



Fernando Roberto de Andrade

Limites sobre os parâmetros associados à
Torção na produção de pares de quarks top no
LHC a 8 TeV e a 13 TeV.

São João del-Rei - MG
2014

Fernando Roberto de Andrade

**Limites sobre os parâmetros associados à
Torção na produção de pares de quarks top no
LHC a 8 TeV e a 13 TeV.**

Dissertação apresentada à banca examinadora do Programa de Pós-Graduação em Física (PPGF) da Universidade Federal de São João del-Rei, em associação ampla com as Universidades Federais de Alfenas e de Lavras, como requisito parcial para a obtenção de Título de Mestre em Ciências, na Área de Física.

Área de concentração: Física de Partículas e Campos

Orientadora: Maria Aline Barros do Vale

Co-Orientador: André Asevedo Nepomuceno

**São João del-Rei - MG
Departamento de Ciências Naturais - UFSJ
2014**

Comissão Julgadora:

Prof. Dr.
Maria Aline Barros do Vale
(Orientadora)

Prof. Dr.
Fernando Marroquim L. de Almeida Jr

Prof. Dr.
Edson Wander Dias

Prof. Dr.
José Antônio Martins Simões

À minha família...

Agradecimentos

Nada na vida conquistamos sozinhos. Sempre precisamos do apoio de outras pessoas para alcançar nossos objetivos. Muitas vezes um simples gesto pode mudar a nossa vida e contribuir para o nosso sucesso. Por isto, é importante agradecer a todos aqueles que de alguma forma contribuem com o nosso crescimento, seja pessoal ou profissional. Sendo assim, gostaria neste momento, de fazer alguns agradecimentos.

Agradeço primeiramente a Deus por ter me dado saúde e disposição para que eu chegasse ao fim de mais esta etapa da minha vida.

Aos meus familiares, pelo apoio desde o início acreditando em meus objetivos e pelo incentivo em todos os momentos. Em especial, agradeço à minha esposa, Ana Paula e minha filha, Fernanda, pelo apoio, amor, carinho, compreensão e companheirismo principalmente nos momentos em que dediquei o nosso tempo ao mestrado.

Agradeço à minha orientadora, Professora Maria Aline Barros do Vale, por ter me apresentado à física de altas energias e me permitido conhecer e entender um pouco mais sobre esta tão fascinante área da física. Agradeço também pelas discussões em todo o processo de desenvolvimento da dissertação e pela ajuda indispensável. Ao meu co-orientador, Professor André Asevedo Nepomuceno, por toda contribuição dada. Ao Professor Fernando Marroquim L. de Almeida Jr, pelos conhecimentos transmitidos e pelo suporte durante todo o desenvolvimento dos estudos. Agradeço por me ajudarem a seguir em frente em meu percurso acadêmico. Por fim, agradeço por todo o inestimável aprendizado que me proporcionaram. Espero ter correspondido às expectativas em mim depositadas. Fica o meu muito obrigado pela paciência e por tudo que me permitiram aprender.

Agradeço a todos os professores que fizeram parte da minha formação, em especial aos professores do DCNAT por todos os ensinamentos e a todos os amigos que conquistei durante estes dois anos de mestrado.

E, finalmente, agradeço à CAPES pelo auxílio financeiro permitindo que eu me dedicasse exclusivamente aos estudos.

Resumo

Muitas teorias além do Modelo Padrão preveem a existência de novas partículas mais massivas que as já conhecidas e que decaem preferencialmente em pares de quark top-antitop. Nesta dissertação, nós procuramos avaliar o potencial de descoberta de uma nova ressonância prevista pelo Modelo de Torção através de simulações rápidas realizadas com o detector Snowmass. Fenomenologicamente, a torção caracteriza-se por sua massa, M_{TS} , e seus acoplamentos com os férmions do Modelo Padrão, η_f e η_t . Estas variáveis constituem o espaço de parâmetros da torção.

As colisões próton-próton foram simuladas com $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\sqrt{s} = 13$ TeV e diferentes cenários de luminosidade integrada foram usados ($30 fb^{-1}$, $50 fb^{-1}$ e $100 fb^{-1}$). Para realizar nossos estudos, escolhemos o canal de decaimento semileptônico do par $t\bar{t}$ que é aquele em que um dos bósons W decai em léptons (neste trabalho consideramos apenas o elétron e o neutrino) e o outro em jatos de hádrons.

A reconstrução dos objetos físicos é feita considerando-se diferentes tipos de seleções (*resolved*, *boosted* e combinada). Na análise estatística dos dados comparamos os histogramas da massa invariante do par $t\bar{t}$ reconstruída para o sinal e o background com diferentes valores de massa da torção e de constantes de acoplamento. Nosso objetivo, é encontrar para quais valores de M_{TS} e seus respectivos acoplamentos é possível observar a evidência (3σ) ou a descoberta (5σ) de um sinal dentro de cada um dos cenários de luminosidade integrada considerados e impor limites mais precisos ao espaço de parâmetros dessa nova ressonância. Observamos que para alguns dos valores de acoplamentos uma descoberta seria possível com luminosidade integrada de $100 fb^{-1}$ e $50 fb^{-1}$ com alguns dos valores de M_{TS} usados.

Abstract

Many theories beyond the Standard Model predict the existence of new and more massive particles that already known and decaying preferentially in pairs of top-antitop quark. In this thesis, we seek to evaluate the potential for discovery of a new resonance predicted by Torsion Model through fast simulations with the Snowmass detector. Phenomenologically, the torsion is characterized by its mass M_{TS} , and their couplings with fermions of the Standard Model, η_f and η_t . These variables represent the spectrum of the torsion parameters.

The proton-proton collisions were simulated with $\sqrt{s} = 8$ TeV and $\sqrt{s} = 13$ TeV and different scenarios of integrated luminosity were used ($30 fb^{-1}$, $50 fb^{-1}$ e $100 fb^{-1}$). To perform our studies, we chose the semileptonic decay channel of the pair $t\bar{t}$ which one of W bosons decays into leptons (in this paper we consider only the electron and the neutrino) and the other in jets of hadrons.

The reconstruction of physical objects is made considering different types of selections (*resolved*, *boosted* and combined). In the statistical analysis of data we compare the histograms of the $t\bar{t}$ invariant mass reconstructed for the signal and the background for different values of torsion mass and coupling constants. Our goal is to find which values of M_{TS} and their couplings can be observed a evidence (3σ) or a discovery (5σ) of a signal in each of the integrated luminosity scenarios considered and impose precise limits to the torsion parameters spectrum. We observed that for some of the coupling values a discovery would be possible with integrated luminosity of $100 fb^{-1}$ and $50 fb^{-1}$ with some of the values of M_{TS} used.

Conteúdo

Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xii
1 Introdução	1
2 O Modelo Padrão	3
2.1 Fenomenologia	3
2.2 Interações Fundamentais	10
2.2.1 A Interação Eletromagnética - (QED)	10
2.2.2 A Cromodinâmica Quântica - (QCD)	12
2.2.3 A Interação Fraca	14
2.2.4 A Interação Gravitacional	15
2.3 Questões em aberto no Modelo Padrão	15
3 A Física além do Modelo Padrão	17
3.1 Algumas extensões do MP	17
3.1.1 O Modelo de Torção	18
3.2 O quark top	21
4 Instalações Experimentais e Ferramentas de Simulação	24
4.1 Instalações Experimentais	24
4.1.1 CERN	24
4.1.2 Large Hadron Colider (LHC)	26
4.1.3 O detector ATLAS	26
4.1.4 CMS	32
4.2 Ferramentas de Simulação	33
4.2.1 CalcHEP	33
4.2.2 PYTHIA8	35
4.2.3 O Snowmass	36

5	Estudos com Eventos Simulados	41
5.1	Implementação do Modelo	42
5.2	Estudo dos Eventos Simulados com $\sqrt{s} = 8$ TeV	42
5.3	Estudo dos Eventos Simulados com $\sqrt{s} = 13$ TeV	49
5.3.1	Geração dos Eventos	49
5.3.2	Seleção dos eventos	54
5.3.3	Reconstrução dos Eventos	57
5.3.4	Potencial de descoberta e limites para $\sqrt{s} = 13$ TeV	65
6	Conclusões	68
	Bibliografia	70

Lista de Figuras

2.1	Partículas elementares que compõem o MP (Figura extraída de [85] com modificações).	6
2.2	Potencial efetivo $V(\phi)$ para a lagrangeana mostrada em (2.14) com $\mu^2 < 0$ (Figura extraída de [87]).	8
2.3	Interação entre dois elétrons pela troca de um fóton.	12
2.4	Processo no qual um quark <i>blue</i> emite um glúon e se torna <i>red</i> (Figura extraída de [86]).	13
2.5	Troca de sabor de um quark na interação mediada pelo bóson W^+	14
3.1	Diagrama de Feynman em nível árvore para a produção $t\bar{t}$ (Figuras extraídas de [96] e [97]).	22
3.2	Diagrama de Feynman em nível árvore para o processo $pp \rightarrow t\bar{t}$ no Modelo de Torção (Figura extraída de [34] com modificações).	22
3.3	Esquema do decaimento semileptônico do quark top (Figura extraída de [88])	23
4.1	Complexo de aceleradores do CERN (Figura extraída de [89] com modificações)	25
4.2	Representação esquemática do tubo circular do LHC (Figura extraída de [93]).	27
4.3	Esquema do detector ATLAS e de seus subdetectores (Figura extraída de [90])	28
4.4	Sistema de coordenadas do detector ATLAS (Figura extraída de [90] com modificações)	28
4.5	Representação esquemática do Detector Interno (Figura extraída de [90]) .	29
4.6	Sistema de calorimetria do ATLAS (Figura extraída de [90])	30
4.7	Visão geral dos componentes do espectrômetro de múons do ATLAS (Figura extraída de [90])	31
4.8	Representação esquemática do sistema magnético do ATLAS (Figura extraída de [90])	32
4.9	Subdetectores do CMS: Sistema de Traços, ECAL, HCAL, Sistema de Múons. (Figura extraída de [91])	34

4.10	Os eventos no HepMC são armazenados em um estrutura gráfica (direita) semelhante à visualização de uma colisão física (esquerda) (Figura extraída de [92]).	36
4.11	Fluxograma de trabalho do Delphes. Arquivos de eventos provenientes de geradores de Monte Carlo externos são processados em uma primeira fase de leitura. Eventos de pile-up são então sobrepostos aos eventos de espalhamento duro. Partículas de longa duração são propagadas para os calorímetros dentro de um campo magnético uniforme. As partículas que atingem os calorímetros depositam lá sua energia. O algoritmo de fluxo de partículas produz duas coleções de 4-vetores - <i>particle-flow tracks</i> e <i>particle-flow towers</i> . Fótons verdadeiros e elétrons que tiveram seus traços reconstruídos e alcançaram o ECAL são reconstruídos como fótons. Elétrons e múons são selecionados. Hádrons carregados vindos de vértices de pile-up são descartados. O procedimento de subtração de pile-up é aplicado aos jatos e aos parâmetros de isolamento de múons, elétrons e fótons. Nenhuma subtração de pile-up é aplicada à energia transversa faltante. Na fase final, os eventos duplicados são removidos. Os dados de saída são armazenados no formato ROOT (Figura extraída de [71])	40
5.1	Seção de choque de produção do par $t\bar{t}$ para $\eta_f = 0.3$ e diferentes valores de η_t com $\sqrt{s} = 8$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (b) de acordo com o Modelo de Torção	43
5.2	Seção de choque de produção do par $t\bar{t}$ para $\eta_f = 0.5$ e diferentes valores de η_t com $\sqrt{s} = 8$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (b) de acordo com o Modelo de Torção	43
5.3	Razão Γ_{TS}/M_{TS} para alguns valores de η_f e η_t próximo da região de limite	45
5.4	Razão (a) $[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{min}$ e (b) $[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{max}$ para todos os valores atribuídos aos acoplamentos neste trabalho	46
5.5	Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.01$	46
5.6	Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.4$	47
5.7	Limite de exclusão com 95% C.L. para $\eta_f = 0.01$	48
5.8	Limite de exclusão com 95 % C.L. para $\eta_f = 0.4$	48
5.9	Distribuição da massa invariante do par $t\bar{t}$ obtida a partir do CalcHEP com $\eta_f = 0.5$ e $\eta_t = 0.5$ para o sinal com (a) $M_{TS} = 1000$ GeV (b) $M_{TS} = 1500$ GeV (c) $M_{TS} = 2000$ GeV (d) $M_{TS} = 2500$ GeV (e) $M_{TS} = 3000$ GeV e (f) $M_{TS} = 3500$ GeV	50
5.10	Ilustração de um cone para a reconstrução do jato. Partículas são criadas através de decaimentos e radiação após a colisão dando origem a um spray colimado de hádrons.(Figura extraída de [84])	52

5.11	Jatos de hadrons B com vértices de decaimento secundário (Figura extraída de [94]).	54
5.12	Objetos físicos no estado final do decaimento do par $t\bar{t}$ de interesse para este estudo (Figura extraída de [95] com modificações).	54
5.13	p_T do elétron isolado e E_T^{miss} antes da aplicação dos cortes da pré-seleção para os eventos do sinal (TS) e do background (MP).	55
5.14	Variação do número de b-jatos com M_{TS}	56
5.15	Variação do número de jatos com a massa da torção para $\eta_f = 0.5$ e $\eta_t = 0.5$	57
5.16	(a)Eficiência da seleção em função de M_{TS} para η_f e η_t fixos (b) Variação da eficiência em função de η_t para um valor fixo de M_{TS} e η_f	57
5.17	Massa reconstruída do top leptônico	59
5.18	Massa invariante do top hadrônico reconstruída depois da seleção <i>boosted</i>	60
5.19	Massa invariante do top hadrônico obtida a partir da reconstrução <i>resolved</i> - 3 jatos.	60
5.20	Massa invariante do top hadrônico obtida a partir da reconstrução <i>resolved</i> - 4 jatos.	61
5.21	Massa invariante do top hadrônico e leptônico obtidas a partir da reconstrução combinada	61
5.22	Massa invariante do par $t\bar{t}$ reconstruída após as seleções (a) <i>boosted</i> - 2 jatos (b) <i>resolved</i> - 3 jatos (c) <i>resolved</i> - 4 jatos e (d) combinada	62
5.23	Cortes finais aplicados (a) na massa invariante do top hadrônico (b) no p_T do top leptônico e (c) no p_T do jato principal	63
5.24	Massa invariante do par $t\bar{t}$ reconstruída após os cortes finais descritos acima	64
5.25	Massa invariante do par $t\bar{t}$ para alguns valores de M_{TS}	64
5.26	Distribuição normal	65
5.27	Regiões do espaço de parâmetros da torção para uma possível evidência (3σ - <i>a</i> e <i>b</i>) ou descoberta (5σ - <i>c</i> e <i>d</i>) da ressonância com $\sqrt{s} = 13$ TeV para os diferentes cenários de luminosidade integrada usados neste estudo com $\eta_f = 0.3$ e $\eta_f = 0.5$	67

Lista de Tabelas

2.1	Quarks e léptons e seus respectivas símbolos	5
4.1	Alguns modelos disponíveis para o CalcHEP e seus respectivos links no HEPMDB	35
5.1	Razão Γ_{TS}/M_{TS} para valores de η_f e η_t	44
5.2	Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.01$	47
5.3	Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.4$	47
5.4	Limites obtidos na massa da torção com $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\int Ldt = 20.4$ fb^{-1} através do canal $pp \rightarrow e^+e^- + X$	49
5.5	Amostras geradas a partir do CalcHEP	51
5.6	Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 5σ com $\eta_f = 0.3$	66
5.7	Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 3σ com $\eta_f = 0.3$	66
5.8	Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 5σ com $\eta_f = 0.5$	66
5.9	Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 3σ com $\eta_f = 0.5$	66

Capítulo 1

Introdução

A Física de Partículas busca compreender a natureza da matéria nas menores escalas de tempo e espaço acessíveis à observação humana. A visão moderna desta área da física é de que toda a matéria é constituída por estruturas indivisíveis, as partículas elementares ou fundamentais. Essas partículas interagem entre si através das chamadas interações fundamentais: interação eletrofraca (unificação das interações eletromagnética e fraca), interação forte e interação gravitacional. A teoria mais aceita para descrever as interações fundamentais entre as partículas, com exceção da gravidade, é o chamado Modelo Padrão das Interações Fundamentais, ou simplesmente Modelo Padrão (MP).

Baseado nos conceitos da Teoria de Campos de Gauge, o MP foi construído ao longo da segunda metade do século XX. A história do seu desenvolvimento demonstra a ligação entre teoria e experimento, reforçando os princípios fundamentais das ciências físicas. O MP pode ser descrito como uma Teoria Quântica de Campos com simetria local de gauge baseada no grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ referentes às interações forte ($SU(3)_C$) e eletrofraca ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$). Experimentalmente, o MP é uma teoria extremamente bem-sucedida, estando de acordo com as observações. Talvez mais importante do que isso, o MP demonstrou ter poder preditivo, antecipando a existência das interações fracas sem troca de carga e a existência dos bósons vetoriais intermediários W e Z.

Apesar dos sucessos do MP, é sabido que este apresenta algumas incompletudes. A mais óbvia delas é a ausência de uma descrição quântica da gravidade. Além disso, a teoria não prevê a existência de nenhuma partícula que possa ser um candidato a matéria escura, um tipo hipotético de matéria que não interage com a radiação eletromagnética, cuja existência parece ser sugerida por diversos resultados astronômicos e cosmológicos. Ele também não explica a assimetria entre matéria e anti-matéria e o motivo de existirem exatamente três gerações de partículas. Estas e outras questões servem como motivação para o surgimento de novas teorias e extensões do MP.

O *Large Hadron Collider* (LHC), colisor próton-próton localizado no CERN, é o maior acelerador de partículas do mundo em atividade atualmente. A partir de 2015, ele começará a operar com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13$ TeV o que possibilitará

a exploração de uma nova fronteira de energia e proporcionará uma oportunidade única para descobrir uma física que pode ter sido anteriormente inacessível. Desta forma, o LHC poderá ser capaz de confirmar ou descartar a existência de novas ressonâncias previstas por inúmeras extensões do MP. Um tipo de ressonância que pode ser descoberta no LHC é a de um campo extra introduzido por muitos modelos de gravitação quântica estendida: a torção, discutida no capítulo 3 desta dissertação.

Para estudarmos as propriedades deste novo campo, escolhemos o canal de decaimento semileptônico do par $t\bar{t}$ aquele em que um dos W decai em léptons e o outro em quarks do modo $t\bar{t} \rightarrow (jj)(l\nu)b\bar{b}$. Aproximadamente 44% de todos os pares de quarks top decaem em um múon, um elétron ou um tau mais jatos. A escolha deste canal justifica-se pelo fato de possuir um background significativamente menor, tornando-o mais adequado para explorar novas ressonâncias.

O estudo do potencial de descoberta da torção através de simulações rápidas realizadas pelo Snowmass é o tema principal do presente trabalho. Depois de uma breve descrição do Modelo Padrão no capítulo 2, algumas de suas extensões e as principais características do Modelo de Torção são apresentadas no capítulo 3. Em seguida, o capítulo 4 traz uma descrição detalhada do LHC e suas principais colaborações além de apresentar as ferramentas de simulação utilizadas neste estudo. Uma análise completa dos eventos simulados é dada no capítulo 5 e, finalmente, no capítulo 6 algumas conclusões são apresentadas.

Capítulo 2

O Modelo Padrão

O Modelo Padrão da Física de Partículas (MP) [1 - 10] é uma teoria de gauge que incorpora as interações fortes, eletromagnéticas e fracas . Com ele, é possível obter uma descrição única destas interações e de todas as partículas fundamentais que compõem a matéria. Neste capítulo, o MP e outros aspectos teóricos relevantes para este trabalho serão brevemente introduzidos. Devido à extensão do assunto, alguns de seus aspectos poderão não ser tratados aqui.

2.1 Fenomenologia

Ao longo dos anos, pesquisas têm sido realizadas numa busca incessante pelo conhecimento acerca dos constituintes elementares da matéria assim como dos mecanismos das interações fundamentais da natureza. Até bem pouco tempo, prótons, nêutrons e elétrons eram as únicas partículas conhecidas. Mas, dados obtidos através de experimentos realizados nos modernos aceleradores de partículas apresentaram informações a respeito da natureza que até então eram desconhecidas. No século passado um grande número de estados excitados e de estados ligados foi descoberto. Modelos teóricos e fenomenológicos, concomitantemente às descobertas, foram propostos. Ainda assim, questiona-se o que é elementar. Em face da capacidade tecnológica atual, os resultados experimentais concluem que os quarks e os léptons, constituindo o que denominamos férmions elementares juntamente com os bósons de calibre, são as partículas elementares.

O Modelo Padrão da Física de Partículas (MP) é uma teoria que foi elaborada para descrever as propriedades e as interações das partículas fundamentais conhecidas na natureza. Desenvolvida nos anos 70, é uma teoria quântica de campos que reúne as teorias que descrevem as interações de partículas eletricamente carregadas mediadas por fótons (Eletrodinâmica Quântica), as interações fortes mediadas por glúons (Cromodinâmica Quântica) e as interações fracas mediadas por bósons W^\pm e Z^0 (Teoria Eletrofraca). Para demonstrar sua importância, quase todos os testes experimentais das três forças descritas pelo MP concordaram com as suas previsões.

O MP evoluiu de uma descrição do eletromagnetismo pela teoria quântica de campos , a eletrodinâmica quântica (QED), para uma teoria mais ampla que engloba a força fraca e a força forte. Ele é baseado no grupo de simetria de gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, onde o subíndice C é utilizado para indicar que $SU(3)$ é o grupo de cor da cromodinâmica quântica (QCD), enquanto o subíndice L explicita a natureza quiral do grupo $SU(2)$ (a Teoria Eletrofraca trata quiralidades esquerda - *left-handed* - e direita - *right-handed* - diferentemente) e o subíndice Y refere-se ao grupo de hipercarga $U(1)$. As teorias de gauge (ou de calibre), originalmente introduzidas por Yang e Mills, são teorias nas quais a interação entre os campos é introduzida a partir da aplicação do princípio de gauge. Este princípio diz que as equações da física devem ser invariantes localmente sob o grupo de simetria associado à interação. A lagrangeana que descreve as interações usualmente é invariante sob um determinado grupo de transformações, gerando correntes e cargas conservadas. Quando esta transformação é aplicada a todo o espaço-tempo, a simetria é dita global. Quando a invariância ocorre mesmo quando as transformações são localizadas no espaço-tempo, a simetria é dita local. Para mais detalhes a respeito das teorias de gauge ver [2, 11, 12].

Conforme mencionado anteriormente, os férmions elementares se dividem em dois grupos: quarks e léptons. Estas partículas são os constituintes de toda matéria existente na natureza e possuem spin semi-inteiro. Há doze tipos diferentes de férmions elementares. De acordo com o MP, os léptons e quarks conhecidos estão dispostos em famílias, com suas componentes de mão esquerda (L) e de mão direita (R) representados da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (e)_R(u)_R(d)_R \quad (2.1)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad (\mu)_R(c)_R(s)_R \quad (2.2)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (\tau)_R(t)_R(b)_R \quad (2.3)$$

Os férmions esquerdos são dubletos enquanto os férmions direitos são singletos.

Os quarks *up*, *charm* e *top* têm carga elétrica de $+2/3|e|$ e os quarks *down*, *strange* e *bottom* têm uma carga elétrica de $-1/3|e|$. Além da carga e do spin, cada quark possui ainda uma das três cargas de cor: *vermelho ou red* (r), *verde ou green* (g) e *azul ou blue* (b), enquanto seus respectivos antiquarks carregam anticor \bar{r} , \bar{g} e \bar{b} . Os quarks são partículas que podem participar de todas as interações existentes na natureza.

Enquanto os léptons existem como partículas livres, os quarks só são encontrados na natureza como estados ligados aos pares e às trincas. Os grupos de quarks assim

formados são chamados *hádrons*. Os hádrons são classificados em dois tipos: bárions que são constituídos de três quarks e os mésons que são compostos por um par quark-antiquark. A este fato experimental de os quarks individuais não serem vistos, dá-se o nome de confinamento, embora a QCD ainda não tenha uma demonstração conclusiva para este fenômeno. Um fato interessante, é que embora os quarks possuam carga de cor, hádrons são sempre incolores. Nos bárions, como os prótons ou nêutrons, que consistem de um quark vermelho, um azul e um verde, a combinação é branco, ou seja, sem cor. Da mesma forma, um méson consistindo de um quark de uma cor particular e um antiquark com anticor correspondente, também é sem cor.

Os nomes e símbolos dessas partículas são dados na Tabela 2.1. Para cada uma delas, existe uma antipartícula com carga elétrica oposta, mas com massa e tempo de vida iguais.

Família	Símbolo	Nome	Símbolo	Nome
I	u	up	e	elétron
	d	down	ν_e	e-neutrino
II	c	charm	μ	múon
	s	strange	ν_μ	$\mu - neutrino$
III	t	top	τ	tau
	b	bottom	ν_τ	$\tau - neutrino$

Tabela 2.1: Quarks e léptons e seus respectivas símbolos

O MP explica as forças como resultado da troca de bosóns de calibre entre férmions. Das quatro interações fundamentais existentes na natureza, o MP consegue descrever três sendo capaz de unificar as interações eletromagnética e fraca, mas não conseguindo fazer o mesmo entre a interação forte e as demais. Além disso, não conseguiu, até o momento, descrever a interação gravitacional. Observa-se o seguinte em relação aos bósons de calibre:

- associados ao grupo de simetria $SU(3)_C$ existem oito campos geradores $G_\mu^a (a = 1, \dots, 8)$ cujos estados físicos são denominados glúons. Os glúons não possuem massa, carregam carga de cor e são responsáveis pela interação forte. Deste modo, qualquer partícula que se acople com os glúons é caracterizada como sendo fortemente interagente.
- associados ao grupo de simetria de isospin $SU(2)_L$ aparecem três campos geradores $W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$ e ao grupo de simetria de hipercarga $U(1)_Y$ um campo gerador B_μ (o índice Y é utilizado para diferenciar o grupo relacionado à hipercarga fraca do grupo eletromagnético, $U(1)_{EM}$, associado à carga elétrica Q). Esses quatro campos vetoriais associados ao grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ geram, após o mecanismo de quebra dessa simetria, os bósons de gauge massivos que mediam as interações eletrofracas e o fóton, não massivo, descrito pela QED.

- responsáveis por gerar a massa das partículas elementares, os bósons de Higgs induzem a quebra espontânea de simetria dos grupos de calibre [1, 3, 18]. Em particular, esses bósons explicam a diferença entre o fóton, sem massa e, os bósons W e Z muito massivos.

A Figura 2.1 a seguir apresenta as partículas elementares do MP.

