



UNIVERSIDADE DE COIMBRA

# Medida da sensibilidade de ATLAS à secção eficaz do canal $t\bar{t}\gamma$

*Dissertação submetida para a obtenção do Grau de Mestre em  
Instrumentação e Microelectrónica*

**Matilde Teixeira Dias Castanheira**

**Orientador:** Professor Doutor João Carlos Lopes Carvalho

**Co-Orientador:** Professor Doutor António Joaquim Onofre de Abreu  
Ribeiro Gonçalves

Maio de 2008



*Ao Rui*



## Resumo

Neste trabalho é estudada a sensibilidade de ATLAS à medida da secção eficaz do canal  $t\bar{t}$  radiativo. No LHC, com uma energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14$  TeV, será produzida uma elevada estatística de acontecimentos com quarks top.

Para a geração do sinal, foram gerados acontecimentos  $t\bar{t}\gamma$ , semileptónico, recorrendo a dois geradores diferentes. O gerador  $ttV$ , a nível partónico introduziu a componente de fotões dura, a radiação dos bosões  $W$  e os diagramas respeitantes à radiação dos quarks top na produção e no decaimento. O gerador TopReX incluiu a componente de fotões de baixo momento e sem a sua origem conhecida, e verificou-se que esta componente domina a do gerador  $ttV$ . Este sinal foi submetido à livraria PYTHIA e ao ATLFast. Verificou-se que o critério de isolamento dos fotões gerados a nível partónico é comprometido, devido à hadronização dos quarks.

Foi feita uma análise sequencial e discriminante do sinal e do fundo existente, para vários  $p_T^\gamma$  mínimos e foi conseguida uma boa relação sinal/fundo (a variar entre 4.7 e 5.7).

Foi determinada a secção eficaz com boa precisão, tanto para o canal  $t\bar{t}$  (com uma precisão de 0.3%), como para o canal  $t\bar{t}\gamma$  (com uma precisão a variar entre 7% e 23% para fotões com momento transversal maiores que 10 e 50 GeV, respectivamente), a uma luminosidade baixa de  $10 \text{ fb}^{-1}$ . No entanto, não será fácil separar a componente exclusivamente devida à radiação dos quarks top. Esta componente é bastante importante uma vez que é proporcional à carga do quark top e permite medir o seu valor.



# Abstract

In this work the ATLAS sensitivity to the measurement of the  $t\bar{t}$  radiative cross section is studied. LHC, with a center of mass energy of  $\sqrt{s} = 14$  TeV, will produce a very large statistics of events with top quarks.

For the signal generation, semileptonic  $t\bar{t}\gamma$  events were generated, using two different generator. The  $ttV$ , parton level generator has introduced the hard photons radiation,  $W$  boson radiation and the diagrams corresponding to the radiation in the production and decay of the top quarks. The TopRex generator has included the soft photons component, with no regards to the photon's origin and it was verified that this component is dominant towards the one from the  $ttV$  generator. This signal was submitted to the library PYTHIA and to ATLFast. It was seen that the parton level generated photons isolation criteria is compromised due to quarks hadronization.

A sequential and discriminant analysis has been done, for both signal and background, to several minimal  $p_T^\gamma$  and a good signal to noise ratio was achieved (varying between 4.7 and 5.7a variar entre 4.7 e 5.7).

The cross section was determined with good precision, for the  $t\bar{t}$  channel (with a precision of 0.3%) and for the  $t\bar{t}\gamma$  channel (with a precision varying between 7% and 23% for photons with transverse momentum bigger than 10 and 50 GeV, respectively), at a low luminosity of  $10 \text{ fb}^{-1}$ . However, the component exclusively due to the top quarks radiation will be difficult to separate. This component is very important, for it is proportional to the top quark charge and allows to measure its value.





# Agradecimentos

Este trabalho está inserido no âmbito do Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica, ramo de Instrumentação Atómica e Nuclear.

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer aos Professores António Onofre e João Carvalho pela excelente orientação e coordenação, bem como pela paciência e dedicação. Agradeço também ao Filipe Veloso e Nuno Castro que me acompanharam e me ajudaram sempre, desde o início.

Agradeço a todos os meus colegas de gabinete que não só participaram directamente neste trabalho, como ajudaram a tornar o ambiente em meu redor mais agradável (às vezes até musical...).

Não posso deixar de agradecer à Rita e à Filipa, amigas e colegas, que me tornaram todo este percurso mais fácil e realizável.

Agradeço à minha Mãe e ao meu Pai a atenta e muito carinhosa formação que me permitiram atingir este objectivo.

Finalmente, agradeço ao Rui Matos, por tudo o que foi e fez para me ajudar e me acompanhar, sempre com extremo carinho e compreensão.

Este trabalho foi financiado pela FCT, através dos projectos POCI/FP/63926/2005, POCI/FP/81950/2007 e CFTC-70156-BI-01/07.



# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	O quark top . . . . .	1
1.2	O processo $t\bar{t}\gamma$ . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Os Modelos Teóricos</b>	<b>5</b>
2.1	O Modelo Padrão . . . . .	5
2.1.1	Teoria Electrofraca . . . . .	6
2.1.2	QCD . . . . .	8
2.2	O quark top . . . . .	9
2.3	O processo $t\bar{t}\gamma$ . . . . .	12
2.3.1	O processo $t\bar{t}$ . . . . .	12
2.3.2	Radiação do fóton . . . . .	13
2.3.3	Secção eficaz de produção $t\bar{t}\gamma$ . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Detector ATLAS</b>	<b>17</b>
3.1	CERN . . . . .	17
3.1.1	As descobertas . . . . .	17
3.2	LHC . . . . .	18
3.2.1	O feixe . . . . .	18
3.3	ATLAS . . . . .	22
3.3.1	Detector Interior, ID . . . . .	24
3.3.2	Calorímetros . . . . .	25
3.3.3	Câmara de Muões . . . . .	27
3.3.4	Sistema magnético . . . . .	28
3.3.5	Radiação . . . . .	29
3.3.6	Sistema de <i>Triggers</i> e aquisição de dados . . . . .	30

<b>4</b>	<b>Geração e Simulação dos Acontecimentos</b>	<b>35</b>
4.1	Geração do sinal . . . . .	35
4.1.1	Gerador $ttV$ . . . . .	36
4.1.2	Gerador TopReX . . . . .	41
4.1.3	ATLFAST . . . . .	44
4.2	Fundo . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Análise de Acontecimentos <math>t\bar{t}\gamma</math></b>	<b>51</b>
5.1	Seleccção de acontecimentos . . . . .	51
5.1.1	Pré-seleccção . . . . .	52
5.1.2	Análise discriminante . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Determinação da Secção Eficaz</b>	<b>63</b>
6.1	Secção eficaz . . . . .	63
6.1.1	Método . . . . .	63
6.1.2	Resultados . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>67</b>

# Lista de Figuras

2.1	Secções eficazes de diferentes canais em Tevatrão e LHC, em função da energia do centro de massa[1]. . . . .	11
2.2	Diagrama correspondente ao decaimento de um par $t\bar{t}$ , em que um dos bosões $W$ decai leptonicamente e o outro decai hadronicamente (decaimento semileptónico). . . . .	13
2.3	Diagramas de produção de $t\bar{t}\gamma$ , a partir de dois gluões ou de um par $u\bar{u}$ no estado inicial. . . . .	14
2.4	Três modos de decaimento do canal $t \rightarrow Wb\gamma$ , em que o fóton tem diferentes origens . . . . .	15
3.1	Esquema do LHC, dividido em oito octantes. Estão aqui apresentadas as experiências principais, os pontos de colisão dos feixes e o sentido dos mesmos. . . . .	19
3.2	Sistema de dipolo de LHC. . . . .	21
3.3	Esquema do detector ATLAS. . . . .	23
3.4	Esquema do sistema de calorímetros, onde estão indicados os calorímetros EM e hadrónico, o avançado, bem como as respectivas extensões. . . . .	25
3.5	Barril toroidal do sistema de magnetos. . . . .	29
3.6	Linhas de campo magnético no sistema magnético externo. . .	30
3.7	Evento obtido por simulação visualizado no plano transversal ao feixe. . . . .	31
3.8	Esquema do <i>trigger</i> de ATLAS, com os três níveis. . . . .	32
4.1	Distribuição do momento transversal do fóton em GeV, em escala logarítmica. . . . .	38

- 4.2 Amostra da lista descritiva das condições das partículas intervenientes no processo. . . . . 40
- 4.3 Momento transverso do fóton a nível do gerador (tracejado) e à saída de PYTHIA (região sombreada). . . . . 41
- 4.4 Distribuição do momento transverso do top (a), anti-top (b),  $W^+$  (c),  $W^-$  (d),  $b$  e  $\bar{b}$ , em GeV, tanto ao nível do gerador (tracejado), como após o processamento pelo PYTHIA (sombreado). . . . . 42
- 4.5 Distribuição da massa do top (a), anti-top (b),  $W^+$  (c) e  $W^-$  (d), em GeV, tanto ao nível do gerador (tracejado), como após o processamento pelo PYTHIA (sombreado). . . . . 43
- 4.6 Secção eficaz de produção do par  $t\bar{t}$  com um fóton presente em função do  $p_T$  do mesmo, obtida pelo gerador  $t\bar{t}\gamma$ , pelo PYTHIA e total (em pb). . . . . 48
- 4.7 Multiplicidade de fótons à saída de ATLFAST. . . . . 49
- 5.1 Distribuições da análise a nível da pré-selecção, para a amostra  $t\bar{t}$ : número de leptões (a),  $p_T$  do leptão (b), número total de bons jactos (c), número de bons jactos  $b$  (d),  $p_T$  do jacto  $b$  leptónico (e) e  $p_T$  do neutrino (f). O fundo (região a sombreado) e o sinal (linha a cheio) estão normalizados à luminosidade  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 53
- 5.2 Distribuições da análise a nível da pré-selecção para a amostra  $t\bar{t}\gamma$ , com  $p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$ : número de leptões (a),  $p_T$  do leptão (b), número total de bons jactos (c), número de bons jactos  $b$  (d),  $p_T$  do jacto  $b$  leptónico (e) e  $p_T$  do neutrino (f). O fundo (região a sombreado) e o sinal (linha a cheio) estão normalizados à luminosidade  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 54
- 5.3 Distribuição de momento transverso do fóton (esquerda) e multiplicidade de fótons (direita), para o corte de  $p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$ , para o sinal (linha a cheio) e fundo (região a sombreado), normalizado a uma luminosidade  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 56

- 5.4 Distribuições cinemáticas do fundo (região a sombreado) e do sinal (linha a cheio) após a reconstrução das partículas: massas dos quarks top leptónico (a) e hadrónico (b),  $p_T$  dos jactos  $b$  leptónico (c) e hadrónico (d) e  $p_T$  dos jactos não  $b$  (e) e (f), para uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 57
- 5.5 Distribuições das p.d.f de sinal com a amostra  $t\bar{t}$  (linha mais espessa) e com a amostra  $t\bar{t}\gamma$ , com  $p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$  (linha mais fina) para: massas dos quarks top leptónico (a) e hadrónico (b),  $p_T$  dos jactos  $b$  leptónico (c) e hadrónico (d) e  $p_T$  dos jactos não  $b$  (e) e (f). . . . . 58
- 5.6 Variável discriminante para o sinal (linha a cheio) e fundo (região a sombreado), para as amostras sem fotão (esquerda) e com pelo menos um fotão de 10 GeV (direita), normalizada a  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 60
- 5.7 Variação do sinal e do fundo com o  $p_T$  do fotão, normalizados a  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 60
- 6.1 Curva da secção eficaz integrada (em pb) do processo  $t\bar{t}\gamma$ , para diferentes valores de  $p_T$  do fotão (em GeV). A linha é a curva da secção eficaz ao nível da geração (com a componente de fotões dura - gerador  $ttV$  e a componente fornecida pelo TopRex incluídas). Os pontos são os esperados obter "experimentalmente", a partir da simulação, com os erros estatísticos associados. Resultados para  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 66





# Lista de Tabelas

2.1	Partículas fermiónicas do MP . . . . .	6
2.2	Tabela com as últimas medidas e resultados esperados em ATLAS, da secção eficaz de produção $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ e da massa. . .	10
3.1	Parâmetros de LHC como colisionador de protões. . . . .	20
3.2	Resoluções e cobertura dos sub-detectores. . . . .	24
3.3	Parâmetros principais das câmaras de muões. . . . .	28
4.1	Secção eficaz, a nível partónico, obtida com o gerador $ttV$ e pelo TopReX (em pb), para diferentes momentos transversos mínimos do fóton. . . . .	47
4.2	Fundos do Modelo Padrão, com o respectivo número de acontecimentos gerados e Luminosidade associada (em $\text{fb}^{-1}$ ). . . .	50
5.1	Número de acontecimentos de sinal e de fundo que sobrevivem à pré-selecção, para $t\bar{t}$ e $t\bar{t}\gamma$ , $p_T^\gamma \geq 10$ GeV. . . . .	55
5.2	Número de acontecimentos que sobrevivem a todos os critérios de selecção da análise, para as amostras de sinal e de fundo, sem fóton ou com os diferentes cortes no $p_T^\gamma$ : 10, 15, 20, 25, 30, 50 e 100 GeV. . . . .	62
6.1	Valores de $D_1$ , $F_2$ , e $\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}$ para as amostras $t\bar{t}$ e $t\bar{t}\gamma$ , para os diferentes valores de $p_T^\gamma$ . . . . .	65
6.2	Valores de secção eficaz integrada para as amostras $t\bar{t}$ e $t\bar{t}\gamma$ para diferentes valores de momento transverso do fóton. À secção eficaz estão associados os erros estatísticos. . . . .	66



# Capítulo 1

## Introdução

Este capítulo introduzirá a motivação para o trabalho desenvolvido e fará um pequeno resumo do que irá ser tratado.

### 1.1 O quark top

O quark top é o menos estudado de todos os quarks do Modelo Padrão (MP). Foi descoberto em 1995 no Tevatrão, o acelerador de feixes de prótons e antiprótons do Fermilab, pelas experiências CDF [2] e DØ [3], e completou a estrutura de três famílias do MP. De acordo com o MP, a massa do top é cerca de 175 GeV e a sua carga é 2/3. Decai rapidamente com um tempo de vida média de  $\tau \sim 4 \times 10^{-25}$  s, correspondendo a uma largura de decaimento de 1.42 GeV [4] com correcções radiativas e quase exclusivamente no modo  $t \rightarrow Wb$ . Outros modos de decaimento são da forma  $t \rightarrow qX$ ,  $X = Z, \gamma, g$ , por correntes neutras com trocas de sabor e cuja taxa de decaimento (*Branching Ratio*, BR),  $BR_{t \rightarrow qX, X=Z, \gamma, g}$ , é inferior a  $10^{-10}$ , no MP, podendo no entanto aumentar significativamente em modelos de física para além do MP (ver, por exemplo, [5]).

No Tevatrão, o quark top é predominantemente produzido pela aniquilação quark anti-quark ( $q\bar{q}$ ) ou fusão de gluões ( $gg$ ). As medidas actualmente existentes provêm de Tevatrão, que desde 2001 funciona com uma energia de centro de massa  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV (Run II).

A mais recente medida da massa do quark top é de  $172 \pm 1.5 \pm 2.3$

GeV/c<sup>2</sup>[6], medida combinada entre CDF e DØ. Em relação à carga, na análise feita por estas colaborações, as correlações dos quarks b com os bosões W no processo  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$  ainda não foram completamente demonstradas, devido à estatística insuficiente. Tal significa que até agora a carga de 2/3 do módulo da carga do electrão para o quark top, (2/3|e|), correspondendo ao processo  $t \rightarrow W^+b$ , não foi ainda medida com precisão suficiente e portanto não se poderá ainda excluir a interpretação alternativa baseada na existência de uma carga exótica de -4/3|e|, associada ao decaimento  $t \rightarrow W^-b$ .

A largura de decaimento  $\Gamma(t \rightarrow Wb)$  foi medida em CDF com o valor de 12.7 GeV/, com um nível de confiança de 95%[4]. Foram ainda medidos no Tevatrão: a secção eficaz de produção  $t\bar{t}$ , a partir dos três canais de decaimento (hadrónico, semileptónico e di-leptónico), com o valor de  $7.3 \pm 0.5(stat) \pm 0.6(sist) \pm 0.4(lumi)$  pb, com uma luminosidade integrada de 760 pb<sup>-1</sup> [7]; a secção eficaz de produção electrofraca do quark top isolado (*single-top*) [8]; o valor de  $V_{tb} = 0.9991_{-0.00004}^{+0.00034}$ [6]; a helicidade do bosão W, a partir de decaimentos do quark top. Foi ainda observada a evidência de correlações de spin de pares  $t\bar{t}$  e, finalmente, foram realizados testes de decaimentos raros do quark top e de  $t\bar{t}$  para além do Modelo Padrão.

O *Large Hadron Collider* (LHC), o novo colisionador de feixes protão-protão do CERN, com uma energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14$  TeV, irá confirmar, com muito maior estatística e precisão, cada uma destas medidas, para além de procurar novas propriedades e muitas outras medidas associadas a modelos que são extensões do Modelo Padrão.

Neste caso, com colisões protão-protão, o quark top será maioritariamente produzido em pares, por fusão de gluões (90%) ou por via da aniquilação quark-antiquark (10%).

ATLAS é uma das experiências de LHC. Entrará em funcionamento em meados de 2008, com baixa luminosidade (10<sup>33</sup>cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>) mas no entanto logo desde o início será abundante o registo de acontecimentos contendo o quark top, permitindo a compreensão dos dados reais e a análise dos mesmos. Na fase de baixa luminosidade de 10 fb<sup>-1</sup> por ano esperam-se, por experiência, alguns milhões de eventos associados à produção simples de quarks top, através de interações electrofracas, e cerca de 9 milhões de pares  $t\bar{t}$ , dos quais 5.5

milhões de eventos no canal puramente hadrónico, 3.7 milhões no canal semi-leptónico e 0.4 milhões do canal dileptónico, o que permitirá medir as propriedades do quark top com uma grande precisão. A secção eficaz de produção de pares  $t\bar{t}$ , esperada em LHC, incluindo correcções de ordem superior, NLO (*Next to Leading Order*), é de  $\sigma_{t\bar{t}} = 833_{-39}^{+52}$  pb [9].

Na ausência de dados reais, a simulação dos acontecimentos é imprescindível para estimar tão correctamente quanto possível quer a Física associada aos canais de produção em estudo, quer à resposta do detector utilizado para estudar essa física. É necessário gerar o sinal e o fundo, previstos pelos modelos teóricos e por outros dados experimentais já entretanto obtidos, através de geradores Monte Carlo. Introduce-se a hadronização, radiação de estado inicial e final e interacções múltiplas com a livraria PYTHIA e finalmente simula-se o detector ATLAS com os pacotes de simulação rápida ATLFast e ATLFastb. Este trabalho permite também desenvolver programas de análise de dados, escolher os melhores algoritmos e escolher os melhores canais de física para realizar a medida pretendida.

## 1.2 O processo $t\bar{t}\gamma$

Nesta tese irá ser estudada a sensibilidade da experiência ATLAS à medida da secção eficaz de produção total do canal  $t\bar{t}$  radiativo ( $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}\gamma$ ).

Esta é uma medida importante pois está relacionada com a medida do acoplamento electromagnético do quark top, através da radiação do fóton, em:

$$pp \rightarrow t\bar{t}\gamma, \quad pp \rightarrow t\bar{t}, t \rightarrow Wb\gamma.$$

O processo  $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$  é dominado, em LHC, pela fusão  $gg$ , e a secção eficaz de produção  $t\bar{t}\gamma$  é proporcional a  $Q_{top}^2$ , o que dará uma estimativa da carga do quark top, que por falta de estatística suficiente, ainda não foi determinada com precisão. Tal medida, através deste canal, foi tratada em [10] e [11], e obteve-se uma estimativa do valor, que no entanto é incompleta, uma vez que não contempla a simulação da resposta de um detector.

Como o gerador actual (TopReX) não inclui a geração do espaço de fase completo, foi adoptado um novo gerador ( $t\bar{t}V$ ) a nível partónico, para cobrir o

espaço de fase em falta. Os acontecimentos foram assim gerados, submetidos ao PYTHIA e ao ATLFast para a simulação rápida da resposta do detector.

A estrutura deste trabalho é a seguinte: no presente capítulo é feita a introdução geral ao trabalho. No segundo capítulo são apresentados os modelos teóricos actuais, bem como o estado da arte em relação a medidas de propriedades do quark top e considerações fenomenológicas relacionadas com o processo em estudo.

No terceiro capítulo apresenta-se o LHC e descreve-se o detector ATLAS, onde se apresentam as suas diferentes partes constituintes, o modo de funcionamento e resoluções esperadas.

No quarto capítulo é explicada a geração e simulação, tanto do sinal em estudo como do fundo necessário para recriar de forma realista este canal de física. São apresentados alguns estudos de consistência e resultados a nível da geração do sinal.

No quinto capítulo é explicada a análise efectuada para maximizar a relação sinal-fundo. São apresentados todos os cortes efectuados, os métodos de reconstrução das partículas e da cinemática e as distribuições relevantes.

O sexto capítulo introduz a discussão do cálculo da seção eficaz do processo em estudo e os erros estatísticos associados à medida.

O último capítulo é reservado às conclusões e a comentários sobre o trabalho realizado.

