

N° d'ordre: 9844

THÈSE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Spécialité: Physique

par

Antoine MARZIN

Méthode de mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS au LHC. Etude du fonctionnement du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique.

Soutenue le 16 juin 2010 devant la Commission d'examen composée de :

Mme	Ursula BASSLER	MEMBRE INVITÉE	
Mme	Anne-Isabelle ETIENVRE	EXAMINATRICE	(Encadrante)
M.	Daniel FOURNIER	PRÉSIDENT DU JURY	
Mme	Fabiola GIANOTTI	EXAMINATRICE	
M.	Michael KLASSEN	RAPPORTEUR	
M.	Jean-Pierre MEYER	EXAMINATEUR	(Directeur de thèse)
M.	Jianming QIAN	RAPPORTEUR	

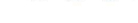
irfu



institut de



recherche sur les lois
fondamentales de



l'univers

saclay

Thèse préparée au
Commissariat à l'énergie atomique
Irfu/SPP , Bât. 141
CEA-Saclay
91 191 Gif-sur-Yvette

Table des matières

Introduction	11
I Considérations théoriques	13
1 Introduction à la physique des particules	15
1.1 Des atomes aux quarks	16
1.1.1 L'hypothèse atomique	16
1.1.2 Atomes et molécules	16
1.1.3 L'exploration du monde subatomique	17
L'électron	17
Le proton	19
1.1.4 La physique hadronique	19
1.1.5 La voie octuple	20
1.1.6 Le modèle des quarks	20
1.1.7 La couleur	21
1.1.8 La fin de l'histoire	22
1.2 Le Modèle Standard de la physique des particules	22
1.3 Le quark top	25
1.3.1 Hadronisation du quark top	26
1.3.2 Production de paires $t\bar{t}$ au LHC	26
1.3.3 Désintégration du quark top	31
1.3.4 Désintégration des paires $t\bar{t}$	32
1.4 Conclusion	33
Bibliographie	34
2 La masse du quark top	37
2.1 Introduction	38

2.2	La masse au pôle	38
2.3	La reconnexion de couleur	39
2.4	Introduction à la chromodynamique quantique	40
2.4.1	Les règles de Feynman	42
2.4.2	La renormalisation de QCD	44
	La régularisation	44
	Les schémas de renormalisation	45
	Le lagrangien de QCD renormalisé	45
	Corrections au vertex	46
	Correction à la fonction d'onde des quarks légers	48
	Correction à la fonction d'onde du gluon	49
	La constante de couplage mobile	50
2.5	L'indétermination théorique sur la masse au pôle	52
2.5.1	Les contributions infrarouges à la masse du quark top	52
2.5.2	La transformée de Borel	56
2.5.3	Estimation numérique de δm_{top}	57
2.6	La masse du quark top dans le schéma de renormalisation \overline{MS}	58
2.7	La masse du quark top dans le schéma de renormalisation PS	60
2.8	L'ajustement électrofaible	63
2.9	Conclusion	67
	Bibliographie	68

II Le détecteur ATLAS 71

3 Le LHC et le détecteur ATLAS 73

3.1	Introduction	74
3.2	Le LHC	74
3.3	Le détecteur ATLAS	76
3.3.1	Le champ magnétique	78
3.3.2	Le détecteur interne	79
	Le détecteur à pixels	79
	Le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT)	80
	Le trajectographe à radiation de transition (TRT)	81
3.3.3	Distribution de la matière en amont du calorimètre	83

3.3.4	Le système calorimétrique	84
	Le calorimètre électromagnétique	85
	Le calorimètre hadronique	88
	Le calorimètre avant (FCAL)	90
3.3.5	Le spectromètre à muons	90
	Les chambres de précision	91
	Les chambres de déclenchement	92
3.4	Le système de déclenchement	94
3.4.1	Le premier niveau de déclenchement	94
3.4.2	Le second niveau de déclenchement	95
3.4.3	Le filtre d'évènements	96
3.5	Reconstruction des objets physiques	96
3.5.1	Les électrons	96
3.5.2	Les muons	96
3.5.3	Les jets	97
3.5.4	L'étiquetage des jets b	98
3.5.5	L'énergie transverse manquante	98
3.6	Résumé des objectifs de performance d'ATLAS	99
	Bibliographie	100
4	Calibration et performance du premier niveau de déclenchement du calorimètre à argon liquide	101
4.1	Introduction	102
4.2	Traitement du signal et formation des tours de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique	103
4.3	Le système d'étalonnage	106
4.4	Les Tower Builder Boards	108
4.5	Les receivers	109
4.6	Calcul des retards dans les Tower Builder Boards	110
4.6.1	Introduction	110
4.6.2	Calcul des retards en données de calibration	111
	Description de la prise de données de calibration	111
	Mesure du temps d'arrivée des signaux	112
	Etalonnage des lignes à retard	113
	Détermination des retards	114

4.6.3	Cas de la superposition entre tonneau et bouchons	116
4.6.4	Calcul des retards pour les données de physique	116
4.7	Performances du premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique	117
4.7.1	Performances avec les rayons cosmiques	117
	Reconstruction de l'énergie dans le LAr readout	118
	Reconstruction de l'énergie dans le L1calo	118
	Calcul des gains des receivers	119
	Sélection des évènements cosmiques	121
	Corrélation et résolution	123
4.7.2	Performances avec les premières collisions	124
4.7.3	Performances avec les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV	125
4.8	Facteurs de correction dus aux hautes tensions	127
	Bibliographie	133

III Méthodes de mesure de la masse du quark top 135

5 Mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets 137

5.1	Introduction	138
5.2	Sélection des évènements	139
5.2.1	Signature du signal $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets	139
5.2.2	Les bruits de fond physiques	139
5.2.3	Les objets physiques	141
	Définition des objets physiques	141
	Association des objets physiques aux particules Monte Carlo	142
	La pré-calibration des jets	144
	La résolution en énergie pour les objets physiques	144
	Isolation des leptons	147
5.2.4	Les coupures de sélection	147
	La production d'un lot réduit d'évènements	148
	Sélection finale	149
5.3	Reconstruction de l'état final	150
5.3.1	Introduction	150
5.3.2	Définition de la pureté	151
5.3.3	Reconstruction des bosons W	151

	Reconstruction du boson W hadronique	151
	Reconstruction du boson W leptonique	152
5.3.4	Reconstruction des deux branches de la paire $t\bar{t}$	154
	Reconstruction de la masse du quark top du côté hadronique	154
	Reconstruction de la masse du quark top du côté leptonique	154
5.3.5	L'ajustement cinématique	156
	La formule du χ^2	156
	Influence de la coupure sur l'impulsion transverse des jets	156
	La distribution de χ^2	157
	Impact de la recalibration <i>in-situ</i> sur la résolution des jets	158
	Performance de l'ajustement cinématique	159
5.4	Paramétrisation des templates pour les évènements du signal	160
5.4.1	Paramétrisation de la distribution de masse du quark top	161
5.4.2	Paramétrisation de la distribution de masse invariante dijets	162
5.5	Maximum de vraisemblance pour les évènements du signal	164
5.5.1	Définition de la vraisemblance	164
5.5.2	Définition de la pseudo-log-vraisemblance	165
5.5.3	Résultats obtenus pour les évènements du signal avec la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance	166
5.5.4	Stabilité par rapport à l'échelle d'énergie des jets	167
5.5.5	Stabilité par rapport à la masse du quark top	167
5.6	Méthode des templates avec le bruit de fond physique	168
5.6.1	Paramétrisation de la forme du bruit de fond	168
5.6.2	Définition de la vraisemblance	169
5.6.3	Résultats de la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance	171
5.6.4	Stabilité par rapport à l'échelle d'énergie des jets	171
5.6.5	Stabilité par rapport à la masse du quark top	172
5.7	Pseudo-expériences avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$	172
5.8	Test de la méthode	174
5.9	Maximum de vraisemblance à une dimension	178
5.10	Erreurs systématiques	179
5.10.1	Erreur systématique due à la différence entre l'échelle d'énergie des jets b et l'échelle d'énergie des jets légers	179
5.10.2	Radiations dans l'état initial et l'état final (ISR/FSR)	180
	Impulsion transverse du jet principal	180

La multiplicité des jets	181
Impact des ISR/FSR sur la masse du quark top mesurée	182
5.10.3 Les fonctions de distribution partonique	182
5.10.4 Les autres sources d'erreur systématique	183
5.10.5 Résumé sur les incertitudes	184
5.11 Conclusion	185
5.12 Perspectives à $\sqrt{s} = 14$ TeV	186
5.12.1 Introduction	186
5.12.2 Sélection des évènements et performance de la reconstruction de l'état final $t\bar{t}$. . .	186
5.12.3 Application de la méthode des templates	187
5.12.4 Estimation des erreurs systématiques	189
5.12.5 Conclusion	190
Bibliographie	191

6 Mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton 193

6.1 Introduction	194
6.2 Sélection des évènements	194
6.2.1 Signature du signal $t\bar{t}$ dans le canal dilepton	194
6.2.2 Les bruits de fond physiques	195
6.2.3 Les coupures de sélection	196
La production d'un lot réduit d'évènements	196
Sélection finale	197
6.3 Reconstruction de l'état final	199
6.3.1 Introduction	199
6.3.2 Neutrino Weighting Algorithm	200
Degrés de liberté du problème	200
Calcul de l'énergie des neutrinos	201
Changement de référentiel	202
Calcul du poids de chaque hypothèse	203
6.4 Paramétrisation du signal	206
6.5 Paramétrisation de la forme du bruit de fond	206
6.6 Définition de la pseudo-log-vraisemblance	208
6.7 Exemple de résultat pour $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$	210
6.8 Stabilité par rapport à la masse du quark top	210

6.9	Pseudo-expériences avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$	210
6.10	Estimation des erreurs systématiques	211
6.10.1	Erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b	212
6.10.2	Autres sources d'erreur systématique	213
6.10.3	Résumé sur les incertitudes	214
6.11	Conclusion	215
	Bibliographie	216
7	Combinaison des canaux	219
7.1	Introduction	220
7.2	Procédure de combinaison	220
7.2.1	Notations	220
7.2.2	Corrélation entre les canaux	220
7.2.3	Matrice de covariance	221
7.2.4	Combinaison des canaux	222
7.3	Détermination des corrélations entre les erreurs systématiques	223
7.4	Résultats	224
7.5	Conclusion	226
	Bibliographie	227
	Conclusion	229
	Remerciements	231

Introduction

Avec le Modèle Standard de la physique des particules, nous disposons d'une classification complète des constituants élémentaires de la matière et de ses interactions. Ces constituants élémentaires sont au nombre de 12 et classés en trois générations, chacune composée de quatre particules : deux quarks, un lepton chargé et un neutrino. Seules les particules de la première génération sont stables et composent la matière qui nous entoure. Les constituants des deux autres générations, neutrinos exceptés, sont instables et se désintègrent rapidement. Ces particules interagissent entre elles par l'intermédiaire de quatre forces : l'interaction forte, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique et l'interaction gravitationnelle. Seuls les quarks sont sensibles à l'interaction forte qui est véhiculée par huit particules : les gluons. L'électromagnétisme concerne toutes les particules de matière à l'exception des neutrinos ; son médiateur est le photon. Toutes les particules de matière sont sensibles à l'interaction faible ; elle est véhiculée par trois bosons : un neutre, le boson Z , et deux bosons chargés, les bosons W^+ et W^- . Enfin, l'interaction gravitationnelle, véhiculée par le graviton, se distingue des trois précédentes par sa très faible intensité qui la rend négligeable à l'échelle des particules élémentaires. Cette interaction est décrite par la théorie de la relativité générale et n'est pas encore unifiée au Modèle Standard. Le graviton n'a d'ailleurs toujours pas été découvert expérimentalement. Le Modèle Standard accumule les succès expérimentaux depuis plusieurs décennies et n'a encore jamais été mis en défaut. Seul le boson de Higgs, la particule qui conférerait leur masse aux particules massives, n'a toujours pas été observé. Le paradoxe actuel de la physique des particules réside dans le fait que, malgré les nombreuses prédictions du Modèle Standard en accord avec l'expérience, les questions qu'il laisse en suspens le rendent insatisfaisant. Le nombre trop important de paramètres libres qu'il contient, la hiérarchie des masses de ses constituants, l'étrange rapport 1/3 entre la charge électrique des quarks et des leptons chargés, le mécanisme de génération des masses et son incapacité à incorporer l'interaction gravitationnelle sont autant d'indices qui incitent les physiciens à considérer le Modèle Standard comme une théorie effective de basse énergie et à rechercher une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, comme par exemple la supersymétrie.

En effectuant les premières collisions à une énergie dans le centre de masse proton-proton de 7 TeV le 30 mars 2010, le Large Hadron Collider (LHC) a fait entrer la physique des particules dans une nouvelle ère. L'énergie à laquelle se produisent les collisions et la luminosité disponible sont en effet suffisantes pour mesurer avec précision les paramètres du Modèle Standard et sonder la physique au-delà du Modèle Standard. C'est sur la mesure de l'un des paramètres du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS que porte le travail de cette thèse : la masse du quark top. Découvert en 1995 au Tevatron, le quark top se distingue des autres quarks par sa masse particulièrement élevée, proche de l'échelle électrofaible, qui en fait un candidat privilégié pour étudier le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible et sonder la physique au-delà du Modèle Standard. Sa masse est actuellement mesurée au Tevatron ; la dernière valeur obtenue en combinant les mesures de D0 et CDF est : $m_{top} = 173.1 \pm 0.6$ (stat.) ± 1.1 (syst.) GeV. Avec la statistique disponible au LHC, l'erreur statistique devrait être rapidement négligeable et l'erreur totale sera alors dominée par l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets.

La première partie de cette thèse est divisée en deux chapitres. Le premier chapitre est dédié à une présentation générale du contexte théorique lié au Modèle Standard. Une brève histoire de la physique des particules nous mènera des philosophes présocratiques à l'élaboration du Modèle Standard et à la

découverte du quark top. Les modes de production et de désintégration des paires $t\bar{t}$ y seront également décrits. Le deuxième chapitre consiste en une introduction à la notion de masse pour un quark, en particulier pour le quark top. Le concept de masse est en effet plus complexe pour un quark que pour un lepton en raison de l'hypothèse de confinement de la chromodynamique quantique qui nous empêche de définir sans ambiguïté la masse du quark comme la position du pôle du propagateur d'une particule libre. Nous verrons qu'il n'existe pas une seule définition de la masse du quark top mais une pléthore de définitions qui peuvent être utilisées dans des contextes différents. Les aspects fondamentaux de la chromodynamique quantique seront également présentés afin d'effectuer l'estimation numérique de l'ambiguïté théorique sur la masse au pôle du quark top. Enfin, nous verrons quel schéma de renormalisation est le plus adapté pour la mesure de la masse du quark top en fonction du contexte expérimental.

La deuxième partie est consacrée à la présentation générale du détecteur ATLAS et plus spécifiquement au premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique. Le chapitre 3 consiste ainsi en une description succincte du LHC et des différents sous-détecteurs d'ATLAS. Nous y verrons également la reconstruction des objets physiques dans le détecteur. Le chapitre 4 concerne plus spécifiquement le système de déclenchement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Nous y étudierons dans un premier temps la calibration de la chaîne de lecture analogique du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, et nous verrons ensuite les performances de ce système obtenues avec les rayons cosmiques enregistrés en 2009 puis avec les premières collisions, à 900 GeV et à 7 TeV.

Enfin, la troisième partie traite de la mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS. La méthode étudiée au cours de cette thèse est la méthode dite des *templates* qui consiste à utiliser des simulations Monte Carlo pour paramétriser des distributions caractéristiques en fonction de la masse du quark top, puis de les comparer aux données en maximisant une vraisemblance afin de déterminer la valeur de la masse du quark top pour laquelle les *templates* décrivent le mieux les données. Le chapitre 5 décrit l'analyse dans le canal lepton plus jets. La désintégration hadronique d'un boson W de l'état final y est utilisée pour effectuer une mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets grâce à une vraisemblance à deux dimensions. Le chapitre 6 décrit l'analyse dans le canal dilepton où seule la masse du quark top est mesurée. Les perspectives attendues en combinant ces deux canaux est ensuite détaillée dans le chapitre 7. Cette étude est basée uniquement sur des simulations Monte Carlo et à une énergie dans le centre de masse proton proton de 10 TeV.

Première partie

Considérations théoriques

Introduction

Cette première partie constitue une brève introduction à la physique des particules et aux aspects théoriques liés à la masse du quark top. Dans le premier chapitre, nous aborderons quelques épisodes importants de l'histoire des sciences qui ont joué un rôle de catalyseur dans l'évolution des idées ; nous partirons des premiers philosophes présocratiques à avoir introduit le concept d'atomisme, nous décrirons ensuite le modèle des quarks élaboré par M. Gell-Mann et G. Zweig puis nous finirons par la découverte expérimentale du quark top en 1995. Le Modèle Standard de la physique des particules ainsi que les caractéristiques générales du quark top seront également présentés de manière succincte. Le deuxième chapitre est consacré plus spécifiquement aux aspects théoriques liés à la masse du quark top. La chromodynamique quantique y sera introduite et nous verrons comment la renormalisation de la théorie permet de redéfinir la constante de couplage de l'interaction forte en une constante de couplage mobile. Ce résultat sera par la suite utilisé pour calculer l'ambiguïté irréductible sur la masse au pôle qui résulte des contributions infrarouges d'une certaine classe de diagrammes. L'estimation numérique de cette ambiguïté nous montrera qu'elle est de l'ordre de 100 MeV. Enfin, nous verrons comment l'utilisation d'autres schémas de renormalisation permet de s'affranchir des effets non perturbatifs de la chromodynamique quantique. Précisons que cette partie n'est qu'une présentation succincte de la problématique théorique dans laquelle s'inscrit la mesure expérimentale de la masse du quark top et qu'elle ne prétend en aucun cas être un exposé théorique rigoureux.