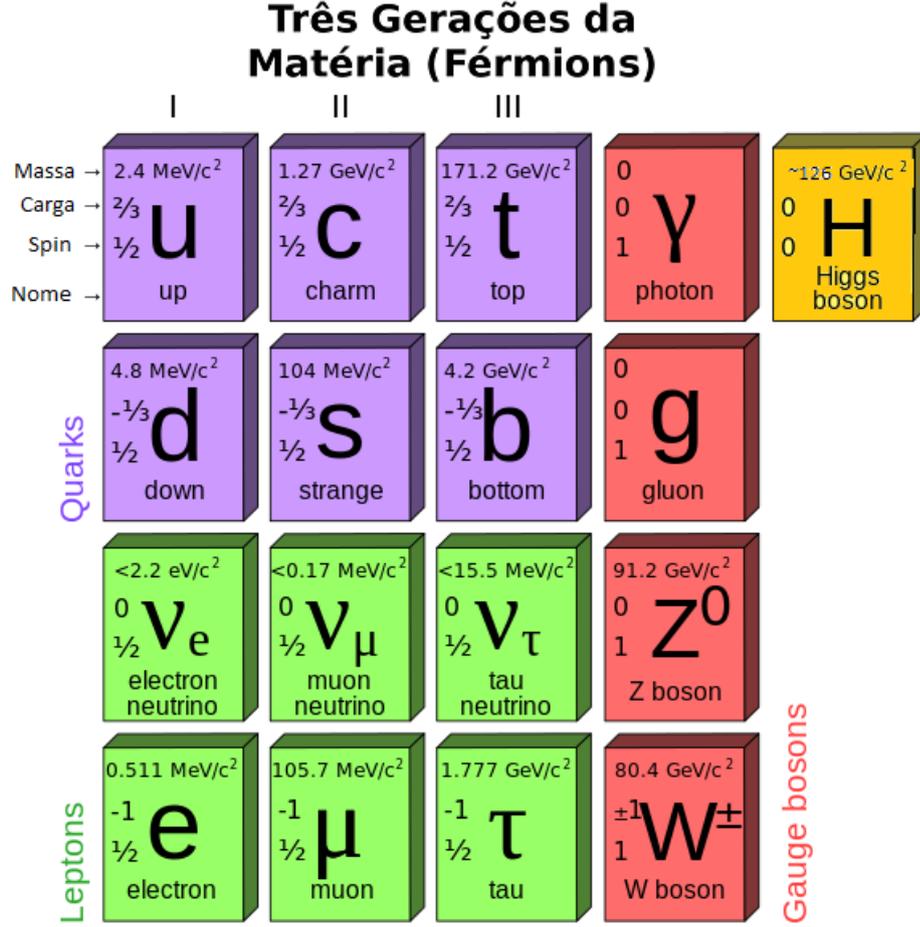


Figura 2.1: Partículas elementares que compõem o MP (Figura extraída de [85] com modificações).

A lagrangeana do MP é composta por diferentes setores, como pode ser visto na Equação 2.4 abaixo

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (2.4)$$

O setor de gauge (\mathcal{L}_{gauge}) é o que descreve as partículas responsáveis pelas interações. Ele é composto por doze campos vetoriais e é responsável pelo acoplamento dos bósons carregados W^\pm , (através das correntes carregadas); do bóson neutro Z^0 , (através das correntes neutras); do fóton, γ , (através da interação pela QED) com os léptons ν_l e l (onde $l = e, \mu$ e τ). É responsável, também, pelo acoplamento dos oito glúons $g_i (i = 1, 2, \dots, 8)$,

com os quarks através da força forte. O setor fermiônico ($\mathcal{L}_{fermions}$) descreve as partículas de matéria. Os setores fermiônico e o de gauge não possuem termos de massa. Para os bósons, estes termos são obtidos acrescentando-se campos escalares à lagrangiana — setor de Higgs, \mathcal{L}_{Higgs} . Para os férmions, os termos de massa são obtidos a partir do setor de Yukawa (\mathcal{L}_{Yukawa}) que permite o acoplamento do bóson de Higgs aos férmions (acoplamentos de Yukawa).

A componente associada ao setor de gauge \mathcal{L}_{gauge} na lagrangeana 2.4 é dada por:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}F_i^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}, \quad (2.5)$$

onde

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_2 \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.6)$$

e

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.7)$$

com os bósons de gauge W_μ^i , $i = 1, 2, 3$ e B_μ dos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ respectivamente. A constante g_2 que aparece em 2.6 é a constante de acoplamento do grupo $SU(2)$ e ε^{ijk} é o tensor antisimétrico de Levi-Civita. Os índices das matrizes de Pauli são representados por i, j, k enquanto μ e ν são índices de Lorentz.

O setor fermiônico de 2.4 é regido pela seguinte lagrangeana,

$$\mathcal{L}_{fermions} = \sum_{\psi_L} \bar{\psi}_L i \not{D} \psi_L + \sum_{\psi_R} \bar{\psi}_R i \not{D} \psi_R, \quad (2.8)$$

onde os spinores ψ_L representam os férmions de mão-esquerda e ψ_R os férmions de mão-direita. As derivadas covariantes têm a seguinte forma

$$D_\mu \psi_R = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 Y B_\mu \right) \psi_R, \quad (2.9)$$

$$D_\mu \psi_L = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 Y B_\mu + \frac{i}{2} g_2 \tau W_\mu \right) \psi_L, \quad (2.10)$$

onde τ representa as matrizes de Pauli e g_1 é a constante de acoplamento do grupo $SU(1)$.

A lagrangeana do setor eletrofraco é dada por

$$\mathcal{L}_{eletrofraco} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermions}. \quad (2.11)$$

que pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{eletrofraco} = -\frac{1}{4}F_i^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + \sum_{\psi_L} \bar{\psi}_L i \not{D} \psi_L + \sum_{\psi_R} \bar{\psi}_R i \not{D} \psi_R \quad (2.12)$$

Porém, esta lagrangeana não apresenta termos de massa. Mas sabe-se que a interação fraca é mediada por três bósons vetoriais massivos e a interação eletromagnética é mediada pelo fóton que não possui massa. Para introduzir os respectivos termos de massa sem quebrar explicitamente a invariância de gauge da teoria usa-se a quebra espontânea de simetria local. Este comportamento de quebra de simetria pode ser explicado no MP pelo mecanismo de Higgs.

O mecanismo de Higgs deve ser formulado de tal forma a gerar massa para os bósons W^\pm e Z^0 e manter nula a massa do fóton. Para isto, introduzem-se quatro novos campos escalares complexos ϕ_i agrupados em dubletos do grupo $SU(2)$

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

onde os índices $^+$ e 0 são as cargas das respectivas componentes do dubleto. A lagrangeana que representa estes dubletos é dada por

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi), \quad (2.14)$$

com a derivada covariante dada por

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 Y B_\mu + \frac{i}{2} g_2 \tau W_\mu \right) \phi \quad (2.15)$$

e onde

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (\lambda > 0) \quad (2.16)$$

é chamado de potencial de Higgs.

O estado de potencial mínimo, também chamado de estado de vácuo, é particularmente interessante se $\mu^2 < 0$. Neste caso, o potencial não possui um único mínimo, mas um estado de vácuo degenerado conforme pode ser visto na Figura 2.2.

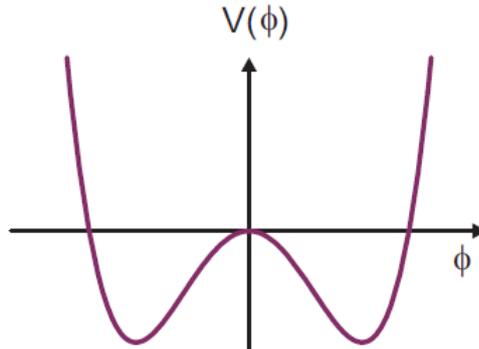


Figura 2.2: Potencial efetivo $V(\phi)$ para a lagrangeana mostrada em (2.14) com $\mu^2 < 0$ (Figura extraída de [87]).

Este estado é dado por

$$|\phi^+|^2 + |\phi^0|^2 = \nu^2 = \frac{-\mu^2}{2} \quad (2.17)$$

A ideia da quebra espontânea de simetria é fazer a escolha de um dos valores de mínimo do potencial $V(\phi)$. Uma escolha possível seria tal que apenas o campo neutro (ϕ^0) adquirisse um valor esperado no vácuo (VEV). Assim

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix}, \quad \nu \equiv \sqrt{\frac{-\mu^2}{2}}. \quad (2.18)$$

Quanticamente, o valor esperado do vácuo corresponde ao estado fundamental mais uma translação por um campo $h(x)$ que representa flutuações quânticas em torno do estado fundamental. Assim:

$$\langle \phi \rangle_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

e portanto ao campo de Higgs $h(x)$ é permitido interagir com os bósons vetoriais e com os férmions, gerando suas respectivas massas.

A massa do bóson de Higgs é dada por

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \quad (2.20)$$

e esta era a última partícula que faltava no MP. Contudo, sua existência foi confirmada em 2013 por experiências realizadas no *Large Hadron Collider- LHC* com uma massa medida experimentalmente de $M_H = 125.9 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2$ [20] o que deixou o MP ainda mais forte.

A partir da lagrangeana escalar (2.14), é possível definir os bósons carregados

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.21)$$

com massas dadas por

$$M_W = \frac{g_2 \nu}{2}, \quad (2.22)$$

e os seguintes bósons de gauge neutros Z_μ

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad (2.23)$$

com massa dada por

$$M_Z = \frac{1}{2} \nu \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (2.24)$$

e o fóton A_μ

$$A_\mu = \frac{g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (2.25)$$

com massa $M_A = 0$.

A mistura dos estados W_μ^3 e B_μ que dá origem a Z_μ e A_μ pode ser expressa em função do ângulo de mistura fraca ou ângulo de Weinberg (θ_W) que verifica a relação

$$tg\theta_W = \frac{g_1}{g_2} \quad (2.26)$$

de forma que 2.23 e 2.25 podem ser reescritas como

$$Z_\mu = -sen\theta_W B_\mu + cos\theta_W W_\mu^3 \quad (2.27)$$

e

$$A_\mu = cos\theta_W B_\mu + sen\theta_W W_\mu^3 \quad (2.28)$$

Para finalizar, temos os acoplamentos dos férmions com os campos escalares definidos como acoplamentos de Yukawa dados por:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_L [\bar{\psi}_R (\phi^\dagger \psi_L) + (\bar{\psi}_L \phi) \psi_R + h.c.], \quad (2.29)$$

em que G_L é o acoplamento de Yukawa para um determinado férmion independente dos acoplamentos g_1 e g_2 . Assim, a massa (M_f) de cada um dos férmions é dada por

$$M_f = \frac{G_L \nu}{\sqrt{2}} \quad (2.30)$$

2.2 Interações Fundamentais

Os férmions, quarks e léptons, interagem através da troca de bósons mediadores. O bóson carrega momento de um férmion para o outro. A taxa na qual o momento é trocado fornece a força entre as partículas que interagem. Existem quatro tipos conhecidos de interações: forte, eletromagnética, fraca e gravitacional; cada uma com seu bóson de troca característico. As seções a seguir trarão uma breve apresentação de cada uma destas quatro interações.

2.2.1 A Interação Eletromagnética - (QED)

A Eletrodinâmica Quântica (em inglês *Quantum Electrodynamics -QED*) é considerada uma das principais e mais completas teorias da física. Descreve todos os fenômenos envolvendo partículas eletricamente carregadas interagindo por meio da força eletromagnética. Esta força pode ser atrativa ou repulsiva e tem alcance infinito. Além disso, é a

interação dominante em escalas maiores que a subatômica, onde prevalece a força forte, e menores que as astronômicas, onde governa a força gravitacional.

Considerando um férmion de spin $\frac{1}{2}$ carregado positivamente e representado por um campo ψ , a lagrangeana clássica que descreve suas propriedades eletromagnéticas é dada por [6]

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F^2 + \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi, \quad (2.31)$$

onde a derivada covariante pode ser escrita como

$$D_\mu\psi \equiv (\partial_\mu + ieA_\mu)\psi \quad (2.32)$$

m e e são respectivamente a massa e a carga elétrica de ψ , A_μ é o tensor do campo eletromagnético. O termo F^2 é dado por

$$F^2 \equiv F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.33)$$

em que o tensor do campo de força $F^{\mu\nu}$ pode ser escrito como

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (2.34)$$

A lagrangeana 2.31 é invariante sob uma transformação de gauge local $U(1)$

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi(x) \quad (2.35)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.36)$$

Assim, a lagrangeana final da QED é

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - e\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \quad (2.37)$$

O campo de gauge A_μ é o campo do fóton, bóson neutro, de massa zero e mediador das interações eletromagnéticas. A Figura 2.3 a seguir mostra dois elétrons aproximando-se com momento p e q . O elétron com momento p emite um fóton no vértice da esquerda e o outro elétron com momento q o absorve no vértice da direita. Ambos os elétrons tem a direção dos seus momentos modificada para p' e q' respectivamente como resultado da interação. O eixo temporal é vertical orientado para cima. A explicação clássica para este fenômeno seria que os elétrons estariam exercendo uma força repulsiva um sobre o outro: a repulsão de Coulomb. Porém, de acordo com a QED, o que ocorre de fato é uma interação entre as partículas, conhecido como espalhamento Möller, mediada por um campo, isto é, o fóton.

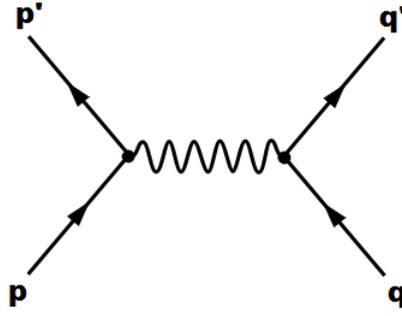


Figura 2.3: Interação entre dois elétrons pela troca de um fóton.

2.2.2 A Cromodinâmica Quântica - (QCD)

A Cromodinâmica Quântica (em inglês *Quantum Chromodynamics - QCD*) é uma teoria de gauge que descreve as interações fortes entre os quarks, partículas de spin 1/2 e os glúons, partículas de spin 1. Os quarks, como já foi dito anteriormente, carregam uma das três cargas de cor (r , g e b) levando ao surgimento de tripletos de cor do grupo $SU(3)$ como pode ser visto a seguir onde q designa os seis sabores de quarks. Já os glúons carregam uma cor e uma anticor diferente ($r\bar{b}$).

$$q = \begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

A interação entre quarks e glúons é dada pela lagrangeana invariante de gauge

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_i \left(i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij} \right) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.39)$$

onde

$$(D_\mu)_{ij} = \left(\delta_{ij} \partial_\mu + ig \sum_a^8 \frac{\lambda_{ij}^a}{2} G_\mu^a \right). \quad (2.40)$$

Sendo

$$\frac{\lambda_{ij}^a}{2} = T_{ij}^a \quad (2.41)$$

pode-se, finalmente, escrever \mathcal{L}_{QCD} como:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_i - g G_\mu^a \bar{\psi}_i \gamma^\mu T_{ij}^a \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.42)$$

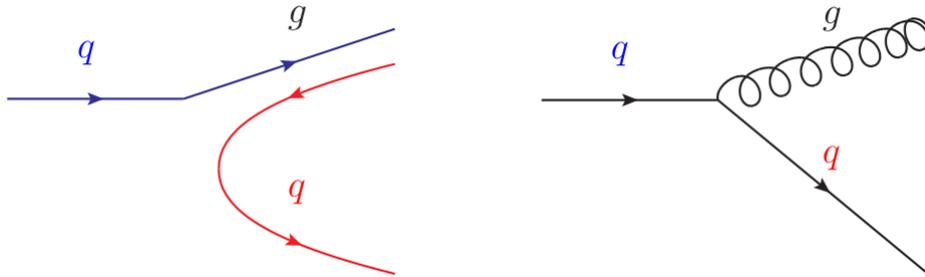
onde ψ_i representa o campo de quarks, T^a , $a = 1, \dots, 8$ estão associados às matrizes de Gell-Mann (matrizes 3×3) e são os geradores de cor do grupo $SU(3)$ e os índices dos elementos das matrizes estão representados por $i, j = 1, 2, 3$. As matrizes de Dirac e a constante de acoplamento forte são dados por γ^μ e g respectivamente. Analogamente ao

tensor do campo da força, $F_{\mu\nu}$, tem-se o tensor do campo de glúons, G_{ν}^{μ} que é dado por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu}G_{\nu}^a - \partial_{\nu}G_{\mu}^a - gf^{abc}G_{\mu}^bG_{\nu}^c \quad (2.43)$$

onde f^{abc} é a constante de estrutura do grupo $SU(3)$.

Como pode-se observar, a dinâmica entre quarks e glúons é formulada similarmente à dinâmica entre os elétrons e o fóton na QED. No entanto, há uma diferença fundamental entre a QED e a QCD. Enquanto o fóton, mediador da interação eletromagnética, é eletricamente neutro, os glúons mediadores da interação forte, são eles próprios portadores de carga de cor. Os glúons podem, portanto, acoplar-se uns aos outros, o que não acontece com os fótons. Este fato impede que quarks e glúons sejam observados livremente na natureza, mas somente em estados ligados neutros, os hádrons. Uma outra consequência importante da carga de cor dos glúons é que a emissão de uma dessas partículas por um quark pode mudá-lo de cor. A Figura 2.4 mostra este processo. Nele a cor do quark troca no vértice, e a diferença é carregada pelo glúon.



(a) Diagrama de mudança de cor de um quark

(b) Diagrama de Feynman deste processo

Figura 2.4: Processo no qual um quark *blue* emite um glúon e se torna *red* (Figura extraída de [86]).

O potencial entre dois quarks pode ser descrito como [5]

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + kr, \quad (2.44)$$

onde α_s é o acoplamento da interação forte usualmente escrito da seguinte forma

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}, \quad (2.45)$$

$\frac{4}{3}$ é o fator de cor, r é a distância entre os dois quarks interagentes e k é uma constante, cujo valor determinado experimentalmente é em torno de 1 GeV /fm.

Para grandes distâncias, o primeiro termo da equação 2.44 é desprezível e portanto, o potencial apresenta uma dependência linear com a distância de separação dos dois quarks. Isso mostra que o potencial pode crescer linearmente com o aumento da distância

e é exatamente esta característica que impede a observação de cargas de cor livres e, portanto, a observação de quarks livres na natureza. Esta propriedade é conhecida como confinamento [14].

Outro aspecto importante na QCD diz respeito à liberdade assintótica [15, 16, 18]. Esse fenômeno se manifesta em pequenas distâncias, ou seja, em escalas de distância que assintoticamente convergem a zero. Nesse limite o potencial entre as partículas torna-se nulo e elas se comportam como se estivessem localmente livres.

2.2.3 A Interação Fraca

Certos fenômenos que ocorrem no interior do núcleo atômico, tais como a radioatividade e o decaimento de partículas nucleares, não poderiam ser explicados sem que fosse postulada a existência de uma outra força com características bastante diferentes da força nuclear forte. Esta força é chamada de força nuclear fraca ou simplesmente força fraca. Seu alcance é cerca de 10^{-18} m ou 10^{-3} fm, consideravelmente menor que o da força forte.

A força fraca é sentida por quarks e léptons. Para interações fracas que envolvam partículas carregadas, os mediadores são os bósons vetoriais W^+ e W^- . Por serem mediadas por partículas carregadas, estas interações também são conhecidas como correntes carregadas. No caso de interações fracas que envolvam partículas neutras, o mediador da interação é o bóson neutro Z^0 . Por este motivo, estas interações são chamadas de correntes neutras. Um aspecto muito importante da força fraca é que as interações mediadas pelos bósons W^\pm envolvem uma mudança na carga do lépton ou quark permitindo que este último mude o seu sabor enquanto o primeiro continua na mesma geração. A Figura 2.5 a seguir apresenta uma interação mediada por um bóson W^+ na qual um quark muda de sabor.

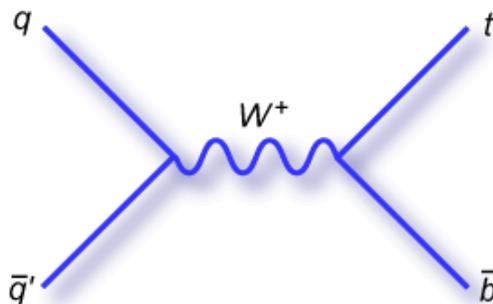


Figura 2.5: Troca de sabor de um quark na interação mediada pelo bóson W^+

As interações fracas também são responsáveis pelo decaimento beta radioativo de núcleos que é o processo pelo qual um núcleo instável pode transformar-se em outro mediante a emissão de uma partícula beta (β) que pode ser um elétron ou um pósitron. A Equação 2.46 abaixo apresenta o decaimento de um nêutron em um próton, um elétron

e um antineutrino do elétron.

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.46)$$

O bóson Z^0 tem uma massa de $91.1876 \pm 0.002191 \text{ GeV}/c^2$ [20], sendo uma das partículas elementares mais pesadas já descobertas, cerca de 100 vezes a massa do próton. Em seguida vêm os bósons W^\pm , com massa de $80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}/c^2$ [20].

O modelo de Glashow-Weinberg-Salam [17] unifica as interações fraca e eletromagnética em uma teoria chamada Teoria Eletrofraca através do grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A hipercarga, Y , está relacionada com o operador de carga elétrica, Q , e com a terceira componente do isospin, I_3 , da seguinte maneira:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.47)$$

A lagrangeana 2.12, vista na seção 2.1, descreve as interações eletrofracas que são apresentadas como manifestações diferentes de uma única força, a força eletrofraca. Naquela lagrangeana, como também já foi discutido, os termos de massa surgem através da quebra espontânea de simetria.

2.2.4 A Interação Gravitacional

É a única interação que não é descrita pelo MP. Sua origem é a massa das partículas e portanto ocorre entre todas as formas de matéria ou radiação. Nas extensões do MP, o mediador desta força seria o graviton, uma partícula de massa zero e spin 2, mas ele ainda não foi observado experimentalmente.

2.3 Questões em aberto no Modelo Padrão

Apesar do sucesso do MP como uma teoria que descreve os resultados experimentais em Física de Altas Energias, sabe-se que ele não é ainda uma teoria completa, pois não consegue explicar algumas questões fundamentais. Estas questões podem estar diretamente relacionadas à sua estrutura ou simplesmente não serem abordadas pelo MP. Entre elas podemos citar as seguintes:

- **Matéria Escura:** A Matéria Escura é algo cuja natureza os astrônomos ainda não conhecem ao certo além de ser de difícil detecção. É matéria, porque consegue-se medir sua existência por meio da força gravitacional que ela exerce. É escura, porque não emite nem absorve nenhuma luz. Essa segunda propriedade é justamente o que dificulta seu estudo. Todas as observações de corpos no espaço são feitas a partir da luz ou de outro tipo de radiação eletromagnética emitida ou refletida pelos astros. Como a matéria escura não apresenta nenhuma dessas propriedades, é "invisível". Ainda assim, pode-se inferir sua existência. Hoje em dia, calcula-se

que ela corresponda a mais ou menos 23 % do Universo enquanto a matéria normal, representa apenas 4 % de tudo que existe. A matéria escura não interage com a matéria usual pelas interações do MP. Além disso, o MP não tem nenhum candidato direto para a matéria escura.

- **Assimetria Matéria/Antimatéria:** Embora a natureza como a conhecemos não pareça distinguir entre partículas e antipartículas a nível elementar, há uma grande assimetria entre estas duas quando consideramos o mundo que nos rodeia. Evidentemente não achamos o menor traço de antimatéria, de fato ela só foi identificada em experimentos sofisticados de alta energia. Qual é a razão pela qual a matéria constitui o Universo observado enquanto a antimatéria existente no Universo primordial sumiu por completo?
- **Oscilação de Neutrinos:** oscilação de neutrinos é um fenômeno no qual um neutrino com um sabor leptônico específico (elétron, múon ou tau) pode ser medido posteriormente com um sabor diferente. Nenhum outro processo indica que haja violação de sabor no setor leptônico, mas a oscilação dos neutrinos é um sinal bem claro e indica que os neutrinos possuem massa.
- **Por que um Universo de Quatro Dimensões?** - Toda a evidência experimental atualmente existente é a favor da existência de um Universo com 4 dimensões (três espaciais e uma temporal). No entanto não há uma compreensão da razão profunda para este número de dimensões do Universo.

Devido a estas e outras questões, o MP não é considerado uma teoria final a respeito das interações entre as partículas elementares. Além disso conhecemos pelo menos mais uma interação fundamental não tratada por ele: a gravidade. O estabelecimento de uma teoria unificada que descreva todas as quatro interações fundamentais não é uma tarefa fácil. Em todos os processos de interesse do MP a gravidade pode ser desprezada, porém uma teoria que busca descrever todas as forças conhecidas deve levá-la em consideração. Estas lacunas do MP tornam bastante adequado o estudo de modelos alternativos, que têm em comum a introdução de novas partículas com massas maiores do que as massas das partículas já estabelecidas. No próximo capítulo serão apresentadas algumas extensões do MP que têm como objetivo preencher algumas de suas lacunas.

Capítulo 3

A Física além do Modelo Padrão

Como visto no capítulo anterior, o MP foi confirmado pela maioria dos testes experimentais até o momento. No entanto, a existência de algumas questões ainda não esclarecidas faz com que surja o questionamento se ele é de fato um modelo final das interações fundamentais. A tentativa de obter respostas para esta indagação tem levado ao surgimento de modelos que estendam o MP. Além disso, a unificação bem sucedida das interações eletromagnéticas e fracas na teoria eletrofraca [17] levou a uma série de esforços para incluir a interação forte em uma chamada teoria da grande unificação do inglês *Grand Unification Theory - GUT* [26]. Estes novos modelos surgiriam a partir da introdução de novas partículas mais massivas que as já existentes. A próxima seção traz uma breve apresentação de algumas extensões do MP dando ênfase ao Modelo de Torção (TS).

3.1 Algumas extensões do MP

Como dito anteriormente, as GUTs apresentam novos modelos com o objetivo de se chegar a uma teoria unificada. Atualmente, existe um grande número de novos modelos que fazem parte das GUTs, como por exemplo o Modelo Supersimétrico (comumente abreviado por SUSY) [33]. Este modelo propõe para cada partícula elementar do MP uma superparceira que seria idêntica à partícula em todos os sentidos com exceção do spin. Os léptons e quarks, partículas fundamentais de spin $1/2$, teriam superparceiros de spin 0 . Os bósons de spin 1 têm, no modelo supersimétrico, superparceiros de spin $1/2$. As teorias supersimétricas apresentam possíveis soluções para algumas questões não explicadas pelo MP, como por exemplo, ela permite uma unificação, em altas energias, das interações fracas, fortes e o eletromagnetismo. Além disso, ela fornece um candidato para matéria escura. Uma das propostas supersimétricas mais estudadas para física além do Modelo Padrão é o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (ou MSSM) [33] que é definido como a extensão supersimétrica mínima do MP, ou seja, a extensão com o menor número de novos campos e novas interações. Contudo, até o momento, só existem evidências

indiretas para a existência de supersimetria uma vez que os parceiros supersimétricos das partículas do MP ainda não foram experimentalmente observados.

Em muitas extensões do MP, como a simetria extra de gauge $U(1)'$ [22], os modelos left-right [21] e a teoria de cordas [23, 24], entre outras, é introduzido um novo bóson de gauge neutro Z' [25]. Em alguns destes modelos, como por exemplo o *Sequential Standard Model - SSM* [22], este novo bóson teria os mesmos acoplamentos que o bóson neutro do MP, Z^0 , mas com uma massa muito maior. O teste fundamental para estes modelos é a busca por sinais da produção do Z' e o estudo de suas propriedades.

Estudos fenomenológicos sobre sinais do bóson Z' podem ser encontrados em [25, 27, 28]. As colaborações ATLAS e CMS do *Large Hadron Collider-(LHC)*, que vêm operando com uma elevada energia de centro de massa e com uma grande luminosidade, atualizaram os limites de massa do Z' obtidos pelo Tevatron [29, 30]. As buscas realizadas no ATLAS por uma ressonância massiva decaindo em um par de quarks top em canais hadrônicos, excluem um bóson Z' leptofóbico (que não se acopla a léptons) com uma massa menor que 1.32 TeV [31]. O CMS exclui um Z' leptofóbico com massa $m_{Z'} < 1.3$ TeV nas buscas por uma ressonância pesada decaindo em um par $t\bar{t}$ com subsequente decaimento leptônico [32]. Devido à alta luminosidade e energia das colisões que vêm sendo utilizadas no LHC, novos limites para estes valores devem surgir num futuro próximo.

3.1.1 O Modelo de Torção

A partir de 2015, o LHC começará a operar com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13$ TeV, o que permitirá uma análise muito mais precisa, devido ao maior número de eventos, podendo surgir novos resultados. Nesta sua nova fase de operação, o LHC poderá ser capaz de confirmar ou descartar a existência de novas ressonâncias previstas por inúmeras extensões do MP. Um tipo de ressonância que pode ser descoberta no LHC é a de um campo extra introduzido por muitos modelos de gravitação quântica estendida: a torção [34, 35, 36]. Este novo estado pesado pode ser tratado como um campo de propagação fundamental, seja de natureza vetorial, ou pseudo-vetorial, caracterizado por sua massa e acoplamentos aos férmions do MP.

