



FACULDADE DE CIÊNCIAS E
TECNOLOGIA
DA UNIVERSIDADE DE COIMBRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Estudo dos acoplamentos anómalos no vértice Wtb com muões

Paulo Jorge Magalhães Martins

Orientador: Professor Doutor António Joaquim Onofre de Abreu Ribeiro Gonçalves

Co-Orientador: Professor Doutor João Carlos Lopes de Carvalho

Tese de Mestrado em Física Nuclear e de Partículas

Coimbra - 2008



Universidade de Coimbra



*Laboratório de Instrumentação e Física
Experimental de Partículas - LIP*

www.fis.uc.pt

www.coimbra.lip.pt

pmartins@lipc.fis.uc.pt

Prefácio

Esta dissertação resulta do trabalho de Mestrado feito no Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas, LIP, durante o ano 2007/2008. Representou uma parte significativa do último ano do Mestrado em Física Nuclear e de Partículas, no Departamento de Física da Universidade de Coimbra, sendo o objectivo final o estudo dos acoplamentos anómalos no vértice Wtb com muões.

Os meus maiores agradecimentos aos Professores António Onofre e João Carvalho pela oportunidade que me deram de trabalhar no LIP e na experiência ATLAS, pela disponibilidade em todos os momentos, pela excelente orientação, pela paciência em ler as várias versões e pelas contribuições que deram consistência à versão final.

Agradeço a todos os meus colegas de gabinete, Nuno, Filipe, Matilde, Miguel Won, Miguel Fiolhais e Cláudio pela amizade e pelo apoio que me deram na realização deste trabalho.

Gostava de dar um agradecimento muito especial ao professor Raposo pelo incentivo que me deu para estudar a natureza e pelos fundamentos que me transmitiu e que orientaram toda a minha formação e investigação.

Finalmente, e acima de tudo, à minha família que me tem apoiado ao longo de todos estes anos.

Este trabalho foi financiado pela FCT, através dos projectos POCI/FP/81950/2007 e GRID/GRI/81727/2006.

Coimbra, 9 de Julho de 2008

Conteúdo

Prefácio	ii
Abreviaturas	vii
1 Introdução	1
2 Modelo Padrão	3
2.1 O Modelo Padrão	3
2.1.1 Fermiões	3
2.1.2 Bosões	4
2.1.3 O bóson de Higgs	5
2.1.4 QED e teoria electrofraca	5
2.2 PDF	7
2.2.1 Matriz CKM	8
2.3 O Quark Top	9
2.4 O vértice Wtb	10
2.5 Questões em aberto no Modelo Padrão	11
3 O acelerador LHC e o detector Atlas	13
3.1 CERN	13
3.2 LHC	14
3.2.1 Taxa de colisão	15
3.2.2 Feixe	16
3.2.3 Vácuo	18
3.2.4 Magnetes	18

3.2.5	Sistema Criogénico	18
3.2.6	Cabos supercondutores	19
3.2.7	Desafios do LHC	19
3.3	ATLAS	21
3.3.1	Detector interior	25
3.3.2	Calorímetros	25
3.3.3	Espectrómetro muónico	26
3.3.4	Sistema magnético	27
3.3.5	Sistema de <i>trigger</i> e aquisição de dados	27
3.4	<i>GRID</i>	30
3.4.1	LCG	32
3.4.2	EGEE	33
4	Geração e simulação de Acontecimentos	35
4.1	Geração de acontecimentos	35
4.2	Simulação de acontecimentos	36
5	Análise de acontecimentos	39
5.1	O processo $t\bar{t}$	39
5.2	Análise sequencial	41
5.2.1	Reconstrução	41
5.3	Análise discriminante	43
6	Assimetrias angulares e polarizações do bosão W	46
6.1	Distribuições angulares no centro de massa do bosão W	46
6.2	Medidas experimentais das distribuições angulares e das assimetrias	50
6.2.1	Estudo dos erros sistemáticos	52
6.2.2	Influência dos erros sistemáticos no cálculo da secção eficaz $t\bar{t}$	56
6.3	M_{tb}^2	57
6.4	Limites nos acoplamentos anómalos	58
7	Conclusões	61
	Bibliografia	66

Abreviaturas

ALICE - A Large Ion Collider Experiment

ASCOT - Apparatus with Super COnducting Toroids

ATLAS - A Toroidal LHC ApparatuS

CERN - Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire

CKM - Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

CMS - Compact Muon Solenoid

CSC - Cathode Strip Chambers

DAQ - Data acquisition

DCS - Detector Control Systems

EAGLE - Experiment for Accurate Gamma, Lepton and Energy Measurements

EGEE - Enabling Grids for E-scienceE

EM - Electromagnetic

FCAL - Forward Calorimeter

FP420 - Forward Physics at 420m

FSR - Final State Radiation

GB - Mil milhões de bytes

GeV - Mil milhões de electrões-volt

GJ - Mil milhões de Joules

HEC - Hadronic Endcap

ID - Inner Detector

ISR - Initial State Radiation

KHz - Mil Hertz

LAr - Liquid Árgon

LCG - LHC Computing Grid

LEIR - Low-Energy Injector Ring
LEP - Large Electron Positron Collider
LEP ALEPH - Apparatus for LEP physics
LHC - Large Hadron Collider
LHCb - Large Hadron Collider beauty
LHCf - Large Hadron Collider forward
MB - Um milhão de bytes
MDT - Monitored Drift Tube Chambers
MeV - Um milhão de electrões-volt
MJ - Um milhão de Joules
ms - Milisegundo
NLO - Next to Leading Order
p.d.f. - Probability density function
PDF - Parton Distribution Function
PS - Proton Synchotron
PSB - Proton Synchotron Booster
QCD - Cromodinâmica Quântica
QED - Electrodinâmica Quântica
QRL - Cryogenic distribution line
ROD - Readout Driver
RoI - Region of Interest
RPC - Resistive Plate Chambers
SCT - Semiconductio Tracker
SM - Modelo Padrão das Partículas Elementares
SPS - Super Proton Synchotron
T - Tesla
TB - 10^{12} bytes
TDAQ - Trigger DAQ
TeV - 10^{12} electrões-volt
TGC - Thin Gap Chambers
TOTEM - Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation

TRT - Transition Radiation Tracker
VO - Virtual Organization
 A_+ - Positive Asymmetry
 A_- - Negative Asymmetry
 A_{FB} - Forward-Backward Asymmetry
 E_T - Energia transversa
 F_0 - Fracção de helicidade longitudinal
 F_L - Fracção de helicidade esquerda
 F_R - Fracção de helicidade direita
 g_L - Acoplamento tensorial esquerdo
 g_R - Acoplamento tensorial direito
 p_T - Momento transverso
 V_L - Acoplamento vectorial esquerdo
 V_R - Acoplamento vectorial direito
 μs - um milésimo de segundo
 ρ_L - Fracção de helicidade esquerda
 ρ_R - Fracção de helicidade direita

Resumo

O Large Hadron Collider (LHC) vai permitir aumentar a estatística de produção de quarks top de várias ordens de grandeza em relação à actualmente existente e que foi adquirida no Tevatrão. Espera-se que sejam produzidos cerca de 8 milhões de pares de quarks top por ano, por experiência, em regime de baixa luminosidade no LHC (10 fb^{-1} por ano). Os pares de quarks top são produzidos em LHC pela fusão de gluões e aniquilação quark-anti-quark. A secção eficaz associada a estes processos é de 833 pb no Modelo Padrão da Física de Partículas (SM). Com esta estatística prevista, a experiência ATLAS, uma das experiências do LHC, poderá estudar, com grande precisão, as propriedades do quark top e possíveis efeitos da física para além do SM. O quark top completa a estrutura de três famílias do SM. Tem spin $1/2$, carga $+2/3|e|$ e uma largura de 1.42 GeV (incluindo efeitos de correcções radiativas) [6]. A sua massa ($m = 172.6 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2$) é a única propriedade medida, até ao momento, com precisão, no Tevatrão [27]. Por ser uma partícula que decai antes de hadronizar, a informação do seu spin pode ser estudada a partir da distribuição angular dos seus produtos de decaimento. No presente trabalho, é discutida a reconstrução das distribuições angulares dos produtos de decaimento do quark top. Este estudo permitiu avaliar a precisão, para uma luminosidade integrada de 10 fb^{-1} , com que a experiência ATLAS reconstruirá os estados de polarização do bosão W, produzido no decaimento do quark top, através do ajuste às distribuições angulares. Para o efeito, foi desenvolvida uma análise probabilística aplicada a acontecimentos gerados por simulações de Monte-Carlo. Devido à elevada estatística produzida no LHC, espera-se que o erro nos observáveis seja dominado pelo erro sistemático, os quais foram avaliados utilizando a simulação rápida do detector ATLAS. Tendo em conta o erro total, foi possível estimar a precisão na medida das polarizações do bosão W e das assimetrias angulares (A_{FB} , A_+ , A_-), e estabelecer limites nos acoplamentos anómalos no vértice Wtb. Estes resultados mostram que, com uma luminosidade de 10 fb^{-1} , será possível medir, com precisão, algumas propriedades do quark top.

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) will increase the statistics of production of top quarks by several orders of magnitude in comparison with the statistics that was acquired in Tevatron up to now. At LHC, a production of about 8 million top quarks, per year, per experiment, at low luminosity (10 fb^{-1} per year) is expected. Top quarks are produced through gluon fusion and quark-anti-quark annihilation. The cross-section associated to these processes is 833 pb in the Standard Model of Particle Physics (SM). With these statistics, the ATLAS experiment is able to study, with great precision, the properties of top quark and possible effects of physics beyond the SM. The top quark completes the structure of the three generations of SM. It has spin $1/2$, charge $+2/3|e|$ and a width of 1.42 GeV (including radiative correction effects) [6]. Till now, its mass ($m = 172.6 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2$) is the only property measured with precision at Tevatron [27]. As it is a particle that decays before hadronizing, its spin information can be studied from the angular distributions of its decay products. In this work, it is discussed the reconstruction of the angular distributions of the top quark decay products. This study allowed the evaluation of the precision of reconstruction of polarization states of the W boson, produced in the top quark decay, by the ATLAS experiment. This reconstruction was done with a luminosity of 10 fb^{-1} and by fitting the angular distributions mentioned above. A probabilistic analysis was developed and applied to the events generated by Monte-Carlo simulations. Due to the high statistics produced in LHC, it is expected that the uncertainties on the observables are dominated by the systematic uncertainty. These uncertainties were evaluated using the fast simulation of the ATLAS detector. Considering the total error, it was possible to evaluate the precision of the measurements of the W boson polarizations and angular asymmetries (A_{FB} , A_+ , A_-). Finally, the limits on the anomalous couplings in Wtb vertex were estimated. These results show that, with a luminosity of 10 fb^{-1} , it will be possible to measure some properties of the top quark with good precision.

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão da Física de Partículas (SM) é a melhor teoria que os físicos têm actualmente disponível para descrever as partículas elementares e as suas interacções fundamentais. Foi desenvolvido nos anos 70 e integra as forças forte, fraca e electromagnética. O SM inclui a Cromodinâmica Quântica (QCD) para a força forte e as forças fraca e electromagnética são unificadas pelo modelo de Glashow-Weinberg-Salam [9, 10, 11]. As previsões do SM têm sido verificadas com grande precisão pelos dados experimentais.

O quark top completa a estrutura de três famílias do SM. Várias propriedades do quark top foram já estudadas pelas experiências do Tevatrão, CDF e DØ, nomeadamente a sua massa, a carga, o tempo de vida, a secção eficaz de produção e os decaimentos raros através de correntes neutras com troca de sabor (FCNC). Também já foi estudada a estrutura do vértice Wtb e o canal de decaimento principal dentro do SM, $t \rightarrow Wb$, juntamente com as medidas das fracções de helicidade do bosão W . Muitos destes estudos foram feitos a partir da reconstrução de pares $t\bar{t}$ nos modos de decaimento semileptónico, hadrónico e dileptónico. Dada a luminosidade do Tevatrão, muitos destes estudos estão limitados pela estatística adquirida.

No LHC teremos uma estatística muito mais elevada, que permitirá produzir muitos mais acontecimentos com quarks top e determinar as suas propriedades com maior precisão. O erro sistemático nas medidas dos observáveis será dominante em relação ao erro estatístico. Neste trabalho, vai ser investigada a contribuição do erro estatístico e do erro sistemático em amostras de acontecimentos $t\bar{t}$, com decaimentos semileptónicos, só com muões e amostras com electrões e muões. Serão estudadas amostras só com muões, porque os muões são mais fáceis de detectar, as suas propriedades cinemáticas mais fáceis de medir, são mais fáceis de identificar e geram

amostras menos contaminadas por fundos irreduzíveis. Será estudada, ainda, a contribuição do erro sistemático para os observáveis relevantes, i.e. assimetrias angulares e fracções e razões de helicidade do bóson W . Apesar da amostra ser separada em electrões e múons, e a sua estatística ser mais reduzida, isto não afecta significativamente o erro total, dominado pelo erro sistemático.

O conteúdo da tese está organizado da seguinte forma. No capítulo 2 é feita uma pequena introdução ao Modelo Padrão da Física de Partículas e são discutidas algumas das suas propriedades. O capítulo 3 faz um resumo do funcionamento do acelerador LHC e apresenta alguns dos seus componentes e, também, fornece as características do detector ATLAS, os seus vários subdetectores e o seu modo de funcionamento. É ainda feita uma pequena abordagem ao sistema de computação GRID. No capítulo 4 são apresentados os métodos de geração e de simulação de acontecimentos, bem como os programas usados para gerar os dados, e respectivos parâmetros, e o programa de simulação ATLFAST. No capítulo 5 é discutido todo o processo de análise de acontecimentos, incluindo os dois níveis de selecção de acontecimentos e a identificação da topologia em estudo. É feita ainda a separação entre amostras só com múons e amostras com electrões e múons. No capítulo 6 são apresentados os observáveis em estudo (assimetrias angulares e polarizações do bóson W), as suas características e respectivos erros associados à sua medida. Por fim, são estabelecidos limites nos acoplamentos anómalos. No capítulo 7 são apresentadas as conclusões e feita a discussão da contribuição do erro sistemático em amostras só com múons e amostras com electrões e múons.

Ao longo da tese são usadas unidades naturais. Neste sistema de unidades, $\hbar = c = 1$, e é usada a mesma unidade para representar a massa, a energia e o momento. Neste trabalho, esta unidade é o GeV.

Capítulo 2

Modelo Padrão

2.1 O Modelo Padrão

O Modelo Padrão da Física de Partículas (SM)¹ é uma teoria quântica de campo que faz uma descrição do conhecimento actual acerca das partículas fundamentais e suas interacções, à excepção da gravidade. As partículas fundamentais são classificadas em fermiões e bosões. Os fermiões têm spin semi-inteiro e constituem toda a matéria conhecida do universo (quarks e leptões). Cada fermião tem uma anti-partícula correspondente, tendo a mesma massa e spin mas com números quânticos de sinal contrário. As interacções entre estas partículas estão associadas a um segundo conjunto de partículas, os bosões, que possuem spin inteiro. As interacções fundamentais são descritas por quatro forças: electromagnética, fraca, forte e gravitacional. O SM descreve as primeiras três destas forças em termos de um campo matemático, baseado no grupo de simetria local $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Este grupo descreve as interacções forte, fraca e electromagnética, através da troca de campos de gauge com spin-1 correspondentes: oito gluões sem massa e um fóton sem massa, para as interacções fortes e electromagnéticas, respectivamente, e três bosões com massa elevada, W^\pm e Z , para a interacção fraca.

2.1.1 Fermiões

Todas as partículas de matéria são fermiões. Além das suas anti-partículas, são conhecidas doze partículas diferentes de matéria. Seis delas são classificadas como quarks (*up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* e *bottom*) e as outras seis como leptões (electrões, muões e taus, e os neutrinos

¹Esta discussão é baseada nas descrições de [1, 2, 3].

	Carga	Geração 1	Geração 2	Geração 3
Quarks	+2/3	Up	Charm	Top
	-1/3	Down	Strange	Bottom
Leptões	-1	Electrão	Muão	Tau
	0	Neutrino Electrónico	Neutrino Muónico	Neutrino Tauónico

Tabela 2.1: Organização dos fermiões .

correspondentes). Cada quark possui uma carga de cor que pode assumir três valores diferentes (vermelho, verde ou azul), e por isso, participam nas interações fortes. Além da carga de cor, os quarks tipo-up (up, charm e top) têm carga eléctrica de $+2/3|e|$ e os quarks do tipo-down (down, strange e bottom) têm uma carga eléctrica de $-1/3|e|$, participando também nas interações electromagnéticas. Os leptões não têm carga de cor, não participando nas interações fortes. Os leptões do tipo-electrão (electrão, muão e tau) têm uma carga de $-|e|$, participando nas interações electromagnéticas. Os neutrinos (neutrino-electrónico, neutrino-muónico, neutrino-tauónico) não têm carga eléctrica, não participando então nas interações electromagnéticas. Tanto os quarks como os leptões têm isospin-fraco, participando nas interações fracas. Cada geração está dividida em dois leptões e dois quarks. Os dois leptões podem estar divididos num leptão com carga eléctrica $-|e|$ (tipo-electrão) e um leptão neutro (neutrino). Os dois quarks são divididos num quark com carga $-1/3$ (tipo-down) e um quark com carga $+2/3$ (tipo-up) (ver tabela 2.1).

2.1.2 Bosões

O SM explica as forças como resultado da troca de partículas bosónicas entre fermiões. As partículas mediadoras das forças têm spin 1, significando que todas estas partículas são bosões e, por conseguinte, não obedecem ao princípio de exclusão de Pauli. Os fotões estão associados à força electromagnética entre partículas carregadas e não têm massa. Os bosões de gauge W^+ , W^- e Z estão associados às interações fracas. Para fermiões sem massa, as interações fracas, envolvendo o W^\pm , actuam nas partículas esquerdas e nas anti-partículas direitas ². O bosão

²A helicidade é a projecção do spin \vec{S} na direcção do momento \hat{p} : $h = \vec{S} \cdot \hat{p}$, $\hat{p} = \vec{p}/|\vec{p}|$. Para partículas com spin-1/2, a helicidade pode ser positiva ($+\hbar/2$) - a partícula é direita, ou negativa ($-\hbar/2$) - a partícula é esquerda.

Z interage com as partículas e anti-partículas esquerdas. Os oito gluões estão associados às interacções fortes entre partículas com carga de cor (quarks). São partículas sem massa e a sua multiplicidade (8) é dada pelas diferentes combinações de uma carga de cor e de anti-cor.

2.1.3 O bosão de Higgs

O bosão de Higgs é uma partícula elementar escalar, sem spin, prevista pelo SM. É uma partícula que explica a origem da massa de outras partículas elementares, em particular a diferença entre os fótons sem massa e os bosões W e Z muito massivos. Na teoria electrofraca, é responsável pela geração das massas dos leptões massivos e dos quarks. Espera-se que em LHC seja obtida evidência experimental, que confirme a existência desta partícula.

2.1.4 QED e teoria electrofraca

A electrodinâmica quântica (QED) descreve as interacções entre fermiões através da troca de fótons. A magnitude destas interacções é calculada usando teoria de perturbações. As previsões da QED estão de acordo com a experiência com uma precisão de $\approx 10^{-12}$ [8]. As interacções electrodinâmicas e fracas são unificadas na teoria electrofraca [9]. Enquanto para baixas energias, parecem duas forças distintas, acima da energia de unificação ($\approx 10^3$ GeV) combinam-se na força electrofraca.

O SM é uma teoria de gauge quiral, i.e. as duas helicidades são tratadas separadamente. As projecções de quiralidade de um campo de Dirac Ψ são

$$\text{Quiralidade esquerda:} \quad \Psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \Psi \quad (2.1)$$

$$\text{Quiralidade direita:} \quad \Psi_D = \frac{1 + \gamma_5}{2} \Psi \quad (2.2)$$

onde γ_5 é a representação de Dirac para as matrizes γ :

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

As partículas esquerdas são dupletos de isospin-fraco, enquanto as direitas são singletos. O neutrino direito não existe no SM. Os leptões carregados são denominados por l e os seus neutrinos correspondentes por ν_l . A teoria contém um duplete esquerdo de quarks $Q_L = (u_L, d_L)$ e leptões $E_L = (\nu_{lL}, l_L)$ e singletos direitos de quarks u_R e d_R e leptões carregados l_R .

O gauge do número leptónico é estabelecido pela experiência, deixando apenas a possibilidade do grupo de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Um argumento semelhante no sector dos quarks dá o mesmo resultado para a teoria electrofraca. O tensor de gauge não-Abeliano do campo da força é

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.3)$$

onde A_μ^a é o campo de gauge, g é a constante de acoplamento, e f^{abc} é a constante de estrutura do grupo de gauge. É necessário introduzir três campos de gauge correspondentes a cada subgrupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. O tensor de campo dos gluões é dado por $G_{\mu\nu}^a$, onde a representa os elementos da representação de cor $SU(3)$. O tensor de gauge do campo de $SU(2)$ será dado por $W_{\mu\nu}^a$, onde a representa os três elementos deste grupo. O tensor de gauge do campo para $U(1)_Y$ da hipercarga fraca será representado por $B_{\mu\nu}$. O Lagrangiano electrofraco da parte de gauge é

$$\mathcal{L}_g = -\frac{1}{4}(W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}) \quad (2.4)$$

Os bosões W são dados pela combinação linear

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (2.5)$$

Os bosões Z e os fótons são misturas de W^3 e B, determinadas pelo ângulo θ_W de Weinberg

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad (2.6)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (2.7)$$

onde $\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$, g é a constante de acoplamento forte e g' é o acoplamento associado à hipercarga-fraca. A carga eléctrica, o isospin-fraco e a hipercarga-fraca estão relacionados por

$$Q = T_z + \frac{Y_W}{2} \quad (2.8)$$

A dinâmica dos quarks e gluões é dada pelo lagrangiano invariante de gauge

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}_i (i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m\delta_{ij}) \Psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (2.9)$$

$$= \bar{\Psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi_i - g G_\mu^a \bar{\Psi}_i \gamma^\mu T_{ij}^a \Psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (2.10)$$

onde $\Psi_i(x)$ representa o campo de quarks, T_{ij}^a representa os geradores de cor $SU(3)$ e γ^μ são as matrizes de Dirac. Analogamente, ao tensor do campo da força, $F^{\mu\nu}$, temos o tensor do campo de gluões que é dado por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.11)$$

2.2 PDF

A estrutura interna dos hádrões tem que ser considerada quando se pretende estudar a interação entre eles. Os quarks de valência, que definem os números quânticos, os quarks do 'mar' (pares quark-anti-quark virtuais produzidos pelo espalhamento de glúons) e os próprios glúons são referidos como partões e são descritos por funções de distribuição partónica (PDF). As PDF dão a probabilidade de um partão específico ter uma fracção x do momento do hádrão. As PDF são necessárias para fazer a transição do partónico para o hadrónico. A distribuição da PDF, $f(x, Q)dx$, é o número de quarks ou glúons de um determinado tipo (u , d , etc.) num hádrão específico (protão, pião, etc.), carregando uma fracção entre x e $(x + dx)$ do momento total do hádrão, quando há uma transferência de momento Q na interação. Na figura 2.1 vemos as PDF para os protões com $Q = 100$ GeV a partir da parametrização CTEQ6M NLO [12].