# Capítulo 2

## Os Modelos Teóricos

Neste capítulo é apresentada uma breve introdução ao Modelo Padrão (MP). São referidas as propriedades do quark top, bem como as medidas experimentais mais recentes, e as previstas. Descreve-se o processo  $t\bar{t}\gamma$  e os diagramas correspondentes.

### 2.1 O Modelo Padrão

O Modelo Padrão (MP) descreve a física das interações fortes e electrofracas e tem tido, até à data, plena confirmação experimental. O quark top, é um dos doze fermiões do modelo. Estes doze fermiões dividem-se em dois grupos, *quarks* e *leptões*, e dentro de cada grupo, em três famílias distintas, que apresentam massas gradualmente crescentes. O quark top pertence à última destas famílias, sendo o quark mais pesado do modelo. O modelo contempla ainda, para além dos fermiões, partículas bosónicas.

Na Tabela 2.1 são apresentadas as três famílias e as suas propriedades.

A dinâmica do MP é determinada através de um lagrangeano da seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{electrofraca}. \quad (2.1)$$

Esta construção é clássica porém determina, perturbativamente, secções eficazes que se podem medir experimentalmente. Aquelas são calculadas a partir de uma série perturbativa nos acoplamentos da teoria, que é por sua vez representada por diagramas de Feynman. Estes são construídos a partir

Família	Leptão	T	T <sub>3</sub>	Y	Q	Quark	T	T <sub>3</sub>	Y	Q
I	$\nu_{e,E}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0	$d_E$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
	$e_E$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	$u_E$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
	$e_D$	0	0	-2	-1	$u_D$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
						$d_D$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
II	$\nu_{\mu,E}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0	$s_E$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
	$\mu_E$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	$c_E$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
	$\mu_D$	0	0	-2	-1	$c_D$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
						$s_D$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
III	$\nu_{\tau,E}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0	$b_E$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
	$\tau_E$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	$t_E$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
	$\tau_D$	0	0	-2	-1	$t_D$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
						$b_D$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

**Tabela 2.1:** Partículas fermiónicas do MP e as respectivas cargas em relação ao grupo do sector electrofraco  $SU(2)_E \times U(1)_Y$  e do  $U(1)_Q$  electromagnético. Em relação ao sector forte,  $SU(3)$ , somente os quarks transportam cor.

de um conjunto de regras de Feynman que podem ser deduzidas directamente a partir do lagrangeano clássico acima apresentado. Os termos cinéticos dos campos irão determinar propagadores para os mesmos, e os restantes termos reflectem interacções e irão determinar os vértices. Tendo este conjunto de regras é possível associar a cada diagrama uma expressão analítica que permite, após um certo número de passos, determinar as correcções quânticas em qualquer ordem nos acoplamentos a uma dada seccão eficaz.

## 2.1.1 Teoria Electrofraca

### Estrutura do Sector Electrofraco

As interacções fracas e electromagnéticas são descritas pelo modelo de Weinberg-Salam-Glashow. As duas forças são unificadas sob um grupo de simetria de gauge  $SU(2)_E \times U(1)_Y$ . Este grupo actua de forma diferente em partículas de diferentes helicidades (i.é, campos de diferentes helicidades agrupam-se em representações distintas) e é uma simetria quebrada espontaneamente.



O lagrangeano do sector electrofraco pode ser dividido em três partes:

$$\mathcal{L}_{electrofraca} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{fermioes} + \mathcal{L}_{Higgs}. \quad (2.2)$$

Os quarks e os leptões são agrupados em representações de  $SU(2)$  conforme a sua helicidade ( $E$ =esquerda,  $D$ =direita),

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{leptões : } \ell_E^I \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_E, e_D; \ell_E^{II} \equiv \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_E, \mu_D; \ell_E^{III} \equiv \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_E, \tau_D; \\ \text{quarks : } q_E^I \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_E, u_D, d_D; q_E^{II} \equiv \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_E, c_D, s_D; q_E^{III} \equiv \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_E, t_D, b_D. \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Assim, enquanto  $SU(2)_E$  irá fazer rodar de ponto para ponto no espaço  $\ell_E$  e  $q_E$  (que são doubletos), deixará invariante  $e_D, t_D, b_D$  (que são singletos deste grupo). Em suma,  $SU(2)_E$  só actua em campos de helicidade esquerda. A organização dos campos pelas diferentes representações é específica do modelo.

O gerador do grupo  $SU(2)$  é  $\hat{T}$  e cada multiplete é um estado próprio desse operador. O gerador do grupo  $U(1)$  é o operador  $Y$ , hipercarga. A carga eléctrica de uma partícula irá estar relacionada com a sua hipercarga fraca ( $Y$ ) e o seu isospin,  $T_3$ , através de:

$$Q = \frac{1}{2}Y + T_3. \quad (2.4)$$

## Campos de Gauge

A parte cinética e de auto-interacção dos campos de gauge é dada, na forma convencional,

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\overbrace{\frac{1}{4}F_i^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^i}^{SU(2)} - \overbrace{\frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}}^{U(1)}, \quad (2.5)$$

com

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

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

## Fermiões

Para o sector fermiónico,

$$\mathcal{L}_{fermioes} = \sum_{\psi_E} \bar{\psi}_E i \not{D} \psi_E + \sum_{\psi_E} \bar{\psi}_R i \not{D} \psi_R. \quad (2.8)$$

com

$$\mathcal{D}_\mu \psi_D = \left( \partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 Y B_\mu \right) \psi_D, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{D}_\mu \psi_E = \left( \left( \partial_\mu + \frac{i}{2} g_1 Y B_\mu \right) + \frac{i}{2} g_2 \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu \right) \psi_E, \quad (2.10)$$

onde  $g_1$  e  $g_2$  são os acoplamentos electrofracos (respectivamente associados aos campos de gauge  $U(1)_Y$  e  $SU(2)_E$ ).

### 2.1.2 QCD

O sector do Modelo Padrão que descreve as interacções fortes entre quarks toma o nome de Cromodinâmica Quântica (QCD) e identifica-se pela existência da simetria local (de cor) não-abeliana  $SU(3)$ . Os campos que descrevem os quarks  $\psi^{(\alpha)} = (\psi_j^{(\alpha)})$ , em que  $\alpha$  é o índice de sabor, encontram-se na representação fundamental daquele grupo: transportam cor e  $j = 1, 2, 3$ . Para que a teoria seja invariante torna-se necessário introduzir um campo de padrão, não-abeliano,  $A_\mu^a$ , em que  $a$  é o índice de cor. O campo é escrito na representação adjunta do grupo:  $a = 1, \dots, 8$ . Os quanta deste campo são os oito gluões. O lagrangeano para o sector toma assim a forma,

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a + \sum_\alpha \bar{\psi}_j^{(\alpha)} (i \not{D}_{jk} - m^{(\alpha)} \delta_{jk}) \psi_k^{(\alpha)}, \quad (2.11)$$

com

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_3 f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.12)$$

sendo  $g_3$  o acoplamento da teoria,  $m^{(\alpha)}$  as massas dos quarks obtidas do sector electrofraco por quebra espontânea de simetria,  $f^{abc}$  as constantes de estrutura de  $SU(3)$  e  $A_\mu^a$  são os campos dos gluões.  $\mathcal{D}_\mu$  é simplesmente a derivada covariante em relação a  $A_\mu^a$ ,

$$\mathcal{D}_\mu \psi = \left( \partial_\mu + i g_3 A_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \right) \psi, \quad (2.13)$$

onde  $\lambda_a$  são as matrizes de Gell-Mann

Usando (2.12, 2.13) pode-se determinar, substituindo em (2.11), os termos cinéticos que definem os propagadores de Feynman e os termos de interacção que determinam os vértices nas regras de Feynman.

### A matriz CKM

A matriz CKM, é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, unitária e que contém informação sobre decaimentos com troca de sabor e permitem interacções entre quarks de diferentes famílias. É da forma[6]:

$$V \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97383_{-0.00023}^{+0.00024} & 0.2272_{-0.0010}^{+0.0010} & (3.96_{-0.09}^{+0.09}) \times 10^{-3} \\ 0.2271_{-0.0010}^{+0.0010} & 0.97296_{-0.0024}^{+0.00024} & (42.21_{-0.80}^{+0.10}) \times 10^{-3} \\ (8.14_{-0.64}^{+0.32}) \times 10^{-3} & (41.61_{-0.78}^{+0.12}) \times 10^{-3} & 0.999100_{-0.000004}^{+0.000034} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Esta é uma matriz numérica, é determinada experimentalmente e usando a propriedade da unitariade. Na medida em que a matriz CKM determina as correntes que mudam o sabor de quarks, e que estas, por sua vez, determinam os vértices do tipo  $q_1 \rightarrow q_2 W^\pm$ , pode-se pensar em cada elemento desta matriz como uma indicação de quão favorável é um determinado decaimento com mudança de sabor. O vértice do decaimento  $t \rightarrow Wb$  é proporcional a  $V_{tb} = 0.999100$ , enquanto  $t \rightarrow Wd$  é proporcional a  $V_{td} = 0.00814$ . As probabilidades dos decaimentos vão ser, em primeira aproximação, proporcionais a  $V_{tb}^2$  e a  $V_{td}^2$ . Como  $V_{td} \ll V_{tb}$ , o decaimento de  $t$  em  $b$  é muito mais provável. Correções de ordem superior em potências de  $V_{tb}$  e  $V_{td}$  favorecem ainda mais este decaimento.

## 2.2 O quark top

O quark top,  $t$ , é, segundo o MP, uma partícula de spin  $\frac{1}{2}$ , com uma carga electromagnética de  $-\frac{2}{3}$  vezes aquela do electrão. Sendo um quark, transforma-se como um tripleto segundo o grupo  $SU(3)$  responsável pela força forte e forma,

juntamente com o quark *bottom*,  $b$ , um dobleto segundo  $SU(2)_E$  do sector electrofraco. Foi o último dos quarks a ser descoberto, em 1995, no Fermilab, pelas experiências CDF [2] e DØ [3]. Os primeiros estudos foram realizados durante o Run I, com  $\sqrt{s}=1.8$  TeV. As medidas mais recentes, e com mais estatística, provêm do Run II, em aquisição de dados desde 2001, com  $\sqrt{s}=1.96$  TeV.

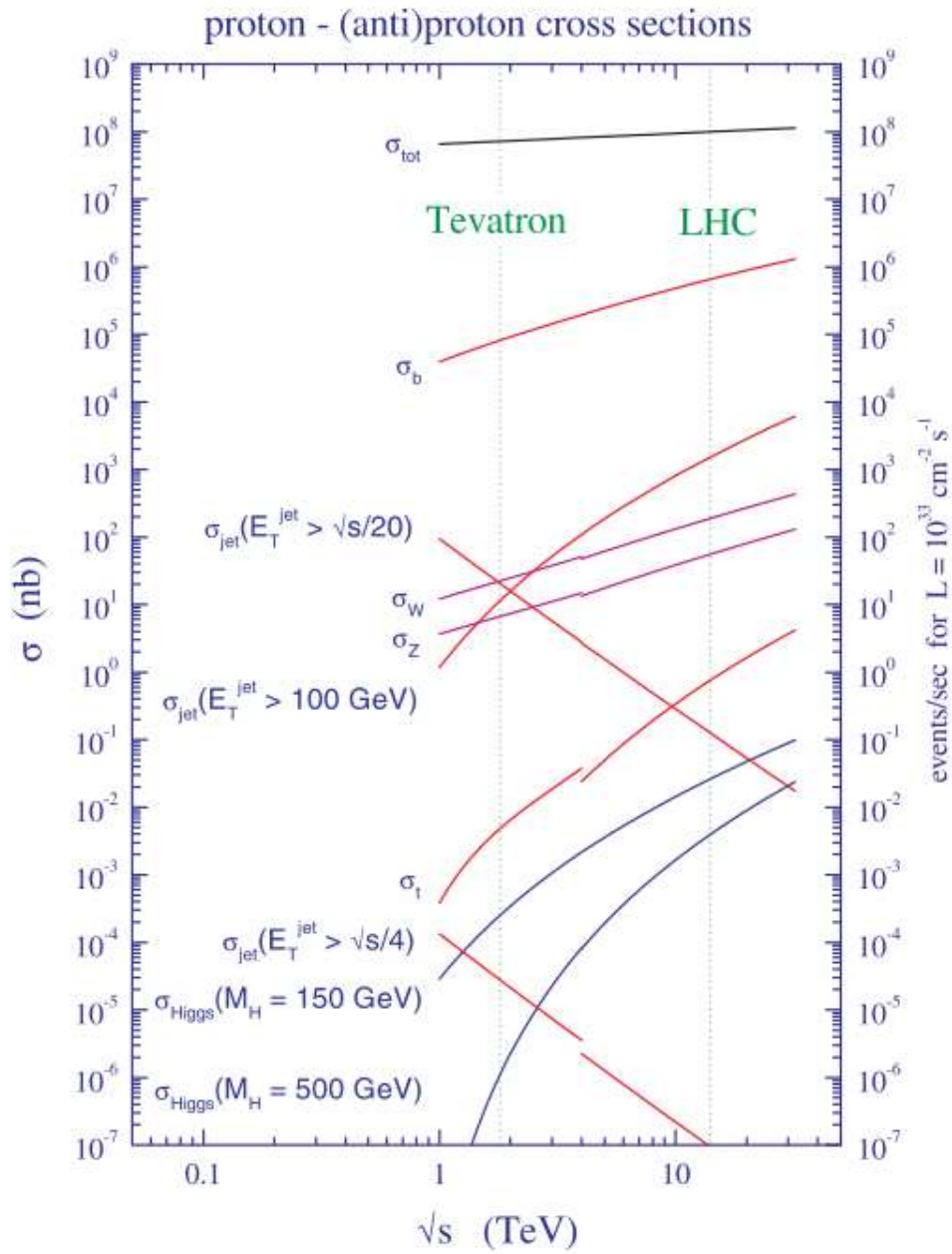
Com uma massa elevada, quase 35 vezes maior que a massa do quark seguinte, quark top é colocado muito próximo da escala electrofraca,  $m_{electrofraca}$ , onde tem lugar a quebra espontânea de simetria do modelo, levando a pensar que a sua massa poderá ter uma origem diferente daquela dos demais quarks, i.e., aquela que é gerada pela quebra espontânea da simetria  $SU(2)_E \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ , e mais ainda, que poderá ter um papel mais fundamental neste mecanismo. Na Tabela 2.2 apresentam-se as medidas da massa e da secção eficaz  $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}}$  medidas por CDF e DØ. A Figura 2.1 dá uma ideia

Experiência	Medida	Valor	Luminosidade integrada
CDF	$m_{top}$	$170.5 \pm 1.3 \pm 1.8$ GeV	110-1000 pb <sup>-1</sup>
CDF	$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}}$	$7.3 \pm 0.9$ pb	760 pb <sup>-1</sup>
DØ	$m_{top}$	$172.1 \pm 1.5 \pm 1.9$ GeV	1000 pb <sup>-1</sup>
DØ	$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}}$	$7.1^{+1.9}_{-1.7}$ pb	220-240 pb <sup>-1</sup>
Combinada	$m_{top}$	$170.9 \pm 1.1 \pm 1.5$ GeV	110-1000 pb <sup>-1</sup>
ATLAS	$m_{top}$	$175.9 \pm 0.3$ GeV	1 fb <sup>-1</sup>
ATLAS	$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}}$	$833^{+59}_{-39}$ pb	1 fb <sup>-1</sup>

**Tabela 2.2:** Tabela com as últimas medidas e resultados esperados em ATLAS, da secção eficaz de produção  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$  e da massa.

das vantagens de LHC relativamente ao Tevatrão, o actual acelerador de partículas do Fermilab, com uma energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, mostrando os valores das secções eficazes de alguns canais importantes de física[1] .

Uma vez que o elemento da matriz CKM  $V_{tb}$  é muito superior a  $V_{td}$  e  $V_{ts}$ , o quark top decai, como se verificou, predominantemente através do processo  $t \rightarrow Wb$ . A largura associada a este decaimento é, em primeira ordem, da



**Figura 2.1:** Secções eficazes de diferentes canais em Tevatrão e LHC, em função da energia do centro de massa[1].

forma:

$$\Gamma_{LO}(t \rightarrow Wb) = \frac{G_F m^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 m_t^3 \left(1 - 3\frac{M_W^4}{m_t^4} + 2\frac{M_W^6}{m_t^6}\right), \quad (2.15)$$

onde  $M_W$  e  $m_t$  são, respectivamente, as massas do bóson  $W$  e do quark top. Introduzindo os valores das massas obtidas experimentalmente, obtém-se  $\Gamma_{LO}(t \rightarrow Wb) = 1.56$  GeV. Correções de ordem superior a esta expressão reduzem este valor para  $\Gamma(t \rightarrow Wb) \approx 1.42$  GeV.

## 2.3 O processo $t\bar{t}\gamma$

### 2.3.1 O processo $t\bar{t}$

Em colisionadores hadrónicos a produção  $t\bar{t}$  é dominada pelos processos QCD  $q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow t\bar{t}$  e  $gg \rightarrow t\bar{t}$ .

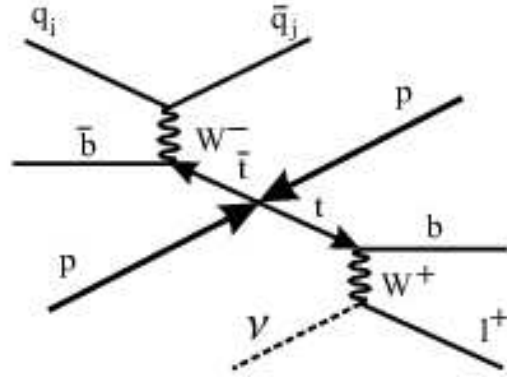
Cada um dos quarks top decai quase exclusivamente para  $W$  e  $b$ . Por sua vez, o  $W$  pode decair para pares de jactos<sup>1</sup> (jactos originados pela hadronização de quarks) ou num leptão e neutrino. A topologia final de eventos  $t\bar{t}$  pode então ser dividida em três grupos [12]:

- **Amostra hadrónica**, em que ambos os bósons  $W$  decaem para pares de jactos, o que acontece cerca de 65.6% das vezes. A configuração final é da forma  $t\bar{t} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$ . O problema associado a este tipo de eventos é o facto do fundo de QCD, de topologia semelhante, ser muito mais abundante;
- **Amostra dileptónica**, contém 4.9% dos eventos  $t\bar{t}$ , onde cada bóson  $W^\pm$  decai leptonicamente, da forma  $t\bar{t} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ . Por existirem dois leptões de  $p_T$  elevado, estes eventos são facilmente seleccionados, porém são muito difíceis de reconstruir devida à presença de dois neutrinos;
- **Amostra semileptónica**, em 29.6% das vezes, um bóson  $W^\pm$  decai leptonicamente e o outro decai hadronicamente, do modo  $t\bar{t} \rightarrow$

---

<sup>1</sup>De agora em diante designam-se por jactos, os chuveiros de partículas com origem ou nos quark  $b$  (jactos  $b$ ) ou nos quarks leves (jactos não  $b$ ). Aplica-se o termo "jacto", uma vez que os quarks hadronizam, dando origem a um chuveiro de partículas, dentro de um cone apertado.

$(jj)(l\nu)b\bar{b}$ . A presença do leptão isolado de  $p_T$  elevado fornece um *trigger* eficiente, e tanto o leptão como o elevado valor de  $E_T^{miss}$  (com origem no neutrino não detectado) eliminam grande quantidade de fundo proveniente de jactos múltiplos e produção de  $b\bar{b}$  em QCD (ver Figura 2.4).

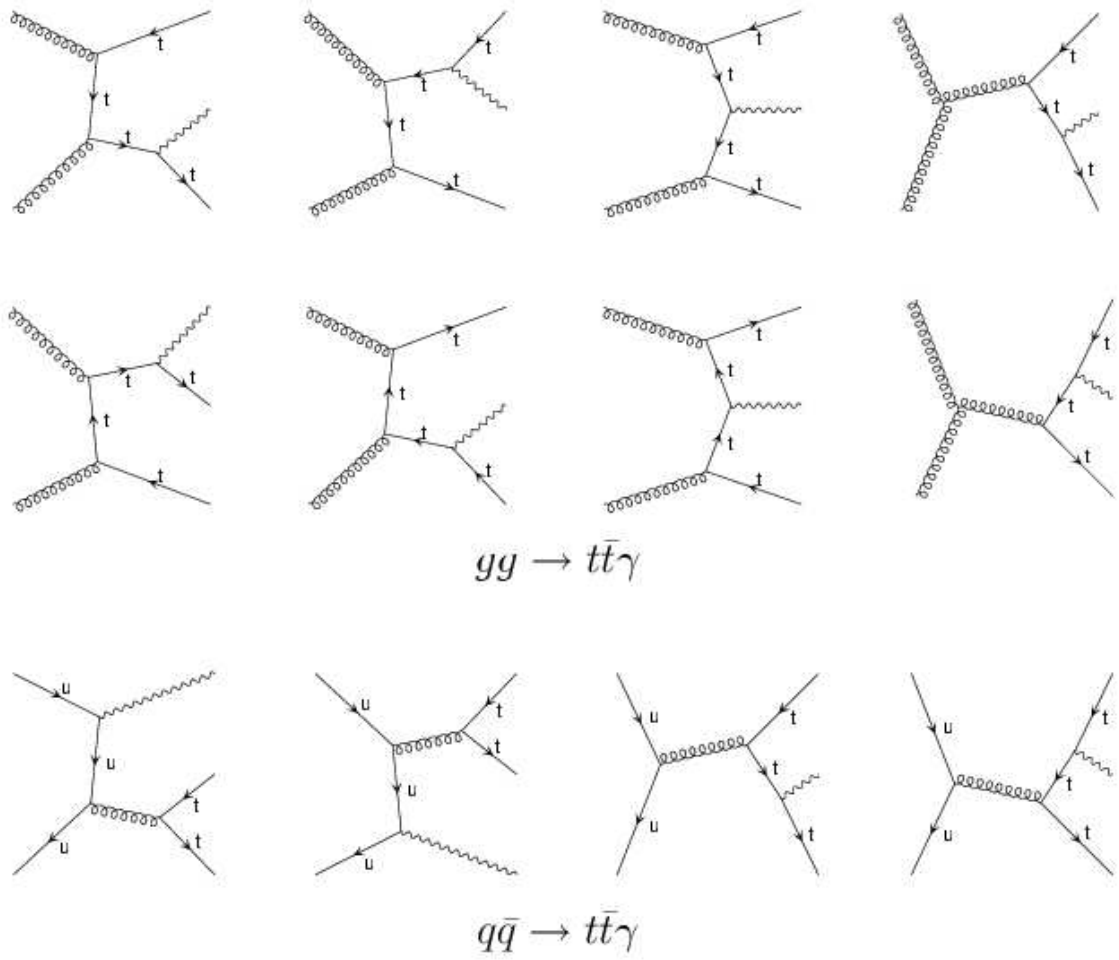


**Figura 2.2:** Diagrama correspondente ao decaimento de um par  $t\bar{t}$ , em que um dos bósons  $W$  decai leptonicamente e o outro decai hadronicamente (decaimento semileptónico).