Diversas teorias alternativas da gravidade quântica introduzem o campo de torção, cuja fonte seria o spin das partículas elementares. De um ponto de vista fenomenológico, a torção pode ser tratada como um campo fundamental caracterizado por sua massa e seus acoplamentos com os férmions do MP. Tais variáveis constituem o seu espaço de parâmetros. Esse novo campo pode ser considerado uma ressonância análoga aos novos bósons de gauge Z' , previstos por inúmeras extensões do MP. Dentro deste contexto, o Modelo de Torção (TS) é um dos modelos que trata de uma das lacunas do MP e, uma das poucas extensões propostas que incluem a gravitação quântica no MP.

A torção $T^\alpha{}_{\cdot\beta\gamma}$ pode ser definida em termos da conexão antissimétrica $\tilde{\Gamma}_{\beta\gamma}^\alpha$ como:

$$T^\alpha{}_{\cdot\beta\gamma} = \tilde{\Gamma}_{\beta\gamma}^\alpha - \tilde{\Gamma}_{\gamma\beta}^\alpha \neq 0, \quad (3.1)$$

e o campo de torção pode ser considerado como sendo composto por três componentes irreduzíveis:

- i) o vetor traço $T^\beta = T^\alpha{}_{\cdot\beta\alpha}$,
- ii) o vetor axial $S^\nu = \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} T_{\alpha\beta\mu}$,
- iii) e o tensor $q_{\cdot\beta\mu}^\alpha$ que satisfaz duas condições $q_{\cdot\beta\mu}^\alpha = 0$ e $\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} q_{\alpha\beta\mu} = 0$. Assim, o campo de torção pode ser expresso através destes componentes irreduzíveis:

$$T_{\alpha\beta\mu} = \frac{1}{3}(T_\beta g_{\alpha\mu} - T_\mu g_{\alpha\beta}) - \frac{1}{6}\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} S^\nu + q_{\alpha\beta\mu} \quad (3.2)$$

A forma mais simples de generalizar a ação de um férmion afim de incluir o campo de torção é partir da ação usual desse férmion e substituir as derivadas parciais ∂_μ pelas derivadas covariantes ∇_μ , a métrica plana $\eta_{\mu\nu}$ pela métrica $g_{\mu\nu}$ e o elemento de volume d^4x por $d^4x\sqrt{-g}$, onde g é o determinante do tensor métrico.

Assim, a ação geral não mínima que caracteriza as interações torção-férmions pode ser escrita como:

$$S_f = \int d^4x\sqrt{-g}\{i\bar{\psi}\gamma^\mu(\nabla_\mu - i\eta_1\gamma^5 S_\mu + i\eta_2 T_\mu)\psi - m\bar{\psi}\psi\} \quad (3.3)$$

onde η_1 e η_2 são as constantes de acoplamento não mínimas das componentes axial e vetorial respectivamente, m é a massa do férmion e ∇_μ é derivada covariante de Riemann (sem a torção). A derivada covariante ∇_μ de um spinor ψ tem a seguinte forma:

$$\nabla_\mu\psi = \partial_\mu\psi + \frac{1}{2}\tilde{\omega}_\mu^{ab}\sigma_{ab}\psi \quad (3.4)$$

$$\nabla_\mu\bar{\psi} = \partial_\mu\bar{\psi} - \frac{1}{2}\tilde{\omega}_\mu^{ab}\bar{\psi}\sigma_{ab} \quad (3.5)$$

Na equação 3.5, σ_{ab} é definida em termos das matrizes de Dirac usuais,

$$\sigma_{ab} = \frac{i}{2}(\gamma_a\gamma_b - \gamma_b\gamma_a), \quad (3.6)$$

$\tilde{\omega}_\mu^{ab}$ são os componentes da conexão de spinor dadas por

$$\tilde{\omega}_\mu^{ab} = \frac{1}{4}(e_\nu^b\partial_\mu e^{\nu a} - e_\nu^a\partial_\mu e^{\nu b}) + \tilde{\Gamma}_{\nu\mu}^\alpha(e^{\nu a}e_\alpha^b - e^{\nu b}e_\alpha^a) \quad (3.7)$$

e

$$e_a^\mu e_{\mu b} = \eta_{ab}, \quad e_a^\mu e^{\nu a} = g^{\mu\nu}, \quad e_\mu^a e_{\nu a} = g_{\mu\nu}, \quad e_\mu^a e_{\mu b} = \eta_{ab}. \quad (3.8)$$

Para a ação mínima as interações podem ser escritas da seguinte forma:

$$S_{min,f} = \frac{i}{2} \int d^4x \sqrt{g} \{ \bar{\psi} \gamma^\mu \tilde{\nabla}_\mu - \tilde{\nabla}_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi + 2im \bar{\psi} \psi \} \quad (3.9)$$

onde $\tilde{\nabla}_\mu$ é a derivada covariante com a torção. Para este caso, tem-se que $\eta_1 = -\frac{1}{8}$ e $\eta_2 = 0$ na Equação 3.3 e assim tem-se um acoplamento puramente axial.

Por outro lado, nas interações não mínimas é possível que os valores de η_1 e η_2 na Equação 3.3 apresentem valores não nulos. Entretanto, tem sido mostrado que a teoria quântica é não renormalizável para um valor fixo de η_1 diferente de zero [43], $\eta_1 = \eta$, enquanto a ausência de η_2 não traz dificuldades especiais. Portanto, tomando η_1 como um parâmetro arbitrário e $\eta_2 = 0$, o que equivale considerar o tensor $T_{\alpha\beta\mu} = -\frac{1}{6}\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu}S^\nu$, a ação da torção sobre cada um dos férmions ψ_i pode ser escrita da seguinte forma:

$$S_{non-min}^{TS-matter} = i \int d^4x \sqrt{g} \bar{\psi}_i (\gamma^\alpha \nabla_\alpha + i\eta_i \gamma^5 \gamma^\mu S_\mu - im_i) \psi_i \quad (3.10)$$

Estudos anteriores [34] já destacaram que para o sistema torção-férmions a seguinte relação entre o parâmetro η_i e as massas da torção (M_{TS}) e dos férmions do MP (m_i) deve ser satisfeita:

$$\frac{M_{TS}}{\eta_i} \gg m_i \iff \eta_i \ll \frac{M_{TS}}{m_i} \quad (3.11)$$

A Equação 3.11 não estabelece um vínculo muito forte entre os parâmetros η_i , M_{TS} e m_i devido à grande diferença entre os valores de M_{TS} e m_i , mas ela sugere que seja possível um acoplamento torção-férmions não universal, isto é, que o parâmetro η_i possa assumir valores diferentes para os férmions distintos. Contudo, devido à grande diferença de massa existente entre o quark top e os demais férmions do MP, pode-se considerar que apenas o acoplamento entre ele e a torção seja diferente dos outros. Assim, tem-se que estes acoplamentos são $\eta_{i \neq t} = \eta_f$ (onde f refere-se a todos os férmions com exceção do quark top) e η_t (acoplamento com o quark top). Este trabalho tem como objetivo estudar a produção de pares $t\bar{t}$ através do processo $pp \rightarrow TS \rightarrow t\bar{t}$ e seu subsequente decaimento semileptônico e impor limites mais precisos ao espaço de parâmetros da torção (M_{TS} , η_f e η_t).

A seção a seguir apresenta um breve resumo sobre o quark top, seus processos de produção e decaimento e porque a produção de pares de quarks top e anti-top ($t\bar{t}$) tem sido indicada como um dos processos mais adequados para a busca de uma nova física além do MP no LHC.

3.2 O quark top

O quark top completa a estrutura de três famílias do MP. É um quark pertencente à terceira geração dos férmions, tem spin 1/2 e uma carga de $+(2/3)|e|$. Foi descoberto em 1995, no Fermilab, pelas experiências CDF e DØ [38, 39] e é a partícula com maior massa conhecida ($m = 173,21 \pm 0.51 \text{ GeV}/c^2$) [44], aproximadamente tão pesada quanto um átomo de ouro. O quark top é criado através da interação forte e decai através da força fraca. As previsões para as frações de decaimento do quark top são $\mathcal{B}(t \rightarrow Wd) \simeq 0.007\%$, $\mathcal{B}(t \rightarrow Ws) \simeq 0.16\%$ e $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb) \simeq 99.9\%$. Estes valores são obtidos a partir da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). No MP, esta matriz contém informações sobre decaimentos com troca de sabor que permitem interações entre os quarks de diferentes famílias. Ela é da forma [40]

$$V_{CKM} \equiv \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

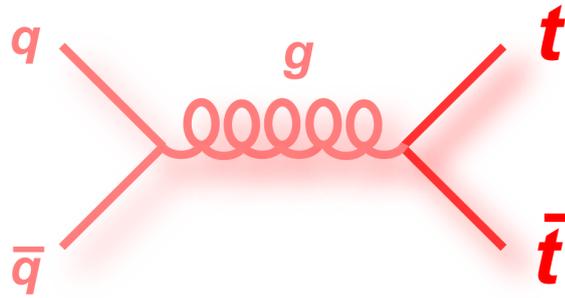
Os valores dos elementos da matriz CKM são determinados experimentalmente [40] e são os seguintes:

$$V_{CKM} \equiv \begin{bmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351_{-0.00014}^{+0.00015} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412_{-0.0005}^{+0.0011} \\ 0.00867_{-0.00031}^{+0.00029} & 0.0404_{-0.0005}^{+0.0011} & 0.999146_{-0.000046}^{+0.000021} \end{bmatrix}$$

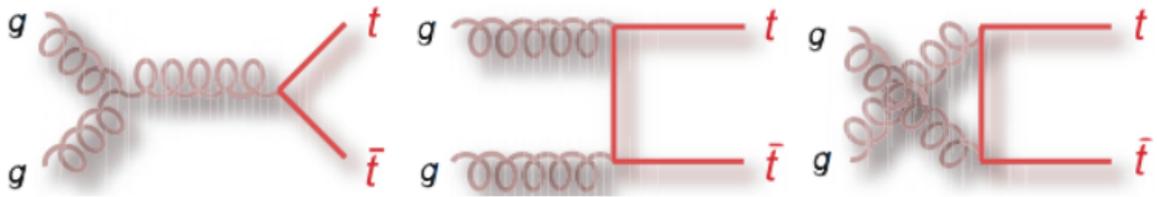
Pode-se pensar em cada elemento desta matriz como uma indicação do quão favorável é um determinado decaimento com mudança de sabor. Assim, o vértice do decaimento $t \rightarrow Wb$ é proporcional a $V_{tb} = 0.999146$, enquanto $t \rightarrow Wd$ é proporcional a $V_{td} = 0.00867$. As probabilidades dos decaimentos vão ser, em primeira aproximação, proporcionais a V_{tb}^2 e a V_{td}^2 .

O MP prevê que o tempo de vida do quark top seja aproximadamente 10^{-25} s, que é menor que a escala de tempo típica das interações fortes e, por conseguinte, o quark top não hadroniza. De acordo com o MP, no nível atual de energia de centro de massa do LHC, os pares de quark top são produzidos pela fusão de glúons (90 %) e aniquilação quark anti-quark (10 %), ($q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$ e $gg \rightarrow t\bar{t}$). A Figura 3.1 abaixo apresenta os diagramas referentes a estes processos em nível árvore, sem considerar as correções quânticas (*loops*). A seção de choque de produção do par $t\bar{t}$ no LHC para $\sqrt{s} = 7$ TeV (8 TeV) é $\sigma_{t\bar{t}} = 172.0_{-5.8-4.8}^{+4.4+4.7}$ pb ($\sigma_{t\bar{t}} = 245.8_{-8.4-6.4}^{+6.2+6.2}$ pb) [40].

Já foi apontado por muitos autores que um dos processos mais adequados para procurar por nova Física no LHC é a produção de pares de quarks top. A grande massa e o tempo de vida curto desse quark tornam o estudo de suas propriedades de produção e seu decaimento especialmente interessantes. Um outro fato muito importante é que acredita-



(a) Aniquilação quark-antiquark



(b) Fusão de glúons

Figura 3.1: Diagrama de Feynman em nível árvore para a produção $t\bar{t}$ (Figuras extraídas de [96] e [97]).

se que o acoplamento entre o quark top e a torção deva ser diferente dos acoplamentos da torção com os demais férmions do MP. Isso ocorreria devido ao fato de sua massa ser muito maior do que as massas dos demais férmions; por isso, a produção de pares de quarks top é particularmente relevante para estudar as propriedades da torção. Além das características peculiares já mencionadas, uma outra grande vantagem da produção de pares de quark top é devido à grande estatística deste canal.

A Figura 3.2 a seguir apresenta o diagrama de Feynman em nível árvore de produção do par $t\bar{t}$ no Modelo de Torção. Nela é possível observar também os diferentes acoplamentos da torção com os diferentes férmions do MP.

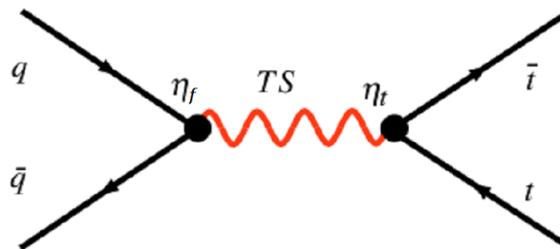


Figura 3.2: Diagrama de Feynman em nível árvore para o processo $pp \rightarrow t\bar{t}$ no Modelo de Torção (Figura extraída de [34] com modificações).

Como destacado anteriormente, o modo de decaimento $t \rightarrow bW$ é responsável por 99,9% dos decaimentos do quark top. Dependendo dos modos de decaimento do bóson W, os decaimentos do par $t\bar{t}$ podem ser classificados em três canais:

1. O canal hadrônico é aquele em que ambos os bósons W decaem em pares de jatos o que ocorre em 45,7 % dos casos [40]. A configuração final é da forma $t\bar{t} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$.
2. O canal dileptônico que contém cerca de 10,5 % dos eventos $t\bar{t}$ [40] é aquele em que ambos os bósons W decaem em léptons da forma $t\bar{t} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$.
3. O canal semileptônico que ocorre em 43,8 % dos casos [40] é aquele em que um dos W decai em léptons e o outro em quarks do modo $t\bar{t} \rightarrow (jj)(l\nu)b\bar{b}$ como pode ser visto no esquema da Figura 3.3 a seguir.

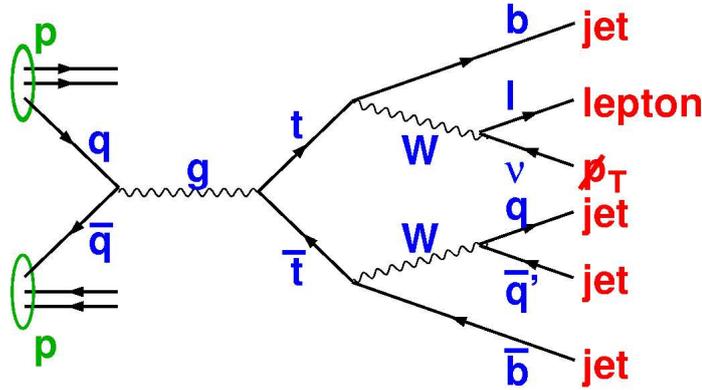


Figura 3.3: Esquema do decaimento semileptônico do quark top (Figura extraída de [88])

No canal dileptônico, os eventos são facilmente selecionados devido ao elevado momento transversal (p_T) dos léptons, mas por apresentar dois neutrinos no estado final, sua reconstrução é muito difícil. Já o canal semileptônico, embora possua uma menor estatística do que o canal hadrônico, possui ruído significativamente menor, tornando-o mais adequado para explorar novas ressonâncias. Os estudos realizados neste trabalho concentraram-se neste canal.

Capítulo 4

Instalações Experimentais e Ferramentas de Simulação

A matéria como conhecemos é formada por partículas estáveis. Há, porém, partículas instáveis que duram apenas frações de segundos. Ambos os tipos coexistiram nos instantes posteriores ao Big Bang. É possível observar essas partículas instáveis utilizando os aceleradores de partículas, aparelhos construídos para investigar as interações fundamentais da natureza e a estrutura interna da matéria e que vêm desempenhando um papel central nesta área de pesquisa. Neles, um feixe de partículas, como prótons ou elétrons, são acelerados até altas velocidades, aumentando a energia cinética. Quando a energia chega ao patamar desejado, o feixe é colidido com outro grupo de partículas, recriando assim as condições ideais para a formação de partículas instáveis.

Este capítulo traz uma rápida apresentação do laboratório CERN, *European Organization for Nuclear Research*, que é o maior laboratório de física de partículas do mundo e do LHC, *Large Hadron Collider* o mais complexo aparato científico já construído pelo homem. Também serão apresentadas as ferramentas de simulação que foram utilizadas na realização deste trabalho.

4.1 Instalações Experimentais

4.1.1 CERN

O CERN é o maior laboratório do mundo de física de partículas, situado a noroeste de Genebra, na fronteira entre a França e a Suíça. Fundado em 1954, o CERN tem atualmente vinte estados-membros e é o local de trabalho diário de aproximadamente 2400 funcionários de várias culturas e nacionalidades, e ainda 11000 cientistas e engenheiros visitantes, representando 580 universidades e centros de pesquisa de 80 países. A organização hospeda instalações para experimentos em física de partículas, tais como os 34 quilômetros de aceleradores instalados a 100 metros da superfície, detectores colocados

em enormes cavernas e outras infraestruturas necessárias à pesquisa em física de altas energias.

Importantes avanços da física de partículas foram alcançados em experimentos no CERN, tais como a descoberta de correntes neutras na câmara de bolhas Gargamelle [45], a descoberta dos bósons W^\pm e Z nos experimentos UA1 e UA2 [46, 47], a determinação do número de famílias de neutrinos no LEP (*Large Electron-Positron Collider*) [48], a primeira criação de átomos de anti-hidrogênio na experiência PS210 [49], a descoberta da violação de CP direta no experimento NA48 [50] e a recente descoberta do bóson de Higgs.

As experiências realizadas no CERN dependem da existência de aceleradores de alta tecnologia. O complexo de aceleradores do CERN consiste numa série de aceleradores lineares e circulares, construídos com o objetivo de impulsionar prótons e íons pesados em todo o caminho para o LHC. Como mostra a Figura 4.1 abaixo, o complexo de aceleradores do CERN está longe de ser uma configuração simples, composto por diferentes aceleradores que são encadeados de forma que a energia dos feixes é progressivamente aumentada. O processo de aceleração inicia-se no LINAC 2 (*LINear ACcelerator*) que alimenta o *Proton Synchrotron Booster* (PSB). Em seguida, os prótons são injetados no *Proton Synchrotron* (PS) e, finalmente, usa-se o *Super Proton Synchrotron* (SPS) de onde o feixe segue para o LHC .

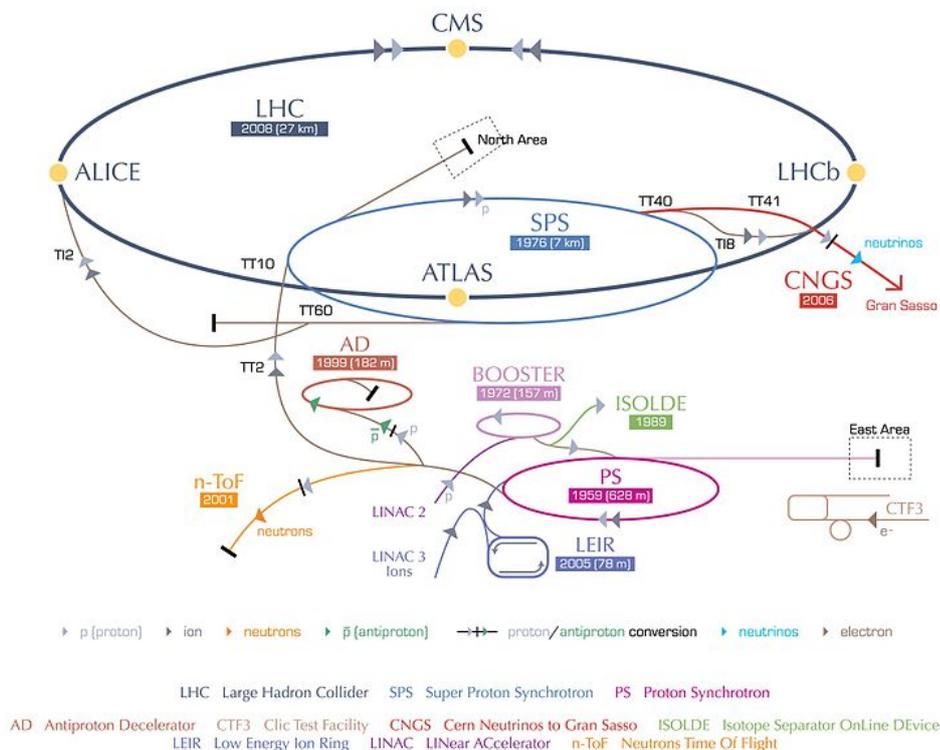


Figura 4.1: Complexo de aceleradores do CERN (Figura extraída de [89] com modificações)

4.1.2 Large Hadron Colider (LHC)

O LHC [51], colisor próton-próton localizado no CERN, é o maior acelerador de partículas do mundo e tem como objetivo testar as previsões de várias teorias estendendo dessa forma, as fronteiras da física de partículas. Ele entrou em operação em setembro de 2008, quando o primeiro feixe de prótons circulou com sucesso no anel principal. As primeiras colisões com 3.5 TeV por feixe ocorreram em 30 de março de 2010. Está instalado em um túnel circular com uma circunferência de 27 km a uma profundidade de cerca de 175 metros. Atualmente, o LHC encontra-se em fase de atualização e anteriormente a este período, feixes de prótons acelerados atingiram uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 7$ TeV. A partir do próximo ano, o LHC entrará em um novo ciclo de trabalho e neste período, espera-se alcançar uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 13$ TeV.

O túnel contém dois tubos, passando um feixe de prótons em cada um deles. Estes dois feixes circulam em direções opostas ao longo do anel. Uma vez que os prótons irão viajar a uma velocidade muito próxima da velocidade da luz, 1232 dipolos magnéticos são necessários para mantê-los em sua trajetória quase circular e 392 quadrupolos magnéticos são usados para focar os feixes, de modo a aumentar a probabilidade de interação entre as partículas nos pontos de colisão.

As colisões ocorrem em quatro pontos de interação que correspondem ao local onde cada um dos quatro principais experimentos do LHC estão colocados: ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [52], CMS (*Compact Muon Solenoid*) [53], Alice (*A Large Ion Collider Experiment*) [54] e LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) [55] como pode ser visto na Figura 4.2 a seguir. ATLAS e CMS, os detectores usados na recente descoberta do bóson de Higgs, são detectores de propósito geral. ALICE é um detector focado no estudo de íons pesados. E, finalmente, o detector LHCb, se dedica ao estudo dos eventos de estados finais com quark b.

4.1.3 O detector ATLAS

O detector ATLAS é o maior e mais complexo detector já construído. Quando os feixes de prótons produzidos no LHC interagem no seu centro, uma grande variedade de partículas é produzida com um amplo espectro de energias. O ATLAS foi construído para medir a massa, momento, energia, carga e spin dessas partículas. A fim de identificar todos os objetos produzidos no ponto de interação, ele é constituído por camadas cilíndricas. Estas camadas são feitas com detectores de vários tipos, cada um projetado para identificar diferentes tipos de assinaturas. Os diferentes sinais deixados nas camadas do detector permitem identificar as partículas, medir o seu momento e sua energia.

O detector ATLAS possui 46 m de comprimento, 25 m de diâmetro e pesa 7000 toneladas. É formado por um conjunto de cilindros concêntricos em torno do feixe e pode ser dividido em quatro partes principais: o detector interno (*Inner Detector - ID*), os calorí-

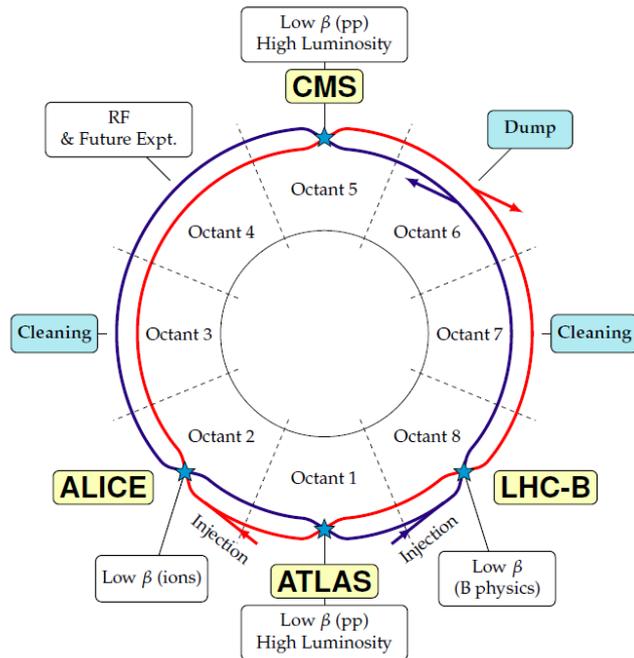


Figura 4.2: Representação esquemática do tubo circular do LHC (Figura extraída de [93]).

metros, o espectrômetro de múons e o sistema magnético. Cada um destes componentes é, por sua vez, constituído por múltiplas camadas. O detector interno, o mais próximo do ponto de interação, é utilizado na reconstrução das trajetórias das partículas, os calorímetros medem a sua energia, o sistema de múons faz medições adicionais de múons que penetram mais profundamente pelo detector. Os dois sistemas magnéticos defletem as partículas carregadas no ID e no espectrômetro de múons, permitindo que o seu momento seja medido. A parte central do detector é denominada barril e os discos que limitam suas extremidades são denominados tampas. Os vários subsistemas, posicionados no barril do detector ou nas tampas, medem as características das partículas que emergem dos eventos de colisão. A Figura 4.3 a seguir, traz um esquema do detector e de seus diferentes subdetectores.

