberdade cada um (por serem complexos), resultando em dez graus de liberdade. Após a QES os bósons vetoriais adquiriram massa e, conseqüentemente, uma polarização a mais, obtivemos também um campo escalar real. Temos então três graus de liberdade para cada bóson vetorial e mais um grau de liberdade para o campo escalar real, desta maneira, obtemos a mesma quantidade de graus de liberdade.

2.3.4 O Bóson de Higgs

A densidade lagrangiana introduzida em (2.22) possibilita a geração de massa para os bósons de calibre. Uma consequência imediata desta introdução é a predição de uma nova partícula escalar descrita pelo campo $H(x)$, esta chamada de bóson de Higgs. Podemos então escrever a densidade lagrangiana $\mathcal{L}_S$ como:

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{4} h v^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG^2}$$

na qual,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \frac{M_H^2}{2v} H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2} H^4, \\ \mathcal{L}_{HG^2} &= M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu \left(1 + \frac{2H}{v} + \frac{H^2}{v^2} \right) + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \left(1 + \frac{2H}{v} + \frac{H^2}{v^2} \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

sendo a massa do Higgs dada por:

$$M_H = \sqrt{2} h v$$

os termos presentes em (2.27) dão origem ao diagramas de Feynman apresentados na figura 2.6 (figura na p.19).

2.3.5 Gerando massas para férmions

O mecanismo de geração de massa para os bósons de calibre através do valor médio do dubleto escalar de $SU(2)$ em (2.21) é utilizado também para dar massa aos férmions através do acoplamento de Yukawa. Vejamos o seguinte objeto:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y_d} &= -c_1 \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \phi d_R - c_1 \bar{d}_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \\ &= -c_1 \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} d_R - c_1 \bar{d}_R \begin{pmatrix} (\phi^+(x))^\dagger & (\phi^0(x))^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \\ &= -c_1 \left[\phi^+(x) \bar{u}_L d_R + \phi^0(x) \bar{d}_L d_R + (\phi^+(x))^\dagger \bar{d}_R u_L + (\phi^0(x))^\dagger \bar{d}_R d_L \right] \end{aligned}$$

Figura 2.6: Acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons de gauge.

para o calibre unitário temos:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Y_d} &= -\frac{c_1}{\sqrt{2}}(v+H)(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) = \\ &= -\frac{vc_1}{\sqrt{2}}\left(1 + \frac{H}{v}\right)\bar{d}d\end{aligned}$$

vemos então que o termo $\mathcal{L}_{Y_d}$ gerou massa para o quark d através da QES e passou a haver a interação dele com o campo de Higgs. Visando dar massa também para o quark u, utilizamos $\phi^c = i\sigma_2\phi^*$:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Y_u} &= -c_2 \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \phi^c u_R - c_2 \bar{u}_R \phi^{c\dagger} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \\ &= -c_2 \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^0(x) \\ -\phi^-(x) \end{pmatrix} u_R - c_2 \bar{u}_R \begin{pmatrix} \phi^0(x) & -\phi^+(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} = \\ &= -c_2 [-\phi^-(x)\bar{d}_L u_R - \phi^+(x)\bar{u}_R d_L + \phi^0(x)(\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L)]\end{aligned}$$

no calibre unitário temos:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Y_u} &= -\frac{c_2}{\sqrt{2}}(v+H)(\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) = \\ &= -\frac{vc_2}{\sqrt{2}}\left(1 + \frac{H}{v}\right)\bar{u}u\end{aligned}$$

podemos então introduzir massa para os férmions presentes nos dubletos de $SU(2)_L$ através do método mostrado acima. É interessante também ressaltar que os termos que permitem a geração de massa também dão origem aos diagramas de Feynman mostrados na 2.7.

Figura 2.7: Acoplamento fermiônico do bóson de Higgs.

É importante ressaltar que na construção do Modelo Padrão os neutrinos são tomados como férmions sem massas. O mesmo procedimento pode ser aplicado a uma densidade lagrangiana mais geral contendo os 3 estados (up) u' , c' e t' , os três estados (down) d' , s' e b' , os três estados dos léptons e seus neutrinos e^- e ν_{e^-} , μ^- e ν_{μ^-} e τ^- e ν_{τ^-} . Os três estados up serão representados pelo elemento u'_j com $j = 1, 2, 3$ para u' , c' e t' respectivamente e os três quarks down serão representados pelo elemento d'_j com $j = 1, 2, 3$ para os quarks d' , s' e b' . O mesmo será feito para os três léptons com o elemento l'_j e os três neutrinos ν'_j . A densidade lagrangiana será dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & - \sum_{jk} \left\{ \begin{pmatrix} \bar{u}'_j & \bar{d}'_j \end{pmatrix}_L \left[c_{jk}^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d'_{kR} + c_{jk}^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} u'_{kR} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \begin{pmatrix} \bar{\nu}'_j & \bar{l}'_j \end{pmatrix}_L c_{jk}^{(l)} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} l'_{kR} \right\} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (2.28)$$

sendo $c_{jk}^{(d)}$, $c_{jk}^{(u)}$ e $c_{jk}^{(l)}$ constantes de acoplamento. Após a QES, a lagrangiana em (2.28) pode ser escrita como:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{d}'_L M'_d d'_R + \bar{u}'_L M'_u u'_R + \bar{l}'_L M'_l l'_R + \text{h.c.} \}$$

na qual d , u e l são matrizes colunas, e as matrizes de massa são dadas por:

$$(M'_d)_{ij} = c_{ij}^{(d)} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (M'_u)_{ij} = c_{ij}^{(u)} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (M'_l)_{ij} = c_{ij}^{(l)} \frac{v}{\sqrt{2}}$$

e a diagonalização das respectivas matrizes de massa levam aos auto-estados de massa d_j , u_j e l_j que são os elementos que identificamos como os quarks u , c , t e etc. As matrizes M'_J com $J = u, d, l$ podem ser decompostas da seguinte maneira:

$$M'_J = S_J^\dagger \mathcal{M}_J S_J U_J$$

sendo U_J , S_J matrizes unitárias e $\mathcal{M}_J$ a matriz de massa dada por:

$$\mathcal{M}_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t) \quad \mathcal{M}_d = \text{diag}(m_d, m_s, m_b) \quad \mathcal{M}_l = \text{diag}(m_{e^-}, m_{\mu^-}, m_{\tau^-})$$

e a densidade lagrangiana (2.28) reescrita em função das matrizes diagonais é dada por:

$$\mathcal{L}_Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \{ \bar{d}'_L \mathcal{M}_d d + \bar{u}'_L \mathcal{M}_u u + \bar{l}'_L \mathcal{M}_l l \}$$

sendo os auto-estados de massa dados em (2.29)

$$\begin{aligned} d_L &= S_d d'_L & u_L &= S_u u'_L & l_L &= S_l l'_L \\ d_R &= S_d U_d d'_R & u_R &= S_u U_u u'_R & l_R &= S_l U_l l'_R \end{aligned} \quad (2.29)$$

lembramos que a densidade lagrangiana para correntes neutras possuem termos da forma $\bar{f}'_L f'_L$ e $\bar{f}'_R f'_R$ estes se mantêm da mesma forma quando escritos em função dos auto-estados de massa, ou seja, $\bar{f}'_L f'_L = \bar{f}_L f_L$ e $\bar{f}'_R f'_R = \bar{f}_R f_R$ e, portanto, as correntes neutras do Modelo Padrão não levam a processos com sabores distintos.

Por outro lado, a densidade lagrangiana para correntes carregadas envolve termos da forma $\bar{u}'_L d'_L = \bar{u}_L S_u S_d^\dagger d_L = \bar{u}_L V d_L$ sendo V uma matriz não diagonal, pois em geral $S_u \neq S_d$ o que leva a misturas de sabores em correntes carregadas. A matriz V é conhecida como matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Podemos ver que a geração de massa para férmions leva a mistura de sabores de quarks somente no caso de correntes carregadas e no caso de correntes neutras o mesmo não ocorre. Esta não violação de sabores em correntes neutras não é em geral respeitada em extensões do Modelo Padrão e este tipo de fenômeno será mencionado na seção 2.6.1.

2.4 Sucesso experimental do Modelo Padrão

Esta seção foi construída utilizando-se as referências [5, 6, 1]. O Modelo Padrão tem sido testado desde 1970. Entre as predições feitas pelo Modelo Padrão encontram-se:

- A massa dos bósons $W^\pm$ igual a 80,384 GeV;
- A largura total de decaimentos dos bósons $W^\pm$ igual a 2,0910 GeV;
- A largura total de decaimentos do bóson Z igual a 2,4957 GeV.

os valores acima foram retirados do artigo [17]. As experiências realizadas puderam confirmar as diversas predições do Modelo Padrão. Para os casos apresentados temos que os valores experimentais são dados por:

- A massa medida dos bósons $W^\pm$ é $80,398 \pm 0,025$ GeV;
- A largura total de decaimentos dos bósons $W^\pm$ medida é $2,147 \pm 0,060$ GeV;
- A largura total de decaimentos do bóson Z medida é $2,4952 \pm 0,0023$ GeV.

podemos ver que as predições do Modelo Padrão estão de acordo com os valores medidos.

Através dos processos $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ e $e^+e^- \rightarrow ZZ$ foi realizado um teste da estrutura não abeliana do setor eletro-fraco do Modelo Padrão, ou seja, a interação entre os bósons de calibre. Como podemos ver na figura 2.8 existem três contribuições de diagramas de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Dentre as quais, encontra-se a contribuição envolvendo somente o ν_e (sem interações entre bósons de calibre) e, as restantes, envolvendo as interações do bóson γ com os bósons $W^\pm$ e do bóson Z com os bósons $W^\pm$.

Figura 2.8: Os diagramas de Feynman que contribuem para os processos $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ e $e^+e^- \rightarrow ZZ$ à nível árvore.

Se não existissem as interações entre os bósons de calibre, a única contribuição para este espalhamento deveria ser a que envolve o ν_e . No entanto, apresentamos a figura 2.9 (figura na p.22) que mostra os dados experimentais obtidos e a curva que caracteriza este cálculo (sem interações entre os bósons de calibre). Podemos ver que a seção de choque para este diagrama cresce conforme a energia aumenta e para altas energias este diagrama violaria a unitariedade da teoria. Ao incluirmos o diagrama envolvendo o fóton, obtemos que a seção de choque do processo não cresce tanto como anteriormente. No entanto, ainda obtemos um resultado insatisfatório quando comparado aos dados experimentais.

O acordo com os dados experimentais somente é obtido quando incluimos também o diagrama que envolve a interação do bóson de calibre Z com os bósons $W^\pm$. No caso do processo $e^+e^- \rightarrow ZZ$ o modelo não possui

Figura 2.9: À esquerda apresentamos a medição da dependência da seção de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ com a energia e o mesmo, à direita, para a seção de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZZ)$. Para a produção de pares $W^\pm$ a curva superior representa a contribuição somente do diagrama com ν_e , a curva central representa as contribuições dos diagramas com ν_e e γ e a curva inferior (em acordo com os dados experimentais) inclui também a contribuição do vértice ZWW. A única contribuição para a produção do par ZZ é a troca de um e^- . Esta figura foi retirada do artigo [1].

contribuições além da apresentada na figura 2.8 (figura na p.21). Este processo também está em acordo com os dados experimentais.

O acordo dos cálculos mencionados com os dados experimentais mostra a validade da estrutura $SU(2) \otimes U(1)$ do Modelo Padrão. Outros testes realizados podem ser encontrados nos artigos [2, 7, 8, 1, 9].

2.5 Problemas do Modelo Padrão

Nesta seção utilizamos o artigo [2] e o material [10]. Embora o Modelo Padrão tenha atingido um grande sucesso experimental e reconhecimento, este não é ausente de problemas e, portanto, é natural procurarmos encontrar teorias que respondam as questões aqui presentes e as que virão ao se conhecer mais do universo. O Modelo Padrão não tem nada a dizer a respeito de algumas outras áreas da física, dentre as quais escolhemos citar somente três:

- É conhecido da área de cosmologia que a massa da parte do universo “que sabemos o que é” representa somente 4% da massa do universo, enquanto que 22% é chamada de matéria escura e 74% de energia escura. O Modelo Padrão não tem nada a dizer a respeito de 96% do universo;
- O Modelo Padrão não descreve a interação gravitacional;
- O Modelo Padrão não diz nada a respeito da quantização da carga elétrica.

existem também problemas no Modelo Padrão de natureza interna. O modelo apresenta problemas como:

- Grande número de parâmetros arbitrários;
- Constantes de acoplamento de Yukawa muito diferentes.

é importante também ressaltar a possibilidade de que o Modelo Padrão seja uma teoria efetiva, ou seja, ele pode ser válido até uma escala de energia denotada por Λ . O acoplamento quártico do Higgs no Modelo Padrão é dado por:

$$\frac{M_H^2}{8v^2} H^4$$

o acoplamento deste termo possui uma divergência se quisermos que o Modelo Padrão seja válido para qualquer escala de energia. Como a natureza não possui divergências, ao impormos a validade do Modelo Padrão até a escala de energia Λ , obtemos limites superiores para a massa do Higgs, os quais são apresentados conforme variamos a escala de energia Λ na figura 2.10.

Figura 2.10: Limites superiores e inferiores na massa do Higgs para que o acoplamento do termo quártico do Higgs seja finito e que haja a quebra espontânea de simetria respectivamente. Esta figura foi retirada do artigo [2].

O limite inferior na massa do Higgs é obtido através da imposição de que a quebra espontânea de simetria ocorra, sendo este apresentado também na figura 2.10. Outros problemas, como a unitariedade da teoria, as correções quadráticas na massa do Higgs, podem ser encontrados nos artigos já citados. Podemos também adicionar a esta lista o fato de que as três interações que o Modelo Padrão descreve estão em escala de energia muito diferente da escala de energia da interação gravitacional. Este problema é denominado problema da hierarquia e pode ser visto em [9].

Os diversos problemas do Modelo Padrão serviram de motivação para a busca por novas teorias, esta busca tornou a área de física de partículas muito rica. Diversas idéias e modelos surgiram. Desta maneira surge a necessidade de existirem pessoas, os fenomenólogos, que buscam fazer uma ponte entre os diversos modelos teóricos e os dados experimentais. A importância deste tipo de trabalho se manifesta pela análise dos modelos e a discussão da possibilidade destes serem comparados com a experiência. Tais modelos podem utilizar diversas idéias distintas. Alguns utilizam a idéia de super-simetria, outros dimensões extras, ainda outros são construídos sem a partícula Higgs e muitos destes, por possuírem diversas partículas com massas da ordem de 1 TeV, possuem a possibilidade do quark top ser o resultado do decaimento de alguma outra partícula. Torna-se então, importante buscar maneiras de distinguir um modelo de outro. Mostraremos a seguir, a possibilidade de identificar um modelo que utiliza a idéia de dimensões extras com curvatura.

2.6 Motivações para a detecção do quark top

Uma boa introdução conceitual e quantitativa deste assunto pode ser encontrada em [13, 18] e em suas referências. Nesta seção apresentaremos somente os principais resultados. Nós sabemos da existência de três dimensões espaciais e uma dimensão temporal, sendo estes tratados pela relatividade de Einstein como espaço-tempo. Ao observarmos mais detalhadamente as dimensões espaciais, podemos ver que uma dimensão espacial (comprimento) está contida em duas dimensões espaciais (área) e ambas estão contidas em três dimensões espaciais (volume). Poderíamos seguir este raciocínio e adicionar mais uma dimensão que conteria as anteriores, desta maneira, obteríamos um mundo em que todas as dimensões contem as dimensões menores. Uma outra maneira de imaginar dimensões extras é pensar que o processo anterior só é válido para três dimensões e que as demais dimensões, as extras, são finitas e por serem pequenas, ainda não conseguimos detectá-las. Estas, são usualmente chamadas de dimensões extras compactas.

Quando utilizamos a idéia de dimensões extras compactas e planas podemos explicar o problema da hierarquia através do volume das dimensões extras presente na seguinte relação:

$$G_N = \frac{G_*}{V_n}$$

sendo G_N a constante gravitacional de Newton, G_* a constante gravitacional do espaço com $4 + n$ dimensões, n o número de dimensões extras compactas e V_n o seu volume.