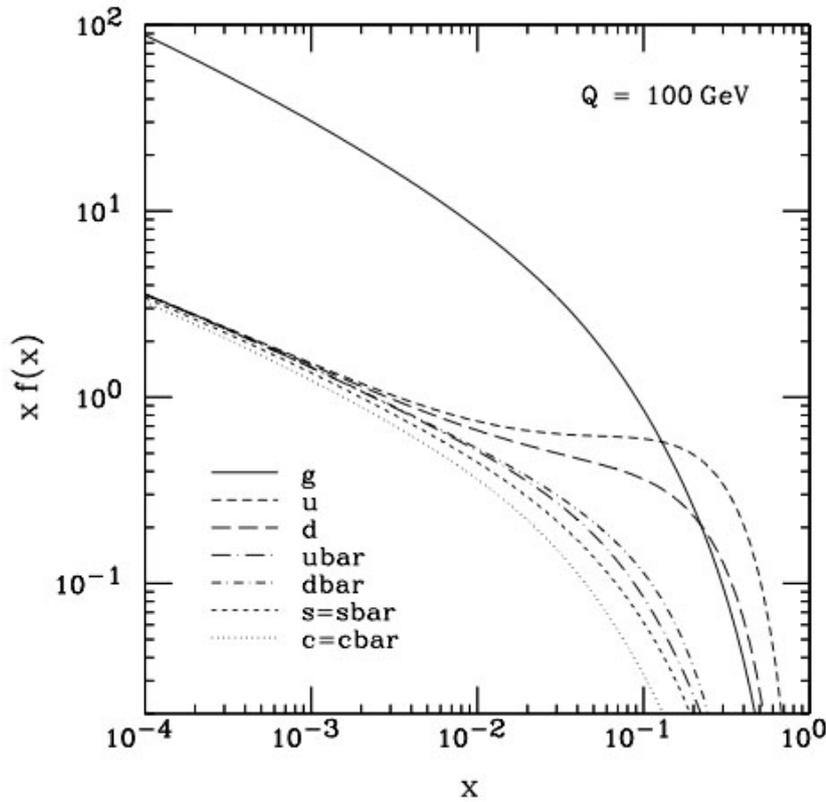


Figura 2.1: Função de distribuição partónica CTEQ6M para $Q=100$ GeV. O valor $f(x)dx$ é o número de quarks ou glúons num protão carregando uma fracção de momento entre x e $(x + dx)$ do momento do protão [12].

2.2.1 Matriz CKM

No SM, a matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) é uma matriz unitária que contém a informação dos decaimentos fracos com mudança de sabor. Experimentalmente, determinaram-se as magnitudes dos valores da matriz CKM [7] (ver a matriz seguinte):

$$V_{ij} = \begin{bmatrix} 0.97377 \pm 0.00027 & 0.2257 \pm 0.0021 & (4.31 \pm 0.30) \times 10^{-3} \\ 0.230 \pm 0.011 & 0.957 \pm 0.017 \pm 0.093 & (41.6 \pm 0.6) \times 10^{-3} \\ (7.4 \pm 0.8) \times 10^{-3} & (40.6 \pm 2.7) \times 10^{-3} & 0.77_{-0.24}^{+0.18} [34] \end{bmatrix}$$

A determinação directa de $|V_{tb}|$, a partir dos decaimentos do top, usa as razões de fracções de decaimento $R = \mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq) = |V_{tb}|^2/(\sum_q |V_{tq}|^2) = |V_{tb}|^2$, onde $q = b, s, d$. As medidas de CDF e DØ recolhidas durante o Run II do Tevatrão dão $R = 1.11_{-0.23}^{+0.27}$ [32] e $R = 1.03_{-0.17}^{+0.19}$ [33], respectivamente. Ambas as medidas deram, para um limite inferior, com 95% CL, $|V_{tb}| > 0.78$.

Foi também usada a secção eficaz do quark single top $\sigma(pp\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X)$ para fazer as primeiras medidas do elemento $|V_{tb}|$ da matriz CKM, não assumindo a unitariedade da matriz CKM. As medidas permitiram estabelecer um limite $0.68 < |V_{tb}| \leq 1$, com 95% CL [35]. Na figura 2.2 estão representadas as medidas de V_{tb} na experiência CDF e DØ.

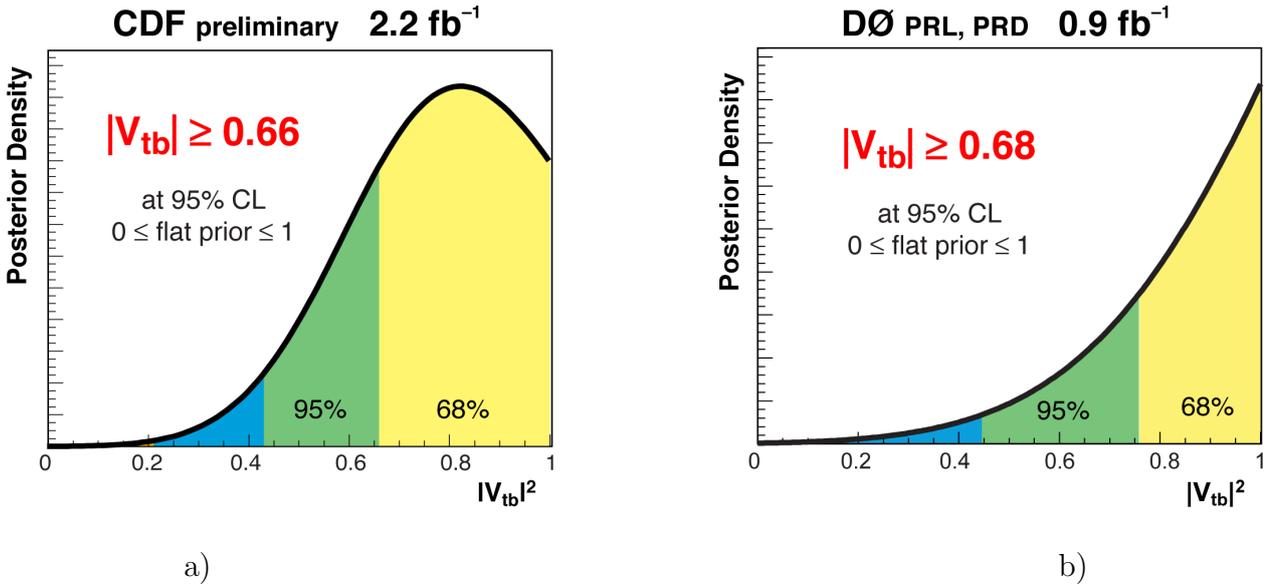


Figura 2.2: Medidas de $|V_{tb}|$ na experiência a) CDF e b) DØ [42].

2.3 O Quark Top

O quark top completa a estrutura de três famílias do Modelo Padrão das Partículas Elementares. É um quark pertencente à terceira geração dos fermiões, tem spin 1/2 e uma carga de $+(2/3)|e|$. Foi descoberto em 1995 pelas experiências CDF [4] e DØ [5] no Fermilab. É a partícula com maior massa conhecida, aproximadamente tão pesada quanto um átomo de ouro. A sua massa ($m = 172.6 \pm 1.4 \text{ GeV}/c^2$) é a única propriedade medida, até ao momento, com precisão, no Tevatrão [27]. O quark top é criado através da interacção forte e decai através da força fraca. No SM, a fracção de decaimento para $t \rightarrow Wq$ é determinada por $|V_{tq}|^2$, onde V_{tq} é um elemento da matriz CKM. As previsões para as fracções de decaimento do quark top são $\mathcal{B}(t \rightarrow Wd) \approx 0.0006\%$, $\mathcal{B}(t \rightarrow Ws) \approx 0.17\%$ e $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb) \approx 99.8\%$ [7]. Uma vez que o elemento da matriz CKM V_{tb} é muito superior a V_{td} e V_{ts} , o quark top decai quase exclusivamente para um bóson W e um quark b. A largura associada a este decaimento, desprezando efeitos devidos à massa do b é, ao nível árvore, da forma:

$$\Gamma_{LO}(t \rightarrow Wb) = \frac{G_F m^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 m_t^3 \left(1 - 3\frac{M_W^4}{m_t^4} + 2\frac{M_W^6}{m_t^6}\right) \quad (2.12)$$

Introduzindo os valores das massas obtidas experimentalmente, obtém-se $\Gamma_{LO}(t \rightarrow Wb) = 1.56 \text{ GeV}$. As correcções de ordem superior a esta expressão reduzem este valor para $\Gamma(t \rightarrow Wb) \approx 1.42 \text{ GeV}$ [6]. O SM prevê que o tempo de vida do quark top seja aproximadamente 10^{-25} s , que é menor que a escala de tempo típica das interacções fortes e, por conseguinte, o quark top não hadroniza. A informação do seu spin pode ser estudada a partir da distribuição angular dos seus produtos de decaimento. Os bósons W provenientes do decaimento do quark top contêm a informação sobre o spin do quark top que lhe deu origem, tornando-se um observável da polarização do quark top. As medidas mais recentes provêm de Tevatrão, que colide prótons e anti-prótons com uma energia de centro de massa de 1.96 TeV. No Tevatrão, os dois processos principais de criação de quarks top são a produção de pares top-anti-top, através da interacção forte e produção simples de top através da interacção fraca. A secção eficaz medida para a produção de pares, em Tevatrão, é de $7.62 \pm 0.85 \text{ pb}$, assumindo $m_t=172.6 \text{ GeV}$ [28]. As primeiras medidas da secção eficaz de single top $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X) = 4.9 \pm 1.4 \text{ pb}$ foram obtidas usando 'boosted decision tree' [35]. Em LHC, os pares de quarks top são produzidos pela fusão de gluões (90%) e aniquilação quark-anti-quark (10%), ($q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$ e $gg \rightarrow t\bar{t}$) (ver figura 2.3). A secção eficaz de produção de pares top-anti-top é de $833_{-39}^{+52} \text{ pb}$ no SM [29].

A secção eficaz de produção de single top é de $246_{-12.2}^{+11.8}$ (canal-t), de $10.65_{-1.02}^{+1.12}$ (canal-s) [30], e de 66 ± 2 pb (produção associada) [31] (ver figura 2.4). No LHC serão produzidos cerca de oito milhões de quarks top, por experiência e por ano.

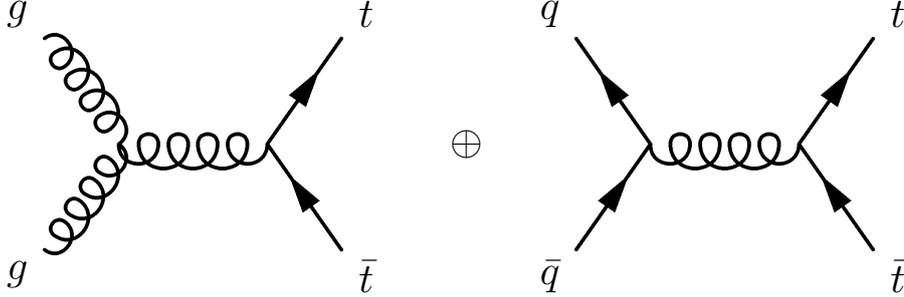


Figura 2.3: Diagrama de Feynman ao nível árvore para a produção $t\bar{t}$: fusão de gluões (esquerda) e aniquilação quark-anti-quark (direita).

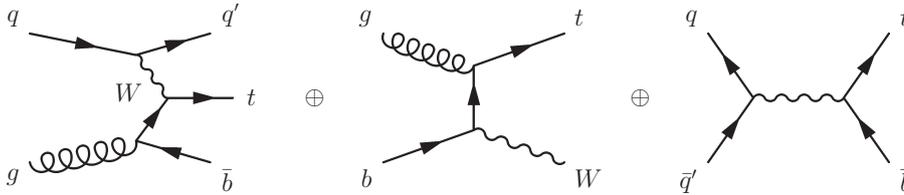


Figura 2.4: Diagrama de Feynman ao nível árvore para a produção do quark single top, com contribuições do canal-s, canal-t e produção associada.

2.4 O vértice Wtb

O vértice Wtb , contendo termos de dimensão cinco pode ser escrito como

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\gamma^\mu(V_L P_L + V_R P_R)tW_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{M_W}(g_L P_L + g_R P_R)tW_\mu^- + h.c. \quad (2.13)$$

onde $q = p_t - p_b$ é o momento do bóson W . Os acoplamentos anómalos V_R , g_L e g_R podem ser relacionados com as fracções de helicidade do bóson W , F_i . Se assumirmos que há conservação de CP (simetria de carga e paridade), estes acoplamentos podem ser considerados reais. No SM, $V_L \equiv V_{tb} \approx 1$ e os outros acoplamentos são nulos ao nível árvore [21]. Em modelos com física para além do SM, são esperadas outras contribuições. O valor do termo V_R é condicionado pela fracção de decaimento $\mathcal{B}(b \rightarrow s\gamma) = (3.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ [7]. O acoplamento direito $|V_R| \leq 0.04$ daria uma grande contribuição para este decaimento [22, 23, 24]. Assim, a condição $|V_R| \geq 0.04$

é dependente do modelo e não substitui a medição directa deste acoplamento. A polarização dos bosões W produzidos no decaimento do top é sensível aos acoplamentos anómalos. Os bosões W podem ser produzidos com helicidade positiva, negativa ou nula, cujas larguras parciais Γ_R , Γ_L e Γ_0 dependem dos acoplamentos V_L , V_R , g_L e g_R . São definidas as fracções de helicidade $F_i \equiv \Gamma_i/\Gamma$, sendo $\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_L + \Gamma_0$ a largura total para o decaimento $t \rightarrow Wb$. No SM, $F_0 = 0.703$, $F_L = 0.297$, $F_R = 3.6 \times 10^{-4}$ ao nível árvore, para $m_t = 175$ GeV, $M_W = 80.39$ GeV, $m_b = 4.8$ GeV. F_R anula-se no limite $m_b = 0$, uma vez que os quarks b produzidos nos decaimentos do top têm quiralidade esquerda, e para $m_b = 0$, a helicidade e a quiralidade coincidem. As fracções de helicidade podem ser medidas nos decaimentos leptónicos $W \rightarrow l\nu$, através do estudo do ângulo θ_l^* que o leptão no centro de massa do W faz com a direcção do W no centro de massa do top.

2.5 Questões em aberto no Modelo Padrão

As previsões do modelo padrão têm demonstrado um excelente acordo com os dados experimentais em física das altas energias. Contudo, não é uma teoria completa, uma vez que não inclui a força dominante ao nível macroscópico, a gravidade. Não responde a questões como o porquê das massas observadas dos fermiões, a origem do sabor e de que é feita a matéria escura. O SM contém 19 parâmetros livres, que têm de ser determinados empiricamente.

O SM não responde ao problema da hierarquia. Este problema advém do facto da escala fraca ($M_{weak} \approx 100$ GeV) e a escala de Planck ($M_P \approx 10^{19}$ GeV) diferirem em 17 ordens de magnitude [13].

Para responder a estas questões, muitas teorias têm sido desenvolvidas para além do Modelo Padrão. Entre estas encontram-se a teoria da supersimetria (SUSY) e outras teorias que consideram grandes grupos de unificação, como as Grand Unified Theories (GUT's). A supersimetria relaciona os fermiões e os bosões com os seus correspondentes supersimétricos. Para cada tipo de bosão existe um tipo correspondente de fermião, e vice-versa. Na tabela 2.2 são apresentados alguns exemplos de parceiros supersimétricos. Foi proposto um Modelo Padrão Supersimétrico, MSSM, que prevê parceiros supersimétricos com massas entre os 100 GeV e 1 TeV [14]. As Grand Unified Theories prevêm que, para energias muito elevadas (acima de 10^{14} GeV), as forças electromagnética, fraca e forte se possam fundir num único campo unificado. Existem

	Partículas conhecidas no SM	Parceiros supersimétricos (‘sparticles’)	
Spin semi-inteiro	Electrão Neutrino Quark top	Selectrão Sneutrino Stop	Spin inteiro
Spin inteiro	Gluão Fotão	Gluino Fotino	Spin semi-inteiro

Tabela 2.2: Exemplos de parceiros supersimétricos. Para cada fermião, há um parceiro bosónico - o electrão supersimétrico, ‘selectrão’, é parceiro do electrão. Cada fermião tem um parceiro supersimétrico fermiónico - para os gluões é o ‘gluino’.

várias teorias de unificação: $SO(10)$, modelo de Georgi-Glashow, modelo de Pati-Salam, etc [44]. Não há, ainda, evidências que a natureza seja descrita pelas Grand Unified Theories.

Capítulo 3

O acelerador LHC e o detector Atlas

Neste capítulo são descritos o acelerador Large Hadron Collider (LHC) e o detector ATLAS instalado na caverna, no ponto 1 do CERN. É ainda apresentada uma visão geral do desempenho previsto para o detector, quando o LHC começar a operar.

3.1 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. Foi fundado em 1954 por 12 signatários, e hoje conta já com 20 estados membros. A sua principal função é criar aceleradores de partículas e outras infraestruturas necessárias à pesquisa em física das altas energias. Contém, também, um grande centro computacional destinado à análise experimental dos dados e à disponibilização da informação aos investigadores espalhados pelo mundo. O CERN tem 2600 funcionários a tempo inteiro e cerca de 8000 cientistas e engenheiros, representando 500 universidades de 80 nacionalidades.

Várias descobertas científicas aconteceram no CERN, nomeadamente, a descoberta de correntes neutras nas câmaras de bolhas de Gargamelle, em 1973. Em 1983, descobriram-se os bosões W e Z nas experiências UA1 e UA2. Em 1989, determinou-se o número de famílias de neutrinos em LEP. Em 1995, foi criado o primeiro átomo de anti-hidrogénio na experiência PS210 e em 2001, foi descoberta a violação directa de CP na experiência NA48.

Já vários investigadores do CERN foram laureados com o prémio Nobel da física, nomeadamente, Carlo Rubbia e Simon van der Meer, pelas suas contribuições na descoberta dos bosões

W e Z e Georges Charpak pela invenção e desenvolvimento de detectores de partículas, em particular a câmara proporcional multi-fios. O primeiro Director-Geral do CERN, Felix Bloch, foi também laureado juntamente com Edward Purcell pelo desenvolvimento de novos métodos em medidas de precisão magnética nuclear. O porta-voz da experiência L3, Sam Ting, juntamente com Burt Richter, foram também laureados pelo seu trabalho pioneiro na descoberta de partículas elementares pesadas de novo tipo. Jack Steiburger, chefe da experiência LEP ALEPH, foi também laureado, juntamente com Leon Lederman e Mel Schwartz, pelo método do feixe de neutrinos e pela descoberta da estrutura dupla dos leptões, através da descoberta do neutrino muónico.

A maior parte das actividades actuais do CERN estão orientadas para a construção e operação do LHC. A World Wide Web começou no CERN, com o projecto ENQUIRE. Baseado no conceito do hipertexto, o projecto foi pensado para facilitar a partilha de informação entre investigadores. O primeiro website apareceu em 1991. Mais recentemente, o CERN tem vindo a desenvolver a computação GRID, que prevê a partilha de capacidade de processamento e de armazenamento entre os vários computadores da rede e vai permitir analisar os dados de LHC pelos vários laboratórios do mundo [47].

3.2 LHC

O LHC está instalado num túnel circular com uma circunferência de 27 km a uma profundidade entre 50 e 175 metros [46]. O túnel, construído entre 1983 e 1988, serviu anteriormente para o LEP. Com 3.8 metros de diâmetro, o túnel atravessa a fronteira entre a Suíça e a França. À superfície encontram-se edifícios com equipamentos de ventilação, controlo electrónico, refrigeração e compressores.

O túnel contém dois tubos, passando um feixe em cada um deles. Os dois feixes viajam em direcções opostas ao longo do anel. Os 1232 dipolos magnéticos mantêm os feixes no seu caminho circular e os 392 quadrupolos magnéticos são usados para focar os feixes, de modo a aumentar a probabilidade de interacção entre as partículas dos feixes nos pontos de colisão. Os 1600 magnetes supercondutores têm um peso de 27 toneladas. São necessários 96 toneladas de hélio líquido para manter os magnetes à temperatura operacional.

O feixe de protões terá uma energia de 7 TeV, de que resulta uma energia de centro de massa

de 14 TeV. Um protão demorará menos de 90 μs a percorrer o perímetro do colisionador. O feixe não será contínuo, já que os protões serão agrupados em 2808 grupos. As interações entre os dois feixes ocorrerão em intervalos discretos de 25 ns. No início da operação do colisionador este intervalo será apenas de 75 ns e mais tarde evoluirá para 25 ns.