Chapitre 1

Introduction à la physique des particules

Sommaire

1.1	Des atomes aux quarks	16
1.1.1	L'hypothèse atomique	16
1.1.2	Atomes et molécules	16
1.1.3	L'exploration du monde subatomique	17
1.1.4	La physique hadronique	19
1.1.5	La voie octuple	20
1.1.6	Le modèle des quarks	20
1.1.7	La couleur	21
1.1.8	La fin de l'histoire	22
1.2	Le Modèle Standard de la physique des particules	22
1.3	Le quark top	25
1.3.1	Hadronisation du quark top	26
1.3.2	Production de paires $t\bar{t}$ au LHC	26
1.3.3	Désintégration du quark top	31
1.3.4	Désintégration des paires $t\bar{t}$	32
1.4	Conclusion	33
	Bibliographie	34

1.1 Des atomes aux quarks

1.1.1 L'hypothèse atomique

Le concept d'atomisme fut probablement introduit par le philosophe présocratique grec Leucippe (-500/-420), puis approfondi par son disciple Démocrite d'Abdère (-460, -390). Les penseurs matérialistes, ou mécanistes, estiment que l'étude de la matière est la base fondamentale de la compréhension des phénomènes et s'interrogent sur l'essence et la continuité de la matière. Puisque la matière ne peut surgir du vide absolu et que l'être ne peut devenir néant, il doit exister des corps immuables dont sont composés tous les éléments. Les atomes, constituants élémentaires de la matière, sont ces corpuscules insécables, d'aspérités et de formes d'une infinie variété, gros, fins, lisses, rugueux et même parfois crochus, invisibles par leur taille et inaltérables par leur dureté. L'agrégation d'atomes séparés par le vide forme la matière ; leur libre mouvement dans le vide la transforme et la recombine sous différents aspects. Le feu et la décomposition de la matière organique sont des manifestations de cette métamorphose. Un matériau dur est constitué d'atomes anguleux qui s'imbriquent les uns avec les autres pour assurer la rigidité de l'ensemble tandis qu'un matériau souple et malléable contient des atomes plus arrondis, dont le glissement les uns sur les autres favorise la déformation. Un liquide est ainsi formé de gros atomes ronds qui n'ont aucune emprise les uns sur les autres. Les atomes acquièrent le statut de principe premier, au même titre que le vide et le mouvement sans lesquels rien ne pourrait être. Soulignons l'antagonisme entre la vision atomiste de Leucippe, pour qui la matière est discontinue et formée d'éléments indivisibles, et la vision d'Aristote (-384/-322) qui considère absurde l'idée même du vide et perçoit la matière comme une entité continue et divisible à l'infini.

Malgré l'influence persistante d'Aristote, les idées atomistes furent reprises par Epicure (-342/-270) puis par les philosophes de l'école épicurienne, en particulier Romain Lucrèce (Titus Lucretius Carus de son nom latin, -98/-55) dans son poème *de rerum natura*. S'ils tentèrent de faire reposer l'atomisme sur des bases scientifiques, la notion d'atome se résumait encore à de vagues intuitions et ne peut être considérée comme une théorie scientifique. Elle resta d'ailleurs sans fondements empiriques jusqu'au XVIII^e siècle, époque où les chimistes observèrent que si la masse et le volume de la matière solide peuvent varier au cours des réactions chimiques telles que la combustion, il y a conservation de la masse totale du système solide plus gaz. Soulignons ici les travaux du chimiste russe Mikhaïl Vassilievitch Lomonossov (1711/1765) qui parvint à mesurer la conservation de la masse grâce à un protocole expérimental rigoureux. Il comprit sûrement trop en avance sur son temps que ce qui est ôté à un corps s'ajoute systématiquement à un autre. L'isolement et l'attachement des chimistes européens à la théorie phlogistique limita la diffusion et donc l'influence de ses travaux. Ses recherches diversifiées font néanmoins de Lomonossov un des précurseurs de la théorie atomique, de la théorie cinétique et de la cristallographie. Homme de sciences comme de lettres, à la fois historien et écrivain, il est également considéré comme un des fondateurs de la littérature russe. Quelques années plus tard, en 1773, Antoine Laurent Lavoisier (1743/1794) résuma ses travaux sur le phénomène de combustion sous l'énoncé : "Rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme", puis par la loi de conservation de la masse en 1789. Les chimistes commencèrent alors à décomposer la matière pour en recenser les éléments tels que l'oxygène (qui génère l'acide), l'hydrogène (qui génère l'eau), le fer, le carbone, etc...

1.1.2 Atomes et molécules

En 1803, notamment pour expliquer la loi de conservation de la masse de Lavoisier, le britannique John Dalton (1766/1844) proposa la théorie atomique selon laquelle les éléments chimiques se composent d'atomes sphériques, immuables et inaltérables, qui peuvent s'associer pour former des structures plus complexes. Il publia sa théorie puis ses développements successifs entre 1808 et 1827 dans *New System of Chemical Philosophy*. S'il comprit que les atomes d'un même élément sont identiques et que certaines

de leurs propriétés, telle que la masse, diffèrent d'un élément à l'autre, il ne considère que la proportion relative des atomes à l'intérieur des molécules. Par conséquent, quelques confusions telle que la distinction entre oxygène et dioxygène persistent encore dans la liste des masses atomiques qu'il publia en 1803. Ce fut finalement le comte italien Amadeo Avogadro (1776/1856) qui, en 1811, comprit que certains gaz existent sous forme polyatomique et parvint à définir les notions d'atome et de molécule. Sa découverte provient de l'interprétation des expériences de Louis-Joseph Gay-Lussac (1778/1850) qui observa qu'un volume d'oxygène réagit avec deux volumes d'hydrogène pour former deux volumes d'eau, ce qui est incompatible avec l'interprétation monoatomique suivante de la réaction :



Cette anomalie fut résolue par Avogadro en émettant l'hypothèse que l'hydrogène et l'oxygène sont en fait des molécules polyatomiques. L'observation de Gay-Lussac s'explique alors si l'on considère les réactants comme constitués de deux atomes identiques :



Bien que cohérente et basée sur l'expérience, l'hypothèse atomique d'Avogadro eut du mal à s'imposer durant la première moitié du XIX^e siècle. L'influence de la doctrine positiviste d'Auguste Comte (1798/1857) explique la réticence des scientifiques à accepter une théorie centrée autour d'un objet inobservable : l'atome. Le positivisme d'Auguste Comte repose en effet sur le renoncement à découvrir l'essence des choses et se satisfait de lois empiriques qui régissent les faits. L'abandon du positivisme survint avec le raffinement des dispositifs expérimentaux qui permirent de manipuler et d'interpréter des concepts intangibles pour l'être humain, tels que le champ magnétique et le potentiel électrique. Dès lors, une observation scientifique fut invariablement suivie d'une théorie faisant appel à des concepts abstraits et non directement accessibles à nos sens.

Le chimiste russe Dimitri Ivanovitch Mendeleïev (1834/1907) établit un premier tableau périodique des éléments en 1869, puis un deuxième plus complet en 1871, où les atomes sont classés par masse atomique croissante. Il prédit ainsi l'existence de nouveaux éléments pour combler les trous laissés vacants entre les éléments déjà découverts. Le fait que les éléments puissent être classés périodiquement fut une première indication de la structure interne des atomes. Leurs similitudes laissent en effet présager qu'ils sont constitués des mêmes briques fondamentales et qu'ils ne sont par conséquent pas des entités indivisibles.

1.1.3 L'exploration du monde subatomique

L'électron

En étudiant les rayons cathodiques, Joseph John Thomson (1856/1940) découvrit en 1897 l'électron dont l'existence avait été prédite par l'irlandais George Johnstone Stoney (1826/1911) en 1874. En déviant les rayons cathodiques par un champ électrique, il parvint même à mesurer leur rapport charge/masse. C'est la première décomposition de l'atome, longtemps considéré insécable, et la preuve expérimentale qu'il possède une structure interne. Il réussit par la suite à mesurer la charge de l'électron et ainsi à estimer sa masse, environ 2000 fois inférieure à celle de l'hydrogène. Pour justifier la neutralité de la matière, Thomson élaborait en 1904 un modèle d'atome constitué de deux parties : l'une négative (les électrons), l'autre positive (la "gelée") dans laquelle circulent les électrons soumis à l'interaction électromagnétique. Par analogie avec des prunes dans un fameux dessert anglais, ce modèle fut qualifié de plum-pudding.

En 1909, l'un de ses anciens étudiants, Ernest Rutherford (1871/1937), bombardait une fine feuille d'or par un faisceau de particules α et observa que 0.01 % des particules sont déviées à de grands angles, parfois même vers l'arrière, tandis que le reste du faisceau traverse la feuille d'or sans interagir. Ce résultat est incompatible avec le modèle de Thomson qui prédit que les particules α , beaucoup plus lourdes que

les électrons, ne doivent être que légèrement déviés. Suite à cette observation, Rutherford élabore un modèle atomique de type planétaire dans lequel les électrons gravitent autour d'un noyau dont la charge positive compense celle des électrons. Ce modèle aura eu le mérite de mettre en évidence le caractère lacunaire de la matière pour justifier le fait que presque toutes les particules α aient traversé la feuille d'or. Cependant, ce modèle fut rapidement mis en défaut par ses incohérences théoriques insurmontables, notamment en raison des équations de Maxwell qui prédisent que toute charge accélérée rayonne des ondes électromagnétiques, ce qui a pour corollaire l'instabilité des atomes de type planétaire. En effet, le rayon de l'orbite de chaque électron autour du noyau diminuerait au fur et à mesure que l'électron rayonnerait son énergie pour finalement percuter le noyau en une fraction de seconde. Par ailleurs, même si l'on s'affranchit du rayonnement électromagnétique, les interactions mutuelles des électrons entre eux rendraient leurs trajectoires chaotiques et non plus circulaires ou elliptiques comme cela est nécessaire pour expliquer les propriétés spectrales des atomes.

Afin d'expliquer la quantification en énergie des spectres atomiques, le danois Niels Bohr (1885/1962) proposa en 1913 un modèle de l'atome d'hydrogène dans lequel l'électron est une particule ponctuelle en rotation autour d'un noyau selon certaines orbites circulaires dont le moment cinétique J est un multiple entier de $h/2\pi$, où h est la constante de quantification introduite par Max Planck pour résoudre le problème du corps noir. Le passage d'un électron d'une orbite à l'autre justifie ainsi l'observation selon laquelle les atomes absorbent ou émettent seulement des photons de certaines longueurs d'onde. Il reste néanmoins un modèle planétaire au même titre que celui de Rutherford qui échoue à expliquer la stabilité de l'atome une fois confronté aux équations de Maxwell. Pour s'en sortir, Bohr décréta que l'électron rayonne uniquement lorsqu'il passe d'une orbite à l'autre par émission ou absorption d'un photon d'énergie $h\nu$. Ce modèle fut perfectionné en 1916 par Arnold Sommerfeld (1868/1951) qui ajouta des orbites elliptiques quantifiées et des corrections relativistes pour reproduire la structure fine du spectre de l'hydrogène. Les raffinements ultérieurs qui furent apportés jusqu'en 1925 ne sont que des conditions ad-hoc de quantification apportées au mouvement classique de l'électron et ne fournissent pas de règles générales. Ce modèle se cantonne d'ailleurs à l'hydrogène et n'explique en rien les spectres des atomes à plusieurs électrons ce qui encouragea les physiciens à développer de nouvelles théories.

L'avènement en 1924 de la mécanique ondulatoire grâce aux travaux du prince Louis Victor de Broglie (1892/1988) amena Erwin Schrödinger (1887/1961) à proposer dès 1926 un nouveau modèle qui permet à la fois d'expliquer la stabilité de l'atome et la quantification des spectres atomiques. L'idée de Louis Victor de Broglie fut d'étendre à toutes les particules le concept de dualité onde-corpuscule initialement introduit pour le photon. Dans ce modèle d'Erwin Schrödinger, les électrons ne sont ainsi plus des particules ayant des trajectoires bien définies autour du noyau mais sont décrits par des fonctions d'ondes, les harmoniques sphériques, qui décrivent leur probabilité de présence. L'état quantique d'un atome est alors caractérisé par sa fonction d'onde qui dépend de l'état quantique de chacun de ses électrons. Il en est fini de la représentation individuelle des électrons, ils deviennent indiscernables et ont tous en chaque point de l'espace une probabilité non nulle de présence, y compris au sein même du noyau et à l'extérieur de l'atome en cas d'anisotropie. Grâce aux fonctions d'onde qui déterminent la forme du cortège électronique, ce modèle permet de décrire la capture électronique et les liaisons moléculaires. Les corrections relativistes au modèle de Schrödinger furent ensuite apportées en 1928 par Paul Dirac (1902/1984). Elles sont particulièrement importantes pour les niveaux d'énergie internes où la vitesse des électrons est la plus élevée. Un des succès les plus frappants de cette théorie est la prédiction particulièrement précise du facteur gyromagnétique de l'électron qui détermine l'espacement des niveaux d'énergie d'un électron isolé placé dans un champ magnétique. L'accord entre théorie et expérience atteint une précision de dix chiffres après la virgule ce qui reste exceptionnel, toutes disciplines scientifiques confondues.

Le proton

En 1919, dix ans après avoir proposé l'existence d'un noyau atomique chargé positivement et de taille très inférieure à celle de l'atome suite à son expérience sur la feuille d'or, Rutherford s'aperçoit en bombardant diverses substances avec des particules α que la collision entre les noyaux d'hélium et l'azote de l'air produit de l'hydrogène suivant la réaction nucléaire :



Rutherford réalisait la première transmutation artificielle d'un élément, et par conséquent le rêve que fomentaient les alchimistes quelques siècles auparavant. Il en conclut que les noyaux d'azote avaient changé de nature pour devenir oxygène en absorbant une partie des constituants du noyau d'hélium. Il nomma proton le noyau d'hydrogène ainsi produit et prédit quelques mois plus tard l'existence d'une particule neutre de même masse : le neutron.

1.1.4 La physique hadronique

Si les recherches prolifiques menées en mécanique quantique au cours des années 1920 permirent rapidement de reproduire les spectres atomiques observés, les avancées théoriques et expérimentales en physique nucléaire se sont révélées plus laborieuses. La première difficulté était d'ordre expérimentale : la taille du noyau étant de l'ordre du fm, soit cent mille fois plus petit que l'atome, des particules de haute énergie sont nécessaires pour le sonder. La seconde difficulté était d'ordre théorique : puisque les deux seules interactions connues à l'époque, la gravitation et l'électromagnétisme, ne suffisaient pas à expliquer la cohésion des protons au sein du noyau, il fallait inventer au moins une nouvelle interaction capable de compenser la répulsion électromagnétique entre les protons chargés positivement. En reprenant des expériences de transmutation nucléaire réalisées en 1930 par les allemands W. Bothe et H. Becker puis un an plus tard par Irène et Frédéric Joliot-Curie, qui interprétèrent le rayonnement neutre observé comme des photons de haute énergie, James Chadwick (1891/1974) découvrit le neutron en 1932 dans le laboratoire dirigé par Ernest Rutherford, le premier à avoir formulé l'hypothèse de son existence en 1920.

Telle était la vision de l'atome au début des années 1930 : un noyau, composé de neutrons et de protons, entouré d'un cortège électronique régi par les lois probabilistes de la mécanique quantique. L'atome n'est plus considéré comme le plus petit grain de matière mais comme l'agrégat de 3 types de particules élémentaires : électrons, protons et neutrons. Le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique, est la quatrième particule fondamentale observée expérimentalement (le muon fut découvert en 1937 et le neutrino, prédit en 1930 par Pauli, ne fut observé qu'en 1956). Le concept de photon avait auparavant été développé par Albert Einstein (1879/1955) entre 1905 et 1917 afin d'expliquer l'effet photo-électrique ; la notion de quanta de lumière qu'il introduisit mit en évidence le caractère corpusculaire de la lumière. Arthur Holly Compton (1892/1962) fut d'ailleurs le lauréat du prix Nobel de Physique en 1927 pour la démonstration du caractère corpusculaire du rayonnement électromagnétique grâce à l'effet Compton. En 1935, Hideka Yukawa (1907/1981) introduisit une nouvelle particule, le pion, porteur de l'interaction nucléaire qui maintient les nucléons entre eux pour compenser la répulsion électromagnétique qui tend à désintégrer le noyau. Le pion fut observé à Berkeley en 1947 par Cecil Frank Powell (1903/1969) ; il était alors considéré comme le médiateur de l'interaction forte, quatrième interaction identifiée.