Uma vez introduzido as dimensões extras, devemos escolher quais são os possíveis campos que se propagam ao longo delas. Quando escolhemos somente o campo gravitacional para se propagar ao longo das dimensões extras, temos um modelo que é chamado de Large Extra Dimensions. Quando escolhemos que todos os campos se propaguem ao longo das dimensões extras temos um modelo que é chamado de Universal Extra Dimensions. Devido ao fato das dimensões extras serem planas, ao permitimos um dado campo se propagar por ela, temos que este campo possuirá diversos estados com massas igualmente separados, denominados torre de Kaluza-Klein. Portanto, quando usamos as ideias da Large Extra Dimensions temos que o graviton passa a possuir uma torre de Kaluza-Klein, enquanto que no caso de Universal Extra Dimensions existe uma torre de Kaluza-Klein para cada campo que se propaga na dimensão extra. Ao invés de utilizarmos uma métrica plana, podemos utilizar a seguinte métrica:

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2$$

e, neste caso, temos dimensões extras curvas. Como consequência da curvatura, as torres de Kaluza-Klein passam a ter diferentes gaps entre os estados excitados da mesma partícula.

2.6.1 Violação de sabores

Os detalhes do assunto aqui apresentado podem ser encontrados em [18]. A introdução de dimensões extras curvas prevê partículas associadas a torres de Kaluza-Klein. Desta maneira, para validarmos este tipo de teoria, é necessário que encontremos na natureza as torres de Kaluza-Klein. Se permitirmos que os bósons de gauge se propaguem pelas dimensões extras e se mantivermos os férmions fixos em uma das branas, a massa dos estados excitados de Kaluza-Klein necessariamente terão um limite inferior de 23 TeV, não sendo possível detectá-los. Ao permitirmos que os férmions também passem a se propagar pelas dimensões extras, temos que este limite inferior cai para 1 TeV, sendo este caso interessante para nós. Devido aos estados excitados de Kaluza-Klein possuírem

massa suficiente para poderem decair em quarks top (preferencialmente), é importante considerar novos diagramas de Feynman que possuam quarks top. Estes novos diagramas, levam a um maior número de eventos do que se existisse somente as partículas do Modelo Padrão.

Neste modelo a densidade lagrangiana para as correntes neutras é proporcional a:

$$\mathcal{L} \propto \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix}_L U_L^{-1} \begin{pmatrix} g_u & 0 & 0 \\ 0 & g_c & 0 \\ 0 & 0 & g_t \end{pmatrix} U_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L$$

na qual, g_q é a constante de acoplamento do quark q com o primeiro estado excita do glúon de Kaluza-Klein, chamado de $G^{(1)}$. O importante é que o termo:

$$U_L^{-1} \begin{pmatrix} g_u & 0 & 0 \\ 0 & g_c & 0 \\ 0 & 0 & g_t \end{pmatrix} U_L \stackrel{\text{def}}{=} T^a$$

não é diagonal e portanto, leva a termos de interações do tipo $\bar{q}_i T^a \gamma_\mu q_j$, onde teríamos um sabor para q_i e outro sabor para q_j . Estes termos levam ao decaimento do $G^{(1)}$ em diferentes sabores de quarks, por exemplo $q\bar{q} \rightarrow t\bar{u}$ ou $q\bar{q} \rightarrow t\bar{c}$ que podem ser vistos nos diagramas abaixo:

estes tipos de diagramas de Feynman não são encontrados no Modelo Padrão, pois os glúons dele dão origem somente a quarks de mesmo sabor. Podemos ver então, que é interessante também buscarmos através da detecção de quarks top um evento que também possua jatos provenientes de partículas mais leves como o quark c ou u . Desta maneira obtemos mais um jeito de validarmos ou não este tipo de teoria.

2.7 Resumo geral

Fizemos brevemente uma apresentação do Modelo Padrão, cujas principais características são construídas a partir do princípio de invariância de calibre. As interações entre partículas são introduzidas através da invariância de calibre local da densidade lagrangiana sob transformações dos elementos do grupo $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. O mecanismo de Higgs-Kibble é utilizado para podermos introduzir massa aos campos de calibre e também aos férmions, sendo isto possível devido a Quebra Espontânea de Simetria. O Modelo Padrão tem sido muito testado e suas diversas predições confirmadas. No entanto, o Modelo Padrão possui problemas, os quais podem ser vistos como evidências da necessidade de novos modelos. Nascendo assim, as teorias conhecidas como Teorias Além do Modelo Padrão. Dentre estas, encontra-se o modelo que mencionamos em 2.6 e tem como predição a violação de sabores em correntes neutras. Esta predição é inexistente no Modelo Padrão, o que a torna importante para a verificação do modelo proposto. Espera-se que os eventos que envolvam o quark top sejam os mais relevantes, uma vez que o quark top possui maior massa que os quarks u e c .

3 *Introdução a jatos de partículas e simulações*

As primeiras evidências de jatos de partículas foram detectadas nos colisores de elétron-pósitron. Inicialmente, à energias menores que as massas das partículas pesadas $W^\pm$ e Z , o processo possível de menor energia é $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. A medida que se vai aumentando as energias nos feixes é possível ocorrer $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Quando as energias nos feixes ultrapassam as massas das partículas mais pesadas, tornam-se acessíveis processos do tipo $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Estes processos envolvem léptons como produtos finais e, conseqüentemente após o decaimento das mesmas, levam a uma quantidade pequena de partículas. Uma outra possibilidade é o processo $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$, no qual ocorre a produção de quarks como produtos finais. Neste processo ocorre o fenômeno de hadronização, cuja principal consequência é o aparecimento de muitas partículas. Esta grande quantidade de partículas leva ao conceito de jatos de partículas. A seguir descreveremos em maiores detalhes estes objetos. Neste capítulo foi utilizado o artigo de revisão [11].

3.1 O fenômeno de hadronização

Embora este fenômeno ainda não esteja bem entendido, podemos conceituar sua existência. Quando um par de quarks é criado, por exemplo através da produção de um Z em repouso no laboratório, eles se movem em sentidos opostos. A medida que se afastam um do outro a interação forte vai aumentando sua intensidade e maior quantidade de energia potencial vai se aglomerando entre os quarks até que espontaneamente (por alguma razão) a natureza cria mais um par de quarks entre os dois quarks se afastando, como pode ser visto na figura 3.1. Este tipo de fenômeno é de natureza não-perturbativa. Existem modelos fenomenológicos que buscam descrevê-lo, por exemplo o modelo de Lund (string model). Maiores detalhes podem ser encontrados em [19].

Figura 3.1: Uma maneira simples de conceituar o fenômeno de hadronização. Figura retirada do site: www.hep.man.ac.uk/dzero/teaching/decay2.html

A visão acima exemplifica o fenômeno de hadronização, no entanto devemos ressaltar que após acontecer este fenômeno surgem muitos hádrons e estes decaem usualmente em léptons e neutrinos e, portanto, após a

hadronização ocorrer é comum encontrarmos em uma colisão muitas partículas.

Idealmente, as partículas provenientes da hadronização tendem a continuar se propagando dentro de um cone com vértice no ponto onde começou a ocorrer a hadronização. Um exemplo ilustrativo pode ser visto na figura 3.2.

Figura 3.2: Uma maneira idealizada de visualizar jatos de partículas. Figura retirada da tese de doutorado [3].

É interessante comparar um evento com hadronização e outro sem hadronização. Do ponto de vista dos detectores, os eventos em que não ocorrem hadronização possuem menor quantidade de partículas envolvidas, como pode ser visto na figura 3.3.

Figura 3.3: Uma colisão elétron-pósitron ocorrida no detector ALEPH no CERN. A colisão ocorreu no centro de massa. Houve a produção de uma partícula Z, cujo decaimento foi dois τ léptons. Estes decaíram em três píons (linhas amarelas tracejadas) e um neutrino que não foi detectado. Esta figura foi retirada do site: <http://www.particlephysics.ac.uk/index.html>.

Os eventos que possuem hadronização produzem maior quantidade de partículas como pode ser visto na figura 3.4 (figura na p.28).

Figura 3.4: Uma colisão elétron-pósitron ocorrida no detector ALEPH no CERN. A colisão produziu um par ZZ no centro de massa. Um dos Z decaiu em um quark e um anti-quark, produzindo dois jatos em sentidos opostos (traços azuis e verdes). O outro Z decaiu em um elétron e um pósitron (traços vermelho e amarelo). Esta figura foi retirada do site: <http://www.particlephysics.ac.uk/index.html>.

3.2 Jatos e seus algoritmos

Como foi visto na seção anterior, o fenômeno de hadronização tende a criar muitas partículas e, consequentemente, dificulta a análise da física ocorrida nos aceleradores de partículas como o Large Hadron Collider (LHC). Torna-se então interessante procurarmos uma ferramenta para podermos descrever, do ponto de vista coletivo, as várias partículas provenientes deste fenômeno. A definição de jatos de partículas deve satisfazer requerimentos suficientes para que os teóricos e experimentais possam se comunicar sem ambiguidade. Esses requerimentos envolvem aspectos práticos como por exemplo a busca por um algoritmo simples para o uso em análises experimentais ou cálculos teóricos, envolvem também aspectos teóricos como os algoritmos serem livres de emissões de radiações infravermelhas (glúons moles). Maiores detalhes podem ser encontrados em [11]. É importante ressaltar que a palavra jatos é utilizada para descrever as diversas partículas formadas pelo fenômeno de hadronização, no entanto, é comum empregarmos a mesma palavra quando queremos falar de partículas à nível partônico¹, mesmo que ainda não tenha ocorrido a hadronização. Após ocorrer a hadronização o sistema é dito estar no nível hadrônico².

Em geral, temos dois tipos de algoritmos para encontrar jatos, estes são:

- *Algoritmos de cone*
- *Algoritmos de recombinação*

maiores detalhes sobre os tipos de algoritmos podem ser encontradas em [20]. O sistema de coordenadas cilíndricas com o eixo z na direção dos feixes é utilizado nos colisores de hádrons. As variáveis utilizadas nos algoritmos de jatos nestes colisores são: a energia transversa E_t , o momento transverso k_t , o ângulo azimutal ϕ e a pseudo-rapidez η . Estas variáveis estão apresentadas na equação (3.1).

$$\eta = \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad E_t = E \sin \theta \quad k_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.1)$$

¹O nível partônico é o estado do sistema em que os produtos do processo em questão são somente as partículas elementares.

²O nível hadrônico é o estado do sistema depois da hadronização e antes das partículas começarem a serem detectadas nos calorímetros.

3.2.1 Algoritmos de cone

O algoritmo de cone tem como primeiro passo escolher pontos (células do calorímetro), chamados de sementes, cuja quantidade de energia acumulada seja maior ou igual a um corte E_0 . Para cada ponto que satisfaça o corte requerido é então calculado as coordenadas coletivas (estas representam características do jato como um todo) deste cone através dos pontos que satisfazem a seguinte distância:

$$\Delta R_{is} = \sqrt{(\eta_i - \eta_s)^2 + (\phi_i - \phi_s)^2} \leq R_{cone}$$

na qual o índice i representa uma célula do calorímetro qualquer e o índice s indica a coordenada da semente em questão. Usualmente o valor de R_{cone} é tomado como 0,7. As coordenadas coletivas do cone são:

$$\begin{aligned} E_{tjato} &= \sum_{i \in cone} E_{ti} \\ \eta_{jato} &= \sum_{i \in cone} \frac{E_{ti} \eta_i}{E_{tjato}} \\ \phi_{jato} &= \sum_{i \in cone} \frac{E_{ti} \phi_i}{E_{tjato}} \end{aligned}$$

se as coordenadas coletivas do cone não coincidem com as coordenadas da semente o processo é reiniciado com as coordenadas da semente em questão substituída pelas coordenadas coletivas obtidas no primeiro cálculo. O processo é reiterado até que as coordenadas da semente em questão coincidam com as coordenadas coletivas. Um exemplo deste método é o algoritmo SIScone, que pode ser visto na figura 3.5 (figura na p.30).

3.2.2 Algoritmos de recombinação

Chamamos de recombinação o processo de somarmos os quadrivetores de duas partículas. Os algoritmos de recombinação separam os objetos usados em duas classes. Os elementos da primeira classe são chamados de proto-jatos, enquanto que os elementos da segunda classe são chamados de jatos. Inicialmente o algoritmo dispõe de elementos somente na primeira classe. Primeiramente para cada proto-jato é calculada a seguinte grandeza:

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}$$

em seguida é calculado para cada par i,j de proto-jatos o objeto:

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

neste momento, verifica-se qual é a menor grandeza entre todos os valores d_{iB} e d_{ij} calculados. Caso o menor valor seja um dado elemento d_{ij} , retira-se da lista os respectivos pares de proto-jatos i,j e recombina-os, passando estes a ser um novo proto-jato e este é inserido na lista de proto-jatos. Caso o menor valor seja o objeto d_{iB} o proto-jato respectivo é elevado a característica de jato e movido para a lista de jatos. Após a escolha do menor elemento ter terminado, o algoritmo é reiterado até que não existam mais elementos na lista de proto-jatos.

Para cada valor de p^3 contido nos elementos d_{ij} e d_{iB} podemos associar diferentes interpretações ao método de recombinação dos proto-jatos. Temos que quando $p = 1$ o algoritmo é chamado de k_t e vemos que o elemento d_{ij} é proporcional ao quadrado do momento transversal dos proto-jatos e, portanto, para um mesmo ΔR_{ij} o mínimo será obtido primeiramente para os proto-jatos que fazem parte de colisões de menor troca de momento, dizemos

³Os valores de p podem ser: 1,0 e -1.

que a recombinação é feita primeiramente em torno das partículas mais moles. Para o caso de $p = 0$ o elemento d_{ij} é proporcional a ΔR_{ij} e os primeiros proto-jatos a serem recombinados são os mais próximos, este algoritmo é conhecido como Cambridge/Aachen. Quando $p = -1$ o elemento d_{ij} é proporcional a $\frac{1}{k_{ti}^2}$, resultando primeiramente em recombinações dos proto-jatos de maior momento transverso, neste caso dizemos que a recombinação é feita em torno das partículas mais duras, este algoritmo é chamado de anti- k_t . Apresentamos a figura 3.5 com a finalidade de podermos comparar as formas dos jatos obtidos para os valores de p na recombinação. Vemos que o método de recombinação do algoritmo anti-kt é o que mais se assemelha a estrutura de cone, pois este possui a forma mais “arredondada”.

Figura 3.5: Podemos ver a forma cônica do algoritmo anti-kt e SIScone. Esta figura foi retirada do artigo [4].

3.3 Subestrutura de jatos

Ao analisarmos o decaimento de uma partícula A , no referencial do centro de massa, cujo produto sejam duas partículas B e C , verificamos que as partículas finais se afastam em sentidos opostos. No entanto, no referencial de laboratório, para a partícula B altamente energética, temos que o ângulo da velocidade final em relação a velocidade de A é dado por:

$$\cos \theta = \frac{E - E_0 \sqrt{1 - \vec{V}^2}}{V \sqrt{E^2 - m^2}} \quad (3.2)$$

sendo E a energia da partícula B no referencial do laboratório, E_0 a energia da mesma partícula no referencial do centro de massa, $\vec{V}$ a velocidade da partícula A e m é a massa da partícula B . Tomando o limite $V \rightarrow c = 1$ vemos que o ângulo $\theta \rightarrow 0$. Portanto uma partícula em alta velocidade, próxima a c , ao decair resulta em duas partículas cujas velocidades são praticamente paralelas.

Uma possibilidade no decaimento do quark top é o processo $t \rightarrow Wb \rightarrow q'qb$, que devido a hadronização, leva

ao aparecimento de 3 jatos no sistema, sendo dois destes provenientes do bóson W^+ e um do quark b . Os jatos provenientes do bóson W^+ podem se aproximar arbitrariamente devido a formula (3.2), assim como o próprio W^+ pode se aproximar do quark b , passando a existir a dificuldade de se distinguir se o conjunto de partículas observadas nos detectores é um único jato ou são três jatos muito próximos. Este exemplo serve para visualizar a importância das técnicas de análise de subestrutura de jatos, que será confirmada através das simulações na seção 4.1. Convidamos o leitor a visualizar a figura 4.3 (figura na p.38) que ilustra este exemplo.