Antes de serem injectadas no acelerador principal, as partículas percorrem outros aceleradores, que aumentam a sua energia. O primeiro sistema é o acelerador linear Linac 2, que gera protões de 50 MeV e alimenta o 'Proton Synchrotron Booster' (PSB). Seguidamente, os protões são injectados no 'Proton Synchrotron' (PS) com 26 GeV e, finalmente, usa-se o Super Proton Synchrotron (SPS) para aumentar a energia dos protões para 450 GeV.

O LHC também será usado para colidir iões pesados de chumbo (Pb) com uma energia de colisão de 1,150 TeV. Os iões serão primeiramente acelerados pelo acelerador linear Linac 3 e o LEIR será usado como armazenamento de iões e unidade de arrefecimento. Os iões serão acelerados, seguidamente, pelo PS e pelo SPS, antes de serem injectados no LHC, onde atingirão uma energia de 2.76 TeV por nucleão (ver figura 3.1).

Quando estiver em funcionamento, a energia total armazenada nos magnetes será de 10 GJ, enquanto cada feixe possui uma energia total de 362 MJ.

Os detectores do LHC estão em fase de conclusão e situam-se em grandes cavernas nos pontos de intersecção do LHC. ATLAS e CMS são grandes detectores de partículas, não especializados. ALICE é um detector construído para estudar as propriedades do plasma de quark-gluões, em particular em colisões de iões pesados. Os outros três (LHCb, TOTEM e LHCf) são menores e mais especializados. Uma sétima experiência, FP420, consiste em colocar 4 detectores no espaço livre a 420 m, em cada lado, dos detectores CMS e ATLAS.

3.2.1 Taxa de colisão

O número de acontecimentos é dada por

$$N = L \times \sigma \quad (3.1)$$

onde L é a luminosidade e σ é a secção eficaz. A secção eficaz total protão-protão a 7 TeV é aproximadamente de 110 mbarns.

A secção eficaz de difusão elástica dos protões e dos acontecimentos difractados não será vista

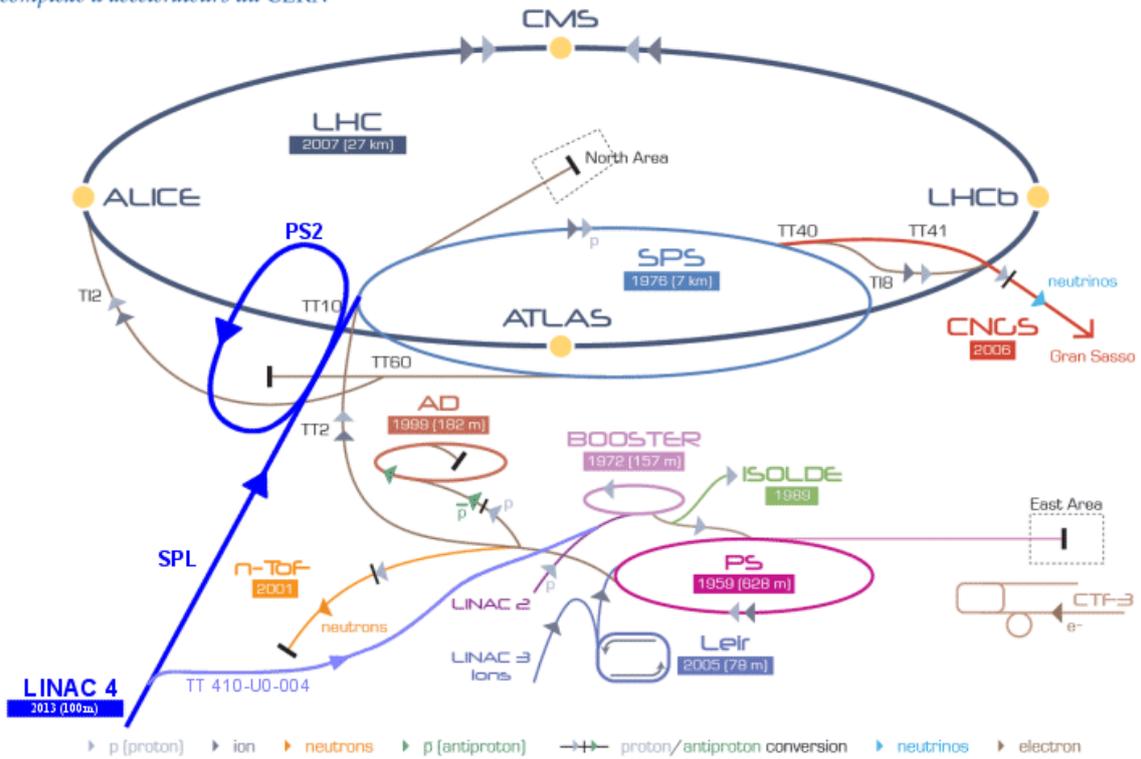


Figura 3.1: Complexo de aceleradores do CERN.

pelo detector, uma vez que só difusões inelásticas dão origem a partículas com ângulos suficientemente grandes em relação ao feixe.

A taxa de acontecimentos inelásticos é $10^{34} \times 60 \times 10^{-3} \times 10^{-24} = 600$ milhões/segundo a alta luminosidade - cerca de 19 acontecimentos inelásticos por 'beam-crossing', onde $L = 10^{34} \text{ b}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\sigma = 60 \times 10^{-3} \text{ b}$, e em que 1 barn (b) = 10^{-24} cm^2 .

3.2.2 Feixe

Cada feixe de prótons consiste em 2808 'bunches' na sua intensidade máxima e cada 'bunch' contém 1.15×10^{11} prótons. No ponto de colisão, as dimensões transversais do feixe são de $16 \mu\text{m}$. A energia total do feixe é $2808 \text{ 'bunches'} \times 1.15 \times 10^{11} \text{ prótons} \times 7 \times 10^{12} \times 1.602 \times 10^{-19} = 362 \text{ MJ}$ por feixe (ver as propriedades do feixe na tabela 3.1) [36].

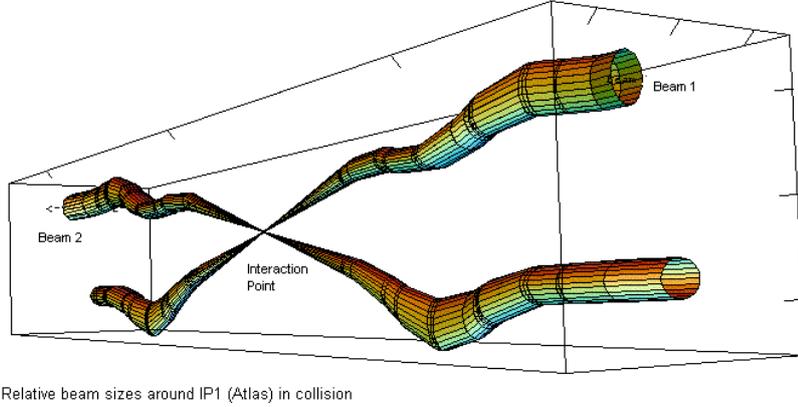


Figura 3.2: Tamanho relativo do feixe em volta do IP1 (ATLAS) na colisão [46].

		Injeção	Colisão
Energia do próton	[GeV]	450	7000
Gama relativístico		479.6	7461
Número de partículas por 'bunch'		1.5×10^{11}	1.5×10^{11}
Número de 'bunches'		2808	2808
Emitância longitudinal (4σ)	[eVs]	1.0	2.5
Emitância transversa normalizada	$[\mu\text{m rad}]$	3.5	3.75
Corrente do feixe em circulação	[A]	0.582	0.582
Energia armazenada por feixe	[MJ]	23.3	362

Tabela 3.1: Parâmetros do feixe em LHC [36].

3.2.3 Vácuo

O LHC tem 3 sistemas de vácuo:

- Sistema de vácuo para os criomagnetes;
- Sistema de vácuo para a linha de distribuição de hélio (QRL);
- Sistema de vácuo do feixe.

O sistema de isolamento por vácuo para os criomagnetes está a 10^{-6} Torr. Há cerca de 9000 m³ de volume extraído do isolador criomagnético e 5000 m³ do QRL.

3.2.4 Magnetes

O principal desafio tecnológico são os dipolos supercondutores (1.9K). Para 7 TeV, estes magnetes têm que produzir um campo de 8.4 Tesla com uma corrente de 11,700 A. Os magnetes têm duas aberturas, uma para cada feixe. Cada um tem 14.3 metros de comprimento. São necessários 1232 dipolos. A energia magnética armazenada é de 1.29 GJ por sector e 11 GJ total. As bobines de nióbio-titânio criam campos magnéticos que guiam os dois feixes de prótons, em sentidos opostos, em canais magnéticos diferentes, mas dentro da mesma estrutura física (ver figura 3.3).

3.2.5 Sistema Criogénico

O sistema criogénico, usado em LHC, usa hélio superfluido, que tem propriedades de transferência de calor eficientes, permitindo o transporte de quilowatts de refrigeração ao longo de mais de um quilómetro com uma queda de temperatura inferior a 0.1K. Os magnetes supercondutores estão contidos em hélio superfluido a 1.9K e à pressão atmosférica. Este banho será arrefecido através do fluxo de hélio líquido a baixa pressão nos tubos de transferência de calor. É distribuída uma capacidade de refrigeração ao longo dos 27 km do anel equivalente a mais de 140 kW a 4.5K. O sistema criogénico precisará de 40,000 junções nos tubos, 12 milhões de litros de Azoto líquido serão vaporizados durante o arrefecimento inicial de 31,000 toneladas de material e o hélio líquido total será de 700,000 litros.

LHC DIPOLE : STANDARD CROSS-SECTION

CERN AC/CD/MS - HE107 - 20 04 1999

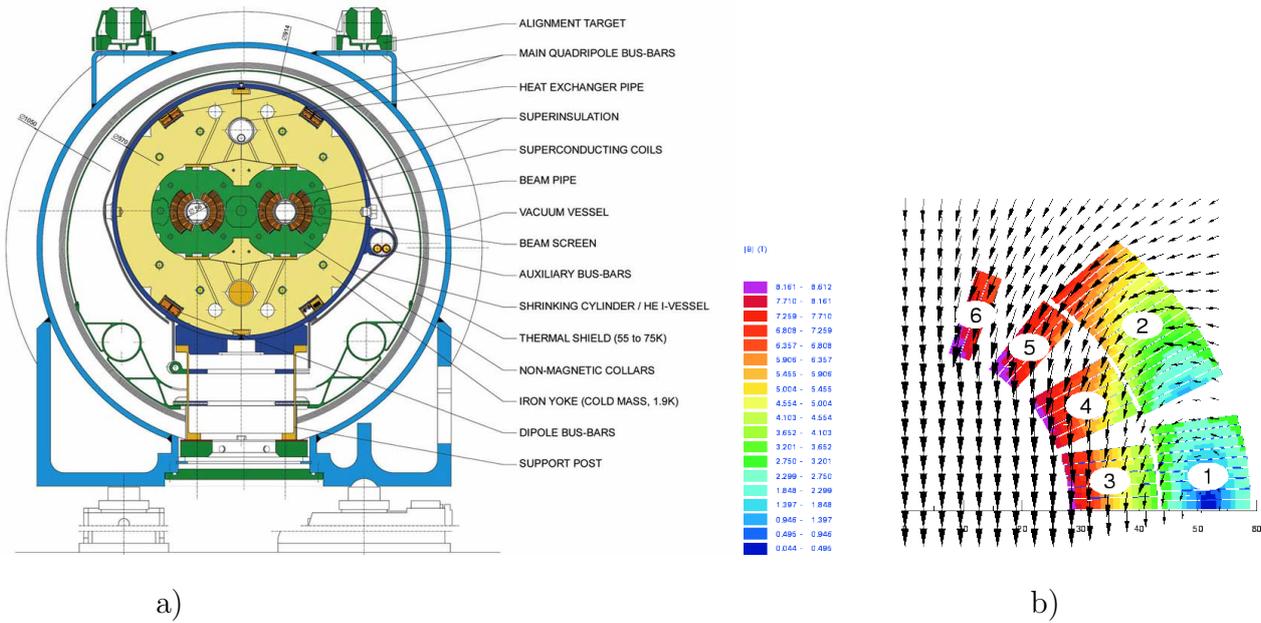


Figura 3.3: a) Sistema de dipolo em LHC; b) Um quarto de uma abertura do dipolo, mostrando os 6 blocos supercondutores e o campo magnético produzido[46].

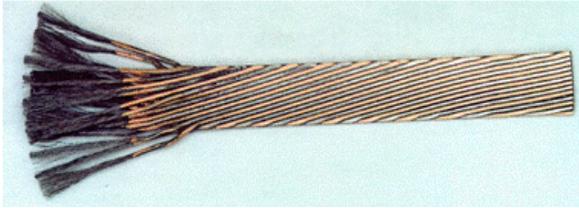
3.2.6 Cabos supercondutores

Os cabos têm 36 fios supercondutores, com 0.825 mm de diâmetro cada. Cada fio tem 6300 filamentos supercondutores de Nióbio-Titânio. Cada filamento tem espessura de 0.006 mm. À volta de cada filamento há uma camada de 0.0005 mm de cobre. Tratam-se de cabos de Rutherford com 1.510 cm de largura, sendo a espessura média de 1.480 mm (ver figura 3.4). O cobre é um material isolador entre os filamentos no estado supercondutor, quando a temperatura está abaixo dos -263° C. Os cabos supercondutores têm uma massa total de 1200 toneladas e cerca de 7600 km de cabo.

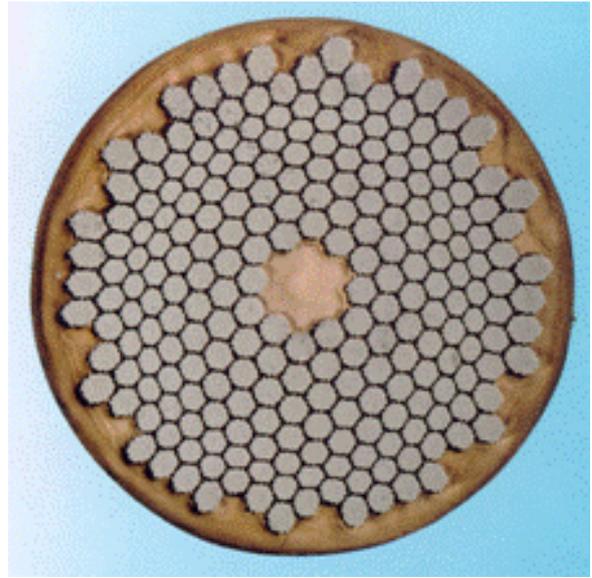
3.2.7 Desafios do LHC

A luminosidade elevada atingida em LHC, $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ é conseguida, enchendo os dois anéis com 2835 'bunches', cada um com 10^{11} partículas. A corrente de feixe elevada ($I_b=0.53 \text{ A}$) torna-se um desafio numa máquina feita de ímãs supercondutores delicados, que operam a temperaturas criogénicas.

Quando dois 'bunches' colidem no centro do detector, apenas uma fracção das partículas coli-



a)



b)

Figura 3.4: a) Cabo supercondutor; b) Fios supercondutores[46].

dem frontalmente. As outras são deflectidas e dão origem a perdas de partículas. Este efeito, chamado 'beam-beam effect' foi estudado noutros colisionadores e mostrou que não se pode aumentar a densidade do 'bunch' acima de um limite 'beam-beam'. O LHC terá que operar o mais próximo possível deste limite para atingir a luminosidade desejada.

Cada um dos 2835 'bunches' de protões deixa para trás um campo electromagnético que perturba os 'bunches' seguintes. Qualquer perturbação na posição ou energia do 'bunch' é transmitida aos outros 'bunches'. Estas instabilidades colectivas podem ser severas no LHC, devido à corrente necessária para produzir a luminosidade desejada. É necessário minimizar estes efeitos, através do controlo das propriedades electromagnéticas dos elementos em torno do feixe. Os feixes circulam a energia elevada durante 10 horas. Durante este tempo, fazem quatro milhões de revoluções em torno da máquina. O sistema magnético que guia e foca os feixes no acelerador pode ter componentes não lineares que tornam o movimento um pouco caótico. Para resolver esta questão, usam-se computadores que estudam a posição das partículas através dos milhares de magnetes do LHC, depois de um milhão de voltas. Os resultados definem a tolerância na qualidade dos magnetes.

Uma fracção de partículas é difundida em direcção ao tubo e provoca o aquecimento do material envolvente, induzindo um 'quench' dos magnetes supercondutores. Para evitar isto, usa-se um sistema de colimação que recolhe as partículas instáveis antes de atingirem as paredes do tubo.

Os componentes do LHC devem ter uma grande flexibilidade para se adaptarem a novas experiências e para que possam ser melhorados no futuro. Exemplo disso é o acelerador SPS, que foi adaptado, inicialmente a um colisionador de prótons-anti-prótons, depois usado para um acelerador de íons pesados, mais tarde transformado em injetor de léptons do LEP e agora serve de injetor de prótons ao LHC.

Finalmente, o fenómeno da radiação de sincrotrão, que tem bastante relevância em colisionadores electrão-positrão, não tem a mesma importância no LHC. Devido à elevada massa das partículas, a radiação emitida é pequena comparada com a energia do feixe. Contudo, a potência emitida de 3.7 kW não pode ser ignorada uma vez que afecta o sistema de refrigeração e produz um grande número de fótons U.V. Estes libertam moléculas de gás, aumentando a pressão de gás e libertando fotoelectrões que são acelerados em direcção ao tubo e induzem instabilidade nos 'bunches' de partículas.

3.3 ATLAS

A colaboração ATLAS foi formada em 1992 quando as experiências EAGLE e ASCOT se juntaram para construir um detector de partículas. O design foi a combinação de ambos com os desenvolvimentos feitos para o 'Superconducting Supercollider'. A experiência ATLAS foi fundada oficialmente em 1995 pelos países membros do CERN.

O detector ATLAS é o maior e mais complexo detector alguma vez construído. Quando os feixes de prótons produzidos no LHC interagem no centro do detector, é produzida uma grande variedade de partículas com um largo intervalo de energias. ATLAS foi desenhado para medir um largo espectro de sinais. O detector é construído para detectar partículas, a sua massa, momento, energia, carga e spins. No sentido de detectarem e identificarem todas as partículas produzidas no ponto de interacção, os detectores são normalmente desenhados com uma estrutura em camadas. As camadas são feitas com detectores de diferentes tipos, cada um desenhado para identificar diferentes tipos de partículas. Os diferentes sinais que as partículas deixam nas camadas do detector permitem identificar as partículas e medir o seu momento e energia. À medida que a energia das partículas produzidas aumenta, tem que se aumentar as dimensões do detector para medir e parar as partículas mais energéticas.

O detector ATLAS consiste numa série de cilindros cada vez mais largos à volta do ponto de

interacção, onde colidem os feixes de prótons. Pode ser dividido em quatro grandes partes: o detector interior, os calorímetros, o espectrómetro muónico e o sistema de magnetes. Cada um destes tem várias camadas. Os detectores são complementares: o detector interior define a trajectória das partículas, os calorímetros medem a energia das partículas que são possíveis parar e o sistema de muões faz as medidas adicionais dos muões mais penetrantes. Os dois sistemas magnéticos curvam as partículas carregadas no detector interior e no espectrómetro muónico, permitindo medir o seu momento. As únicas partículas estáveis que não podem ser detectadas directamente são os neutrinos. A sua presença é inferida pelo défice em momento transversal ao feixe das partículas detectadas. Manter o desempenho do detector nas áreas de maior radiação, imediatamente à volta do feixe de prótons é uma das tarefas mais difíceis.

O detector ATLAS tem 46 m de comprimento, 25 m de diâmetro, um peso de 7000 toneladas. O sistema cartesiano do detector ATLAS é definido da seguinte forma [37] (ver figura 3.5):

- Origem: Ponto de interacção;
- Eixo X: horizontal e perpendicular ao plano YZ (Experiência), positivo em direcção ao centro do LHC;
- Eixo Y: perpendicular à linha do feixe, no plano vertical contendo a linha do feixe, positivo para cima;
- Eixo Z: Segue a linha do feixe (inclinada de 0.708°) e positivo em direcção ao lado A (UJ14)

O ângulo azimutal ϕ é medido à volta do eixo do feixe e o ângulo polar θ é o ângulo que é feito com o eixo do feixe. A pseudorapidez é definida como $\eta \equiv -\ln(\tan(\theta/2))$. O detector ATLAS cobre uma área de pseudorapidez de $|\eta| \leq 5$. O momento transversal p_T , a energia transversal E_T e a energia transversal em falta E_T^{miss} são definidas no plano transversal à direcção do feixe. A distância ΔR no espaço pseudorapidez - ângulo azimutal é definida como $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Os principais requisitos dos detectores do LHC são:

- Uma resposta rápida da electrónica e dos sensores à radiação. É necessária uma elevada granularidade $\Delta\phi \times \Delta\eta$ para lidar com os fluxos de partículas e reduzir a influência de acontecimentos sobrepostos;
- Grande aceitação em pseudorapidez com cobertura quase total do ângulo azimutal;

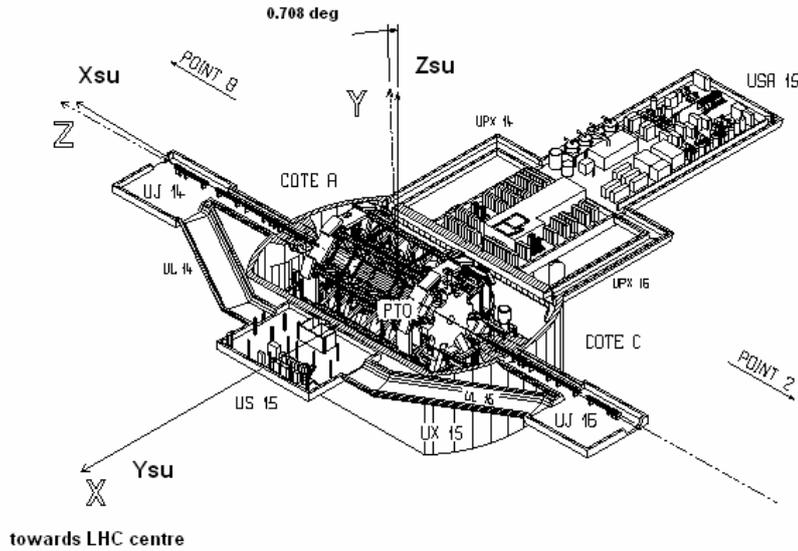


Figura 3.5: Sistema de coordenadas em ATLAS[37].