Para identificar posições no ATLAS, foi criado um sistema de coordenadas próprio com origem no ponto de colisão dos feixes. A direção do feixe é o eixo z , e o plano $x - y$ é o plano transverso à direção do feixe, com o sentido positivo de x apontando para o centro do anel do LHC e o sentido positivo do eixo y apontando para cima. O lado A do detector representado na Figura 4.4(a) a seguir indica o sentido positivo do eixo z e o lado C representa o sentido negativo desse mesmo eixo. O ângulo azimutal ϕ é medido em torno do eixo do feixe no plano $x - y$ (com $\phi = 0$ correspondendo ao eixo x), e o ângulo polar θ é o ângulo medido a partir do eixo do feixe no plano $z - y$ como pode ser visto na Figura 4.4(b). Uma importante variável do ATLAS é a pseudo-rapidez que costuma ser usada em vez do ângulo polar e é definida como $\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$. O detector ATLAS cobre um ângulo ϕ completo e tem uma cobertura da pseudo-rapidez atingindo $|\eta| = 2,5$

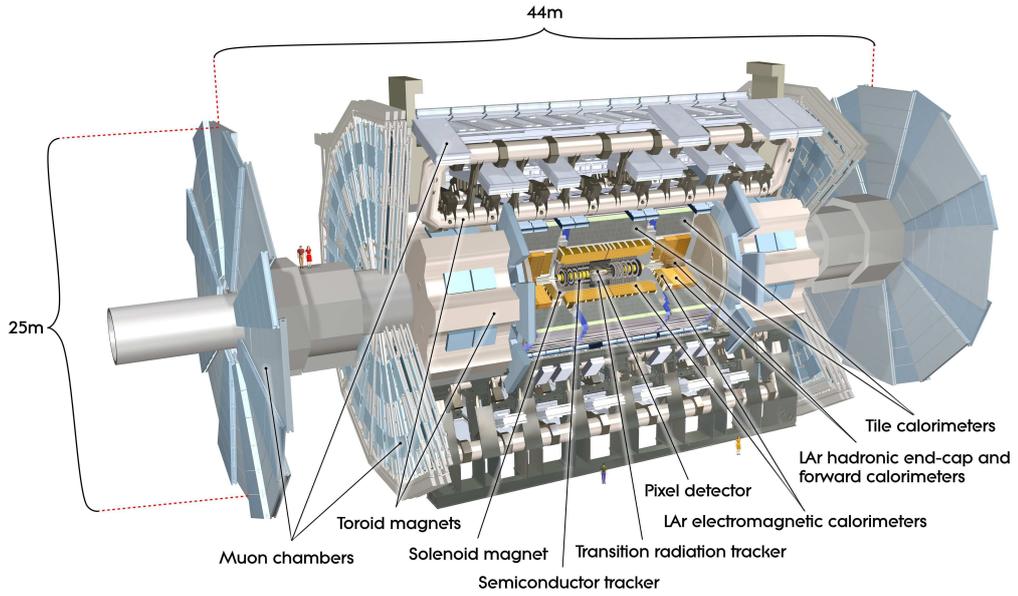


Figura 4.3: Esquema do detector ATLAS e de seus subdetectores (Figura extraída de [90])

para o sistema de traços e $|\eta| \simeq 5$ para os calorímetros. O momento no plano transversal pode ser definido como $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. A energia transversal, E_T , e a energia transversal faltante, E_T^{miss} , são definidas no plano $x - y$ e são apenas as projeções (ou fluxos) destas quantidades no plano $x - y$. A distância no espaço angular $\eta \times \phi$ é definida como $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

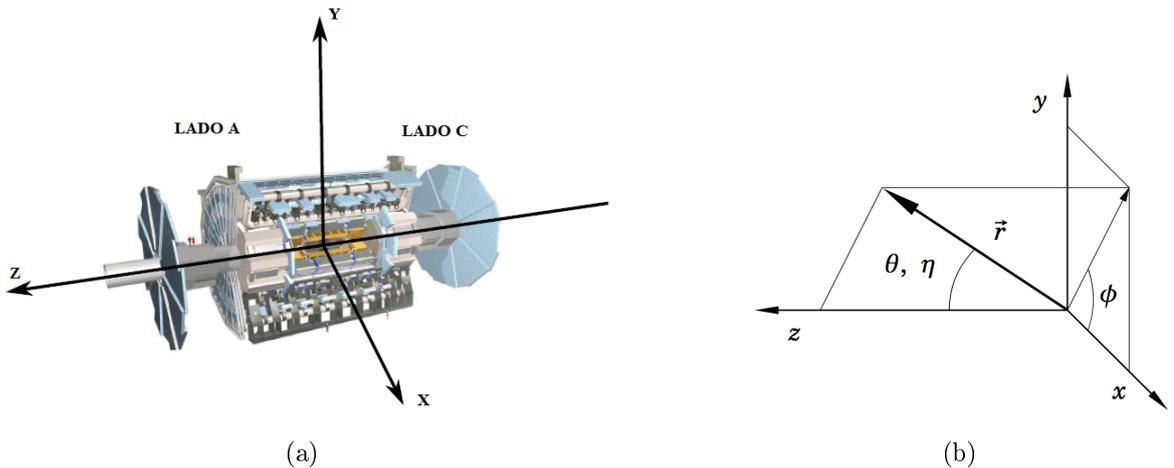


Figura 4.4: Sistema de coordenadas do detector ATLAS (Figura extraída de [90] com modificações)

4.1.3.1 O Detector Interno - *Inner Detector*

O Detector Interno - ID é o primeiro subsistema a interagir com as partículas provenientes da colisão e tem como objetivo reconstruir a trajetória dessas partículas que atravessam o detector. Com aproximadamente 6 m de comprimento, o ID é composto pelo Detector de Píxel (*Pixel Detector*), o SCT (*SemiConductor Tracker*) e o TRT (*Transition Radiation Tracker*) e está imerso em um campo magnético de 2 Teslas, gerado pelo Solenóide Central. Os subdetectores do ID medem pontos por onde as partículas passam e tentam reconstruir suas trajetórias. Devido ao campo magnético, as partículas carregadas têm uma trajetória curva, permitindo realizar medidas de suas cargas elétricas, momentos e os pontos de onde as partículas emergem, após a colisão, isto é, seus vértices.

Na região do barril, tanto o Detector de Píxel quanto o SCT são dispostos em cilindros concêntricos em torno do eixo do feixe que cobrem uma região de $|\eta| < 2.5$. O SCT é um detector de traços baseado em semicondutores que utiliza pastilhas e pontos (píxels) microscópicos de silício, fornecendo uma boa medida dos vértices das partículas. O TRT, combinado com o SCT, fornece uma boa resolução na medida da trajetória das partículas. A Figura 4.5 abaixo apresenta um esquema do Detector Interno.

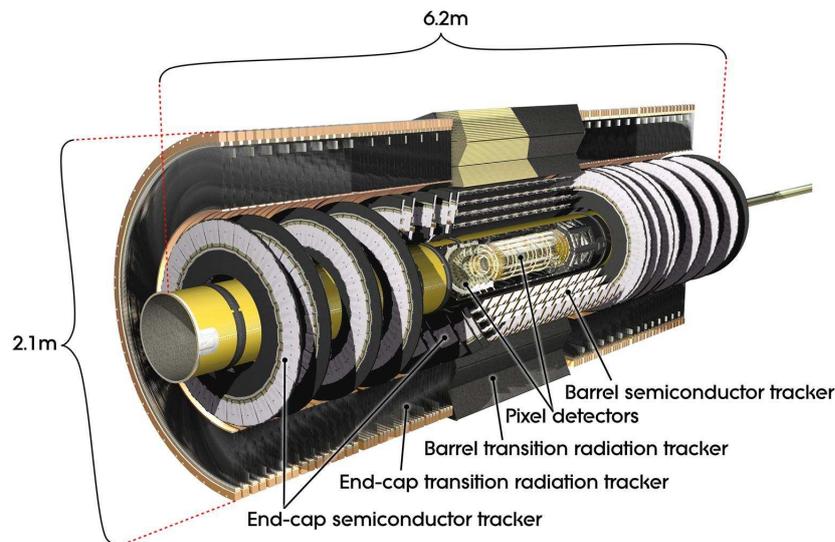


Figura 4.5: Representação esquemática do Detector Interno (Figura extraída de [90])

4.1.3.2 Calorímetros

Os calorímetros desempenham uma importante função em experimentos de física de partículas. Eles são responsáveis por absorver e amostrar, com precisão, a energia das partículas incidentes. O sistema de calorimetria do ATLAS, mostrado na Figura 4.6, é composto por dois tipos de calorímetros, o Eletromagnético e o Hadrônico, que abrangem regiões de $|\eta| < 3,2$ e $|\eta| < 4,9$, respectivamente. O calorímetro eletromagnético foi

projetado para identificar e medir a energia das partículas que interagem através da força electromagnética (elétrons e fótons) permitindo medidas de alta precisão, tanto em energia, quanto em posição. Já o calorímetro hadrônico tem como finalidade medir a energia das partículas que interagem através da força forte (principalmente hádrons neutros).

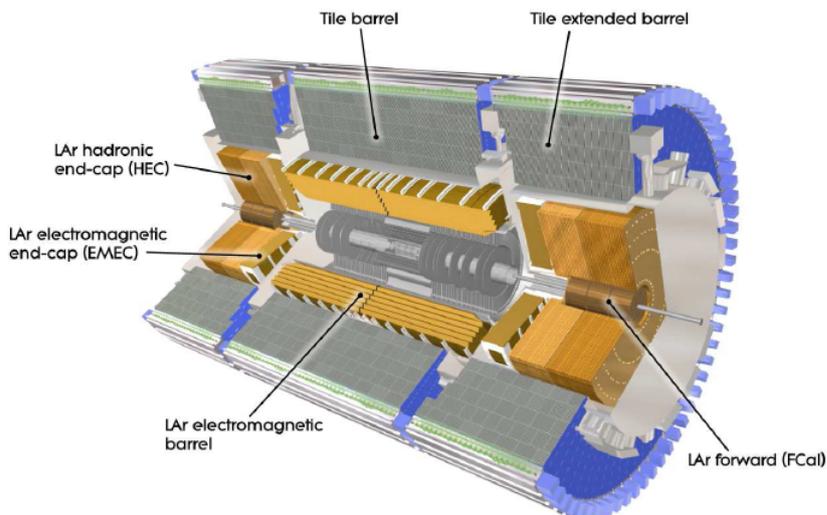


Figura 4.6: Sistema de calorimetria do ATLAS (Figura extraída de [90])

O calorímetro electromagnético desenvolvido para o ATLAS utiliza o chumbo como material absorvedor e eletrodos de chumbo imersos em argônio líquido (LAr) como elementos amostradores. Esses eletrodos amostram a energia da partícula através da ionização das células do calorímetro. O sistema necessita de elementos resfriadores para a redução do ruído induzido pelos campos magnéticos e pela eletrônica de detecção. Este detector é dividido em duas partes fundamentais: o barril (*barrel*) e as duas tampas (*end-caps*).

O calorímetro hadrônico tem duas funções básicas. A primeira é medir a energia e direção dos jatos. A segunda é possibilitar a identificação de partículas que não são facilmente detectáveis, como os neutrinos. Os neutrinos interagem pouco com a matéria e sua identificação só se torna possível a partir do cálculo da energia transversa faltante (energia que não foi absorvida pelo detector). A calorimetria hadrônica do ATLAS é formada pelo calorímetro de telhas (TileCal) e pela tampa hadrônica. O Calorímetro de Telhas utiliza uma liga de aço como material absorvedor e telhas cintilantes para amostrar a energia depositada. O sinal luminoso gerado nas telhas cintilantes é convertido em sinal elétrico através de fotomultiplicadores e, a seguir, é enviado para a eletrônica de detecção.

4.1.3.3 Espectromêtro de Múons

Os múons são fundamentais em vários processos físicos e são uma contribuição importante na energia do evento. Entretanto, eles penetram através de praticamente todo o detector enquanto a maioria das outras partículas são absorvidas. Com a função de identificar de forma eficiente estas partículas e medir o seu momento, o espectrômetro de múons do ATLAS é o seu subdetector mais externo. Está localizado na parte externa dos módulos dos calorímetros e estende-se até um raio de aproximadamente 4,5 m. Apresenta funcionamento semelhante ao do detector interno onde o momento de um múon é determinado a partir da medição de sua trajetória curvilínea ao passar pelo campo magnético toroidal. Esta trajetória é sempre perpendicular em relação à principal componente do campo magnético, o que faz com que o cálculo do momento transversal seja independente de η . O campo magnético é gerado por três toróides, um na região do barril ($|\eta| < 1.1$) e dois nas regiões das tampas ($1.1 < |\eta| < 2.7$).

No espectrômetro de múons, existem diversos tipos de câmaras de traços. São elas: *Cathode Strip Chambers* - (CSC), *Monitored Drift Tubes* - (MDT), *Resistive Plate Chambers* - (RPC) e *Thin Gap Chambers* - (TGC). O RPC e o TGC são utilizados como detectores de múons no primeiro nível de filtragem do ATLAS. Já o MDT e CSC são utilizados para uma medida com alta resolução, porém suas informações só são utilizadas em eventos pré-selecionados. Os componentes do espectrômetro de múons do ATLAS são mostrados na Figura 4.7.

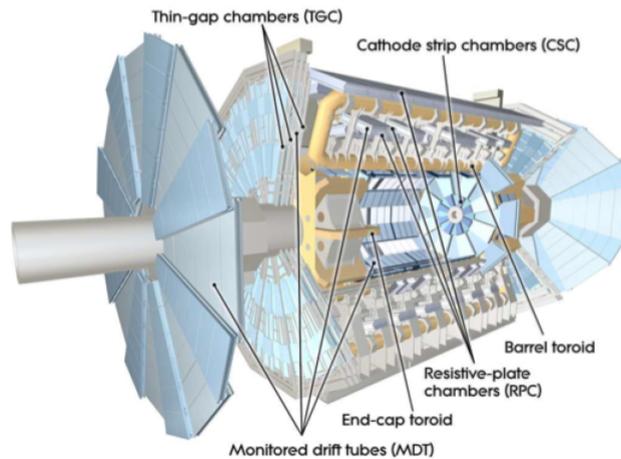


Figura 4.7: Visão geral dos componentes do espectrômetro de múons do ATLAS (Figura extraída de [90])

4.1.3.4 Sistema Magnético

O detector ATLAS usa dois sistemas de magnetes que curvam as partículas para que o seu momento possa ser medido. As partículas com maior momento sofrerão uma menor curvatura e as de menor momento uma maior curvatura. A curvatura pode ser

quantificada e o momento da partícula é determinado a partir deste valor. O solenóide interno produz um campo magnético de 2T à volta do ID. Este campo forte faz com que as partículas mais energéticas curvem o suficiente para que o seu momento seja medido. O toróide exterior é composto por oito tambores supercondutores envolventes e duas tampas, situadas fora dos calorímetros e dentro do sistema de múons. O campo magnético gerado armazena 1.2 GJ de energia e não é uniforme, devido ao tamanho do solenóide, o que não chega a ser um problema, uma vez que o sistema de múons não necessita de ser tão preciso. O sistema tem 26 metros de comprimento e 20 metros de diâmetro. A Figura 4.8 traz um esquema do sistema magnético do ATLAS.

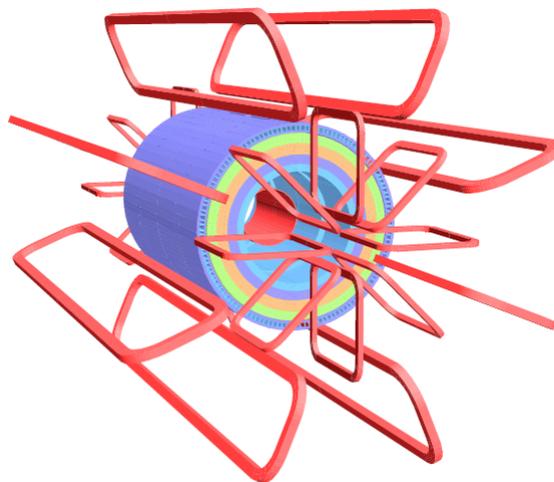


Figura 4.8: Representação esquemática do sistema magnético do ATLAS (Figura extraída de [90])

4.1.4 CMS

O *Compact Muon Solenoid* -(CMS) é um detector de uso geral no LHC, construído em torno de um solenóide supercondutor com aproximadamente 6 m de diâmetro interno e 13 m de comprimento proporcionando um campo magnético de 3,8 T. No interior do solenóide supercondutor estão instalados diversos subdetectores destinados à detecção de diferentes tipos de partículas [56, 57]. Como um detector de propósito geral, o CMS é construído com grande atenção à hermeticidade: de modo geral, é impossível que partículas produzidas na região de interação escapem sem deixar sinal nos elementos sensíveis. O programa científico do LHC apresenta uma ênfase muito forte no estudo de fenômenos de alto momento transversal, objetivo para o qual a hermeticidade do detector é uma característica fundamental. Considerando-se que todos os subdetectores tem cobertura azimutal completa (2π), e a região de pseudorapidez completamente instrumentalizada é $\eta < 2, 4$, estima-se que o detector CMS cubra completamente 98% do ângulo sólido total ao redor da região de interação.

Quatro subsistemas formam o detector CMS:

- o Sistema de Detecção de Traços (*Tracker*) na parte mais interna;
- o Calorímetro Eletromagnético, ECAL, envolvendo o tracker;
- o Calorímetro Hadrônico, HCAL, envolvendo o ECAL;
- e o Sistema de Múons na parte mais externa.

Estes sistemas estão dispostos de forma concêntrica em relação à linha de feixe. O Sistema de Detecção de Traços e o Sistema de Múons são detectores de trajetórias, com o primeiro determinando o sinal de todas as partículas carregadas, e o segundo determinando apenas a trajetória dos múons, que são essencialmente o único tipo de partícula carregada que consegue atravessar ambos os calorímetros. O Calorímetro Eletromagnético mede a energia de fótons e elétrons, enquanto o Calorímetro Hadrônico mede a energia dos hádrons.

A Figura 4.9 a seguir ilustra a trajetória de fótons, elétrons, hádrons e múons criados em uma colisão próton-próton viajando através dos subdetectores que compõem o CMS. Fótons só deixam sinais no calorímetro eletromagnético, onde sua energia é completamente absorvida e medida. Elétrons, por outro lado, são os primeiros a serem medidos como partículas carregadas no sistema de trajetórias (*tracker*), e depois absorvidos pelo calorímetro eletromagnético, permitindo uma medição precisa do seu momento e energia. Hádrons (carregados e neutros) são capazes de atingir o calorímetro hadrônico onde depositam a sua energia através de processos da cascata de partículas. As únicas partículas capazes de escapar através do material contido dentro do ímã são múons e neutrinos. Múons são identificados graças aos seus sinais no espectrômetro de múons. O fato dos neutrinos praticamente não interagirem com a matéria é que lhes permite escapar à detecção direta - eles só podem ser medidos indiretamente.

4.2 Ferramentas de Simulação

4.2.1 CalcHEP

O CalcHEP (*Calculations in High Energy Physics*) [58, 59] é um pacote que foi projetado para realizar cálculos eficientes, com um alto nível de automação, no estudo das seções de choque de produção e larguras de decaimento dentro de vários modelos teóricos da física de partículas elementares. A principal ideia do programa, é proporcionar um ambiente interativo, onde é possível passar da Lagrangeana de determinada interação às suas distribuições finais. O programa conta com uma interface gráfica interativa (*Graphical User Interface - GUI*) com ajuda contextual detalhada que pode ser acessada

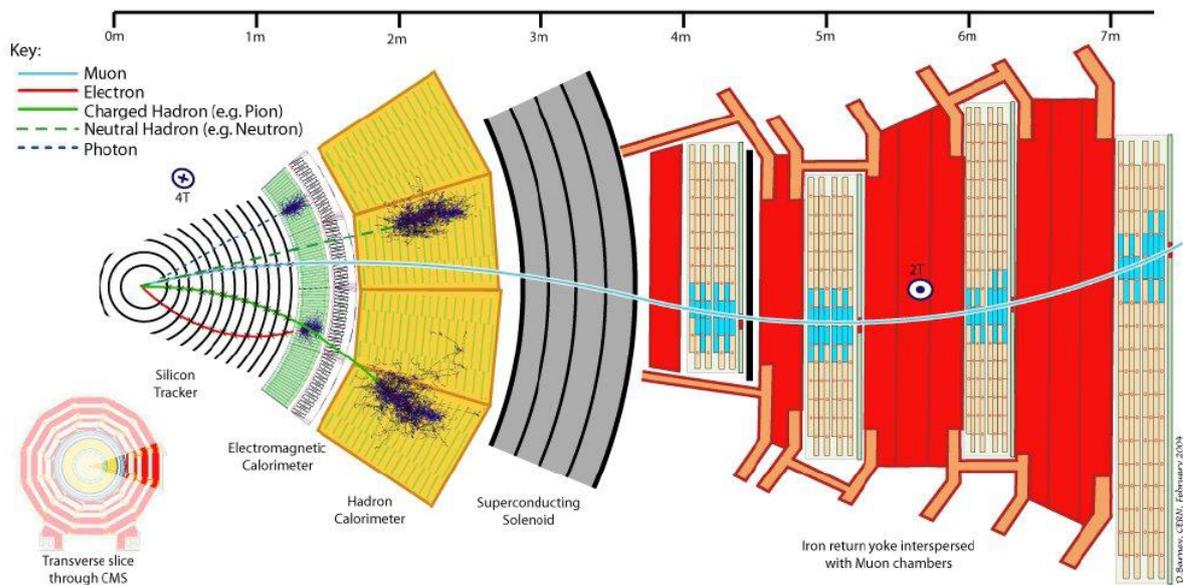


Figura 4.9: Subdetectores do CMS: Sistema de Traços, ECAL, HCAL, Sistema de Múons. (Figura extraída de [91])

pressionando-se a tecla F1. Além disso, as notações usadas no CalcHEP são muito semelhantes às utilizadas em física de partículas o que facilita muito o trabalho do usuário, mesmo para aqueles que não estão familiarizados com o programa.

O programa permite:

- criar e/ou modificar modelos ou ainda introduzir um novo modelo usando a interface gráfica ou por meio de um pacote externo;
- escolher entre o gauge de Feynman ou o gauge unitário no cálculo de diagramas de Feynman, o que fornece uma verificação poderosa da implementação do modelo e dos resultados numéricos;
- calcular a largura de decaimento de partículas instáveis quando os parâmetros de um modelo são alterados;
- escolher facilmente diagramas de Feynman, quadrar estes diagramas ou ainda removê-los do cálculo quando necessário.

O CalcHEP consiste de dois módulos: um simbólico e um numérico. A sessão simbólica permite que o usuário trabalhe de forma dinâmica com um modelo físico, calcule a matriz quadrada de elementos, exporte seus resultados como um código C e compile este código C em um executável chamado *n_calchep*. O módulo numérico realiza o cálculo de integrais ao longo do espaço de fase para determinar a seção de choque ou a largura de decaimento de processos definidos pelo utilizador. Além disso, o CalcHEP pode ser executado no modo não-interativo, usando vários scripts fornecidos pelo usuário, incluindo a

interface *batch* que chama as rotinas das duas primeiras partes e coleta os resultados para obtenção das seções de choque transversais finais. As instruções para o cálculo através desta interface são escritas em um arquivo de texto. A interface em batch lê então as instruções e executa-as de forma não interativa automatizando o cálculo dos processos de produção e de decaimento e combinando os resultados ligando dessa forma, processos de produção com decaimentos, para produzir um arquivo de evento final no formato *Les Houches Event - (LHE)* [60]. O arquivo LHE final pode ser usado em outro software de Monte Carlo (MC), incluindo o software MC das experiências do LHC. A interface batch também suporta a digitalização através de vários parâmetros e paraleliza todo o cálculo sobre os processadores de uma máquina multicore ou mais processadores de um cluster de computação de alto desempenho, que permite o uso de centenas ou milhares de processadores para o cálculo. Esta última característica é responsável por um aumento significativo na velocidade dos cálculos numéricos e simbólicos.

Devido à grande flexibilidade do CalcHEP, é possível trabalhar com uma variedade de modelos além do MP (BSM). O MP já está incluído na distribuição do programa porém, vários modelos BSM estão disponíveis para serem baixados, importados e utilizados no CalcHEP. O conjunto completo de modelos disponíveis pode ser encontrado no *High Energy Physics Model Database - (HEPMDB)* e alguns deles estão listados na Tabela 4.1 abaixo.

Tabela 4.1: Alguns modelos disponíveis para o CalcHEP e seus respectivos links no HEPMDB

Model	HEPMDB ID(hepmdb.soton.ac.uk/ID)
Standard Model (CKM=1)	hepmdb:1211.0043
Standard Model	hepmdb:1211.0042
Littlest Higgs Model with T-parity	hepmdb:0611.0024
MSSM	hepmdb:1211.0028
NMSSM (from CalcHEP group)	hepmdb:1211.0046
NMSSM with Flavor violation	hepmdb:1111.0033
NMSSM without Flavor violation	hepmdb:1111.0034
SMSSM (most general, singlet extended MSSM)	hepmdb:0611.0074

4.2.2 PYTHIA8

Nos experimentos em física de altas energias, os eventos utilizados apresentam uma grande multiplicidade de partículas. O PYTHIA [61, 62] é um programa padrão frequentemente usado na geração desses eventos. Sua ênfase está na produção de múltiplas partículas em colisões entre partículas elementares. O programa se destina a gerar eventos completos, com riqueza de detalhes semelhante à dos experimentos reais. Além disso, ele pode ser utilizado para ler eventos que foram produzidos a partir de geradores externos e

fazer o decaimento das partículas instáveis e a hadronização dos quarks e glúons. Várias versões já foram disponibilizadas sendo o PYTHIA8 a mais recente. Este, por sua vez, é o sucessor do PYTHIA6 e é um gerador completamente independente, não necessitando, portanto, de nenhuma outra biblioteca externa. Enquanto as versões anteriores foram escritas em Fortran, o PYTHIA8 é completamente escrito em C++. A versão atual ainda não substitui em todos os aspectos as versões anteriores. Porém, ela contém alguns aspectos novos da física que devem torná-la uma opção atraente, especialmente para estudos físicos no LHC.

Ao se usar o PYTHIA o usuário precisa escrever um programa que permita criar executáveis. Estes executáveis podem ser usados para diferentes estudos físicos. Vários exemplos de tais programas vêm incluídos no pacote de instalação. O usuário pode então partir de um destes programas e criar um outro de acordo com sua necessidade. Embora o PYTHIA possa ser executado independentemente criando arquivos de saída no formato LHEF [60], ele pode também ser ligado a um conjunto de outras bibliotecas. Um exemplo é o HepMC [63], que é o formato normalizado usado por experimentalistas para armazenar os eventos gerados. O HepMC é um arquivo de registro para geradores de Monte Carlo em física de altas energias. Seu objetivo é armazenar os eventos após sua geração e permitir que eles possam ser construídos a partir de um conjunto de diferentes geradores. O resultado desta etapa é um conjunto de eventos contendo as partículas observadas no estado final do processo físico de interesse. Partículas e vértices são armazenados separadamente em uma estrutura de gráfico, refletindo a evolução do evento conforme pode ser visto na Figura 4.10 abaixo.

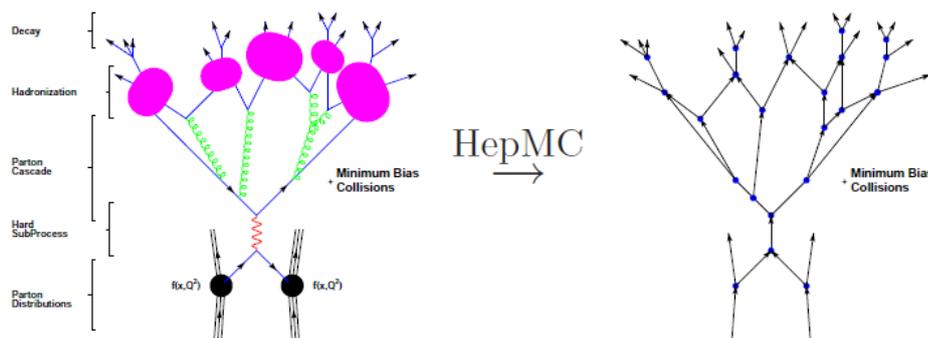


Figura 4.10: Os eventos no HepMC são armazenados em uma estrutura gráfica (direita) semelhante à visualização de uma colisão física (esquerda) (Figura extraída de [92]).

4.2.3 O Snowmass

Pesquisas realizadas nos modernos aceleradores têm sido historicamente um dos caminhos mais fecundos para a descoberta de novas partículas e interações fundamentais, bem como a identificação de novas leis da natureza. Nos Estados Unidos, um grande número

de pesquisadores formaram um grupo que procura definir as questões mais importantes dentro da área de física de partículas e identificar as oportunidades mais promissoras para tratar dessas questões. O processo tem suas raízes em uma série de reuniões realizadas em Snowmass, Colorado, ao longo dos últimos 30 anos para fazer um balanço dos progressos na física de partículas e traçar o futuro da área. A última dessas reuniões periódicas foi realizada em 2001. Em 2011, a Divisão de Partículas e Campos da *American Physical Society* decidiu que era o momento certo para um novo estudo da comunidade. As reuniões preparatórias durante 2012 e 2013 começaram com uma reunião de planejamento comunitário no Fermilab (11-13 de outubro de 2012) e uma reunião plenária final realizada na Universidade de Minnesota (29 julho - 6 agosto de 2013). O grupo de estudos formado por estes pesquisadores ficou conhecido como Comunidade de Estudos de Verão de 2013 ou *Snowmass study*. O Snowmass foi projetado para enumerar as perguntas que a comunidade de física de partículas pretende responder ao longo das próximas duas décadas, e planejar como respondê-las. Além disso, o estudo tem como foco principal desenvolver as aspirações de física a longo prazo da comunidade de alta energia e comunicar oportunidades de descoberta para a comunidade científica e o governo dos EUA.