### 2.3.2 Radiação do fóton

Em [11] é sugerida uma medida de precisão da carga do top em colisionadores hadrónicos, usando a técnica da determinação do acoplamento fóton - top em eventos  $t\bar{t}$  radiativos. Para este caso, é primeiramente feita a distinção entre radiação na produção do top e radiação no decaimento do top.

Na radiação na produção, o fóton é radiado no processo pelo top na sua produção :  $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$ , sendo que esta secção eficaz será proporcional ao quadrado da carga do top,  $Q_{top}^2$ . Na Figura 2.3, são mostrados os diagramas de produção de pares  $t\bar{t}$  que radiam, a partir de gluões ou a partir de pares de quarks  $u\bar{u}$ . Para os restantes quarks, os diagramas de produção são semelhantes[13].

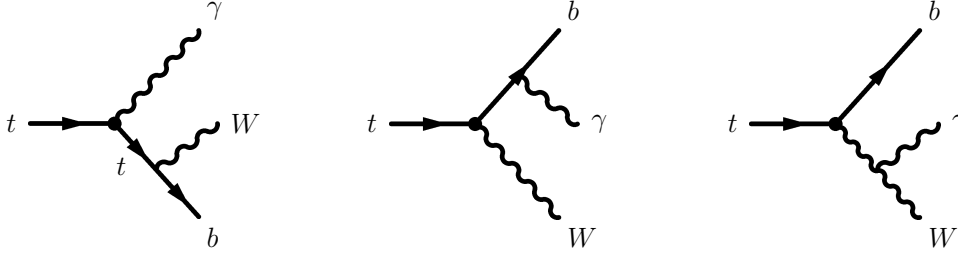


**Figura 2.3:** Diagramas de produção de  $t\bar{t}\gamma$ , a partir de dois gluões ou de um par  $u\bar{u}$  no estado inicial.

Para o caso de radiação no decaimento, o fóton é radiado aquando do decaimento do top, da forma:  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , com  $t \rightarrow Wb\gamma$ .

Um fóton radiado pelo  $W$ ,  $b$  ou  $t$  está mostrado na Fig. 2.4, com os três diagramas possíveis: o fóton pode ser radiado tanto pelos quarks top ou  $b$  como pelo bóson  $W$ .





**Figura 2.4:** Três modos de decaimento do canal  $t \rightarrow Wb\gamma$ , em que o fóton tem diferentes origens

De modo a distinguir a radiação na produção da radiação no decaimento, pode usar-se o critério do nível de virtualidade do top: na produção, o quark top é uma partícula *off-mass-shell* (altamente virtual) e quando isso se verifica, a massa invariante do conjunto  $M(Wb\gamma) > m_{top}$ , implicando que o top "real" decai em  $Wb$ . No decaimento o top é *on-mass-shell*, onde  $M(Wb\gamma) = m_{top}$ . A massa invariante dum sistema é definida por:  $M^2 = (\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2$ , neste caso, a massa invariante  $M(Wb\gamma)$  é:

$$M^2(Wb\gamma) = m_b^2 + m_W^2 + 2[E_\gamma E_b + E_\gamma E_W + E_W E_b - (\vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_b) - (\vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_W) - (\vec{p}_W \cdot \vec{p}_b)] \quad (2.16)$$

### 2.3.3 Secção eficaz de produção $t\bar{t}\gamma$

A expressão geral da secção eficaz do processo  $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma$  é construída utilizando a expressão da secção eficaz hadrão-hadrão, onde a secção eficaz  $pp$  é obtida a partir das funções partónicas [13]:

$$\sigma = \sum_{(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)} \int dx_1 dx_2 f_{\tilde{p}_1}(x_1, \mu_F) f_{\tilde{p}_2}(x_2, \mu_F) d\sigma(\tilde{p}_1 \tilde{p}_2 \rightarrow t\bar{t}\gamma) \quad (2.17)$$

em que  $\tilde{p}_1$  e  $\tilde{p}_2$  são os partões do estado inicial,  $f_{\tilde{p}_1}$  e  $f_{\tilde{p}_2}$  são as funções de estrutura dos protões tomadas com a factorização de escala  $\mu_F$ , característica deste processo,  $d\sigma$  é a secção eficaz diferencial baseada no elemento de matriz do processo  $\tilde{p}_1 \tilde{p}_2 \rightarrow t\bar{t}\gamma$ . A soma é realizada sobre todas as combinações dos partões de estado inicial.



# Capítulo 3

## Detector ATLAS

Neste capítulo serão introduzidos o CERN e o LHC. Far-se-à seguidamente uma descrição do detector sobre o qual este trabalho ,é realizado, ATLAS. Este detector é constituído por várias partes, com diferentes objectivos.

### 3.1 CERN

O CERN, *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, situado em Genebra, na fronteira entre a Suíça e a França, é o maior laboratório europeu de física de partículas e abrange um grande número de áreas científicas.

#### 3.1.1 As descobertas

Logo desde o início do seu funcionamento que o CERN tem proporcionado descobertas ao mundo da física e não só. A nível de instrumentação, em 1963 foram vistas as primeiras imagens das interacções do neutrino numa câmara de bolhas e, em 1968, foram inventadas as câmaras proporcionais multi-fios e de deriva, por George Charpak. Também a nível computacional grandes avanços significativos, com a criação da *World Wide Web*, *WWW*, em 1990, para gerir a grande quantidade de dados a necessitar de armazenamento e partilha.

Em termos de física, a lista de descobertas é extensa:

- Em 1973 foram confirmadas as interacções associadas a correntes neu-

tras observando que os neutrinos podiam interagir com partículas de um alvo sem produzirem leptões carregados;

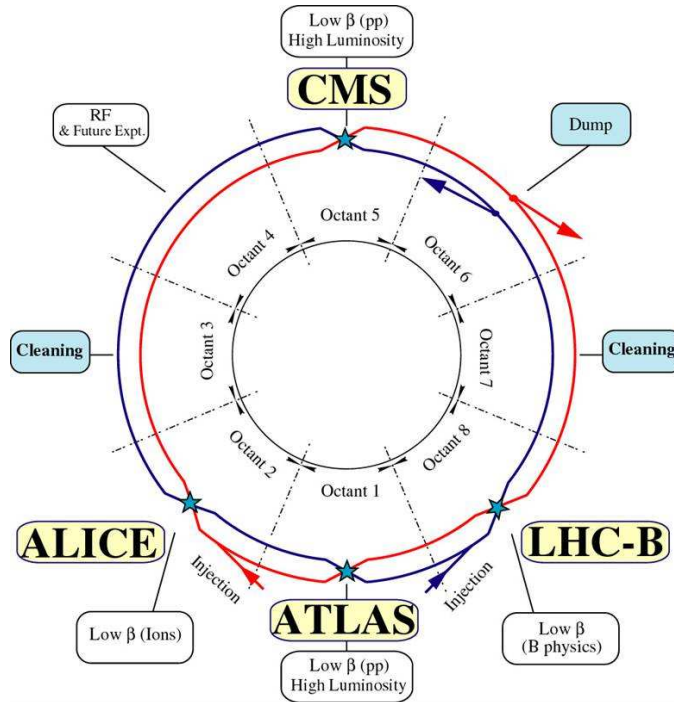
- Os mediadores da força fraca, os bosões W e Z, foram descobertos no SPS em 1983, o que confirmou a teoria das interações electrofracas. Em LEP as propriedades destes bosões foram confirmadas com grande precisão;
- Em 1995 foi bem sucedida a criação de átomos de anti-matéria, a partir das suas anti-partículas constituintes;
- Em 2000 é divulgada a primeira evidência da existência de um estado da matéria 20 vezes mais densa do que a nuclear, no qual os quarks, em vez de formarem prótons ou neutrões, são livres. Tal estado apelida-se de plasma de quarks e gluões.

## 3.2 LHC

O LHC, *Large Hadron Collider*, é um acelerador e colisionador de partículas, localizado no CERN. No LHC trabalham várias colaborações com mais de dois mil físicos e engenheiros originários de diversas Universidades e Institutos de 34 países.

### 3.2.1 O feixe

O LHC está desenhado para colidir dois feixes de prótons ou iões pesados a circular em sentidos contrários, ao longo de um túnel circular de 27 km de perímetro. O túnel foi construído entre 50 e 175 m abaixo do solo, para o colisionador LEP (antecessor de LHC, que colidia electrões e positrões com uma energia até  $\sqrt{s} = 209$  GeV). As colisões próton-próton terão uma energia de 7 TeV por feixe, o que resulta numa energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14$  TeV. O seu funcionamento está previsto começar em Outubro de 2008 e as primeiras colisões a alta energia são esperadas em meados deste ano. Os feixes circulam com uma velocidade de 99.999% a velocidade da luz, ao longo do anel de LHC em vazio, guiados por magnetos supercondutores e refrigerados por um sistema criogénico a Helio líquido.



**Figura 3.1:** Esquema do LHC, dividido em oito octantes. Estão aqui apresentadas as experiências principais, os pontos de colisão dos feixes e o sentido dos mesmos.

Na Figura 3.1 apresenta-se um esquema do LHC: os dois feixes a circular em sentidos opostos, com quatro pontos de colisão e dividido em oito octantes. A Figura 3.1 mostra também as experiências presentes em LHC: ATLAS e CMS, que são as maiores, LHCb e ALICE. Alguns parâmetros do feixe encontram-se na Tabela 3.1 [14]. A elevada luminosidade de LHC e a taxa de interações resultante são necessárias, pois a secção eficaz de muitos dos processos estudados é pequena.

Em termos de sistema de coordenadas, é considerado que o feixe percorre o eixo  $z$ . As grandezas habitualmente utilizadas neste trabalho serão os momentos transversos das partículas, ou seja, o momento linear no plano transversal ao feixe:  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ , a pseudo-rapidez, definida por  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ , que dará uma medida de aceitação dos detectores, em que  $\theta$  é o ângulo polar medido relativamente à direcção do feixe em coordenadas esféricas, e  $\phi$  é o ângulo azimutal.

Parâmetro	Valor
Energia do feixe na colisão	7 TeV
Energia do feixe na injeção	0.45 TeV
Campo dipolar a 7 TeV	8.33 T
Separação do feixe	194 mm
Luminosidade	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Intensidade do feixe	0.56 A
Espaçamento do <i>bunch</i>	7.48 m
Separação de <i>bunch</i>	24.95 ns
População do <i>bunch</i>	$1.1 \times 10^{11}$ prótons
Ângulo de cruzamento do feixe	300 $\mu\text{rad}$
Tempo de vida da luminosidade	10 h
Energia perdida por volta	7 keV
Energia crítica dos fótons radiados	44.1 eV
Potência de sincrotrão (por feixe)	3.8 kW
Energia armazenada (por feixe)	350 MJ

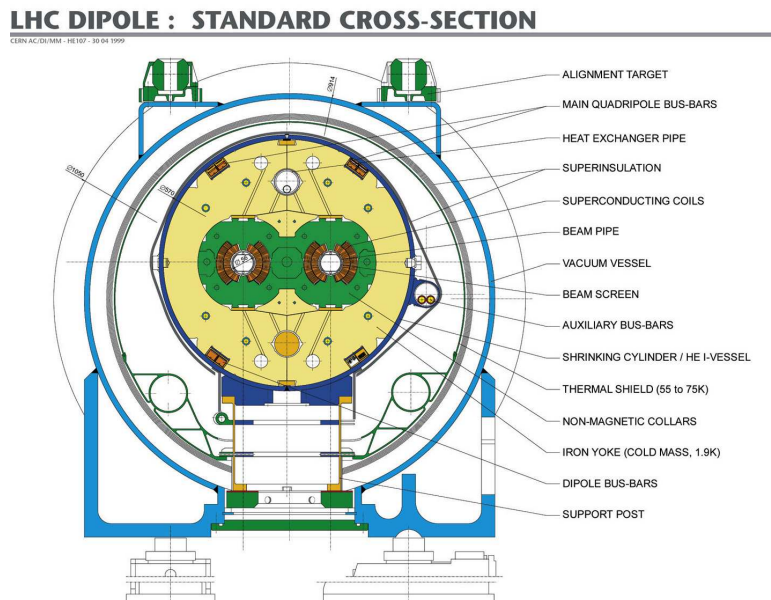
**Tabela 3.1:** *Parâmetros de LHC como colisionador de prótons.*

### Magnetos supercondutores

O LHC irá depender de um sistema de magnetos supercondutores, tecnologicamente muito avançados. O Tevatrão e o HERA usavam o mesmo tipo de magnetos duma liga de Nb-Ti (Nióbio-Titânio), a temperaturas de cerca de 4.2 K, para um campo de aproximadamente 5 T. O facto do magnete ser supercondutor fornece a capacidade de suportar densidades de corrente bastante elevadas com uma resistência quase nula. É também capaz de operar a baixa potência eléctrica conservando-se estável por longos períodos de tempo.

O LHC irá funcionar a temperaturas abaixo dos 2 K (cerca de 1.9 K), aumentando o desempenho dos magnetos, com um campo extra de mais 1.5 T, correspondendo a um ganho na energia do feixe de 20%.

Os magnetos supercondutores estão dispostos ao longo do tubo do feixe, de diferentes formas. Os maiores são os magnetos dipolares principais, que



**Figura 3.2:** *Sistema de dipolo de LHC.*

curvam os feixes ao longo da circunferência. Há no total 1232 magnetos dipolares, cada um dos quais com 14.3 metros de comprimento e pesando cerca de 35 toneladas. Estes magnetos têm duas aberturas, uma para cada sentido dos feixes. Na Figura 3.2 mostra-se uma secção transversal dum magneto dipolar do LHC. Além dos magnetos vê-se o sistema completo do tubo do feixe, em que algumas componentes são os tubos de refrigeração e de isolamento e o recipiente do Hélio.

No sistema criogénico será usado Hélio superfluido, cuja temperatura de ebulição é de 4.2 K, mantido a uma temperatura de 1.9 K, com uma pressão de 1.3 bar. A superfluidez tem características de transporte de calor muito eficientes, na medida em que permite transportar quilowatts de refrigeração ao longo de mais de um km, com uma variação de temperatura inferior a 0.1 K.

### 3.3 ATLAS

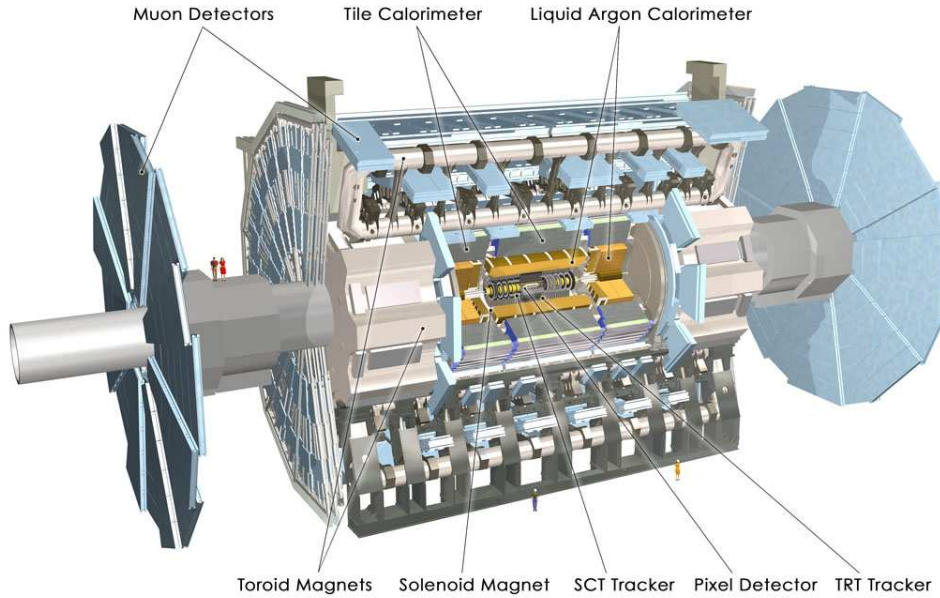
ATLAS, *A large Toroidal LHC ApparatuS* é um das maiores experiências inseridas em LHC. É um detector de largo espectro, capaz de recolher dados em várias áreas da física das partículas. Um dos mais importantes objectivos do detector ATLAS será a descoberta do bosão Higgs.

Uma perspectiva geral do detector ATLAS encontra-se na Figura, 3.3. Possui 46 m de comprimento, 25 m diâmetro e pesa 7000 toneladas. Este detector consiste num conjunto de cilindros concêntricos em torno do feixe. No geral, irá cobrir uma área de pseudo-rapidez de  $|\eta| \leq 5$ . Pode ser dividido em quatro partes principais: o detector interno (*Inner Detector* - ID), os calorímetros, o espectrómetro de muões e o sistema magnético. Cada uma destas componentes é por sua vez constituída por múltiplas camadas. O detector interno, o mais próximo do ponto de interacção, é utilizado na reconstrução das trajectórias das partículas, os calorímetros medem a sua energia, o sistema de muões faz medições adicionais de muões que penetram mais profundamente pelo detector. Os dois sistemas magnéticos deflectem as partículas carregadas no ID e no espectrómetro de muões, permitindo que o seu momento seja medido.

Para cumprir os seus objectivos será necessário um detector com os seguintes requisitos:

- Electrónica de resposta rápida e resistente à elevada radiação. Além disso, é necessária uma grande granularidade ( $\Delta\phi \times \Delta\eta$ ) de maneira a reduzir a sobreposição de acontecimentos;
- Grande aceitância na pseudo-rapidez ( $\eta$ ) com cobertura quase total do ângulo azimutal ( $\phi$ );
- São essenciais uma boa resolução no momento das partículas carregadas e boa eficiência de reconstrução no Detector Interno. É também exigido um *trigger* eficiente e identificação posterior de leptões  $\tau$  e jactos-b, portanto há a necessidade dum detector de píxeis de semi-condutor para se poderem observar vértices secundários próximos da região da interacção primária;





**Figura 3.3:** *Esquema do detector ATLAS.*

- Um calorímetro Electromagnético com muito boa capacidade de identificação de fótons e electrões, bem complementado por um calorímetro hadrónico para medidas precisas de jactos e energia transversa em falta;
- Um identificador de muões independente e com boa resolução em momento e a possibilidade de determinar sem ambiguidade a carga de muões de  $p_T$  elevado;
- É importante um sistema de *trigger* para partículas de pequeno momento transverso e com uma rejeição de fundo suficientemente boa para permitir a observação de processos de física interessantes e raros.

Na Tabela 3.2 representam-se os requisitos necessários para o detector ATLAS [15]: a resolução<sup>1</sup> necessária para cada um dos subsistemas, bem como o intervalo em pseudorapidez, tanto para os detectores como para o *trigger*. De notar que para muões de alto  $p_T$ , o funcionamento de espectrómetro

<sup>1</sup> $\oplus$  é a operação de soma quadrática entre os termos.

de muões é independente do sistema do detector interno (ID). Tanto a energia  $E$  como o  $p_T$  encontram-se em unidades de GeV.