3.3.1 Uma típica análise de subestrutura de jatos

Quando terminamos de aplicar um algoritmo de recombinação temos em mãos uma lista de jatos. Se quisermos analisar a subestrutura destes jatos basta fazermos em paralelo uma outra lista que guardará as informações dos proto-jatos recombinações e suas respectivas ordens. Por exemplo, suponha que obtivemos um único jato em 160 recombinações realizadas e ao longo desse processo de diversas recombinações, foram guardados as informações de quais proto-jatos eram recombinações e suas características. Desta maneira, sabemos para este jato quais foram os dois proto-jatos recombinações na recombinação de número 125. Como sabemos todas as informações dos proto-jatos e a ordem em que foram recombinações, se assim desejarmos, podemos obter a lista completa de proto-jatos a partir do jato final, neste caso o primeiro passo seria decompor o jato final em dois proto-jatos e em seguida poderia ser decomposto outro proto-jato e assim sucessivamente até voltar ao primeiro passo da recombinação feita para obter o jato final. Quando partimos da lista de proto-jatos e obtemos os jatos, estamos realizando o processo de recombinação de jatos e quando partimos dos jatos e obtemos a lista de proto-jatos, estamos realizando o processo de decomposição de jatos.

A análise de subestrutura utiliza o processo de decomposição de jatos. Até aqui pode parecer que não há razões para se decompor o jato, uma vez que um dos objetivos das técnicas de jatos é a descrição de muitas partículas através de poucas variáveis. No entanto, devemos lembrar do fenômeno introduzido na seção 3.3. Imagine, por exemplo, o decaimento do bóson W^+ em quarks quando este possui uma velocidade próxima a c . A hadronização dos quarks levará a existência de diversas novas partículas e estas quando forem recombinações começarão a construir os dois jatos, no entanto, devido a grande velocidade do bóson W^+ os dois jatos podem estar tão próximos que mesmo após o processo de recombinação ter encontrado estes dois jatos o algoritmo poderá ainda reconhece-los como proto-jatos e poderá recombina-los em um novo jato ou até mesmo em um novo proto-jato. Logo, uma vez terminado o processo de recombinação poderemos ter um número de jatos que não é o mesmo número de partículas envolvidas no nível partônico e portanto dificultando a identificação do processo em questão. Desta maneira, não somente é importante utilizarmos técnicas de subestrutura para decompor os jatos para representarem as partículas no nível partônico, mas também é importante estudar suas características de subestruturas para podermos distinguir os jatos advindos de processos que envolvem o decaimento de partículas, dos jatos que são advindos da hadronização de um único quark ou de irradiações de QCD.

3.4 Adversidades em colisores de hádrons

No LHC, os feixes de partículas aceleradas para as colisões são formados por aglomerados de prótons. Estes aglomerados possuem uma quantidade enorme de prótons, da ordem de 10^{11} , em cada aglomerado. Os aglomerados são espaçados entre si em uma distância aproximadamente de $7m$. Estes aglomerados são colididos entre si e dão origem a diversos fenômenos físicos interessantes. Citemos alguns destes fenômenos:

- *Colisão dura* - Chamamos de colisão dura o caso em que os prótons colidem violentamente. Este tipo de evento na verdade é realizado entre os constituintes dos prótons que colidiram, os quarks e glúons, que acabam sendo separados e não mais fazendo parte do que chamamos de próton. Este tipo de colisão tem como principal característica a grande troca de momento. São nessas trocas de grande momento que os eventos mais energéticos ocorrem. Pode-se ver uma imagem ilustrativa na figura 3.6.

Figura 3.6: Uma ilustração de uma grande troca de momento entre os quarks constituintes do próton. Esta figura foi retirada do site: http://www-cdf.fnal.gov/group/WORK/DISS_PAGE/hard_scat_LHC.htm.

- *Colisões múltiplas* - Quando os aglomerados de prótons colidem e ocorre a colisão dura, juntamente com ela ocorrem outras colisões que, em relação a colisão dura, possuem pouca energia. Estas colisões geralmente não possuem relação direta com a colisão dura, pois são as diversas colisões dos prótons que não estão envolvidos na mesma.
- *Radiações de QCD* - Este tipo de fenômeno ocorre em quarks de alta energia e consequentemente nas colisões duras. O quark que possui muita energia pode emitir um glúon, geralmente colinear com a direção do quark. Este tipo de glúon é chamado de mole (soft), pois geralmente não possui alto momento transversal em relação a direção do quark que o emitiu.
- *Cascata de partons (parton shower)* - Chamamos de cascata de partons (parton shower) quando um quark ou um glúon de alta energia irradia diversos glúons que também irradiam novos glúons, produzindo partons de baixa energia que futuramente hadronizam.
- *Underlying Event* - Após a colisão dura os constituintes restantes dos prótons colidem com os demais prótons ou quarks próximos, estas colisões são denominadas underlying event. Neste fenômeno os quarks restantes da colisão dura se combinam com os demais prótons ou outros possíveis quarks para resultar em singletos de cor. O underlying event não é totalmente independente da colisão dura, pois possui uma correlação de cor com os quarks perdidos. Uma ilustração deste processo pode ser vista na figura 3.7.

Figura 3.7: Uma ilustração do fenômeno chamado underlying event. Esta figura foi retirada do site: http://www-cdf.fnal.gov/group/WORK/DISS_PAGE/hard_scat_LHC.htm.

- *Splash in* - É possível que partículas provenientes dos fenômenos mencionados, por exemplo radiações de QCD ou cascata de partons, sejam detectadas junto as as partículas vindas da colisão dura. Neste caso, dizemos que houve contaminação do evento duro. Esta contaminação é chamada de *splash in*. Existe também o *splash out*, no entanto, este é devido ao fato que o algoritmo que se usou para obter o jato, deixou de acrescentar partículas que eram provenientes da colisão dura.

os diversos fenômenos mencionados são os responsáveis pela grande dificuldade de se estudar física de partículas nos colisores de hádrons à altas energias. Foram desenvolvidas técnicas para lidar com estas adversidades, tais técnicas são aplicadas aos algoritmos de jatos e são conhecidas como *grooming*.

3.4.1 Técnicas de *grooming*

As técnicas⁴ mais difundidas para tratar os fenômenos de interações múltiplas e *splash in* estão apresentadas nesta seção. Estas técnicas foram desenvolvidas para os algoritmos de recombinação k_t , C/A ou anti- k_t , aqui representados por A_{rec} . As três técnicas mencionadas neste texto são:

- *Filtering* - Um filtering aplicado a um jato gordo re combinado com o algoritmo A_{rec} tem as seguintes características:

1. Decompõe-se o jato j (inicialmente o jato gordo) em dois proto-jatos j_1 e j_2 de tal maneira que $m_{j_1} > m_{j_2}$. Pede-se alguma característica com relação a estes dois proto-jatos, por exemplo, uma queda de massa em relação ao jato j dada por um parâmetro μ :

$$m_{j_1} < \mu \cdot m_j \quad (3.3)$$

2. Se a inequação (3.3) for verdadeira, defini-se o parâmetro $R_{filter} = \min\left(0,3; \frac{\Delta R_{j_1, j_2}}{2}\right)$ e termina-se a análise;
3. Se a inequação (3.3) for falsa, defini-se o proto-jato j_1 como o jato j e reinicia-se o processo.
4. Ao fim, aplica-se o processo de recombinação A_{rec} novamente ao jato gordo mas desta vez com o parâmetro de recombinação dado por $R = R_{filter}$ e utiliza-se os N (escolhido segundo o problema estudado) sub-jatos encontrados.

- *Prunning* - Um *prunning* aplicado a um jato gordo re combinado com o algoritmo A_{rec} será reagrupado com o mesmo algoritmo de recombinação de jatos A_{rec} , porém antes de se recombina dois proto-jatos i e j faz-se a seguinte comparação:

$$z = \frac{\min(p_{ti}; p_{tj})}{(p_i + p_j)_t} < z_{corte} \quad e \quad \Delta R_{ij} > D_{corte} \quad (3.4)$$

sendo z_{corte} e D_{corte} parâmetros escolhidos segundo o problema em análise. Se as condições (3.4) são satisfeitas descarta-se o proto-jato de menor p_t e guarda-se o de maior p_t . Segue-se a recombinação dos proto-jatos até que todos os proto-jatos estejam re combinados ou tenham sido descartados.

- *Trimming* - Efetua-se no jato gordo encontrado com o algoritmo A_{rec} um reagrupamento com o mesmo algoritmo A_{rec} mas com um parâmetro $R_{sub} < R$, este escolhido conforme o processo estudado e, descarta-

⁴Esta seção em específico foi construída com a ajuda do Gabriel Chicca Santucci

se, semelhantemente ao *prunning*, os proto-jatos i que satisfizerem:

$$p_{ti} < f_{corte} \cdot \Lambda_{hard}$$

sendo f_{corte} um valor fixo adimensional e Λ_{hard} uma escala escolhida conforme a cinemática do evento.

estas técnicas são utilizadas por diversos pesquisadores e ainda estão sendo aprimoradas e avaliadas para poder definir-se a eficácia e necessidade do uso de cada uma delas.

3.5 Simulando eventos

Em uma colisão de prótons no LHC, chamamos de eventos os espalhamentos possíveis decorrentes da colisão dos partons. As simulações computacionais procuram reproduzir a produção dos eventos do LHC. Como resultado desta produção de eventos artificial, simulamos o desempenho de algoritmos de procura de jatos, novas partículas e até mesmo técnicas de *grooming*. Para a produção de eventos pseudo-aleatórios são utilizados os chamados Métodos de Monte Carlo [21]. Neste trabalho foi utilizado os programas MadGraph/MadEvent (4.5 e 5), PYTHIA (6.42) e FastJet (3.0). Para exemplificar seus papéis nas simulações, suponha que é dado um processo, por exemplo o $pp \rightarrow t\bar{t}$. Os programas desempenham as seguintes funções:

- *MadGraph* - Este programa produz os diagramas de Feynman relacionados ao processo dado. São levados em conta todos os quarks iniciais que podem gerar, através da colisão de dois prótons, a produção de um par $t\bar{t}$. Neste caso, são gerados 15 diagramas com 9 sub-processos. Se introduzíssemos o processo $pp \rightarrow [t \rightarrow (W^+ \rightarrow jj)b] [\bar{t} \rightarrow (W^- \rightarrow jj)\bar{b}]$ seriam gerados 15 diagramas, mas com 36 subprocessos. Estes dois últimos exemplos foram gerados com o programa utilizando o Modelo Padrão, se ao invés disso pedíssemos que a produção dos diagramas fosse feito com outro modelo, a quantidade e a possibilidade de diagramas seriam outras. Este programa também produz os elementos de matrizes necessários para o cálculo da seção de choque do processo dado.
- *MadEvent* - Este programa utiliza os elementos de matrizes e as informações dos espaços de fase, relacionados aos diagramas de Feynman, gerados pelo programa MadGraph para o cálculo dos estados finais das partículas do processo dado, ou seja, este programa calcula os momentos e as energias das diversas partículas que farão parte do evento gerado.
- *PYTHIA* - Este programa na verdade é uma biblioteca, com uma grande quantidade de rotinas (a versão 6.42, consiste de códigos de funções em fortran), que também possui a possibilidade de desempenhar os papéis dos programas MadGraph/MadEvent. No entanto, nós utilizamos o PYTHIA como um programa para fazer a transição do nível partônico, gerado pelos programas MadGraph/MadEvent, para o nível hadrônico, ou seja, o PYTHIA foi usado para implementar a hadronização nos eventos gerados à nível partônico. Para isso, este programa utiliza o modelo Lund-String. Mais informações sobre este modelo e a produção de eventos para o LHC através dos Métodos de Monte Carlo podem ser encontrados no site: <http://projects.hepforge.org/pythia6/>.

até aqui, as simulações consistem de eventos de um processo que são gerados e guardados em uma lista para que o pesquisador possa utilizá-los. Esta lista, pode ser vista como uma lista de partículas que seria advinda das colisões medidas no LHC. No entanto, até aqui as partículas estão à nível hadrônico, diferentemente do LHC que seriam à

nível detector. Neste trabalho não foi feita a simulação até o nível detector. O leitor interessado pode ler mais a respeito de simulações à nível detector no site: <http://www.physics.ucdavis.edu/conway/research/software/pgs/pgs.html>.

Neste momento podemos começar a análise dos dados obtidos pelos programas anteriores. Para isto, foi utilizado o item abaixo.

- *FastJet* - Esta biblioteca possui um grande número de rotinas (códigos de funções em c++). Estas funções tornam possível a procura de jatos. Podemos escolher se o algoritmo que procurará jatos será do tipo cone ou do tipo recombinação, podemos também analisar a subestrutura dos jatos encontrados e montar algoritmos com o intuito de procurar novas partículas. Este pacote, inclui também os algoritmos de procura de quarks top, bósons $W^\pm$ e até mesmo o Higgs. Podemos classificar esta biblioteca como as ferramentas que são utilizadas nos resultados das simulações feitas pelos programas anteriores.

3.5.1 Observação sobre as simulações neste trabalho

O método usual para se trabalhar com os programas e bibliotecas citados anteriormente, consiste em gerar os eventos com os programas MadGraph/MadEvent que guardam as partículas em listas. Depois, o PYTHIA “lê” a lista de partículas e utiliza as informações ali contidas para a hadronização, novamente as informações são salvas e o programa seguinte deverá ler a nova lista de partículas e suas informações para dar continuidade ao passo seguinte. Em nosso trabalho, ao invés de lermos a lista de partículas do PYTHIA, utilizamos o programa escrito `hep2lhe.f` para “cortarmos caminho”. Desta maneira pudemos evitar dois passos: a leitura da lista e a seleção de partículas para a construção dos jatos. A leitura da lista é um trabalho que pode ser fácil ou não, isto depende da linguagem com que se trabalha e para o caso da versão 6.42, devido a linguagem ser fortran 77, não é uma tarefa fácil. O PYTHIA produz uma lista com todas as partículas que ele recebeu e hadronizou. Como nesta lista estão as partículas à nível partônico, as partículas que resultaram após a hadronização, as partículas que decaíram e as partículas perdidas (neutrinos), não podemos utilizar todas as partículas da lista para a procura de jatos, pois estaríamos incluindo partículas que nem mesmo existem ao final do processo. Para identificar as partículas que são importantes (ainda existentes e não são perdidas) o PYTHIA associa um número de estado a cada uma delas, e este número nos diz se a mesma decaiu, hadronizou ou foi perdida. Desta maneira, para selecionarmos as partículas que devem ser utilizadas para a construção de jatos temos que escrever uma rotina que identifique as partículas relevantes. No programa `hep2lhe.f`, que já faz parte do pacote PYTHIA-PGS, as duas tarefas já são feitas e, portanto, bastou introduzirmos novas variáveis e copiarmos os valores selecionados pelo programa `hep2lhe.f` (que procura jatos). Para podermos analisar os eventos com o pacote FastJet foi necessário construir uma rotina na linguagem C++ e, por último, aprendemos a fazer uma ponte entre a linguagem do fortran e C++ através dos exemplos presentes no próprio pacote FastJet. Desta maneira, introduzimos o programa FastJet como uma função em C++ que é chamado de um programa em fortran 77, cujo nome é o `hep2lhe.f`.

4 Simulando e detectando quarks top

A partícula elementar conhecida mais pesada é definitivamente o quark top, praticamente tão pesado quanto um átomo de tungstênio (74 prótons e 110 nêutrons). Diversos modelos propostos para resolver os problemas do Modelo Padrão apresentam previsões de novas partículas pesadas, tipicamente de massas dez vezes maiores que o quark top. Estas partículas, por serem muito massivas, podem decair no quark top, o que torna importante detectá-las. A finalidade é distinguir se este é proveniente das partículas massivas ou um evento do Modelo Padrão. Devido a grande quantidade de energia necessária para produzir partículas muito pesadas (da ordem de 1 TeV) é natural esperarmos que os produtos dos decaimentos das mesmas tenham grande quantidade de p_t (momento transverso a direção dos feixes). Para esses casos, como veremos a seguir, será importante técnicas de subestrutura de jatos.

4.1 A importância de subestrutura de jatos

Foi mencionado na seção 3.3 que o ângulo entre duas partículas B e C advindas do decaimento de uma partícula A diminui conforme a velocidade da partícula A aumenta. Uma vez que no LHC há a produção de quarks top de alto p_t , é natural esperarmos que os jatos provenientes destes quarks top sejam confundidos com um único jato “gordo”. Com a finalidade de verificarmos esta hipótese fizemos simulações restringindo o valor dos momentos transversos dos jatos advindos do processo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow jjbe^- \bar{\nu}_e \bar{b}$, cujo exemplo de diagrama de Feynman pode ser visto abaixo:

Figura 4.1: Um exemplo de diagrama de Feynman do processo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow jjbe^- \bar{\nu}_e \bar{b}$.

escolhemos gerar 50 mil eventos em três casos de simulações. No primeiro caso restringimos o valor do momento transverso dos jatos (jj) para o intervalo $0 < p_t < 20$ GeV, para a segunda e a terceira simulação escolhemos $20 < p_t < 100$ GeV e $100 < p_t < 200$ GeV respectivamente. Para verificar a distância entre os dois jatos advindos do quark top usamos a grandeza:

$$R(j_1, j_2) = \sqrt{(\phi_{j_1} - \phi_{j_2})^2 + (\eta_{j_1} - \eta_{j_2})^2} \quad (4.1)$$

na qual ϕ é o ângulo azimutal e η a pseudo-rapidez. Com a finalidade de compararmos a forma das distribuições, escolhemos introduzir um fator para diminuir a altura dos bins. Obtivemos as distribuições apresentadas na figura

4.2.