Estudos envolvendo planejamento a longo prazo em física de altas energias procuram comparar vários cenários de energia de centro de massa, *pile-up* ou empilhamento de eventos (quando duas ou mais partículas atingem o detector mais ou menos ao mesmo tempo) e luminosidade integrada (número de colisões por determinado período de tempo e área de seção de choque efetiva). Estes estudos exigem uma estimativa rápida e realista do desempenho esperado do detector em função destas variáveis. Neste contexto, parâmetros de simulação que buscam refletir o melhor desempenho dos detectores ATLAS e CMS são utilizados no chamado *Combined Snowmass LHC detector* [37]. O Combined Snowmass LHC detector e as simulações baseadas nele são destinados a fornecer uma simulação rápida e transparente dos experimentos no colisor de hádrons incluindo efeitos devidos a *pile-up*. O grupo de estudos decidiu então que as previsões a respeito do comportamento do LHC a partir de 2015 seriam feitas usando o Delphes [70, 71], que será discutido com mais detalhes na seção seguinte, para simular o detector e inserir as características de um experimento real.

4.2.3.1 Delphes

Detectores de propósito geral em aceleradores de alta energia são sistemas muito complexos. Uma análise precisa dos dados exige uma simulação completa do detector. Esta simulação é, em geral, realizada por meio do pacote GEANT [69] e observáveis finais utilizados para estas análises geralmente necessitam de sofisticados algoritmos de reconstrução. Esta complexidade está ao alcance apenas de grandes colaborações. Estudos fenomenológicos requerem, em geral, apenas estimativas rápidas, mas realistas, das assinaturas dos sinais esperados. Para alcançar tal meta, em 2009 um novo programa chamado Delphes

[70, 71], foi desenvolvido. O Delphes fornece uma simulação rápida e realista de detectores genéricos em um colisor de altas energias, como ATLAS e CMS. Dessa forma, observáveis, tais como seções de choque transversais e eficiências após a seleção de eventos podem ser estimados para reações específicas. Ligado à saída de um gerador de eventos, o Delphes permite testar um grande número de modelos e as condições de funcionamento, com mais realismo do que uma simples análise ao nível de pártons e com muito menos complexidade que em simulações completas. A simulação leva em conta a resolução do detector e algoritmos de reconstrução habituais para objetos complexos, como FastJet [67]. Além disso, inclui um sistema de traços envolvido em um campo magnético, calorímetros (hadronico - HCAL e eletromagnético - ECAL) e um sistema de identificação de múons.

Objetos físicos que podem ser utilizados para a análise de dados são então reconstituídos a partir da resposta do detector simulado. Estes, incluem traços, depósitos nos calorímetros e objetos como elétrons isolados, jatos, táuons e energia transversa faltante. A versão mais recente do programa permite uma maior flexibilidade na concepção da sequência de simulação e reconstrução. Novos recursos, como a abordagem da reconstrução do fluxo de partículas, crucial nos primeiros anos do LHC e, pile-up, necessários à simulação dos detectores do LHC em um futuro próximo, também foram implementadas. O Delphes não se destina a ser utilizado para estudos de detectores avançados, para os quais são necessárias ferramentas mais precisas, embora seja suficientemente flexível para ser adaptado às necessidades de um colisor elétron-pósitron por exemplo.

Diferentes formatos de arquivo de dados como ProMC [64], StdHEP [65] e HepMC [63] podem ser utilizados como entrada no Delphes a fim de permitir o processamento de eventos de vários geradores diferentes. Além disso, o Delphes também fornece uma resposta do detector para eventos lidos em LHEF [60]. Eventos provenientes de geradores de Monte-Carlo externos são processados primeiramente por um leitor. Este leitor converte as partículas estáveis em uma coleção de objetos universais que por sua vez, são processadas através de uma série de módulos. A saída de dados do Delphes é um arquivo no formato ROOT [66], amplamente usado na análise de altas energias. Esta saída contém uma cópia dos eventos gerados e os observáveis reconstruídos tais como léptons isolados, energia transversa faltante e jatos. Estes arquivos de saída são criados usando o utilitário ExRootAnalysis [68]. O sistema de módulos ou *cards* do Delphes permite configurar os módulos de programação através de um arquivo de configuração, adicionar módulos, mudar o fluxo de dados e alterar informações de saída. Os cards fornecem uma ampla variedade de condições de funcionamento, modificando os parâmetros básicos de detecção. A seguir são listados alguns dos módulos do Delphes e suas respectivas funções.

- **PileUpMerger** - Permite a mistura entre as partículas estáveis originadas em eventos de *minimum bias* com pile-up e as partículas de estado final provenientes de um gerador de eventos.

- **ParticlePropagator** - Partículas estáveis são classificadas como hádrons carregados, elétrons ou múons e são submetidas a um campo magnético solenoidal.
- **ChargeHadronTrackingEfficiency** - Parâmetros de eficiência de traços de hádrons carregados como função da pseudorapidez η e do momento transversal p_T são aplicados.
- **ElectronTrackingEfficiency** - Parâmetros de eficiência de traços de elétrons como função de η e p_T são aplicados.
- **MuonTrackingEfficiency** - Parâmetros de eficiência de traços de múons como função de η e p_T são aplicados.
- **PhotonEfficiency** - A eficiência na reconstrução dos fótons como função de η e p_T é aplicada.
- **ElectronEfficiency** - A eficiência na reconstrução dos elétrons como função de η e p_T é aplicada.
- **MuonEfficiency** - A eficiência na reconstrução dos múons como função de η e p_T é aplicada.
- **TauTagging** - Eficiência em identificar um τ -jet verdadeiro vindo de um lépton τ (τ -tag) como função de η e p_T e a probabilidade de identificar erroneamente um jato como sendo vindo de um lépton τ (mistag-rate). Os jatos são identificados como sendo vindos de um τ .
- **UniqueObjectFinder** - Partículas sobrepostas são removidas das coleções, por exemplo, fótons são removidos das coleções de elétrons.
- **TreeWriter** - Escreve um arquivo de saída desejado no formato ROOT.

Um diagrama simplificado de fluxo de dados no Delphes é mostrado na Figura 4.11 abaixo.

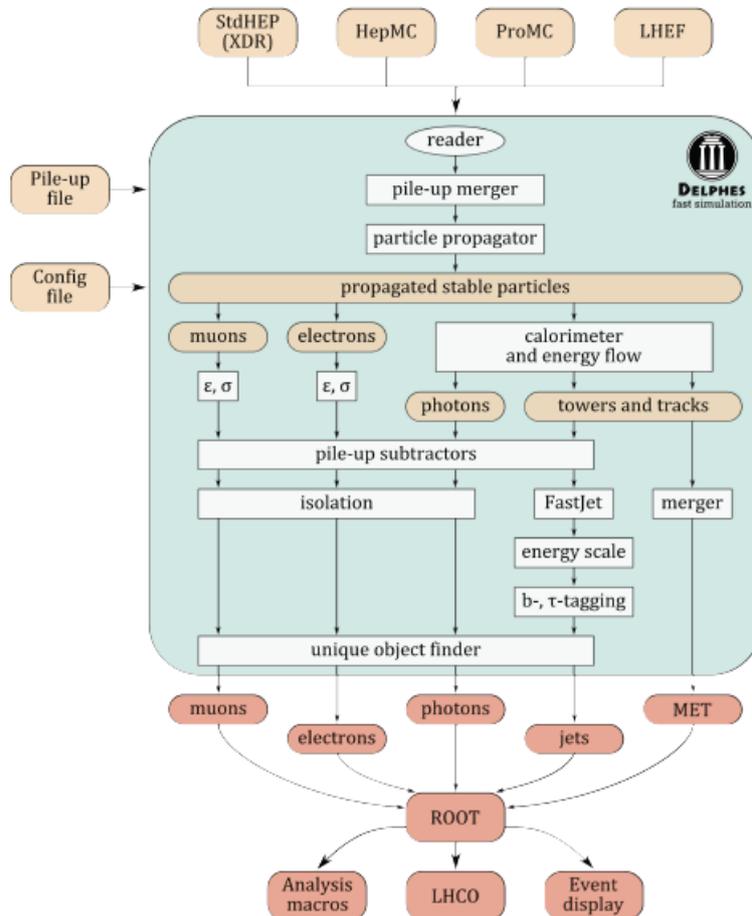


Figura 4.11: Fluxograma de trabalho do Delphes. Arquivos de eventos provenientes de geradores de Monte Carlo externos são processados em uma primeira fase de leitura. Eventos de pile-up são então sobrepostos aos eventos de espalhamento duro. Partículas de longa duração são propagadas para os calorímetros dentro de um campo magnético uniforme. As partículas que atingem os calorímetros depositam lá sua energia. O algoritmo de fluxo de partículas produz duas coleções de 4-vetores - *particle-flow tracks* e *particle-flow towers*. Fótons verdadeiros e elétrons que tiveram seus traços reconstruídos e alcançaram o ECAL são reconstruídos como fótons. Elétrons e múons são selecionados. Hádrons carregados vindos de vértices de pile-up são descartados. O procedimento de subtração de pile-up é aplicado aos jatos e aos parâmetros de isolamento de múons, elétrons e fótons. Nenhuma subtração de pile-up é aplicada à energia transversa faltante. Na fase final, os eventos duplicados são removidos. Os dados de saída são armazenados no formato ROOT (Figura extraída de [71])

Capítulo 5

Estudos com Eventos Simulados

Uma prática amplamente utilizada na Física de Altas Energias é o estudo de eventos simulados e da resposta do detector a estes eventos. Estas simulações permitem determinar a viabilidade das análises que se deseja fazer no experimento, assim como estudar eficiências e a resolução do detector, antes mesmo do início do funcionamento do mesmo. Os dados simulados levam em conta toda física conhecida do Modelo Padrão e eventualmente modelos de nova física que possam surgir nas condições do experimento. Outro aspecto importante é que as simulações permitem testar os programas de análise que serão utilizados durante a tomada de dados reais.

A simulação dos processos físicos é feita por programas que incorporam os conhecimentos teóricos relevantes, como por exemplo: valores medidos para seções de choque, mecanismo de hadronização, etc. A qualidade da representação do processo físico obtida na simulação é, portanto, limitada pela compreensão que se tem dos fenômenos envolvidos. Assim sendo, a simulação da resposta do detector à passagem das partículas se torna mais e mais importante à medida em que as experiências aumentam em complexidade. Sua importância é fundamental ainda na fase de concepção dos detectores, quando a simulação se faz necessária para a determinação das características técnicas exigidas para que se possa observar os processos físicos desejados. Na simulação dos detectores são incorporadas as informações sobre a resposta de cada parte que os compõem.

Os estudos realizados neste trabalho podem ser divididos em duas partes. Em ambas, as pesquisas foram feitas no canal de decaimento semileptônico do par $t\bar{t}$. Porém, na primeira delas, os eventos foram simulados com $\sqrt{s} = 8$ TeV e posteriormente comparados com os dados obtidos pelo ATLAS em 2012 [72]. Esta etapa teve como finalidade impor alguns limites ao espaço de parâmetros da torção (M_{TS} , η_f e η_t). Na segunda parte, orientando-se pelos resultados obtidos na primeira, foi realizada uma simulação rápida do comportamento do detector Snowmass [37] com $\sqrt{s} = 13$ TeV, a fim de se avaliar o potencial de descoberta do mesmo para diferentes cenários de luminosidade integrada e estabelecer limites mais precisos aos parâmetros associados a essa ressonância de grande massa prevista pelo Modelo de Torção.

As seções a seguir trazem uma discussão detalhada sobre os estudos e análises realizados em cada uma das partes, bem como os resultados nelas obtidos iniciando-se pela implementação do Modelo de Torção no gerador de eventos Monte Carlo utilizado nesta pesquisa.

5.1 Implementação do Modelo

Quando se deseja explorar as características de determinado processo, um conhecimento preciso de sua seção de choque torna-se imprescindível. A escolha do gerador e do modelo no qual se pretende realizar as análises são, portanto, aspectos fundamentais deste estudo. Neste trabalho, nós utilizamos o Gerador Monte Carlo CalcHEP [58, 59] que além de calcular a seção de choque, fornece também todos os diagramas do processo em estudo. O modelo implementado no CalcHEP para realizarmos nossas análises, foi o Modelo de Torção, já discutido no capítulo 3.

Uma característica muito importante ao estudar colisões entre hádrons, prótons por exemplo, é que o conhecimento de sua estrutura interna tem que ser considerado. Os quarks que compõem estes hádrons e os próprios glúons são referidos como pártons e são descritos pelas funções de distribuição partônica (do inglês *Parton Distribution Function* - PDF). As PDF's dão a probabilidade de se encontrar em um próton um párton de sabor i (quarks ou glúons) carregando uma fração x de seu momento. A PDF utilizada neste trabalho foi a MSTW2008nlo68cl [82].

A partir do CalcHEP, nós obtivemos as seções de choque de produção do par $t\bar{t}$ através do processo $pp \rightarrow TS \rightarrow t\bar{t}$ em função da massa da torção (M_{TS}) para alguns dos valores dos acoplamentos utilizados neste trabalho. O diagrama de Feynman em nível árvore para este processo foi mostrado na figura 3.2. A Figura 5.1 mostra o gráfico desta seção de choque para $\eta_f = 0.3$ e diferentes valores de η_t e \sqrt{s} . Já a Figura 5.2 mostra a mesma seção de choque, mas calculada para $\eta_f = 0.5$. Nelas podemos observar que para valores menores do acoplamento η_t tem-se uma variação mais significativa na seção de choque.

5.2 Estudo dos Eventos Simulados com $\sqrt{s} = 8$ TeV

Experimentos em Física de Partículas são baseados em medições de grandezas como o tempo de vida das partículas (τ). Se uma partícula tem um tempo de vida finito, sua massa não tem valor fixo e assim a chamamos de ressonância. A incerteza na massa é inversamente proporcional ao seu tempo de vida e é chamada de largura total de decaimento da ressonância, Γ . Assim, tem-se que $\Gamma \propto \frac{1}{\tau}$. A largura pode ser definida ainda como a probabilidade por unidade de tempo de que a partícula decaia. Os modernos aceleradores têm buscado por física além do MP através de análises das larguras de decaimento de novas ressonâncias produzidas.

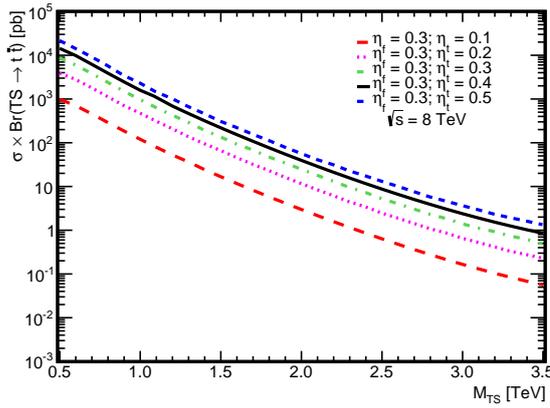
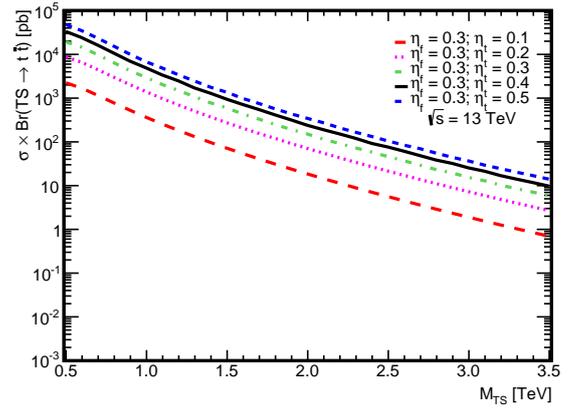
(a) $\sqrt{s} = 8$ TeV(b) $\sqrt{s} = 13$ TeV

Figura 5.1: Seção de choque de produção do par $t\bar{t}$ para $\eta_f = 0.3$ e diferentes valores de η_t com $\sqrt{s} = 8$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (b) de acordo com o Modelo de Torção

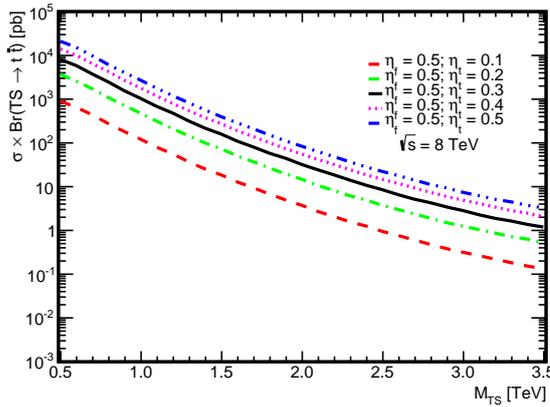
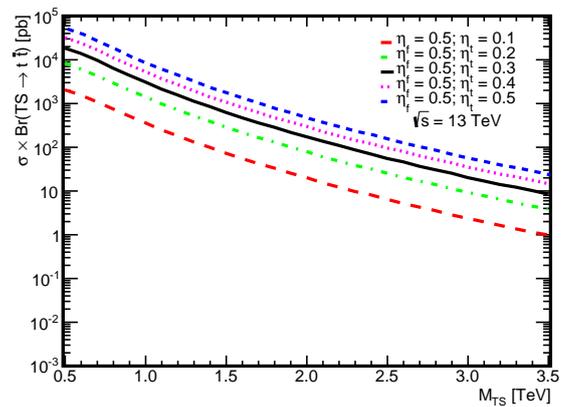
(a) $\sqrt{s} = 8$ TeV(b) $\sqrt{s} = 13$ TeV

Figura 5.2: Seção de choque de produção do par $t\bar{t}$ para $\eta_f = 0.5$ e diferentes valores de η_t com $\sqrt{s} = 8$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (b) de acordo com o Modelo de Torção

Muitas teorias da física além do MP preveem a existência de novas partículas que decaem em um par de quarks top ($t\bar{t}$). O experimento ATLAS, por exemplo, tem buscado por ressonâncias na produção do par $t\bar{t}$ nas colisões próton-próton há alguns anos. Em uma busca recente [72], as colisões foram realizadas com $\sqrt{s} = 8$ TeV e luminosidade integrada $\int L dt = 14 fb^{-1}$. Os dados usados nesta procura foram coletados em 2012 através do canal semileptônico de decaimento do par $t\bar{t}$ em eventos com estado final lépton + jatos. Nela, foram usados dois modelos teóricos específicos [73, 74], os quais procuravam testar a produção de ressonâncias com larguras estreitas e largas em relação à resolução do detector que é de 7%.

Considerando então, a referência [72], nós tomamos o valor 7 % como sendo o limite para as ressonâncias, isto é, aquelas que apresentassem o valor da razão Γ_{TS}/M_{TS} menor

ou igual a 7 % seriam consideradas estreitas e acima desse valor, seriam consideradas largas, onde Γ_{TS} é a largura e M_{TS} é a massa da torção. Nosso objetivo nesta etapa do trabalho, era fazer uma análise semelhante à realizada pelo ATLAS em 2012, testando a produção de ressonâncias através do Modelo de Torção [34, 35, 36].

Em estudos anteriores [76] foi considerado que o acoplamento entre a torção e os férmions do MP fosse universal, isto é, $\eta = \eta_f$. Contudo, conforme já mencionado no capítulo 3, acredita-se que este acoplamento seja diferente para o quark top devido à sua grande massa. Assim, além de considerar o caso em que o acoplamento da torção é o mesmo para todos os férmions do MP, nós também fizemos $\eta_{i \neq t} = \eta_f$ com f se referindo a todos os férmions do MP com exceção do quark top e, η_t , sendo o acoplamento entre a torção e esse quark. Um dos objetivos deste estudo foi encontrar limites para estas constantes de acoplamento (η_f e η_t) para os quais as ressonâncias passariam de estreitas para largas.

Nessa perspectiva, foram gerados arquivos de dados com a largura da torção (Γ_{TS}) em função de sua massa (M_{TS}), que foi feita variar de 500 GeV a 3500 GeV. Também foram feitas variações de 0.1 até 0.5 nos valores de η_f e η_t . A partir destes dados, foi possível calcular a razão Γ_{TS}/M_{TS} para todo espectro de massa considerado. A Tabela 5.1 abaixo, apresenta os valores desta razão para os valores mínimo (500 GeV) e máximo (3500 GeV) da massa e de suas respectivas larguras para cada um dos η 's considerados no estudo.

Tabela 5.1: Razão Γ_{TS}/M_{TS} para valores de η_f e η_t .

η_f	η_t	$[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{min}$ [%]	$[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{max}$ [%]
0.1	0.1	0.54	0.60
0.1	0.2	0.64	0.83
0.1	0.3	0.79	1.22
0.1	0.4	1.00	1.78
0.1	0.5	1.28	2.49
0.2	0.1	2.10	2.15
0.2	0.2	2.19	2.38
0.2	0.3	2.34	2.77
0.2	0.4	2.55	3.32
0.2	0.5	2.82	4.03
0.3	0.1	4.68	4.73
0.3	0.2	4.77	4.97
0.3	0.3	4.92	5.36
0.3	0.4	5.13	5.91
0.3	0.5	5.40	6.61
0.35	0.1	6.36	6.41

0.35	0.2	6.45	6.65
0.35	0.3	6.60	7.04
0.35	0.4	6.81	7.59
0.35	0.5	7.09	8.30
0.4	0.1	8.30	8.35
0.4	0.2	8.40	8.60
0.4	0.3	8.55	8.98
0.4	0.4	8.76	9.53
0.4	0.5	9.03	10.24
0.5	0.1	12.96	13.00
0.5	0.2	13.05	13.24
0.5	0.3	13.20	13.64
0.5	0.4	13.41	14.20
0.5	0.5	13.64	14.90

A partir dos dados apresentados na tabela acima, foi possível obter o valor limite das constantes de acoplamento para o qual as ressonâncias passariam de estreitas para largas. Conforme pode ser visto, este valor é $\eta_f = 0.35$ e $\eta_t = 0.4$. Considerando os dados da mesma tabela e os arquivos de dados gerados, foi possível construir, ainda, gráficos da razão Γ_{TS}/M_{TS} para diferentes valores de η_f e η_t . A Figura 5.3 mostra o gráfico desta razão na região do limite encontrado. E a Figura 5.4 mostra os gráficos da razão

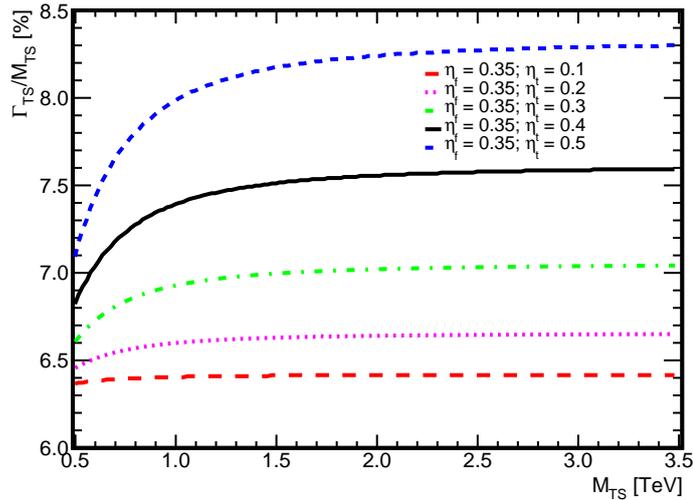


Figura 5.3: Razão Γ_{TS}/M_{TS} para alguns valores de η_f e η_t próximo da região de limite

$[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{min}$ e $[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{max}$ para todos os valores atribuídos aos acoplamentos neste trabalho.

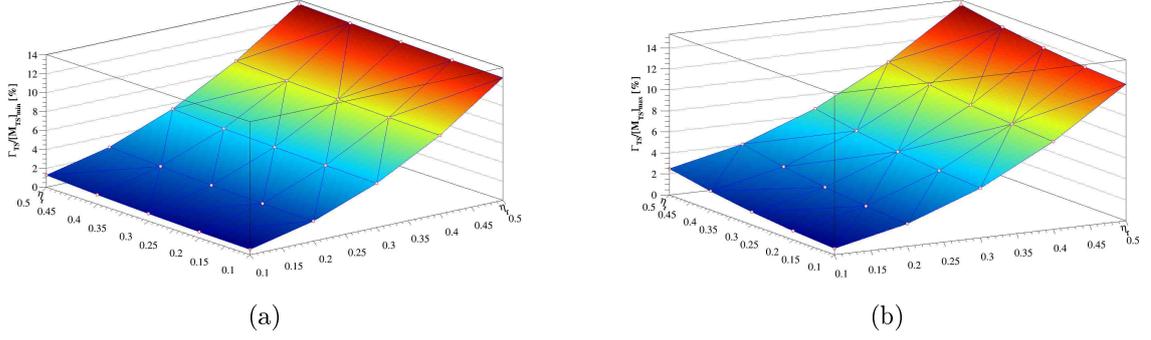


Figura 5.4: Razão (a) $[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{min}$ e (b) $[\Gamma_{TS}/M_{TS}]_{max}$ para todos os valores atribuídos aos acoplamentos neste trabalho

Uma vez encontrados os limites das constantes de acoplamento, o passo seguinte foi, então, procurar por limites na massa da torção para cada uma das ressonâncias estudadas. Usando o pacote CalcHEP, nós obtivemos a seção de choque de produção do par $t\bar{t}$ no Modelo de Torção para os diferentes valores de massa e para diferentes valores de η_t .

Comparando nossos dados com as curvas experimentais do ATLAS obtidas com dados de 2012 [72], foi possível gerar os gráficos apresentados nas Figuras 5.5 e 5.6 que representam as faixas de ressonância estreita e larga respectivamente.

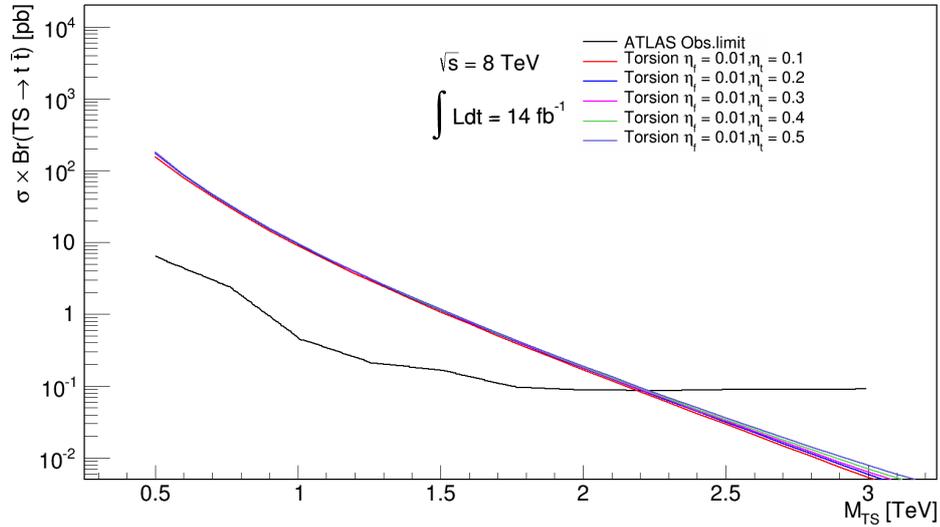


Figura 5.5: Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.01$

Analisando os gráficos apresentados nas Figuras 5.5 e 5.6 podemos observar que uma variação em η_t produz alterações mais significativas na distribuição da seção de choque referente à faixa de ressonância larga enquanto que para a faixa de ressonância estreita estas variações são bem mais suaves.