Avec le développement des accélérateurs de particules dans les années 1940 et 1950 (synchrocyclotron puis synchrotron), la physique des particules connaît une époque florissante. Les physiciens n'étaient plus contraints d'avoir recours à la radioactivité naturelle ou aux rayons cosmiques pour sonder la nature mais étaient désormais aptes à produire et accélérer leurs propres projectiles. A Berkeley, le Bevatron (6.2 GeV) se distingua par la découverte de l'anti-proton en 1955 puis par la découverte de nombreuses résonances. Durant cette période, les nouvelles particules foisonnent et les découvertes s'enchaînent à un rythme effréné

pour comptabiliser une centaine de particules élémentaires sensibles à l'interaction forte au début des années 1960. Ces particules, les hadrons, sont réparties en deux catégories :

- **les baryons** sont des particules de spin demi-entier, tels que les nucléons et leurs résonances.
- **Les mésons** sont des particules de spin entier, comme par exemple le pion.

Face au nombre croissant de nouveaux hadrons, il devint évident pour les physiciens qu'aucun modèle ne pourrait prédire autant de particules fondamentales. Par ailleurs, plusieurs expériences de diffusion indiquaient que le proton n'était pas ponctuel mais possédait une extension spatiale de l'ordre de 10^{-15} m. Il s'accordèrent alors sur la nécessité d'introduire de nouveaux éléments qui seraient les constituants des hadrons : les quarks.

1.1.5 La voie octuple

En 1961, le physicien américain Murray Gell-Mann (né en 1929), qui s'était déjà illustré par l'invention de l'étrangeté pour expliquer pourquoi certaines particules sont toujours observées par paires et jamais isolées, ainsi que le physicien israélien Yuval Ne'eman (1925/2006) élaborèrent de manière indépendante un système de classification géométrique des hadrons basé sur les groupes de symétrie. Les hadrons y sont classés en multiplets qui ne diffèrent que par leur valeur d'hypercharge $Y = S + B$ et leur troisième composante d'isospin $I_3 = \mathcal{Q} - \frac{Y}{2}$. Ils apparaissent ainsi comme éléments de représentation du groupe de symétrie SU(3) et se regroupent en octets et décuplets. La symétrie SU(3), dite de saveur, est une généralisation de la symétrie d'isospin SU(2) introduite en 1932 par Werner Heisenberg (1901/1976) pour expliquer le fait que l'interaction forte ne distingue pas le proton du neutron qui sont en fait deux états d'une même particule : le nucléon d'isospin 1/2. Les symétrie SU(2) et SU(3) ne sont pas exactes puisque les membres d'un même multiplet n'ont pas exactement la même masse. Ce constat est symptomatique d'une brisure de symétrie, notamment par les interactions électromagnétiques. A l'instar de Mendeleïev qui prédit de nouveaux éléments pour combler les cases vacantes dans son tableau, M. Gell-Mann prédit en 1962 l'existence du Ω^- afin de compléter un décuplet. Il s'ensuivit plusieurs mois de recherches qui aboutirent en juin 1963 à la découverte à Brookhaven d'une particule ayant exactement les mêmes propriétés que celles prédites par le modèle mettant ainsi fin au suspens. Cependant, si les physiciens étaient cette époque parvenus à classer les hadrons selon un modèle cohérent, ils ne comprenaient toujours pas pourquoi ils s'agencent en octuplets et décuplets et pourquoi la représentation fondamentale "triplet" $\mathbf{3}$ de SU(3) n'apparaît pas.

1.1.6 Le modèle des quarks

Afin de répondre aux interrogations soulevées par la voie octuple, M. Gell-Mann proposa en 1964 le modèle des quarks, parallèlement développé par G. Zweig sous la dénomination d'"as". Il existe dans ce modèle 3 quarks, terme dont l'écriture et la prononciation fut adopté par M. Gell-Mann en référence à la phrase *Three quarks for Muster Mark* dans l'oeuvre de James Joyce *Finnegans Wake* [1]. Les quarks sont des fermions de spin $\frac{1}{2}$ et sont donc membres de la représentation fondamentale triplet de SU(3). Leurs propriétés sont résumées dans la Table 1.1.

Ces trois quarks correspondant aux trois saveurs "up", "down" and "strange" appartiennent à la représentation $\mathbf{3}$ tandis que les antiquarks sont dans la représentation conjuguée $\bar{\mathbf{3}}$. Les octuplets et décuplets de la voie octuple sont reconstruits à partir des deux catégories de hadrons qui sont des états liés de quarks et d'antiquarks :

- **les baryons** sont composés de trois quarks : nombre baryonique $B = 1$;
- **les mésons** sont composés d'une paire quark-antiquark : nombre baryonique $B = 0$.

Ils appartiennent à des représentations irréductibles issues du produit des représentations fondamentales des quarks et des antiquarks. Les mésons se regroupent donc en singulets et octuplets puisque :

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1},$$

TAB. 1.1 – Propriétés des trois quarks du modèle de Gell-Mann de 1964.

Nom du quark	Nombre baryonique (B)	Charge (\mathcal{Q})	Etrangeté (S)	Hypercharge (Y)	I_3
down d	1/3	-1/3	0	1/3	-1/2
up u	1/3	+2/3	0	1/3	+1/2
strange s	1/3	-1/3	-1	-2/3	0

et les hadrons s'agencent en décuplets et octuplets conformément à l'expérience puisque :

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}.$$

Notons qu'il n'existe pas de baryons dans la représentation de saveur $\mathbf{1}$ car la fonction d'onde totale serait symétrique ce qui n'est pas conforme à la statistique de Fermi-Dirac.

1.1.7 La couleur

C'est à la particule Δ^{++} observée en 1952 que l'on doit la mise en évidence de l'incohérence théorique du modèle des quarks. Dans le cadre de ce modèle, la particule Δ^{++} serait un baryon constitué de trois quark u ayant leurs spins alignés entre eux, ce qui est en contradiction avec le principe d'exclusion de Pauli qui stipule que deux fermions d'un même système ne peuvent occuper simultanément le même état quantique. Cette contradiction fut levée par l'introduction d'un nouveau nombre quantique : la couleur. Chaque quark existe en trois couleurs distinctes : rouge, vert et bleu, notées respectivement R (*Red*), G (*Green*) et B (*Blue*). Le groupe de symétrie opérant sur la couleur est noté $SU(3)_c$ pour le distinguer du groupe $SU(3)$ de saveur. Chaque quark est un triplet de couleur et l'on postule que ne sont observables que les particules non colorées (ou blanches), c'est à dire composées soit des 3 couleurs, comme les baryons, soit d'une couleur et de son anti-couleur, comme les mésons. Ce modèle implique l'hypothèse de confinement : les quarks étant porteurs d'une charge de couleur, ils sont confinés dans des états liés singulets de couleur et ne sont donc pas observables en tant que particules libres.

Les baryons sont des singulets par rotation dans l'espace de couleur et leur fonction d'onde est totalement anti-symétrique dans cet espace. Ainsi la fonction d'onde du Δ^{++} s'écrit :

$$\Delta^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(u_R^\uparrow u_G^\uparrow u_B^\uparrow + u_B^\uparrow u_R^\uparrow u_G^\uparrow + u_G^\uparrow u_B^\uparrow u_R^\uparrow - u_R^\uparrow u_B^\uparrow u_G^\uparrow - u_B^\uparrow u_G^\uparrow u_R^\uparrow - u_G^\uparrow u_R^\uparrow u_B^\uparrow \right). \quad (1.4)$$

La fonction d'onde du Δ^{++} est désormais complètement anti-symétrique par l'échange de deux quarks et obéit ainsi à la statistique de Fermi-Dirac. On peut généraliser l'écriture de la fonction d'onde des baryons :

$$B = \frac{1}{\sqrt{6}} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} |q_\alpha q'_\beta q''_\gamma\rangle, \quad (1.5)$$

où $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}$ est le tenseur totalement anti-symétrique et α , β et γ sont les charges de couleur des quarks (ils prennent les 3 valeurs R, G et B). Les mésons sont également des singulets de $SU(3)_c$ mais leur fonction d'onde est symétrique dans l'espace des couleurs ; ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein et leur

fonction d'onde s'écrit :

$$M = \frac{1}{\sqrt{6}} \delta^{\alpha\beta} |q_\alpha \bar{q}'_\beta \rangle. \quad (1.6)$$

Le nombre N_c de couleurs peut être déduit de la mesure du rapport $R_{e^+e^-}$:

$$R_{e^+e^-} = \frac{\sigma^{e^+e^- \rightarrow had}}{\sigma^{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}}. \quad (1.7)$$

La production hadronique s'effectue par l'intermédiaire des processus $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$. D'après l'hypothèse de confinement, les quarks s'hadronisent avec une probabilité égale à 1 ; la seule différence entre le processus hadronique et le processus muonique est par conséquent la charge électrique, ainsi que le nombre d'états finals hadroniques possibles, directement relié au nombre de couleurs. La probabilité de tels processus étant directement proportionnelle à la charge électrique au carré des particules créées, on peut écrire :

$$R_{e^+e^-} = N_C \sum_{i=0}^{N_f} \mathcal{Q}_i^2 = \begin{cases} \frac{2}{3} N_C = 2 (N_f = 3 : u, d, s), \\ \frac{10}{9} N_C = \frac{10}{3} (N_f = 4 : u, d, s, c), \\ \frac{11}{9} N_C = \frac{11}{3} (N_f = 5 : u, d, s, c, b), \end{cases} \quad (1.8)$$

N_f étant le nombre de saveurs considérées. La mesure du rapport $R_{e^+e^-}$ est représentée sur la Figure 1.1 à différentes énergies. On constate que l'expérience est en parfait accord avec l'hypothèse $N_C = 3$.

1.1.8 La fin de l'histoire

Avec les avancées technologiques de la fin du XX^e siècle, les accélérateurs devinrent de plus en plus performants et permirent la découverte de nouveaux quarks plus massifs qui complétèrent le modèle des quarks.

Le quark charmé, prédit en 1970 par Sheldon Glashow, John Iliopoulos et Luciano Maiani, fut découvert à SLAC en 1974. Ce fut ensuite au tour du quark bottom d'être découvert au Fermilab en 1977 puis au quark top en 1995 ([3] et [4]), toujours au Fermilab. Sa masse particulièrement élevée de 173.1 ± 1.3 GeV [5] explique sa découverte tardive. Cette découverte fut l'une des plus retentissantes de l'histoire de la physique des particules car les masses mesurées indépendamment par les expériences CDF et D0, respectivement 176 ± 13 GeV et 199 ± 30 GeV, correspondait parfaitement à la prédiction théorique de 175 ± 25 GeV calculée à partir des mesures extrêmement précises des observables électrofaibles effectuées au LEP en collision e^+e^- . En complétant la troisième et dernière génération du Modèle Standard, le quark top achevait un siècle prolifique en découvertes et reste à ce jour une des plus belles confirmations du Modèle Standard.

1.2 Le Modèle Standard de la physique des particules

Dans le cadre du Modèle Standard, les particules sont représentées par des champs quantiques. La propagation de ces particules et leurs interactions mutuelles sont décrites par un lagrangien construit à partir d'un postulat fondamental : l'invariance de jauge locale. Cette symétrie, qui impose que le lagrangien soit invariant sous les transformations de jauge, laisse apparaître des champs de jauge qui correspondent aux bosons médiateurs des interactions.

Le groupe de symétrie qui laisse invariant le lagrangien du Modèle Standard sous les transformations de jauge est :

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (1.9)$$

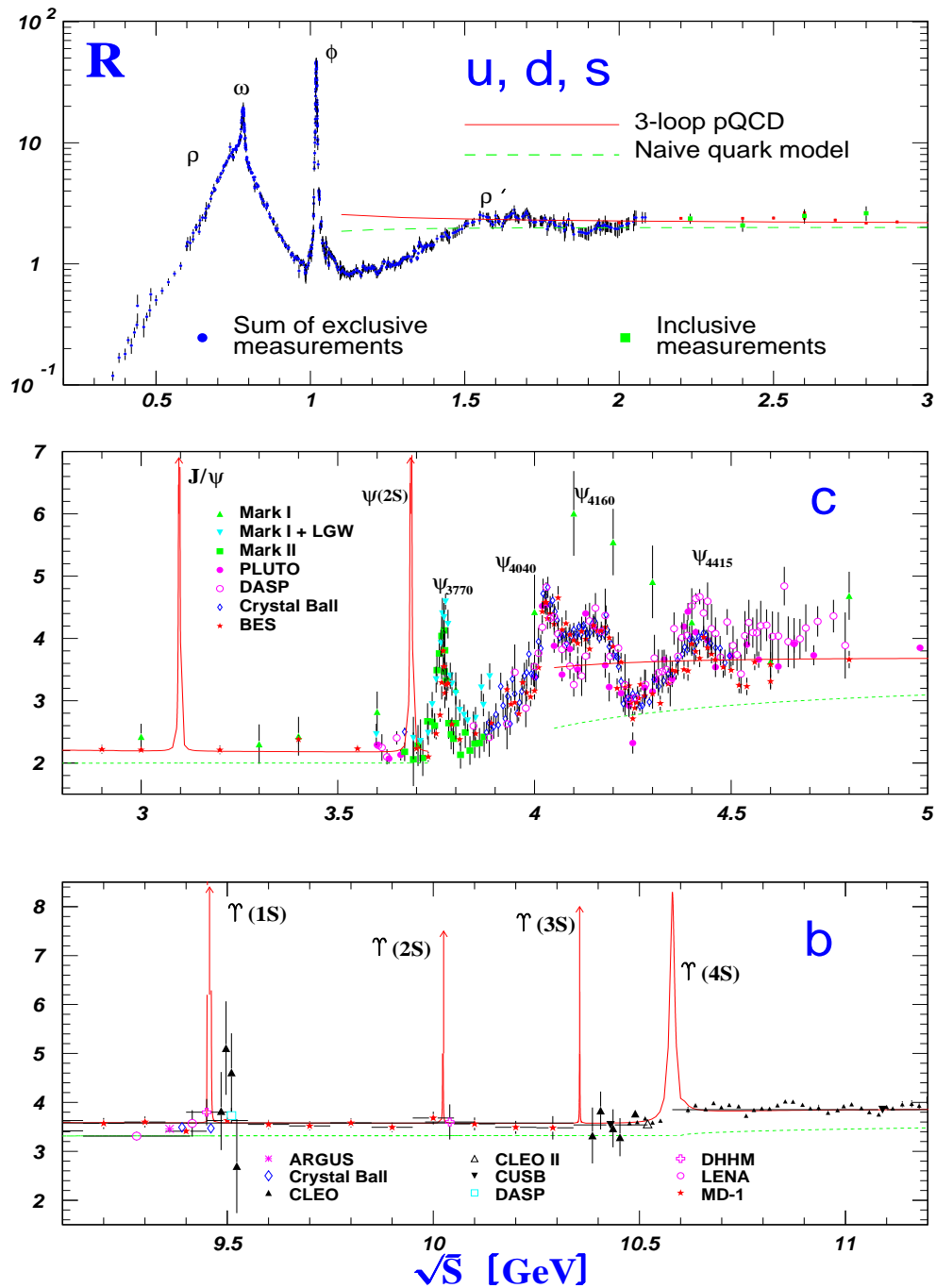


FIG. 1.1 – Rapport $R_{e^+e^-}$ mesuré dans la région des quarks légers (en haut), du quark c (au milieu) et du quark b (en bas) [2].

L'interaction forte correspond au groupe de jauge $SU(3)_c$ tandis que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ correspond à l'unification des interactions faible et électromagnétique dans le groupe électrofaible.

Si la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de l'interaction électrofaible était exacte, les bosons de jauge W^\pm et Z auraient une masse nulle à l'image des médiateurs des deux autres forces, les photons et les gluons. Leur masse, proche de 100 GeV, étant incompatible avec la théorie, il est nécessaire d'introduire une brisure de la symétrie de jauge pour engendrer leur masse tout en préservant la symétrie du lagrangien afin de conserver une théorie renormalisable. C'est l'existence d'un champ scalaire avec un potentiel minimal à valeur non nulle qui serait à l'origine de la brisure spontanée de la symétrie du groupe électrofaible vers le sous-groupe électromagnétique $U(1)_{QED}$. C'est ce mécanisme, dit de Higgs, qui engendre la masse des bosons de jauge et qui est à l'origine de la masse des fermions. Puisque ses bosons médiateurs W^\pm et Z sont massifs, l'interaction faible est de courte portée contrairement à l'interaction électromagnétique qui est de portée infinie car véhiculée par le photon de masse nulle. Le boson vecteur du champ de Higgs, dit boson de Higgs, est jusqu'à présent la pièce manquante du Modèle Standard.

Les particules élémentaires du Modèle Standard sont classées en deux catégories :

- **les fermions** (Table 1.2 [6]) : particules de spin demi-entier. Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac.
- **Les bosons** (Table 1.3 [6]) : particules de spin entier. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

A chacune des particules du Modèle Standard correspond une anti-particule de masse identique, mais dont les nombres quantiques sont opposés (par exemple, une particule de charge électrique positive a une anti-particule de charge électrique négative). Les fermions sont eux-mêmes classés en deux catégories : les leptons qui ne subissent pas l'interaction forte et les hadrons qui la subissent. Les fermions sont au nombre de 12 et répartis suivant les trois générations du Modèle Standard qui correspondent aux trois saveurs leptoniques (Table 1.2).