Figura 4.2: Histograma realizado com simulações à nível partônico de 50 mil eventos e restrições nos momentos transversos de $0 < p_t < 20$ GeV, $20 < p_t < 100$ GeV e $100 < p_t < 200$ GeV. Devido a grande diferença de escala nos resultados, introduzimos um fator para podermos comparar a forma da curva e a distância entre os jatos.

Antes de concluirmos a respeito deste resultado, é importante ressaltar que o decaimento de maior seção de choque do quark top é em um quark b e um W^+ e este último pode decair em neutrinos e léptons ou em quarks, desta maneira, quanto maior for o momento transversal dos decaimentos maior será o momento transversal do quark top e, portanto, para a distribuição de momento $20 < p_t < 100$ GeV podemos inferir que o quark top tem o momento transversal mínimo da ordem de 40 GeV, enquanto que, para a distribuição de momento $100 < p_t < 200$ GeV seria da ordem de 200 GeV. Podemos ver através da figura 4.2 que a largura da distribuição, cuja simulação foi gerada com jatos de $0 < p_t < 20$ GeV, é a maior entre as três e a distribuição, cuja simulação foi gerada com jatos de $100 < p_t < 200$ GeV é a mais estreita das três. Podemos inferir que quanto maior o momento transversal do quark top, menor será a largura da distribuição. Vemos também que o valor de $R(j_1, j_2)$ diminui conforme o intervalo do momento transversal aumenta, desta maneira, podemos concluir que quanto maior o momento transversal do quark top mais próximos entre si estarão os produtos (jj) do decaimento e, ainda, podemos concluir que para encontrarmos, à nível partônico, os dois jatos provenientes do W^+ basta procurarmos um jato com $R = 1$ para um corte de $p_t > 100$ GeV nos jatos.

Esta pequena análise mostra que os decaimentos de partículas possuem uma tendência à se aproximarem quando estes são advindos de partículas de alto momento transversal, ficando evidente a necessidade do estudo de subestrutura de jatos. Uma vez que, a hadronização tende a formar partículas em um cone e, desta maneira, fazendo com que à nível hadrônico tenhamos o jato mais largo do que à nível partônico, podemos ter uma estimativa inferior do parâmetro R a ser usado nos algoritmos de procura de jatos através de uma análise de distâncias à nível partônico. Esta análise foi realizada em um processo particular do caso anterior: $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow c\bar{s}be^- \nu_e \bar{b}$. Este processo foi utilizado em três simulações, em todas elas foram gerados 50 mil eventos do processo em questão. Com a finalidade de termos controle sobre os quarks c, $\bar{s}$ e b impusemos a mesma restrição, de $20 < p_t < 100$, em seus momentos transversos na primeira simulação. Na segunda e terceira, restringimos os intervalos a $100 < p_t < 200$ e $200 < p_t < 300$ respectivamente. Para cada evento à nível partônico calculamos, através da equação (4.1), a distância entre o quark c e b, a distância entre c e $\bar{s}$ e a distância entre b e $\bar{s}$. Com a finalidade de sabermos o

parâmetro R , foram apresentadas as distribuições com relação a maior distância entre os quarks, que podem ser vistas na figura 4.3.

Figura 4.3: Histograma realizado com simulações de 50 mil eventos e restrições nos momentos transversos de $20 < p_t < 100$ GeV, $100 < p_t < 200$ GeV e $200 < p_t < 300$ GeV. Cada restrição foi igualmente aplicada aos quarks c , $\bar{s}$ e b com as restrições pertencendo a diferentes simulações. Devido a grande diferença de escala nos resultados, introduzimos um fator para podermos comparar a forma da curva e a distância entre os jatos.

Podemos ver um comportamento semelhante às distribuições da figura 4.2. Claramente podemos constatar que quando o quark top possui um momento transversal da ordem de 600 GeV os jatos à nível partônico terão uma distância inferior a $R = 1$.

4.2 Detecção do quark top

Para detectarmos o quark top em algum evento muito energético, é de muita importância reconhecer na subestrutura analisada as características de um decaimento usual dele. Para o caso de decaimento do bóson W^+ em quarks, devemos encontrar três jatos no evento, no entanto, devido a colimação dos produtos à altas energias, estes (sub-jatos) podem estar escondidos na subestrutura de um jato gordo. À nível hadrônico, precisamos encontrar dois sub-jatos que sejam advindos do bóson W^+ e, por fim, devemos obter através dos três sub-jatos a massa do quark top. Nós utilizamos dois algoritmos para procurar o top em nossas simulações. Um deles é o algoritmo Johns Hopkins apresentado na seção 4.2.1, o outro algoritmo utilizado foi o HEPTopTagger apresentado na seção 4.2.2 (seção na p.40).

4.2.1 O algoritmo Johns Hopkins

Esta seção será dedicada ao algoritmo Johns Hopkins. O algoritmo em questão pode ser encontrado no artigo [22, 23]. Será importante aqui distinguir duas nomenclaturas: proto-jato e sub-jato irreduzível. A nomenclatura de proto-jato foi introduzida na seção 3.2.2, com o intuito de se referir ao objeto particular que faz parte do processo de recombinação e decomposição de jatos. A nomenclatura aqui utilizada para o sub-jato irreduzível tem como principal intuito ressaltar uma característica especial, a ausência de subestrutura, do objeto a se referir por

esse nome e, portanto, um jato terá subestrutura quando encontrarmos “dentro” dele sub-jatos irredutíveis, caso contrário ele é chamado de jato sem subestrutura. Começamos agora com a descrição deste algoritmo de procura de quarks top.

Neste algoritmo são utilizados três parâmetros, R , δ_p e δ_r . Como se espera que os produtos do decaimento do top estejam mais colimados conforme maior o momento transversal no evento em questão, os três parâmetros mencionados são correlacionados com a soma do momento transversal de todas as partículas que serão utilizadas na procura de jatos. É imposto um limite inferior para se aplicar o algoritmo no momento transversal de 1 TeV. Os parâmetros estão listados na tabela 4.1.

Intervalo de E_t (TeV) ¹	R	δ_p	δ_r
$1 < E_t < 1,6$	0,8	0,1	0,19
$1,6 < E_t < 2,6$	0,6	0,05	0,19
$E_t > 2,6$	0,4	0,05	0,19

Tabela 4.1: Parâmetros utilizados no algoritmo Johns Hopkins conforme o valor dos intervalos da energia transversal.

Após definir-se quais serão os parâmetros utilizados, o algoritmo segue com os seguintes passos:

1. Procura-se jatos com o algoritmo Cambridge/Aachen, utilizando-se o parâmetro de busca R . Após a recombinação, são utilizados para a análise somente os jatos com um corte absoluto de $p_t > 500$ GeV e que $|\eta| < 2,5$, também é pedido que os jatos possuam um momento transversal mínimo que depende da energia transversal: $p_t > 0,7 \cdot \frac{E_t}{2}$;
2. Ao jato mais duro é aplicado o procedimento de subestrutura. Voltamos o último passo da recombinação e obtemos os dois proto-jatos j_1 e j_2 do jato gordo. É calculado a razão:

$$\frac{p_t \text{ do proto-jato}}{p_t \text{ do jato gordo}} \quad (4.2)$$

para cada um dos proto-jatos. Se a razão calculada é menor que o parâmetro δ_p , o respectivo proto-jato é rejeitado e o procedimento continua no proto-jato que possui a razão (4.2) maior que o parâmetro δ_p . Este procedimento continua até que um dos itens a seguir ocorra:

- (a) Os dois proto-jatos possuam a razão (4.2) maior que o parâmetro δ_p ;
- (b) Os dois proto-jatos possuam a razão (4.2) menor que o parâmetro δ_p ;
- (c) Os dois proto-jatos possuam uma distância entre si muito próxima, $|\Delta\eta| + |\Delta\phi| < \delta_r$;
- (d) Para o caso de aplicação do algoritmo à nível detector: reste somente uma célula do calorímetro.

para ficar claro este passo do algoritmo, devemos ressaltar dois pontos. Primeiro, quando o resultado deste passo é um dos itens 2b, 2c ou 2d temos que o jato original, ou seja, o jato que aplicamos o algoritmo para verificar se existe subestrutura, é dito não possuir subestrutura e o algoritmo termina, no entanto, se neste passo ocorrer o item 2a os dois proto-jatos são guardados e, em seguida, em ambos, é reaplicado o passo 2 do algoritmo. Segundo, neste último caso, a razão (4.2) continua a ser calculada em relação ao jato gordo. Por exemplo, suponha que o momento transversal do jato gordo era de $p_{tJG} = 600$ GeV. Ao se iniciar o processo de decomposição deste jato gordo e encontrarmos dois proto-jatos com a razão (4.2) maior que o parâmetro δ_p , damos início ao processo de decomposição em cada um destes proto-jatos e continuamos a calcular a razão (4.2) com o valor $p_{tJG} = 600$ GeV;

¹A energia transversal é igual ao momento transversal.

3. O passo anterior pode gerar 2, 3 ou 4 sub-jatos irreduzíveis em um mesmo jato gordo. Quando o jato gordo resultar em 2 sub-jatos irreduzíveis, o evento não é mais analisado e este é rejeitado como um candidato a ser um jato de top. Quando o jato gordo der origem a 3 ou 4 sub-jatos irreduzíveis o evento é um possível jato de top e é guardado para continuar a análise. O caso de 4 sub-jatos irreduzíveis é tido como os 3 decaimentos do top e mais um jato devido a emissão de um glúon;
4. Dentre os 3 ou 4 sub-jatos irreduzíveis encontrados é feita a seguinte análise:
 - Busca-se entre os sub-jatos irreduzíveis um par que reconstrua a massa invariante de um W^+ ;
 - Busca-se reconstruir a massa invariante do quark top com todos os sub-jatos irreduzíveis encontrados; Estes dois últimos passos são feitos analisando-se o momento transversal dos jatos. Para jatos com $p_t < 1$ TeV, é pedido que a massa invariante reconstruída para o W esteja no intervalo de 65 GeV a 95 GeV e a massa reconstruída para o quark top esteja no intervalo de 145 GeV a 205 GeV. Se os jatos possuem $p_t > 1$ TeV o valor superior do intervalo para o W é tomado como $\frac{p_t}{40} + 70$ GeV e para o top $\frac{p_t}{20} + 155$ GeV.
 - É requerido que o $\cos\theta_h < 0,7$, sendo θ_h o ângulo de helicidade do W. O ângulo de helicidade do W é definido como o ângulo no referencial de repouso do W reconstruído entre a direção de propagação do top reconstruído e a direção de um dos decaimentos do W. Devido a arbitrariedade é usualmente escolhido o decaimento do W com menor p_t medido no referencial do laboratório.

ao final do processo, os jatos que satisfizerem todas as exigências são ditos possuírem um quark top.

4.2.2 O algoritmo HEPTopTagger

Este algoritmo pode ser encontrado no artigo [24]. O presente algoritmo possui os seguintes passos:

1. Procura-se jatos com o algoritmo Cambridge/Aachen com $R = 1,5$;
2. Analisa-se a subestrutura de cada jato gordo encontrado, decompondo-o em proto-jatos j_1 e j_2 com $m_{j_1} > m_{j_2}$. Aplica-se então dois critérios:
 - Se $m_{j_1} < 0,8m_j$ guarda-se os proto-jatos j_1 e j_2 para o próximo passo;
 - Se $m_{j_1} \geq 0,8m_j$ guarda-se somente o proto-jato j_1 para o próximo passo.
3. Selecionam-se os proto-jatos guardados que tenham $m_{j_i} > 30$ GeV para ser realizado o mesmo processo de decomposição. Os proto-jatos que possuem $m_{j_i} \leq 30$ GeV são guardados em uma lista de subestruturas relevantes do respectivo jato gordo;
4. Aplica-se o processo de *filtering* com $R_{filter} = \min(0,3; \frac{\Delta R_{jk}}{2})$ aos três elementos mais duros da lista de subestruturas relevantes do respectivo jato gordo. A aplicação da técnica *filtering* leva a obtenção de sub-jatos irreduzíveis. Calcula-se a massa de cada um dos cinco primeiros mais duros sub-jatos irreduzíveis obtidos, caso não sejam obtidos cinco destes objetos usa-se todos os sub-jatos irreduzíveis obtidos. Em seguida, procura-se dentre os objetos obtidos os 3 que possuam massa total mais próxima da massa do quark top;

5. Ordena-se decrescentemente os três objetos anteriores, j_1 , j_2 e j_3 , em p_t . Calcula-se a massa invariante m_{ij} do objeto $p_{tij} = p_{ti} + p_{tj}$ e m_{ijk} do objeto $p_{tijk} = p_{ti} + p_{tj} + p_{tk}$. Caso estes objetos satisfaçam algum dos três critérios em (4.3), estes são aceitos como um candidato do quark top;

$$\begin{aligned}
 & 0,2 < \arctg\left(\frac{m_{13}}{m_{12}}\right) < 1,3 \quad e \quad R_{min} < \frac{m_{23}}{m_{123}} < R_{max} \\
 & R_{min}^2 \left[1 + \left(\frac{m_{13}}{m_{12}}\right)^2\right] < 1 - \left(\frac{m_{23}}{m_{123}}\right)^2 < R_{max}^2 \left[1 + \left(\frac{m_{13}}{m_{12}}\right)^2\right] \quad e \quad \frac{m_{23}}{m_{123}} > 0,35 \\
 & R_{min}^2 \left[1 + \left(\frac{m_{12}}{m_{13}}\right)^2\right] < 1 - \left(\frac{m_{23}}{m_{123}}\right)^2 < R_{max}^2 \left[1 + \left(\frac{m_{12}}{m_{13}}\right)^2\right] \quad e \quad \frac{m_{23}}{m_{123}} > 0,35
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Sendo $R_{min} = 0,85 \cdot \frac{m_W}{m_{top}}$ e $R_{max} = 1,15 \cdot \frac{m_W}{m_{top}}$.

6. Por último, requer-se que $p_{t123} > 200$ GeV.

este algoritmo utiliza o parâmetro R maior que o mostrado em nossas simulações. É intuitivo escolher um parâmetro maior para os casos de buscas à nível hadrônico e detector, pois após a hadronização, devido ao surgimento de muitas partículas, os “cones” tendem a serem maiores.

4.3 Johns Hopkins x HEPTopTagger

Para compararmos os algoritmos Johns Hopkins e HEPTopTagger, fizemos simulações com dois processos, $pp \rightarrow jj$ e $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow jjbl^- \bar{\nu}_l \bar{b}$. Foi escolhido o processo semi-leptônico para os eventos envolvendo dois quarks top com o intuito de testarmos a capacidade dos algoritmos encontrarem somente um quark top por evento, uma vez que ambos os algoritmos procuram quarks top através de jatos. Os resultados estão apresentados na tabela 4.2.

Processo	Nº de quarks top encontrados		c. p_t (GeV)	σ (pb)
	HEPTopTagger	Johns Hopkins		
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow jjbl^- \bar{\nu}_l \bar{b}$	538	53	20	$4,9710 \cdot 10^{+1}$
	5244	1420	100	$8,7354 \cdot 10^{-1}$
	9833	9236	200	$2,6978 \cdot 10^{-2}$
	10071	12255	250	$7,5183 \cdot 10^{-3}$
	9499	12861	300	$2,5043 \cdot 10^{-3}$
	7005	8724	400	$3,9113 \cdot 10^{-4}$
$pp \rightarrow jj$	61	0	100	$1,4478 \cdot 10^{+6}$
	794	11	200	$6,4506 \cdot 10^{+4}$
	1680	84	300	$9,1618 \cdot 10^{+3}$
	1903	273	400	$2,1326 \cdot 10^{+3}$
	1966	396	500	$6,5434 \cdot 10^{+2}$
	2078	400	600	$2,3983 \cdot 10^{+2}$
	2064	426	700	$9,9522 \cdot 10^{+1}$
	2054	436	800	$4,5226 \cdot 10^{+1}$
	2072	408	900	$2,2003 \cdot 10^{+1}$
	1869	327	1000	$1,1314 \cdot 10^{+1}$

Tabela 4.2: Foram gerados 50 mil eventos para cada um dos processos listados. A coluna c. p_t (GeV) mostra o valor mínimo de p_t que os jatos foram gerados à nível partônico. Foi utilizada a versão 5 do MadGraph/MadEvent para esta análise.