- Boa resolução no momento das partículas carregadas e boa eficiência de reconstrução no detector interior. São necessários detectores junto às regiões de interação, para observar vértices secundários e identificar leptões τ e jactos-b;
- Boa calorimetria electromagnética para a identificação e medição de electrões e fótons, complementada por uma calorimetria hadrónica de cobertura total para medidas precisas da energia dos jactos e da energia em falta proveniente do neutrino;
- Boa identificação de muões e boa resolução em momento num largo espectro de momentos, e a determinação da carga dos muões de alto p_T ;
- Bom sistema de *trigger* em objectos de baixo momento transverso com rejeição suficientemente boa de fundo.

A disposição geral do detector ATLAS é mostrada na Figura 3.6 e os seus objectivos principais, ao nível do desempenho, são listados na tabela 3.7 [15].

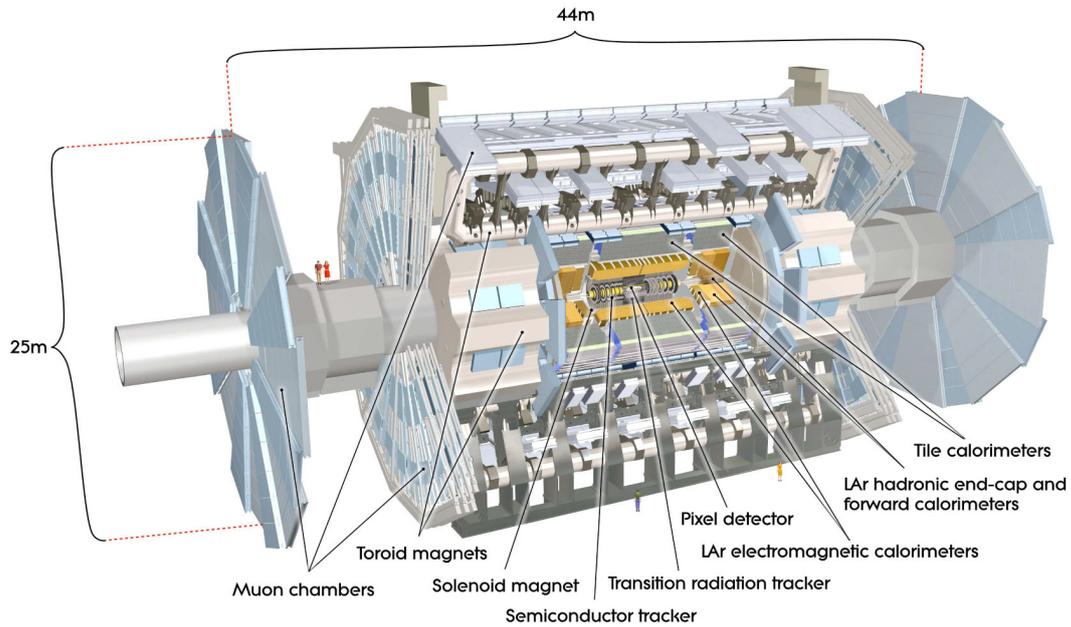


Figura 3.6: Vista em corte do detector ATLAS [15].

Componentes do Detector	Resolução requerida	Cobertura em η	
		Medida	Trigger
Detector Interior	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
Calorímetro EM	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Calorímetro Hadrónico barril central (HEC) avançado (FCal)	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Espectrómetro de muões	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

Figura 3.7: Objectivos gerais de desempenho do detector ATLAS. As unidades de E e p_T são em GeV [15].

3.3.1 Detector interior

Emergem aproximadamente 1000 partículas do ponto de colisão, a cada 25 ns, dentro de $|\eta| < 2.5$, criando uma grande densidade de traços no detector. Para atingir as resoluções em momento e nos vértices impostas pelos processos físicos, têm que ser feitas medidas de alta precisão, com granularidade fina no detector. Estas propriedades são dadas pelos detectores de traços SCT e TRT.

O Detector Interior (ID) é imerso num campo magnético de 2T gerado pelo solenóide central, que se estende por um comprimento de 5.3 m e um diâmetro de 2.5 m. Os detectores de traços cobrem a região $|\eta| < 2.5$. Na região central, estão dispostos em cilindros concêntricos em volta do eixo do feixe, enquanto nas tampas estão localizados em discos perpendiculares ao eixo do feixe. A granularidade máxima é atingida em volta do vértice primário, usando detectores de pixeis.

A combinação de detectores de traços para baixo raio, com o TRT para raio elevado, dá-nos um reconhecimento robusto do padrão e grande precisão nas coordenadas z e $R - \phi$. O detector interior fornece medidas dos traços num espectro de momento coincidente com as medidas feitas no calorímetro electromagnético. A identificação de electrões é melhorada com a detecção de fótons da radiação de transição em misturas de gás baseadas em xénon. Os detectores de traços de semicondutor permitem medir o parâmetro de impacto e o vértice do sabor pesado e do leptão τ . A medida dos vértices secundários é melhorada pela camada de pixeis, com um raio de cerca de 5 cm.

3.3.2 Calorímetros

Os calorímetros cobrem a região $|\eta| < 4.9$. Na região que faz fronteira com o ID, a granularidade fina do calorímetro electromagnético adapta-se às medidas de electrões e fótons. A granularidade mais grosseira do resto do calorímetro é suficiente para satisfazer os requisitos físicos para a reconstrução dos jactos e as medidas do E_T^{miss} .

O sistema de calorímetros é composto por duas partes, o calorímetro electromagnético (EM), que cobre a região $|\eta| < 3.2$, e o calorímetro hadrónico, que cobre a região $|\eta| < 4.9$. O calorímetro EM mede a energia de fótons e electrões, e o calorímetro hadrónico mede a energia das partículas hadrónicas (que interagem pela força forte).

O calorímetro electromagnético é dividido numa parte central ($|\eta| < 1.475$) e duas tampas

($1.375 < |\eta| < 3.2$), cada um no seu próprio crióstato. O solenóide central encontra-se em frente ao calorímetro EM e partilha com o calorímetro EM um canal de vácuo, eliminando duas paredes de vácuo. O calorímetro central consiste em duas metades cilíndricas idênticas, separadas por um espaço de 4 mm, em $z=0$. Cada calorímetro-tampa está dividido em duas rodas coaxiais. O calorímetro EM é um detector de chumbo-árgon-líquido (LAr) com eléctrodos de kapton e placas absorventes de chumbo, com uma forma de acordeão. A geometria em acordeão permite uma simetria em ϕ sem falhas azimutais. Na região ($|\eta| < 2.5$), dedicada à física de precisão, o calorímetro EM está segmentado em 3 regiões. Para a região não central, encontra-se segmentado em duas secções longitudinais e tem uma maior granularidade lateral. Na região $|\eta| < 1.8$ usa-se um detector para corrigir a perda de energia dos electrões e fotões. Este detector de pré-selecção consiste numa camada de LAr de espessura 1.1 cm (0.5 cm) na região central (tampa).

O TileCal é um calorímetro hadrónico e está instalado imediatamente a seguir ao calorímetro EM. O seu cilindro central cobre a região $|\eta| < 1.0$ e os seus cilindros estendidos $0.8 < |\eta| < 1.7$. Usa como absorvente o aço e cintiladores como meio activo. Os cilindros estão divididos em 64 módulos. O TileCal tem um raio interior de 2.28 m e exterior de 4.25 m e está segmentado em três camadas. As telhas cintiladoras têm 3 mm de espessura e as placas de aço, 14 mm. Os dois lados dos cintiladores são ligados a dois fotomultiplicadores por fibras ópticas.

O Calorímetro Hadrónico Estendido (HEC) consiste em duas rodas independentes por tampa, localizadas atrás das tampas dos calorímetros EM, e partilham o mesmo crióstato. Cobrem a região $1.5 < |\eta| < 3.2$. Cada roda é composta por 32 módulos e dividida em dois segmentos, num total de quatro camadas. As que estão mais próximas do feixe são construídas com placas paralelas de cobre de 25 mm e as mais afastadas com placas de 50 mm.

O Calorímetro Avançado (FCal) está integrado nos crióstatos das tampas, melhorando a uniformidade da cobertura calorimétrica e reduzindo a contribuição de radiação de fundo nos detectores de muões. Cobrem a região $3.1 < |\eta| < 4.9$ e está colocado a 4.5 m do ponto de interacção.

3.3.3 Espectrómetro muónico

O espectrómetro muónico é um sistema de traços de grande dimensão, estendendo-se de um raio de 4.25 m à volta dos calorímetros até ao raio total do detector, a 11 m do eixo do feixe.

O seu tamanho é fundamental para medir com precisão o momento dos muões, que penetram os outros elementos do detector. Os muões são fundamentais em vários processos físicos e são uma contribuição importante na energia total do acontecimento. O seu momento pode ser medido, curvando os muões em diferentes configurações de campo magnético, com baixa resolução espacial num volume muito grande. Tem cerca de um milhão de canais de leitura e as camadas de detectores têm uma área total de 12,000 metros quadrados. É constituído por quatro subsistemas: MDT, que mede a posição com alta precisão; CSC, uma câmara proporcional multi-fios, de grande granularidade; RPC; e TGC, que fazem parte do sistema de *trigger*.

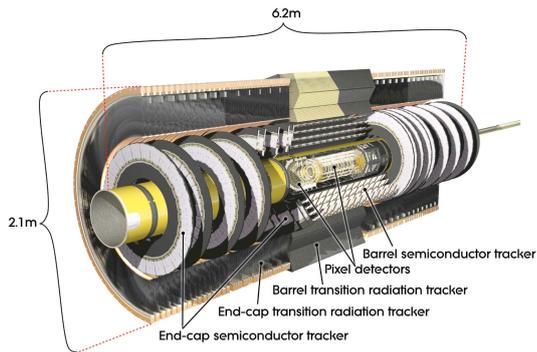
3.3.4 Sistema magnético

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. As partículas, com um momento abaixo dos 400 MeV, serão de tal maneira curvadas que darão várias voltas repetidas no campo (hélices) e serão dificilmente medidas. O toróide exterior é composto por oito tambores supercondutores envolventes e duas tampas, situados fora dos calorímetros e dentro do sistema de muões. O campo magnético gerado armazena 1.2 GJ de energia e não é uniforme, devido ao tamanho do solenóide, o que não é proibitivo, uma vez que o sistema de muões não necessita de ser tão preciso. O sistema tem 26 metros de comprimento e 20 metros de diâmetro.

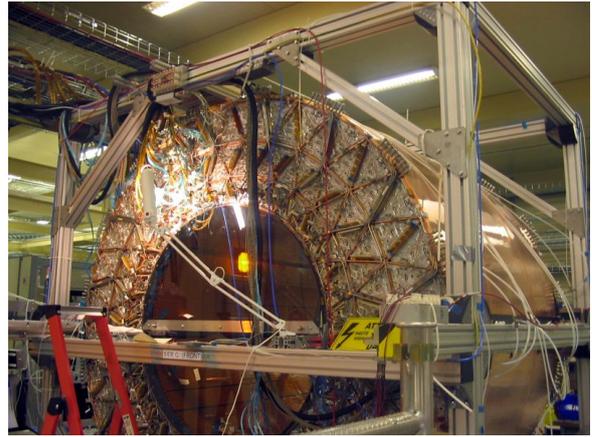
3.3.5 Sistema de *trigger* e aquisição de dados

O sistema de *trigger* e de aquisição de dados (colectivamente TDAQ), a unidade lógica de controlo de tempo e de *trigger*, e o sistema de controlo do detector (DCS) são divididos em subsistemas, associados a subdetectores, que têm os mesmos componentes lógicos.

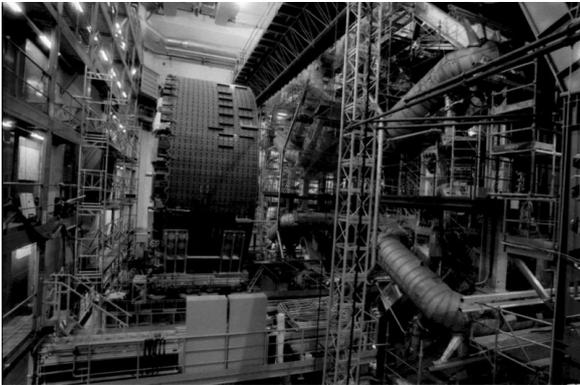
O sistema de *trigger* tem três níveis distintos: L1, L2 e filtro de acontecimentos. Cada nível de *trigger* refina a decisão feita no nível anterior e, quando necessário, aplica critérios de selecção adicionais. O sistema de aquisição de dados recebe e direcciona os dados da electrónica de



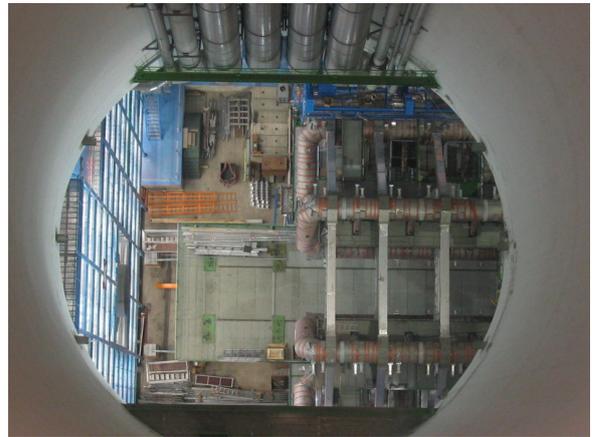
a)



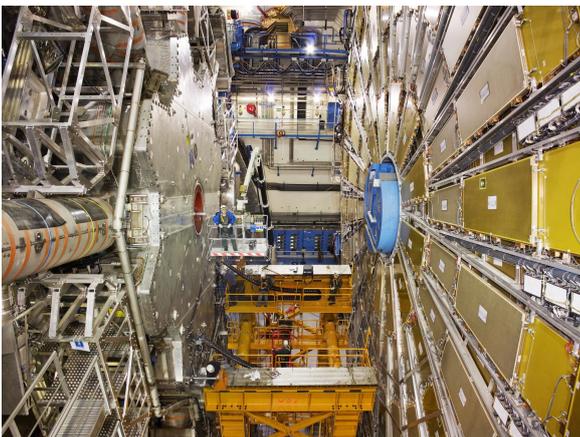
b)



c)



d)



e)



f)

Figura 3.8: a) Vista em corte do detector interno; b) Secção central do TRT ATLAS, montado à superfície e a recolher dados de raios cósmicos (Setembro de 2005); c) Uma das secções das extensões do calorímetro hadrónico antes de serem inseridas (Fevereiro de 2006); d) A extremidade de quatro dos oito toróides magnéticos de ATLAS vistos da superfície, 90 metros acima (Setembro de 2005); e) Vista da caverna de ATLAS (Dezembro de 2007); f) O lado A (Genebra) mostrando ATLAS na caverna através de uma webcam (Junho de 2008) [15, 45].

leitura do detector, a uma taxa de aceitação do sistema de selecção L1. O primeiro nível usa uma quantidade limitada da informação total do detector para fazer uma decisão em menos de $2.5\mu\text{s}$, reduzindo a taxa para cerca de 75 kHz. Os dois níveis superiores acedem a uma maior informação para uma taxa final de 200 Hz com um tamanho de acontecimento de cerca de 1.3 Mbyte.

O sistema de selecção L1 procura muões, electrões, fótons, jactos e leptões- τ a decair em hadrões com momento transverso elevado, bem como elevadas energias transversas totais e em falta. A selecção é baseada na informação de um subconjunto de detectores. Os muões com momento transverso elevado são identificados, usando câmaras de *trigger* nos cilindros centrais e estendidos. A selecção nos calorímetros é baseada na informação de reduzida granularidade de todos os calorímetros. Os resultados do sistema de selecção L1 dos muões e calorímetros são usados pelo processador central de *trigger*, que implementa um 'menu' de *trigger* feito pela combinação das selecções de *trigger*. Os acontecimentos que passem a selecção de sistema de selecção L1 são transferidos para o estágio seguinte da electrónica do detector, e seguidamente para a aquisição de dados através das ligações ponto a ponto.

Em cada acontecimento, o sistema de selecção L1 também define uma ou mais Regiões de Interesse (RoI's), i.e. as coordenadas em η e ϕ , daquelas regiões dentro do detector onde o processo de selecção identificou propriedades interessantes. Os dados RoI incluem informação acerca do tipo de propriedades identificadas e dos critérios por que passou, por exemplo, o limiar de 'threshold'. Esta informação é depois usada pelo *trigger* de alto nível.

A selecção L2 é alimentada pela informação das RoI dada pelo *trigger* L1. A selecção L1 usa todos os dados disponíveis do detector dentro das RoI, para uma granularidade e precisão total. Os menus L2 são desenhados para reduzir a taxa de *trigger* para cerca de 3.5 kHz, com um tempo de processamento dos acontecimentos de cerca de 40 ms. O estágio final da selecção de acontecimentos é feita pelo filtro de acontecimentos, que reduz a taxa de acontecimentos para cerca de 200 Hz. Esta selecção é implementada usando uma análise *offline* com um tempo médio de processamento de acontecimentos na ordem dos quatro segundos.

As *drivers* de leitura (ROD's) são elementos funcionais dos sistemas frontais do detector, que produzem maior nível de concentração, juntando a informação de vários fluxos de dados. Apesar de cada detector usar uma electrónica especial e ROD's específicos, estes componentes são construídos a partir de blocos padronizados e são sujeitos a requisitos comuns.

Depois de um acontecimento ser aceite pelo sistema de selecção L1, os dados são transferidos do detector para as ROD's. Os sinais digitais são formatados como não processados antes de serem transferidos para o sistema DAQ. As ROD's seguem algumas regras de ATLAS, incluindo a definição do formato dos dados do acontecimento, o mecanismo de detecção do erro e a interface física da transmissão de dados para o sistema de DAQ.

O primeiro estágio do DAQ recebe e armazena temporariamente os dados em sistemas específicos, até que a fase seguinte esteja pronta para processar os dados. Os dados associados às RoI's são seguidamente solicitados pelo sistema de selecção L2. Esses acontecimentos seleccionados pelo sistema de selecção L2 são depois transferidos para o sistema de reconstrução de acontecimentos e seguidamente para o filtro de acontecimentos para a selecção final. Os acontecimentos seleccionados pelo filtro de acontecimentos são transferidos para registo permanente no centro de computação do CERN.

O DCS permite a operação segura e coerente do *hardware* do detector ATLAS e serve como interface homogéneo a todos os subdetectores e a todas as infraestruturas técnicas da experiência: controla, monitoriza e arquiva os parâmetros operacionais, sinais e comportamentos anormais do detector e permite uma acção correctiva manual ou automática do mesmo. Por exemplo, sistemas de alta e baixa tensão para o detector e a electrónica, sistemas de arrefecimento e gás, campo magnético, temperatura e humidade. O DCS também permite a comunicação bidireccional com o sistema de aquisição de dados, de modo a sincronizar o estado do detector com a aquisição de dados. Também trata da comunicação entre os subdetectores e outros sistemas controlados independentemente, como o acelerador LHC, os magnetes de ATLAS e sistema de segurança do detector. Na figura 3.9 pode-se ver um diagrama do sistema de *trigger* em ATLAS e do sistema de aquisição de dados [15].

3.4 *GRID*

A computação Grid é um termo usado para descrever duas categorias de computação distribuída. A computação ou armazenamento *online* assenta num serviço partilhado de recursos computacionais, conhecido por computação utilitária. As 'Data grids' permitem a partilha controlada e a gestão de grandes quantidades de dados distribuídos, frequentemente usados em combinação com as grids computacionais. A criação de um supercomputador virtual com-

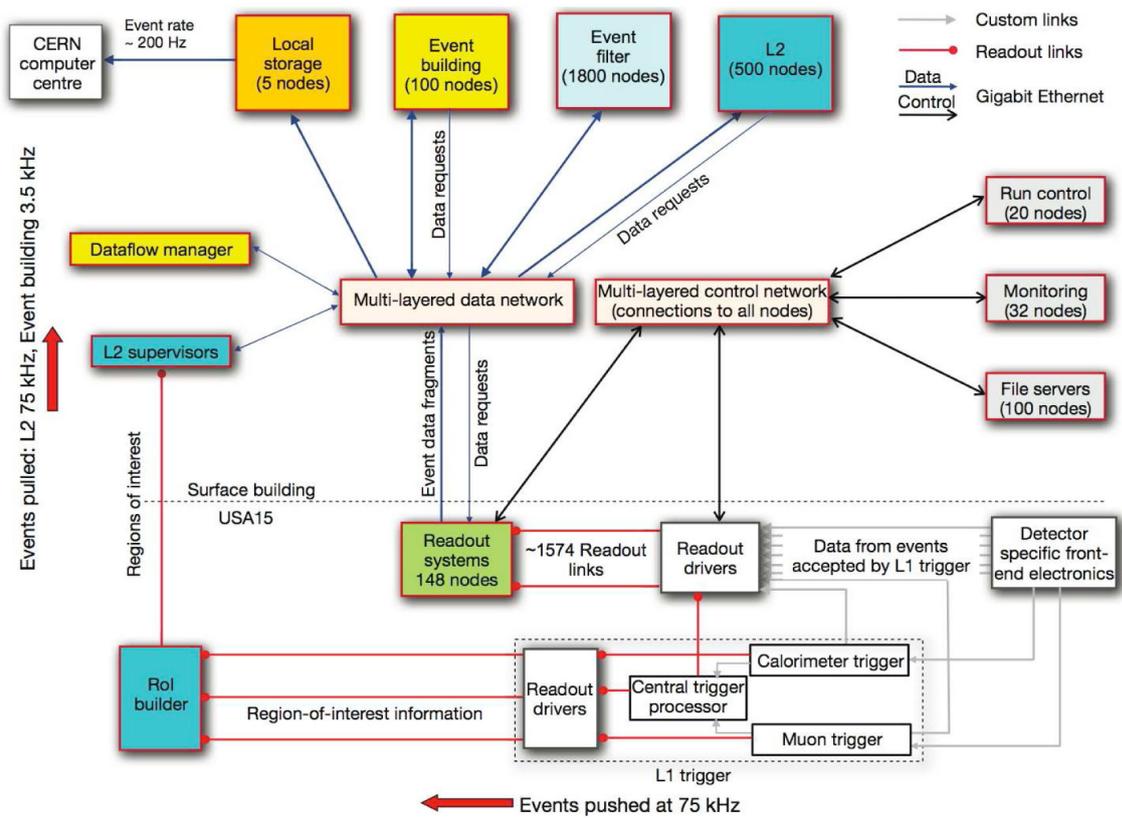


Figura 3.9: Diagrama do sistema de selecção e de aquisição de dados em ATLAS [15].

posto por uma rede de computadores acoplados virtualmente, tem o objectivo de actuarem em conjunto na resolução de grandes tarefas. Esta tecnologia tem sido aplicada em problemas científicos intensivos do ponto de vista computacional, através da computação voluntária. É usada por empresas na descoberta de medicamentos, previsões económicas, análise sísmica e outros serviços de processamento de dados. O que distingue a computação em *grid* da típica computação de *cluster* é ser mais heterogénea, menos acoplada aos outros computadores e mais dispersa geograficamente.