TAB. 1.2 – Les fermions élémentaires du Modèle Standard

Génération	Particule	Charge [e]	Masse	
1	Leptons	électron (e^-)	-1	$510.998910 \pm 13.10^{-6}$ keV
		neutrino e (ν_e)	0	< 2 eV
	Quark	up (u)	$+\frac{2}{3}$	$1.5 - 3.0$ MeV
		down (d)	$-\frac{1}{3}$	$3.5 - 6.0$ MeV
2	Leptons	muon (μ^-)	-1	105.658367 ± 4.10^{-6} MeV
		neutrino μ (ν_μ)	0	< 0.19 MeV
	Quark	charm (c)	$+\frac{2}{3}$	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$ GeV
		strange (s)	$-\frac{1}{3}$	104^{+26}_{-34} MeV
3	Leptons	tau (τ^-)	-1	1776.84 ± 0.17 MeV
		neutrino tau (ν_τ)	0	< 18.2 MeV
	Quark	top (t)	$+\frac{2}{3}$	173.1 ± 1.3 GeV
		bottom (b)	$-\frac{1}{3}$	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$ GeV(\overline{MS})

Les médiateurs des trois interactions fondamentales décrites par le Modèle Standard de la physique des particules sont les bosons de jauge suivants :

- **le photon γ** qui est le médiateur de l'interaction électromagnétique. Il a une masse nulle et un spin 1.
- **Les 3 bosons intermédiaires** qui sont les médiateurs de l'interaction faible : W^+ , W^- et Z . Ils sont massifs et ont un spin 1.
- **Les 8 gluons** qui sont les médiateurs de l'interaction forte. Ils ont une masse nulle et un spin 1.

La quatrième interaction fondamentale, la gravitation, se distingue des trois autres interactions par sa faible intensité qui la rend négligeable à l'échelle des particules. La gravitation est décrite par la théorie de la relativité générale et n'est pas incluse dans le Modèle Standard. Elle est véhiculée par le graviton qui n'a encore jamais été observé. L'unification de la gravitation et de la théorie quantique des champs est un des enjeux de la physique théorique actuelle.

TAB. 1.3 – Les bosons élémentaires du Modèle Standard

Particule	Interaction	Symétrie de jauge	Charge [e]	Spin [\hbar]	Masse [GeV]
Photon	électromagnétique	$U(1)$	0	1	0
Z	faible	$SU(2)$	0	1	91.1876 ± 0.0021
W^+ W^-			+1 -1	1	80.398 ± 0.025
8 gluons	forte	$SU(3)$	0	1	0
Higgs		brisure $SU(2)_L \times U(1)_Y$	0	0	[114.5,160] à 95% C.L.

1.3 Le quark top

Après une première évidence de l'existence du quark top publiée en 1994 par CDF [7], la découverte du quark top fut officiellement annoncée le 2 mars 1995 par les deux expériences du Tevatron : CDF et D0 ([3] et [4]). Avec une luminosité intégrée d'environ 67 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, CDF observa le quark top avec une signification de 4.8σ et mesura une masse $m_t = 176 \pm 8 \text{ (stat.)} \pm 10 \text{ (syst.) GeV}$. D0 obtint une signification de 4.6σ en analysant environ 50 pb^{-1} de données et mesura une masse $m_t = 199_{-21}^{+19} \text{ (stat.)} \pm 22 \text{ (syst.) GeV}$. Les mesures indirectes de la masse du quark top effectuées à partir des mesures de précision des observables électrofaibles prédisant un quark top lourd, avec une masse de $175 \pm 25 \text{ GeV}$, ces mesures corroborèrent pleinement le Modèle Standard. La mesure de la masse du quark top n'a cessé de s'affiner depuis sa découverte ; la dernière moyenne obtenue au Tevatron est $m_t = 173.1 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 1.1 \text{ (syst.) GeV}$ [5].

Le quark top se distingue au sein du Modèle Standard par sa masse particulièrement élevée, près de 40 fois plus grande que celle du quark b . La valeur de sa masse est par ailleurs étrangement proche de $\frac{v}{\sqrt{2}}$, où v est la valeur du champ de Higgs dans le vide, ce qui lui confère un couplage de Yukawa quasiment égal à 1. On peut ainsi s'interroger sur le rôle éventuel du quark top dans le processus de génération des masses et le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Le quark top est également un excellent candidat pour la recherche de physique au-delà du Modèle Standard. De nouvelles particules pourraient par exemple se manifester expérimentalement via l'observation d'anomalies dans la production ou la désintégration du quark top, ce qui révéleraient l'existence de couplages non-standards au quark top.

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top est un fermion de la troisième génération, de spin $\frac{1}{2}$ et de charge $+\frac{2}{3}$. Il se transforme comme un triplet de couleur sous le groupe de symétrie $SU(3)_c$ de

l'interaction forte et a pour partenaire d'isospin faible le quark b . Un certain nombre des propriétés du quark top ont déjà été mesurées au Tevatron et feront l'objet de nouvelles mesures de précision ou de découvertes au LHC ; en voici une liste non exhaustive :

- mesure de la section efficace de production du quark top ([8], [9]).
- Mesure de la masse du quark top ([5]).
- Mesure de la charge électrique du quark top ([10]).
- Mesure de la largeur totale du quark top ([11]).
- Recherche de courant neutre changeant la saveur (FCNC) dans la désintégration du quark top $t \rightarrow Zq$ ([12]).
- Mesure de l'hélicité du boson W dans la désintégration du quark top ([13], [14]).
- Corrélacion de spin entre top et anti-top dans les évènements $t\bar{t}$ ([15]).
- Recherche de résonances dans le spectre de masse $t\bar{t}$ ([16], [17]).
- Observation de production single top ([18], [19]).

1.3.1 Hadronisation du quark top

Le temps d'hadronisation peut se définir comme le temps nécessaire au champ de couleur pour parcourir la distance R_{had} séparant deux partons. La distance typique entre 2 partons dans un hadron étant de l'ordre du fm, le temps d'hadronisation $\tau_{had} = R_{had}/c$ est de l'ordre de 10^{-23} s.

Le quark top ayant une masse supérieure à celle du boson de jauge W , il se désintègre à plus de 99.9% dans le cadre du Modèle Standard selon $t \rightarrow Wq$ avec $q = d, s, b$. Si on suppose $|V_{tb}|^2 = 1$ et $m_b = 0$, la largeur du quark top est [20] :

$$\Gamma = \frac{G_F}{(\hbar c)^3} \frac{m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right). \quad (1.10)$$

Pour une masse du quark top de 173 GeV, on obtient une largeur d'environ 1.5 GeV. Sa durée de vie $\tau_{top} = \hbar\Gamma^{-1}$ est par conséquent de l'ordre de $5 \cdot 10^{-25}$ s, ce qui est significativement inférieur au temps d'hadronisation. On peut ainsi considérer que le quark top se propage comme une particule colorée libre et qu'il n'est pas sensible aux effets non-perturbatifs de la chromodynamique quantique.

1.3.2 Production de paires $t\bar{t}$ au LHC

En collisionneur hadronique, le quark top est principalement produit par paires top-antitop via fusion de gluons ou annihilation quark-antiquark (Figure 1.2). La capacité prédictive des descriptions théoriques de ces processus est limitée par le caractère composite des hadrons. Le calcul des sections efficaces repose sur le théorème de factorisation de QCD qui permet de séparer la description mathématique d'une interaction en une partie à longue distance avec un petit transfert d'impulsion \mathcal{Q}^2 , non calculable perturbativement, et une partie à courte distance avec un grand transfert d'impulsion \mathcal{Q}^2 , calculable perturbativement. La démarcation entre traitement perturbatif et non perturbatif nécessite l'introduction d'une échelle de factorisation μ_f . La masse élevée du quark top assure une convergence rapide du développement perturbatif en puissance de $\alpha_s(m_t) \simeq 0.1$ de la section efficace partonique $\tilde{\sigma}_{a+b \rightarrow X}(\tilde{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2)$ où a et b sont les partons initiaux du processus dur qui peuvent être considérés comme libres en raison de la liberté asymptotique. L'échelle de renormalisation μ_R^2 est introduite pour régulariser les divergences pouvant apparaître dans le calcul. La distribution de l'impulsion longitudinale des partons à l'intérieur d'un hadron est décrite par la densité partonique du proton (PDF) $f_{a/A}(x_a, \mu_f^2)$ qui détermine la probabilité de trouver dans un hadron A un parton a portant la fraction x de l'impulsion du hadron lorsqu'il est sondé à une échelle d'énergie μ_f^2 . La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est donnée par l'intégrale de la section efficace du processus dur au niveau partonique sur les fractions d'impulsion portées par les partons pondérées par la

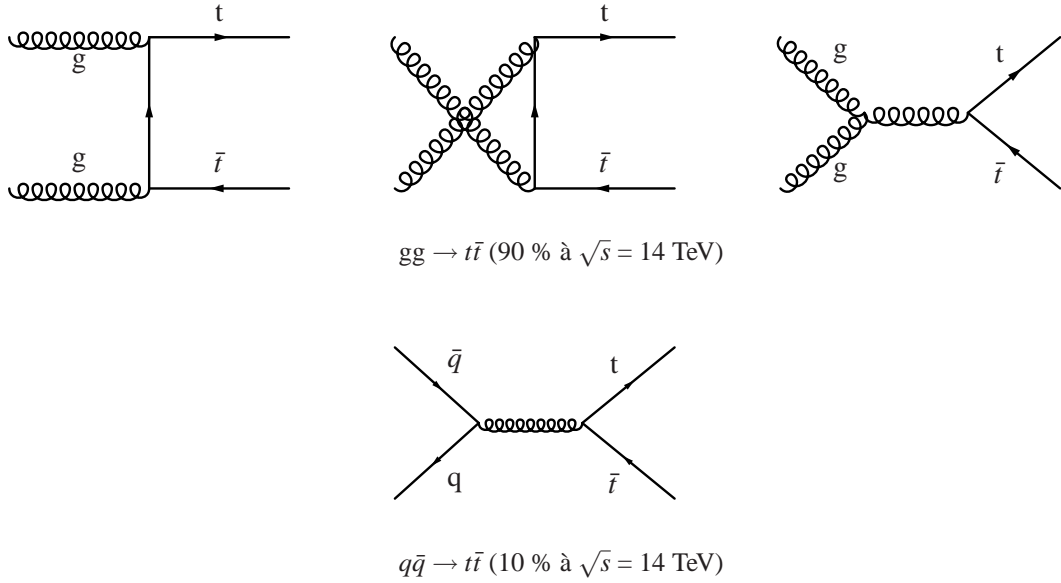


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman au premier ordre (LO) pour les modes de production de paires $t\bar{t}$ au LHC.

densité partonique du proton :

$$\sigma_{P+P \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int \tilde{\sigma}_{a+b \rightarrow t\bar{t}}(\tilde{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_f^2, m_t) \times f_{a/P}(x_a, \mu_f^2) \times f_{b/P}(x_b, \mu_f^2) dx_a dx_b, \quad (1.11)$$

où les hadrons initiaux sont des protons au LHC et \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse des collisions.

La dépendance de la section efficace $\sigma_{P+P \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t)$ aux deux échelles de factorisation et de renormalisation μ_f et μ_R introduites arbitrairement lors du calcul résulte du nombre fini de termes inclus dans le développement perturbatif. Cette dépendance s'amenuise lorsque l'on considère les ordres supérieurs du développement perturbatif, comme on peut le voir sur la Figure 1.3, jusqu'à disparaître si l'on évalue tous les ordres. La valeur réelle de la section efficace étant indépendante des valeurs choisies pour μ_f et μ_R , leur initialisation est laissée à notre convenance et il est d'usage de les fixer à l'échelle d'énergie caractéristique \mathcal{Q} du processus dur considéré. Dans le cas de la production de paires $t\bar{t}$, nous pouvons ainsi fixer $\mu_f = \mu_R = m_t$. L'erreur systématique sur la section efficace due au choix des échelles de factorisation et de renormalisation est généralement estimée en faisant varier l'échelle d'énergie par un facteur deux.

Il existe de nombreuses densités partoniques qui se différencient par les données expérimentales utilisées, le choix de prescription de la théorie perturbative (LO, NLO, NNLO en α_s)¹, le schéma de renormalisation et l'utilisation de diverses corrections. La Figure 1.4 montre les densités partoniques du proton et leurs incertitudes pour un processus dur avec un transfert d'impulsion $\mathcal{Q}^2 = 170^2$ GeV² qui correspond à la production d'une paire $t\bar{t}$. On observe que la densité partonique est dominée par les quarks de valence (u, d) à grand x tandis que les gluons contribuent majoritairement à l'impulsion du proton pour $x < 0.1$. L'incertitude relative sur les densités partoniques est de l'ordre de 5% pour $x < 0.1$ puis diverge à grand x .

L'énergie minimale requise dans le centre de masse au niveau partonique pour créer une paire $t\bar{t}$ est égale à $2m_t$. Au LHC, l'énergie dans le centre de masse au niveau hadronique sera de 14 TeV à partir de 2013. Le carré de l'énergie dans le centre de masse au niveau partonique \tilde{s} est le produit du carré de

¹LO, NLO et NNLO désignent l'ordre du développement en théorie des perturbations : LO est le premier ordre pour *Leading Order*, NLO est le second ordre pour *Next to Leading Order* et NNLO est le troisième ordre pour *Next to Next to Leading Order*.

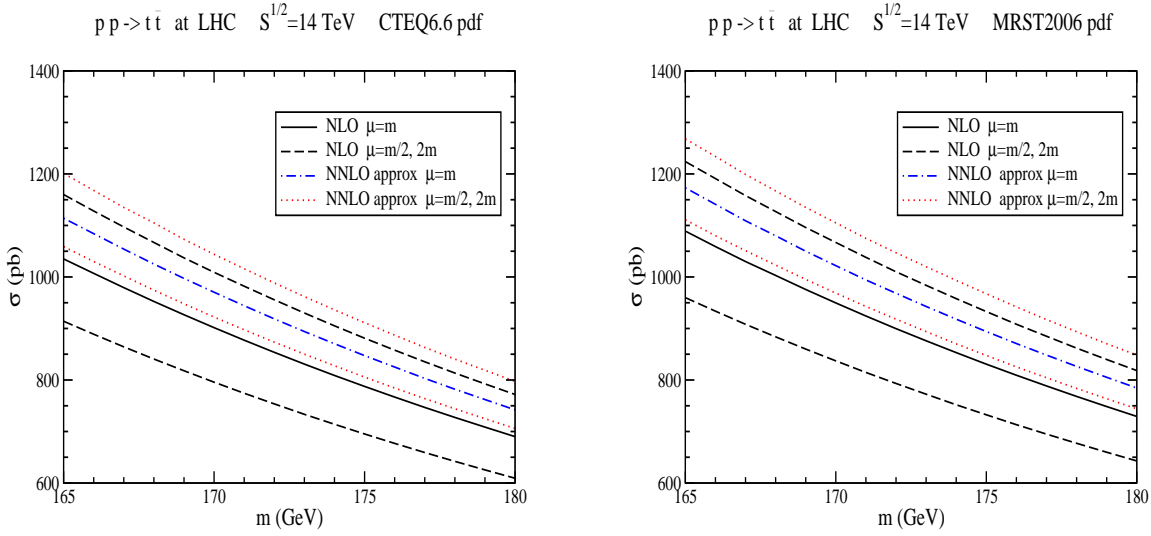


FIG. 1.3 – Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en collision pp à 14 TeV au LHC à l'ordre NLO et l'approximation NNLO en utilisant les densités partoniques CTEQ6.6M (à gauche) et MRST 2006 NNLO (à droite). [21]

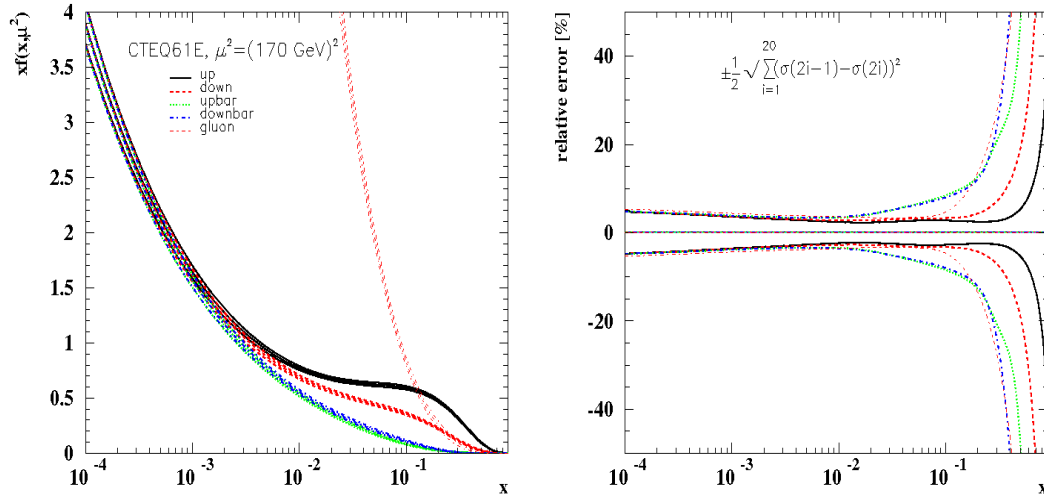


FIG. 1.4 – Gauche : Densités partoniques du proton (CTEQ61) avec les bandes d'incertitude pour les partons u, \bar{u}, d, \bar{d} et le gluon ($\mathcal{Q}^2 = 170^2 \text{ GeV}^2$). Droite : incertitudes relatives associées à ces densités partoniques. [22]

l'énergie dans le centre de masse au niveau hadronique s par les fractions d'impulsion x_a et x_b portées par chacun des deux partons du processus dur : $\tilde{s} = x_a x_b s = 4m_t^2$. Si l'on suppose que les deux partons impliqués dans le processus dur portent la même fraction d'énergie $x_a = x_b = x$, on obtient la fraction d'impulsion minimale que doit porter en moyenne chaque parton pour produire une paire $t\bar{t}$:

$$\langle x \rangle = \sqrt{\frac{\tilde{s}}{s}} = \frac{2m_t}{14 \text{ TeV}} \sim 0.025. \quad (1.12)$$

Puisque le seuil de production de paires $t\bar{t}$ au LHC se situe dans la région où la densité partonique du proton est dominée par les gluons, les modes de production par fusion de gluons sont prédominants au LHC (90% à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$) par rapport à l'annihilation $q\bar{q}$ (10% à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$) qui doit faire intervenir un parton de la mer de quarks. La situation est inversée au Tevatron où les partons doivent nécessairement porter une grande fraction d'impulsion ($\langle x \rangle \sim 0.175$) pour produire des paires $t\bar{t}$. La région à petit x de la densité partonique du proton étant dominée par les quarks et le Tevatron étant un collisionneur $p\bar{p}$, la production de paires $t\bar{t}$ y est largement dominée par le processus d'annihilation quark-antiquark (90 %).