A partir da interseção das curvas teóricas para o Modelo de Torção com as curvas experimentais do ATLAS [72], nós obtivemos alguns limites para M_{TS} e construímos as

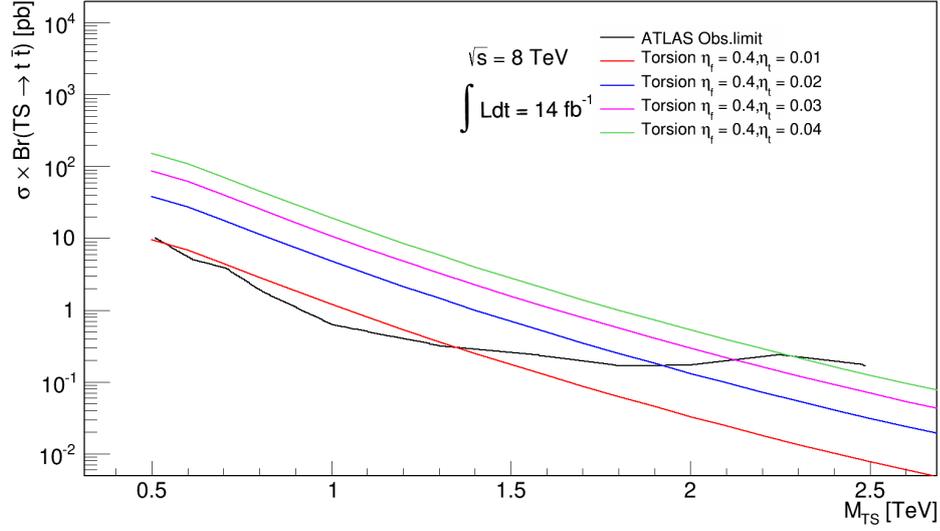


Figura 5.6: Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.4$

Tabelas 5.2 e 5.3. Neste ponto do trabalho, nós observamos que para alguns valores de η_f era impossível obter o limite desejado, pois nossas curvas teóricas não interceptavam as curvas experimentais do ATLAS. Assim, nós procuramos por um valor dessa constante onde o limite era possível e o fixamos.

Tabela 5.2: Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.01$

η_f	η_t	M_{TS} [TeV]
0.01	0.1	2.1908
0.01	0.2	2.2074
0.01	0.3	2.2164
0.01	0.4	2.2256
0.01	0.5	2.2362

Tabela 5.3: Limites da massa da torção para $\eta_f = 0.4$

η_f	η_t	M_{TS} [TeV]
0.4	0.01	1.3586
0.4	0.02	1.9282
0.4	0.03	2.1242
0.4	0.04	2.2780

De posse dos dados apresentados nas Tabelas 5.2 e 5.3 nós construímos os gráficos de exclusão da massa, que podem ser vistos nas Figuras 5.7 e 5.8 com 95 % de nível de confiança (*Confidence Level - C.L.*). Nestas figuras, a área sombreada representa a região não permitida para M_{TS} . Analisando estes gráficos, pode-se concluir que se a torção realmente existe, esta ressonância deve apresentar uma massa superior a 2.2 TeV.

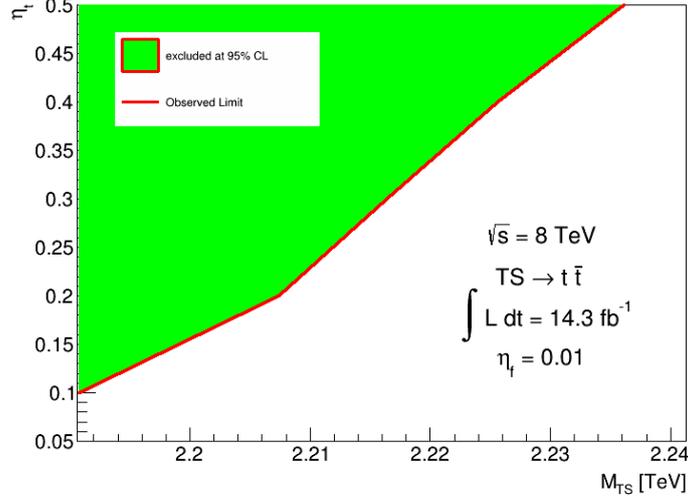


Figura 5.7: Limite de exclusão com 95% C.L. para $\eta_f = 0.01$

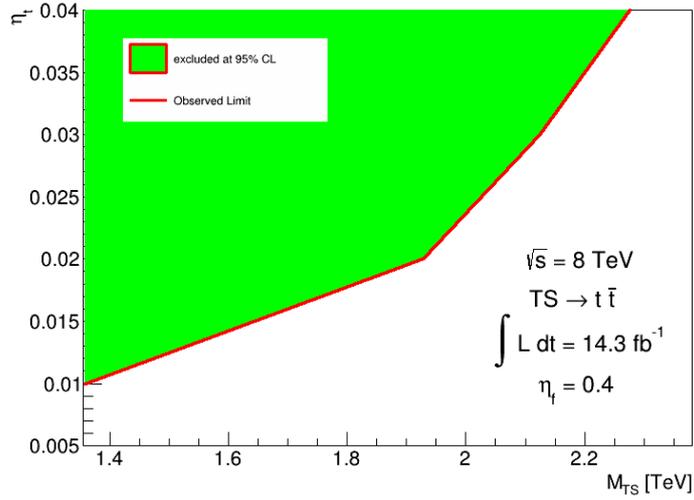


Figura 5.8: Limite de exclusão com 95 % C.L. para $\eta_f = 0.4$

Como dito no início desta seção, nós fizemos também um estudo considerando que a torção se acoplasse da mesma forma com todos os férmions do MP. Do mesmo modo, comparamos nossos dados com as curvas experimentais do ATLAS. Porém, não foi possível obter nenhum limite para a massa da torção a partir desta análise, pois não houve interseção entre as nossas curvas teóricas para o Modelo de Torção e as curvas experimentais obtidas pelo ATLAS.

Alguns limites para M_{TS} foram também obtidos em [76] através do canal $pp \rightarrow e^+e^- + X$ com $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\int L dt = 20.4$ fb $^{-1}$. Estes limites encontram-se na Tabela 5.4. Nesta tabela $\eta_{TS} = \eta_t = \eta_f$. Observamos que o canal dilépton permite obter limites mais restritivos, mas o canal $pp \rightarrow t\bar{t}$ permite avaliarmos separadamente a importância dos dois acoplamentos (η_t e η_f).

Os estudos realizados nesta etapa da pesquisa tiveram como objetivo obter os limites

Tabela 5.4: Limites obtidos na massa da torção com $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\int Ldt = 20.4$ fb^{-1} através do canal $pp \rightarrow e^+e^- + X$

η_{TS}	Limite observado [TeV/ c^2]	Limite esperado [TeV/ c^2]
0.05	2.059	2.045
0.1	2.464	2.454
0.2	2.906	2.882
0.3	3.228	3.171
0.4	3.574	3.496
0.5	3.989	3.875

dos acoplamentos η_f e η_t com os dados mais recentes do ATLAS além de orientar as análises que foram feitas na etapa seguinte.

5.3 Estudo dos Eventos Simulados com $\sqrt{s} = 13$ TeV

5.3.1 Geração dos Eventos

Para estudar em detalhes as características dos eventos de sinal e de background faz-se necessária a geração de um grande número de amostras de dados correspondentes a eventos de ambas as categorias. Todas as amostras de dados simulados utilizadas nesta pesquisa foram produzidas a partir do pacote CalcHEP. Nosso sinal é composto por eventos com estado final elétron + jatos obtidos a partir do seguinte processo $pp \rightarrow TS \rightarrow t\bar{t} \rightarrow (bW^+)(\bar{b}W^-)$. Conforme analisado no capítulo 3, de acordo com os modos de decaimento do bóson W, os decaimentos do par $t\bar{t}$ podem ser classificados em três canais. Nosso estudo se concentra no canal de decaimento semileptônico que é aquele em um dos bósons W decai em jatos de hadrons e o outro decai leptonicamente (neste trabalho consideramos apenas o elétron e o neutrino). O processo de background mais relevante para esta análise é a produção do par $t\bar{t}$ no MP. Outras fontes de background como multi-jatos, W + jatos, Z + jatos ou mesmo processos de produção de dibósons como WW, ZZ e WZ existem, porém como suas contribuições são muito pequenas, não foram consideradas neste trabalho. Nas amostras de sinal, apenas o processo de produção do par $t\bar{t}$ através da Torção (TS) (ver diagrama da figura 3.2) foi levado em consideração enquanto nas de background apenas esse processo foi rejeitado, sendo considerado todos os outros (produção através dos bósons Z, W^+ , Higgs, fóton, glúon e do próprio *top*).

Usando o CalcHEP, geramos os eventos de sinal $pp \rightarrow TS \rightarrow t\bar{t}$ e de background $pp \rightarrow t\bar{t}$ do MP com $\sqrt{s} = 13$ TeV. Diferentes valores de massa da torção e de seus respectivos acoplamentos foram usados. Trabalhamos com os seguintes valores de luminosidade integrada: 30 fb^{-1} , 50 fb^{-1} e 100 fb^{-1} sendo em todas as amostras geradas, aplicado o corte $(M_{TS} - 2.7\Gamma_{TS}) < m_{t\bar{t}} < (M_{TS} + 2.7\Gamma_{TS})$. Este corte permite uma cobertura de aproximadamente 77,42 % da ressonância. A Tabela 5.5 mostra os eventos

gerados. A Figura 5.9 mostra as distribuições da massa invariante do par $t\bar{t}$ obtidas a partir do CalcHEP para o sinal com $\eta_f = 0.5$ e $\eta_t = 0.5$. Nelas, podemos observar que a largura do pico aumenta com a massa da torção.

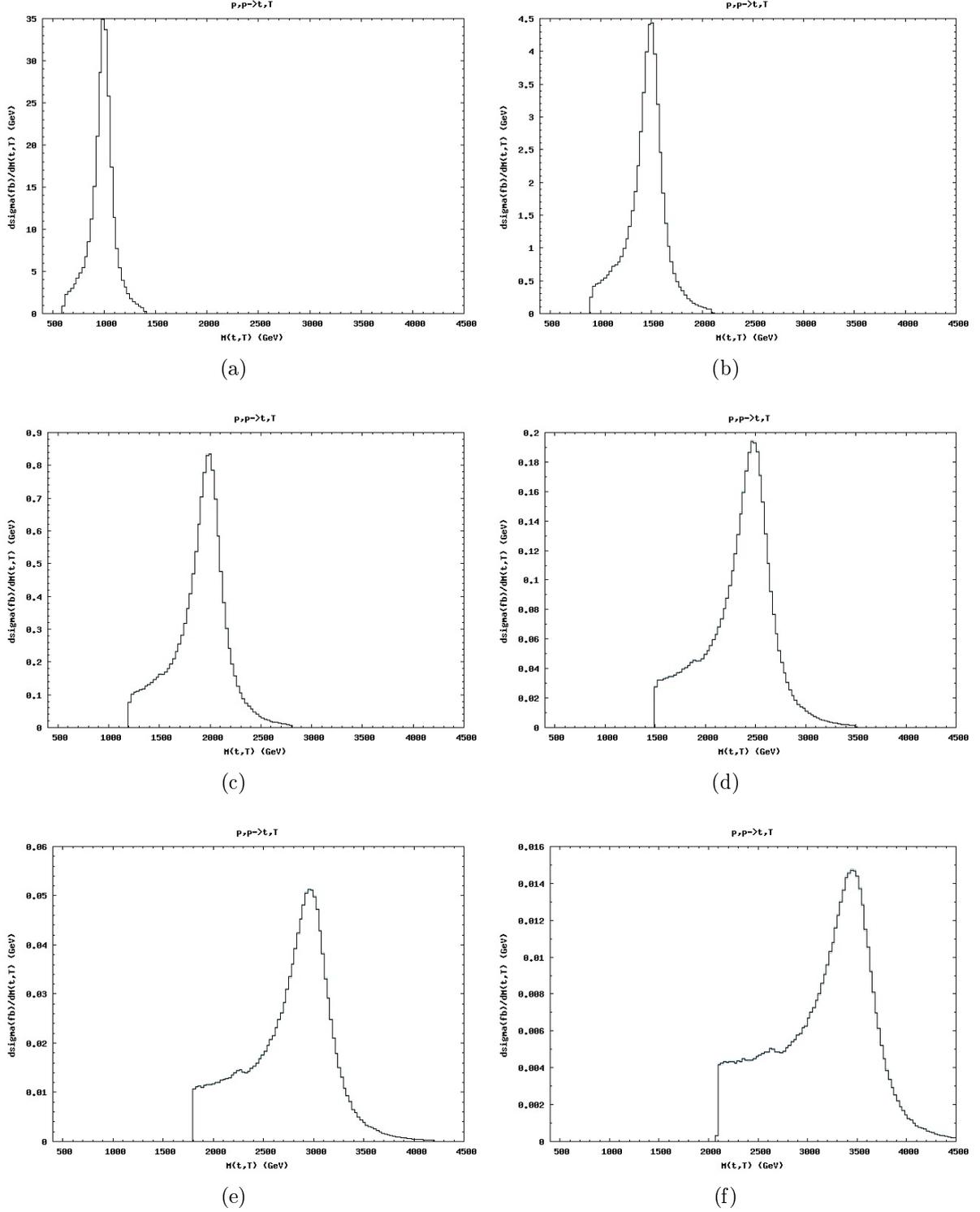


Figura 5.9: Distribuição da massa invariante do par $t\bar{t}$ obtida a partir do CalcHEP com $\eta_f = 0.5$ e $\eta_t = 0.5$ para o sinal com (a) $M_{TS} = 1000$ GeV (b) $M_{TS} = 1500$ GeV (c) $M_{TS} = 2000$ GeV (d) $M_{TS} = 2500$ GeV (e) $M_{TS} = 3000$ GeV e (f) $M_{TS} = 3500$ GeV

Tabela 5.5: Amostras geradas a partir do CalcHEP

M_{TS} [GeV]	1000 - 3500
η_f, η_t	0.5, 0.5
η_f, η_t	0.5, 0.3
η_f, η_t	0.5, 0.1
η_f, η_t	0.3, 0.5
η_f, η_t	0.3, 0.3
η_f, η_t	0.3, 0.1

Estas amostras passaram então, pelo Pythia8 a fim de que a saída do gerador, que se dá a nível partônico, fosse transformada pelos processos de hadronização e decaimento, introduzindo características semelhantes às de eventos reais. Após esta etapa, os eventos foram submetidos à simulação rápida com o Delphes. O Delphes tem como objetivo simular a resposta do detector à passagem das partículas geradas no evento. Ele cumpre o papel da simulação do detector de uma maneira mais rápida e menos detalhada do que a sua simulação completa. Nenhuma das nossas simulações levou em consideração os efeitos do pile-up.

Como mencionado no capítulo 4, o Delphes possui um sistema de módulos que permite selecionar as partes do detector a serem utilizadas e modificar os parâmetros básicos de detecção fornecendo uma ampla variedade de condições de funcionamento. Este recurso evita o desperdício de processamento, que pode ser custoso dependendo da quantidade de eventos que se pretende simular. Os módulos do Delphes de maior importância para nosso estudo, bem como suas funções e os respectivos valores utilizados são apresentados a seguir:

- **ElectronIsolation** - Exigir que um objeto físico esteja isolado reduz a probabilidade de que ele seja originado de um jato. Existem várias definições possíveis para o isolamento de uma variável, dependendo do nível particular de rejeição do background que se deseja atingir. No Delphes, optou-se por algo mais simples. No entanto, podem ser adotadas definições alternativas que sejam mais adequadas para os requisitos de análise. Para cada elétron reconstruído, a variável isolamento I é definida como

$$I(e) = \frac{\sum_{i \neq e}^{\Delta R < R, p_T(i) > p_T^{min}} p_T(i)}{p_T(e)} \quad (5.1)$$

onde o denominador é o momento transversal do elétron. O numerador é a soma do momento transversal, acima de um valor mínimo (p_T^{min}), de todas as partículas que se encontram dentro de um cone R em torno do elétron, exceto ele próprio. As partículas de entrada podem ser livremente especificadas pelo utilizador. Objetos de fluxo de partículas, ou simplesmente traços e torres de calorímetro são escolhas comuns de entradas que entram no cálculo da variável isolamento $I(e)$. Tipicamente

valores de $I \approx 0$ indicam que a partícula está isolada. No Delphes, a partícula é considerada isolada se $I(e) < I_{min}$. O usuário pode especificar, através de um arquivo de configuração, os três parâmetros de isolamento. Neste trabalho foram usados os seguintes valores:

$$\Delta R = 0.3 ; \quad p_T^{min} = 0.5 \quad \text{e} \quad I_{min} = 0.1.$$

- **FastJetFinder** - Os jatos são uma ferramenta necessária para compreender melhor a física do MP e além dela. Os pártons envolvidos na colisão são espalhados com alto momento transverso (p_T) e formam um conjunto de hádrons muito bem colimados chamado jato, um chuveiro de hádrons. Uma descrição gráfica é dada na Figura 5.10.

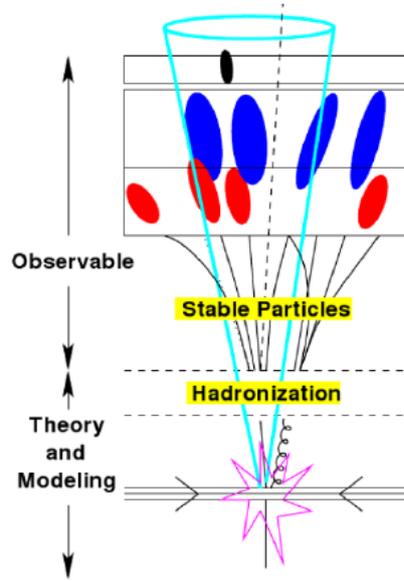


Figura 5.10: Ilustração de um cone para a reconstrução do jato. Partículas são criadas através de decaimentos e radiação após a colisão dando origem a um spray colimado de hádrons.(Figura extraída de [84])

Para reconstruir jatos deve-se fazer uso de alguns algoritmos. Existem muitos desses algoritmos, com cada um exibindo um diferente comportamento de agrupamento, ver referências [78, 79]. Alguns deles são baseados na distância definida na equação 5.2 a seguir,

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{2n}, p_{Tj}^{2n}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (5.2)$$

onde R (raio do cone do jato) é um parâmetro constante e ΔR_{ij} , conforme já definido na seção 4.1.3 ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$) é a distância no espaço angular $\eta \times \phi$.

Na equação 5.2, se

$n = 0 \rightarrow$ tem-se o algoritmo de *Cambridge/Aachen*;

$n = 1 \rightarrow$ tem-se o algoritmo k_t ;

$n = -1 \rightarrow$ tem-se o algoritmo anti- k_t .

Neste trabalho, nós usamos o pacote de software Fastjet [67] para reconstruir jatos com o algoritmo anti- k_t [77] com parâmetro $R = 0.5$. O algoritmo anti- k_t é um algoritmo baseado em agrupamento de objetos. O agrupamento se inicia com uma lista de objetos de entrada. Estas podem ser: partículas de eventos Monte Carlo ou células do calorímetro de dados ou de detectores simulados. Para cada objeto, i , e cada par de objetos, i, j , duas distâncias, d_i e $d_{i,j}$ são calculadas, tal como consta nas equações 5.3 e 5.4.

$$d_i = (p_{Ti}^{-2}) \quad (5.3)$$

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (5.4)$$

O algoritmo procura o menor d_i ou $d_{i,j}$. Se o menor valor é um $d_{i,j}$, em seguida, os objetos i e j são unidos e reutilizados como objetos de entrada. Se o menor valor é d_i , o objeto i é removido da lista de objetos de entrada e definida como um jato. Este procedimento é repetido até que todos os objetos sejam incluídos dentro do cone de um jato.

- **BTagging** - A identificação dos jatos provenientes de quarks b (b -jatos) é de fundamental importância para uma grande variedade de análises físicas nos modernos aceleradores, tal como a física do quark top. Por apresentarem um tempo de vida relativamente longo, cerca de 1,5 picossegundos, os hádrons B propagam uma certa distância antes de decaírem. Devido ao fator de Lorentz, esta distância pode ser de alguns milímetros ou até centímetros. Este fato cria a assinatura de um vértice de decaimento secundário que pode ser claramente identificado através dos detectores de traços precisos dos experimentos nos grandes colisores. A Figura 5.11 mostra a topologia de dois jatos B com vértices de decaimento secundário. Um dos jatos mostra ainda, um outro vértice formando uma cascata de decaimento.

O B -tagging é um algoritmo essencial para análises físicas que envolvam b -jatos. Ele foi projetado para permitir uma identificação eficiente desses jatos, bem como, uma rejeição, também eficiente, daqueles que poderiam ser erroneamente classificados como b -jatos (mis -tag). Funciona da seguinte forma: o jato é considerado um b -jato em potencial se for gerado a partir de um quark b ou se for encontrado dentro de uma distância $\Delta R = \sqrt{(\eta^{jato} - \eta^{parton})^2 + (\phi^{jato} - \phi^{parton})^2}$ do eixo do jato. A probabilidade de identificar um jato como sendo b -jato depende dos parâmetros de eficiência do b -tagging. Estes parâmetros podem ser extraídos de [83]. Os parâmetros da eficiência do mis -tagging podem também ser especificados. As versões mais recentes do Delphes permitem diferentes formas de trabalho por jato com o b -tagging. Neste trabalho, foram usados os seguintes valores:

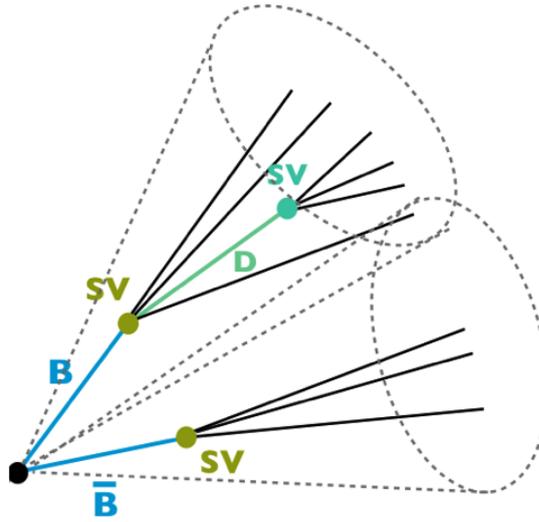


Figura 5.11: Jatos de hadrons B com vértices de decaimento secundário (Figura extraída de [94]).

$$\Delta R = 0.5; \quad \eta_{max}^{parton} = 2.5 \quad \text{e} \quad p_{Tmin}^{parton} = 1.0.$$

5.3.2 Seleção dos eventos

Conforme dito anteriormente, o sinal característico que estudamos neste trabalho foi a produção do par $t\bar{t}$ a partir do processo $pp \rightarrow TS \rightarrow t\bar{t}$ e seu subsequente decaimento semileptônico, cuja configuração final exigia dois quarks b, dois jatos originados a partir da hadronização dos dois quarks leves, um elétron e um neutrino identificado como energia transversa faltante (E_T^{miss}). Assim, nosso sinal teve a topologia final $pp \rightarrow TS \rightarrow t\bar{t} \rightarrow (e\nu)(jj)(b\bar{b})$ conforme pode ser visto na figura abaixo.

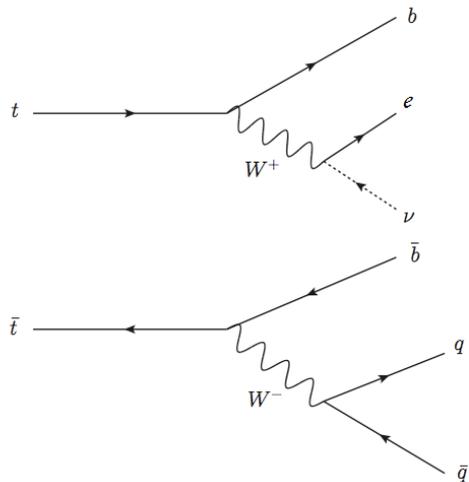


Figura 5.12: Objetos físicos no estado final do decaimento do par $t\bar{t}$ de interesse para este estudo (Figura extraída de [95] com modificações).

Foi realizada uma pré-seleção com o objetivo de preservar o maior número de eventos de sinal e rejeitar a maior parte do background. Nesta pré-seleção, foram aplicados os cortes a seguir:

- Os eventos deveriam conter pelo menos um elétron isolado no estado final com $p_T > 30$ GeV e $|\eta| < 2,5$. O gráfico da Figura 5.13 mostra o p_T do elétron isolado antes da pré-seleção.
- Os eventos deveriam ter entre 2 e 4 jatos (incluindo b-jatos ou jatos leves) com $p_T \geq 30$ GeV e $|\eta| \leq 5,0$.
- Entre os jatos selecionados anteriormente, deveria haver pelo menos um b-jato. A Figura 5.14 mostra como variava o número de jatos identificados como b-jatos com a massa da torção.
- $E_T^{miss} \geq 30$ GeV. A distribuição desta variável antes da pré-seleção pode ser vista no gráfico da Figura 5.13.

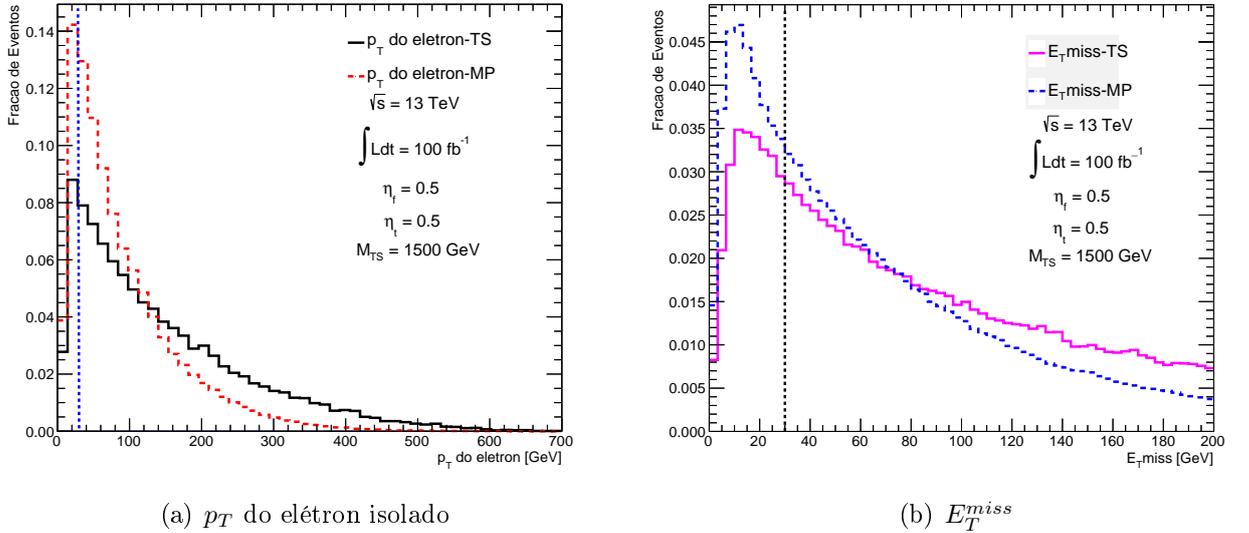


Figura 5.13: p_T do elétron isolado e E_T^{miss} antes da aplicação dos cortes da pré-seleção para os eventos do sinal (TS) e do background (MP).

Nossos estudos foram realizados até valores elevados de massa da torção (3,5 TeV). Para estes valores, devido ao boost de Lorentz, alguns jatos saíam colimados, isto é, suas trajetórias tornavam-se praticamente paralelas dificultando a diferenciação entre eles. Portanto, nós tivemos que realizar análises que dependiam do número de jatos identificados em cada evento.

Para eventos contendo 2 jatos, nós exigimos que no mínimo um dos jatos fosse um b-jato. A análise destes eventos foi chamada *boosted*.