O projecto "Enabling Grids for E-sciencE", financiado pela União Europeia e que inclui 'sites' na Ásia e nos EUA, é um continuador do projecto 'European DataGrid' e é a maior *grid* computacional do mundo. Em conjunto com o 'LHC Computing Grid' foi desenvolvido para apoiar as experiências de LHC. O projecto LCG resulta da necessidade de lidar com uma enorme quantidade de dados, com taxas de armazenamento de vários 'gigabytes' por segundo (15 'petabytes' por ano).

Para aceder aos recursos da *GRID*, um potencial utilizador tem que obter o certificado pessoal e tornar-se membro de uma Organização Virtual (ver figura 3.10). O conceito de Organização Virtual foi formulado para descrever todas aquelas comunidades distribuídas que querem partilhar os seus recursos a fim de alcançar metas comuns. Uma Organização Virtual é um conjunto de recursos, de utilizadores e de regras que gerem os recursos partilhados. O registo bem sucedido a uma *VO* permite que os utilizadores executem a sua aplicação e usem o seu espaço de armazenamento numa infraestrutura *GRID* [48, 49].

3.4.1 LCG

O LCG é uma rede de distribuição desenhada pelo CERN para lidar com as grandes quantidades de dados fornecidos por LHC. Incorpora ligações de cabos de fibra óptica e porções de Internet pública de alta velocidade já existentes. O fluxo de dados dos detectores é aproximadamente de 300 GB/segundo, em que são filtrados acontecimentos de interesse, resultando num fluxo de dados não processados de aproximadamente 300 MB/segundo. O centro computacional do CERN, chamado 'Tier 0' do LCG, tem uma ligação dedicada de 10 GB/segundo à sala de contagens. Neste projecto, prevê-se que se gerem 27 TB de dados não processados por dia, mais 10 TB de dados de acontecimentos processados, que representam o resultado dos cálculos feitos pela 'CPU farm' no centro de dados do CERN. Estes dados são enviados do

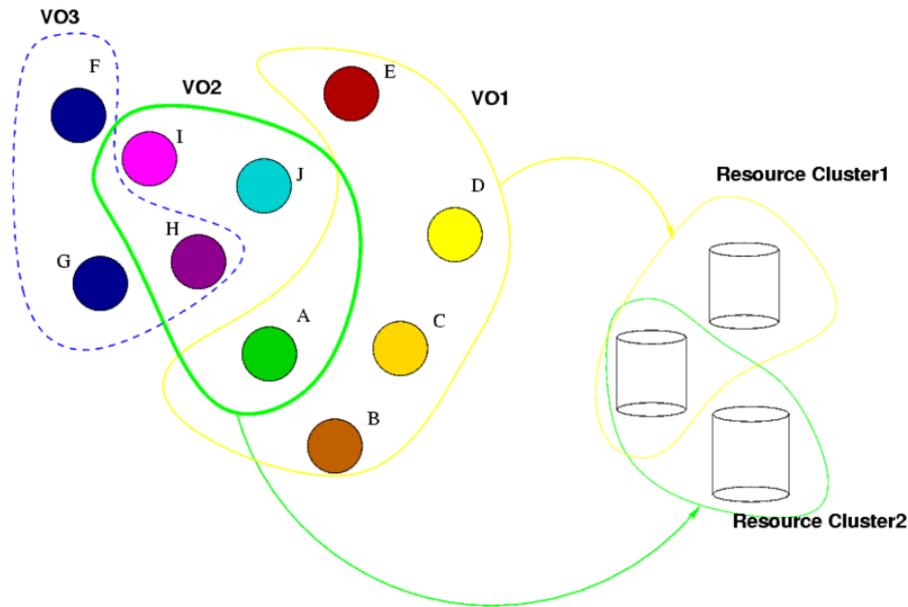


Figura 3.10: Organizações virtuais acedendo e sobrepondo-se em diferentes conjuntos de recursos [45].

CERN para as onze instituições 'Tier 1' da Europa, Ásia e América do Norte, através de ligações de 10GB/segundo. Mais de 150 instituições 'Tier 2' estão ligadas às instituições 'Tier 1' por redes de pesquisa nacional. As instituições 'Tier 1' recebem subconjuntos específicos de dados não processados, servindo de repositório de 'backup' para o CERN e, também, fazem reprocessamento, quando é necessária a recalibração. É esperado que LHC produza 10 a 15 petabytes de dados por ano [50].

3.4.2 EGEE

O EGEE tem como principais objectivos a construção de uma infraestrutura *Grid* segura, robusta e de confiança, a criação de uma solução leve de 'middleware', o 'gLite', vocacionado especificamente para ser usado por diferentes disciplinas e a atracção e apoio de utilizadores vindos da ciência e indústria, fornecendo-lhes apoio técnico e treino. O EGEE começou por usar o 'middleware' LCG-2, fornecido por LCG. Em paralelo, produziu o 'middleware' 'gLite', que providencia um grande número de serviços *Grid*. O 'gLite' encontra-se na versão 3.0 e contém cerca de 220 pacotes e 34 módulos de distribuição.

Neste momento, este projecto reúne cientistas de 240 instituições de 48 países numa infraestrutura *Grid*, disponível aos cientistas 24 horas por dia. A *Grid* EGEE, sendo a maior infra-

tura multidisciplinar grid do mundo, consiste em 68,000 CPU disponíveis a 8000 utilizadores e mantém 150,000 processos por dia em vários domínios científicos. O EGEE-III começou no dia 1 de Maio de 2008, sucedendo ao EGEE I e II [51].

Capítulo 4

Geração e simulação de Acontecimentos

4.1 Geração de acontecimentos

Os acontecimentos $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$, em que um dos bosões W decai para jactos de quarks e o outro através do canal leptónico $W \rightarrow l\nu_l$ (com $l = e^\pm, \mu^\pm$) é considerado o sinal. Todos os outros canais de decaimento do par $t\bar{t}$ são considerados fundo.

A produção de pares de quarks top e a produção de 'single top' é gerada usando a biblioteca TopReX 4.10 [17]. A evolução dos chuveiros partónicos espaciais é definida pelos valores de Q^2 (Q^2 tem as dimensões de uma massa ao quadrado e está relacionado com a escala de massa ou momento transversal das partículas do chuveiro partónico). A escala de Q^2 das distribuições partónicas associadas a estes processos foi fixada igual a $\sqrt{m_t^2 + p_T^2(top)}$ (MSTP(62)=3 e IPAR(3)=3).

O fundo sem quarks top ($b\bar{b}$, $W + jactos$, $Z + jactos$, WW , ZZ e WZ) foi gerado, usando a biblioteca PYTHIA 6.228. Em todos os casos foram usadas as PDFs CTEQ6L. Os acontecimentos foram hadronizados usando o PYTHIA [16].

O fundo $W + jactos$ é particularmente afectado pelas interacções múltiplas que dão origem, de acordo com as parametrizações escolhidas, a distribuições com multiplicidade de jactos diferentes. O modelo simples associado às interacções múltiplas descreve a possibilidade de vários pares de partões sofrerem interacções fortes nas colisões hadrão-hadrão, e conseqüentemente contribuir para a actividade geral do acontecimento, em particular a baixo p_T . A com-

preensão das interacções é ainda muito primitiva. As opções do PYTHIA diferem no facto de haver ou não um aumento da probabilidade de interacções adicionais num acontecimento que contém uma grande dispersão quando comparados com aqueles acontecimentos que não contêm interacções fortes. A parametrização escolhida para gerar o fundo $W + jactos$ considera um parâmetro de impacto variável (MSTP(82)=4). Define-se o momento transverso efectivo mínimo, $p_{Tmin}(E_{CM}^2)$ (VINT(154)).

A parametrização para gerar o fundo já mencionado considerou a radiação de estado inicial (ISR), QED e QCD (MSTP(61)=1) e a radiação de estado final (FSR), QED e QCD (MSTP(71)=1).

A hadronização do partões foi feita de acordo com o modelo de Lund (MSTJ(1)=1). O esquema utilizado é híbrido, onde os quarks leves são tratados essencialmente sem massa e para os quarks pesados a sua massa é tida em conta. As funções de fragmentação associadas a quarks leves e pesados seguem a parametrização da função de Peterson/SLAC (MSTJ(11)=3).

Para o estudo dos erros sistemáticos, foram considerados acontecimentos com 'pile-up', pelo facto de haver interacções independentes hadrão-hadrão geradas na sobreposição de acontecimentos (MSTP(131)=1). A luminosidade considerada para cada interacção com 'pile-up' é 0.03 mb^{-1} (PARP(131)=0.03). O número médio de acontecimentos com 'pile-up' é dado por $\bar{n} = \sigma \times PARP(131)$, em que σ é a secção eficaz de cada subprocesso.

Para todas as amostras geradas, o valor permitido de p_T (definido no centro de massa da interacção dura), para os processos duros $2 \rightarrow 2$, foi estabelecido a 10 GeV para gerar o fundo $W + jactos$, $Z + jactos$, pares WZ e $b\bar{b}$, e a 5 GeV para gerar o fundo $t\bar{t}$ e $single - t$ e o sinal $t\bar{t}$ ('flag' CKIN(3) do PYTHIA). Na tabela 4.1 encontram-se o número de acontecimentos de sinal e fundo gerados e a respectiva luminosidade.

4.2 Simulação de acontecimentos

Os acontecimentos de sinal e fundo gerados são passados pelos programas de simulação rápida de ATLAS, ATLFAST 2.53 e ATLFASTB [18]. Estes programas simulam a deposição de energia de todas as partículas estáveis nas células do calorímetro em cada acontecimento. As células do calorímetro são agrupadas dentro de um cone $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$. As células com uma energia transversa $E_T > 1.5 \text{ GeV}$ são usadas como sementes de depósito de energia

Processo	Gerador	Número de acontecimentos gerados	Luminosidade (fb^{-1})
$t\bar{t}$ semileptónico sem taus	TopReX	4×10^7	48.02
$t\bar{t}$ semileptónico com taus	TopReX	4×10^7	48.02
$t\bar{t}$ hadrónico	TopReX	4×10^7	48.02
$t\bar{t}$ dileptónico	TopReX	4×10^7	48.02
<i>single</i> – <i>t</i> canal-t	TopReX	2.7×10^7	109.49
<i>single</i> – <i>t</i> canal-s	TopReX	1×10^7	155.76
<i>single</i> – <i>t</i> prod. assoc.	TopReX	1×10^7	938.37
$W + \text{jactos}$	Pythia	1.05×10^8	1.25
$Z + \text{jactos}$	Pythia	7.5×10^7	2.31
$b\bar{b}$	Pythia	1.5×10^8	0.0050
Pares WZ, WW, ZZ	Pythia	1.75×10^7	47.27

Tabela 4.1: Processos e respectivos geradores, números de acontecimentos gerados e luminosidade associada (em fb^{-1}) .

e o algoritmo de cone é aplicado na ordem decrescente das E_T 's. Só são considerados grupos com $E_T > 5\text{GeV}$. É feita uma variação no ângulo polar e no momento dos fotões, de acordo com parametrizações gaussianas. Para os electrões, a variação do seu momento também é feita de acordo com parametrizações gaussianas. A variação do momento dos muões é feita de acordo com uma resolução que depende do momento transversal p_T , de $|\eta|$ e ϕ .

A resolução em energia dos fotões (electrões) é $\frac{\sigma E}{E} < 2.9\%$ (3.3%), para $E > 20\text{ GeV}$. A resolução em momento transversal dos muões, com $p_T < 100\text{GeV}$, é $\frac{\sigma p_T}{p_T} < 2\%$.

Os fotões, electrões e muões só são seleccionados se tiverem $|\eta| < 2.5$ e $p_T > 5\text{GeV}$ ($p_T > 6\text{GeV}$ para muões). São classificados como isolados se a energia transversal associada à partícula, dentro do cone $\Delta R = 0.2$, não exceder a energia da partícula em 10GeV e o ΔR relativamente aos outros depósitos de energia for maior que 0.4 .

As deposições de energia, que não estão associadas a fotões, electrões ou muões isolados, são usadas na reconstrução de jactos. A variação do seu momento é feita de acordo com uma distribuição gaussiana dependente de $|\eta|$. Os jactos são seleccionados se tiverem $E_T > 10\text{GeV}$. Para $E_T > 20\text{GeV}$, a resolução em energia dos jactos é melhor que 12% , para $|\eta| < 3$ e melhor que 24% , para $|\eta| > 3$.

O momento do neutrino é estimado a partir da soma dos momentos transversos dos fótons, electrões e muões isolados e dos jactos, tendo em conta os muões não isolados e os grupos de deposição de energia não associados aos fótons, electrões e muões isolados ou aos jactos.

No detector ATLAS, será possível identificar os jactos b com $|\eta| < 2.5$. O algoritmo foi simulado, definindo a eficiência de 'b-tag' a 60%, com factores de contaminação de 14.9% e 1.1% para os jactos c e jactos leves, respectivamente.

Devido à hadronização e ao FSR, os jactos são reconstruídos com menor energia do que a dos quarks e gluões originais. A energia dos jactos é calibrada pelo programa ATLFASTB, aplicando um factor de calibração, $K^{jet} = \frac{p_T^{partons}}{p_T^{jet}}$, que é razão entre a verdadeira energia do partão e a do jacto reconstruído, obtido a partir das amostras de referência. O factor de calibração depende do p_T e difere para jactos-b e jactos leves.

Capítulo 5

Análise de acontecimentos

5.1 O processo $t\bar{t}$

O quark top decai quase exclusivamente para W e b . Por sua vez, o W pode decair para quarks, que dão origem a dois jactos, ou num leptão e neutrino. A topologia final de $t\bar{t}$ pode ser dividida em três grupos (ver figura 5.1):

- Amostra hadrónica - Ambos os bosões W decaem para pares de jactos. A configuração final é da forma $t\bar{t} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$;
- Amostra dileptónica - Cada bosão W decai leptonicamente. A configuração final é da forma $t\bar{t} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$;
- Amostra semileptónica - Um bosão W decai leptonicamente e o outro decai hadronicamente. A configuração final é da forma $t\bar{t} \rightarrow (jj)(l\nu)b\bar{b}$.

A topologia final do sinal estudado nesta fase é a semileptónica sem taus, cuja configuração final exige dois quarks b , dois quarks leves, um leptão (electrão ou muão) e um neutrino identificado como energia em falta. Os critérios de isolamento exigem a ausência de trajectórias adicionais com $p_T > 10$ GeV dentro de um cone $\Delta R = 0.4$ em volta da direcção do leptão. A topologia do sinal está representada na figura 5.2.

A análise de acontecimentos foi dividida em duas fases, uma fase sequencial e uma probabilística. Na análise sequencial, são aplicados critérios específicos de selecção nas variáveis cinemáticas mais relevantes para a descrição do acontecimento. A selecção de acontecimentos na análise probabilística é baseada na construção de uma variável discriminante.

Top Pair Branching Fractions

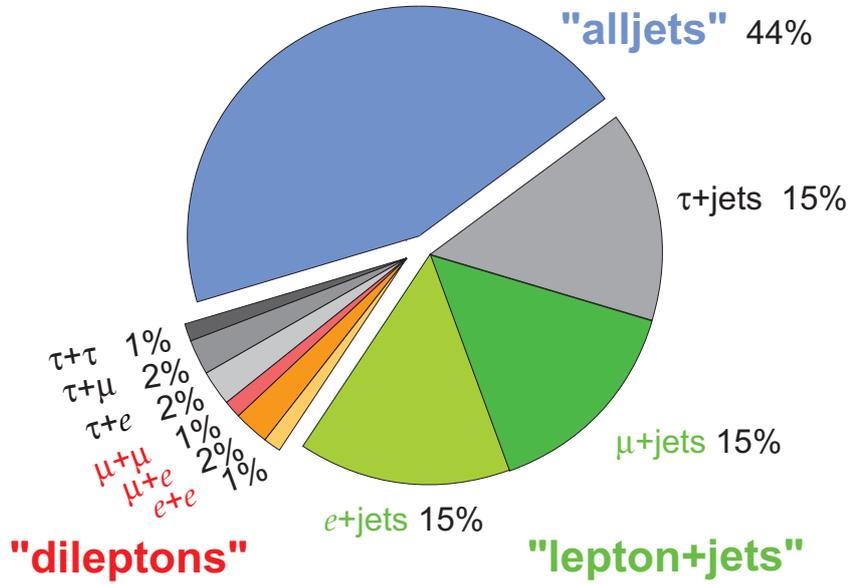


Figura 5.1: Distribuição das fracções de decaimento dos pares $t\bar{t}$ [41].

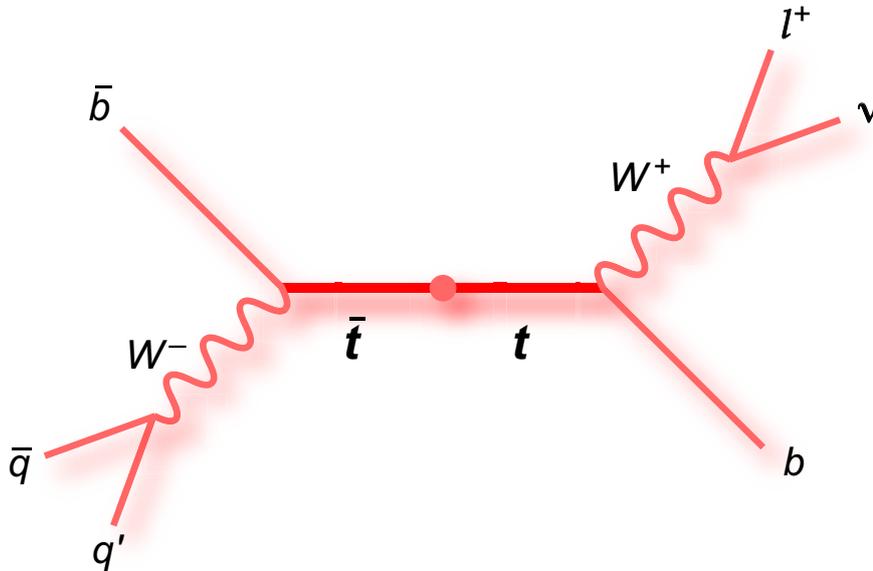


Figura 5.2: Topologia da amostra semileptónica[41].

Processo	Pré-Seleccção	Seleccção Final	Processo	Pré-Seleccção	Seleccção Final
$t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b\bar{b}q\bar{q}'$	244411 (14.4%)	201574 (11.9%)	$t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b\bar{b}q\bar{q}'$	117522 (6.9%)	97182 (5.7%)
$b\bar{b}$	24059	-	$b\bar{b}$	-	-
$t\bar{t}$ (other)	35813	25745	$t\bar{t}$ (other)	16960	12207
Single t	12720	6946	Single t	6152	3394
Z +jets	4191	1000	Z +jets	2251	546
W +jets	20828	4022	W +jets	10023	1931
WW, ZZ, ZW	269	82	WW, ZZ, ZW	128	38
Fundo total SM	97880	37795	Fundo total SM	35515	18116

a) b)

Tabela 5.1: a) Número de acontecimentos de sinal $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b\bar{b}q\bar{q}'$ e fundo, normalizado a $L = 10 \text{ fb}^{-1}$ depois da pré-selecção e da selecção final para uma amostra com muões e electrões, b) e só com muões .

5.2 Análise sequencial

No primeiro nível da análise, chamado de pré-selecção, a selecção de acontecimentos foi efectuada com os seguintes critérios:

- Um leptão carregado com $p_T > 25 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$;
- Um mínimo de quatro jactos com $p_T > 20 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$, dois dos quais têm de ser jactos-b e outros dois têm de ser jactos leves;
- Um momento transverso em falta proveniente do neutrino acima dos 20 GeV ;

O número de acontecimentos de sinal e de fundo (normalizados a 10 fb^{-1}) e a eficiência de sinal, depois da pre-selecção, são apresentados na primeira coluna da tabela 5.1.