Antes de analisarmos esta tabela, é muito importante lembrarmos que o decaimento hadrônico do quark top envolve três jatos e, portanto, o corte à nível partônico mencionado na tabela 4.2 refere-se aos jatos finais do

processo, ou seja, um corte no jatos de 20 GeV implica em um corte no quark top da ordem de 60 GeV. Passemos agora para a análise da tabela 4.2 (tabela na p.41). Vemos claramente que, para o algoritmo HEPTopTagger, são encontrados cerca de 500 quarks top quando estes são gerados com um corte em torno de 60 GeV e ocorre um aumento de uma ordem de grandeza quando eles são gerados com um corte da ordem de 300 GeV. Este “salto” de quarks top encontrados é o resultado de gerar-se todos os eventos com cortes acima do mínimo requerido pelo algoritmo HEPTopTagger, sendo este de 200 GeV, uma vez que todos os jatos serão analisados. O mesmo ocorre com o algoritmo Johns Hopkins, no entanto, com um corte da ordem de 600 GeV nos quarks top. Após os eventos serem gerados com o momento transversal acima de ambos os mínimos requeridos pelos algoritmos, vemos que eles possuem a mesma ordem de grandeza com relação ao número de quarks top encontrados, sendo a quantidade de quarks top encontrados pelo algoritmo Johns Hopkins maior, da ordem de 20% a 30% (em relação a quantidade encontrada pelo algoritmo HEPTopTagger), que a quantidade encontrada pelo algoritmo HEPTopTagger. Podemos ver através do processo $pp \rightarrow jj$ que a porcentagem de engano (miss-tagging) do algoritmo HEPTopTagger é da ordem de 4,2% e para o algoritmo Johns Hopkins temos que esta é da ordem de 1%.

5 *Análise e resultados*

Após obtermos o domínio dos algoritmos e técnicas aplicadas às simulações para as detecções do quark top, pudemos nos direcionar para analisar a possibilidade de visualizar a violação de sabores em teorias de dimensões extras curvas mencionadas na seção 2.6.

5.1 O sinal a ser procurado e seus fundos

Os eventos que possuem a característica que nos interessa, neste caso a característica de violação de sabor em correntes neutras, são chamados de sinal. Somente para fixar o objetivo deste trabalho, devemos lembrar que não faremos a fenomenologia deste modelo com o intuito de encontrar um estado de Kaluza-Klein do glúon. O objetivo aqui é analisar a possibilidade de se constatar a violação de sabores em correntes neutras através deste modelo. Esta diferença leva a busca por sinais com características diferentes. Os sinais que buscaremos são os eventos do tipo:

$$\begin{aligned} pp \rightarrow G^{(1)} \rightarrow t\bar{c} \quad \text{ou} \quad pp \rightarrow G^{(1)} \rightarrow c\bar{t} \\ pp \rightarrow G^{(1)} \rightarrow t\bar{u} \quad \text{ou} \quad pp \rightarrow G^{(1)} \rightarrow u\bar{t} \end{aligned} \quad (5.1)$$

sendo $G^{(1)}$ o primeiro estado excitado de um glúon da torre de Kaluza-Klein. É importante ressaltar que existem outras diferenças deste modelo com o Modelo Padrão. Uma delas é a possibilidade de ocorrer eventos do tipo:

$$pp \rightarrow G^{(1)} \rightarrow t\bar{t} \quad (5.2)$$

que não possuem violação de sabor e, portanto, não é um sinal. O processo do tipo (5.2) é um dos nossos fundos¹. Embora a produção destes eventos seja uma característica não prevista pelo Modelo Padrão, estes não fazem parte de nosso sinal pois não há violação de sabor e, portanto, não são eventos que nos interessa. Podemos calcular a quantidade de eventos do sinal segundo a relação:

$$S = \sum_s \varepsilon_s \cdot \sigma_s \cdot L$$

sendo ε_s a eficiência do nosso algoritmo que procurará os eventos que possuem violação de sabor, σ_s a seção de choque do processo (denotaremos a seção de choque de um processo por σ) que foi gerado na simulação, L a luminosidade (característica da máquina, ou seja, independe do processo observado) e a soma é sobre os processos que contribuem para o nosso sinal. Veremos uma quantidade análoga para os eventos de fundo.

Os fundos para o nosso sinal são:

¹Os fundos são os eventos, distintos do sinal, que podem ser confundidos pelos nossos algoritmos com o sinal.

1. $pp \rightarrow G^{(1)}, \gamma, g, Z \rightarrow t\bar{t}$ - Este é um fundo devido a possibilidade de encontrarmos um quark top e não identificarmos o outro. Devemos ressaltar que parte deste fundo vem do modelo padrão (γ , g e Z), mas parte é devido ao próprio modelo proposto ($G^{(1)}$);
2. $pp \rightarrow jjjj$ - Este é um possível fundo, mesmo que nele não hajam quarks top, pois existe a possibilidade do sinal ser identificado como quatro jatos (dois jatos do W^+ , um do quark b e o outro do jato j). Devido às altas energias e, portanto, baixa probabilidade de vermos os dois jatos provenientes do W^+ separados, este é o fundo que esperamos ser o menos importante;
3. $pp \rightarrow jjj$ - Neste caso existe a grande possibilidade de que os dois jatos provenientes do W^+ sejam confundidos com um único jato e os outros dois jatos serem confundidos com o jato do b e do jato j;
4. $pp \rightarrow jj$ - Este possivelmente será o fundo mais relevante, devido a possibilidade do quark top ter muita energia e este ser identificado como um único jato;
5. $pp \rightarrow (W^\pm/Z)j$ - Este tipo de processo pode ser a vir um fundo se o algoritmo de procura de quarks top confundir algum dos bósons vetoriais com o quark top;
6. $pp \rightarrow (W^\pm/Z)jj$ - Este processo pode ser entendido como basicamente os produtos do decaimento de algum dos bósons vetoriais ($W^\pm/Z$), que são confundidos pelo algoritmo.

para a análise de um fundo específico temos que a quantidade de eventos será dada por:

$$S = \sum_B \epsilon_B \cdot \sigma_B \cdot L$$

sendo σ_B a seção de choque do processo que foi gerado na simulação do fundo, L a luminosidade, ϵ_B a eficiência (chamada neste caso de indicações errôneas) do nosso algoritmo quando aplicado ao fundo B, ou seja, a quantidade de eventos que sabemos que não é sinal, no entanto, o algoritmo não consegue distingui-los e a soma é sobre todos os processos que contribuem para o fundo.

5.2 Preliminares

Diferentemente do trabalho experimental em um colisor de partículas, temos total domínio sobre o processo que queremos analisar, ou seja, através de simulações podemos escolher gerar 10 mil eventos de um diagrama de Feynman específico. Devido à essa possibilidade podemos analisar os sinais e seus fundos para ver quais serão os processos com maior probabilidade de ocorrer. Podemos fazer isso através da seção de choque de cada processo. Com esse intuito, fizemos diversas simulações para obter a seção de choque dos sinais e dos fundos para os valores de massa de 1 TeV e 2 TeV do primeiro estado excitado do glúon de Kaluza-Klein. Devemos ressaltar que nem todos os fundos apresentados foram analisados, pois alguns fundos possuem diagramas como o apresentado na figura 5.1 (figura na p.45). Neste tipo de diagrama de Feynman, o glúon possui um fator divergente em seu propagador. Este fator pode ser mostrado facilmente como:

$$\text{propagador} \propto \frac{1}{(P_1 + P_2)^2} = \frac{1}{P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 \cdot P_2} = \frac{1}{2E_1 E_2 (1 - \cos\theta)}$$

na qual P_1 e P_2 são os quadrimomentos dos glúons do diagrama de Feynman mostrado e E_1 e E_2 são as energias dos glúons.

Figura 5.1: Um exemplo de diagrama de Feynman envolvendo divergências de QCD.

Este termo diverge quando os glúons são moles e/ou quando eles são muito próximos entre si. Esta divergência (QCD) é corrigida através da implementação de diagramas de Feynman de ordem superior a primeira ordem de perturbação. É importante ressaltar que o programa MadGraph/MadEvent faz cálculos em primeira ordem de perturbação e o tratamento destes diagramas com as devidas correções está além do projeto proposto e, portanto, não serão tratados aqui.

5.2.1 Simulações com $M_{G(1)} = 1 \text{ TeV}$

Apresentaremos os diversos resultados obtidos das simulações realizadas para o primeiro estado excitado do glúon com massa de 1 TeV. Primeiro realizamos simulações sem cortes para buscar diferenças entre os eventos de nosso sinal e seus respectivos fundos. Apresentamos na figura 5.2 o histograma normalizado do momento transversal do jato mais duro de cada evento. As simulações realizadas incluem somente os fundos que não possuem divergências de QCD.

Figura 5.2: Este histograma normalizado apresenta o momento transversal do jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.

Podemos ver que o processo $pp \rightarrow jj$ possui a grande maioria dos dados em regiões de baixo momento transversal, ou seja, abaixo de 150 GeV. Da mesma maneira vemos que, entre os fundos, o processo envolvendo os quarks top é o que atinge a maior quantidade de p_t . É importante ressaltar que a quantidade de eventos do sinal aumenta conforme o p_t se aproxima de 500 GeV, que é metade da massa do glúon de Kaluza-Klein, e cai

bruscamente acima deste valor. Vemos que os demais processos, os que envolvem o Zj e $W^\pm j$ como estado final, possuem a mesma forma de distribuição, o que pode ser atribuído a grande semelhança, em massa, destas partículas. Para verificarmos o processo de maior relevância em seção de choque, construímos a tabela 5.1. Vemos nesta tabela que a maior seção de choque entre os processos é a do fundo $pp \rightarrow jj$. Vemos também que a seção de choque do sinal é duas ordens de grandeza menor que o fundo envolvendo dois quarks top e, portanto, vemos que a maior parte de eventos é composta por fundos. Analisamos também o segundo jato mais duro de cada evento, o histograma é apresentado na figura 5.3.

Processo	σ (pb)
$pp \rightarrow jj$	$8,26628 \cdot 10^{+8}$
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$	$1,33456 \cdot 10^{+2}$
$pp \rightarrow (W^+ \rightarrow jj)j$	$1,12355 \cdot 10^{+4}$
$pp \rightarrow (W^- \rightarrow jj)j$	$8,10978 \cdot 10^{+3}$
$pp \rightarrow (Z \rightarrow jj)j$	$5,42673 \cdot 10^{+3}$
$pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$	3,68627

Tabela 5.1: As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 1 TeV. Estas simulações foram geradas sem cortes, ou seja, $p_t > 20$ GeV. Foram gerados 300 mil eventos para cada processo acima.

Figura 5.3: Este histograma normalizado apresenta o momento transversal do segundo jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.

As pequenas diferenças destas distribuições com relação as apresentadas na figura 5.2 (figura na p.45) são que em geral as distribuições se concentram em regiões de momento transversal um pouco menores, o que é de se esperar, pois estas distribuições foram feitas utilizando o segundo jato mais duro de cada evento. Esta análise nos permite ver que a grande maioria dos eventos de fundo estão na região de p_t inferior a 400 GeV. Vemos que um corte no momento transversal dessa ordem de grandeza também faz com que a maior parte dos eventos do sinal seja “desperdiçada”, no entanto, os dados restantes devem envolver, relativamente, muito menos eventos de fundo.

Em seguida, analisamos a massa invariante da recombinação destes dois jatos duros, ou seja, somamos os quadri-vetores dos dois jatos mais duros e depois calculamos a massa invariante do quadri-vetor resultante. Apre-

sentamos este resultado na figura 5.4.

Figura 5.4: Este histograma normalizado apresenta a massa invariante do quadrvetor resultante dos dois jatos mais duros nos eventos simulados para os processos mostrados.

Podemos ver uma grande diferença entre as massas dos fundos e do sinal. Embora o processo envolvendo quarks top possua eventos ao redor da massa do glúon de Kaluza-Klein, vemos que a maior parte destes eventos se encontram abaixo da massa de 800 GeV. A massa invariante dos dois jatos mais duros leva a um pico expressivo ao redor da massa do glúon de Kaluza-Klein, enquanto que para os demais fundos (com exceção dos quarks top) os dados se concentram com massa inferior a 600 GeV. Este histograma nos mostra que a massa invariante do vetor resultante dos dois jatos mais duros é um ótimo corte, quando centrado em 1 TeV, para distinguirmos o sinal de seus fundos.

Após estas análises nós seguimos com algumas simulações para verificar a queda da seção de choque conforme a quantidade de momento transversal aumenta e também identificar o processo de maior seção de choque entre os fundos. Encontramos que o principal fundo é o processo $pp \rightarrow jj$, devido a sua alta seção de choque. Apresentamos na tabela 5.2 (tabela na p.48) a seção de choque do respectivo processo, assim como a segunda maior seção de choque dos fundos e a seção de choque dos sinais.

Podemos ver, através da tabela 5.2 (tabela na p.48), que os valores obtidos para as seções de choque dos processos $pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ são pelo menos uma ordem de grandeza maior que os processos $pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})u$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{u}$. Vemos também que mesmo após o processo $pp \rightarrow jj$ ser gerado com um momento transversal maior que 500 GeV sua seção de choque ainda é em torno de duas ordens de grandeza maior que a seção de choque do sinal. É interessante também ressaltar que para quarks top gerados em torno de 300 GeV, ou seja, gerados com cada jato em torno de 100 GeV, a seção de choque do fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ é uma ordem de grandeza menor que a do sinal. Desta maneira, ao nos limitarmos a jatos com mais de 300 GeV no momento transversal podemos reduzir nossa análise ao caso somente do fundo $pp \rightarrow jj$ quando a massa do glúon de Kaluza-Klein for de 1 TeV. Veremos, na próxima seção, que para o caso de massa 2 TeV a redução da análise de fundo somente para o caso do $pp \rightarrow jj$ também se aplica.

Processo	σ (pb)	c. p_t (GeV)
$pp \rightarrow jj$	$8,2942 \cdot 10^{+8}$	20
	$1,4530 \cdot 10^{+6}$	100
	$6,4689 \cdot 10^{+4}$	200
	$6,6351 \cdot 10^{+2}$	500
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$	$1,2854 \cdot 10^{+2}$	20
	$5,6828 \cdot 10^{-1}$	100
	$2,5653 \cdot 10^{-2}$	200
	$1,5253 \cdot 10^{-5}$	500
$pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$	3,6865	20
$pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{u}$	$8,8199 \cdot 10^{-3}$	20
$pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$	3,6703	20
$pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})u$	$7,0345 \cdot 10^{-2}$	20

Tabela 5.2: As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 1 TeV. A coluna c. p_t (GeV) mostra o valor mínimo de p_t que os jatos foram gerados à nível partônico. Para cada um destes processos foram gerados 15 mil eventos.

Após estes resultados, verificamos que os diagramas de Feynman gerados para este modelo são em geral de dois tipos, conforme apresentado na figura 5.5.

Figura 5.5: Dois tipos de diagramas de Feynman gerados para os processos $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{u}$.

Através da análise destes diagramas de Feynman verificamos que os processos $pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})u$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{u}$ não possuem diagramas em canal s (diagrama de Feynman 5.5a), ou seja, as interações nestes processos ocorrem somente através do canal t (diagrama de Feynman 5.5b) e, portanto, a reconstrução de dois jatos dentro da janela de massa requerida não possui sentido nestes dois últimos casos. Desta maneira reservaremos a palavra sinal somente para os processos $pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ que possuem os dois tipos de diagramas de Feynman (5.5a e 5.5b).

5.2.2 Simulações com $M_{G^{(1)}} = 2$ TeV

Conforme realizado para o caso de 1 TeV, o histograma normalizado do momento transversal do jato mais duro de cada evento para o caso da massa de 2 TeV está apresentado na figura 5.6 (figura na p.49). Analogamente ao caso de massa 1 TeV, vemos na figura mencionada que a distribuição do sinal possui uma queda brusca quando esta atinge valores de momento transversal de 1 TeV, ou seja, metade da massa do glúon de Kaluza-Klein. Para verificarmos as possíveis alterações nas seções de choques destes processos no caso da massa de 2 TeV, apresentamos a tabela 5.3 (tabela na p.49). Nesta tabela, podemos ver que os processos que houveram maior distinção do caso anterior (massa de $G^{(1)}$ de 1 TeV) foram: $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ e $pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$. Sendo que a seção de choque do sinal diminuiu uma ordem de grandeza para o caso de massa de $G^{(1)}$ de 2 TeV. Vemos também que o fundo $pp \rightarrow jj$ é novamente o mais relevante entre os processos simulados.