Componente	Resolução	$\eta$	Trigger ( $\eta$ )
ID	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	$\pm 2.5$	
Cal. EM	$\frac{\sigma_E}{E} = 10\% \sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$\pm 3.2$	$\pm 2.5$
Cal. Hadrónico barril central (HEC)	$\frac{\sigma_E}{E} = 50\% \sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3.2$	$\pm 3.2$
avançado (FCal)	$\frac{\sigma_E}{E} = 100\% \sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 <  \eta  < 4.9$	$3.1 <  \eta  < 4.9$
Espect. de muões	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\%$ com $p_T=1$ TeV	$\pm 2.7$	$\pm 2.4$

**Tabela 3.2:** Resoluções e cobertura dos sub-detectores.

### 3.3.1 Detector Interior, ID

O ID é desenhado para fornecer um reconhecimento de padrões robusto e hermético, com excelente resolução em momento e medidas de vértices primários e secundários para trajectórias acima do limiar de  $p_T$  e dentro do intervalo de pseudo-rapidez  $|\eta| < 2.5$ . Também identifica electrões abaixo de  $|\eta| < 2.0$  e cobre um largo espectro de energias (desde 0.5 até 150 GeV). Consiste em três sub-detectores independentes mas complementares: para reconhecimento de padrões numa região mais interna há camadas de sensores de píxeis e de microfítas e mais externamente um TRT, *Transition Radiation Tracker*, com diversas camadas de tubos de gás intercaladas com material de radiação de transição, de modo a fornecer uma trajectória contínua, com cerca de 35 pontos por trajectória, e melhorar a resolução em momento. O TRT também fornece identificação de electrões, utilizando sinais dos fotões da radiação de transição absorvidos no gás.

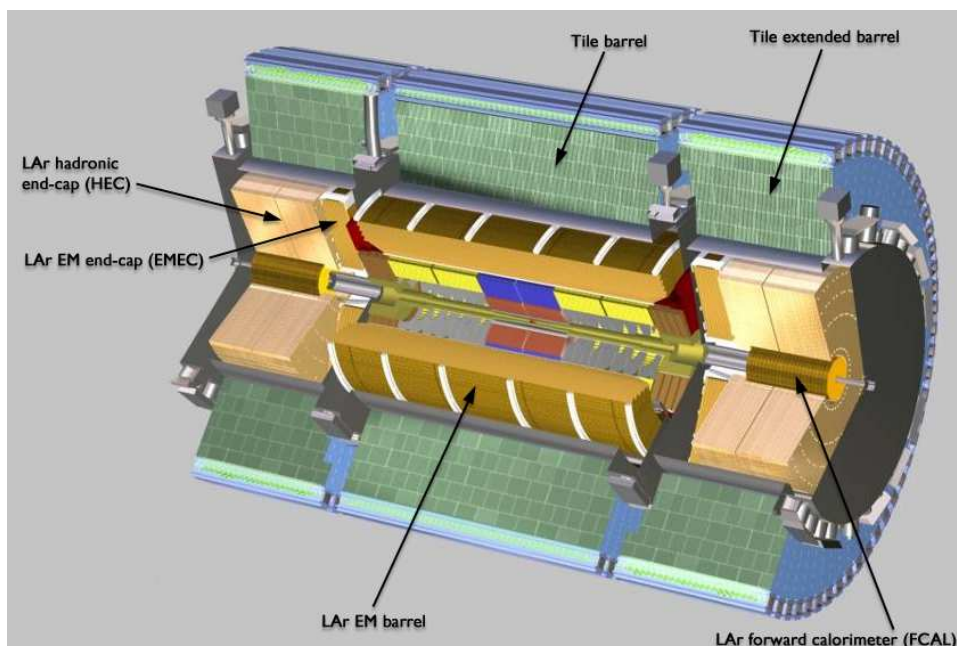
Todos estes sub-detectores encontram-se numa zona de elevada radiação, devido à proximidade da zona de colisão dos feixes, o que envolve condições especiais para o seu desempenho, tais como camadas de ferro e cobre que absorvem parte da radiação.

Para reconstrução dos percursos das partículas, existe um sistema de

medição traços, *tracking*, que corresponde à camada mais profunda do detector. Combina diversos detectores de alta resolução num raio interior, com elementos de *tracking* contínuos no raio exterior, todos contidos no solenóide central que fornece um campo magnético de 2 T. Este solenóide estende-se ao longo de 5.3 m em  $z$  e tem um orifício central de 2.5 m de diâmetro.

### 3.3.2 Calorímetros

Os objectivos dos calorímetros são: uma medida correcta da energia e posição de electrões e fótons; medida da energia e direcção de jactos e do momento transversal em falta dos eventos; identificação das partículas, por exemplo, separação de electrões e fótons de hádrons e jactos e de decaimentos hadrónicos do leptão  $\tau$  em jactos; selecção de eventos a nível do *trigger*. O sistema de calorímetros é composto por duas partes, dispostas num cilindro interior e exterior ao longo do eixo do feixe, como se observa na Figura 3.4. Há



**Figura 3.4:** Esquema do sistema de calorímetros, onde estão indicados os calorímetros EM e hadrónico, o avançado, bem como as respectivas extensões.

dois conjuntos de calorímetros: o calorímetro electromagnético (EM) cobre

a região de pseudorapidez  $|\eta| < 3.2$  e um calorímetro hadrónico que cobre  $|\eta| < 4.9$ .

### Calorímetro EM

O calorímetro Electromagnético, que mede a energia electromagnética de fótons e electrões/positrões, é um detector de chumbo (material que absorve a energia) e Argon-líquido (LAr - é o material que detecta os chuveiros de partículas), com geometria de acordeão. É dividido em dois meios cilindros, separados por uma fenda de 6 mm, em  $z=0$  (ponto de colisão). Cada uma destas metades é constituída por 1024 absorvedores em forma de acordeão, intercalados com eléctrodos de leitura. Esta geometria foi escolhida para permitir uma cobertura completa em  $\phi$  e uma rápida extracção de sinal na parte de trás ou da frente dos eléctrodos. As extremidades deste calorímetro são divididas em duas rodas co-axiais: a externa cobrindo a região  $1.375 < |\eta| < 2.5$  e uma interna, em que  $2.5 < |\eta| < 3.2$ . Antes do calorímetro EM, existe uma camada de LAr de pré-selecção, necessário para corrigir a energia perdida ao longo do percurso pelos calorímetros, que cobre o intervalo total de  $\eta$ .

Em geral, a energia reconstruída pode ser escrita da seguinte forma [16]:

$$E_{tot} = w_{glob}(w_{ps}E_{ps} + E_{str} + E_{mid} + E_{back}),$$

onde  $w_{glob}$  é um factor global de calibração,  $E_{ps}$ ,  $E_{str}$ ,  $E_{mid}$  e  $E_{back}$  são as energias medidas num dado conjunto de amostras de células no pré-selector, na secção de fios, no meio e na parte de trás do calorímetro, respectivamente. O peso do pré-selector,  $w_{ps}$ , é escolhido de forma a minimizar a resolução em energia.

A resposta em energia do detector é afectada tanto pelas perdas de energia laterais, longitudinais ou circundantes, como pela modulação em  $\phi$  e falhas azimutais entre sectores do pré-selector.

### Calorímetro hadrónico

Mede a energia das partículas hadrónicas que interagem pela força forte e cobre o intervalo  $|\eta| < 4.9$ . É constituído por três tipos de calorímetros,

hadrónicos: na região central o TileCal (*Tile Calorimeter*), na extremidade o HEC - *hadronic end cap*, de Argon-líquido e na região mais periférica, igualmente de Argon-líquido, o FCal - *Forward Calorimeter*.

O TileCal usa ferro como material absorvente e cintiladores como meio activo, posicionados radialmente. Cobre uma região em  $\eta$  definida por  $|\eta| < 1.7$ , encontra-se localizado atrás do calorímetro LAr e tem uma profundidade radial de cerca de  $7.2\lambda$ . É dividido em três tambores, um central, com cerca de 5.8 m de comprimento e dois periféricos, com 2.6 m de comprimento. Cada um destes tambores é constituído por 64 módulos, cada um com  $\Delta\phi = 0.1$  rad, feitos de placas de ferro e de placas de cintilador.

O HEC é um calorímetro que utiliza cobre como meio absorvente e LAr como meio activo, num desenho plano. Cobre a região de pseudo-rapidez de  $1.5 < |\eta| < 3.2$ . Partilha os crióstatos do calorímetro EM e consiste em duas rodas em cada extremidade do crióstato. Cada uma dessas rodas contém 32 módulos de placas de cobre com a espessura de dezenas de milímetros, em que o espaço entre elas é de 8.5 mm.

Finalmente, o FCal situa-se nas extremidades dos calorímetros e cobre o intervalo de  $3.1 < |\eta| < 4.9$ . Está colocado a cerca de 4.5 m do ponto de interacção e o seu objectivo principal é minimizar a perda de energia e os níveis de radiação de fundo.

### 3.3.3 Câmara de Muões

É a parte exterior do detector e é seu objectivo identificar as partículas que penetram para além do sistema de calorímetros, na zona central e periférica, até  $|\eta| < 2.7$ . As câmaras na região central são intercaladas com as oito bobinas do sistema magnético, enquanto as partes mais avançadas se encontram à frente e atrás das extremidades dos magnetos toroidais. A sua concepção permite a deflecção das trajectórias dos muões ao longo dos magnetos toroidais, equipados com câmaras de traços de alta precisão.

É constituído por quatro subsistemas de câmaras: MDT (*Monitored Drift Tubes*), que mede a posição com alta precisão ( $80 \mu\text{m}$  por tubo), numa região em que os tubos se encontram a uma pressão de 3 atm; CSC (*Cathode Strip Chamber*), uma câmara proporcional multi-fios com cátodos segmentados em

fitas, de grande granularidade de modo a conseguir atingir uma cobertura em  $\eta$  de  $2 < |\eta| < 2.7$  e uma resolução em posição de  $60 \mu\text{m}$  e de cerca de 5 mm no plano transversal, sendo que esta diferença se deve ao espaçamento de leitura nos canais; as RPC (*Resistive Plate Chambers*) e as TGC (*Thin Gap Chambers*) fazem parte do sistema de *trigger*, enquanto que os dois tipos de câmaras anteriores constituem câmaras de precisão. A Tabela 3.3 mostra os principais parâmetros das diferentes câmaras.

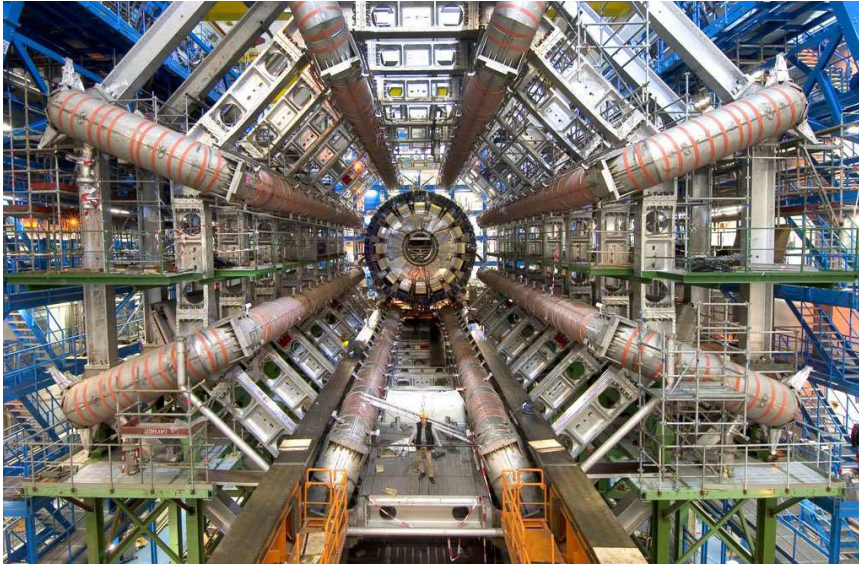
Secção	Cobertura	No. de Câmaras	No. de Canais	Função
MDTC	$ \eta  < 2.0$	1172	354000	Medida de Precisão
CSC	$2.0 <  \eta  < 2.7$	32	31000	Medida de Precisão
RPC	$ \eta  < 1.05$	556	374000	<i>Triggering</i>
TGC	$1.05 <  \eta  < 2.4$	3588	318000	<i>Triggering</i>

**Tabela 3.3:** Parâmetros principais das câmaras de muões.

### 3.3.4 Sistema magnético

É o sistema que cobre todas as camadas do detector, constituído por um sistema de quatro magnetos supercondutores. Tem 22 m de diâmetro e 26 m de comprimento, e armazena uma energia de 1.6 GJ. Estes quatro magnetos fornecem um campo magnético ao longo de um volume de  $12000 \text{ m}^3$ , definido como o valor em que o campo magnético é superior a 50 mT.

São eles o solenóide, que é alinhado com o eixo de feixe e fornece um campo axial de 2 T ao detector interior. Este solenóide é uma bobina de uma camada apenas. Tem um diâmetro interior e exterior de 2.46 m e 2.63 m, respectivamente, e o seu comprimento axial é de 5.29 m. A bobina tem uma massa de 5.7 toneladas, com uma energia armazenada de 39 MJ. O segundo magnete é um cilindro toroidal que envolve os calorímetros, composto por oito bobinas de aço inoxidável com um diâmetro de 1.1 m, comprimento de 25.3 m e uma distância radial de aproximadamente 5.4 m. As oito bobinas são suportadas por oito anéis interiores e exteriores. Na Figura, 3.5 vê-se a



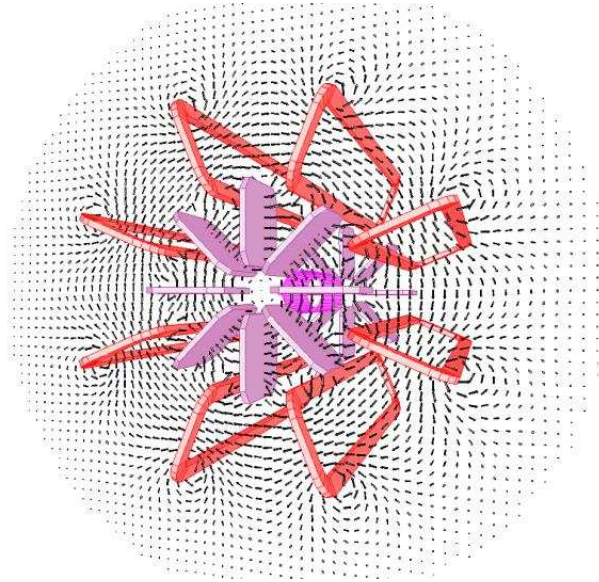
**Figura 3.5:** *Barril toroidal do sistema de magnetos.*

disposição dos oito toróides. O tamanho total deste sistema já instalado é de 25.3 m de comprimento e diâmetros interior e exterior de 9.4 m e 20.1 m, respectivamente.

Os últimos dois magnetos são as extremidades toroidais que geram o campo magnético necessário para uma deflecção máxima nas regiões extremas do sistema do espectrómetro de muões. As duas extremidades estão posicionadas nos aros centrais o que facilita a abertura do detector para manutenção. Cada extremidade tem uma única região fria feita para oito unidades de bobina e oito cunhas em trapézio, juntas numa estrutura rígida de modo a suportar as forças de Lorentz.

### 3.3.5 Radiação

Como os níveis de radiação vão ser elevados, é necessário um bom sistema de protecção, de modo a evitar uma degradação da resposta dos vários subdetec- tores, e da sua electrónica. A origem da radiação será o ponto da colisão. No ID, hádrões secundários carregados provenientes das interacções inelásticas próton-próton são abundantes na radiação de fundo, enquanto que para va-



**Figura 3.6:** *Linhas de campo magnético no sistema magnético externo.*

lores de  $\eta$  menores, são os neutrões a fonte de radiação mais abundante.

Para limitar os efeitos da radiação, existem três camadas protectoras: a camada interior que trava hadrões de alta energia e secundários é constituída por ferro e cobre. Uma segunda camada consiste em polietileno dopado, rico em hidrogénio, usada para moderar a radiação de neutrões que escapa da primeira camada; os neutrões de baixa energia são capturados por um dopante de boro. A radiação de fótons criada no processo de captura dos neutrões, são travados na terceira camada, de ferro ou chumbo.

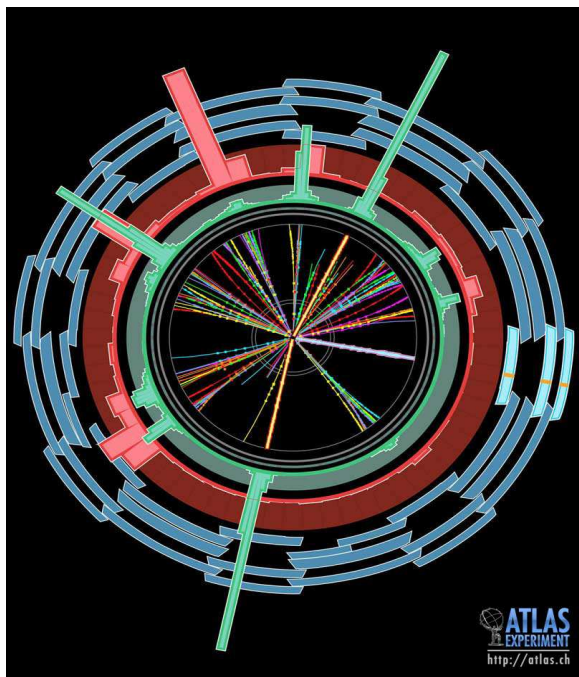
### 3.3.6 Sistema de *Triggers* e aquisição de dados

Na Figura 3.7 mostra-se a simulação de um evento num corte transversal do detector. Algumas trajectórias são deflectidas, o que corresponde a partículas carregadas de baixo  $p_T$  que se deslocam em regiões de campos magnéticos. Existem sinais nos calorímetros em forma de energia depositada e consegue-se ver uma trajectória que chega até às câmaras de muões.

Não é possível processar e seleccionar eventos dentro dos 25 ns disponíveis entre as sucessivas colisões. Para além disso, a complexidade dos detectores,



impõe um tempo mínimo de transição entre a electrónica do detector e a do *trigger*, que é de cerca de  $2.5 \mu\text{s}$ . A taxa de interacção à luminosidade prevista de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  é de aproximadamente 1 GHz, enquanto que a gravação dos dados de eventos é limitada a 200 Hz.



**Figura 3.7:** *Evento obtido por simulação visualizado no plano transversal ao feixe.*

### Sistema de *Triggers*

Existem três níveis de *trigger*: os níveis L1, L2 e o filtro de eventos. O L2 juntamente com o filtro de eventos (EF) formam o *trigger* de alto nível (HLT).

O nível L1 utiliza electrónica dedicada à procura assinaturas de  $p_T$  elevado de muões, electrões, fotões, jactos e leptões  $\tau$  a decair em hadrões. Também selecciona topologias com uma alta energia transversa em falta e uma elevada energia transversa total. A sua selecção é baseada em informação de granularidade reduzida proveniente de um conjunto de subdetectores: das RPC e TGC do sistema de muões, para muões de alto  $p_T$  e dos calorímetros,

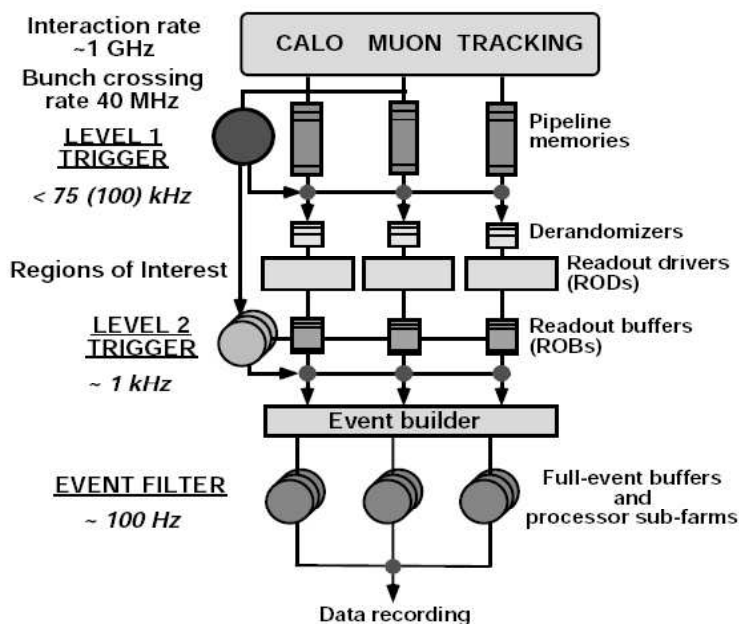


Figura 3.8: Esquema do trigger de ATLAS, com os três níveis.

para energia de jactos, léptões  $\tau$ , energia transversa em falta e elevada energia transversa total. A taxa máxima aceite é de 100 kHz, e o seu tempo de decisão é de  $2.5 \mu s$ . Também fornece regiões de interesse, RoI (*Regions of Interest*), i.e. coordenadas em  $\eta$  e em  $\phi$ , bem como os critérios de passagem e tipo de evento, de regiões do detector onde o processo de selecção identificou um processo com características interessantes.

Assim que o L1 aceita o evento, os dados são lidos, formatados, calibrados, antes de serem guardados em *Readout Buffers* - ROB, para serem usados pelos níveis L2 e filtro de eventos (EF).

O nível L2 utiliza as informações das RoI fornecidas pelo L1, com granularidade e precisão total, selecção essa que é realizada em cerca de 2% dos dados dos eventos. Este nível reduz a taxa de *trigger* para 1 kHz, para ser passado para o EF, com um tempo de tratamento de evento de cerca de 10 ms.

Cada RoI é examinada no sistema do detector de origem, i. é., no sistema de muões ou calorímetros, de modo a verificar se é um objecto válido. Em

paralelo, ou após informação das RoI do L1, podem ser procuradas características adicionais noutros detectores. A informação de todos os sistemas é então combinada para formar candidatos a muões, electrões, fótons, taus ou jactos. De maneira a minimizar o tempo de processamento do L2, os dados nos ROBs devem ser organizados, de modo a diminuir o número dos mesmos que devem ser acedidos em cada RoI.