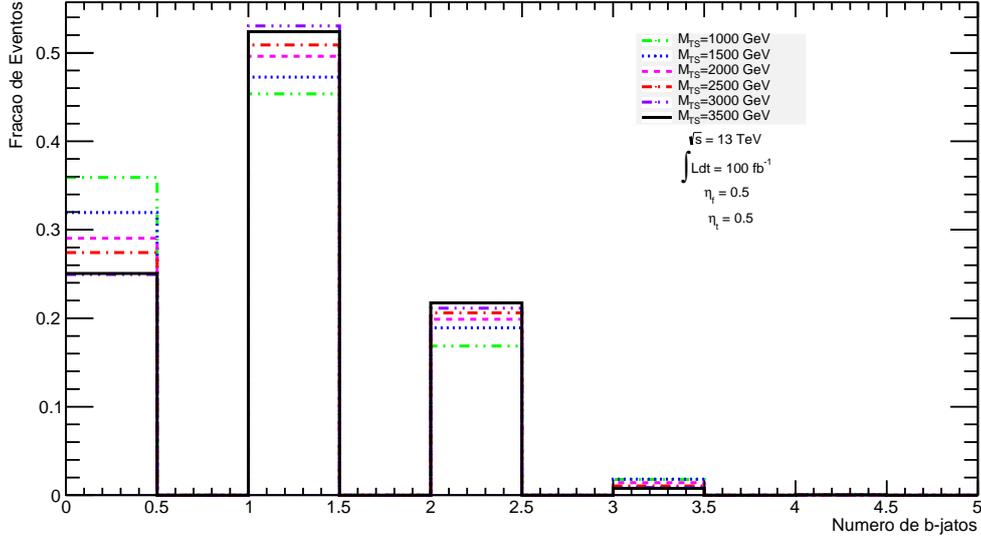


Figura 5.14: Variação do número de b-jatos com M_{TS} .

Para os eventos que continham três jatos, foram feitos dois tipos de análise, conforme o evento se encaixava em uma das categorias seguintes:

1. Em cada evento, um dos jatos deveria ser um b-jato e os outros dois deveriam ser jatos leves;
2. Em cada evento, dois jatos deveriam ser b-jatos e um deveria ser um jato leve.

Naqueles eventos que continham quatro jatos, no mínimo dois dos jatos deveriam ser identificados como b-jatos. A análise destes eventos (3 e 4 jatos) foi chamada *resolved*.

Fizemos ainda uma análise combinada juntando as duas anteriores. O gráfico da Figura 5.15 mostra como variava o número de jatos em função de M_{TS} para valores de η_f e η_t fixos.

Observamos da Figura 5.15 que à medida que a massa da ressonância aumenta o número de eventos com 2 jatos aumenta em relação aos eventos que possuem 3 ou 4 jatos.

Após a aplicação dos cortes descritos acima, apenas um certo número de eventos de sinal permanece. A partir deste número de eventos que restou, nós calculamos a eficiência da seleção através da fórmula

$$eficiencia = \frac{numero\ de\ eventos\ que\ restaram}{numero\ total\ de\ eventos}. \quad (5.5)$$

Os gráficos da Figura 5.16 apresentam a eficiência calculada com $\int Ldt = 100 \text{ fb}^{-1}$ para as diferentes análises que foram feitas (2, 3, 4 jatos e combinada).

Podemos observar a partir da Figura 5.16 (a) que a eficiência diminui com o aumento da massa da torção para valores fixos de η_f e η_t . Já em (b), observamos que a eficiência

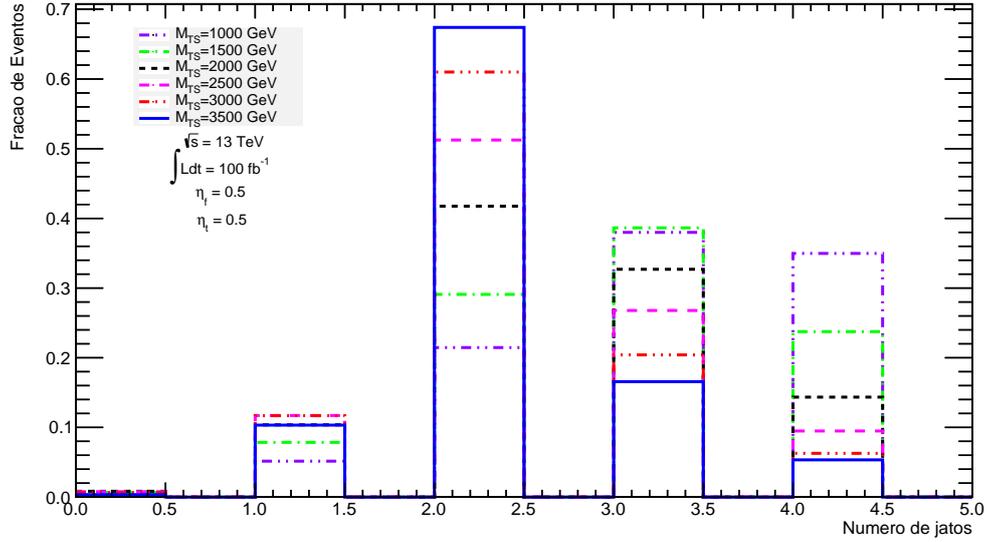


Figura 5.15: Variação do número de jets com a massa da torção para $\eta_f = 0.5$ e $\eta_t = 0.5$.

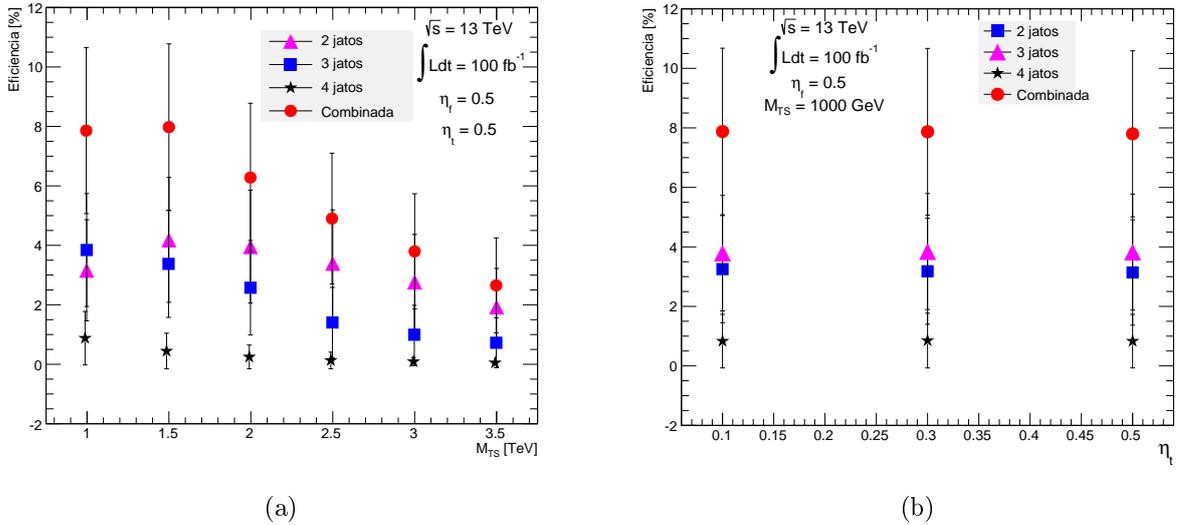


Figura 5.16: (a) Eficiência da seleção em função de M_{TS} para η_f e η_t fixos (b) Variação da eficiência em função de η_t para um valor fixo de M_{TS} e η_f .

praticamente não varia à medida que alteramos o valor do acoplamento η_t mantendo-se fixo o valor de η_f .

5.3.3 Reconstrução dos Eventos

A fase de reconstrução dos eventos consiste em traduzir as informações eletrônicas coletadas em objetos físicos, como momento, energia entre outros. Os objetos físicos de interesse para esta análise e que precisam ser reconstruídos tanto para o sinal quanto para

o background são $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow (e\nu)(jj)(b\bar{b})$.

A reconstrução dos nossos objetos foi feita de acordo com as seleções que haviam sido realizadas (*boosted*, *resolved* e combinada). Em cada seleção, nós reconstruímos a massa invariante do par $t\bar{t}$ dos eventos de sinal e de background para diferentes valores de massa da torção e acoplamentos. O objetivo em qualquer análise que procura por uma nova física é identificar um observável que separa eventos de sinal dos de background. Neste estudo, utilizamos a massa invariante do par $t\bar{t}$ para verificar para quais valores da massa da ressonância e dos acoplamentos podemos distinguir a distribuição obtida para o sinal da obtida para o background.

A reconstrução do W leptônico ¹ foi feita da mesma em todas as análises. A principal dificuldade na reconstrução do W leptônico está associada à presença do neutrino no estado final. Contudo, o quadrimomento do neutrino pode ser estimado, assumindo a energia transversa em falta como sendo o momento transverso do neutrino. Isto pode ser feito considerando a hipótese de que $\sum p_T^{TOT} = 0$ o que implica que $p_T^{miss} = -\sum p_T$, onde $\sum p_T$ corresponde à soma sob o p_T de todos os estados finais detectados. Uma vez estimado o momento transverso do neutrino, a sua componente longitudinal (p_z^ν) pode ser obtida exigindo que o elétron e o neutrino reconstruam a massa 'on-shell' do bóson W, isto é:

$$M_{e\nu} = M_W = 80,4 GeV. \quad (5.6)$$

Assim, sabendo que a massa invariante, M , de uma partícula que decai em i partículas é dada por:

$$M = \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2} \quad (5.7)$$

e que

$$p_W = (p^l + p^\nu). \quad (5.8)$$

nós podemos escrever ,

$$M_W^2 = (E^l + E^\nu)^2 - (p_x^l + p_x^\nu)^2 - (p_y^l + p_y^\nu)^2 + (p_z^l + p_z^\nu)^2. \quad (5.9)$$

Conforme análises feitas em [80], a equação 5.9 acima apresenta cerca de 20% de suas soluções imaginárias tanto para o sinal quanto para o background. Para estes casos, o evento foi rejeitado. Portanto, a reconstrução do nosso neutrino tem uma eficiência próxima de 80%. A partir do momento do neutrino, nós reconstruímos a massa do W que decaiu leptonicamente.

Em todas as análises a massa invariante do top leptônico foi obtida a partir da massa

¹O bóson W que decai hadronicamente e o (anti)quark top que lhe deu origem serão denominados de hadrônicos, e o W que decai leptonicamente e o (anti)quark top que lhe deu origem serão denominados de leptônicos

do W leptônico e de um b-jato ($m_{t,lep} = \underbrace{M_{e,\nu}}_{M_{W_{lep}}} + \text{b-jato}$). A Figura 5.17 mostra a massa obtida através desta reconstrução.

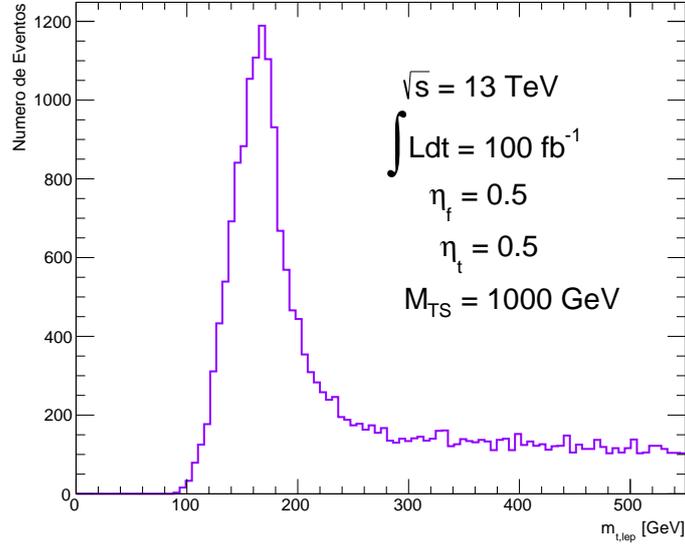


Figura 5.17: Massa reconstruída do top leptônico

A reconstrução da massa invariante do top hadrônico foi feita de forma diferente em cada uma das análises *boosted* e *resolved*. A reconstrução a partir da seleção *boosted* ($e\nu jb$) foi feita da seguinte forma:

- o único jato leve reconstruiu a massa do W hadrônico e este por sua vez, reconstruiu a massa invariante do top hadrônico ($m_{t,had} = \underbrace{j}_{M_{W_{had}}}$).

A Figura 5.18 apresenta esta massa reconstruída.

A reconstrução do top hadrônico depois da seleção *resolved* pode ser dividida em duas categorias: eventos com 3 jatos e eventos com 4 jatos. Na reconstrução a partir dos eventos com 3 jatos ($e\nu j b\bar{b}$ ou $e\nu j j b$), nós procedemos da seguinte forma:

- naqueles eventos que continham um jato leve e dois b-jatos, este jato leve reconstruía a massa do W hadrônico que juntamente com o outro b-jato reconstruía a massa invariante do top hadrônico ($m_{t,had} = \underbrace{j}_{M_{W_{had}}} + \text{b-jato}$);
- se o evento apresentasse dois jatos leves e um b-jato, os dois jatos leves reconstruíam a massa invariante do W hadrônico e este por sua vez, reconstruía a massa invariante do top hadrônico ($m_{t,had} = \underbrace{jj}_{M_{W_{had}}}$).

A Figura 5.19 apresenta a massa reconstruída nesta etapa.

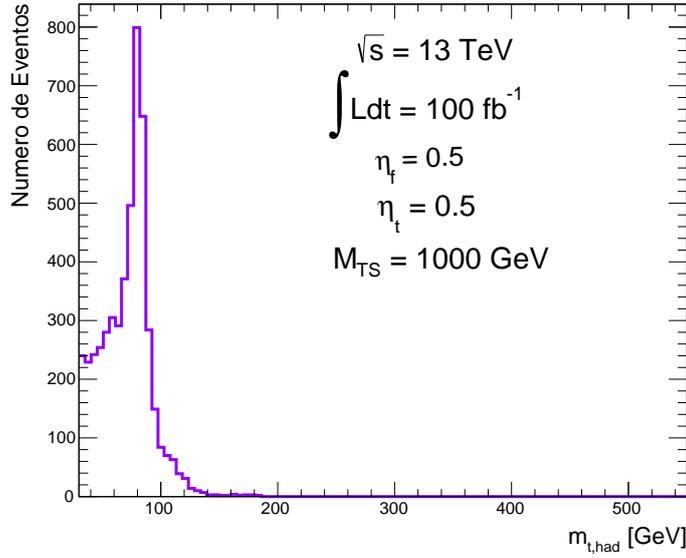


Figura 5.18: Massa invariante do top hadrônico reconstruída depois da seleção *boosted*

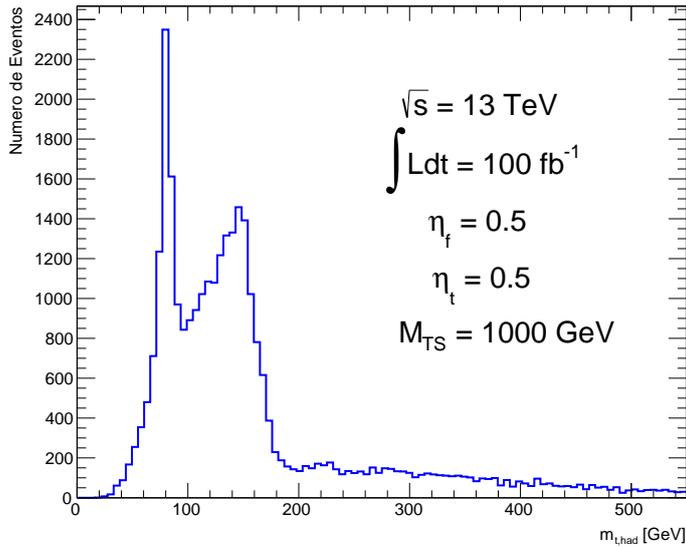


Figura 5.19: Massa invariante do top hadrônico obtida a partir da reconstrução *resolved* - 3 jatos.

Na Figura 5.19, o pico próximo da região de 80 GeV é, provavelmente, devido ao bóson W que foi reconstruído hadronicamente, uma vez que esta reconstrução apresenta algumas imperfeições por ser obtida, em sua grande parte, a partir de jatos reconstruídos.

Nos eventos com quatro jatos ($e\nu jj b\bar{b}$), a reconstrução foi realizada como a seguir:

- a reconstrução do W hadrônico foi feita a partir dos dois jatos leves com maior momento transversal (p_T);
- a massa invariante do top hadrônico foi reconstruída a partir do W hadrônico e de

um dos dois b-jatos procurando a combinação que resultasse na massa invariante mais próxima da massa do top (o valor da massa do quark top usado nesta etapa foi $172,5 \text{ GeV}$) ($m_{t,had} = \underbrace{jj}_{M_{W_{had}}} + \text{b-jato}$).

Esta massa reconstruída pode ser vista na Figura 5.20.

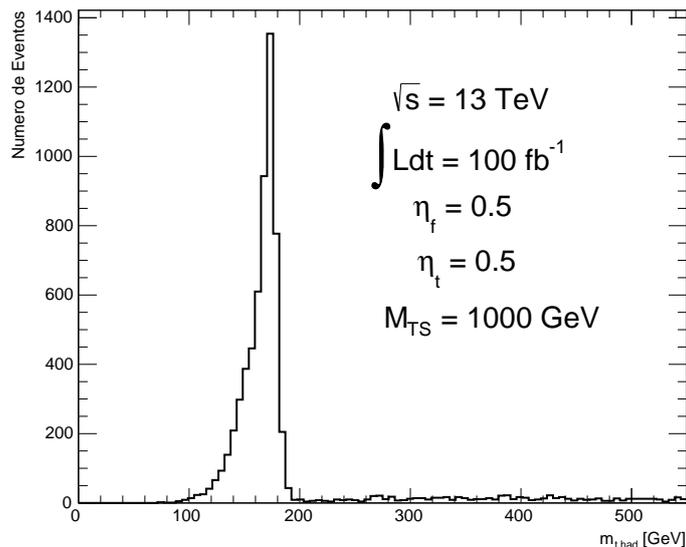
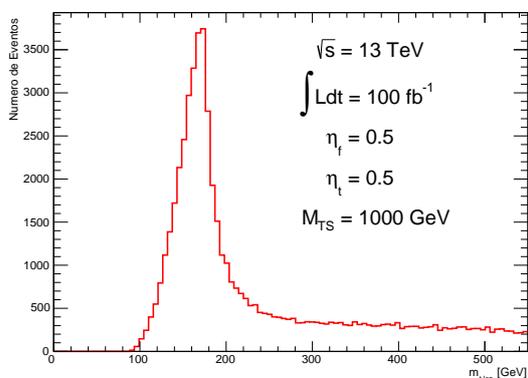
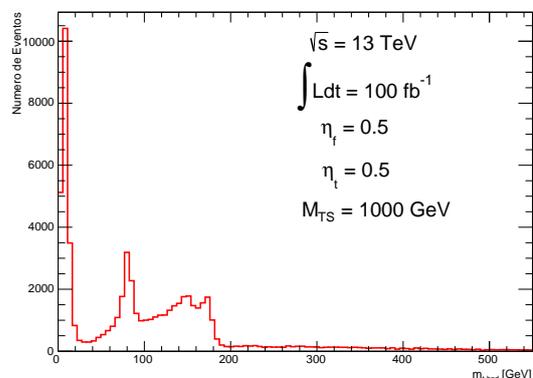


Figura 5.20: Massa invariante do top hadrônico obtida a partir da reconstrução *resolved* - 4 jatos.

Na reconstrução combinada, as massas invariantes do top hadrônico e leptônico foram obtidas a partir da junção entre as respectivas massas que haviam sido obtidas nas reconstruções anteriores (2, 3 e 4 jatos) conforme visto na Figura 5.21.



(a) Massa invariante do top leptônico



(b) Massa invariante do top hadrônico

Figura 5.21: Massa invariante do top hadrônico e leptônico obtidas a partir da reconstrução combinada

Uma vez reconstruídas as massas invariantes do top hadrônico e leptônico, foi possível obter a massa invariante do par $t\bar{t}$. Também aqui, a reconstrução foi feita de acordo com a seleção (2, 3, 4 jatos e combinada). A Figura 5.22 apresenta a massa reconstruída do par $t\bar{t}$ para cada uma das seleções descritas acima.

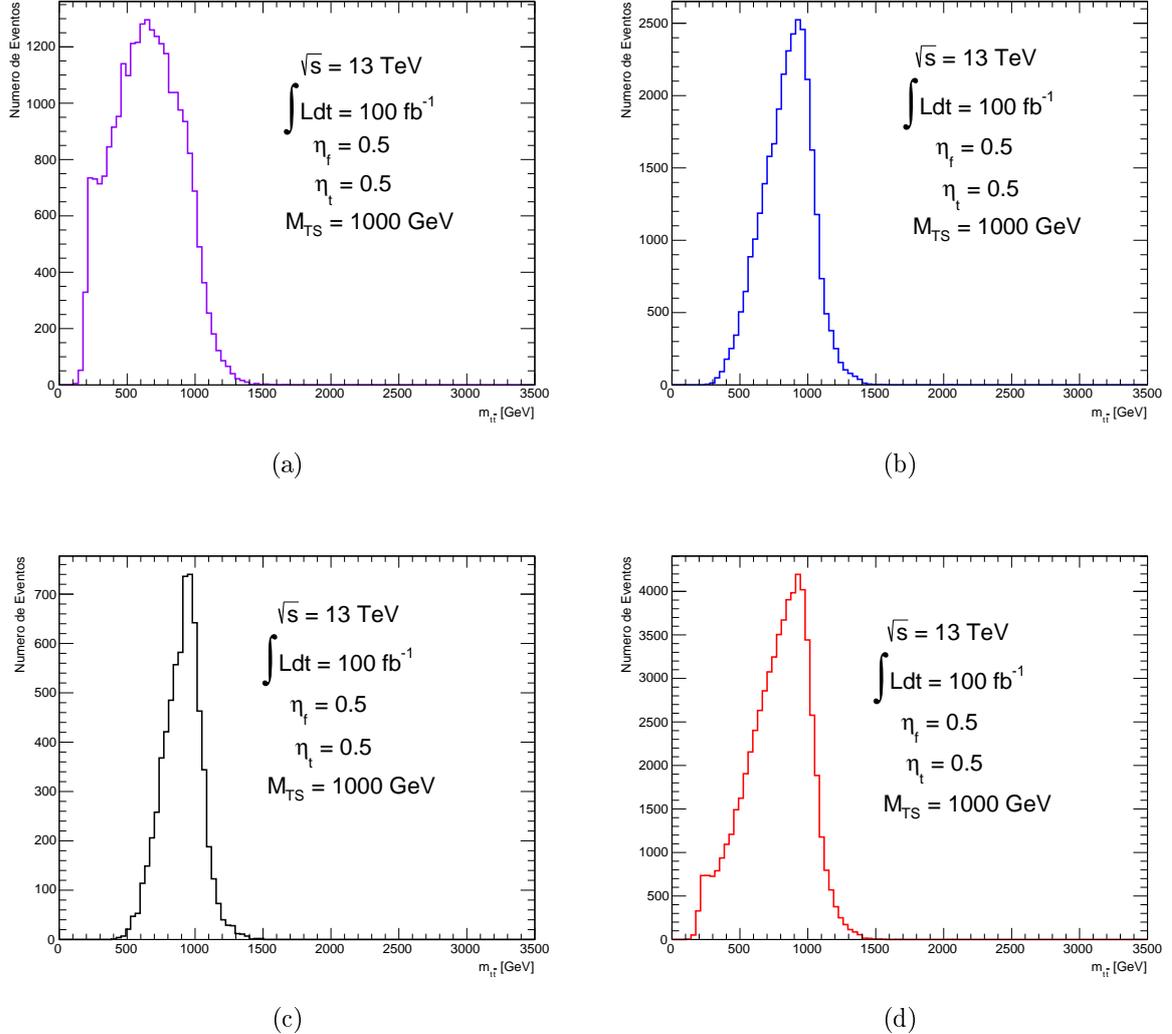


Figura 5.22: Massa invariante do par $t\bar{t}$ reconstruída após as seleções (a) *boosted*- 2 jatos (b) *resolved* - 3 jatos (c) *resolved* - 4 jatos e (d) combinada

Com a reconstrução da massa invariante do par $t\bar{t}$ concluída, nós aplicamos, ainda, os cortes finais descritos a seguir em cada uma das reconstruções analisadas anteriormente (2, 3 e 4 jatos), na tentativa de conseguir uma maior redução no background.

- A massa invariante do top hadrônico deveria ser maior ou igual a 20 GeV, conforme pode ser visto na Figura 5.23;
- O p_T do top reconstruído leptonicamente deveria ser maior ou igual a 180 GeV, A distribuição desta variável, antes do corte, pode ser vista na Figura 5.23.

- o p_T do jato principal deveria ser maior ou igual a 120 GeV, conforme pode-se observar na Figura 5.23.

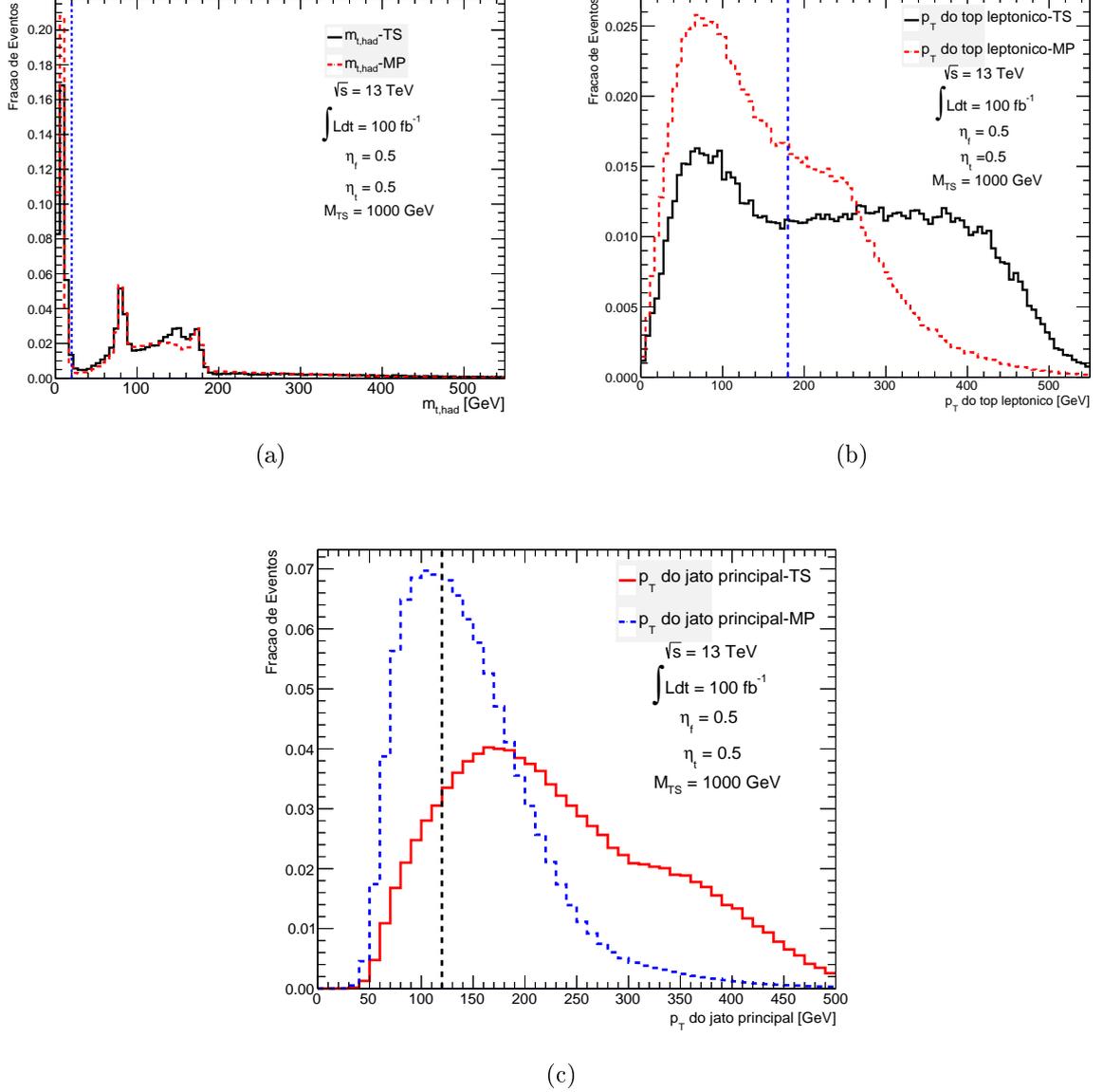


Figura 5.23: Cortes finais aplicados (a) na massa invariante do top hadrônico (b) no p_T do top leptônico e (c) no p_T do jato principal

Aplicados estes cortes, nós obtivemos a distribuição de massa apresentada no gráfico da Figura 5.24.