Figura 5.6: Este histograma normalizado apresenta o momento transversal do jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.

Processo	σ (pb)
$pp \rightarrow jj$	$8,26632 \cdot 10^{+8}$
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$	$1,27824 \cdot 10^{+2}$
$pp \rightarrow (W^+ \rightarrow jj)j$	$1,12355 \cdot 10^{+4}$
$pp \rightarrow (W^- \rightarrow jj)j$	$8,10978 \cdot 10^{+3}$
$pp \rightarrow (Z \rightarrow jj)j$	$5,42673 \cdot 10^{+3}$
$pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$	$1,91300 \cdot 10^{-1}$

Tabela 5.3: As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 2 TeV. Estas simulações foram geradas sem cortes, ou seja, $p_t > 20$ GeV. Foram gerados 300 mil eventos para cada processo acima.

O histograma para o segundo jato mais duro de cada evento é apresentada na figura 5.7 (figura na p.50). Nesta figura, podemos ver que a distribuição para o segundo jato mais duro de cada evento possui também uma queda brusca na metade da massa do glúon de Kaluza-Klein. Vemos através desta análise que os dois jatos mais duros para a massa de 2 TeV atingem momentos transversos maiores que a massa de 1 TeV e, conseqüentemente, é de se esperar que o sinal para a massa de 2 TeV possa ser mais facilmente distinguido, uma vez que a escala “natural” do Modelo Padrão se encontra menos próxima do que quando a massa do glúon de Kaluza-Klein possui 1 TeV.

Em seguida analisamos, como anteriormente, a massa invariante destes dois jatos mais duros. Os resultados são apresentados na figura 5.8 (figura na p.50). Podemos ver na figura mencionada, um pico do sinal ao redor da massa invariante dos dois jatos recombinaos em 2 TeV. Embora existam poucos eventos na região de 2 TeV do fundo com dois quarks top, temos que esta energia é acessível a este processo (devido também ao próprio modelo), assim como o fundo envolvendo dois jatos de QCD.

Para podermos selecionar a região em que a seção de choque do fundo $pp \rightarrow 2j$ torna-se “comparável” a do sinal, realizamos diversas simulações com diferentes faixas de momentos transversos gerados. Pudemos verificar novamente que o segundo fundo mais relevante é o $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$. Estes resultados são apresentados na tabela 5.4 (tabela na p.51). Vemos na tabela mencionada que a seção de choque do sinal com massa de 2 TeV é uma

Figura 5.7: Este histograma normalizado apresenta o momento transversal do segundo jato mais duro de cada evento para os processos mostrados.

Figura 5.8: Este histograma normalizado apresenta a massa invariante do quadrivetor resultante dos dois jatos mais duros nos eventos simulados para os processos mostrados.

ordem de grandeza menor que para a massa de 1 TeV. Vemos também que o fundo mais relevante é o processo $pp \rightarrow jj$. Este processo possui uma seção de choque “somente” duas ordens de grandeza maior que a do sinal para um corte de 800 GeV. Podemos esperar que um corte de no mínimo 800 GeV deverá ser suficiente para que o único fundo a ser trabalhado seja o processo $pp \rightarrow jj$.

É importante ressaltar que a análise aqui apresentada se baseou fortemente nas seções de choques dos processos simulados e, portanto, devido a possibilidade de ocorrer uma grande quantidade de indicações errôneas, estas

Processo	σ (pb)	c. p_t (GeV)
$pp \rightarrow 2j$	$9,2129 \cdot 10^{+3}$	300
	$2,4506 \cdot 10^{+2}$	600
	$1,0224 \cdot 10^{+2}$	700
	$4,7160 \cdot 10^{+1}$	800
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$	$2,5663 \cdot 10^{-2}$	200
	$7,9367 \cdot 10^{-3}$	250
	$2,3556 \cdot 10^{-3}$	300
	$5,8544 \cdot 10^{-4}$	350
$pp \rightarrow (t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$	$1,9141 \cdot 10^{-1}$	20
$pp \rightarrow (\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$	$1,9145 \cdot 10^{-1}$	20

Tabela 5.4: As seções de choques foram calculadas para a massa de $G^{(1)}$ de 2 TeV. A coluna c. p_t (GeV) mostra o valor mínimo de p_t que os jatos foram gerados à nível partônico. Para cada um destes processos foram gerados 15 mil eventos.

poderiam vir a tornar o fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ relevante e, consequentemente, deve ser analisada (não esperamos que nos demais processos isso possa ocorrer).

5.3 Os algoritmos propostos

O sinal que estamos interessado envolve um quark top e um jato do anti-quark c. Como os momentos transversos são invariantes de Lorentz, o quark top e o anti-quark c serão criados em sentidos opostos (como se fosse no centro de massa) e, portanto, para este sinal é natural analisarmos somente os dois jatos mais duros do evento (um jato será o do quark top e o outro o do anti-quark c). Nós propusemos duas maneiras de procurar o sinal que estamos interessados:

1. *TT* - Procura de quarks top - Utilizando um algoritmo de procura de quarks top, buscamos nos dois jatos mais duros o quark top. Pedimos então, que exista somente um quark top no evento, ou seja, em um jato seja encontrado o quark top e no outro não. Desta maneira, separamos os eventos provenientes dos processos com dois quarks top e os processos que envolvem somente jatos do processo $pp \rightarrow jj$. No entanto, é de se esperar que ao aplicarmos este algoritmo para um corte de 400 GeV, ainda exista alguma contribuição (principalmente dos processos que somente envolvem jatos de QCD) do fundo. Desta maneira, segundo a análise para a massa de 1 TeV do glúon de Kaluza-Klein é natural fazermos um corte de 500 GeV à nível hadrônico. Impomos também a condição que a massa invariante dos dois jatos mais duros (recombinados) esteja em um intervalo de 200 GeV centrado ao redor da massa do $G^{(1)}$. Este algoritmo foi construído de duas maneiras diferentes:
 - *TT* (JH) - Aplicamos o algoritmo *TT* normalmente, no entanto a busca por quarks top é feita pelo algoritmo Johns Hopkins (lembramos que o algoritmo Johns Hopkins possui, naturalmente, um corte de 500 GeV).
 - *TT* (HEP) - Aplicamos o algoritmo *TT* normalmente, no entanto, a busca por quarks top é feita pelo algoritmo *HEP*TopTagger. Neste caso, temos a liberdade de escolher um corte global no p_t . Escolhemos fazer um corte de 500 GeV. Denotaremos isto como *TT* (HEP500).

devemos ressaltar que o algoritmo do tipo *TT* é um método de busca natural a se pensar. Outro método, menos natural, é o apresentado a seguir.

2. *TJ* - Procura de um quark top e um jato leve que neste caso é o quark c . Utilizando o algoritmo HEPTopTagger (com o algoritmo de recombinação k_t), procuramos nos dois jatos mais duros quarks top. Seleccionamos os eventos que possuem somente um quark top. No jato em que não há um quark top, aplicamos um algoritmo de procura de jatos de QCD (para nos certificarmos que não há nenhum W). Como anteriormente, impomos que a massa invariante dos dois jatos mais duros (recombinados) esteja em um intervalo de 200 GeV centrado ao redor da massa do $G^{(1)}$. É de grande importância ressaltarmos que neste algoritmo somente analisamos os eventos cujos dois jatos mais duros possuam no mínimo 500 GeV para a massa de 1 TeV e 885 GeV para a massa de 2 TeV, denotaremos estas escolhas como TJ (500) e TJ (885) respectivamente. Maiores detalhes sobre este método são encontrados na seção 5.3.1.

estas duas maneiras focalizam aspectos distintos para o mesmo problema e, do ponto de vista computacional, o emprego de ambas se torna interessante para uma comparação dos resultados provenientes de cada um deles.

5.3.1 O algoritmo TJ

Este algoritmo foi desenvolvido com o intuito de identificar o sinal $pp \rightarrow (t \rightarrow jjb)\bar{c}$ e diferenciar essencialmente os fundos $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 4jbb$ e $pp \rightarrow jj$. Para o sinal, espera-se ser suficiente encontrar um quark top e um jato sem subestrutura, em quanto que, encontrando um quark top distinguiríamos o fundo $pp \rightarrow jj$ e encontrando um jato sem subestrutura distinguiríamos o fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow 4jbb$. Denotaremos a massa invariante de um quadritador relacionado a um jato (proto-jato) j como $m(j)$ e, portanto, a massa $m(j_1 + j_2)$ é a massa invariante da soma dos quadritadores relacionados aos jatos (proto-jatos) j_1 e j_2 .

Este algoritmo busca visualizar o sinal através de três passos principais:

1. Os dois jatos mais duros são analisados com o HEPTopTagger (com o algoritmo de recombinação k_t). Selecciona-se os eventos que possuem somente um quark top.
2. No jato que não possui quark top, procura-se analisar se é um jato sem subestrutura segundo os passos:
 - Decompõe-se o jato j em seus dois proto-jatos, j_1 e j_2 , sendo o proto-jato j_1 o mais massivo (ou de mesma massa que j_2).
 - Se $m(j_1) < 10$ GeV é dito ser um jato sem subestrutura;
 - Se $m(j_2) > 0,15 \cdot m(j_1)$ e $m(j_1 + j_2) < 35$ GeV é dito ser um jato sem subestrutura;
 - Se $m(j_2) > 0,15 \cdot m(j_1)$ e $m(j_1 + j_2) \geq 35$ GeV é dito ser uma jato com subestrutura e termina-se esta análise;
 - Por último, se $m(j_2) \leq 0,15 \cdot m(j_1)$ descarta-se o proto-jato j_2 e volta-se ao começo da análise aplicando os itens anteriores ao novo jato j dado pelo proto-jato j_1 .
3. Se o algoritmo encontra um jato de um quark top e um jato sem subestrutura e a massa da soma dos quadritadores destes estão em um intervalo de 200 GeV centrado na massa do primeiro estado excitado do glúon de Kaluza-Klein, este evento é tido como sinal.

As motivações para este tipo de procura são as seguintes:

- Em um evento com radiação de QCD, geralmente o glúon irradiado é de pouca energia (mole) e, portanto, se o proto-jato de menor massa (j_2) não possuir uma quantidade relevante de massa em relação ao proto-jato (j_1) mais massivo (maior que 15%), este pode ser considerado como radiação de QCD;
- Quando o proto-jato j_2 possuir uma quantidade de massa relevante (maior que 15%) em relação ao proto-jato j_1 , mas $m(j_1 + j_2)$ não estiver a cima do mínimo da janela de W/Z (que é em torno de 40 ou 60 GeV) é de se esperar que este seja um jato sem subestrutura;
- Quando o proto-jato j_2 possuir uma quantidade de massa relevante (maior que 15%) em relação ao proto-jato j_1 e $m(j_1 + j_2) \geq 35$ GeV o jato pode ter sido gerado pelo decaimento de alguma partícula massiva e, portanto, é de se esperar que este tenha subestrutura.

os parâmetros para este algoritmo foram escolhidos, inicialmente, de maneira especulativa. Através de diversas simulações, eles foram variados e selecionados aqueles que maximizaram a razão do número de eventos do sinal pelo número de eventos do fundo² ($pp \rightarrow jj$). Estas simulações foram realizadas com 15 mil eventos do sinal e 50 mil eventos do fundo.

5.4 Os resultados

A seguir apresentaremos os resultados obtidos das simulações dos processos $pp \rightarrow jj$ e $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$. O primeiro possui a maior seção de choque entre os fundos e, portanto, esperamos que nossos algoritmos sejam eficientes o suficiente para distingui-lo do sinal. Incluímos também a análise do segundo fundo para nos certificarmos se a quantidade de indicações errôneas pode torna-lo um fundo importante com relação ao sinal.

5.4.1 Resultados para $M_{G(1)} = 1$ TeV

Aplicamos os algoritmo do tipo TT e TJ para o caso em que a $M_{G(1)} = 1$ TeV e obtivemos os resultados apresentados na tabela 5.5 (tabela na p.54). Esta tabela, mostra a quantidade de glúons de Kaluza-Klein que decaíram no canal em que há violação de sabor e foram encontrados nos eventos gerados. Podemos ver que o algoritmo que mais encontra o sinal é o do tipo TT com o algoritmo Johns Hopkins. No entanto, a sua taxa de indicações errôneas é da ordem de 3 vezes maior do que a taxa de sinal para o fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$. Os demais algoritmos possuem uma quantidade de sinal encontrado maior do que a dos fundos simulados. Pode ser visto que não há contribuição do processo $pp \rightarrow jj$ gerado com ($200 < p_t < 450$ GeV) para os algoritmos TT(HEP500) e TJ³. Embora a tabela 5.5 (tabela na p.54) seja útil para analisarmos a quantidade de eventos encontrados, temos que a grandeza que utilizaremos para comparar o sinal e os seus fundos é o produto da eficiência dos eventos encontrados em um processo gerado com a seção de choque do respectivo processo. Desta maneira, ao utilizarmos esta grandeza para a análise construímos a nova tabela 5.6 (tabela na p.54).

Podemos ver através da tabela 5.6 (tabela na p.54) que o $\sigma \cdot \epsilon$ (seção de choque efetiva) do algoritmo TT (JH) para o processo $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ possui a mesma ordem de grandeza que o sinal (incluindo c e $\bar{c}$). Para os demais algoritmos, vemos que as simulações do processo $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ possuem uma seção de choque efetiva com duas

²Este algoritmo se mostrou bom, à altas energias, em separar eventos com dois quarks top de eventos com um quark top e um jato c.

³Devemos ressaltar que este fato nos permite insinuar que a seção de choque deste processo após os cortes é da ordem de ($1/300$ mil) vezes a seção de choque obtida antes dos cortes, sendo este valor $2,16 \cdot 10^{-1}$. Foi realizado simulações para verificar a ordem do erro nesta região e no mesmo processo com $400 < p_t < 450$ a seção de choque efetiva é da ordem de $1 \cdot 10^{-2}$, no entanto, ainda esperamos um resultado menor através de uma análise mais longa.

Processo ($pp \rightarrow$) corte no p_t ($p_t > -$)	σ (pb)	Eficiência Enc. TT (JH)	Eficiência Enc. TT (HEP500)	Eficiência Enc. TJ (500)
$(t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ ($p_t > 20$ GeV)	$3,68627 \cdot 10^{+0}$	$4,24 \cdot 10^{-3}$	$1,85 \cdot 10^{-3}$	$7,63 \cdot 10^{-4}$
$(\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$ ($p_t > 20$ GeV)	$3,68553 \cdot 10^{+0}$	$4,51 \cdot 10^{-3}$	$1,80 \cdot 10^{-3}$	$7,30 \cdot 10^{-4}$
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ ($p_t > 100$ GeV)	$7,64352 \cdot 10^{-1}$	$2,33 \cdot 10^{-2}$	$4,03 \cdot 10^{-4}$	$2,67 \cdot 10^{-5}$
$2j$ ($200 < p_t < 450$ GeV)	$6,48138 \cdot 10^{+4}$	$8,00 \cdot 10^{-5}$	0	0
$2j$ ($p_t > 450$ GeV)	$1,17182 \cdot 10^{+3}$	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$2,13 \cdot 10^{-4}$	$5,00 \cdot 10^{-5}$

Tabela 5.5: Estão apresentados os resultados obtidos na aplicação dos algoritmos. Na primeira coluna, na qual os processos são identificados, mostramos também a característica da simulação à nível partônico em que os jatos são gerados com um mínimo de p_t . A abreviação Enc. significa encontrada, cuja coluna mostra as eficiências obtidas segundo o algoritmo (JH), (HEP500) ou TJ (500). Estes são os resultados obtidos para $M_{G(1)} = 1$ TeV. Para estas simulações foram gerados 300 mil eventos.