5.2.1 Reconstrução

A reconstrução do W hadrónico¹ é feita a partir dos dois jactos leves com maior momento transverso. A massa invariante destes dois jactos está representada na figura 5.5, ao nível da

¹O bosão W que decai hadronicamente e o seu (anti)quark top que lhe deu origem serão denominados de hadrónicos, e o W que decai leptonicamente e o (anti)quark top que lhe deu origem serão denominados de leptónicos

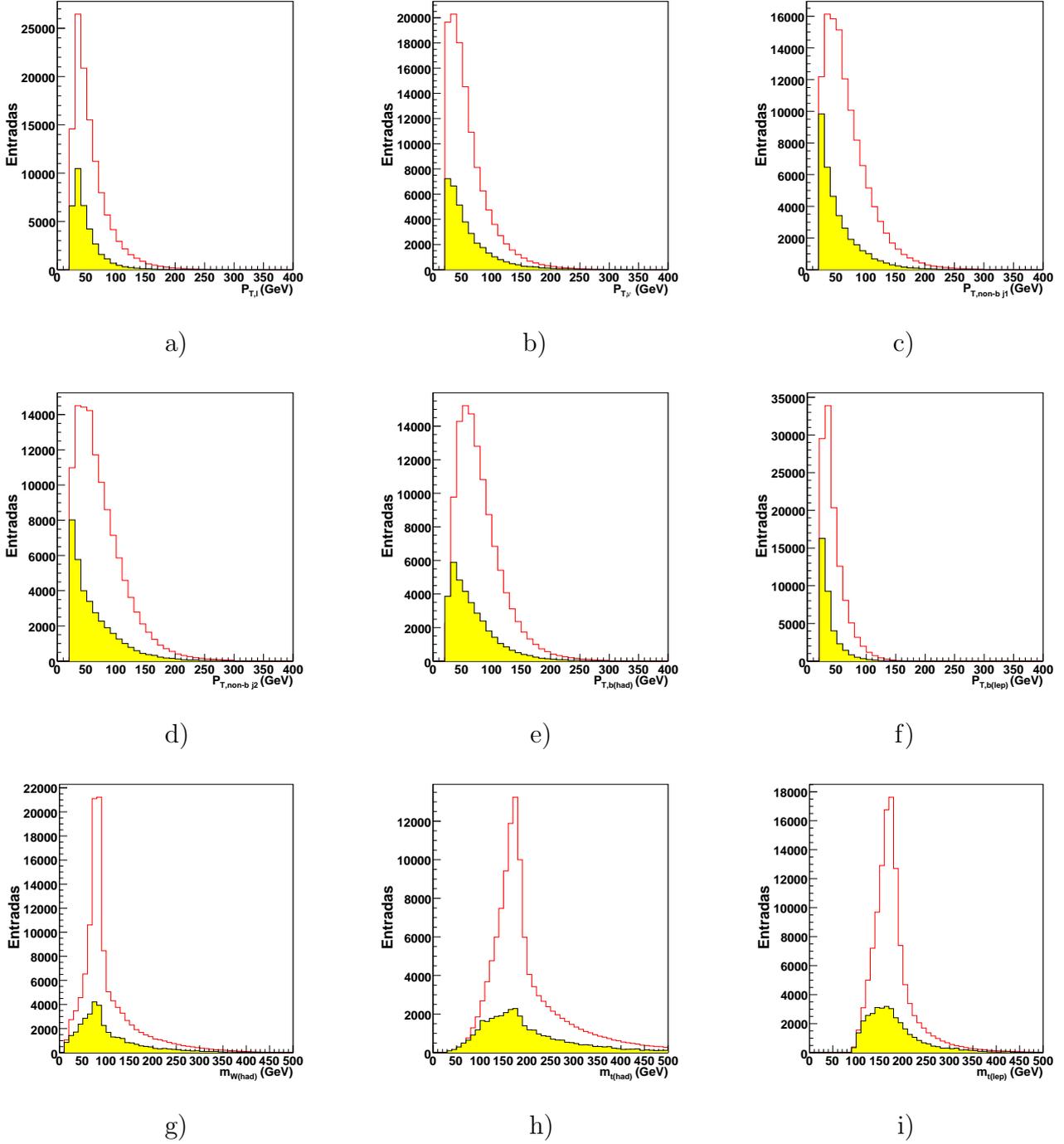


Figura 5.3: Distribuições cinemáticas ao nível da pré-selecção: a) Momento transverso do leptão carregado; b) p_T do neutrino; c,d) p_T dos dois jactos não-b usados na reconstrução do W hadrónico; e) p_T do jacto-b proveniente do top hadrónico f) e leptónico; g) Massa invariante do W hadrónico, h) do top hadrónico, i) e do top leptónico. O sinal $t\bar{t}$ (vermelho, linha a cheio) e o fundo (amarelo, zona a sombreado) são normalizados a $L = 10 \text{ fb}^{-1}$.

pré-selecção.

A massa do top hadrónico, também representada na figura 5.5, é reconstruída como a massa invariante do W hadrónico e do jacto-b (entre os dois com maior p_T) mais próximo espacialmente do W .

O momento do W leptónico não pode ser reconstruído directamente devido à presença do neutrino no estado final. Contudo, o tetramomento do neutrino pode ser estimado, assumindo a energia transversa em falta como sendo o momento transverso do neutrino. A sua componente longitudinal pode ser determinada, com uma incerteza quadrática, limitando a massa do W ao seu valor conhecido 'on-shell', $M_W \approx 80.4\text{GeV}$. A massa do W leptónico é calculada a partir da massa invariante do neutrino e do leptão carregado. A incerteza quadrática na componente longitudinal do momento transverso do neutrino é levantada, quando exigimos que os quarks top hadrónico e leptónico tenham uma diferença de massa mínima. A massa reconstruída do top leptónico é mostrada na figura 5.5.

5.3 Análise discriminante

O segundo nível da análise, a selecção final, compreende uma análise probabilística dos acontecimentos. Para cada acontecimento, constroem-se as probabilidades de este ser sinal ou fundo, $\mathcal{P}_i^{sig.}$ ou \mathcal{P}_i^{fundo} , respectivamente, usando funções de densidade de probabilidade (p.d.f.), construídas a partir das seguintes variáveis físicas relevantes:

- A massa do W hadrónico;
- A massa do quark top hadrónico e quark top leptónico;
- O momento transverso dos jactos-b associados aos quarks top hadrónico e leptónico;
- O momento transverso dos jactos usados na reconstrução do W hadrónico.

As distribuições cinemáticas associadas a estas variáveis são apresentadas na figura 5.5. A cada acontecimento é atribuída uma probabilidade de este ser sinal (S), $\mathcal{L}_S = \prod_{i=1}^n \mathcal{P}_i^{sig.}$, e fundo (B), $\mathcal{L}_B = \prod_{i=1}^n \mathcal{P}_i^{fundo}$, com n = número de p.d.f.=7. A partir destas probabilidades, define-se a variável discriminante:

$$L_R = \log_{10}\left(\frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_B}\right) \quad (5.1)$$

Esta variável está representada na figura 5.4 para o sinal e para o fundo, para amostras com muões mais electrões e para amostras só com muões.

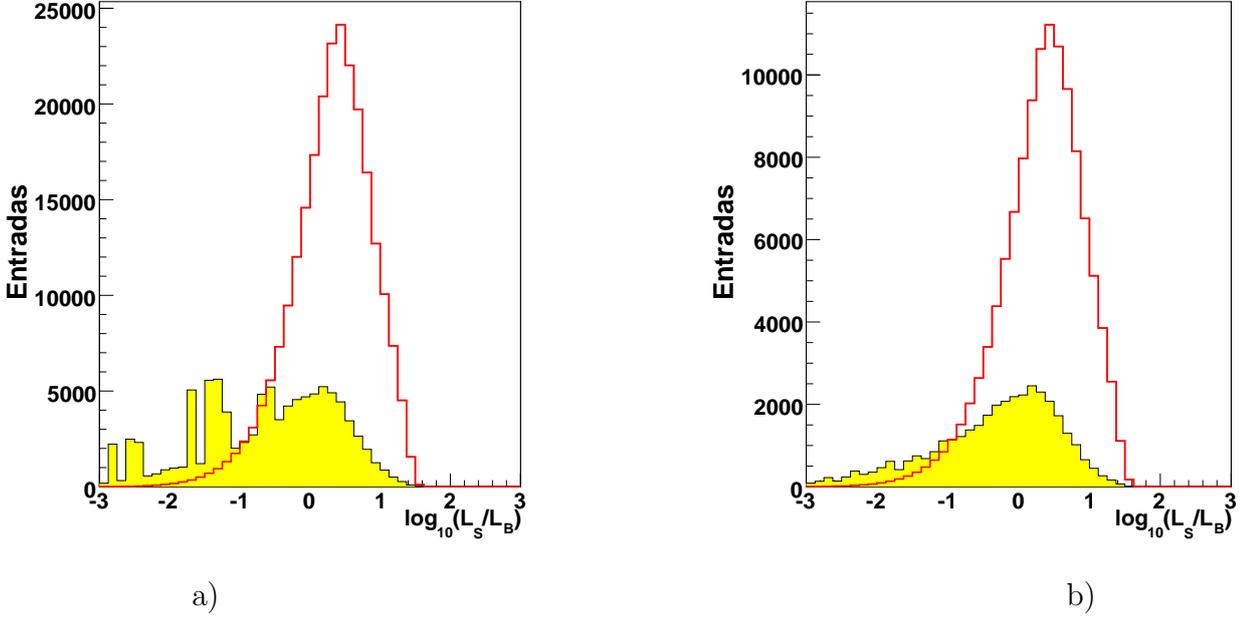


Figura 5.4: a) Variável discriminante para o sinal (vermelho, linha a cheio) e para o fundo (amarelo, zona a sombreado), normalizada a $L = 10\text{fb}^{-1}$ para uma amostra com electrões e muões; b) e só com muões.

A selecção final de acontecimentos é feita, aplicando um corte na variável discriminante em $L_R > -0.2$, que corresponde ao ponto onde é maior a razão $\frac{S}{\sqrt{B}}$. O número de acontecimentos de sinal e fundo, normalizados a $L = 10\text{fb}^{-1}$, e a eficiência de sinal depois da selecção final são apresentados na tabela 5.1. O corte na variável discriminante elimina os acontecimentos $b\bar{b}$, que devido ao seu peso, contribuíam bastante para a degradação das distribuições cinemáticas.

A análise com muões não tem contribuições do fundo $b\bar{b}$. A relação S/B é melhor para a amostra só com muões. No capítulo seguinte, determinaremos o erro sistemático associado ao cálculo das assimetrias angulares e da polarização do bosão W , em amostras só com muões.

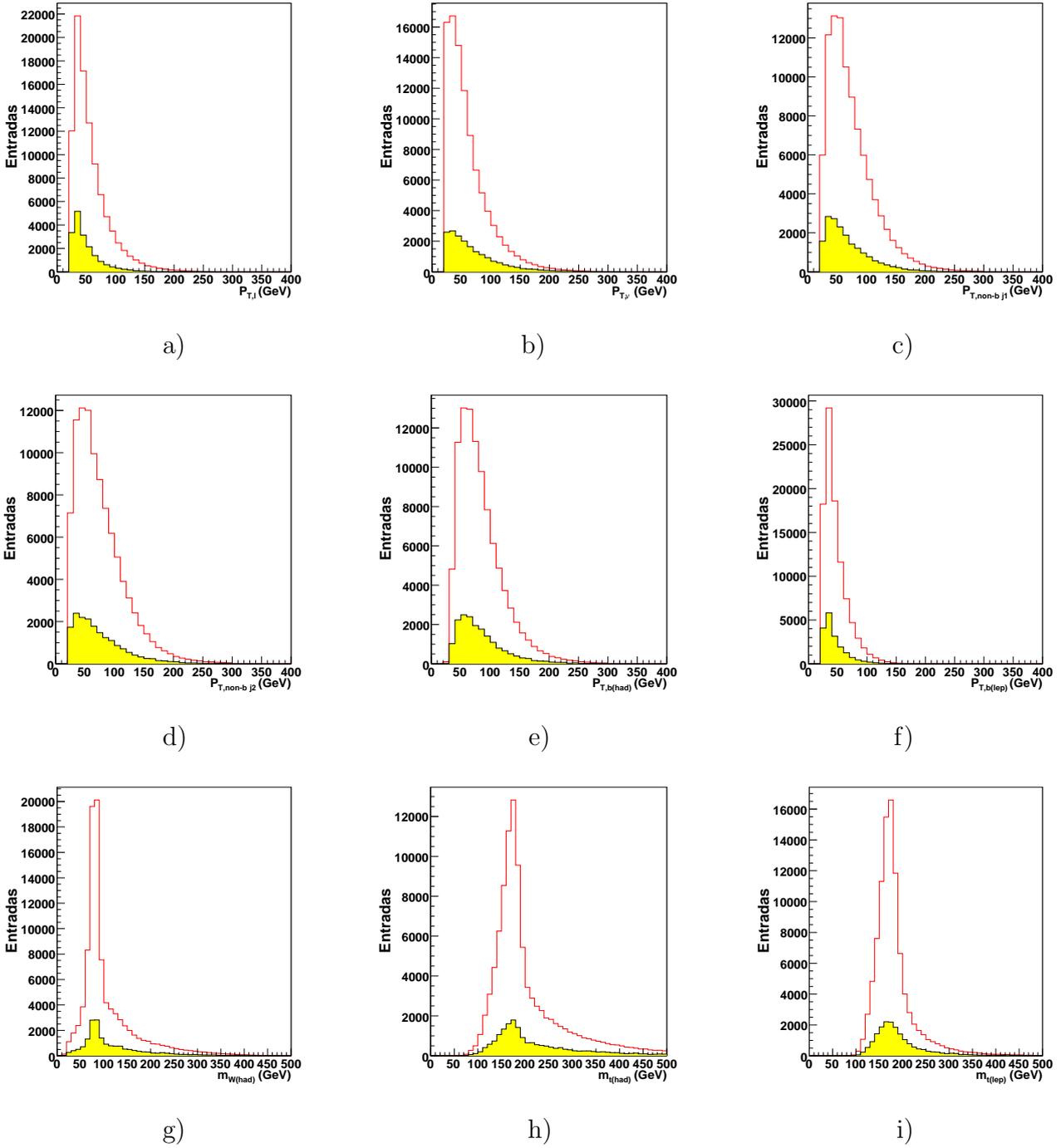


Figura 5.5: Distribuições cinemáticas ao nível da selecção final depois de efectuado o corte na variável discriminante: a) Momento transversal do leptão carregado; b) p_T do neutrino; c,d) p_T dos dois jactos não-b usados na reconstrução do W hadrónico; e) p_T do jacto-b proveniente do top hadrónico, f) e leptónico; g) Massa invariante do W hadrónico, h) do top hadrónico, i) e do top leptónico. O sinal $t\bar{t}$ (vermelho, linha a cheio) e o fundo (amarelo, zona a sombreado) são normalizados a $L = 10 \text{ fb}^{-1}$.

Capítulo 6

Assimetrias angulares e polarizações do bosão W

6.1 Distribuições angulares no centro de massa do bosão W

Para o decaimento $t \rightarrow W^+b \rightarrow l^+\nu b$, define-se θ_l^* como sendo o ângulo entre o momento do leptão carregado, no centro de massa do W , e o momento do bosão W , no centro de massa do quark top. O estudo dos vários observáveis nesta fase, tem como base a distribuição angular de θ_l^* e a sua reconstrução.

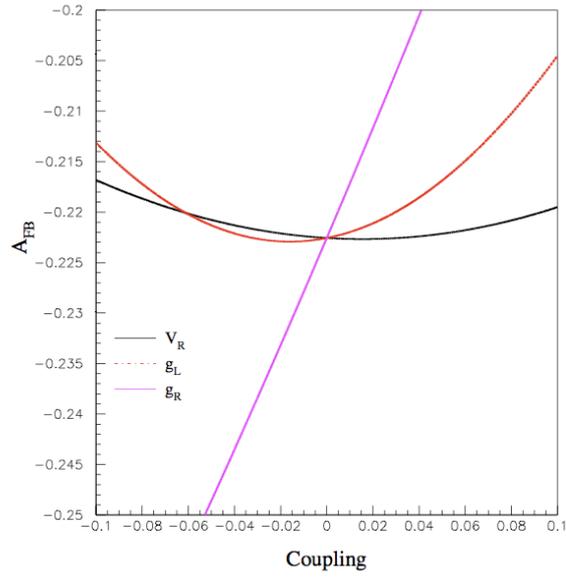
Para um dado valor de z num intervalo $[-1,1]$, pode-se definir uma assimetria como

$$A_z = \frac{N(\cos \theta_l^* > z) - N(\cos \theta_l^* < z)}{N(\cos \theta_l^* > z) + N(\cos \theta_l^* < z)} \quad (6.1)$$

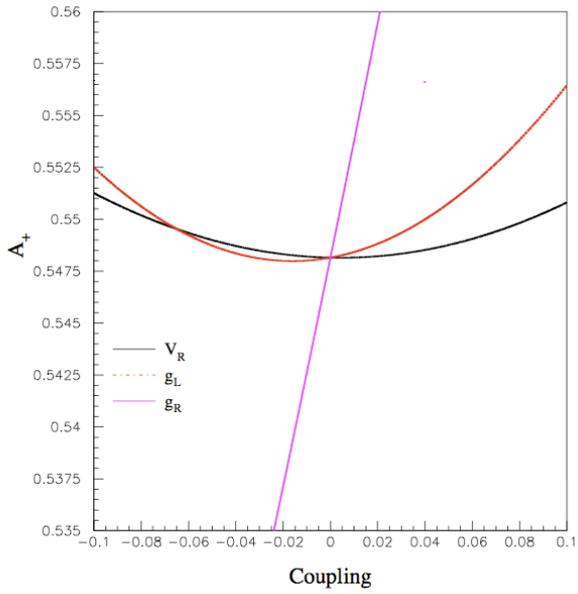
sendo N o número de acontecimentos. A assimetria 'forward-backward', A_{FB} é definida considerando $z = 0$ [38]. Para $V_R = g_L = g_R = 0$, o seu valor ao nível árvore, no SM, é $A_{FB} = -0.2226$, considerando $m_t = 175$ GeV, $M_W = 80.4$ GeV, $m_b = 4.8$ GeV. São introduzidas mais duas assimetrias, escolhendo $z = x_{\pm} = \mp(2^{\frac{2}{3}} - 1)$.

$$A_{\pm} = \frac{N(\cos \theta_l^* > x_{\pm}) - N(\cos \theta_l^* < x_{\pm})}{N(\cos \theta_l^* > x_{\pm}) + N(\cos \theta_l^* < x_{\pm})} \quad (6.2)$$

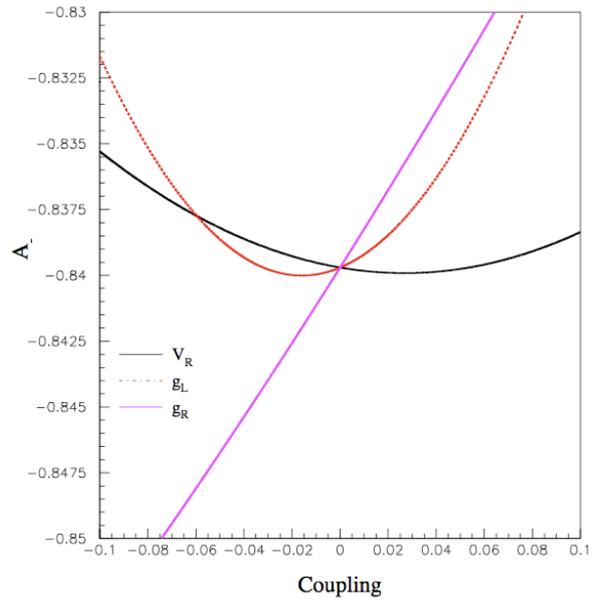
Para $V_R = g_L = g_R = 0$, os valores ao nível árvore, no SM, são $A_+ = 0.5482$ e $A_- = -0.8397$. As dependências de A_{FB} , A_+ e A_- com os acoplamentos anómalos estão representadas na figura 6.1. Estas assimetrias podem ser relacionadas com as polarizações do bosão W . O bosão W pode



a)



b)



c)

Figura 6.1: Dependência das assimetrias a) A_{FB} , b) A_+ e c) A_- com os acoplamentos anómalos [25].

ser produzido com helicidade direita (F_R), esquerda (F_L) ou longitudinal (F_0). Os diferentes estados de polarização do bóson W reflectem-se nas distribuições angulares dos produtos de decaimento [39]. A distribuição angular de θ_l^* relacionada com os estados de polarização do W é dada por

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta_l^*} = \frac{3}{4} \sin^2\theta_l^* F_0 + \frac{3}{8} (1 - \cos\theta_l^*)^2 F_L + \frac{3}{8} (1 + \cos\theta_l^*)^2 F_R \quad (6.3)$$

em que se consideram as fracções de helicidade $F_i \equiv \Gamma_i/\Gamma$, sendo $\Gamma = \Gamma_R + \Gamma_L + \Gamma_0$ a largura total para $t \rightarrow Wb$. Na figura 6.2 estão representadas as contribuições dos três termos da expressão anterior, para a distribuição angular $\cos\theta_l^*$. No SM, $F_0=0.703$, $F_L=0.297$, $F_R=0.00036$ e estão relacionados por $F_0 + F_L + F_R=1$. O termo dependente em F_R foi redimensionado, só para efeitos de representação, pois a sua contribuição para a distribuição angular $\cos\theta_l^*$ é quase nula. A partir de um ajuste à distribuição angular $\cos\theta_l^*$, é possível extrair os valores das fracções de helicidade F_i e estabelecer limites nos acoplamentos anómalos. Por outro lado, a partir desta distribuição é possível medir também as razões de helicidade $\rho_{R,L} \equiv \frac{F_{R,L}}{F_0}$, que são quantidades independentes e, ao nível árvore, no SM, tomam os valores $\rho_R = 5.1 \times 10^{-4}$ e $\rho_L = 0.423$. Tal como para as fracções de helicidade, as medidas das razões de helicidade estabelecem limites nos acoplamentos V_R , g_L e g_R . Na figura 6.3 está representada a variação das fracções de helicidade com o valor dos acoplamentos anómalos e na figura 6.4 está representada a variação das razões de helicidade com os acoplamentos anómalos.

Um método mais simples de extrair informação do vértice Wtb é através das assimetrias angulares, envolvendo o ângulo θ_l^* . Estas assimetrias são muito sensíveis aos acoplamentos anómalos e a sua medida permite estudar este vértice sem recorrer a um ajuste à distribuição $\cos\theta_l^*$. As assimetrias A_{FB} , A_+ e A_- podem ser expressas em função das fracções de helicidade,

$$A_{FB} = \frac{3}{4} [F_R - F_L] \quad (6.4)$$

$$A_+ = 3\beta [F_0 + (1 + \beta)F_R] \quad (6.5)$$

$$A_- = -3\beta [F_0 + (1 + \beta)F_L] \quad (6.6)$$

onde $\beta = 2^{\frac{1}{3}} - 1$. A escolha dos valores $x_{\pm} = \mp(2^{\frac{2}{3}} - 1)$ faz com que as assimetrias A_+ e A_- dependam de F_0 e F_R ou F_L , respectivamente. As fracções de helicidade também podem ser obtidas a partir de A_{FB} , A_- e A_+ , invertendo as equações anteriores.