O último nível, HLT, é fornecido pelo filtro de eventos (EF) e ainda parte do nível L2, que reduz a taxa até 100 Hz. A sua selecção é implementada usando procedimentos de análise *offline*, tais como algoritmos de reconstrução de vértices, ajuste de traços, incluindo recuperação de Bremsstrahlung, e tem um tempo médio de processamento de 1 s. Aqui o evento completo é colectado de diferentes ROBs e o EF opera no evento completo com granularidade completa [17].

Na Figura 3.7 mostram-se os três níveis físicos do *trigger* de ATLAS.

O sistema de aquisição de dados (DAQ), juntamente com o HLT, é composto por: leitura, o *trigger* L2, construção do evento, filtro do evento, Configuração, Controlo e Monitorização e serviços de informação.



# Capítulo 4

## Geração e Simulação dos Acontecimentos

A simulação desempenha um papel fundamental na compreensão dos processos com origem em colisões de próton-próton. Neste capítulo apresentam-se os geradores utilizados para o processo  $t\bar{t}\gamma$  a nível partónico, explica-se os seus modos de funcionamento e apresentam-se distribuições a nível partónico. Serão também descritas as ferramentas utilizadas na hadronização e fragmentação dos partões iniciais (PYTHIA), e de simulação do detector da experiência ATLAS (ATLFAST).

### 4.1 Geração do sinal

O sinal será obtido através de dois geradores, apresentados nas próximas secções: um gerador  $t\bar{t}V$  e o gerador TopReX

O canal  $t\bar{t}\gamma$  tem uma topologia semelhante ao canal  $t\bar{t}$ . A única diferença é que no primeiro caso é também radiado um fóton.

O canal em estudo será o semileptónico, na medida em que é mais simples a reconstrução das partículas: um dos bosões  $W$  decai hadronicamente e o outro  $W$  decai leptonicamente.

### 4.1.1 Gerador $t\bar{t}V$

O fóton pode ser radiado tanto pelo quark top, como pelo quark  $b$  ou mesmo pelo bóson  $W$ . O gerador de pares  $t\bar{t}$  actualmente utilizado, o TopReX, não inclui os diagramas para esse canal (representados nas Figuras 2.3 e 2.4). Adicionalmente, como o PYTHIA não inclui radiação proveniente dos bósons  $W$ , nem a componente de radiação electromagnética de elevado  $p_T$  associado aos partões iniciais, houve necessidade de usar um gerador vocacionado especificamente para o processo  $t\bar{t}\gamma$  e designado de gerador  $t\bar{t}V$ , cuja contribuição foi adicionada à proveniente do TopReX (descrito na secção seguinte).

Os autores de [10] utilizam o gerador a nível partónico com o objectivo de determinar a sensibilidade de experiências do Tevatrão e do LHC à medida da secção eficaz  $t\bar{t}\gamma$ , apenas considerando a contribuição desta componente dura de radiação. Esta medida permite estimar directamente a carga do quark top através do seu acoplamento electromagnético ao  $\gamma$ <sup>1</sup>.

Este um gerador a nível partónico fornece a secção eficaz do processo  $t\bar{t}\gamma$  com base nos elementos de matriz completos do processo.

Os elementos de matriz para

$$gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}\gamma \rightarrow \gamma l^\pm \nu b\bar{b}jj$$

são calculados usando as bibliotecas MadGraph [18] e HELAS [19]. HELAS, (*HELicity Amplitude Subroutines*) é um conjunto de rotinas em Fortran77 que calcula as amplitudes das helicidades de qualquer diagrama de Feynman, a nível árvore. MadGraph gera os diagramas e fornece o código para calcular helicidades de amplitudes arbitrárias a nível árvore, chamando o programa HELAS.

Como todos os diagramas de Feynman contribuem simultaneamente e interferem uns com os outros, não é possível determinar a origem real do fóton (se foi radiado pelos quarks top, pelos bósons  $W$ s ou pelos quarks  $b$ ).

Neste cálculo da secção eficaz, é considerado o caso de radiação dura na produção do quark top, mas também radiação aquando do decaimento do top.

---

<sup>1</sup>O gerador, a nível partónico, o único disponível actualmente, foi disponibilizado por Ulrich Baur, a pedido.

## Resultados a nível partónico

O gerador fornece o valor total da secção eficaz e também a descrição completa da cinemática dos partões envolvidos. A cada acontecimento é associado um peso calculado a partir da geração de um ponto no espaço de fase e da soma das amplitudes ao quadrado. Como cada par  $t\bar{t}$  pode ser originado por pares quark-antiquark ( $u\bar{u}$  ou  $d\bar{d}$ ) ou gluões (gg), em cada acontecimento gerado é tido em conta cada uma destas contribuições.

O programa produz uma lista para cada evento, com informação do tetramomento de cada partícula, bem como da sua origem (se for conhecida) e do seu código PDG (*Particle Data Group*). A informação de cor associada aos partões é também considerada.

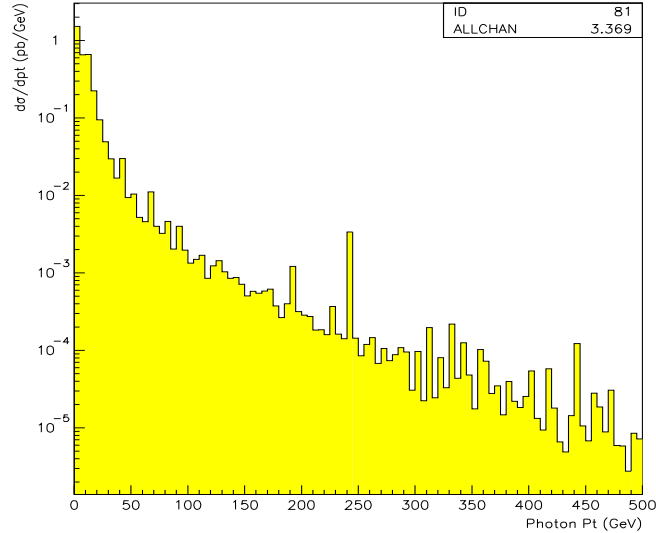
## Secção eficaz a nível da geração

A secção eficaz a nível partónico é dada pela integração do peso de todos os acontecimentos. Esta distribuição está representada na Figura 4.1, onde se verifica que este gerador fornece fotões de elevado momento transversal.

## Interface com o Pythia

O PYTHIA é um programa que gera eventos resultantes da interacção entre duas partículas iniciais, que podem ser  $pp$ ,  $e^+e^-$ ,  $ep$  e uma selecção de diferentes partículas. O seu objectivo é produzir uma distribuição das propriedades cinemáticas dos eventos o mais correcta possível, com especial ênfase naquela em que as interacções fortes interveêm, directa ou indirectamente, produzindo estados finais multi-hadrónicos.

Tem como uma das bases o programa JETSET, que se apoia no modelo de cordas de Lund, que implica que as forças de confinamento de longo alcance podem distribuir as energias e sabores de uma configuração por entre uma colecção de hadrões primários. Este modelo é, até à data, o modelo de fragmentação mais elaborado e utilizado no PYTHIA.



**Figura 4.1:** Distribuição do momento transverso do fóton em GeV, em escala logarítmica.

### Processo externo do Pythia

O PYTHIA, para além dos processos que inclui presentemente, permite um interface com outros geradores externos, neste caso para a geração de pares  $t\bar{t}$  com um fóton. Para o efeito, são necessárias três rotinas, que permitem fornecer a informação sobre o processo a gerar. Na rotina principal é chamado o PYTHIA e é feito um ciclo sobre todos os acontecimentos. São aqui também chamadas as rotinas seguintes, associadas às rotinas PYINIT e PYEVNT. Na rotina UPINIT procede-se à inicialização do PYTHIA. Esta rotina é fornecida pelo utilizador e é chamada pela rotina PYINIT. Aqui são indicados os parâmetros do feixe, definidas as funções de distribuição partónicas, (PDF - *Parton Distribution Functions*), qual a opção a seguir em relação ao peso de cada evento (que neste caso se pretende que seja mantido inalterado) e apresentados os ficheiros que contêm informação sobre os eventos gerados pelos processos externos. Na rotina UPEVNT, chamada pela rotina PYEVNT, é indicado o formato no qual devem ser lidos, evento a evento, os ficheiros



submetidos.

Como o gerador  $ttV$  funciona apenas a nível partónico, teve que se desenvolver o interface com o PYTHIA que irá ser responsável por hadronizar os partões de estado final, introduzir radiação de estado inicial, ISR - *Initial State Radiation*, final FSR - *Final State Radiation* e ainda interacções múltiplas na hadronização dos partões.

Na Figura 4.2 apresenta-se um acontecimento típico produzido pelo gerador  $ttV$  e processada pelo PYTHIA. Neste caso o par  $u\bar{u}$  (ID =  $\pm 2$ ) dá origem ao par  $t\bar{t}$  (ID =  $\pm 6$ ) mais um fóton (ID = 22). Cada um dos quarks top vai decair em  $W$  (ID =  $\pm 24$ ) e  $b$  (ID =  $\pm 5$ ). O  $W^+$  decai leptonicamente para um positrão (ID = 13) e um neutrino electrónico (ID = -14) e o  $W^-$  decai hadronicamente para jactos  $\bar{d}$  e  $u$ .

O peso de cada acontecimento (em unidades de secção eficaz, pb) é mostrado antes da lista. Cada linha corresponde a uma partícula diferente. As primeiras duas são os partões iniciais que dão origem ao par  $t\bar{t}$ , neste caso são o quark e anti-quark  $u$ . A identificação da partícula é dada através do seu código PDG [20] na coluna ID. A coluna IST refere os estado das partículas: -1 são as partículas iniciais provenientes do processo de dispersão; 1 são as partículas finais que já não sofrem alterações; 2 são as ressonâncias intermédias, cuja massa deve ser preservada pelos chuveiros de partões. As duas colunas apelidadas de *Mothers* referem-se à posição da primeira e última partículas-mãe. As duas colunas de *Colors* indicam as trocas de cor e anti-cor entre as partículas com essas propriedades, ou seja, quarks, anti-quarks e gluões. Finalmente as últimas colunas apresentam o valor do momento linear de cada partícula, bem como a sua energia e massa, em GeV. Tem-se, portanto, acesso a informação relevante a nível das partículas, como por exemplo, o momento transversal do fóton.

Para testar o desempenho do gerador e verificar que o interface com o PYTHIA não destrói a cinemática dos acontecimentos, foram recriadas as condições apresentadas em [11]. Os cortes efectuados nesse trabalho são:

Event Weight: 6.615403295659612E-007

```

=====EVENT DESCRIPTION=====
ID IST Mothers Colors      p_x      p_y      p_z      E      m
-----
  2 -1  0  0  101  00      0.000      0.000  225.847  225.847  0.000
-2 -1  0  0   00 102      0.000      0.000 -414.679  414.679  0.000
-----
  6  2  0  0  101  00 -131.107  144.037   39.114  264.880  175.203
-6  2  0  0   00 102  119.736 -139.966 -246.630  353.399  173.600
 22  2  0  0   00 00   11.370   -4.071   18.684   22.247   0.000
 24  2  3  0   00 00  -58.920  139.852   70.520  185.888   80.940
-24  2  4  0   00 00  148.530 -116.686 -239.611  315.382   79.849
  5  1  3  0  101  00  -72.186    4.185  -31.406   78.992    5.000
-5  1  4  0   00 102  -28.793  -23.280   -7.020   38.017    5.000
-14  1  7  0   00 00  157.125 -114.565 -218.552  292.538   0.000
 13  1  7  0   00 00   -8.596   -2.122  -21.059   22.844   0.000
-1  1  6  0   00 103  -65.729   99.102   19.938  120.578   0.000
  2  1  6  0  103  00    6.809   40.750   50.582   65.310   0.000
=====END OF EVENT DESCRIPTION=====

```

**Figura 4.2:** Amostra da lista descritiva das condições das partículas intervenientes no processo.

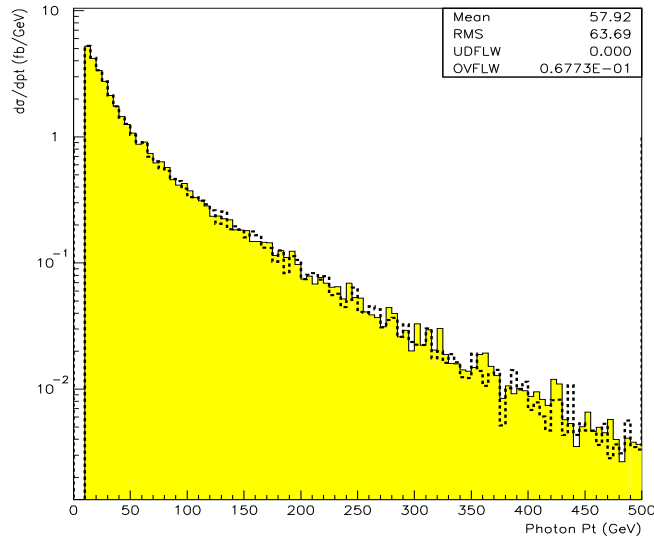
$$\begin{aligned}
\# \text{ jactos} &\geq 4, & p_T > 20 \text{ GeV}, & |\eta| < 2.5 \\
\# \text{ jactos b} &= 2, & p_T > 15 \text{ GeV}, & |\eta| < 2.0 \\
\# \text{ leptões} &= 1, & p_T > 20 \text{ GeV}, & |\eta| < 2.5 \\
\# \gamma &= 1, & p_T > 10 \text{ GeV}, & |\eta| < 2.5 \\
p_T \text{ em falta,} & & p_T^{miss} > 20 \text{ GeV} & \\
\Delta R &> 0.4 & &
\end{aligned}$$

$p_T^{miss}$  é o momento transverso em falta,  $\Delta R$  é dado por:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}, \quad (4.1)$$

e corresponde ao ângulo de separação entre duas partículas no espaço.

A cinemática a nível partónico foi comparada com a cinemática à saída do PYTHIA. Na Figura 4.3 está representado o  $p_T$  do fóton, a nível do gerador (linha a tracejado) e à saída do PYTHIA (parte a sombreado).

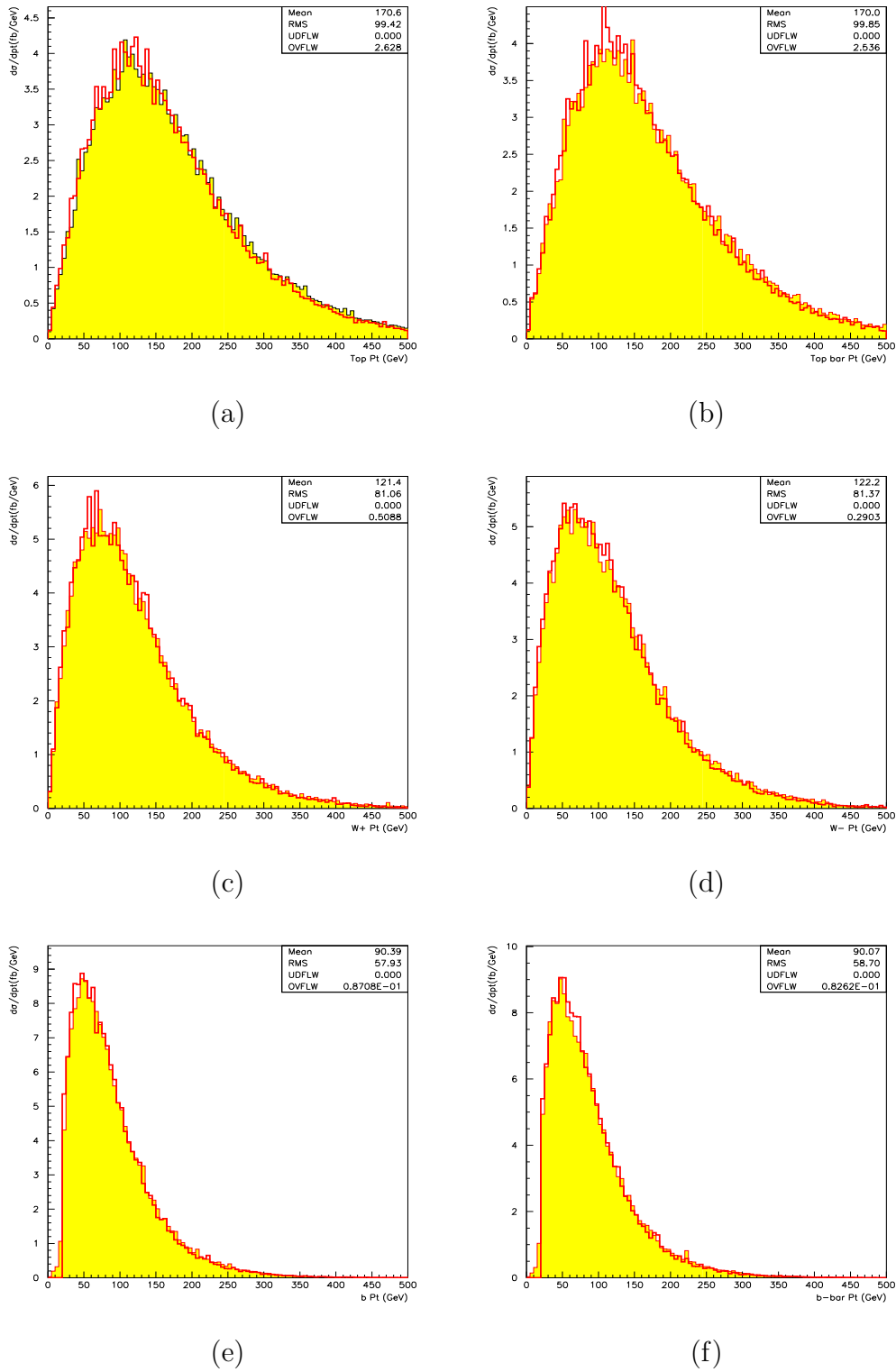


**Figura 4.3:** Momento transverso do fóton a nível do gerador (tracejado) e à saída de PYTHIA (região sombreada).

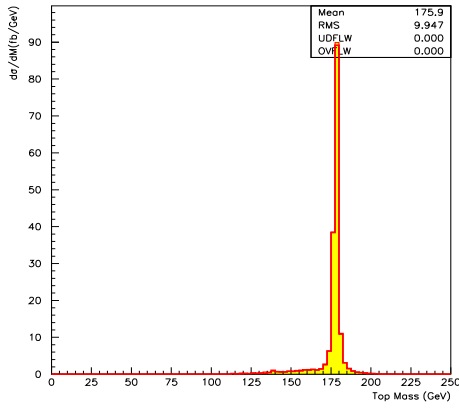
Nas Figuras 4.4 e 4.5 estão ilustradas as distribuições de momento transverso dos quarks  $t$ ,  $\bar{t}$ , dos bosões  $W^+$  e  $W^-$ , e  $b$ ,  $\bar{b}$ , e as massas dos quarks top e dos bosões  $W$ . A linha tracejada representa a distribuição dos eventos provenientes do gerador  $ttV$  a nível partónico e a área sombreada representa os acontecimentos após a hadronização, ISR e FSR e interações múltiplas.

### 4.1.2 Gerador TopReX

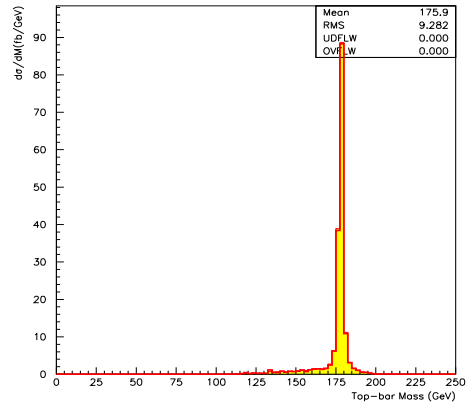
De modo a complementar o sinal gerado, produziram-se também amostras de  $t\bar{t}$  semileptónico usando o gerador TopReX que têm em conta todos os outros processos que dão origem a fótons no estado final e que correspondem a uma secção eficaz muito maior que a gerada pelo  $ttV$ . Neste caso consideram-se amostras que contêm os eventos com um fóton de  $p_T$  superior a um dado



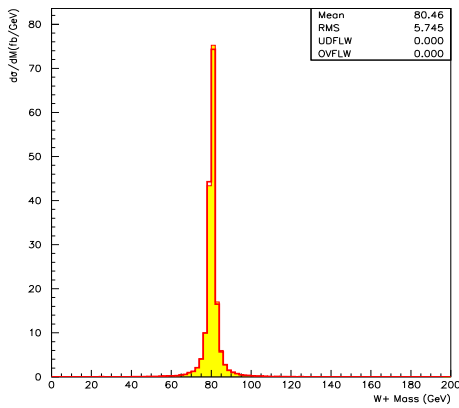
**Figura 4.4:** Distribuição do momento transversal do top (a), anti-top (b),  $W^+$  (c),  $W^-$  (d),  $b$  e  $\bar{b}$ , em GeV, tanto ao nível do gerador (tracejado), como após o processamento pelo PYTHIA (sombreado).