La Figure 1.3 montre la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au LHC en fonction de la masse du quark top. Pour une masse du quark top de 172 GeV, la section efficace exacte à l'ordre NLO en utilisant la densité partonique du proton MRST 2006 est [21] :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}^{NLO}(m = 172 \text{ GeV}, \sqrt{s} = 14 \text{ TeV}, \text{MRST}) = 900_{-107}^{+110} (\text{échelle})_{-12}^{+11} (\text{PDF}) \text{ pb}. \quad (1.13)$$

La valeur centrale est donnée pour $\mu_F = \mu_R = \mu = m_t$ et l'erreur systématique due à la variation d'échelle est obtenue en faisant varier l'échelle dans l'intervalle $m_t/2 \leq \mu \leq 2m_t$.

Le calcul à l'ordre suivant (NNLO) ne peut utiliser la cinématique exacte et requiert l'approximation que la dépendance en la rapidité est identique à celle du NLO. Le calcul au NLO peut s'effectuer soit avec la cinématique 1PI (single-particle-inclusive), soit avec la cinématique PIM (pair-invariant-mass). L'erreur systématique due à cette approximation résulte de la différence numérique entre les sections efficaces obtenues avec chacun des deux choix de cinématique.

La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans l'approximation NNLO en utilisant la densité partonique MRST 2006 NNLO [23] est [21] :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}^{NNLO}(m = 172 \text{ GeV}, \sqrt{s} = 14 \text{ TeV}, \text{MRST}) = 968 \pm 4 (\text{cin.})_{-50}^{+79} (\text{échelle})_{-13}^{+12} (\text{PDF}) \text{ pb}; \quad (1.14)$$

et en utilisant la densité partonique CTEQ6.6M [24], elle est égale à² [21] :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}^{NNLO}(m = 172 \text{ GeV}, \sqrt{s} = 14 \text{ TeV}, \text{CTEQ}) = 919 \pm 4 (\text{cin.})_{-45}^{+70} (\text{échelle})_{-31}^{+29} (\text{PDF}) \text{ pb}. \quad (1.15)$$

La correction apportée par l'approximation NNLO augmente la section efficace calculée au NLO d'environ 7.5 %. L'incertitude liée au choix d'échelle est significativement réduite par le passage au NNLO, la dépendance en la variation d'échelle étant d'autant plus faible que l'on inclut des ordres supérieurs dans le calcul perturbatif.

Par comparaison, la section efficace du quark top au Tevatron à $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ dans l'approximation NNLO en utilisant la densité partonique MRST 2006 NNLO est [21] :

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}}^{NNLO}(m = 172 \text{ GeV}, \sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}, \text{MRST}) = 7.80 \pm 0.31 (\text{cin.})_{-0.27}^{+0.03} (\text{échelle})_{-0.19}^{+0.23} (\text{PDF}) \text{ pb}. \quad (1.16)$$

On remarque que l'erreur relative sur la section efficace due au choix de la cinématique prédomine sur l'erreur due à la variation d'échelle au Tevatron ce qui n'est pas le cas au LHC. La justification réside

²De nombreux facteurs sont à l'origine de la différence d'incertitude due aux PDFs entre MRST 2006 et CTEQ6.6M, comme par exemple le fait que CTEQ fournisse les incertitudes à 90% C.L. et non à 68% C.L..

dans la seule utilisation de la cinématique 1PI pour calculer la contribution du canal $gg \rightarrow t\bar{t}$ à la section efficace. L'erreur due au choix de la cinématique repose ainsi uniquement sur le canal $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ qui est dominant au Tevatron alors que la fusion de gluons domine au LHC. Par ailleurs, la production de paires $t\bar{t}$ au LHC se faisant dans la région à petit x où les densités partoniques sont les mieux connues, l'incertitude due aux densités partoniques est de moindre importance au LHC qu'au Tevatron.

Une autre distinction majeure entre les deux collisionneurs hadroniques résulte d'une énergie dans le centre de masse nettement plus supérieure au seuil de production de paires $t\bar{t}$ au LHC qu'au Tevatron, ce qui confère à la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ une dépendance en la masse du quark top moins marquée au LHC qu'au Tevatron. La mesure de la masse du quark top à partir de sa section efficace, qui exploite justement cette sensibilité intrinsèque de la section efficace à la masse, devrait par conséquent être moins compétitive au LHC par rapport aux autres techniques d'extraction de masse.

A titre d'exemple, la Figure 1.5 montre l'extraction de la masse du quark top à partir de la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ avec des événements dilepton par la collaboration D0 en utilisant une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} [25]. En comparant la valeur mesurée de la section efficace avec, soit une prédiction théorique incluant des effets de resommation de gluons mous [26], soit une prédiction théorique utilisant une approximation NNLO [27], ils obtiennent respectivement les masses $m_t = 171.5^{+9.9}_{-9.8} \text{ GeV}$ à 68% CL, et $m_t = 173.3^{+9.8}_{-8.6} \text{ GeV}$ à 68% CL, toutes deux compatibles avec la valeur mesurée par la méthode directe au Tevatron.

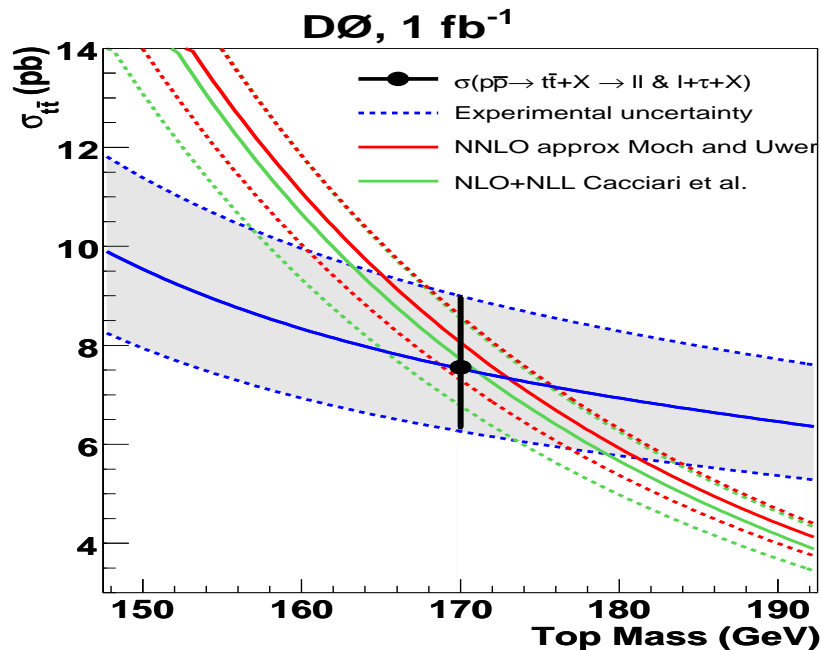


FIG. 1.5 – Dépendance des sections efficaces théoriques et expérimentale de production de paires $t\bar{t}$ en fonction de la masse du quark top au Tevatron. [25]

Perspectives à court terme pour le LHC Il est actuellement prévu que le LHC fonctionne à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse proton-proton durant les années 2010 et 2011 afin de collecter 1 fb^{-1} de données par expérience. La production de paires $t\bar{t}$ au LHC est peu modifiée entre $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$: elles sont produites à 82 % par fusion de gluons et à 18 % par annihilation quark-anti-quark. La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est en revanche drastiquement réduite puisque pour une masse du quark top de 172.5 GeV, elle passe de 886.28 pb pour $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ à 160.79 pb pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

(NNLO). Le LHC devrait cependant rester très compétitif à $\sqrt{s} = 7$ TeV par rapport au Tevatron pour les différentes mesures de précision et découvertes liées au quark top. Il est ensuite prévu que le LHC fonctionne à une énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse proton-proton à partir de 2013.

1.3.3 Désintégration du quark top

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre essentiellement via le processus $t \rightarrow Wq$, où q désigne les quarks de charge électrique $-1/3$: d, s, b . La contribution de chaque quark est proportionnelle au carré de l'élément de matrice CKM associé V_{tq} . Les éléments de matrice $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ ne peuvent pas être mesurés directement à partir de la désintégration du quark top mais peuvent être estimés à partir des oscillations $B - \bar{B}$ ou des désintégrations rares des mésons K et B faisant intervenir des diagrammes en boîte contenant des quarks top. Une mesure directe de $|V_{tb}|$ a été réalisée au Tevatron à partir de la mesure de la section efficace de production du single-top. En utilisant certaines contraintes imposées par le Modèle Standard, telle que l'unitarité des trois générations de la matrice CKM, on peut mieux contraindre les éléments de la matrice CKM à partir de chaque mesure indépendante. Les dernières mesures disponibles sont (Juillet 2007 [6]) :

$$|V_{td}| = 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} \quad (1.17)$$

$$|V_{ts}| = 0.0407 \pm 0.0010 \quad (1.18)$$

$$|V_{tb}| = 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \quad (1.19)$$

La valeur de $|V_{tb}|$, quasiment égale à 1, implique un mode de désintégration du quark top dans la voie $t \rightarrow Wb$ dans 99.9% des cas ; nous pouvons par conséquent négliger les deux autres modes de désintégration et classer les canaux de désintégration du quark top en fonction du mode de désintégration du boson de jauge W .

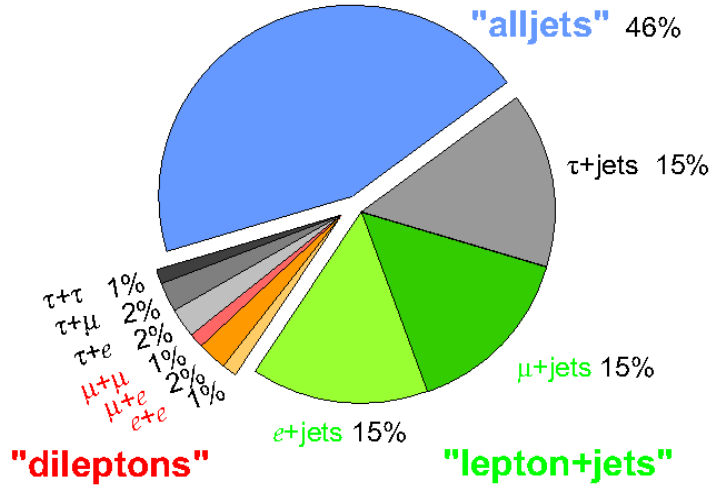


FIG. 1.6 – Rapports de branchement des différents canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$.

Environ 68% des désintégrations du boson W sont hadroniques via le processus $W \rightarrow q\bar{q}'$ où $q = u, c$ et $\bar{q}' = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$ dans le cas du W^+ et inversement dans le cas du W^- . La contribution de chaque paire $q\bar{q}'$ étant proportionnelle à l'élément de matrice CKM $|V_{qq'}|$, les éléments non diagonaux sont quasiment supprimés au profit des éléments diagonaux. Les modes de désintégration $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ et $W^+ \rightarrow c\bar{s}$ constituent ainsi 95% des désintégrations hadroniques du boson W^+ .

Les désintégrations restantes du boson W (32%) s'effectuent leptoniquement avec une équiprobabilité d'environ 11% pour chacune des trois saveurs de leptons e , μ et τ .

1.3.4 Désintégration des paires $t\bar{t}$

Le canal tout hadronique Le canal hadronique inclut les événements $t\bar{t}$ où les deux bosons W de l'état final se désintègrent hadroniquement. Avec un rapport de branchement de 44% au niveau partonique, auquel s'ajoutent les événements $t\bar{t} \tau\tau$ ou τ +jets avec désintégration hadronique du tau, ce canal a l'avantage non négligeable d'avoir une très grande statistique. La topologie de son état final à six jets rend cependant difficile son extraction du bruit de fond QCD multijets en collisionneur hadronique. Le rapport signal sur bruit peut néanmoins être optimisé grâce à l'étiquetage des jets b qui permet de ne sélectionner que les événements ayant un ou exactement deux jets b dans l'état final. Le nombre de combinaisons possibles pour associer les trois jets issus de la désintégration de chacun des quarks top et anti-top accroît la nécessité d'utiliser l'étiquetage des jets b afin de réduire le nombre d'associations possibles et ainsi minimiser le bruit de fond combinatoire. Ce canal est par ailleurs le seul à avoir un état final sans neutrino ce qui permet sa reconstruction complète dans le détecteur. Une recalibration des jets légers événement par événement est également possible en contraignant la masse invariante dijets des deux boson W reconstruits à la masse du boson W indiquée dans le Particle Data Group. Cette recalibration *in situ* permet de diminuer l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets comme on le verra dans le chapitre 5.

Le canal dilepton Le canal dilepton inclut les événements $t\bar{t}$ où les deux bosons W de l'état final se désintègrent leptoniquement. Une reconstruction précise des leptons τ est particulièrement difficile car il est instable et se désintègre en émettant un neutrino ; il est par conséquent d'usage de ne considérer que les modes ee , $\mu\mu$ et $e\mu$. Ce canal souffre d'une très faible statistique, avec un rapport de branchement de seulement 4%, mais présente l'avantage d'avoir une signature très propre en collisionneur hadronique en raison de la présence des deux leptons chargés dans l'état final qui permettent une réjection efficace du bruit de fond QCD multijets. Les principaux bruits de fond sont les processus Z +jets et W +jets qui peuvent être éliminés en coupant sur la masse du boson Z et en imposant que les deux leptons soient de charges opposées.

A la faible statistique disponible dans ce canal s'ajoute l'inconvénient majeur que représente la présence des deux neutrinos dans l'état final qui s'échappent du détecteur sans y déposer d'énergie. La reconstruction de la cinématique de l'état final repose alors sur la résolution d'un système d'équations sous-contraint qui rend nécessaire l'introduction de nouvelles contraintes pour réduire le nombre d'inconnues. Différentes méthodes de reconstruction ont été développées au Tevatron et la méthode "Neutrino Weighting Algorithm", qui consiste à intégrer sur la pseudo-rapacité de chaque neutrino afin de construire pour chaque événement une densité de probabilité en fonction de la masse du quark top, sera détaillée dans le chapitre 6.

La topologie particulièrement simple de ce canal, deux leptons chargés et deux jets, permet une sélection suffisamment efficace pour discriminer le signal du bruit de fond physique et limiter le bruit de fond combinatoire sans avoir recours à l'étiquetage des jets b . Sélectionner les événements avec au moins 2 jets de haut p_T dans l'état final, sans étiquetage des jets b , pourrait en effet s'avérer utile au démarrage du LHC en cas de défaillance de l'algorithme d'étiquetage des jets b ou simplement pour augmenter l'efficacité de la sélection.