Processo ($pp \rightarrow$) corte no p_t ($p_t > -$)	$\sigma \cdot \varepsilon$ (pb) TT (JH)	$\sigma \cdot \varepsilon$ (pb) TT (HEP500)	$\sigma \cdot \varepsilon$ (pb) TJ (500)
$(t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ ($p_t > 20$ GeV)	$1,56 \cdot 10^{-2}$	$6,81 \cdot 10^{-3}$	$2,81 \cdot 10^{-3}$
$(\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$ ($p_t > 20$ GeV)	$1,66 \cdot 10^{-2}$	$6,63 \cdot 10^{-3}$	$2,69 \cdot 10^{-3}$
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ ($p_t > 100$ GeV)	$1,78 \cdot 10^{-2}$	$3,08 \cdot 10^{-4}$	$2,04 \cdot 10^{-5}$
$2j$ ($200 < p_t < 450$ GeV)	$5,19 \cdot 10^0$	0	0
$2j$ ($p_t > 450$ GeV)	$1,74 \cdot 10^0$	$2,50 \cdot 10^{-1}$	$5,86 \cdot 10^{-2}$

Tabela 5.6: Apresentamos nesta tabela o produto da eficiência do “sinal” encontrado (ε) com a seção de choque do respectivo processo (σ). Estes resultados foram obtidos para $M_{G(1)} = 1$ TeV. Os processos simulados foram gerados com 300 mil eventos.

ordens de grandeza menor que a do sinal. Para o processo $pp \rightarrow jj$ com ($p_t > 450$ GeV), vemos que a seção de choque efetiva é da ordem de 100 vezes maior que a do sinal para o algoritmo TT (JH) e 20 vezes para o algoritmo TT (HEP500), enquanto que, para o algoritmo TJ (500) temos que este fundo possui uma seção de choque efetiva da ordem de 10 vezes a do sinal. Por último, devemos ressaltar que embora a eficiência de indicações errôneas do algoritmo TT (JH) do processo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ seja da ordem de 3 vezes maior que a eficiência do sinal, ou seja, o algoritmo reconhece erroneamente mais do que acerta, ainda assim, esta grande quantidade de erros não é suficiente para que o processo $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ se torne comparável ao fundo (relevante) $pp \rightarrow jj$. A razão S/B é apresentada na tabela 5.7.

Algoritmo	S/B	$L_{5\sigma} (fb)^{-1}$
TT (JH)	$4,63 \cdot 10^{-3}$	$1,68 \cdot 10^{+2}$
TT (HEP500)	$5,37 \cdot 10^{-2}$	$3,46 \cdot 10^{+1}$
TJ (500)	$9,38 \cdot 10^{-2}$	$4,84 \cdot 10^{+1}$

Tabela 5.7: Estes são os resultados obtidos para $M_{G(1)} = 1$ TeV. A grandeza S/B representa a razão da quantidade de eventos do sinal pela quantidade de eventos do fundo. A grandeza $L_{5\sigma}$ representa a luminosidade necessária para se obter uma confiança de 5σ .

Vemos na tabela 5.7 (tabela na p.54) que os algoritmos TJ (500) e TT(HEP500) possui uma razão S/B da ordem de 0,1, sendo este valor aceitável, no entanto, como o S/B é pequeno é necessário conhecer muito bem o fundo para não confundir um evento dele com um do sinal. O algoritmo TT (JH) possui uma razão da ordem de 0,001 o que mostra que este método não é eficaz para analisar a violação de sabor em correntes neutras com o glúon de Kaluza-Klein de massa 1 TeV. A grandeza $L_{5\sigma}$ é a luminosidade necessária para que o sinal seja observado com um grau de confiança de 5σ . Esta grandeza pode ser facilmente calculada através da seguinte relação:

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = \frac{\varepsilon_s \sigma_s L}{\sqrt{\varepsilon_B \sigma_B L}} \Rightarrow \sqrt{L} = \frac{S}{B} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_B \sigma_B}}{\varepsilon_s \sigma_s} \Rightarrow \sqrt{L_{5\sigma}} = 5 \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_B \sigma_B}}{\varepsilon_s \sigma_s}$$

os valores apresentados na tabela 5.7 (tabela na p.54) possuem luminosidades acessíveis para o LHC e, portanto, mostram que a violação de sabor pode ser observada no LHC.

5.4.2 Resultados para $M_{G(1)} = 2 \text{ TeV}$

Apresentemos os resultados obtidos para as simulações com os algoritmos desenvolvidos para o caso em que $M_{G(1)} = 1 \text{ TeV}$, na tabela 5.8:

Processo ($pp \rightarrow$) corte no p_t ($p_t > -$)	σ (pb)	Eficiência Enc. TT (JH)	Eficiência Enc. TT (HEP500)	Eficiência Enc. TJ (885)
$(t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ ($p_t > 20 \text{ GeV}$)	$1,91300 \cdot 10^{-1}$	$3,92 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-1}$	$1,48 \cdot 10^{-2}$
$(\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$ ($p_t > 20 \text{ GeV}$)	$1,91340 \cdot 10^{-1}$	$4,02 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-1}$	$1,49 \cdot 10^{-2}$
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ ($20 < p_t < 200 \text{ GeV}$)	$1,23493 \cdot 10^{+2}$	$1,00 \cdot 10^{-5}$	$3,33 \cdot 10^{-6}$	0
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ ($p_t > 200 \text{ GeV}$)	$2,56867 \cdot 10^{-2}$	$4,74 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-1}$	$4,52 \cdot 10^{-3}$
$2j$ ($200 < p_t < 450 \text{ GeV}$)	$6,35815 \cdot 10^{+4}$	$3,33 \cdot 10^{-6}$	$6,67 \cdot 10^{-6}$	0
$2j$ ($450 < p_t < 800 \text{ GeV}$)	$1,11867 \cdot 10^{+3}$	$2,57 \cdot 10^{-4}$	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$6,67 \cdot 10^{-6}$
$2j$ ($p_t > 800 \text{ GeV}$)	$4,69751 \cdot 10^{+1}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$	$6,47 \cdot 10^{-3}$	$6,70 \cdot 10^{-4}$

Tabela 5.8: Estão apresentados os resultados obtidos da aplicação dos algoritmos. Na primeira coluna, na qual os processos são identificados, mostramos também a característica da simulação à nível partônico em que os jatos são gerados com um mínimo de p_t . A abreviação Enc. significa encontrada, cuja coluna mostra as eficiências obtidas segundo o algoritmo (JH), (HEP500) ou TJ (885). Estes são os resultados obtidos para $M_{G(1)} = 2 \text{ TeV}$. Para estas simulações foram gerados 300 mil eventos.

podemos ver na tabela 5.8, que os algoritmos TT (JH) e TT(HEP500) apresentaram uma eficiência de indicações errôneas para o fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ com ($p_t > 200 \text{ GeV}$) da mesma ordem de grandeza que o próprio sinal, o que mostra que estes algoritmos não encontram grande distinção entre os eventos do respectivo fundo e sinal. O algoritmo TJ (885) possui uma eficiência de uma ordem de grandeza maior para o sinal em relação ao fundo mencionado anteriormente. Podemos ver que para o processo $pp \rightarrow jj$ com ($200 < p_t < 450 \text{ GeV}$) a eficiência dos três algoritmos é muito pequena como é de se esperar. No entanto, vemos que houve contribuição nos algoritmos TT(HEP500) e TT(JH). Podemos entender esta contribuição da seguinte maneira: embora a simulação tenha sido realizada à nível partônico em uma faixa de energia inacessível para reconstruir uma massa de 2 TeV, pudemos encontrar à nível hadrônico alguns jatos com mais de 750 GeV, sendo este fato ocorrido devido a hadronização do

PYTHIA. Vemos que a eficiência para o sinal é da ordem de 30 vezes a eficiência do fundo encontrado $pp \rightarrow jj$ para os 3 algoritmos. O que nos mostra que os três algoritmos conseguem distinguir o respectivo fundo do sinal. Apresentamos na tabela 5.9 os resultados obtidos para as seções de choques efetivas dos processos mencionados.

Podemos ver através da tabela 5.9 que a seção de choque efetiva do sinal é em torno de 6 vezes maior que a seção de choque efetiva do fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ com ($p_t > 20$ GeV) para o algoritmo TT (JH), 10 vezes maior para o algoritmo TT HEP(500) e 50 vezes maior para o algoritmo TJ (885). Para o fundo $pp \rightarrow jj$ com ($p_t > 200$ GeV) vemos que cada um dos algoritmos TT (JH) e TT (HEP500) mantêm a mesma ordem de grandeza para as diferentes faixas de energia simuladas e vemos também que o algoritmo TJ (885) teve uma seção de choque efetiva “nula” no intervalo de momento transversal de 200 GeV a 450 GeV, e a maior seção de choque efetiva foi obtida para o intervalo de momento transversal maior que 800 GeV. Podemos ver também que a grande taxa de indicações errôneas do fundo $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ leva a correções muito pequenas (na segunda casa decimal) para o fundo total e a maior contribuição, visto também para o caso de $M_{G(1)} = 1$ TeV, é advinda do fundo $pp \rightarrow jj$.

Processo ($pp \rightarrow$) corte no p_t ($p_t > -$)	$\sigma \cdot \varepsilon$ (pb) TT (JH)	$\sigma \cdot \varepsilon$ (pb) TT (HEP500)	$\sigma \cdot \varepsilon$ (pb) TJ (885)
$(t \rightarrow [W^+ \rightarrow jj]b)\bar{c}$ ($p_t > 20$ GeV)	$7,50 \cdot 10^{-3}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$	$2,83 \cdot 10^{-3}$
$(\bar{t} \rightarrow [W^- \rightarrow jj]\bar{b})c$ ($p_t > 20$ GeV)	$7,69 \cdot 10^{-3}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$	$2,85 \cdot 10^{-3}$
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ ($20 < p_t < 200$ GeV)	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$4,11 \cdot 10^{-4}$	0
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}4j$ ($p_t > 200$ GeV)	$1,22 \cdot 10^{-3}$	$3,34 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-4}$
$2j$ ($200 < p_t < 450$ GeV)	$2,12 \cdot 10^{-1}$	$4,24 \cdot 10^{-1}$	0
$2j$ ($450 < p_t < 800$ GeV)	$2,87 \cdot 10^{-1}$	$1,89 \cdot 10^{+0}$	$7,46 \cdot 10^{-3}$
$2j$ ($p_t > 800$ GeV)	$7,23 \cdot 10^{-2}$	$3,04 \cdot 10^{-1}$	$3,15 \cdot 10^{-2}$

Tabela 5.9: Apresentamos nesta tabela o produto da eficiência do “sinal” encontrado (ε) com a seção de choque do respectivo processo (σ). Estes resultados foram obtidos para $M_{G(1)} = 2$ TeV. Os processos simulados foram gerados com 300 mil eventos.

Apresentamos a seguir na tabela 5.10 a razão S/B.

Algoritmo	S/B	$L_{5\sigma} (fb)^{-1}$
TT (JH)	$5,29 \cdot 10^{-2}$	$3,11 \cdot 10^{+1}$
TT (HEP500)	$1,94 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^{+1}$
TJ (885)	$1,45 \cdot 10^{-1}$	$3,03 \cdot 10^{+1}$

Tabela 5.10: Estes são os resultados obtidos para $M_{G(1)} = 2$ TeV. A grandeza S/B representa a razão da quantidade de eventos do sinal pela quantidade de eventos do background. A grandeza $L_{5\sigma}$ representa a luminosidade necessária para se obter uma confiança de 5σ .

Vemos acima que os algoritmos TT (JH) e TT (HEP500) possuem uma razão S/B da ordem de 0,01 enquanto que o algoritmo TJ (885) possui esta razão da ordem de 0,1 e, assim como no caso do glúon de Kaluza-Klein com massa de 1TeV, vemos que a luminosidade necessária para que o sinal seja observado com um grau de confiança de 5σ é acessível.

É muito interessante realizarmos aqui algumas comparações finais. Ao longo deste trabalho pudemos ver que

à altas energias as técnicas de subestruturas para jatos torna possível a identificação de quarks top e, através destes e da procura de jatos sem subestrutura (algoritmo tipo TJ), foi possível atingirmos uma razão S/B da ordem de 0,1 (o que é aceitável) com luminosidades acessíveis a observação do sinal com um grau de confiança de 5σ . Ainda procurando melhorar estas duas grandezas, seria interessante buscarmos um possível aprimoramento no tratamento aqui apresentado. Podemos visualizar duas finalidades: a primeira, seria interessante aumentar a quantidade de dados utilizados para a análise, pois os cortes impostos levam a utilização de uma parcela muito pequena dos dados e, a segunda, seria interessante procurar outras aplicações para este tratamento e observar o quão amplo é a sua veracidade. Pudemos ver também que a transição do sistema do nível partônico ao nível hadrônico levou a geração de jatos com mais momento transversal do que os limites impostos à nível partônico.

6 Conclusão

Ao longo deste trabalho analisamos a possibilidade de se verificar a violação de sabor em correntes neutras através do estudo da subestrutura de jatos. A análise foi realizada para dois valores de massa do estado excitado do glúon de Kaluza-Klein - $M_{G^{(1)}} = 1 \text{ TeV}$ e $M_{G^{(1)}} = 2 \text{ TeV}$.

Para ambos os casos, $M_{G^{(1)}} = 1 \text{ TeV}$ e $M_{G^{(1)}} = 2 \text{ TeV}$, pudemos ver que é possível se constatar a violação de sabor em correntes neutras, uma vez que obtivemos uma razão S/B da ordem de 0,1 para o algoritmo do tipo TJ, com uma luminosidade necessária para se observar o sinal com um grau de confiança de 5σ da ordem de 40 (fb)^{-1} . Para os demais tipos de algoritmos a razão S/B assumiu valores da ordem de 0,01 e as luminosidades necessárias para a obtenção de 5σ de confiança do sinal mantiveram a ordem de grandeza de 30 (fb)^{-1} , com exceção do algoritmo TT (JH) para a massa $M_{G^{(1)}} = 1 \text{ TeV}$ que chegou a 170 (fb)^{-1} .

Os algoritmos aqui apresentados do tipo TT diferiram dos resultados obtidos do algoritmo construído do tipo TJ. A diferença entre os resultados pode ser atribuída a um componente do algoritmo TJ que procura jatos sem subestrutura. Este componente mostrou-se eficaz, devido a uma escolha de parâmetros, na maximização da razão S/B do respectivo algoritmo.

Pudemos observar que restrições no momento transversal impostas à nível partônico no MadGraph não continuam válidas quando o sistema é levado ao nível hadrônico através do PYTHIA. Por exemplo, quando geramos à nível partônico o processo $pp \rightarrow jj$ restrito a valores de momento transversal na janela de 200 GeV a 450 GeV, pudemos ver que alguns destes eventos conseguiam reconstruir uma massa de 1 TeV à nível hadrônico, ou seja, o fenômeno de hadronização simulado pelo PYTHIA fez com que as partículas no nível hadrônico possuíssem mais energia do que quando estas estavam à nível partônico.

Devido a estes fatos, podemos considerar este trabalho como uma aproximação para a fenomenologia da possibilidade de violação de sabores em correntes neutras e, seria interessante analisar futuramente, uma possível melhora do algoritmo do tipo TJ para podermos obter uma eficiência maior na parcela de dados utilizada. Também seria interessante procurar analisar outras possíveis aplicações deste tratamento e verificarmos o quão amplo é a veracidade dele.

APÊNDICE A – Detalhes do modelo com violação de sabor em correntes neutras

A seguir apresentamos na tabela A.1 as larguras das massas utilizadas em nossas simulações para o primeiro estado excitado do glúon de Kaluza-Klein.

Massa (TeV)	Largura (GeV)
1	45,332
2	90,663

Tabela A.1: Valores das larguras do primeiro estado excitado do glúon de Kaluza-Klein com as respectivas massas utilizadas nas simulações deste trabalho.

É importante também deixarmos claro os valores dos acoplamentos do primeiro estado excitado do glúon de Kaluza-Klein, conforme mostrados na tabela A.2.

Acoplamento	Valor utilizado	Acoplamento	Valor utilizado
GG1u(L)	0.244	GG1u(R)	0.244
GG1d(L)	0.244	GG1d(R)	0.244
GG1c(L)	0.244	GG1c(R)	0.244
GG1s(L)	0.244	GG1s(R)	0.244
GG1t(L)	-1.218	GG1t(R)	-1.8266
GG1b(L)	-1.218	GG1b(R)	0.244
GG2(L)	1.000	GG2(R)	1.000

Tabela A.2: Apresentamos os acoplamentos utilizados em nosso trabalho. A letra L significa *Left* e a letra R significa *Right*.

A nomenclatura aqui estabelecida é melhor esclarecida com a identificação das partículas e seus acoplamentos e, como exemplo, apresentamos dois diagramas de Feynman com seus respectivos acoplamentos abaixo.