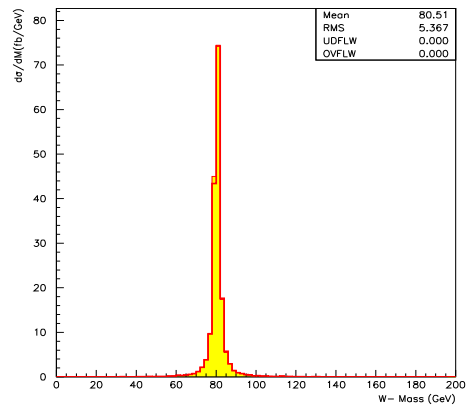
(a)



(b)



(c)



(d)

**Figura 4.5:** Distribuição da massa do top (a), anti-top (b),  $W^+$  (c) e  $W^-$  (d), em GeV, tanto ao nível do gerador (tracejado), como após o processamento pelo PYTHIA (sombreado).

valor limiar que varia até 100 GeV. O caso particular em que não se exigiu a presença de qualquer fóton foi também gerado para controlo da amostra e da análise.

TopReX [21] é um gerador de eventos especializado para processos de colisões de  $pp$  e  $p\bar{p}$ , tais como a produção do quark top ou do bóson Higgs, alguns deles ainda não implementados no PYTHIA. O TopReX gera tais processos de altas energias, bem com os subsequentes decaimentos das partículas pesadas. Após a geração do processo, para cada evento, é calculado o valor da secção eficaz diferencial, sabores e momentos dos partões dos estados inicial e final, informação de fluxos de cor e arranjos de chuveiros de partões. Esta informação será inserida num bloco comum do PYTHIA, e tal como no caso do gerador  $ttV$ , também como processo externo.

### 4.1.3 ATLFAST

ATLFAST [22] e ATLFASTb [22] são livrarias de simulação rápida do detector ATLAS. Estes pacotes simulam a deposição de energia nas células dos calorímetros de todas as partículas estáveis em cada acontecimento. Estes programas podem ser usados para simulação rápida de eventos, incluindo os aspectos do detector mais cruciais: reconstrução de jactos nos calorímetros, resolução do momento/energia para leptões e fótons, efeitos dos campos magnéticos e energia transversa em falta ( $E_T^{miss}$ ). Começando com uma lista de partículas no evento, é fornecida uma lista de jactos reconstruídos, leptões e fótons isolados e a energia transversa em falta esperada.

As células do calorímetro são agrupadas num cone de  $\Delta R = 0.4$ . Apenas são considerados grupos de células com energia transversa superior a  $E_T > 5$  GeV. O momento do leptões é obtido a partir do seu valor a nível do gerador ao qual se aplica uma correcção aleatória gaussiana que tem em conta a resolução do detector ATLAS. Mais especificamente, o momento dos electrões é obtido tendo em conta uma resolução em energia de  $\delta E/E < 2.9\%$ , para uma energia  $E > 10$  GeV. O momento dos muões é variado de acordo com a resolução, que depende do momento transverso,  $p_T$ , bem como de  $\eta$  e  $\phi$ . A resolução em momento transverso para um muão com  $p_T < 100$  GeV é  $\delta p_T/p_T \lesssim 2\%$ . Electrões (muões) são seleccionados apenas se  $|\eta| <$

2.5 e  $p_T > 5$  GeV (6 GeV).

Estas partículas são consideradas isoladas se a energia transversa no grupo de células dentro dum cone de  $\Delta R = 0.2$  não exceder a energia da partícula por mais de 10 GeV e o  $\Delta R$  relativamente a outros conjuntos de células tem de ser superior a 0.4. Os conjuntos de células com energia não associada a fótons, electrões ou muões serão utilizados na reconstrução dos jactos. O seu momento é variado de acordo com uma distribuição Gaussiana, cuja largura depende de  $|\eta|$ . São seleccionados se tiverem  $E_T > 10$  GeV. A resolução em energia é menor que 12%, com  $|\eta| < 3$  e menor que 24%, para  $|\eta| > 3$ . O momento transverso em falta é estimado somando o momento transverso dos fótons, electrões, muões e jactos, sendo que os muões não isolados e os conjuntos de energia depositada que não são associados a nenhuma das partículas isoladas, também são tidos em conta. Devido à hadronização e FSR, os jactos são reconstruídos com uma energia inferior à dos glúons ou quarks originais. A energia dos jactos é corrigida no programa ATLFASTb aplicando um factor  $K^{jacto} = p_T^{partao}/p_T^{jacto}$ , que é a relação entre a energia real partónica e a energia reconstruída dos jactos, obtida através de amostras de referência.

Para identificar jactos  $b$  com  $|\eta| < 2.5$ , assume-se uma eficiência de 60%, com factores de contaminação da ordem dos 14.9% para jactos  $c$  e 1.1% para jactos leves. O factor de calibração  $K^{jacto}$  é diferente para jactos identificados como  $b$  e jactos leves.

O algoritmo utilizado dá origem a uma lista, em ordem decrescente em  $p_T$ , de electrões isolados, fótons isolados, muões isolados, jactos reconstruídos e  $p_T$  em falta reconstruído. Cada evento passa por uma simulação simplificada do *trigger*. Adicionalmente, são preenchidos alguns histogramas que dão informação acerca da amostra analisada. Estes histogramas monitorizam a multiplicidade de leptões ou fótons isolados, de jactos e as distribuições de massa das partículas.

No caso deste trabalho, o interesse é na informação do ATLFAST relativamente a acontecimentos  $t\bar{t}$  com fótons. Tanto o ângulo polar como o momento dos fótons são variados de acordo com parametrizações Gaussianas. Os critérios definidos para indentificar um fóton isolado são os seguintes:

$$||\vec{p}|| > 5 \text{ GeV}$$

$$|\eta| < 2.5$$

$\Delta R$  no conjunto de células do calorímetro  $< 0.1$

$\Delta R$  mínimo de separação de conjuntos = 0.4

$\Delta R$  para deposição de energia = 0.2

Energia máxima depositada = 10 GeV

A parametrização da resolução da energia do fóton é dada por [22], com um factor de aproximação extra em relação á resolução a nível do detector:

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0.10}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{0.245}{E_\gamma^T} \oplus 0.007, \quad (4.2)$$

considerado para baixa luminosidade, em que  $E_\gamma$  é a energia do fóton e  $E_\gamma^T$  a energia transversa (em GeV). Para alta luminosidade, os efeitos de *pile up* e ruído electrónico são também considerados:

$$\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{0.10}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{\sigma_{electronico}}{E_\gamma^T} \oplus \frac{\sigma_{pile-up}}{E_\gamma^T} \oplus 0.007, \quad (4.3)$$

em que  $\sigma_{pile-up}$  e  $\sigma_{electronico}$  são os coeficientes de *pile up* e ruído electrónico, respectivamente.

### Características do sinal

O sinal, a nível do gerador  $ttV$ , foi gerado com as seguintes condições, de modo a considerar todo o espaço de fase e a aumentar a secção eficaz:

$$p_T^\gamma \geq 1 \text{ GeV}$$

$$\Delta R(\gamma, \text{jactos}) > 0.1$$

$$\Delta R(\gamma, \text{leptões}) > 0.1$$

Tais cortes foram aplicados para evitar divergências no processo do cálculo da secção eficaz: tem que existir sempre um fóton com  $p_T$  maior do que zero e tem que existir uma separação mínima entre os jactos e leptões, considerados sem massa, e o fóton.

Irá fazer-se o estudo da variação da secção eficaz com o momento transversal do fóton. A secção eficaz do processo  $t\bar{t}\gamma$ , em que o fóton é proveniente



$p_T^\gamma$ (GeV/c)	$ttV$	TopReX
	$\sigma_{t\bar{t}\gamma}$ (pb)	$\sigma_{t\bar{t}+\gamma}$ (pb)
0	16.9 <sup>a</sup>	833.0
10	7.0	540.6
15	4.4	333.2
20	3.3	205.5
25	2.6	131.0
30	2.2	86.6
50	0.8	21.1
100	0.2	1.9

<sup>a</sup>Este valor foi obtido exigindo um fóton com  $p_T$  diferente de zero (para evitar divergências), mas próximo de zero (1 GeV).

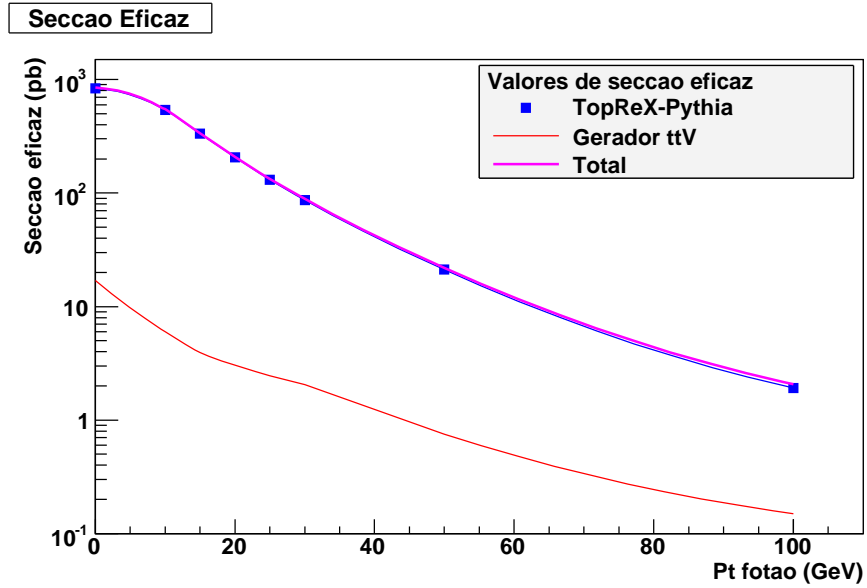
**Tabela 4.1:** Secção eficaz, a nível partónico, obtida com o gerador  $ttV$  e pelo TopReX (em pb), para diferentes momentos transversos mínimos do fóton.

de um dos quarks top,  $b$  ou bósons  $W$ , para cada  $p_T^\gamma$  encontra-se na segunda coluna da Tabela 4.1.

Esta amostra (considerando a sua secção eficaz total) será passada primeiramente pelo PYTHIA, depois ao ATLFast e finalmente pelo ATLFastb.

Uma segunda amostra de sinal foi usada gerando pares  $t\bar{t}$ , através do programa TopReX, exigindo, a nível do PYTHIA, que se guardassem apenas os eventos com um fóton presente (sem contemplar a sua origem), com  $p_T$  superior a 10, 15, 20, 25, 30 ou 100 GeV. A secção eficaz fornecida pelo PYTHIA é apenas LO (*Leading Order*), que vem afectada de um factor  $k$  em relação ao valor NLO (*Next to Leading Order*) de 833 pb. Na Tabela 4.1, na terceira coluna, estão os valores obtidos a nível do gerador pelo PYTHIA, da secção eficaz (calculada pela fração de acontecimentos armazenados), já depois de aplicado o factor  $k$ .

Na Figura 4.6 apresentam-se as curvas da secção eficaz de produção de  $t\bar{t}\gamma$  (linha inferior), produzida pelo gerador  $ttV$ , da produção  $t\bar{t} + \gamma$  (fornecida pelo TopReX) e da secção eficaz total, a nível da geração. Como se pode observar, a secção eficaz de produção associada a acontecimentos  $t\bar{t}\gamma$  com radiação dura e proveniente dos quarks top é muito inferior à secção eficaz



**Figura 4.6:** *Secção eficaz de produção do par  $t\bar{t}$  com um fóton presente em função do  $p_T$  do mesmo, obtida pelo gerador  $t\bar{t}\gamma$ , pelo PYTHIA e total (em pb).*

total.

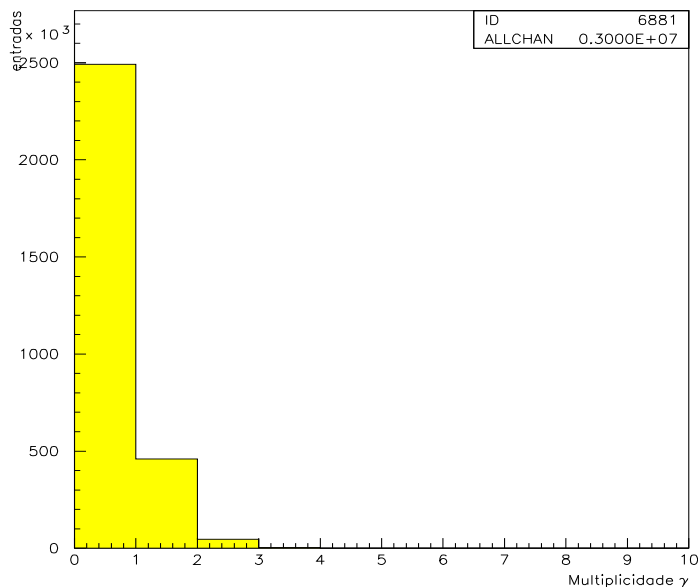
Todo o sinal foi gerado assumindo a massa do quark top de  $m_t = 175$  GeV e a massa do bóson  $W$  de  $m_W = 80.41$  GeV. Para além dos valores das massas, é importante definir a função de distribuição partónica (PDF - *Partonic Distribution Functions*).

As PDF dão a probabilidade de encontrar quarks e glúons num hadrão em função da fracção  $x$  do momento do protão que o quark ou o glúon transportam. São definidas convencionalmente em termos dos elementos de matriz de determinados operadores. São determinadas pelos resultados experimentais da dispersão de partões. Os integrais destas funções pesadas com  $x^n$  são calculáveis através de QCD em rede.

Há diferentes distribuições de PDF, consoante os diferentes tipos de dados disponíveis. As PDF utilizadas neste trabalho são as do grupo CTEQ, as versões 5L (para a geração de parte do fundo) e 6L (para a geração do sinal).

## Multiplicidade de fótons

O sinal gerado foi submetido à simulação de ATLFAST. Por observação da



**Figura 4.7:** *Multiplicidade de fótons à saída de ATLFAST.*

Figura 4.7, verifica-se que, à saída de ATLFAST, cerca de 80% dos acontecimentos não têm fótons. Tal deve-se ao facto de a nível partónico não se considerar a hadronização dos jactos. A nível do PYTHIA, sendo introduzida a hadronização, a maior parte dos fótons são "absorvidos" pelo cone identificado como jacto.

Finalmente, o último nível de simulação é ATLFASTb, em que, tanto no sinal como no fundo, se impõe a condição de se ter pelo menos um leptão presente, com  $p_T$  superior a 20 GeV.

## 4.2 Fundo

Será tido em conta o fundo com origem em processos presentes no MP. A geração Monte Carlo dos processos de fundo QCD ( $b\bar{b}$ ), W+jactos, Z/ $\gamma^*$ +jactos,

$WW$ ,  $ZZ$  e  $ZW$  foi feito com a biblioteca PYTHIA. A produção de *single top* foi gerada com o TopReX 4.05.

Na Tabela 4.2 é dada a lista do fundo presente, o número de acontecimentos gerados e a respectiva luminosidade:

Fundo	Número de acontecimentos gerados	Luminosidade ( $\text{fb}^{-1}$ )
W+jactos	$3.5 \times 10^7$	0.2237
Z+jactos	$8.5 \times 10^7$	1.40
$b\bar{b}$ (QCD)	$3.75 \times 10^8$	0.0024
Pares WZ, WW, ZZ	$8.5 \times 10^7$	114
$t\bar{t}$ :		
$t\bar{t}$ dilept.	$7.1 \times 10^7$	85.24
$t\bar{t}$ had.	$7.1 \times 10^7$	85.24
$t\bar{t}$ semilep. $\tau$	$7.1 \times 10^7$	85.24
<i>Single-top</i> :		
Canal-t	$1.9 \times 10^7$	77.049
Canal-s	$1.9 \times 10^7$	178.40
Prod. assoc.	$1.9 \times 10^7$	295.94

**Tabela 4.2:** Fundos do Modelo Padrão, com o respectivo número de acontecimentos gerados e Luminosidade associada (em  $\text{fb}^{-1}$ ).

# Capítulo 5

## Análise de Acontecimentos $t\bar{t}\gamma$

Neste capítulo é apresentado o programa de análise dos acontecimentos  $t\bar{t}\gamma$ . A análise, a ser introduzida na estrutura do programa LipCbrAnalysis, terá dois níveis: análise sequencial e análise discriminante. Cada nível será explicado e os acontecimentos tanto para o fundo como para o sinal serão contabilizados. Será apresentada no final, a relação entre o sinal e o fundo.

### 5.1 Selecção de acontecimentos

O sinal considerado é o canal  $t\bar{t}\gamma$  semileptónico e tem a seguinte topologia final: dois jactos  $b$ , dois jactos não  $b$ , um leptão (electrão ou muão), energia em falta (associada ao neutrino) e um fotão. Neste sinal (bem como no fundo) foi aplicado um filtro ao exigir apenas um leptão com um  $p_T$  superior a 20 GeV.

A análise será feita sobre duas amostras de sinal diferentes: o sinal  $t\bar{t}\gamma$  com um fotão com  $p_T$  maior que 10, 15, 20, 25, 50 ou 100 GeV, cuja geração foi explicada no capítulo anterior, e uma outra amostra de sinal com acontecimentos  $t\bar{t}$  (sem exigir qualquer fotão). B

A análise foi dividida em dois níveis: um conjunto de critérios de selecção a que se dá o nome de pré-selecção, seguida de uma análise discriminante, que utiliza a informação das propriedades cinemáticas dos eventos.

### 5.1.1 Pré-selecção

Os cortes a nível da pré-selecção são:

$$\begin{aligned}
 &\text{número de bons leptões} = 1 \\
 &\text{número de bons jactos} \geq 4 \\
 &p_T \text{ em falta} \geq 20 \text{ GeV} \\
 &\text{número de bons jactos } b = 2 \\
 &\text{número de bons jactos não } b \geq 2 \\
 &\text{Solução de } p_z \text{ do neutrino} \geq 1
 \end{aligned}$$

Por *bons* leptões (jactos), entendem-se partículas reconstruídas como leptões (jactos), com  $p_T$  superior a 25 (20) GeV e  $|\eta|$  inferior a 2.5.

Para a amostra de sinal com fotões, o próximo corte é o de exigir pelo menos um fotão, com um  $p_T$  correspondente ao da condição da geração:

$$\text{número de fotões} \geq 1,$$

com um  $p_T^\gamma$  igual ou superior a: 10, 15, 20, 25, 30, 50 ou 100 GeV.

A percentagem de acontecimentos que sobreviveram a estes cortes, os vários critérios de pré-selecção, incluindo o de exigir mais do que um fotão, tanto para o sinal como para o fundo, encontra-se discriminada na Tabela 5.1<sup>1</sup>, com todas as amostras normalizadas a uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .

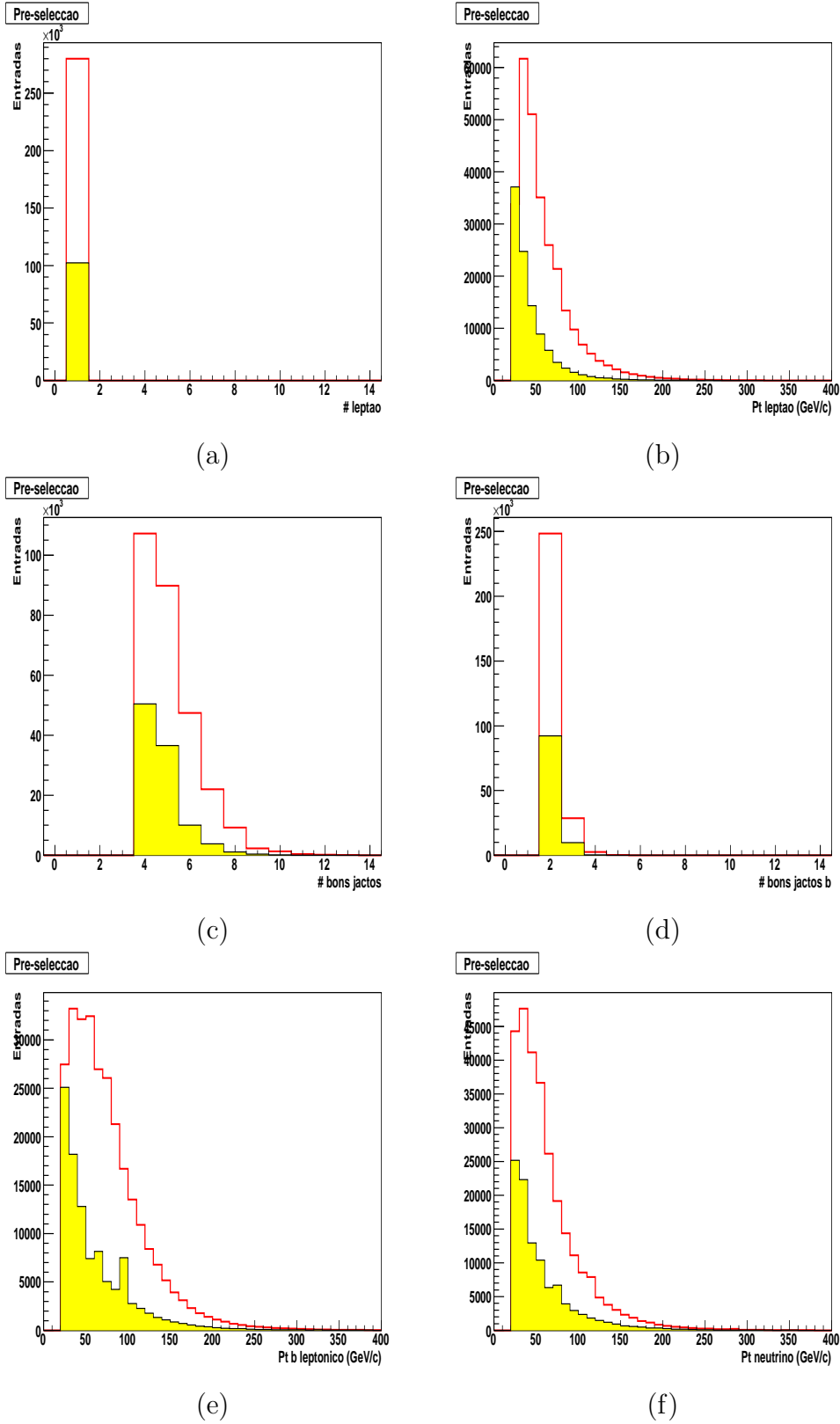
Como se pode verificar, logo ao nível desta pré-selecção existe uma boa relação sinal-fundo. Na Figura 5.1 são apresentadas algumas distribuições ao nível da pre-selecção da amostra sem fotão. Na Figura 5.2 observam-se as mesmas distribuições no caso do canal  $t\bar{t}\gamma$ .