Le canal lepton plus jets Le canal lepton plus jets inclut les événements où un boson W se désintègre hadroniquement tandis que le deuxième se désintègre leptoniquement. Avec un rapport de branchement d'environ 15% pour chaque saveur leptonique, ce canal offre un excellent compromis entre une statistique élevée et un bon rapport signal sur bruit. Pour la même raison que pour le canal dilepton, on n'utilise

généralement que les modes e +jets et μ +jets mais il est également possible d'utiliser les événements τ +jets avec désintégration leptonique du tau. En effet, si l'on n'utilise que la masse invariante des trois jets issus de côté hadronique comme estimateur de la masse du quark top, la sélection d'événements à partir du lepton chargé ($\ell=e,\mu$) issu de la désintégration du tau n'altère pas la reconstruction du quark top avec désintégration hadronique. La situation est légèrement différente si l'on souhaite reconstruire l'intégralité de l'état final puisque les neutrinos issus de la désintégration leptonique du tau peuvent altérer la reconstruction de l'énergie du τ ainsi que la reconstruction de l'énergie transverse manquante qui sert d'estimateur pour l'impulsion transverse du neutrino issu de la désintégration leptonique du boson W .

De manière analogue au canal tout hadronique, il est possible d'exploiter la contrainte de la masse du boson W sur la masse invariante dijets du candidat au boson W hadronique pour recalibrer événement par événement l'énergie des jets légers et ainsi réduire l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit la physique des particules et décrit les propriétés générales du quark top. La section efficace de production des paires $t\bar{t}$ étant bien supérieure au LHC qu'au Tevatron, les détecteurs CMS et ATLAS devraient pouvoir améliorer la précision actuelle sur les mesures des propriétés du quark top, telle que sa masse. Le concept de masse étant cependant ambigu pour un quark et il est indispensable de savoir quel paramètre de masse on mesure expérimentalement. Dans le chapitre suivant, l'ambiguïté théorique sur la masse au pôle du quark top sera évaluée numériquement et des exemples de définitions de masse alternatives à la masse au pôle seront mentionnés.

Bibliographie

- [1] Murray Gell-Mann. The Quark and the Jaguar : Adventures in the Simple and the Complex. 1994.
- [2] O.V. Zenin V.V. Ezhela, S.B. Lugovsky. Hadronic part of the muon g-2 estimated on the $\sigma_{tot}^{2003}(e^+e^- \rightarrow hadrons)$ evaluated data compilation. *arXiv :hep-ph/0312114*.
- [3] The CDF Collaboration. Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions. *Phys.Rev.Lett*, 74 :2626 – 2631, 1995.
- [4] The D0 Collaboration. Observation of Top Quark. *Phys.Rev.Lett*, 74 :2632 – 2637, 1995.
- [5] The Tevatron Electroweak Working Group. Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. *arXiv :hep-ex/0903.2503*.
- [6] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 667 :1, 2008.
- [7] The CDF Collaboration. Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys.Rev.Lett*, 72 :225 – 231, 1994.
- [8] The CDF Collaboration. Combination of CDF top quark pair production cross section measurements with 2.8 fb^{-1} . *Conf. Note 9448*.
- [9] The D0 Collaboration. Combination and interpretations of $t\bar{t}$ cross section measurements with the D0 detector. *arXiv :hep-ex/0903.5525*.
- [10] The CDF Collaboration. First measurement of the top quark charge using the top decay products. *CDF note 8967*, 2007.
- [11] The CDF Collaboration. First Direct Bound on the Total Width of the Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 102 :042001, 2009.
- [12] The CDF Collaboration. Search for the Flavor Changing Neutral Current Decay $t \rightarrow Zq$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys.Rev.Lett*, 101 :192002, 2008.
- [13] The D0 Collaboration. Model-Independent Measurement of the W Boson Helicity in Top Quark Decays at D0. *Phys.Rev.Lett.*, 100 :062004, 2008.
- [14] The CDF Collaboration. Measurement of w-boson helicity fractions in top-quark decays using $\cos\theta^*$. *Phys.Lett.B*, 674 :160–167, 2009.
- [15] The CDF Collaboration. A Measurement of $t\bar{t}$ Spin Correlations Coefficient in 2.8 fb^{-1} Dilepton Candidates. *CDF note 9824*, 2009.
- [16] The CDF Collaboration. Search for resonances in $t\bar{t}$ mass spectrum, matrix element + template. *CDF note 9844*, 2009.
- [17] The D0 Collaboration. Search for $t\bar{t}$ Resonances in the Lepton Plus Jets Final State in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys.Lett.B*, 668 :98, 2008.
- [18] The CDF Collaboration. First Observation of Electroweak Single Top Quark Production. *arXiv :hep-ex/0903.0885*, 2009.
- [19] The D0 Collaboration. Observation of Single Top-Quark Production. *Phys.Rev.Lett.*, 103 :092001, 2009.
- [20] J.H. Kühn. Theory of top quark production and decay. *arXiv :hep-ph/9707321*.
- [21] Nikolaos Kidonakis and Ramona Voght. The theoretical top quark cross section at the tevatron and the lhc. *arXiv :hep-ph/0805.3844*, 2008.
- [22] Marc-André Pleier. Review of properties of the top quark from measurements at the tevatron. *J.Mod.Phys.A*, 24 :2899–3037, 2009.
- [23] R.S. Thorne G. Watt A.D. Martin, W.J. Stirling. Update of Parton Distributions at NNLO. *Phys.Lett.B*, 652 :292–299, 2007.

- [24] Q.-H. Cao J. Huston J. Pumplin D. Stump W.-K. Tung C.-P. Yuan P. M. Nadolsky, H.-L. Lai. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys.Rev.D*, 78 :013004, 2008.
- [25] The D0 Collaboration : V. Abazov, et al. Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section and top quark mass extraction using dilepton events in $p\bar{p}$ collisions. *Phys.Lett.B*, 679 :177–185, 2009.
- [26] M. Cacciari et al. *JHEP*, 09, 2008.
- [27] S. Moch and P. P. Uwer. *Phys.Rev.D*, 78 :034003, 2008.

Chapitre 2

La masse du quark top

Sommaire

2.1	Introduction	38
2.2	La masse au pôle	38
2.3	La reconnexion de couleur	39
2.4	Introduction à la chromodynamique quantique	40
2.5	L'indétermination théorique sur la masse au pôle	52
2.6	La masse du quark top dans le schéma de renormalisation \overline{MS}	58
2.7	La masse du quark top dans le schéma de renormalisation PS	60
2.8	L'ajustement électrofaible	63
2.9	Conclusion	67
	Bibliographie	68

2.1 Introduction

Tandis que l'incertitude expérimentale sur la masse du quark top s'amenuise progressivement, jusqu'à atteindre actuellement 1.3 GeV, il est essentiel de s'interroger sur le sens physique de cette masse. Il est vraisemblable que le LHC atteindra une précision sur la mesure de la masse du quark top inférieure à 1 GeV et certains physiciens arguent même qu'une incertitude expérimentale inférieure à 100 MeV sur m_t est concevable avec l'ILC [1]. Mais qu'en est-il de la définition théorique de la masse du quark top ? La définition de la masse d'un quark est en effet ambiguë en raison de l'hypothèse de confinement de la chromodynamique quantique qui énonce que les quarks ne peuvent pas être observés comme des particules libres. Il n'existe en réalité pas de définition univoque de la masse des quarks ; il s'agit de paramètres libres du Modèle Standard dont la valeur dépend de la convention choisie pour le schéma de renormalisation de la théorie. On peut ainsi soit définir la masse des quarks de manière similaire à celle des particules libres (comme les leptons) définie comme la position du pôle du propagateur, soit définir une masse mobile qui peut être mesurée à différentes énergies. Nous verrons dans ce chapitre que la masse au pôle du quark top possède une ambiguïté intrinsèque, inhérente au caractère non perturbatif de la chromodynamique quantique et de l'ordre de l'échelle de l'interaction forte Λ_{QCD} .

2.2 La masse au pôle

Sa durée de vie étant trop courte pour qu'il puisse s'hadroniser, le quark top se comporte comme un fermion instable et il semble naturel de définir sa masse comme la partie réelle du pôle complexe de son propagateur. Cette masse est conventionnellement appelée masse au pôle ou *on-shell* (OS)¹, du nom du schéma de renormalisation dans lequel elle est calculée. Ce choix semble d'autant plus judicieux qu'expérimentalement, la masse du quark top peut être mesurée à partir du pic de la distribution de masse invariante de ses produits de désintégration, ce qui correspond en première approximation à la masse au pôle. Nous allons cependant voir ici que la masse au pôle n'est pas définie théoriquement pour le quark top.

Considérons le processus de diffusion représenté sur la Figure 2.1 [2] qui est composé de deux états asymptotiques connectés par un quark top. Si un tel processus existait, le pôle de l'amplitude de diffusion correspondrait au pôle du propagateur du quark top. Or, l'hypothèse de confinement de chromodynamique quantique stipule que l'on ne peut observer de particule libre possédant une charge de couleur ; il en résulte que les deux états asymptotiques, qui sont composés de particules stables, sont singulets de couleur. Le quark top étant triplet de couleur, un tel processus est interdit par le principe de conservation de la couleur et on en déduit qu'il ne peut exister un pôle dans l'amplitude de diffusion correspondant à la masse au pôle du quark top.

Le fait que la durée de vie du quark top soit inférieure à Λ_{QCD}^{-1} n'intervient pas dans ce raisonnement. L'instabilité du quark top ne fait que déplacer le pôle dans le plan complexe et il ne pourrait exister de masse au pôle pour un quark, même s'il était stable. Cet argument est symptomatique du caractère non-perturbatif de la chromodynamique quantique. En effet, le concept de masse au pôle est indissociable de celui de propagateur qui est défini perturbativement. Il subsiste donc une ambiguïté irréductible sur la masse au pôle des quarks en chromodynamique quantique qui résulte de la coupure infrarouge que l'on doit introduire pour supprimer les effets non-perturbatifs au propagateur. Par conséquent, il n'existe pas une seule définition univoque de la masse d'un quark mais une pléthore de définitions, chacune associée à un schéma de renormalisation.

¹sur couche de masse

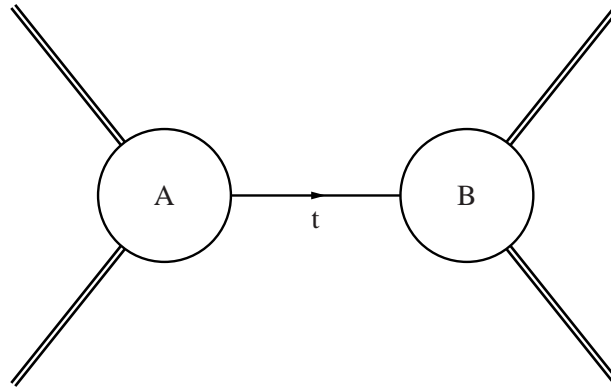


FIG. 2.1 – Amplitude de diffusion avec deux états asymptotiques singulets de couleur, A et B, reliés par un propagateur interne proche de son pôle.

2.3 La reconnexion de couleur

L'argument précédent nous laisse présager que l'aspect non perturbatif de l'interaction forte va se manifester expérimentalement, et par conséquent nous empêcher de mesurer sans ambivalence la masse du quark top. Nous allons voir dans ce paragraphe qu'outre l'ambiguïté théorique sur la définition de la masse du quark top, il existe une ambiguïté expérimentale sur la mesure de la masse invariante de ses produits de désintégration due à la reconnexion de couleur.

Considérons l'extraction de la masse au pôle du quark top par la mesure de la masse invariante de ses produits de désintégration. En théorie des perturbations, le quark top se désintègre presque exclusivement en un quark b et un boson W comme représenté à gauche sur la Figure 2.2 [2]. Or, expérimentalement le quark b n'est pas observé seul en raison du confinement mais sous la forme d'un jet hadronique sans couleur. Cela implique qu'au moins un des quarks du hadron reconstruit dans l'état final ne provient pas du quark top comme cela est représenté à droite sur la Figure 2.2. Il en résulte une incertitude irréductible dans la mesure de la masse au pôle du quark top de l'ordre de l'échelle de l'interaction forte Λ_{QCD} .

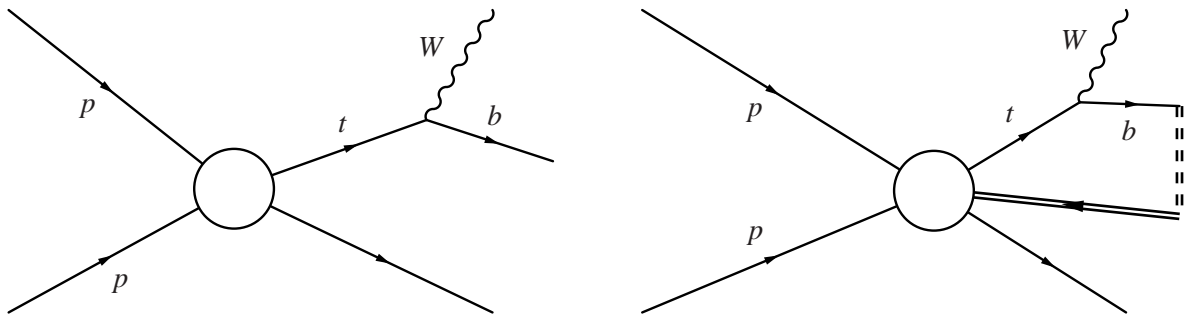


FIG. 2.2 – A gauche, schéma de la production et de la désintégration d'un quark top. A droite, schématisation de la reconnexion de couleur du quark b avec un quark ne provenant pas de la désintégration du quark top.

2.4 Introduction à la chromodynamique quantique

L'interaction électromagnétique est associée à la charge électrique des fermions tandis que la saveur des quarks (u, d, s, c, b, t) est reliée aux phénomènes électrofaibles. Par ailleurs, il n'existe pas de couplage entre les médiateurs de l'interaction électrofaible, le photon et les bosons de jauge Z et W^\pm , et la couleur des quarks. Il semble par conséquent cohérent de prendre la couleur comme la charge associée à l'interaction forte et de construire une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_c$: la chromodynamique quantique (QCD).

Toute la physique d'une théorie quantique des champs est contenue dans une densité lagrangienne $\mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x))$ qui est une fonctionnelle locale du champ quantique ϕ et de ses dérivées premières. On peut construire par intégration une quantité scalaire, sans dimension dans le système d'unité $c, \hbar = 1$: l'action S définie par :

$$S = \int dx \mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x)). \quad (2.1)$$

En appliquant le principe d'Hamilton qui stipule que l'action est stationnaire sous une variation du champ, on obtient les équations d'Euler Lagrange :

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi(x)} - \partial_\mu \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial_\mu \phi(x)} = 0 \quad (2.2)$$

qui permettent d'obtenir les règles de Feynman de la théorie et donc de calculer perturbativement tous les processus physiques associés.

Le champ de Dirac Ψ_f d'un quark de saveur f (pour *flavour* en anglais) est composé de trois champs de Dirac correspondant aux trois couleurs R, G et B :

$$\Psi_f = \begin{pmatrix} \Psi_f^R \\ \Psi_f^G \\ \Psi_f^B \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Il appartient à la représentation fondamentale $\mathbf{3}$ du groupe de symétrie $SU(3)_c$; c'est un triplet de couleurs. La partie libre du lagrangien peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{f=1}^{n_f} \bar{\Psi}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) \Psi_f, \quad (2.4)$$

où n_f est le nombre de saveurs, γ^μ les matrices de Dirac, m_f la masse du quark de saveur f et $\bar{\Psi}_f$ le champ adjoint défini par :

$$\bar{\Psi}_f \equiv \Psi_f^\dagger \gamma_0. \quad (2.5)$$

Le groupe $SU(3)_c$ est un groupe de matrices unitaires spéciales (déterminant égal à 1) 3×3 . Il est caractérisé par $3^2 - 1 = 8$ paramètres réels indépendants θ^a ($a = 1, \dots, 8$) et son algèbre de Lie est générée par 8 générateurs T_a ($a = 1, \dots, 8$) qui satisfont aux relations de commutation :

$$[T_a, T_b] = if_{abc} T_c, \quad (2.6)$$

avec f_{abc} les constantes de structure caractéristiques de $SU(3)_c$ qui sont complètement anti-symétriques et réelles. Un élément du groupe de Lie $SU(3)_c$ agissant sur un élément Ψ de la représentation fondamentale $\mathbf{3}$ s'écrit :

$$U = e^{-iT^a \theta^a}. \quad (2.7)$$

La condition d'unitarité $U^\dagger U = 1$ impose $T_a^\dagger = T_a$ et la condition $\det U = 1$ impose $\text{Tr } T_a = 0$. Par ailleurs, les générateurs sont orthogonaux dans le sens où :

$$\text{Tr}(T_a T_b) = \frac{1}{2} \delta_{ab}. \quad (2.8)$$

On voit clairement que le lagrangien \mathcal{L}_0 est invariant sous une transformation de jauge globale dans l'espace des couleurs, c'est-à-dire lorsque les θ^a sont indépendants de x :

$$\Psi_f^i(x) \rightarrow \Psi_f'^i(x) = U^{ij} \Psi_f^j(x). \quad (2.9)$$

On peut maintenant utiliser le principe qui permet de construire les théories de Yang-Mills : en rendant locales les symétries globales, on peut engendrer la dynamique du système. On impose donc à la théorie une invariance de jauge locale en effectuant la substitution $\theta^a \rightarrow \theta^a(x)$. Pour préserver l'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale non abélienne, il nous faut remplacer la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a, \quad (2.10)$$

où l'on a introduit les huit composantes du champ vectoriel de jauge du gluon $G_\mu^a(x)$ et la constante de couplage de l'interaction forte g_s qui représente la force de couplage entre Ψ_f et G_μ^a . Afin que D_μ soit une dérivée covariante et que $D_\mu \Psi_f$ se transforme exactement de la même façon que le champ Ψ_f , on doit avoir :

$$(D_\mu \Psi_f)' = U(D_\mu \Psi_f). \quad (2.11)$$

En développant, on obtient :

$$\begin{aligned} (D_\mu \Psi_f)' &= (\partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a) \Psi_f' \\ &= U(\partial_\mu + U^{-1} \partial_\mu U - ig_s U^{-1} T^a U G_\mu^a) \Psi_f. \end{aligned} \quad (2.12)$$

On en déduit que le champ vectoriel de jauge du gluon $G_\mu^a(x)$ doit satisfaire la relation de transformation :

$$T^a G_\mu^a(x) \rightarrow T^a G_\mu'^a(x) = T^a G_\mu^a(x) - i \frac{1}{g_s} [\partial_\mu U(x)] U^\dagger(x). \quad (2.13)$$

Sous une transformation infinitésimale, on a $U(x) \sim 1 - iT^a \theta^a(x)$. On peut ainsi écrire la transformation infinitésimale d'un champ de Dirac Ψ_f sous la forme :

$$\Psi_f^i \rightarrow \Psi_f'^i = \Psi_f^i - i(T_a)^{ij} \theta_a \Psi_f^j. \quad (2.14)$$

De même, si on néglige les termes du second ordre, on peut réécrire la transformation infinitésimale du champ vectoriel de jauge du gluon G_μ^a :

$$T^a G_\mu'^a = T^a G_\mu^a - i \theta^b A_\mu^c [T^b, T^c] - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \theta^a. \quad (2.15)$$

D'après l'équation (2.6) : $[T^b, T^c] = if^{bca} T^a = if^{abc} T^c$, d'où on déduit la relation de transformation du champ vectoriel de jauge du gluon :

$$G_\mu^a \rightarrow (G_\mu^a)' = G_\mu^a + f^{abc} \delta \theta_b G_\mu^c - \frac{1}{g_s} \partial^\mu (\delta \theta_a). \quad (2.16)$$

On remarque que la non-commutativité des matrices T_a de $SU(3)_c$ fait intervenir un terme additionnel impliquant les champs gluoniques eux-mêmes. La chromodynamique quantique est ainsi une théorie de Yang-Mills, c'est-à-dire une théorie de jauge non abélienne.