E, finalmente, a Figura 5.25 mostra a massa reconstruída do par $t\bar{t}$ para alguns dos valores de M_{TS} usados nesta dissertação e $\eta_f = 0.5$ e $\eta_t = 0.5$.

Neste ponto, podemos ver como o decaimento do par $t\bar{t}$, a reconstrução dos eventos e os efeitos do detector afetam as distribuições da massa invariante do par $t\bar{t}$. Podemos notar que estes efeitos se tornam mais graves à medida que aumenta a massa da ressonância, o

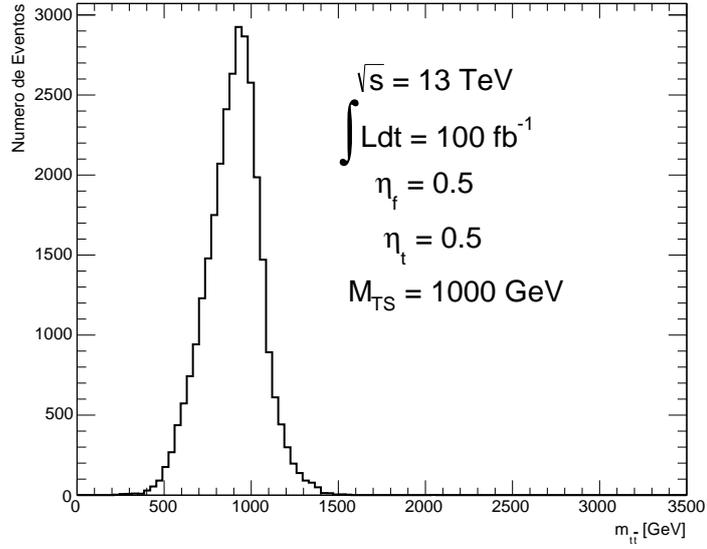


Figura 5.24: Massa invariante do par $t\bar{t}$ reconstruída após os cortes finais descritos acima

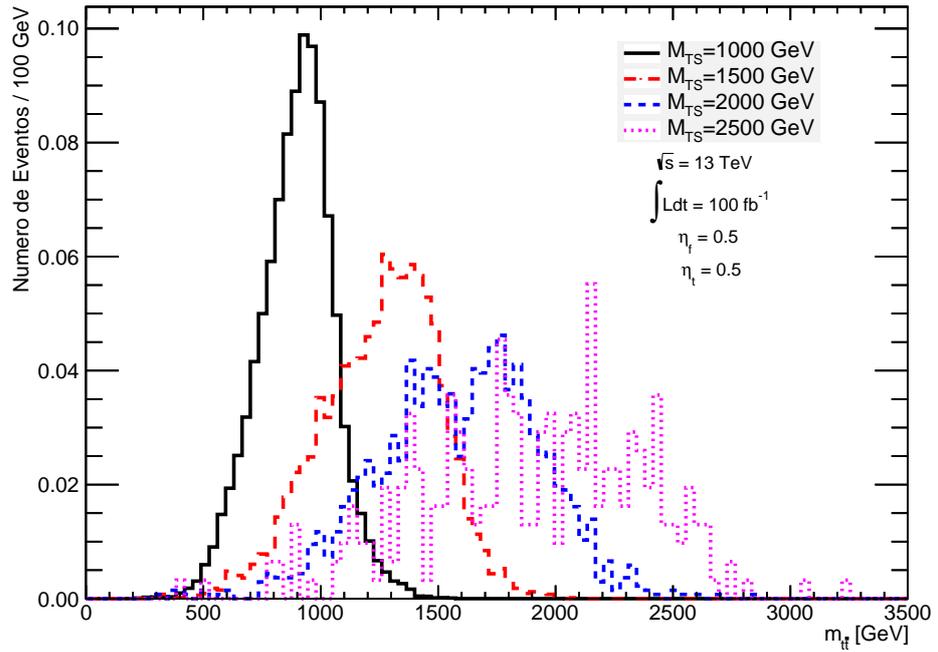


Figura 5.25: Massa invariante do par $t\bar{t}$ para alguns valores de M_{TS}

que faz com que aumente o número de eventos em que os quatro jatos não são detectados individualmente pelo detector, piorando a reconstrução do par $t\bar{t}$ original. Além disso, para um valor fixo de luminosidade integrada, o número de eventos diminui com o aumento da massa da ressonância devido a uma diminuição no valor da seção de choque de produção o que também piora a reconstrução.

5.3.4 Potencial de descoberta e limites para $\sqrt{s} = 13$ TeV

Os erros experimentais são caracterizados pela distribuição normal. Ela é a classe mais familiar de distribuições estatísticas. A Figura 5.26 abaixo mostra a forma da distribuição normal. Esta curva indica que há, aproximadamente, 68% de chances de que um valor

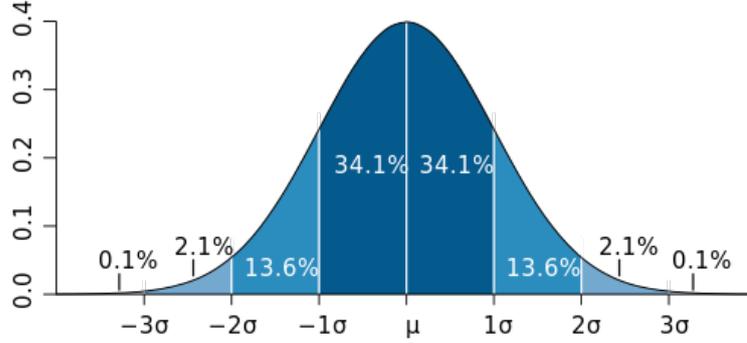


Figura 5.26: Distribuição normal

esteja dentro do primeiro desvio padrão da distribuição - ou 1σ ; a seção azul mais escuro na Figura 5.26. Os percentuais aproximados para os próximos sigmas são :

- 2σ : 95.5 %
- 3σ : 99.73 %
- 4σ : 99.993 %
- 5σ : 99.99994 %

Assim, quando um resultado é anunciado com um erro de 5σ significa dizer que há 1 em 3,5 milhões de chances de que ele seja o resultado de uma flutuação estatística sobre o espectro de experiências realizadas.

O potencial de descoberta da torção é obtido em função da massa na qual se observa um sinal com significância estatística de 3σ ou 5σ dentro de cada um dos valores de luminosidade integrada e de acoplamentos utilizados. A significância é obtida através da seguinte expressão [81]

$$S = \sqrt{2 \left((N_s + N_b) \ln \left(1 + \frac{N_s}{N_b} \right) - N_s \right)} \quad (5.10)$$

onde N_s e N_b são o número de eventos que restaram após a reconstrução par $t\bar{t}$ no sinal e no background, respectivamente.

Nossas amostras apresentavam, para cada par η_f, η_t um conjunto de seis diferentes massas da torção (Ver Tabela 5.5). O objetivo foi encontrar para qual destes valores de M_{TS} era possível obter uma significância estatística de 3σ ou 5σ . Para isto, nós fixamos o

η_f em 0.5 e 0.3 e para cada um destes valores procuramos entre os respectivos η_t 's o valor de massa desejado. Nossos resultados são apresentados nas Tabelas [5.6 - 5.9] a seguir que trazem os valores de M_{TS} em função de η_t em uma região de possível evidência (3σ) ou descoberta (5σ) em cada um dos cenários de luminosidade integrada estudados ($30 fb^{-1}$, $50 fb^{-1}$ e $100 fb^{-1}$). Com estes resultados nós construímos os gráficos da Figura 5.27.

Tabela 5.6: Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 5σ com $\eta_f = 0.3$

η_t	0.1	0.3	0.5
M_{TS} [TeV] para $\int Ldt = 50 fb^{-1}$	1.100	2.400	2.700
M_{TS} [TeV] para $\int Ldt = 100 fb^{-1}$	1.400	2.600	2.800

Tabela 5.7: Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 3σ com $\eta_f = 0.3$

η_t	0.1	0.3	0.5
M_{TS} [TeV] para $\int Ldt = 30 fb^{-1}$	1.300	2.300	2.600

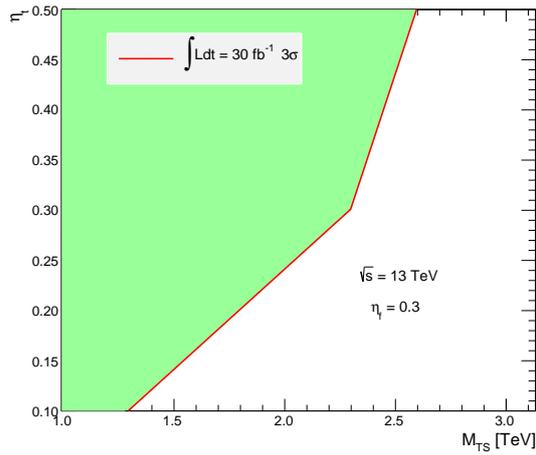
Tabela 5.8: Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 5σ com $\eta_f = 0.5$

η_t	0.1	0.3	0.5
M_{TS} [TeV] para $\int Ldt = 100 fb^{-1}$	1.200	2.200	2.600

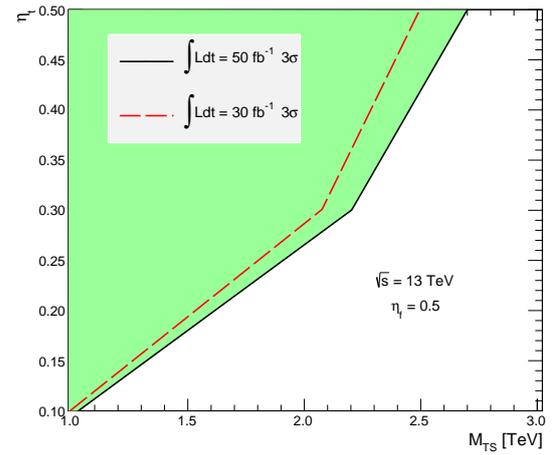
Tabela 5.9: Valores de M_{TS} para os quais se observaria um sinal com significância estatística de 3σ com $\eta_f = 0.5$

η_t	0.1	0.3	0.5
M_{TS} [TeV] para $\int Ldt = 30 fb^{-1}$	1.000	2.080	2.500
M_{TS} [TeV] para $\int Ldt = 50 fb^{-1}$	1.030	2.200	2.700

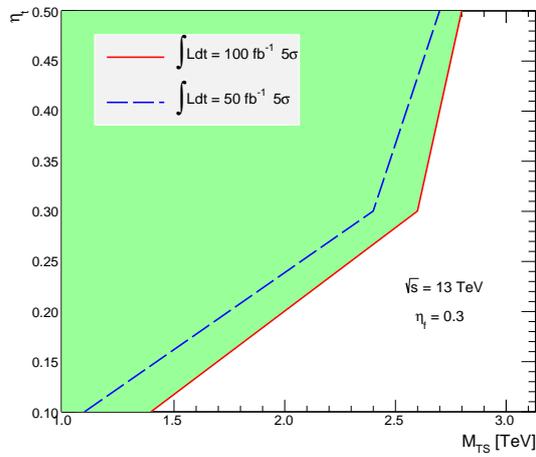
O gráfico da Figura 5.27 (c) mostra que com $50 fb^{-1}$ nós temos um potencial de descoberta de Torção de 2.7 TeV para altos valores dos acoplamentos. Além disso, os resultados apresentados nestes gráficos são importantes porque mostram quanto de luminosidade é necessária para a observação da Torção e permitir a medida do seu acoplamento com o quark top, η_t .



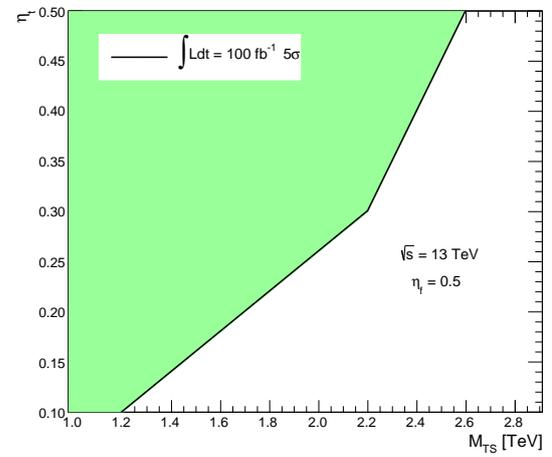
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.27: Regiões do espaço de parâmetros da torção para uma possível evidência (3σ - *a* e *b*) ou descoberta (5σ - *c* e *d*) da ressonância com $\sqrt{s} = 13$ TeV para os diferentes cenários de luminosidade integrada usados neste estudo com $\eta_f = 0.3$ e $\eta_f = 0.5$.

Capítulo 6

Conclusões

O nível sem precedentes de energia de centro de massa e a alta luminosidade utilizadas nos experimentos do LHC permite a busca de física além do Modelo Padrão em uma nova região cinemática, inacessível aos experimentos anteriores. Muitos modelos teóricos preveem novas partículas mais massivas que as já conhecidas, algumas das quais decaem preferencialmente em pares de quark top.

Neste trabalho, foi feita uma estimativa do potencial de descoberta de uma nova ressonância de grande massa prevista pelo Modelo de Torção. Os estudos foram realizados através de simulações rápidas com o detector Snowmass o qual foi avaliado em diferentes cenários de luminosidade integrada e com $\sqrt{s} = 13$ TeV. Para realizar esta análise, escolhemos o canal semileptônico entre os possíveis canais de decaimento do par $t\bar{t}$ por possuir um background significativamente menor. O objetivo era encontrar para quais valores de M_{TS} era possível a observação de um sinal com significância estatística de 3σ ou 5σ dentro de cada um dos valores de luminosidade integrada e de acoplamentos utilizados. Como resultado nós obtivemos os dados apresentados nas Tabelas [5.6 - 5.9] que trazem os valores de M_{TS} em função de η_t em uma região de possível evidência (3σ) ou descoberta (5σ) em cada um dos cenários de luminosidade integrada estudados ($30fb^{-1}$, $50fb^{-1}$ e $100fb^{-1}$). Através de nossos estudos, obtivemos algumas restrições para o espaço de parâmetros da torção usando a produção do par $t\bar{t}$. A grande vantagem deste canal é que ele nos permite estudar separadamente o acoplamento do quark top com a torção em relação aos demais férmions do MP.

A contribuição predominante da fusão de glúons para a produção do par $t\bar{t}$ e sua grande dificuldade de reconstrução fazem com que este canal seja menos favorecido do que a produção de léptons (e^+e^- e $\mu^+\mu^-$) na obtenção dos limites para a torção. Além disso, nossos resultados poderiam ser melhorados aplicando-se um corte na massa invariante reconstruída do par $t\bar{t}$ ($m_{t\bar{t}}$). Outros fatores também poderiam interferir, como por exemplo, o pile-up. Os efeitos devido ao pile-up irão certamente degradar os limites obtidos, pois acarretariam problemas entre outros na reconstrução da energia do jato levando a incertezas maiores. Outro fator, é tanto a radiação do estado inicial como do estado

final que foi desconsiderada neste trabalho e que também irão produzir limites menos restritivos dos acoplamentos. Para se fazer uma análise mais detalhada estes fatores precisam ser levados em consideração pois a análise aqui apresentada mostrou a viabilidade de se continuar investindo neste assunto para obter um resultado simulado cada vez mais próximo dos resultados experimentais.

Bibliografia

- [1] W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particles Physics*, Cambridge University Press, 2007.
- [2] C. Quigg, *Gauge Theories of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, Westview Press, 1997.
- [3] F Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley, 1984.
- [4] Y. Nagashima, Y. Nambu, *Elementary Particle Physics*, Wiley-VCH, 2010.
- [5] D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particle*, Wiley-VCH, 2008.
- [6] Donoghue, E. Golowich, B. R. Holstein, *Dynamics of the Standard Model*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, 1994.
- [7] T-P.Cheng, L-F. Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, Oxford Science Publications, 1988.
- [8] H. Georgi, *Weak Interactions and Modern Particle Physics*, Dover Publications, 2009.
- [9] A. Pich *The Standard Model of Electroweak Interactions*, arXiv:0705.4264v1[hep-ph].
- [10] S. Dowson, *Introduction to Electroweak Symmetry Breaking*, [arXiv hep-ph9901280].
- [11] Moryasu, K, *An Elementary Primer for Gauge Theory*, World Scientific Publishing Company, 1983.
- [12] Aitchinson I. J. R. and Hey A. J. G. *Gauge Theory in Particle Physics*, Graduate Student Series in Physics, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989.
- [13] D. J. Gross and F. Wilczek. *Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories*, Phys. Rev. Lett., 30(26):1343–1346, 1973.

- [14] H. D. Politzer. *Reliable perturbative results for strong interactions?*, Phys. Rev. Lett., 30(26):1346–1349, 1973.
- [15] H. D. Politzer. *Asymptotic Freedom: An Approach to Strong Interactions.*, Phys. Rev. Lett., 30:1343–1346, Jun 1973.
- [16] Altarelli, G.; Parisi G.. *Asymptotic freedom in parton language*, Nuclear Physics B, v. 126, n. 2, 1977.
- [17] S.L. Glashow. Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
A. Salam and J.C. Ward. Phys. Lett. 13 (1964) 168;
S. Weinberg. Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [18] Mandl, F., Shaw, G.. *Quantum Field Theory*, EUA, John Wiley Sons(1984).
- [19] Lucas Mafia Lima. *Estudo da produção de quarks pesados na experimento RHIC*, IF-USP, 2011.
- [20] J. Beringer et al. *Particle Data Group*, Phys. Rev. D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [21] R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry*, Springer, New York, 1986.
- [22] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. 183, 193(1989).
D. London and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 34, 1530 (1986).
- [23] M. Cvetič and P. Langacker, Mod. Phys. Lett. A 11, 1247 (1996) [hep-ph/9602424].
- [24] P. Chiappetta, J. Layssac, F. M. Renard and C. Verzegnassi, Phys. Rev. D 54, 789 (1996), [hep-ph/9601306].
- [25] A. Leike, Phys. Rept. 317, 143 (1999).
- [26] P. Langacker, Phys. Rep. 72 (1981) 185.
- [27] M.S. Carena et al., Phys. Rev. D 70, 093009 (2004).
- [28] C.W. Chiang, T. Nomura and K. Yagyu, arXiv:1402.5579 [hep-ph].
- [29] T. Aaltonen et al., (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 102, 031801 (2009).
- [30] V.M. Abazov et al., (DØ Collaboration), *Phys.Lett.B*695, 88(2011).
- [31] G. Aad et al., (ATLAS Collaboration), arXiv:1211.2202 [hep-ex].
- [32] S. Chatrchyan et al., (CMS Collaboration), arXiv:1211.3338 [hep-ex].

- [33] Stephen P. Martin., *A Supersymmetry Primer*, [arXiv:hep-ph/9709356v6].
- [34] A.S. Belyaev, I.L. Shapiro, and M.A.B. do Vale, *Torsion Phenomenology at the LHC*, [arXiv:hep-ph/0701002].
- [35] F. M. L. de Almeida Jr., A. A. Nepomuceno and M. A. B. do Vale, *Torsion Discovery Potential and Its Discrimination at CERN LHC*, arXiv:0811.0291[hep-ph].
- [36] I.L. Shapiro, *Physical Aspects of the Space-Time Torsion*, [arXiv:hep-th/0103093].
- [37] Sergei Chekanov, Sanjay Padhi, *Snowmass Energy Frontier Simulations*, arXiv:1309.1057[hep-ex].
- [38] Abe, F. et al., *Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626-2631 (1995).
- [39] Abachi S. et al, *Observation of top quark.*, Phys. Rev. Lett. 74, 2632-2637 (1995).
- [40] J. Beringer et al., *Particle Data Group*, Phys. Rev. D86, 010001 (2012).
- [41] V. Ari and O. Çakır, *Search for HZZ' couplings at the LHC*, arXiv:1403.7960[hep-ph].
- [42] Cheng-Wei Chiang, Takaaki Nomura and Kei Yagyu1, *Phenomenology of $E6$ Inspired Leptophobic Z' Boson at the LHC*, arXiv:1402.5579[hep-ph].
- [43] I.L. Buchbinder and I.L. Shapiro, Phys. Lett. 151B (1985) 263;
I.L. Buchbinder, S.D. Odintsov and I.L. Shapiro, *Effective Action in Quantum Gravity* (IOP Publishing, Bristol, 1992).
- [44] K.A. Olive et al, *Particle Data Group*, Chin. Phys. C38, 090001 (2014) (URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [45] F.J. Hasert et al. , *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment.*, Phys. Lett. B, 46:138–140, 1973.
- [46] UA1 Collaboration. ., *Further evidence for charged intermediate vector bosons at the SPS collider*, Phys. Lett. B, 129:273–282, Sep 1983.
- [47] UA1 Collaboration. ., *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c2 at the CERN SPS collider*, Phys. Lett. B, 26:398–410, Jul 1983.
- [48] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak, and Heavy Flavour Groups, *Precision electroweak measurements on the Z resonance.*, Physics Reports, 427(5-6):257 – 454, 2006

- [49] G. Baur et al., *Production of antihydrogen.*, Phys. Lett. B, 368:251–258, 1996.
- [50] V. Fanti et al., *A New measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon.*, Phys. Lett. B, 465:335–348, 1999.
- [51] Lyndon Evans and Philip Bryant, *LHC Machine.*, Journal of Instrumentation, 3:S08001, 2008.
- [52] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/94-43 (1994).
- [53] The CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38 (1994).
- [54] The ALICE Collaboration, *Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*, CERN/LHCC/95-71 (1995).
- [55] The LHCb Collaboration, *Technical Proposal: A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare Decays*, CERN/LHCC/98-4 (1998).
- [56] C. Grupen and B. Schwartz, *Particle Detectors*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2011.
- [57] D. Green, *The Physics of Particle Detectors*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2005.
- [58] A.Pukhov, A.Belyaev, N.Christensen, *CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model*, arXiv:1207.6082v2 [hep-ph].
- [59] A.Pukhov, A.Belyaev, N.Christensen, *CalcHEP Calculator for High Energy Physics A package for the evaluation of Feynman diagrams, integration over multi-particle phase space, and event generation.*
- [60] J. Alwall, et al., *A standard format for Les Houches event files*, Comput. Phys. Commun. 176 (2007) 300–304. arXiv:hep-ph/0609017, doi:10.1016/j.cpc.2006.11.010.
- [61] Torbjorn Sjostrand , Stephen Mrenna, Peter Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, arXiv:0710.3820v1 [hep-ph].
- [62] Torbjorn Sjostrand , Stephen Mrenna, Peter Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, arXiv:hep-ph/0603175v2.
- [63] M. Dobbs and J.B. Hansen, *The HepMC C++ Monte Carlo Event Record for High Energy Physics*, Computer Physics Communications (to be published) [ATL-SOFT-2000-001].

- [64] S. V. Chekanov, *Next generation input-output data format for HEP using Google's protocol buffers*, arXiv:1306.6675 [cs.CE].
- [65] L. Garren, P. Lebrun, *StdHep User Manual*, <http://cepa.fnal.gov/psm/stdhep/>
- [66] I. Antcheva et al, *A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization*, Comput. Phys. Commun. 180, 2499 (2009).
- [67] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, *FastJet User Manual*, Eur. Phys. J. C 72, 1896 (2012) [arXiv:1111.6097 [hep-ph]].
- [68] <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/ExRootAnalysis>
- [69] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. A. Dubois, M. Asai, G. Barrand and R. Capra et al., *Geant4 developments and applications* IEEE Trans. Nucl. Sci. 53, 270 (2006).
- [70] S. Oryn, X. Rouby and V. Lemaitre, *DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment* arXiv:0903.2225 [hep-ph].
- [71] J. de Favereau , C. Delaere , P. Demin , A. Giammanco , V. Lemaître , A. Mertens and M. Selvaggi, *DELPHES 3 A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment* arXiv:1307.6346v3 [hep-ex].
- [72] ATLAS NOTE, *A search for $t\bar{t}$ resonances in lepton plus jets events with ATLAS using 14 fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$* , ATLAS-CONF-2013-052
- [73] R. M. Harris, C. T. Hill, and S. J. Parke, *Cross section for topcolor $Z'(t)$ decaying to $t\bar{t}$* , arXiv:9911288 [hep-ph].
R. M. Harris and S. Jain, *Cross Sections for Leptophobic Topcolor Z' Decaying to Top-Antitop* Eur. Phys. J. C72 (2012) 2072, arXiv:1112.4928 [hep-ph].
- [74] ATLAS Collaboration, *Prospects for top anti-top resonance searches using early ATLAS data*, ATL-PHYS-PUB-2010-008 (2010). <https://cdsweb.cern.ch/record/1278454>.
- [75] B. Tummers, DataThief III. 2006 <<http://datathief.org/>>.
- [76] Simão Paulo Silva, *Busca por um campo de torção em colisões $pp \rightarrow e^+e^- + X$ com $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ no ATLAS/LHC*, UFSJ-MG, 2014.
- [77] M Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, *The anti-kt jet clustering algorithm*, JHEP 0804:063, 2008. arXiv:hep-ph/08021189.
- [78] S.D. Ellis, J. Huston, K. Hatakeyama, P. Loch and M. Tonnesmann, *Jets in hadron-hadron collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys 60 484, 2008.

- [79] G.P. Salam, *Towards Jetography*, CTEQ/MCNET school, Hungary, 2008, arXiv:0906.1833.
- [80] Natascia Vignaroli, *Early discovery of top partners and test of the Higgs nature*, arXiv:1207.0830v3 [hep-ph].
- [81] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, arXiv:1007.1727v3 [physics.data-an].
- [82] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, arXiv:0901.0002v3 [hep-ph].
- [83] CMS Collaboration, *b-jet Identification in the CMS Experiment*, CMS-PAS-BTV-11-004.
- [84] Royer Edson Ticse Torres, *Estudos da produção do bóson Z^0 decaindo num par de quarks bottom no experimento LHCb*, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2013.
- [85] <http://ventosdouniverso.blogspot.com.br>.
- [86] Lucas Mafia Lima, *Estudo da produção de quarks pesados no experimento STAR@RHIC*, Universidade de São Paulo, 2011.
- [87] Priscila Massetto de Aquino, *Física além do Modelo Padrão em teorias com dimensões extras*, Universidade de São Paulo, 2007.
- [88] Frank Fiedler, *Top Physics at the Startup of the LHC*, Munich University on behalf of the ATLAS and CMS collaborations
- [89] http://pt.wikipedia.org/wiki/Organização_Européia_para_a_Pesquisa_Nuclear.
- [90] Miguel Castro Nunes Fiolhais, *Study of the Wtb Vertex Structure in Top Quark Decays with the ATLAS experiment and Future Prospects*, Universidade de Coimbra, 2013.
- [91] http://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Muon_Solenoid.
- [92] Matt Dobbs et al, *HepMC 2 a C++ Event Record for Monte Carlo Generators*, <http://savannah.cern.ch/projects/hepmc>.
- [93] Werner Spolidoro Freund, *Algoritmo neural para detecção de partículas em calorímetro de altas energias*, Universidade Federal do Rio de Janeiro.
- [94] <http://www.emmynoethercms.uni-hamburg.de/en/research.html>

- [95] Carlos Escobar, *Top quark mass reconstruction in the semi-leptonic channel using the Global χ^2 algorithm*, XXXII Bienal de Física, IFIC - CSIC-Universitat de València.
- [96] Maria Inês A. J. Ochoa de Castro, *Study of ATLAS sensitivity to the single top Wt -channel cross section*, Universidade de Coimbra, 2010.
- [97] *Feynman diagrams of top quark signals and backgrounds* obtido em www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_feynman_diagrams.html