Na Figura 5.3 é apresentada a distribuição de  $p_T^\gamma$ , da amostra  $t\bar{t}\gamma$ , obtida após o corte a exigir um fotão com  $p_T$  superior a 10 GeV.

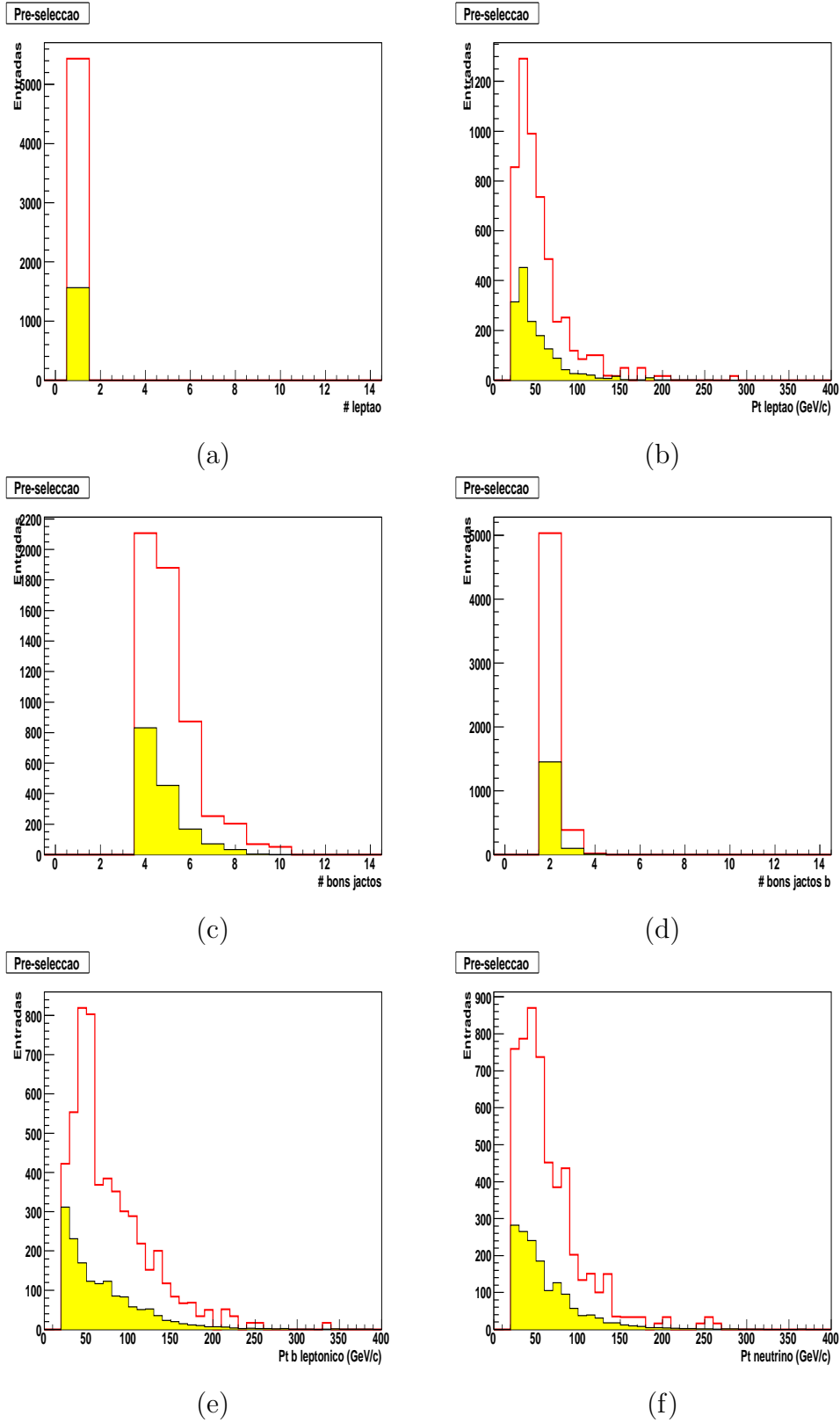
Apenas se terão os sinais das partículas finais: no detector irá ser possível a reconstrução de dois jactos não  $b$ , dois jactos atribuídos aos quark  $b$  (com uma eficiência de 60% associada a cada um deles), um leptão, que poderá ser um electrão ou um muão (os acontecimentos com leptões  $\tau$  são considerados fundo, devido à complexidade e dificuldade de reconstrução dos mesmos), e

---

<sup>1</sup>Serão apenas fornecidos os dados relativos às amostras sem fotão (segunda coluna da Tabela) e às amostras com  $p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$  (terceira coluna da Tabela).



**Figura 5.1:** Distribuições da análise a nível da pré-selecção, para a amostra  $t\bar{t}$ : número de leptões (a),  $p_T$  do leptão (b), número total de bons jactos (c), número de bons jactos b (d),  $p_T$  do jacto b leptónico (e) e  $p_T$  do neutrino (f). O fundo (região a sombreado) e o sinal (linha a cheio) estão normalizados à luminosidade  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .



**Figura 5.2:** Distribuições da análise a nível da pré-seleção para a amostra  $t\bar{t}\gamma$ , com  $p_T^\gamma \geq 10$  GeV: número de leptões (a),  $p_T$  do leptão (b), número total de bons jactos (c), número de bons jactos b (d),  $p_T$  do jacto b leptónico (e) e  $p_T$  do neutrino (f). O fundo (região a sombreado) e o sinal (linha a cheio) estão normalizados à luminosidade  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .



Processo	$t\bar{t}$	$t\bar{t}\gamma, p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$
$t\bar{t}(+\gamma) \rightarrow \ell\nu b\bar{b}j(\gamma)$	279889 (15%)	5434 (0.4%)
W+jactos	21890	255
Z+jactos	4346	160
$b\bar{b}$	24059	0
WW, ZZ, WZ	288	8
$t\bar{t}$ (outro)	38085	353
<i>Single-top</i>	13774	181
Total fundo	102442	957

**Tabela 5.1:** Número de acontecimentos de sinal e de fundo que sobrevivem à pré-selecção, para  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$ ,  $p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$ .

um fóton (um chuveiro electromagnético no calorímetro electromagnético). O neutrino não é detectado, porém está associado à energia em falta no acontecimento.

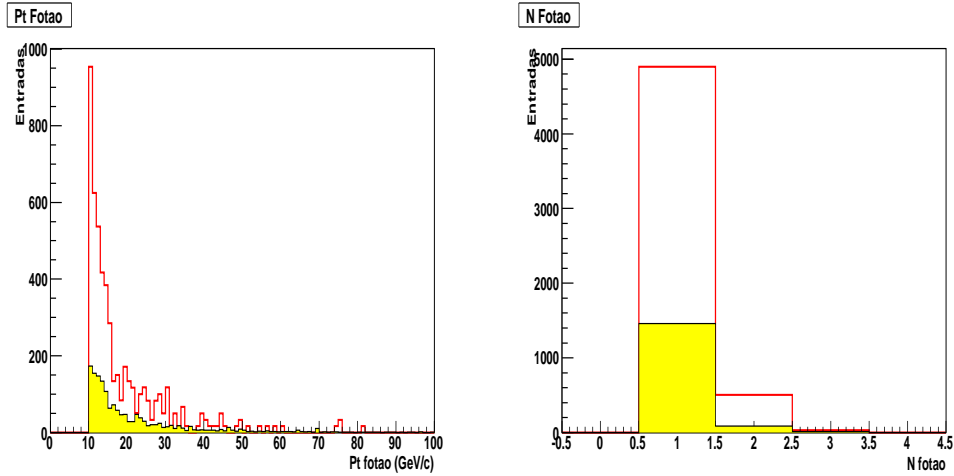
Por facilidade de notação, denomina-se  $W$  leptónico, o bosão  $W$  que decai em leptão carregado (electrão ou muão) e neutrino; o top leptónico é o que deu origem ao  $W$  leptónico. O  $W$  hadrónico foi o que deu origem aos dois jactos não b e resultou do decaimento do top hadrónico.

A análise dos resultados é realizada a partir da reconstrução das partículas do canal  $t\bar{t}\gamma$  semileptónico:

- $W$  hadrónico: associam-se os dois jactos não b mais energéticos;
- Top hadrónico: associa-se o  $W$  hadrónico e o jacto b que maximiza o  $p_T$  do top;
- Neutrino: apenas se tem acesso à energia transversa em falta, que é associada ao momento transverso do neutrino. A componente  $p_z$  terá de ser calculada a partir da conservação da energia e momento do  $W$  leptónico:

$$M_W^2 \simeq 2(E_\ell E_\nu - \vec{p}_\ell \cdot \vec{p}_\nu) \quad (5.1)$$

A massa do  $W$  é fixa ao seu valor conhecido  $M_W = 80.4 \text{ GeV}$ . A equação 5.1 produz duas soluções. De modo a escolher uma solução, é requerido



**Figura 5.3:** Distribuição de momento transverso do fotão (esquerda) e multiplicidade de fótons (direita), para o corte de  $p_T^\gamma \geq 10$  GeV, para o sinal (linha a cheio) e fundo (região a sombreado), normalizado a uma luminosidade  $\mathcal{L} = 10$  fb $^{-1}$ .

que o top hadrónico e o top leptónico tenham uma diferença de massas mínima;

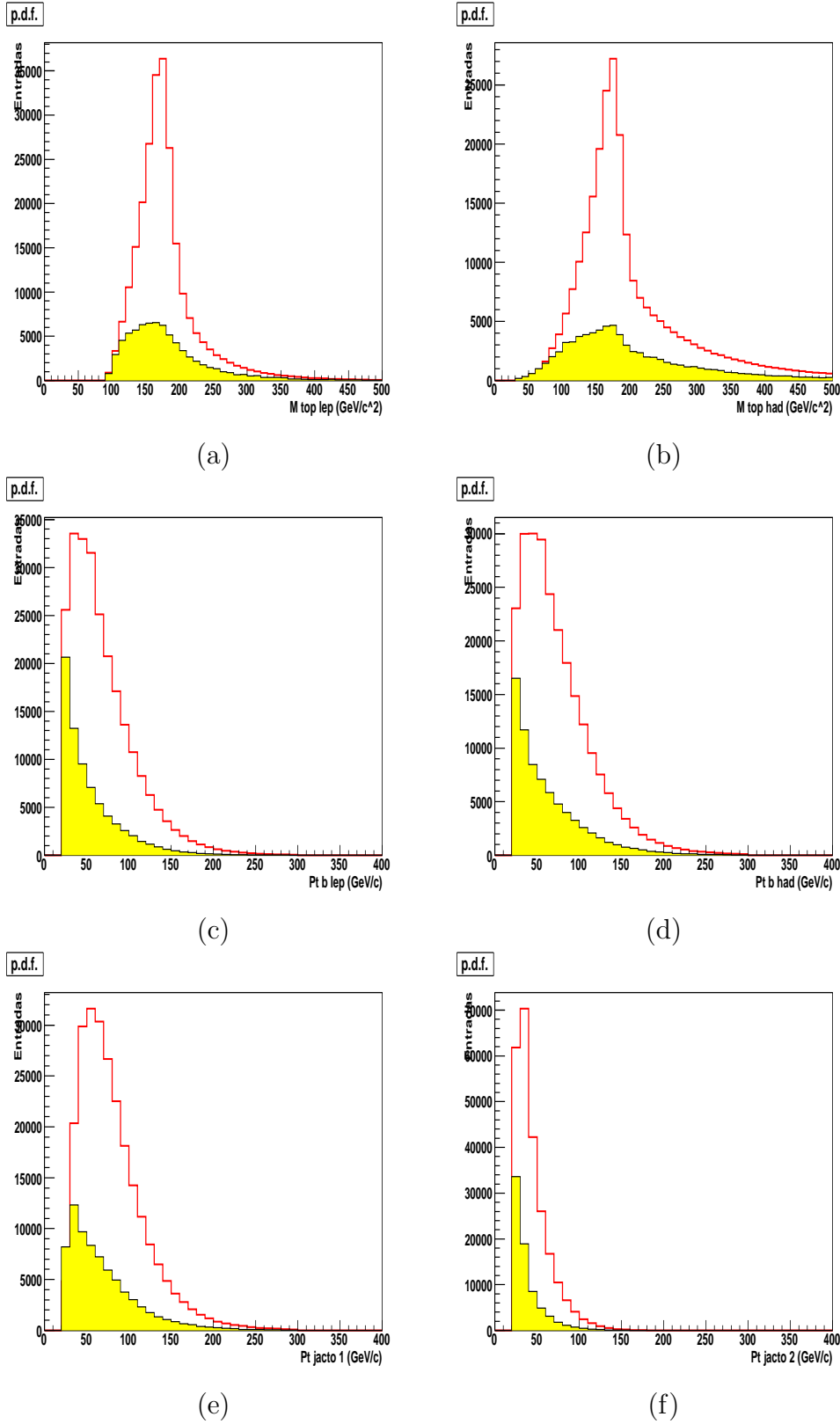
- W leptónico: associado ao leptão carregado e à solução escolhida para o neutrino;
- Top leptónico: será associado ao outro jacto  $b$  e ao  $W$  leptónico, com a condição atrás referida.

Na Figura 5.4 apresentam-se os gráficos relativos à distribuição de massas do top leptónico e top hadrónico (a massa do  $W$  leptónico tem que ser fixa para a reconstrução do neutrino), ao nível da pré-selecção.

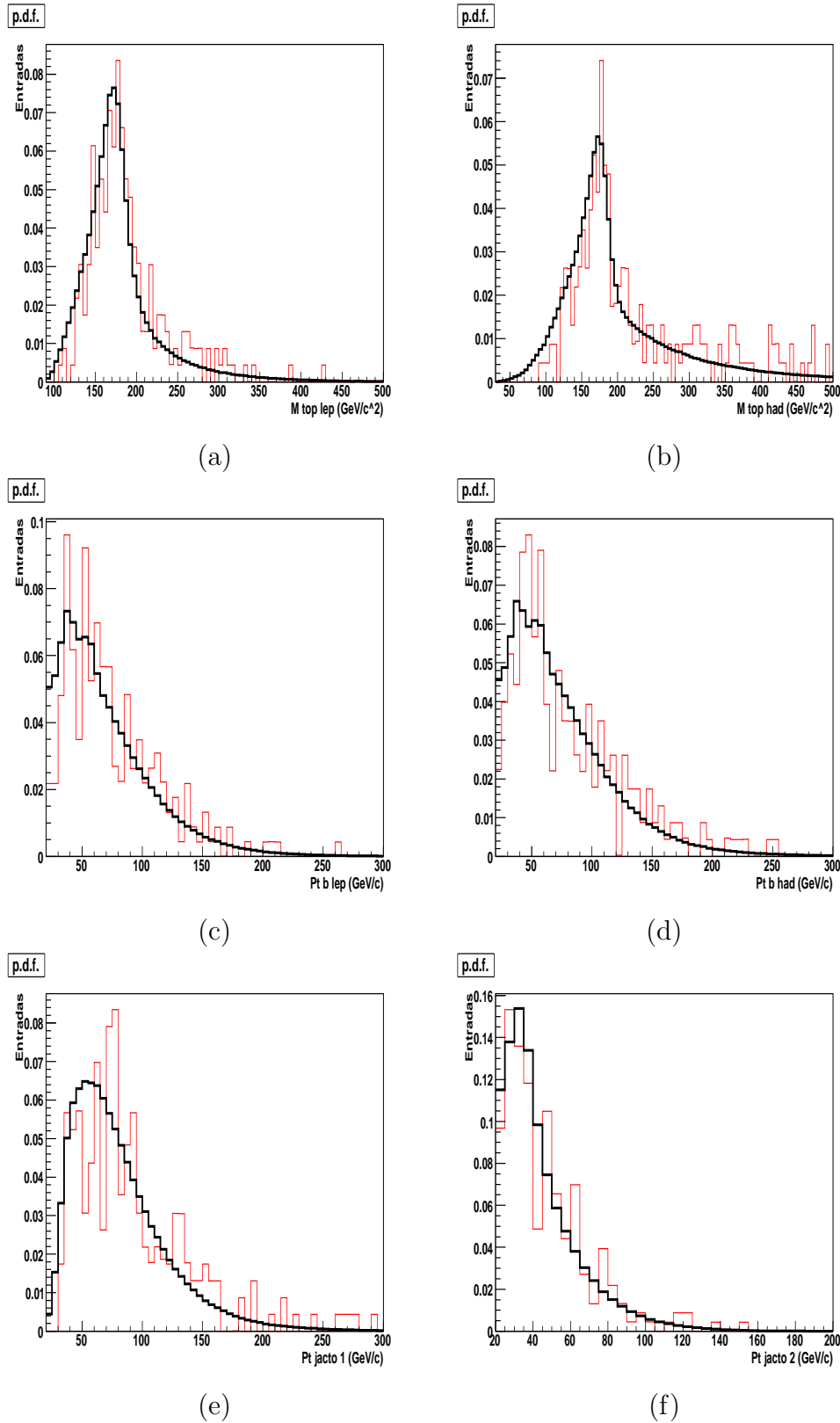
### 5.1.2 Análise discriminante

Após a pré-selecção, para cada evento, são construídas funções de densidade de probabilidade (p.d.f. - *probability density functions*), tanto para o sinal,  $\mathcal{P}_i^{sinal}$ , como para o fundo,  $\mathcal{P}_i^{fundo}$ , a partir de variáveis físicas relevantes:

- As massas dos quarks top leptónico e hadrónico;



**Figura 5.4:** Distribuições cinemáticas do fundo (região a sombreado) e do sinal (linha a cheio) após a reconstrução das partículas: massas dos quarks top leptónico (a) e hadrónico (b),  $p_T$  dos jactos b leptónico (c) e hadrónico (d) e  $p_T$  dos jactos não b (e) e (f), para uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10\text{ fb}^{-1}$ .



**Figura 5.5:** Distribuições das p.d.f de sinal com a amostra  $t\bar{t}$  (linha mais espessa) e com a amostra  $t\bar{t}\gamma$ , com  $p_T^\gamma \geq 10$  GeV (linha mais fina) para: massas dos quarks top leptónico (a) e hadrónico (b),  $p_T$  dos jactos b leptónico (c) e hadrónico (d) e  $p_T$  dos jactos não b (e) e (f).

- Os momentos transversos dos jactos-b, tanto do associado ao top leptónico como do associado ao top hadrónico;
- Os momentos transversos dos jactos associados ao  $W$  hadrónico;

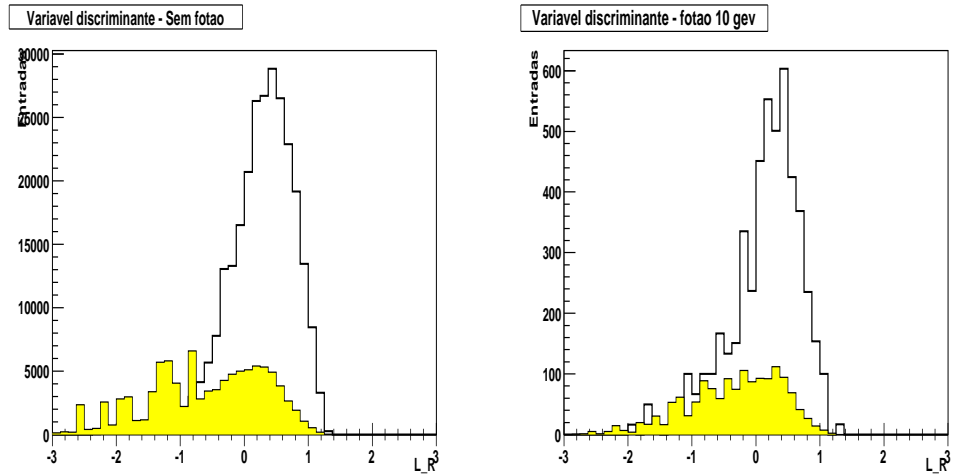
Na Figura 5.5 comparam-se as p.d.f. de sinal, para a amostra  $t\bar{t}$  normal (utilizadas em [23]), com as da amostra  $t\bar{t}\gamma$ , com  $p_T^\gamma \geq 10$  GeV. A forma das distribuições é semelhante, apenas diferindo na estatística, pelo que se poderão utilizar as p.d.f. do canal  $t\bar{t}$ , com o benefício de melhorar a qualidade de informação que se pode extrair destas distribuições.