Afin de compléter le lagrangien de QCD, il reste à déterminer la dynamique du champ de jauge. De manière analogue à QED, on introduit la densité lagrangienne du champ de gluons, invariante sous l'action

du groupe de jauge : $F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$. Le tenseur $F_{\mu\nu}^a$ se construit à partir du commutateur des dérivées covariantes :

$$\begin{aligned}
-ig_s T^a F_{\mu\nu}^a &= [D_\mu, D_\nu] & (2.17) \\
&= (\partial_\mu - ig_s T^b G_\mu^b)(\partial_\nu - ig_s T^c G_\nu^c) - (\partial_\nu - ig_s T^c G_\nu^c)(\partial_\mu - ig_s T^b G_\mu^b) \\
&= -ig_s T^c \partial_\mu G_\nu^c - ig_s T^b G_\mu^b \partial_\nu - g_s^2 T^b T^c G_\mu^b G_\nu^c \\
&\quad + ig_s T^b \partial_\nu G_\mu^b + ig_s T^c G_\nu^c \partial_\mu + g_s^2 T^c T^b G_\nu^c G_\mu^b \\
&= -g_s T^a (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) - ig_s^2 f^{bca} T^a G_\mu^b G_\nu^c.
\end{aligned}$$

On obtient finalement :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2.18)$$

où le dernier terme non linéaire doit sa présence au caractère non abélien de QCD et est responsable de l'auto-couplage des gluons. On peut vérifier que le tenseur gluonique se transforme sous les transformations de jauge suivant la représentation adjointe. En effet, puisque $D_\mu \Psi_f$ et Ψ_f se transforment de la même manière sous le groupe de jauge, on a :

$$\begin{aligned}
([D_\mu, D_\nu] \Psi_f)' &= U([D_\mu, D_\nu] \Psi_f) = -U ig_s T^a F_{\mu\nu}^a \Psi_f & (2.19) \\
&= -ig_s T^a F_{\mu\nu}^a \Psi_f' = -ig_s T^a F_{\mu\nu}^a U \Psi_f.
\end{aligned}$$

D'où on déduit :

$$F_{\mu\nu} \rightarrow F'_{\mu\nu} = U F_{\mu\nu} U^\dagger. \quad (2.20)$$

On peut également vérifier directement que la trace $\text{Tr}(F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) = \frac{1}{2} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ reste invariante. En choisissant la bonne normalisation du terme dynamique du champ de jauge, nous pouvons écrire le lagrangien complet de QCD invariant sous $SU(3)_c$:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \sum_{f=1}^{n_f} \bar{\Psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \Psi_f. \quad (2.21)$$

L'étape suivante de la construction est la quantification de la théorie. Cette procédure nécessite une fixation de jauge par une contrainte. Cette contrainte se manifeste sous la forme de fermions qui se comportent comme des scalaires sous le groupe de Lorentz. Puisqu'ils violent le théorème de spin-statistique, ils apparaissent seulement dans des boucles fermées à l'intérieur des graphes de Feynman et non en tant que champs externes. C'est pour cette raison qu'ils sont appelés *fantômes* de Faddeev-Popov.

2.4.1 Les règles de Feynman

Sont répertoriées ici les règles de Feynman dans la jauge covariante associées aux différents termes du lagrangien de QCD et telles qu'elles sont appliquées dans la suite de ce manuscrit. Le cas particulier $\xi = 1$ correspond à la jauge de Feynman - 't Hooft.

Propagateur fermionique :

$$\begin{array}{ccc}
i & \xrightarrow{\quad p \quad} & j \\
& & \frac{i}{\not{p} - m + i\varepsilon} \delta_{ij}
\end{array}$$

Propagateur du gluon :

$$a, \mu \text{ --- } \underbrace{\text{oooooo}}_k \text{ --- } b, \nu \qquad \frac{-i\delta_{ab}}{k^2 + i\epsilon} \left[g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right] = \frac{-i\delta_{ab} d_{\mu\nu}(k)}{k^2 + i\epsilon}$$

Propagateur du fantôme de Faddeev-Popov :

$$a \text{ --- } \text{-----} \text{---} b \qquad \frac{i}{p^2 + i\epsilon} \delta_{ab}$$

Vertex fermion-gluon :

$$\begin{array}{c} a \mu \\ \text{oooooo} \\ | \\ \text{---} \\ / \quad \backslash \\ i \quad \quad j \end{array} \qquad ig_s T_{ij}^a \gamma^\mu$$

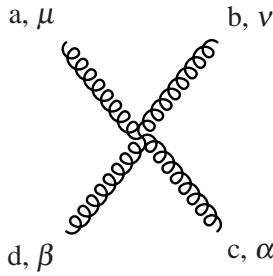
Vertex fantôme-gluon :

$$\begin{array}{c} a \mu \\ \text{oooooo} \\ | \\ \text{---} \\ / \quad \backslash \\ b \quad \quad c \end{array} \qquad -g_s f^{abc} k^\mu$$

Vertex 3 gluons :

$$\begin{array}{c} a \mu_1 \\ \text{oooooo} \\ | \\ \text{---} \\ / \quad \backslash \\ b \mu_2 \quad c \mu_3 \end{array} \qquad g_s f^{abc} \left[g^{\mu_1 \mu_2} (k_1 - k_2)^{\mu_3} + g^{\mu_2 \mu_3} (k_2 - k_3)^{\mu_1} + g^{\mu_1 \mu_3} (k_3 - k_1)^{\mu_2} \right]$$

Vertex 4 gluons : (par exemple le tadpole)



$$-ig_s^2 \left[\begin{aligned} & f^{abe} f^{cde} (g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} - g^{\mu\beta} g^{\nu\alpha}) \\ & + f^{ace} f^{bde} (g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} - g^{\mu\beta} g^{\nu\alpha}) \\ & + f^{ade} f^{bce} (g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} - g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta}) \end{aligned} \right]$$

2.4.2 La renormalisation de QCD

Lors des calculs perturbatifs aux ordres supérieurs en théorie quantique des champs, des divergences apparaissent inévitablement lorsque l'on intègre sur les impulsions circulant dans les boucles. Ces divergences apparaissent généralement dans la limite des grandes impulsions, on parle alors de divergences ultraviolettes (UV). Si la théorie contient des champs sans masse, tels que le photon en électrodynamique quantique et le gluon en chromodynamique quantique, des divergences peuvent également apparaître dans la limite des basses impulsions. Ce sont ces divergences, appelées divergences infrarouges (IR), qui sont à l'origine de l'indétermination théorique sur la masse du quark top comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

La renormalisation a pour objectif de donner un sens physique à la théorie en s'assurant qu'il est possible, à tout ordre du développement perturbatif, de renormaliser les paramètres physiques du modèle afin d'obtenir une théorie finie. Nous verrons que la suppression des divergences nécessite l'introduction d'une prescription de renormalisation qui rend la théorie arbitraire.

La régularisation

La première étape de la procédure de renormalisation est de rendre les intégrales divergentes maîtrisables mathématiquement. La procédure mathématique permettant de calculer ces intégrales divergentes est appelée régularisation. La régularisation n'est qu'un stratagème mathématique ; elle n'a aucun impact sur la valeur finale d'une quantité physique. S'il existe par conséquent différentes stratégies de régularisation, il est préférable de choisir une procédure de régularisation qui préserve autant que possible les lois physiques de la théorie.

On utilisera ici la régularisation dimensionnelle qui consiste à rendre convergente une intégrale multiple divergente en diminuant le nombre de ses intégrales multiples. En termes physiques, cela revient à remplacer une intégrale quadri-dimensionnelle divergente $\int d^4k$ par une intégrale $\int d^Dk$ dans un espace-temps de dimension D , avec D strictement inférieur à quatre. S'il existe d'autres méthodes de régularisation pour ce type de diagrammes, la régularisation dimensionnelle offre l'avantage de préserver toutes les propriétés physiques telles que l'invariance de Lorentz, l'invariance de jauge, l'unitarité, etc...

Lors de cette procédure, la constante de couplage g_s acquiert une dimension de masse $\varepsilon = \frac{D-4}{2}$. Afin de conserver le caractère adimensionnel de cette quantité physique, on introduit un paramètre de masse arbitraire μ tel que la constante de couplage puisse s'écrire $g_s = g_0 \mu^\varepsilon$, où g_0 est la constante de couplage nue adimensionnelle. A la fin du calcul, on se replace dans un espace physique quadri-dimensionnel en prenant la limite $\varepsilon \rightarrow 0$.

Les schémas de renormalisation

Lors du calcul de diagrammes à une boucle en régularisation dimensionnelle, il apparaît systématiquement un facteur :

$$\frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi - \ln\left(\frac{-p^2}{\mu}\right) + \mathcal{O}(\varepsilon). \quad (2.22)$$

Ce terme étant divergent lorsque l'on passe à la limite physique $\varepsilon \rightarrow 0$, la renormalisation consiste à multiplier les propagateurs par un facteur qui élimine les infinis. Le choix du facteur multiplicatif n'est pas unique puisqu'il existe une ambiguïté sur la définition de la partie divergente de la fonction de Green. L'ambiguïté est levée en spécifiant la partie divergente à soustraire de la fonction de Green lors de la renormalisation. On peut ainsi définir différents schémas de renormalisation en fonction du choix de la prescription de renormalisation.

Soustraction sur couche de masse (OS) C'est le schéma de renormalisation usuellement choisi en électrodynamique quantique. Il consiste à écrire le propagateur d'un fermion massif sous la forme :

$$S_{Rij} = \frac{i\delta_{ij}}{\not{p} - m_{pole} + i\varepsilon}, \quad (2.23)$$

c'est-à-dire que le propagateur possède un pôle pour $\not{p} = m_{pole}$.

Soustraction minimale (MS) Ce schéma de renormalisation a été introduit par G. 't Hooft en 1973 [3] et est spécifique à la régularisation dimensionnelle. Il consiste à n'éliminer du propagateur que le terme divergent $\frac{1}{\varepsilon}$.

Soustraction minimale modifiée (\overline{MS}) Nous avons vu que lors du calcul à une boucle en régularisation dimensionnelle, le terme divergent dans l'expression (2.23) est toujours accompagné des termes constants $\gamma + \ln 4\pi$. Le schéma de renormalisation \overline{MS} [4] consiste à éliminer l'intégralité de la combinaison

$$\frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi. \quad (2.24)$$

durant le processus de renormalisation au lieu de n'éliminer que le terme divergent $1/\varepsilon$ comme dans le schéma MS .

Ce schéma est couramment utilisé en QCD car il offre l'avantage de fournir une expression plus compacte pour le propagateur renormalisé. C'est dans ce schéma de renormalisation qu'est usuellement exprimée la masse des quarks légers.

Le lagrangien de QCD renormalisé

Une des méthodes de renormalisation couramment utilisée en théorie des champs consiste à ajouter des contre-termes au lagrangien afin de compenser les infinis. Le lagrangien non renormalisé de QCD (2.21) peut se décomposer en une partie contenant les termes libres \mathcal{L}_0 et une partie contenant les termes d'interaction \mathcal{L}_1 :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1. \quad (2.25)$$

La partie libre est composée de trois termes cinétiques correspondant aux trois types de particules : le champ de gluon G^a , le champ de fantôme de Faddeev-Popov χ^a et les champs de quarks ψ^i :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a)(\partial^\mu G^{a\nu} - \partial^\nu G^{a\mu}) - \frac{1}{2\xi}(\partial^\mu G_\nu^a)^2 \\ & + i(\partial^\mu \bar{\chi}^a)(\partial_\mu \chi^a) + \bar{\psi}^i(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_0)\psi^i. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Le terme \mathcal{L}_1 est quant à lui composé d'un terme de couplage à trois gluons, d'un terme de couplage à quatre gluons, d'un terme de couplage fantôme-gluon et d'un terme de couplage quark-gluon :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 = & -\frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) G^{b\mu} G^{c\nu} - \frac{g_s^2}{4} f^{abe} f^{cde} G_\mu^a G_\nu^b G^{c\mu} G^{d\nu} \\ & - i g_s f^{abc} (\partial^\mu \bar{\chi}^a) \chi^b G_\mu^c + g_s \bar{\psi}^i T_{ij}^a \gamma^\mu \psi^j G_\mu^a. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Afin de faire apparaître les contre-termes, on substitue aux paramètres nus leurs équivalents renormalisés. Les champs sont redéfinis par :

$$G_\mu^a = \sqrt{Z_3} G_{R\mu}^a, \quad \chi^a = \sqrt{\tilde{Z}_3} \chi_R^a, \quad \psi = \sqrt{Z_2} \psi_R, \quad (2.28)$$

et les paramètres physiques par :

$$\xi = Z_3 \xi_R, \quad m_0 = \frac{Z_0}{Z_2} m_R, \quad g_s = \frac{Z_1}{Z_2 Z_3^{\frac{1}{2}}} g_{sR} \mu^\varepsilon, \quad (2.29)$$

où l'on a introduit les constantes de renormalisation Z_0, Z_1, Z_2, Z_3 et \tilde{Z}_3 .

On peut désormais décomposer le lagrangien en un lagrangien renormalisé et un lagrangien de contre-termes :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{R0} + \mathcal{L}_{R1} + \delta \mathcal{L}_R. \quad (2.30)$$

Les deux sous-lagrangiens \mathcal{L}_{R0} et \mathcal{L}_{R1} sont respectivement équivalents à \mathcal{L}_0 et \mathcal{L}_1 avec tous les paramètres $G_\mu^a, \chi^a, \psi, g_s$ et m_0 remplacés par leurs équivalents renormalisés $A_{R\mu}^a, \chi_R^a, \psi_R, g_{sR}$ et m_R . Le lagrangien de contre-termes est quant à lui donné par l'expression :

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{L}_R = & -(Z_3 - 1) \frac{1}{4} (\partial_\mu G_{R\nu}^a - \partial_\nu G_{R\mu}^a) (\partial^\mu G_R^{a\nu} - \partial^\nu G_R^{a\mu}) \\ & + (\tilde{Z}_3 - 1) i (\partial^\mu \bar{\chi}_R^a) (\partial_\mu \chi_R^a) \\ & + (Z_2 - 1) \bar{\psi}_R^i i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R^i - (Z_0 - 1) m_R \bar{\psi}_R^i \psi_R^i \\ & - \left(\frac{Z_1 Z_3}{Z_2} - 1 \right) \frac{g_{sR}}{2} f^{abc} (\partial_\mu G_{\nu R}^a - \partial_\nu G_{\mu R}^a) G_R^{b\mu} G_R^{c\nu} \\ & - \left(\frac{Z_1^2 Z_3}{Z_2^2} - 1 \right) \frac{g_{sR}^2}{4} f^{abe} f^{cde} G_{\mu R}^a G_{\nu R}^b G_R^{c\mu} G_R^{d\nu} \\ & - \left(\frac{Z_1 \tilde{Z}_3}{Z_2} - 1 \right) i g_{sR} f^{abc} (\partial^\mu \bar{\chi}_R^a) \chi_R^b G_{R\mu}^c \\ & + (Z_1 - 1) g_{sR} \bar{\psi}_R^i T_{ij}^a \gamma^\mu \psi_R^j G_{R\mu}^a. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Le lagrangien renormalisé \mathcal{L}_R mène aux règles de Feynman usuelles tandis que le lagrangien $\delta \mathcal{L}_R$ introduit de nouvelles règles de Feynman associées aux contre-termes. Afin de déterminer la constante de couplage renormalisée g_{sR} , il est nécessaire de calculer les constantes de renormalisation Z_1, Z_2 et Z_3 correspondant respectivement aux corrections de vertex, de fonction d'onde des fermions et de fonction d'onde du gluon. Les sections suivantes le calcul des ces trois constantes de renormalisation afin d'obtenir la constante de couplage mobile de la chromodynamique quantique.