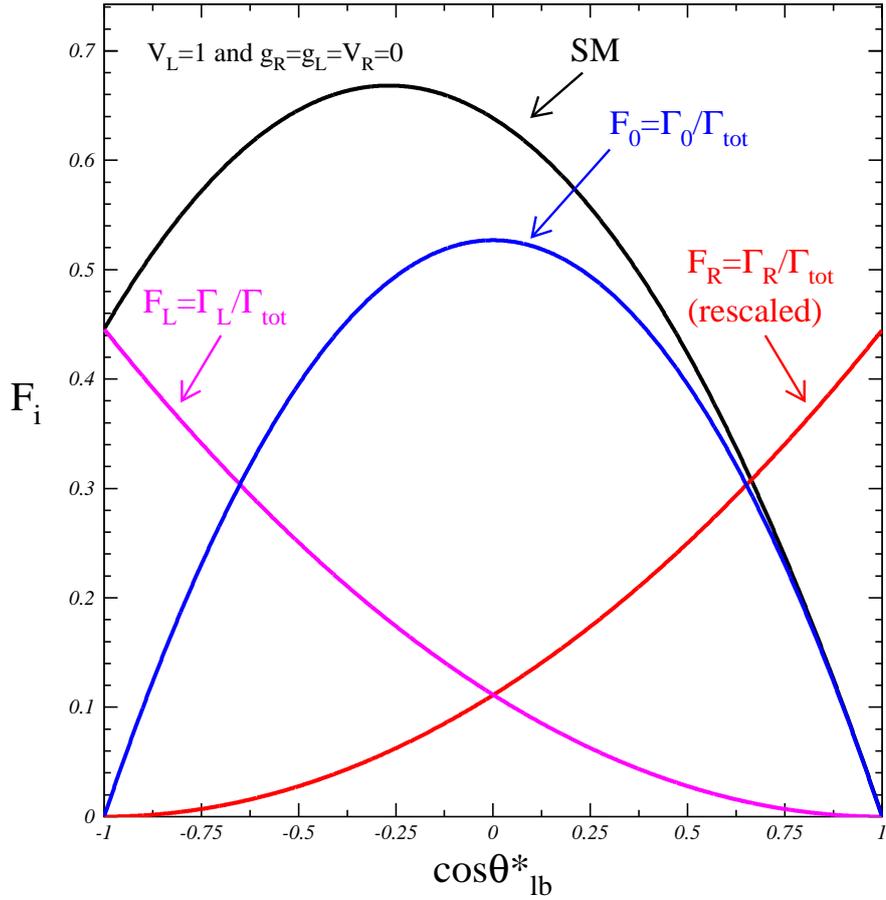


Figura 6.2: Distribuição angular $\cos \theta_{lb}^*$ para as diferentes helicidades do bosão W , e para o SM [41].

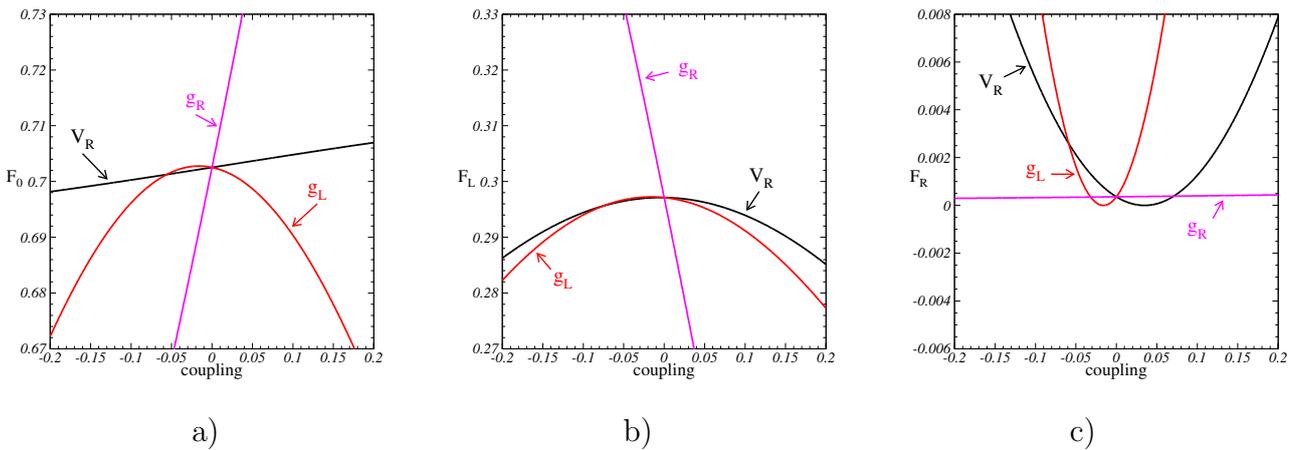


Figura 6.3: Variação das fracções de helicidade a) F_0 , b) F_L e c) F_R com os acoplamentos anómalos [41].

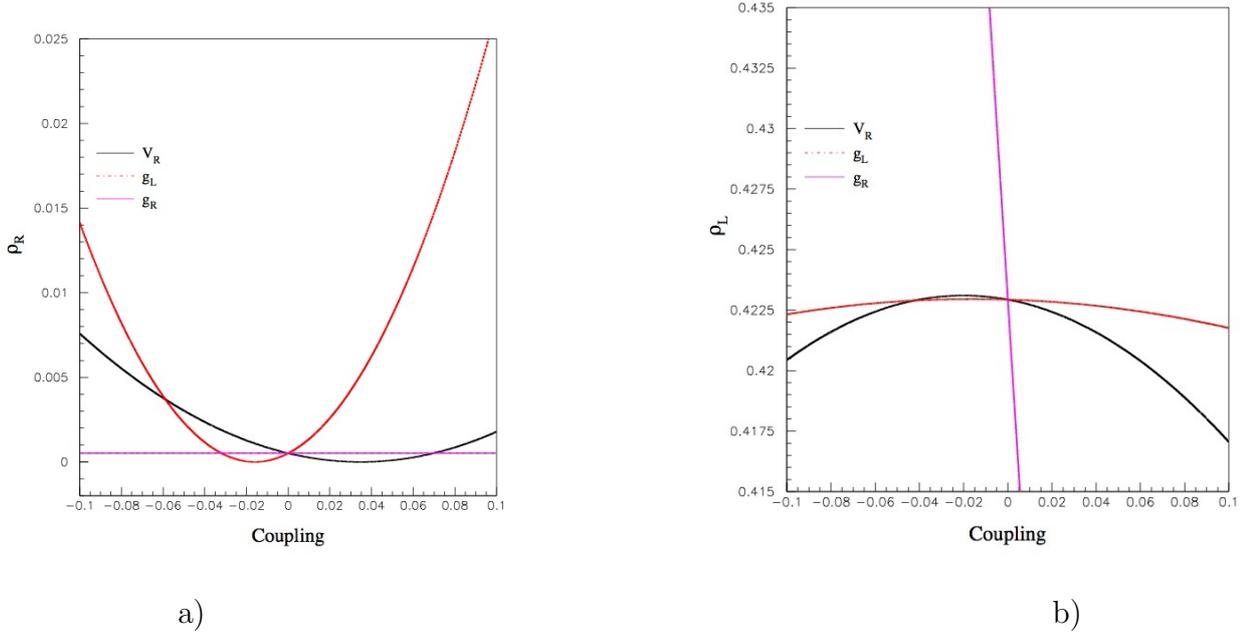


Figura 6.4: Dependência das razões de helicidade a) ρ_R e b) ρ_L com os acoplamentos anómalos [25].

6.2 Medidas experimentais das distribuições angulares e das assimetrias

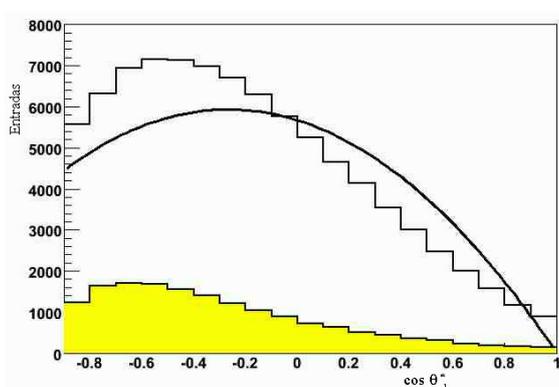
A distribuição $\cos\theta_l^*$ que será observada experimentalmente inclui as contribuições do sinal $t\bar{t}$ e dos fundos irreduzíveis do SM. Esta distribuição é afectada pela resolução do detector e pelos critérios de selecção e reconstrução. Com vista a recuperar a distribuição teórica é necessário subtrair aos dados o fundo e corrigir os efeitos do detector e da reconstrução. Para isto, usaram-se dois conjuntos diferentes de amostras de acontecimentos de sinal e fundo. O conjunto 'experimental' simula um possível resultado experimental e o conjunto de 'referência' parametriza os efeitos mencionados e corrige a amostra 'experimental'.

Depois de subtraída a amostra de referência do fundo à amostra de dados, a distribuição 'experimental' é multiplicada por uma função de correcção f_c , de modo a recuperar a distribuição teórica prevista pelo SM [20]. Temos, assim, duas amostras de sinal, $S1$ e $S2$, duas amostras de fundo, $B1$ e $B2$, e uma distribuição ao nível do gerador, G , que reproduz a distribuição prevista pelo SM (e pela simulação):

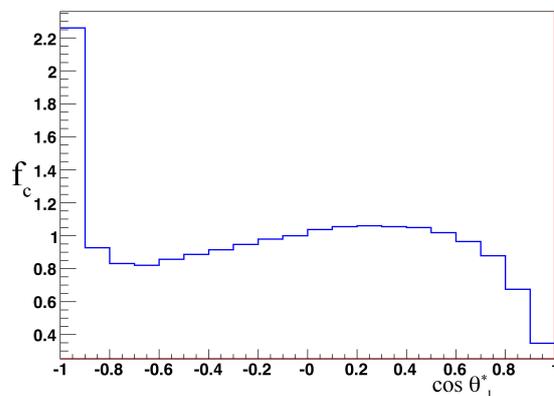
- Amostra de dados simulados ('experimental'): $S1 + B1$;

- Amostra de sinal (referência): $S2$;
- Amostra de fundo (referência): $B2$;
- Função de correcção: $G/S2$;
- Função corrigida: $[S1 + B1 - B2] \times G/S2$.

A função de correcção é calculada para cada intervalo da distribuição $\cos \theta_l^*$, dividindo o número de acontecimentos, ao nível do gerador, pelo número de acontecimentos que passam a selecção de acontecimentos, usando a amostra de referência. A distribuição experimental $\cos \theta_l^*$ obtida depois da simulação está representada na figura 6.5, juntamente com a função de correcção obtida a partir da amostra de referência.



a)



b)

Figura 6.5: a) Distribuição simulada $\cos \theta_l^*$ b) e a sua função de correcção, para uma amostra só com muões. No primeiro gráfico, o sinal $t\bar{t}$ (linha a cheio) e o fundo SM (zona sombreada) são normalizados a $L=10 \text{ fb}^{-1}$.

O procedimento de correcção dos efeitos do detector e da reconstrução é semelhante ao descrito anteriormente. Para as assimetrias, a distribuição $\cos \theta_l^*$ é dividida em dois ou quatro intervalos. Este método tem a vantagem de evitar a influência excessiva dos valores extremos das distribuições angulares nas medidas das assimetrias, onde a função de correcção se desviaria significativamente da unidade, como é observado na figura 6.5 b).

As fracções e razões de helicidade obtidas a partir do ajuste à distribuição corrigida e as assimetrias angulares A_{FB} , A_+ e A_- , com os respectivos erros estatísticos, estão representados na tabela 6.1, para uma amostra só com muões e para uma amostra com electrões e muões.

		F_0	F_L	F_R	ρ_L	ρ_R	A_{FB}	A_+	A_-
	Teór.	0.703	0.297	3.6×10^{-4}	0.423	5.1×10^{-4}	-0.2220	0.5493	-0.8402
Muões	Rec.	0.702	0.297	0.0003	0.4233	0.0004	-0.2215	0.5458	-0.8397
	$\sigma_{estat.}$	0.006	0.006	0.002	0.012	0.003	0.004	0.003	0.002
Electrões e muões	Rec.	0.701	0.298	0.0009	0.4261	0.0013	-0.2217	0.5471	-0.8395
	$\sigma_{estat.}$	0.005	0.005	0.002	0.010	0.002	0.003	0.002	0.001

Tabela 6.1: Valores teóricos e reconstruídos das fracções de helicidade e das assimetrias angulares, com o respectivo erro estatístico, para uma amostra só com muões e para uma amostra com electrões mais muões, com $L=10 \text{ fb}^{-1}$.

Para comparação, são incluídos os valores teóricos previstos pelo SM. Verifica-se que o erro estatístico na amostra só com muões é maior, por um factor $\sqrt{2}$, da amostra com electrões mais muões. Tal acontece, porque a amostra com muões tem cerca de metade dos acontecimentos da amostra com electrões e muões.

6.2.1 Estudo dos erros sistemáticos

A estatística de acontecimentos que se atingirá em LHC será tão elevada, que serão os erros sistemáticos que dominarão a precisão das medidas da distribuição angular e das assimetrias, mesmo para uma luminosidade de 10 fb^{-1} (que se espera obter num ano de aquisição de dados à luminosidade prevista). É necessário fazer um estudo dos diferentes erros sistemáticos nos observáveis estudados (assimetrias e fracções e razões de helicidade). Para isso, usaram-se várias amostras de referência e observaram-se as diferenças obtidas. Foram considerados erros sistemáticos provenientes de várias fontes, nomeadamente,

- Gerador Monte Carlo: As funções corrigidas obtidas a partir da amostra gerada com TopReX são aplicadas à amostra gerada com ALPGEN. A diferença nos valores obtidos para os dois geradores é considerada como erro sistemático;
- Funções de estrutura (PDFs): As funções corrigidas obtidas a partir da amostra gerada com as PDFs CTEQ6L são aplicadas a amostras geradas com as PDFs MRST2001, de modo a estimar o efeito das PDFs nas funções de correcção dos observáveis;
- Dependência com a massa do top: São simuladas amostras geradas com massas do quark

top de 170 GeV e 180 GeV e é determinada a influência da massa do top nos observáveis corrigidos. O erro sistemático é obtido a partir de um ajuste linear dos valores obtidos, correspondentes a uma incerteza de 2 GeV na massa do top;

- ISR e FSR: O seu efeito é estudado, criando uma amostra em que é desligada a contribuição de ISR e FSR na simulação de acontecimentos. São comparados os resultados da amostra de referência, com ISR e FSR, com uma percentagem de eventos das amostras sem ISR e FSR (de 0% a 25% em passos de 5%). Os valores obtidos para os observáveis são ajustados com uma função linear e o erro sistemático correspondente é determinado a partir da presença de 20% da amostra sem ISR e FSR;
- Eficiência de 'b-tag': O valor da eficiência de 'b-tag' é variado entre 50% e 70% em passos de 10%. São comparados os resultados com a amostra de referência, com eficiência de 'b-tag' a 60% e é feito um ajuste linear dos valores obtidos para os observáveis. O erro sistemático considera uma incerteza de 5% na eficiência de 'b-tag' nos observáveis;
- Escala de energia dos jactos b: O valor da energia dos jactos b é variado entre -7% e 7%, em passos de 2%, e os valores obtidos para os observáveis são ajustados com uma função linear. O erro sistemático considera uma incerteza de 3% na escala de energia dos jactos b;
- Escala de energia dos jactos leves: O valor da energia dos jactos leves é variado entre -7% e 7%, em passos de 2%, e os valores obtidos para os observáveis são ajustados com uma função linear. O erro sistemático considera uma incerteza de 1% na escala de energia dos jactos leves;
- Fundo: O fundo obtido da amostra de referência que é subtraída às amostras de dados é variado entre -20% e 20%, em passos de 5%, e os valores obtidos para os observáveis são ajustados com uma função linear. O erro sistemático considera uma incerteza de 10% no nível do fundo, que tem em conta os erros nas secções eficazes;
- Pile-up: O efeito do 'pile-up' nos acontecimento é estudado, comparando o valor dos observáveis obtidos, adicionando acontecimentos com 'pile-up' (sobrepostos) ($\text{PARP}(131)=0.3 \text{ mb}^{-1}$);

Fonte	A_{FB}	A_+	A_-	ρ_L	ρ_R	F_0	F_L	F_R
Gerador MC	0.0010	0.0069	0.0011	0.0236	0.0021	0.0129	0.0114	0.0015
PDFs	0.0028	0.0015	0.0023	0.0087	0.0001	0.0042	0.0043	0.0000
Massa do quark top	0.0035	0.0041	0.0007	0.0116	0.0004	0.0059	0.0056	0.0003
ISR+FSR	0.0132	0.0113	0.0023	0.0333	0.0006	0.0175	0.0170	0.0005
Efic. 'b-tag'	0.0059	0.0071	0.0004	0.0216	0.0012	0.0113	0.0104	0.0008
Escala Eb	0.0012	0.0003	0.0011	0.0010	0.0008	0.0001	0.0007	0.0006
Escala Ej	0.0033	0.0018	0.0013	0.0062	0.0007	0.0026	0.0031	0.0005
Fundo	0.0036	0.0037	0.0006	0.0113	0.0004	0.0058	0.0055	0.0003
'Pile-up'	0.0008	0.0023	0.0024	0.0043	0.0015	0.0014	0.0025	0.0011
Frag. b	0.0015	0.0024	0.0007	0.0041	0.0009	0.0025	0.0018	0.0007
Total $\sigma_{sist.}$	0.0161	0.0165	0.0047	0.0504	0.0033	0.0265	0.0250	0.0024

Tabela 6.2: Erros sistemáticos na determinação das assimetrias angulares e fracções e razões de helicidade do bosão W para uma amostra com muões.

- Fragmentação do quark b: O parâmetro ϵ_b na parametrização de Peterson para a fragmentação dos quarks b é variado entre -0.006 e -0.0035, e são comparados os valores obtidos dos observáveis. A diferença dá-nos o erro sistemático.

Os erros sistemáticos de cada observável, resultantes dos erros teóricos e da simulação, são apresentados na tabela 6.2 para uma amostra só com muões e na tabela 6.3 para uma amostra com electrões e muões. Os resultados da simulação, incluindo o erro estatístico e o erro sistemático estão sumariados na tabela 6.4 para uma amostra só com muões e na tabela 6.5 para uma amostra com electrões e muões.

Observa-se que uma escolha conveniente dos observáveis (ρ_R em vez de F_R e A_{\pm} em vez de A_{FB}) reduz o erro sistemático total. Verifica-se que, apesar do erro estatístico da amostra só com muões ser maior, por um factor $\sqrt{2}$ (em relação ao erro estatístico da amostra com electrões e muões), o erro sistemático é da mesma ordem de grandeza. Uma vez que o erro sistemático é predominante sobre o erro estatístico, o erro total na amostra só com muões é semelhante ao erro total na amostra com electrões e muões. Os valores dos observáveis são compatíveis com os valores previstos pelo SM.

Fonte	A_{FB}	A_+	A_-	ρ_L	ρ_R	F_0	F_L	F_R
Gerador MC	0.0019	0.0009	0.0021	0.0039	0.0019	0.0029	0.0015	0.0014
PDFs	0.0045	0.0039	0.0024	0.0136	0.0007	0.0063	0.0068	0.0005
Massa do quark top	0.0034	0.0041	0.0005	0.0114	0.0005	0.0058	0.0055	0.0004
ISR+FSR	0.0151	0.0123	0.0028	0.0390	0.0009	0.0205	0.0198	0.0006
Efic. 'b-tag'	0.0068	0.0092	0.0008	0.0219	0.0011	0.0114	0.0106	0.0008
Escala Eb	0.0010	0.0001	0.0012	0.0002	0.0011	0.0006	0.0001	0.0008
Escala Ej	0.0037	0.0022	0.0014	0.0071	0.0007	0.0032	0.0037	0.0005
Fundo	0.0036	0.0039	0.0006	0.0116	0.0005	0.0059	0.0056	0.0003
'Pile-up'	0.0008	0.0028	0.0016	0.0072	0.0006	0.0033	0.0037	0.0004
Frag. b	0.0014	0.0013	0.0013	0.0022	0.0009	0.0006	0.0013	0.0006
Total σ sist.	0.0184	0.0173	0.0052	0.0507	0.0031	0.0262	0.0254	0.0022

Tabela 6.3: Erros sistemáticos na determinação das assimetrias angulares e frações e razões de helicidade do bosão W para uma amostra com electrões mais muões.

Observável	Resultado (ATLFAST, L=10 fb ⁻¹)		
F_0	0.702	± 0.006 (estat.)	± 0.027 (sist.)
F_L	0.297	± 0.006 (estat.)	± 0.025 (sist.)
F_R	0.0003	± 0.002 (estat.)	± 0.002 (sist.)
ρ_L	0.4233	± 0.012 (estat.)	± 0.050 (sist.)
ρ_R	0.0004	± 0.003 (estat.)	± 0.003 (sist.)
A_{FB}	-0.2215	± 0.004 (estat.)	± 0.016 (sist.)
A_+	0.5458	± 0.003 (estat.)	± 0.017 (sist.)
A_-	-0.8397	± 0.002 (estat.)	± 0.005 (sist.)

Tabela 6.4: Sumário dos resultados obtidos a partir da simulação para os observáveis estudados, incluindo os erros sistemático e estatístico, para uma amostra só com muões.