Na Figura 5.4 estão representadas as variáveis utilizadas para a construção das p.d.f., tanto para o sinal como para o fundo.

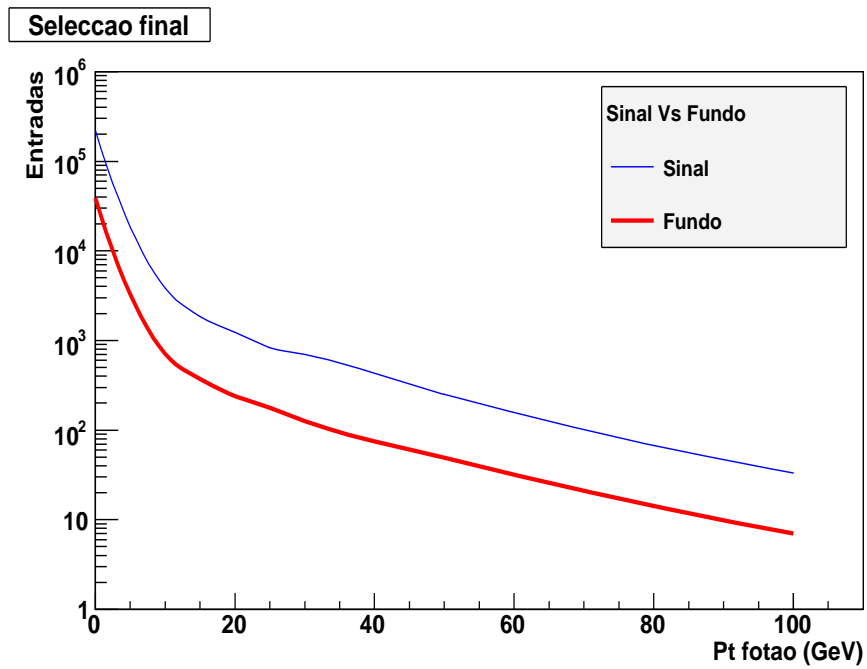
Para cada acontecimento, calcula-se a probabilidade deste ser sinal, multiplicando as  $n = 6$  p.d.f de sinal ( $\mathcal{L}_S = \prod_{i=1}^n \mathcal{P}_i^{sinal}$ ) e a probabilidade deste ser fundo, multiplicando as  $n = 6$  p.d.f de fundo ( $\mathcal{L}_F = \prod_{i=1}^n \mathcal{P}_i^{fundo}$ ). A partir de  $\mathcal{L}_S$  e  $\mathcal{L}_F$  constrói-se uma variável discriminante,  $L_R$ , que é definida através do logaritmo do quociente de  $\mathcal{L}_S$  por  $\mathcal{L}_F$ :

$$L_R = \log \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_F}$$

A variável discriminante encontra-se representada na Figura 5.6, para o sinal (tanto para  $t\bar{t}$  como para  $t\bar{t}\gamma$ , com  $p_T^\gamma \geq 10$  GeV/c) e para o fundo.



**Figura 5.6:** Variável discriminante para o sinal (linha a cheio) e fundo (região a sombreado), para as amostras sem fóton (esquerda) e com pelo menos um fóton de 10 GeV (direita), normalizada a  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .



**Figura 5.7:** Variação do sinal e do fundo com o  $p_T$  do fóton, normalizados a  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .

O último nível para a selecção de eventos é a aplicação de um corte na variável discriminante de  $L_R > -0.2$ , que corresponde ao máximo da relação  $S/\sqrt{F}$ .

A Figura 5.7 mostra a variação do sinal e do fundo após o último nível de corte (o da variável discriminante), com o limite no momento transverso do fóton, normalizados a uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ . Verifica-se que a relação sinal fundo é bastante boa, variando entre 4.7 e 5.7.

Na Tabela 5.2 é dado o número de acontecimentos de sinal e de fundo que sobreviveram aos vários níveis de cortes mais o corte na variável discriminante, para todas as amostras em estudo ( $t\bar{t}$  com e sem fóton), geradas para os diferentes limites no valor de  $p_T$  do fóton: 10, 15, 20, 25, 30, 50 e 100 GeV. Destes acontecimentos, apenas cerca de 2% (para o caso do corte com  $p_T^\gamma \geq 10 \text{ GeV}$ ) são originados pelos processos descritos pelo gerador  $ttV$ .

		$p_T^\gamma \geq (\text{GeV}):$						
Processo	$t\bar{t}$	10	15	20	25	30	50	100
$t\bar{t}(+)\gamma \rightarrow \ell\nu b\bar{b}j\gamma$ $\ell = e, \mu$	221478 (12%)	3827 (0.27%)	1859 (0.23%)	1236 (0.25%)	835 (0.27%)	702 (0.33%)	250 (0.49%)	33 (0.62%)
W+jactos	4365	48	16	16	16	8	0	0
Z+jactos	1069	30	17	4	0	0	0	0
$b\bar{b}$	0	0	0	0	0	0	0	0
WW, ZZ, WZ	82	2	2	1	1	1	1	0
$t\bar{t}$ (outro)	26303	540	298	195	143	106	43	7
<i>Single-top</i>	7057	87	41	24	18	11	5	0
Total fundo	38876	707	374	240	178	126	49	7

**Tabela 5.2:** Número de acontecimentos que sobrevivem a todos os critérios de selecção da análise, para as amostras de sinal e de fundo, sem fotão ou com os diferentes cortes no  $p_T^\gamma$ : 10, 15, 20, 25, 30, 50 e 100 GeV.



# Capítulo 6

## Determinação da Secção Eficaz

Neste capítulo será descrito o cálculo do valor da secção eficaz do canal  $t\bar{t}$  com e sem fótons. Serão apresentados os resultados para estes dois canais e os erros estatísticos associados.

### 6.1 Secção eficaz

Estão presentes dois sinais diferentes: o canal  $t\bar{t}$ , cuja secção eficaz em ATLAS se estima ser  $\sigma_{p\bar{p}\rightarrow t\bar{t}} = 833_{-39}^{+59}$  pb [9], e o canal  $t\bar{t}\gamma$ .

Experimentalmente, o número de acontecimentos registados de um processo, neste caso  $t\bar{t}$  ou  $t\bar{t}\gamma$ , é da forma:

$$N_{t\bar{t}(\gamma)} = \sigma_{t\bar{t}(\gamma)} \mathcal{L} \epsilon_{t\bar{t}(\gamma)} \quad (6.1)$$

Em que  $N_{t\bar{t}(\gamma)}$  é o número de acontecimentos  $t\bar{t}$  ou  $t\bar{t}\gamma$  seleccionados, após a análise,  $\sigma_{t\bar{t}(\gamma)}$  é a secção eficaz dos processos  $t\bar{t}$  ou  $t\bar{t}\gamma$ ;  $\mathcal{L}$  é a luminosidade integrada, cujo valor, neste caso, para uma ano de aquisição a baixa luminosidade, é de  $10 \text{ fb}^{-1}$ ;  $\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}$  é a eficiência da selecção em relação ao sinal  $t\bar{t}$  ou  $t\bar{t}\gamma$ .

#### 6.1.1 Método

Para cada um dos canais,  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$ , são usados dois conjuntos independentes de sinal ( $S_1$  e  $S_2$ ) e dois conjuntos de fundo ( $F_1$  e  $F_2$ ): o primeiro conjunto

de sinal e fundo,  $S_1$  e  $F_1$  é o que simula um possível resultado experimental<sup>1</sup>. O outro conjunto,  $S_2$  e  $F_2$  é chamado o conjunto de "referência", utilizado para determinar a eficiência de sinal e fundo esperado, respectivamente.

Com o primeiro conjunto constrói-se uma representação de uma possível amostra de dados  $D_1$  (a soma do sinal com o fundo,  $D_1 = S_1 + F_1$ ), ao qual se vai subtrair o fundo de referência,  $F_2$ . Pode obter-se uma estimativa do número de acontecimentos de sinal "experimental", que seria medido, tanto para o canal  $t\bar{t}$  como para o canal  $t\bar{t}\gamma$ :

$$N_{t\bar{t}(\gamma)} = D_1 - F_2$$

Pode-se assim obter uma estimativa da secção eficaz, calculando:

$$\sigma_{t\bar{t}(\gamma)} = \frac{D_1 - F_2}{\mathcal{L}\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}} \quad (6.2)$$

### Eficiência do sinal

A eficiência de sinal, é obtida a partir do sinal de referência, através da relação entre o número de acontecimentos que sobrevivem a todos os critérios de selecção da análise,  $S_2^f$  e o número total de acontecimentos correspondentes à secção eficaz na geração (antes do filtro de ATLFASTb),  $S_2^i$ :

$$\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)} = \frac{S_2^f}{S_2^i},$$

Na Tabela 6.1 estão representados os valores das variáveis acima descritas:  $D_1$ ,  $F_2$ , e  $\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}$ , para uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .

### Erros estatísticos

As expressões para o cálculo do erro estatístico associado ao cálculo da secção eficaz são:

$$\frac{\delta\sigma_{t\bar{t}(\gamma)}}{\sigma_{t\bar{t}(\gamma)}} = \frac{\sqrt{D_1 + (\delta F_2)^2}}{D_1 - F_2} \oplus \frac{\delta\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}}{\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}} \oplus \frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} \quad (6.3)$$

O erro estatístico da luminosidade pode não ser considerado, no entanto a sua contribuição para o erro sistemático total terá de ser avaliada.

---

<sup>1</sup>Todos os valores e distribuições apresentados no capítulo anterior foram baseados neste primeiro conjunto.

$p_T^\gamma$ (GeV)	$D_1$	$F_2$	$\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}$
(amostra $t\bar{t}$ )	$260354 \pm 297.8$	$38663 \pm 210.3$	$(2.5 \pm 0.0024) \times 10^{-2}$
10	$4534 \pm 251.7$	$734 \pm 28.4$	$(6.6 \pm 0.45) \times 10^{-4}$
15	$2233 \pm 174.7$	$408 \pm 22.8$	$(5.8 \pm 0.53) \times 10^{-4}$
20	$1476 \pm 142.1$	$269 \pm 18.2$	$(4.9 \pm 0.62) \times 10^{-4}$
25	$1013 \pm 116.1$	$195 \pm 15.4$	$(6.1 \pm 0.87) \times 10^{-4}$
30	$828 \pm 105.8$	$150 \pm 14.4$	$(6.6 \pm 3.5) \times 10^{-4}$
50	$299 \pm 64.0$	$57 \pm 6.9$	$(1.6 \pm 0.35) \times 10^{-3}$
100	$40 \pm 23.6$	$7 \pm 1.2$	$(3.3 \pm 1.7) \times 10^{-3}$

**Tabela 6.1:** Valores de  $D_1$ ,  $F_2$ , e  $\epsilon_{t\bar{t}(\gamma)}$  para as amostras  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$ , para os diferentes valores de  $p_T^\gamma$ .

A avaliação dos erros sistemáticos está a decorrer, tendo em conta a dependência na massa dos quarks top, ISR e FSR, efeito do *pile up*, eficiência de *b-tagging*, PDFs [23], e numa primeira análise, estima-se que terá uma contribuição de cerca de 20 % na incerteza da determinação da secção eficaz.

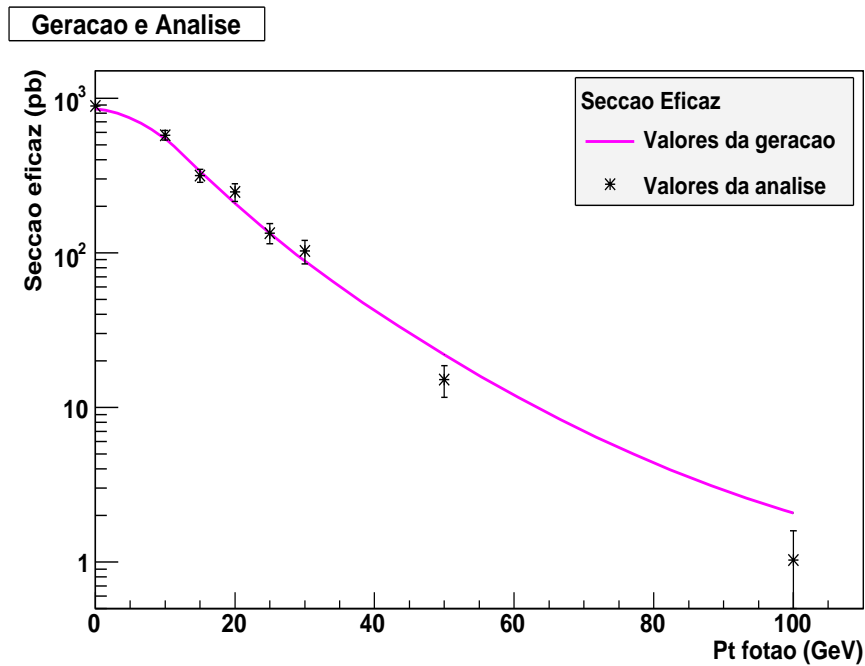
## 6.1.2 Resultados

O valor da secção eficaz resultante da análise efectuada encontra-se na Tabela 6.2, para as amostras  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$ , apenas com o erro estatístico associado, a uma luminosidade integrada de  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .

Na Figura 6.1 confrontam-se os valores resultantes da secção eficaz com os valores a nível da geração do sinal  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$ , para os diferentes valores do momento transversal do fóton. Como se pode observar, a medida da secção eficaz total  $t\bar{t}\gamma$  pode ser determinada com precisão em LHC.

$p_T^\gamma$ (GeV)	$\sigma_{t\bar{t}(\gamma)} \pm \Delta\sigma_{(est)}$ (pb)
(amostra $t\bar{t}$ )	$886.7 \pm 2.3$
10	$575.4 \pm 40.3$
15	$314.8 \pm 30.2$
20	$246.9 \pm 30.3$
25	$134.1 \pm 20.1$
30	$102.6 \pm 18.0$
50	$15.1 \pm 3.5$
100	$1.0 \pm 0.6$

**Tabela 6.2:** Valores de secção eficaz integrada para as amostras  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$  para diferentes valores de momento transversal do fóton. À secção eficaz estão associados os erros estatísticos.



**Figura 6.1:** Curva da secção eficaz integrada (em pb) do processo  $t\bar{t}\gamma$ , para diferentes valores de  $p_T$  do fóton (em GeV). A linha é a curva da secção eficaz ao nível da geração (com a componente de fótons dura - gerador  $ttV$  e a componente fornecida pelo TopRex incluídas). Os pontos são os esperados obter "experimentalmente", a partir da simulação, com os erros estatísticos associados. Resultados para  $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ .

# Capítulo 7

## Conclusões

Neste trabalho estudou-se a medida da secção eficaz do canal  $t\bar{t}$  radiativo, no detector ATLAS. É uma medida ainda inexistente na literatura e de grande importância.

Os dados provenientes de ATLAS serão importantes para o estudo das propriedades do quark top, que devido à pouca estatística obtida até à data, o tornam o quark menos conhecido do Modelo Padrão. O processo  $t\bar{t}\gamma$  em LHC será dominado pela fusão glúão-glúão e a secção eficaz deste processo é proporcional ao quadrado da carga do quark top (no caso em que um dos quarks top radia o fóton), uma das propriedades ainda por determinar experimentalmente. Na ausência de dados reais, a simulação de acontecimentos deste género, torna-se essencial para estimar a precisão com que se poderá medir experimentalmente.

Nesta tese, inicialmente, discutem-se os modelos teóricos e medidas já obtidas, tanto a nível do quark top, como a nível do canal em estudo. É também apresentado o detector ATLAS, uma das experiências de LHC, no CERN, que será a fonte dos dados para este estudo.

Seguidamente é discutida a forma de geração e de simulação dos acontecimentos: é apresentado o gerador  $ttV$  vocacionado para o canal  $t\bar{t}\gamma$  a nível partónico. Este gerador introduz componentes que faltam noutros geradores (por exemplo TopReX e o PYTHIA), como os diagramas de produção e de decaimento dos quarks top e dos bosões  $W$  acompanhados de fótons de elevado momento. Foi depois necessário introduzir processos, como a radiação de es-

tado inicial e final, hadronização e interações múltiplas, através da livraria PYTHIA. Foi feito um estudo para confirmar que o PYTHIA não interferia com a cinemática gerada a nível partónica. Foi também adicionado sinal  $t\bar{t}\gamma$  proveniente do detector TopReX, em que a origem do fotão não é tida em conta, pois esta secção eficaz domina a do processo da radiação apenas dos quarks top. Para simular o detector foi usado o pacote ATLFast. Neste passo verificou-se que os critérios de isolamento dos fotões a nível partónico são comprometidos aquando da reconstrução dos jactos, i.e., cerca de 80% de acontecimentos  $t\bar{t}\gamma$  perdem-se devido aos critérios de reconstrução dos fotões.

A análise dos dados é feita com as amostras de sinal, que são duas: uma amostra  $t\bar{t}$  e uma amostra  $t\bar{t}\gamma$ , com um fotão com  $p_T$  superior a 10, 15, 20, 25, 30, 50 a 100 GeV, e com a simulação de fundo QCD disponível. Esta análise divide-se em dois níveis: pré-selecção e análise discriminante. Nesta análise foram escolhidos cortes de maneira a otimizar a relação sinal/fundo, o que foi conseguido para uma topologia de decaimento semileptónico para o canal  $t\bar{t}$ , com a presença de pelo menos um fotão. Dessa forma foi possível obter uma boa relação sinal fundo, e que se manteve constante com a variação do corte do  $p_T$  do fotão.

Finalmente, pode-se determinar a secção eficaz dos processos  $t\bar{t}$  e  $t\bar{t}\gamma$ , com boa precisão (que varia entre 7% e 23% para fotões com momento transversal maiores que 10 e 50 GeV, respectivamente) e dentro dos valores esperados teoricamente, mesmo nos primeiros tempos de funcionamento de ATLAS, a baixa luminosidade ( $10 \text{ fb}^{-1}/\text{ano}$ ). A componente da radiação dos fotões exclusivamente produzidos pelos quarks top será uma medida bastante difícil, devido à estatística extremamente baixa e ao facto de os fotões, ao serem reconstruídos após a detecção, serem absorvidos pela hadronização dos quarks.

# Bibliografia

- [1] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling. Hard interactions of quarks and gluons:a primer for lhc physics. *Rep. Prog. Phys.*, 70:89.
- [2] F. Abe *et al.* Observation of top quark production in  $p\bar{p}$  collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626.
- [3] S. Abachi *et al.* Observation of top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632.
- [4] CDF Colaboration. A limit on the top quark width and lifetime using the template method in the lepton plus jets channel at cdf ii. *CDF Note*, 8953, 2007.
- [5] A.Soni D.Atwood, L.Reina. *Phys. Rev. D*, 53:1199, 1996.
- [6] W.-M. Yao *et al.* Particle data group - 2007 review of particle physics. *J. Phys. G*, 33(1), 2006.
- [7] CDF Colaboration. Combination of cdf top quark pair production cross section measurements with up to 760  $\text{pb}^{-1}$ . *CDF Note*, 8148, 2006.
- [8] D0 Collaboration and V Abazov *et al.* Search for single top quark production in ppbar collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ tev}$ . *Phys. Lett. B*, 622:265, 2005.
- [9] R. Bonciani, S. Catania, M. Mangano, and P. Nason. Nll resummation of the heavy-quark hadronproduction cross section. *Nucl. Phys. B*, 529:424.
- [10] U. Baur, M. Buice, and Lynne H. Orr. Direct measurement of the top quark charge at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 64(094019), 2001.

- [11] U. Baur, A. Juste, L. H. Orr, and D. Rainwater. Probing electroweak top quark couplings at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 71(054013), 2005.
- [12] V. Bednyakov, E. Khramov, N. Rusakovich, and A. Tonoyan. Measurement of the charge of the top quark at atlas detector. *ATLAS note*, ATL-COM-PHYS-2006-048, 2006.
- [13] M. Ciljak, S. Tokar, and U. Baur. Top charge measurement at atlas detector. *ATLAS note*, ATL-COM-PHYS-2003-022, 2003.
- [14] Ph. Lebrun. Superconductivity and cryogenics for the large hadron collider. *Large Hadron Collider Project*, CERN-LHC-Project-Report-411, 2000.
- [15] The ATLAS Collaboration. *The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2007.
- [16] The ATLAS Collaboration. *Calorimeter Performance - Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-40 1997.
- [17] The ATLAS Collaboration. *Trigger Performance - Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-15 1998.
- [18] T. Stelzer and W. F. Long. *Automatic Generation of Tree Level Helicity Amplitudes*, MAD/PH/813 1994.
- [19] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara. *HELAS: HELicity Amplitude Subroutines for Feynman Diagram Evaluations*. KEK Report, 9.
- [20] T. Sjostrand *et al.* *Pythia 6.4 - Physics and Manual*, arXiv:hep-ph/0603175 2006.
- [21] S.R. Slabospitsky and L. Sonnenschein. *TopReX 4.11 - Short Manual*, 04 1995.
- [22] ATLAS note. *ATLFAST 2.0 - A fast Simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131.



- [23] J. A. Aguilar-Saavedra, J. Carvalho, N. Castro, A. Onofre, and F. Veloso. Atlas sensitivity to  $wb$  anomalous couplings in top quark decays. *ATLAS scientific note*, SN-ATLAS-2007-064, 2007.