Acoplamento	Partículas no vértice
GG1u	$u \bar{u} G^{(1)}$
GG1d	$d \bar{d} G^{(1)}$
GG1c	$c \bar{c} G^{(1)}$
GG1s	$s \bar{s} G^{(1)}$
GG1t	$t \bar{t} G^{(1)}$
GG1b	$b \bar{b} G^{(1)}$
GG2	$t \bar{c} G^{(1)}$
GG2	$c \bar{t} G^{(1)}$

Tabela A.3: Apresentamos os acoplamentos utilizados em nosso trabalho, assim como dois exemplos da nomenclatura aqui estabelecida.

APÊNDICE B – Projetores

B.1 Projetores de quiralidade

Para descrevermos a força fraca é necessário decompormos os espinores de Dirac em espinores de mão-esquerda e de mão direita. Para isso usamos os projetores:

$$P_L \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1 - \gamma^5}{2}$$

$$P_R \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1 + \gamma^5}{2}$$

sendo os objetos γ^5 caracterizados por:

$$\gamma^0 \gamma^5 \gamma^0 = -\gamma^{5\dagger} = -\gamma^5, \quad \{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0, \quad (\gamma^5)^2 = 1$$

temos que:

$$(P_L)^2 = \left(\frac{1 - \gamma^5}{2}\right) \cdot \left(\frac{1 - \gamma^5}{2}\right) = \frac{1 - 2\gamma^5 + (\gamma^5)^2}{4} = \frac{1 - \gamma^5}{2} = P_L$$

da mesma maneira para P_R e:

$$P_L \cdot P_R = \left(\frac{1 - \gamma^5}{2}\right) \cdot \left(\frac{1 + \gamma^5}{2}\right) = \frac{1 + \gamma^5 - \gamma^5 - (\gamma^5)^2}{4} = 0 = P_R \cdot P_L$$

também é importante lembrarmos que:

$$\begin{aligned} \gamma^\mu P_L &= \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} = \frac{\gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^5}{2} = \frac{\gamma^\mu + \gamma^5 \gamma^\mu}{2} = \frac{1 + \gamma^5}{2} \gamma^\mu = P_R \gamma^\mu \\ \gamma^\mu P_R &= \gamma^\mu \frac{1 + \gamma^5}{2} = \frac{\gamma^\mu + \gamma^\mu \gamma^5}{2} = \frac{\gamma^\mu - \gamma^5 \gamma^\mu}{2} = \frac{1 - \gamma^5}{2} \gamma^\mu = P_L \gamma^\mu \end{aligned}$$

como $P_L + P_R = 1$ podemos escrever o espinor de Dirac como:

$$\Psi(x) = (P_L + P_R) \Psi(x) = P_L \Psi(x) + P_R \Psi(x) \stackrel{\text{def}}{=} \Psi_L(x) + \Psi_R(x)$$

ao escrevermos a Lagrangiana de Dirac com os projetores obteremos:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\Psi}_R i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R + \bar{\Psi}_L i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L - m (\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R)$$

sendo os termos $\bar{\Psi}_R i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L$ e $\bar{\Psi}_R \Psi_R$ dados abaixo.

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}_R i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L &= \Psi^\dagger P_R \gamma^0 i \gamma^\mu \partial_\mu (P_L \Psi) = \bar{\Psi} i \gamma^\mu (P_R P_L) \partial_\mu \Psi = 0 = \bar{\Psi}_L i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R \\ \bar{\Psi}_R \Psi_R &= \bar{\Psi} P_L P_R \Psi = 0 = \bar{\Psi}_L \Psi_L \end{aligned}$$

APÊNDICE C – Transformações

C.1 Transformação da derivada covariante sob $SU(3)_C$

Temos então a derivada covariante definida como:

$$D^\mu q_f = \left[\partial^\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x) \right] q_f \stackrel{\text{def}}{=} [\partial^\mu + ig_s G^\mu(x)] q_f$$

as transformações de q_f e $\bar{q}_f$ sob um elemento U do grupo $SU(3)_C$ é:

$$\begin{aligned} q_f &\longrightarrow q'_f = U q_f \\ \bar{q}_f &\longrightarrow \bar{q}'_f = \bar{q}_f U^\dagger \end{aligned}$$

para a densidade lagrangiana temos que:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f &= \bar{q}'_f [i\gamma_\mu D^\mu - m_f] q'_f \\ &= \bar{q}_f U^\dagger [i\gamma_\mu D^\mu - m_f] U q_f \\ &= \bar{q}_f \left\{ i\gamma_\mu \left[U^\dagger (\partial^\mu U) q_f + \partial^\mu q_f + ig_s U^\dagger G'^\mu U q_f \right] - m_f q_f \right\} \end{aligned}$$

para deixarmos a densidade lagrangiana invariante basta pedirmos que:

$$G^\mu \longrightarrow G'^\mu = U G^\mu U^\dagger + \frac{i}{g_s} (\partial^\mu U) U^\dagger$$

e assim temos:

$$\begin{aligned} (D^\mu q_f)' &= D'^\mu q'_f \\ &= (\partial^\mu + ig_s G'^\mu) U q_f \\ &= U (\partial^\mu + ig_s G^\mu) q_f \\ &= U (\partial^\mu + ig_s G^\mu) U^\dagger U q_f \\ &= U (\partial^\mu + ig_s G^\mu) U^\dagger q'_f \end{aligned}$$

e, portanto, a transformação será dada conforme abaixo.

$$D^\mu \longrightarrow D'^\mu = U D^\mu U^\dagger \tag{C.1}$$

C.2 Transformação do $G^{\mu\nu}$ sob $SU(3)_C$

Utilizando a equação (C.1) podemos encontrar facilmente a transformação do objeto $G^{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned}
 G'^{\mu\nu} &= -\frac{i}{g_s} [D'^{\mu}, D'^{\nu}] \\
 &= -\frac{i}{g_s} (D'^{\mu} D'^{\nu} - D'^{\nu} D'^{\mu}) \\
 &= -\frac{i}{g_s} \{ [UD^{\mu}U^{\dagger}] [UD^{\nu}U^{\dagger}] - [UD^{\nu}U^{\dagger}] [UD^{\mu}U^{\dagger}] \} \\
 &= -\frac{i}{g_s} (UD^{\mu}D^{\nu}U^{\dagger} - UD^{\nu}D^{\mu}U^{\dagger}) \\
 &= U \left\{ -\frac{i}{g_s} [D^{\mu}, D^{\nu}] \right\} U^{\dagger} \\
 &= U G^{\mu\nu} U^{\dagger}
 \end{aligned}$$

podemos ver facilmente que o objeto $G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}$ se transforma como:

$$G^{\mu\nu}G_{\mu\nu} \longrightarrow (G^{\mu\nu}G_{\mu\nu})' = U G^{\mu\nu}G_{\mu\nu} U^{\dagger}$$

e, devido a propriedade cíclica do traço de matrizes, temos que o traço do elemento acima (transformado) será dado conforme abaixo.

$$Tr(G'^{\mu\nu}G'_{\mu\nu}) = Tr(UG^{\mu\nu}G_{\mu\nu}U^{\dagger}) = Tr(G^{\mu\nu}G_{\mu\nu})$$

C.3 Transformação de $\bar{\Psi}\Psi$ sob $SU(2)_L$

O termo de massa da densidade lagrangiana pode ser escrito como:

$$\bar{\Psi}\Psi = \bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R$$

temos que sob transformações de $SU(2)_L$ o termo Ψ_R é invariante, no entanto, o termo Ψ_L é dado por:

$$\Psi_L \longrightarrow (\Psi_L)' = \exp\left(i\frac{\sigma_i}{2}\alpha^i\right)\Psi_L$$

como somente o termo de mão direita é invariante sob $SU(2)_L$, o termo $\bar{\Psi}\Psi$ não será invariante.

APÊNDICE D – O encontro de Freeman Dyson com Enrico Fermi

Freeman Dyson is at the Institute for Advanced Study, Einstein Drive, Princeton, New Jersey 08540, USA.

How one intuitive physicist rescued a team from fruitless research.

One of the big turning points in my life was a meeting with Enrico Fermi in the spring of 1953. In a few minutes, Fermi politely but ruthlessly demolished a programme of research that my students and I had been pursuing for several years. He probably saved us from several more years of fruitless wandering along a road that was leading nowhere. I am eternally grateful to him for destroying our illusions and telling us the bitter truth.

Fermi was one of the great physicists of our time, outstanding both as a theorist and as an experimenter. He led the team that built the first nuclear reactor in Chicago in 1942. By 1953 he was head of the team that built the Chicago cyclotron, and was using it to explore the strong forces that hold nuclei together. He made the first accurate measurements of the scattering of mesons by protons, an experiment that gave the most direct evidence then available of the nature of the strong forces.

At that time I was a young professor of theoretical physics at Cornell University, responsible for directing the research of a small army of graduate students and postdocs. I had put them to work calculating meson-proton scattering, so that their theoretical calculations could be compared with Fermi's measurements. In 1948 and 1949 we had made similar calculations of atomic processes, using the theory of quantum electrodynamics, and found spectacular agreement between experiment and theory. Quantum electrodynamics is the theory of electrons and photons interacting through electromagnetic forces. Because the electromagnetic forces are weak, we could calculate the atomic processes precisely. By 1951, we had triumphantly finished the atomic calculations and were looking for fresh fields to conquer. We decided to use the same techniques of calculation to explore the strong nuclear forces. We began by calculating meson-proton scattering, using a theory of the strong forces known as pseudoscalar meson theory. By the spring of 1953, after heroic efforts, we had plotted theoretical graphs of meson-proton scattering. We joyfully observed that our calculated numbers agreed pretty well with Fermi's measured numbers. So I made an appointment to meet with Fermi and show him our results. Proudly, I rode the Greyhound bus from Ithaca to Chicago with a package of our theoretical graphs to show to Fermi.

When I arrived in Fermi's office, I handed the graphs to Fermi, but he hardly glanced at them. He invited me to sit down, and asked me in a friendly way about the health of my wife and our new-born baby son, now fifty years old. Then he delivered his verdict in a quiet, even voice. "There are two ways of doing calculations in theoretical physics", he said. "One way, and this is the way I prefer, is to have a clear physical picture of the process that you are calculating. The other way is to have a precise and self-consistent mathematical formalism. You have neither." I was slightly stunned, but ventured to ask him why he did not consider the pseudoscalar meson theory

to be a self-consistent mathematical formalism. He replied, “Quantum electrodynamics is a good theory because the forces are weak, and when the formalism is ambiguous we have a clear physical picture to guide us. With the pseudoscalar meson theory there is no physical picture, and the forces are so strong that nothing converges. To reach your calculated results, you had to introduce arbitrary cut-off procedures that are not based either on solid physics or on solid mathematics.”

In desperation I asked Fermi whether he was not impressed by the agreement between our calculated numbers and his measured numbers. He replied, “How many arbitrary parameters did you use for your calculations?” I thought for a moment about our cut-off procedures and said, “Four.” He said, “I remember my friend Johnny von Neumann used to say, with four parameters I can fit an elephant, and with five I can make him wiggle his trunk”. With that, the conversation was over. I thanked Fermi for his time and trouble, and sadly took the next bus back to Ithaca to tell the bad news to the students. Because it was important for the students to have their names on a published paper, we did not abandon our calculations immediately. We finished them and wrote a long paper that was duly published in the Physical Review with all our names on it. Then we dispersed to find other lines of work. I escaped to Berkeley, California, to start a new career in condensed-matter physics.

Looking back after fifty years, we can clearly see that Fermi was right. The crucial discovery that made sense of the strong forces was the quark. Mesons and protons are little bags of quarks. Before Murray Gell-Mann discovered quarks, no theory of the strong forces could possibly have been adequate. Fermi knew nothing about quarks, and died before they were discovered. But somehow he knew that something essential was missing in the meson theories of the 1950s. His physical intuition told him that the pseudoscalar meson theory could not be right. And so it was Fermi’s intuition, and not any discrepancy between theory and experiment, that saved me and my students from getting stuck in a blind alley.

Eu encontrei este texto no site <http://www.fisica.ufmg.br/~dsoares/fdyson.htm>. Eu não sabia se ele realmente havia sido escrito pelo próprio Freeman Dyson, então mandei um e-mail para ele perguntando se este era de sua autoria e se ele me permitiria coloca-lo em minha dissertação. Ele me respondeu:

“Yes, this piece was written by me and published in “Nature” in 2004. I do not have the exact page reference, but you can easily find it. I sent in the corrected proofs on January 9, and it was probably published in January, 2004. Thank you for asking. With all good wishes for your dissertation and the years ahead, yours sincerely, Freeman Dyson.”

É de extrema importância para mim, agradecer a este senhor de 88 anos por esta atenção e principalmente por responder ao meu e-mail (uma pessoa que ele nem mesmo ouviu falar), pois é muito frequente encontrarmos pessoas que se deixam levar pelo status alcançado na sociedade e, este senhor, mesmo trabalhando no IAS, teve a humildade de me responder o e-mail. Possivelmente, se eu o conhecesse, poderia admirá-lo não somente por seus trabalhos, mas também como pessoa.

Referências Bibliográficas

- [1] A. Pich. The standard model of electroweak interactions. *arXiv:0705.4264*, 2007.
- [2] S. Dawson. Introduction to electroweak symmetry breaking. *arXiv:0812.2190*, 2008.
- [3] Pavel Weber. *ATLAS Calorimetry: Trigger, Simulation and Jet Calibration*. PhD thesis, Joint Faculties for Natural Sciences and Mathematics of the Ruperto Carola University of Heidelberg, 2008.
- [4] Gavin P. Salam Matteo Cacciari and Gregory Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *JHEP 0804:063*, 2008.
- [5] S. F. Novaes. Standard model: An introduction. *arXiv:hep-ph/0001283*, 2000.
- [6] W. N. COTTINGHAM e D. A. GREENWOOD. *An Introduction To The Standard Model Of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [7] Antonio Pich. Aspects of quantum chromodynamics. *arXiv:hep-ph/0001118*, 2000.
- [8] Ruth S. Van de Water. Testing the standard model of particle physics using lattice qcd. *J. Phys.: Conf. Ser. 78 012079*, 2007.
- [9] Peter B Renton. Precision electroweak tests of the standard model. *Rept.Prog.Phys. 65 1271-1330*, 2002.
- [10] David Milstead. Experimental tests of the standard. <http://www.physto.se/milstead/teaching/linkoping/linkoping.pdf>, 2012.
- [11] S. V. Chekanov. Jet algorithms: a minireview. *arXiv:hep-ph/0211298*, 2002.
- [12] Gustavo Burdman Priscila M. Aquino and Oscar J. P. Eboli. A signal for a theory of flavor at the large hadron collider. *Phys.Rev.Lett.98:131601*, 2007.
- [13] Csaba Csáki. Tasi lectures on extra dimensions and branes. *arXiv:hep-ph/0404096*, 2004.
- [14] David J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Benjamin Cummings, 3 edition, 1999.
- [15] Wolfgang Rindler. *Relativity: Special, General, and Cosmological*. Oxford University Press, second edition, 2006.
- [16] Steven Weinberger. A model of leptons. *Phys.Rev.Lett. 19. 1264*, 1967.
- [17] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). Electroweak model and constraints on new physics. *J. Phys. G 37, 075021*, 2010.
- [18] Priscila Massetto de Aquino. Física além do modelo padrão em teorias com dimensões extras. Master's thesis, Universidade de São Paulo, 2007.
- [19] Bryan R. Webber. Fragmentation and hadronization. *Int.J.Mod.Phys.A15S1:577-606*, 2000.
- [20] Christopher K. Vermilion. *Jet Substructure at the Large Hadron Collider: Harder, Better, Faster, Stronger*. PhD thesis, University of Washington, 2010.
- [21] Nicholas Metropolis; S. Ulam. The monte carlo method. *Journal of the American Statistical Association, Vol. 44, No. 247. pp. 335-341.*, 1949.
- [22] Gavin P. Salam Tilman Plehn and Michael Spannowsky. Fat jets for a light higgs. *Phys.Rev.Lett. 104. 111801*, 2010.

- [23] David E. Kaplan, Keith Rehermann, Matthew D. Schwartz, and Brock Tweedie. Top-tagging: A method for identifying boosted hadronic tops. *Phys.Rev.Lett.* *101:142001*, 2008.
- [24] Tilman Plehn, Michael Spannowsky, Michihisa Takeuchi, and Dirk Zerwas. Stop reconstruction with tagged tops. *JHEP* *1010:078*, 2010.