Observável	Resultado (ATLFAST, L=10 fb ⁻¹)		
F_0	0.701	± 0.005 (estat.)	± 0.025 (sist.)
F_L	0.298	± 0.005 (estat.)	± 0.026 (sist.)
F_R	0.0009	± 0.002 (estat.)	± 0.002 (sist.)
ρ_L	0.4261	± 0.010 (estat.)	± 0.051 (sist.)
ρ_R	0.0013	± 0.002 (estat.)	± 0.003 (sist.)
A_{FB}	-0.2217	± 0.003 (estat.)	± 0.018 (sist.)
A_+	0.5471	± 0.002 (estat.)	± 0.017 (sist.)
A_-	-0.8395	± 0.001 (estat.)	± 0.005 (sist.)

Tabela 6.5: Sumário dos resultados obtidos a partir da simulação para os observáveis estudados, incluindo os erros sistemático e estatístico, para uma amostra com electrões e múões.

6.2.2 Influência dos erros sistemáticos no cálculo da secção eficaz $t\bar{t}$

A contribuição dos erros sistemáticos para o cálculo da secção eficaz $t\bar{t}$ pode ser estimada usando a amostra de dados e a amostra de referência já utilizadas. O número de acontecimentos é dado por

$$N_1 = \sigma_1 \epsilon_1 \mathcal{L} \quad (6.7)$$

em que N_1 é o número de acontecimentos do sinal 'experimental' (S1), ϵ_1 é a eficiência do sinal 'experimental' e \mathcal{L} é a luminosidade. Os valores conhecidos são:

- Luminosidade $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$;
- $\sigma_1(NLO) = 833 \text{ pb}$;
- Sinal de referência (S2) = 201126 acontecimentos;
- Fundo de referência (B2) = 37807 acontecimentos;
- Eficiência de sinal de referência = $\frac{201126}{833 \times 10^3 \times 10} = \epsilon_2 = (2.41 \pm 0.0024) \times 10^{-2}$.

A amostra de dados é a soma da amostra experimental de sinal e de fundo ($D1 = S1 + B1$). A contribuição dos erros sistemáticos no cálculo da secção eficaz é estimada a partir da subtracção da amostra do fundo de referência à amostra de dados [40],

$$\sigma_1 = \frac{D_1 - B_2}{\epsilon_2 \mathcal{L}} \quad (6.8)$$

Fonte	S_1	B_1	D_1	σ_1	$\Delta\sigma/\sigma$
Gerador MC	218841	40132	258973	918	10%
PDFs	199982	37999	237981	831	0.3%
Massa do Top	208516	38657	247173	869	4.3%
ISR+FSR	202686	36166	238852	834	0.15%
Efic. 'b-tag'	242280	51620	293900	1063	14%
Escala Eb	205177	39063	244240	857	3%
Escala Ej	203103	38382	241485	845	1.5%
Fundo	201574	41574	243148	936	2.3%
'Pile-up'	206405	28728	235133	819	2%
Frag. b	205318	38236	243554	854	2.5%
Total σ sist.					18.5%

Tabela 6.6: Erros sistemáticos na determinação da secção eficaz.

Na tabela 6.6 apresenta-se a contribuição de cada erro sistemático no cálculo da secção eficaz. Observa-se que a maior contribuição para o erro sistemático na determinação da secção eficaz $t\bar{t}$ vem da eficiência de 'b-tag' e do gerador MC.

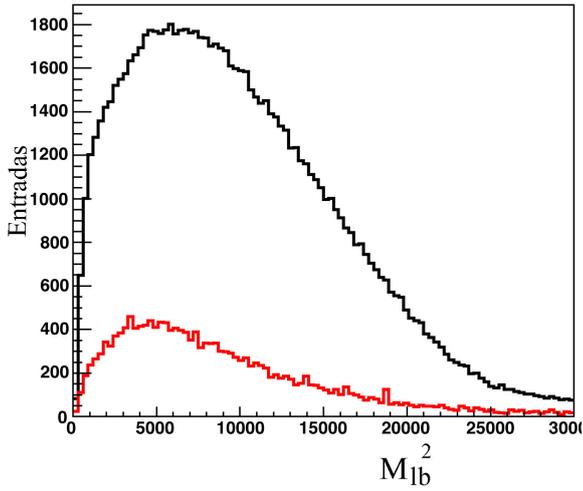
6.3 M_{lb}^2

Estudou-se a distribuição de massa invariante do leptão carregado e do quark b, M_{lb}^2 , no canal de decaimento $t \rightarrow bW$, seguido do decaimento do bóson W para leptões, $W \rightarrow l\nu$. Este estudo surge em alternativa ao estudo da distribuição de $\cos\theta_l^*$, uma vez que não exige a reconstrução do quark top. A quantidade M_{lb}^2 está relacionada com o ângulo polar, θ_l^* , do leptão carregado no centro de massa do bóson W , pela expressão,

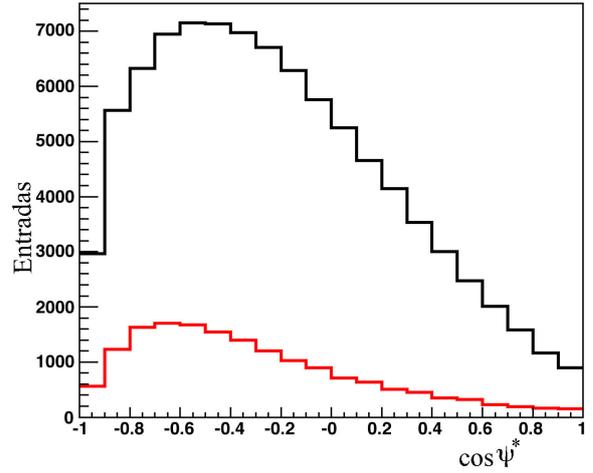
$$M_{lb}^2 \approx \frac{1}{2}(m_t^2 - m_W^2)(1 + \cos\theta_l^*) \quad (6.9)$$

que é exacta no limite em que $m_b \rightarrow 0$ [26]. As distribuições de M_{lb}^2 e de $\cos\theta_l^*$, extraída usando a expressão anterior, estão representadas na figura 6.6.

Para avaliar os erros sistemáticos associados aos observáveis já estudados (assimetrias angulares e fracções e razões de helicidade) a partir do observável M_{lb}^2 , usou-se o procedimento



a)



b)

Figura 6.6: Distribuição de a) M_{lb}^2 e de b) $\cos \theta_l^*$ (linha a preto (mais escura) é o sinal e linha a vermelho (mais clara) o fundo).

usado para o observável $\cos \theta_l^*$ obtido a partir da reconstrução dos eventos. Os resultados estão apresentados na tabela 6.7.

Observa-se que o erro sistemático associado a alguns observáveis é cerca do dobro do obtido a partir da distribuição do $\cos \theta_l^*$ reconstruído, o que faz do M_{lb}^2 um observável não vantajoso para esta análise.

6.4 Limites nos acoplamentos anómalos

A partir dos resultados sumariados na tabela 6.4, e conhecendo a dependência dos acoplamentos anómalos com os observáveis estudados, é possível estabelecer limites nos acoplamentos anómalos assumindo o SM. De modo a obter os limites num dado acoplamento anómalo x , a partir da medida de um observável O , determina-se numericamente a p.d.f. de x , usando o método da aceitação-rejeição:

- É gerado, iterativamente, um valor aleatório x_i dentro do intervalo desejado;
- É calculada a probabilidade de $O(x_i)$, dada pela p.d.f. de O ;
- É gerado um número aleatório independente r_i ;
- É aceite o valor x_i se a probabilidade $O(x_i)$ for maior do que r_i .

Observável	Resultado (ATLFAST, L=10 fb ⁻¹)		
F_0	0.703	± 0.006 (estat.)	± 0.033 (sist.)
F_L	0.296	± 0.006 (estat.)	± 0.040 (sist.)
F_R	0.0006	± 0.002 (estat.)	± 0.009 (sist.)
ρ_L	0.4202	± 0.012 (estat.)	± 0.075 (sist.)
ρ_R	0.0008	± 0.003 (estat.)	± 0.014 (sist.)
A_{FB}	-0.2216	± 0.004 (estat.)	± 0.041 (sist.)
A_+	0.5505	± 0.003 (estat.)	± 0.022 (sist.)
A_-	-0.8388	± 0.002 (estat.)	± 0.020 (sist.)

Tabela 6.7: Sumário dos resultados obtidos para os observáveis estudados, a partir do observável M_{bb}^2 , incluindo os erros sistemático e estatístico, para uma amostra só com muões.

O conjunto de valores $\{x_i\}$ é distribuído de acordo com a p.d.f. de x , dada pela medida de O . A determinação de um intervalo central com um dado nível de confiança, CL γ , é feito numericamente, requerendo que o intervalo contenha uma fracção γ do número total de valores $\{x_i\}$ e que uma fracção dos valores gerados $\frac{1-\gamma}{2}$ esteja de cada um dos lados exteriores dos intervalos [20].

Podem ser determinados os limites a 1σ a partir da medida de cada observável, assumindo apenas um acoplamento diferente de zero de cada vez. Os observáveis $\rho_{R,L}$ e A_{\pm} permitem uma melhoria da sensibilidade em relação aos outros observáveis. Os limites podem ser ainda melhorados combinando as medidas dos quatro observáveis, $\rho_{R,L}$ e A_{\pm} , e usando a sua matriz de correlação obtida a partir das simulações. Determinaram-se, também, os limites a 2σ , assumindo apenas um acoplamento diferente de zero. É possível ainda estabelecer regiões de confiança, a 68.3% CL, nos acoplamentos anómalos. A fronteira destas regiões de confiança foi escolhida como um contorno com χ^2 constante. O valor de χ^2 , para o qual as regiões de confiança têm uma probabilidade 68.3%, foi determinado numericamente. A determinação destas regiões foi feita usando o programa 'TopFit' [19] e estão representadas nas figuras 6.7 e 6.8 para uma amostra só com muões e para uma amostra com electrões e muões.

Observa-se que para a amostra só com muões, os limites nos acoplamentos anómalos são semelhantes aos limites obtidos na amostra com electrões e muões.

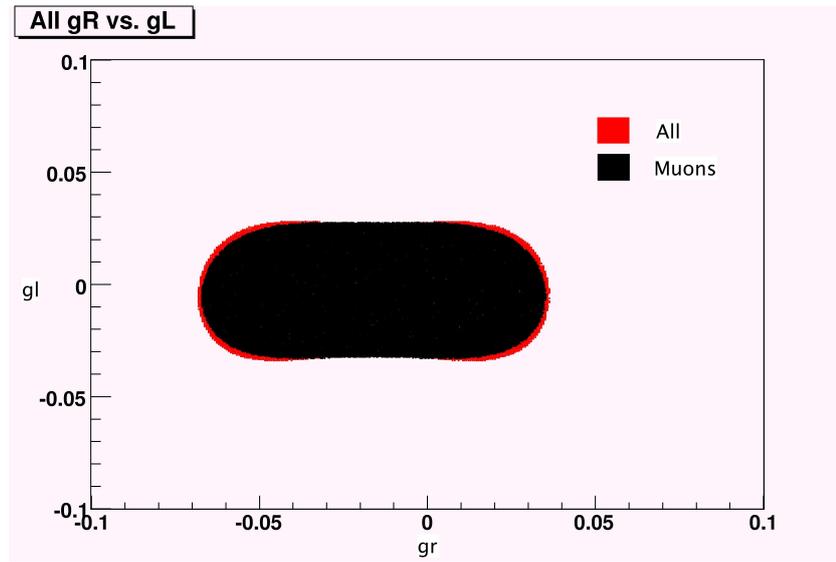


Figura 6.7: Regiões de confiança a 68.3% CL no acoplamento anômalo g_L em função de g_R , para $V_R=0$.

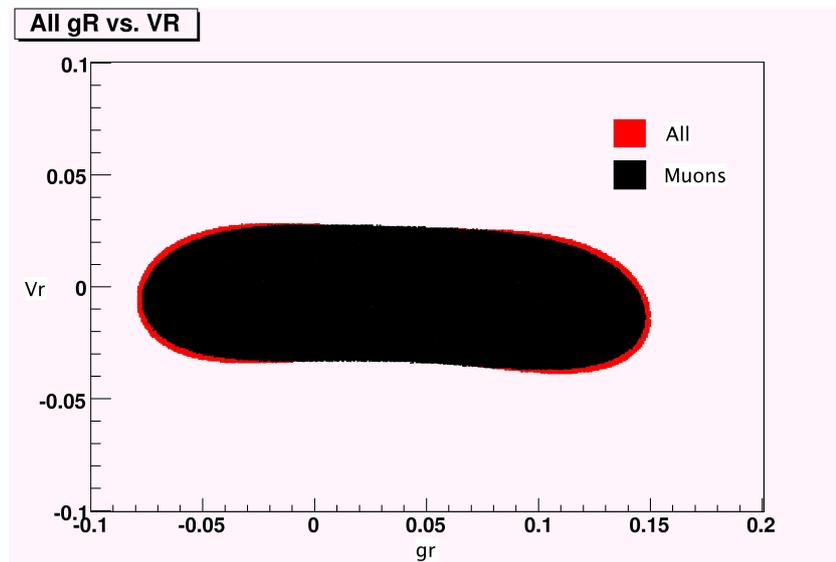


Figura 6.8: Regiões de confiança a 68.3% CL no acoplamento anômalo V_R em função de g_R , para $g_L=0$.

Capítulo 7

Conclusões

Neste trabalho, foi feita a estimativa da contribuição do erro sistemático e do erro estatístico na medida de observáveis relevantes (assimetrias angulares e fracções e razões de helicidade do bóson W com origem no decaimento de um quark top). Para isso, usaram-se dois tipos de amostras, uma só com muões e outra com electrões e muões.

Para um luminosidade $L=10 \text{ fb}^{-1}$, para uma amostra só com muões, mediram-se: $\rho_R=0.0004 \pm 0.003$ (estat.) ± 0.003 (sist.); $\rho_L=0.4233 \pm 0.012$ (estat.) ± 0.050 (sist.); $A_{FB}=-0.2215 \pm 0.004$ (estat.) ± 0.016 (sist.); $A_+=0.5458 \pm 0.003$ (estat.) ± 0.017 (sist.); $A_-=-0.8397 \pm 0.002$ (estat.) ± 0.005 (sist.); $F_0=0.702 \pm 0.006$ (estat.) ± 0.027 (sist.); $F_L=0.297 \pm 0.006$ (estat.) ± 0.025 (sist.); $F_R=0.0003 \pm 0.002$ (estat.) ± 0.002 (sist.).

Verificou-se que, ao analisar os acontecimentos provenientes do fundo, havia uma grande contribuição do fundo $W + \text{jactos}$. O elevado número de acontecimentos do fundo $W + \text{jactos}$ tem origem na multiplicidade de jactos associada às interacções múltiplas. Contudo, apesar de haver uma incerteza elevada quanto à contribuição deste fundo, o resultado final parece ser robusto.

A análise com muões evidencia uma menor contaminação do fundo $b\bar{b}$, cujos acontecimentos têm um grande peso nas distribuições analisadas.

Foi feito um estudo do observável $M_{b\bar{b}}^2$ e concluiu-se que o erro sistemático associado a este observável é aproximadamente o dobro do erro sistemático associado ao $\cos\theta_l^*$, o que torna o $M_{b\bar{b}}^2$ um observável menos vantajoso do ponto de vista da análise.

Verificou-se que apesar do erro estatístico nas amostras só com muões ser maior por um factor $\sqrt{2}$ que o erro estatístico nas amostras com electrões e muões, o erro sistemático é da mesma

ordem de grandeza e até ligeiramente melhor para a amostra só com muões.

Uma vez que a análise com muões é mais limpa e mais fácil de realizar, é de esperar que, em LHC, se comece por analisar amostras só com muões.

Bibliografia

- [1] Halzen, F. & Martin, A. D. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* (New York, USA: Wiley, 1984).
- [2] Griffiths, D. J. *Introduction to Elementary Particles* (New York, USA: Wiley, 1987).
- [3] Quigg, C. *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, vol. 56 (Westview Press, 1983).
- [4] 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).
- [5] Abachi S. *et al.* Observation of top quark *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2632-2637 (1995).
- [6] CDF Colaboration: A Limit on the Top Quark Width and the Lifetime using the Template Method in the Lepton plus Jets Channel at CDF II (2007). CDF Note, 8953.
- [7] Yao, W. M. *et al.* Review of particle physics. *J. Phys.* **G33**, 1-1232 (2006). URL <http://pdg.lbl.gov/>
- [8] Gabrielse, G. *et al.* New determination of the fine structure of the fine constant from the electron g value and QED. *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006).
- [9] Glashow, S. L. *et al.* Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.* **22** 579-588 (1961).
- [10] Weinberg, S. *et al.* A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264-1266 (1967).
- [11] Salam, A. in *Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity* (Nobel Symposium No.8)(ed. Svartholm,N.) 367 (Almqvist Wiksills, Stockholm, 1968).
- [12] Pumplin, J. *et al.* New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP* **0297**, 012 (2002).

- [13] Barate, R. *et al.* Search for the standard model higgs boson at LEP. *Phys. Rev. Lett.* **565** 61-75 (2003).
- [14] Ellis, J. Beyond the standard model with the LHC. *Nature* **448** 297-301 (2007).
- [15] The ATLAS Collaboration: The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider (2007).
- [16] Sjostrand T. *et al.* *PYHTIA 6.2, Physics and Manual* (2002). arXiv:hep-ph/0108264.
- [17] Slabospitsky, S. R. & Sonnenschein, L. *TopRex 4.10, short manual* (2005). arXiv:hep-ph/0201292.
- [18] ATLAS Internal Note: ATLASFAST 2.0, A fast Simulations package for ATLAS (1998).
- [19] Aguilar-Saavedra *et al.* Probing anomalous Wtb couplings in top quark decays *Eur. Phys. J. C* **50** 519-533 (2007). arXiv:hep-ph/0605190.
- [20] Aguilar-Saavedra *et al.* ATLAS sensitivity to Wtb anomalous couplings in top quark decays *Eur. Phys. J. C* **53** 689-699 (2008). arXiv:hep-ph/0705.3041v2.
- [21] Do, H.S. *et al.*, Electroweak and finite width corrections to top quark decays into transverse and longitudinal W bosons *Phys. Rev. D* **67** (2003) 091501.
- [22] Larios, F. *et al.*, Analysis of tbW and ttZ couplings from CLEO and LEP/SLC data *Phys. Lett. B* **457**, 334 (1999). arXiv:hep-ph/9903394.
- [23] Burdman, F. *et al.*, Anomalous Couplings of the Third Generation in Rare B Decays *Phys. Rev. D* **61**, 114016 (2000). arXiv:hep-ph/9906329.
- [24] Whisnant, K. *et al.*, Dimension-six CP-conserving operators of the third-family quarks and their effects on collider observables *Phys. Rev. D* **56**, 467 (1997). arXiv:hep-ph/9702305.
- [25] ATLAS scientific note: Study of the ATLAS sensitivity to angular asymmetries in top quark decays ATLAS scientific note (2007). SN-ATLAS-2007-064.
- [26] CDF Note 8280: A measurement of the V+A fraction of W-bosons from top quark decay (2006).

- [27] CDF Note 9225 & DØ Note 5626: Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark (2008).
- [28] Abazov, V.M. *et al.* Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.* PRL **100**, 192004 (2008).
- [29] Bonciani, R. *et al.* NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section. *Nuclear Physics B* **529**, Issues 1-2, 424-450 (1998).
- [30] Sullivan, Z. Understanding single-top-quark production and jets at hadron colliders. *Phys. Rev. D* **70**, 114012 (2004). arXiv:hep-ph/0408049.
- [31] Campbell, J. & Tramontano, F. Next-to-leading order corrections to Wt production and decay. *Nuclear Physics B* **726**, Issues 1-2, 109-130 (2005).
- [32] Acosta, D. *et al.* Measurement of $B(t\text{-}iWb)/B(t\text{-}iWq)$ at the Collider Detector at Fermilab *Phys. Rev. Lett.* **95**, 102002 (2005). arXiv:hep-ex/0505091.
- [33] Abazov, V. M. *et al.* Measurement of $B(t\text{-}iWb)/B(t\text{-}iWq)$ at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV *Phys. Rev. Lett.* **96**, 616-622 (2006). arXiv:hep-ex/0603002.
- [34] Swain, J. & Taylor, L. First determination of the quark mixing matrix element V_{tb} independent of assumptions of unitarity. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 093006 (1998). arXiv:hep-ph/9712420.
- [35] Abazov, V.M. *et al.* Evidence for Production of Single Top Quarks and First Direct Measurements of $|V_{tb}|$. *Phys. Rev. Lett.* PRL **100**, 192004 (2008).
- [36] LHC Design Report, Volume 1, Chapter 2.
URL https://edms.cern.ch/file/445830/5/Vol_1_Chapter_2.pdf/
- [37] ATLAS - Pixel Detector in UX15 C-side, Adjustment of Pixel Package Before Insertion. ATL-IP-UR-0009 854093.
URL <https://edms.cern.ch/document/854093/>
- [38] Aguila, F., Aguilar-Saavedra J.A., Precise determination of the Wtb couplings at LHC *Phys. Rev. D* **67**, 014009 (2003). arXiv:hep-ph/0208171.

- [39] Dalitz, R.H., Goldstein, G.R. *Phys. Rev. D* **45**, 1531 (1992).
- [40] Castanheira, M. *Medida da Sensibilidade de ATLAS à secção eficaz do canal $t\bar{t}\gamma$* (2008).
Universidade de Coimbra.
- [41] Castro, N. *Testing the SM with Top Quark Physics at the LHC* (2008). Universidade de Granada.
- [42] URL http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_public.html/
- [43] URL http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Grand_unification_theory&oldid=221041049/
- [44] URL http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=ATLAS_experiment&oldid=224549725/
- [45] URL http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Grid_computing&oldid=223706666/
- [46] URL <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/>
- [47] URL <http://public.web.cern.ch/>
- [48] URL <http://www.gridcomputing.com/>
- [49] URL <http://gridcafe.web.cern.ch/>
- [50] URL <http://lcg.web.cern.ch/>
- [51] URL <http://public.eu-egee.org/>