Corrections au vertex

Les diagrammes intervenant dans la correction au vertex quark-gluon au premier ordre en théorie des perturbations sont représentés ci dessous :

$$\Gamma_\mu(p) + g_s \gamma_\mu T_{ij}^a (Z_1 - 1) = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3}$$

Afin de simplifier le calcul du premier diagramme, nous nous plaçons dans un référentiel cinématique particulier dans lequel le gluon entrant a une impulsion nulle, ce qui implique que les deux quarks externes ont la même impulsion p . Les termes divergents étant invariants de Lorentz, les constantes de renormalisation le sont également et ne sont donc pas affectées par ce changement de référentiel. L'expression de ce diagramme est ainsi (k est l'impulsion du gluon de la ligne interne) :

$$\Gamma_\mu^{(1)a}{}_{ij}(p) = g_s^3 (T^b T^a T^b)_{ij} \int \frac{d^4 k}{(4\pi)^2} \gamma_\alpha \frac{1}{m - \not{k} - \not{p}} \gamma_\mu \frac{1}{m - \not{p} + \not{k}} \gamma_\beta \frac{d^{\alpha\beta}(k)}{k^2}. \quad (2.32)$$

Le terme multiplicatif est donné par

$$\begin{aligned} T^b T^a T^b &= T^b ([T^a, T^b] + T^b T^a) = T^b (i f^{abc} T^c + T^b T^a) \\ &= \frac{1}{2} i f^{abc} [T^b, T^c] + T^b T^b T^a \\ &= -\frac{1}{2} f^{abc} f^{bca} T^a + N_f T^a \\ &= (C_f - \frac{N_c}{2}) T^a, \end{aligned} \quad (2.33)$$

et après calcul du terme cinématique on obtient :

$$\Gamma_\mu^{(1)a}{}_{ij}(p) = \xi g_s \gamma_\mu T_{ij}^a \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} (C_f - \frac{N_c}{2}) \left[\frac{1}{\varepsilon} - \ln \left(\frac{-p^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right]. \quad (2.34)$$

Le calcul du second diagramme peut également se faire dans le référentiel cinématique où le gluon a une impulsion nulle (k est l'impulsion du quark de la ligne interne) :

$$\begin{aligned} \Gamma_\mu^{(2)a}{}_{ij}(p) &= -i g_s^3 f^{abc} (T^b T^c)_{ij} \int \frac{d^4 k}{(4\pi)^2} \gamma_\alpha \frac{d^{\alpha\alpha'}(p-k)}{(p-k)^2} \frac{1}{m - \not{k}} [g_{\mu\alpha'}(k-p)_{\nu'} \\ &\quad + g_{\alpha'\nu'}(-2k+2p)_\mu + g_{\mu\nu'}(k-p)_{\alpha'}] \gamma_\nu \frac{d^{\nu'\nu}(p-k)}{(p-k)^2}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Le facteur multiplicatif est :

$$\begin{aligned} -i f^{abc} T^b T^c &= -i \frac{1}{2} f^{abc} [T^b, T^c] \\ &= \frac{1}{2} f^{abc} f^{bcd} T^d = \frac{1}{2} N_c T^a. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Le calcul de la partie lorentzienne nous donne finalement :

$$\Gamma_\mu^{(2)a}{}_{ij}(p) = g_s \gamma_\mu T_{ij}^a \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \frac{3(1+\xi)N_c}{4} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \ln \left(\frac{-p^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right]. \quad (2.37)$$

En sommant ces trois diagrammes, on obtient le contre-terme de correction au vertex dans le schéma \overline{MS} :

$$Z_1 - 1 = -\frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{3 + \xi}{4} N_C + \xi C_F \right] \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right]. \quad (2.38)$$

Correction à la fonction d'onde des quarks légers

Le diagramme de l'énergie propre des fermions est représenté ci-dessous :

$$\begin{aligned} \Sigma^{1boucle}(p) + (Z_2 - 1)\not{p} - (Z_0 - 1)m_R &= \text{diagramme 1} + \text{diagramme 2} \\ &+ \text{diagramme 3} \end{aligned}$$

L'expression du premier diagramme est :

$$\Sigma_{ij}^{1boucle}(p) = \int \frac{d^4q}{(4\pi)^2} g_s \gamma_\mu T_{il}^a \frac{1}{m_0 - \not{p} + \not{k}} g_s \gamma_\nu T_{lj}^a \frac{d^{\mu\nu}(k)}{k^2}. \quad (2.39)$$

On ne considère que les quarks de masse nulle, donc on pose $m_0 = 0$. Par ailleurs, l'algèbre de Lie de $SU(N_C)$ nous donne :

$$T_{il}^a T_{lj}^a = (T^a T^a)_{ij} = \delta_{ij} C_F, \quad C_F = \frac{N_C^2 - 1}{2N_C} = \frac{4}{3}. \quad (2.40)$$

Après calcul de l'intégrale on obtient :

$$\Sigma^{1boucle}(p) = \xi \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} C_F \not{p} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \ln \left(\frac{-k^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right]. \quad (2.41)$$

On en déduit les contre-terme suivants pour la fonction d'onde des quarks légers dans le schéma \overline{MS} :

$$Z_0 - 1 = 0, \quad (2.42)$$

$$Z_2 - 1 = -\xi \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} C_F \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right]. \quad (2.43)$$

On remarque que les diagrammes de Feynman ne sont pas individuellement indépendants du choix de jauge tandis que les observables physiques le sont. Par exemple en jauge de Landau $\xi = 0$, nous avons $\Sigma^{1boucle}(p) = 0$ et donc $Z_2 = 1$ puisqu'il n'y a pas de divergence à compenser. Ce résultat diffère de la jauge de Feynman $\xi = 1$. Si l'on refait le calcul sans négliger la masse du quark, on obtient dans le schéma \overline{MS} :

$$Z_0 - 1 = -(3 + \xi) C_F \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi \right]. \quad (2.44)$$

Correction à la fonction d'onde du gluon

Il faut maintenant calculer l'énergie propre du gluon à une boucle. Contrairement aux photons en QED, les gluons peuvent interagir entre eux ce qui conduit à deux nouveaux diagrammes en QCD : le couplage à trois gluons et le couplage à quatre gluons. Le diagramme correspondant à l'énergie propre du gluon est la somme d'une boucle de fermions, d'une boucle de gluons, d'un *tadpole* (vertex à quatre gluons), d'une boucle de fantômes de Faddeev-Popov, introduite pour respecter le principe de transversalité, et d'un contre-terme issu de la renormalisation. Ce diagramme est représenté sur la Figure 2.3.

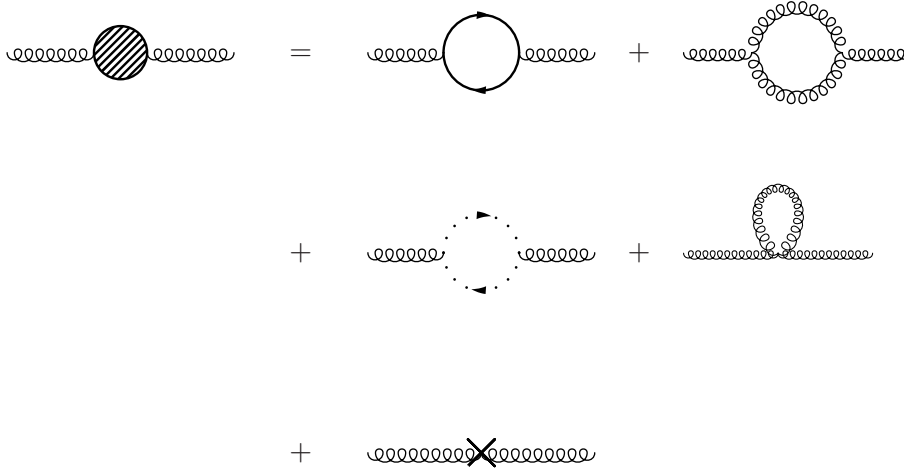


FIG. 2.3 – Propagateur complet du gluon.

Le premier diagramme est obtenu par insertion d'une boucle fermionique. Puisque chaque quark léger contribue de manière égale à la fonction d'onde du gluon, le diagramme est multiplié par N_f , le nombre de quark avec une masse très inférieure à l'énergie du processus considéré. Le calcul ne pose pas de problème majeur et l'on obtient :

$$\Pi_{\mu\nu}^F(k) = -g_s^2 \frac{2}{3} \frac{N_f}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \ln \left(\frac{-k^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right] (k^2 g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu). \quad (2.45)$$

Le second diagramme correspond à l'insertion d'une boucle de gluons. Le calcul, plus subtil que le précédent, aboutit à l'expression :

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^G(k) &= \frac{N_C}{12} \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \ln \left(\frac{-k^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right] \times \\ &\times (19k^2 g_{\mu\nu} - 22k_\mu k_\nu + 6(1 - \xi)(g_{\mu\nu} k^2 - k_\mu k_\nu)). \end{aligned} \quad (2.46)$$

On constate immédiatement que ce diagramme n'est pas invariant de jauge puisqu'il ne satisfait pas l'identité de Ward-Takahashi ($k^\mu \Pi_{\mu\nu} \neq 0$). Pour compenser ces contributions dues aux composantes non physiques du champ gluonique, il est nécessaire d'ajouter une boucle dans l'énergie propre du gluon en introduisant une nouvelle particule : le fantôme de Faddeev-Popov.

La contribution de la boucle de fantômes de Faddeev-Popov est :

$$\Pi_{\mu\nu}^{FP}(k) = \frac{N_C}{12} \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \ln \left(\frac{-k^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right] (k^2 g_{\mu\nu} + 2k_\mu k_\nu). \quad (2.47)$$

On vérifie ainsi que la somme des contributions de la boucle de gluons et de fantômes de Faddeev-Popov est bien invariante de jauge :

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^G(k) + \Pi_{\mu\nu}^{FP}(k) &= \left[\frac{5N_C}{3} + \frac{N_C}{2}(1 - \xi) \right] \left[\frac{1}{\varepsilon} \ln \left(\frac{-k^2}{\mu} \right) + \ln 4\pi - \gamma \right] (k^2 g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu) \\ \implies k^\mu (\Pi_{\mu\nu}^G(k) + \Pi_{\mu\nu}^{FP}(k)) &= 0. \end{aligned} \quad (2.48)$$

La boucle de gluons de type *tadpole* est la seule qui fait intervenir un couplage à quatre gluons. Elle a une contribution nulle en régularisation dimensionnelle puisque $\int \frac{d^D}{q^2} = 0$.

On peut maintenant déterminer le contre terme de la fonction d'onde du gluon dans le schéma de renormalisation \overline{MS} en éliminant les termes divergents proportionnels à $(\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma)$:

$$\begin{aligned} \Pi_{\mu\nu}^{CT} &= (Z_3 - 1)|_{\overline{MS}} (k^2 g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu) \\ &= \left(\frac{N_C}{2} \left(\frac{13}{3} - \xi \right) - \frac{2N_f}{3} \right) \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right] (k^2 g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu). \end{aligned} \quad (2.49)$$

Pour résumer, nous avons calculé les trois constantes de renormalisation au premier ordre :

$$z_0 = Z_0 - 1 = -(3 + \xi) C_F \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi \right] + \mathcal{O}(g_s^4); \quad (2.50)$$

$$z_1 = Z_1 - 1 = -\frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{3 + \xi}{4} N_C + \xi C_F \right] \left[\frac{1}{\varepsilon} - \gamma + \ln 4\pi \right] + \mathcal{O}(g_s^4); \quad (2.51)$$

$$z_2 = Z_2 - 1 = -\xi \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} C_F \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right] + \mathcal{O}(g_s^4); \quad (2.52)$$

$$z_3 = Z_3 - 1 = \left(\frac{N_C}{2} \left(\frac{13}{3} - \xi \right) - \frac{2N_f}{3} \right) \frac{g_s^2}{(4\pi)^2} \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right] + \mathcal{O}(g_s^4). \quad (2.53)$$

La constante de couplage mobile

Nous sommes désormais en mesure de renormaliser la constante de couplage en utilisant l'expression qui relie la constante de couplage nue à la constante de couplage renormalisée :

$$g_{sR}(\mu) = Z_g^{-1} g_s \mu^{-\varepsilon}. \quad (2.54)$$

La constante de renormalisation Z_g de la constante de couplage de l'interaction forte g_s s'écrit dans le schéma \overline{MS} :

$$\begin{aligned} Z_g &= \frac{Z_1}{Z_2 Z_3^{\frac{1}{2}}} \\ &= Z_1 (1 - z_2) \left(1 - \frac{1}{2} z_3 \right) + \mathcal{O}(g_s^4) \\ &= 1 - \frac{g_s^2}{32\pi^2} \left[\frac{11N_C}{3} - \frac{2N_f}{3} \right] \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right] + \mathcal{O}(g_s^4). \end{aligned} \quad (2.55)$$

La constante de couplage renormalisée $g_{sR}(\mu)$ dépend explicitement de l'échelle de renormalisation qui est apparue lors de la régularisation dimensionnelle. L'équation du groupe de renormalisation, souvent appelée équation de Callan-Symanzik, permet alors de déterminer comment est modifiée la constante de couplage

lors d'une infime variation de l'échelle de renormalisation. Cette équation fait intervenir la fonction β de Gell-Mann / Low :

$$\beta(g_{s_R}) \equiv \mu \frac{dg_{s_R}}{d\mu} = \frac{dg_{s_R}}{d \ln \mu}. \quad (2.56)$$

La constante de couplage nue g_s est fixe et par conséquent indépendante de l'échelle de renormalisation μ . On en déduit :

$$\mu \frac{dg_s}{d\mu} = 0 \implies \mu \frac{d(g_{s_R} \mu^\varepsilon Z_g)}{d\mu} \equiv \beta(g_{s_R}) \mu^\varepsilon Z_g + \varepsilon g_{s_R} \mu^\varepsilon Z_g + g_{s_R} \mu^\varepsilon \mu \frac{dZ_g}{d\mu} = 0.$$

On peut ainsi réécrire la fonction β sous la forme :

$$\begin{aligned} \beta(g_{s_R}) &= -\varepsilon g_{s_R} - \frac{\mu}{Z_g} \frac{dZ_g}{d\mu} g_{s_R} \\ &= -\varepsilon g_{s_R} - \frac{\mu}{Z_g} \frac{dZ_g}{dg_{s_R}} \frac{dg_{s_R}}{d\mu} g_{s_R}. \end{aligned} \quad (2.57)$$

D'après la relation (2.55), on obtient :

$$\begin{aligned} \beta(g_{s_R}) &= -\varepsilon g_{s_R} + \frac{11N_c - 2N_f}{3} \frac{g_{s_R}^2}{(4\pi)^2} \beta(g_{s_R}) \left[\frac{1}{\varepsilon} + \ln 4\pi - \gamma \right] + \mathcal{O}(g_{s_R}^5) \\ \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} & -\frac{1}{(4\pi)^2} \frac{11N_c - 2N_f}{3} g_{s_R}^3 + \mathcal{O}(g_{s_R}^5). \end{aligned} \quad (2.58)$$

Il est d'usage d'utiliser la constante de structure fine de la chromodynamique quantique :

$$\alpha_s \equiv \frac{g_{s_R}^2}{4\pi}. \quad (2.59)$$

On définit également le premier coefficient β_0 de la fonction de Gell-Mann / Low :

$$\beta_0 \equiv \frac{11N_c - 2N_f}{3} = \frac{23}{3}. \quad (2.60)$$

On obtient ainsi :

$$\beta(g_{s_R}) = -\frac{1}{4\pi} \beta_0 \alpha_s g_{s_R} + \mathcal{O}(g_{s_R}^5). \quad (2.61)$$

On peut également définir la fonction β pour α_s :

$$\beta(\alpha_s(\mu^2)) = \frac{d\alpha(\mu^2)}{d \ln \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{dg_{s_R}^2}{d \ln \mu}, \quad (2.62)$$

qui peut se réécrire :

$$\beta(\alpha_s(\mu^2)) = 2 \frac{g_{s_R}(\mu)}{4\pi} \beta(g_{s_R}(\mu)). \quad (2.63)$$

De l'équation 2.61 on déduit l'évolution de la constante de couplage :

$$\beta(\alpha_s(\mu^2)) \equiv \frac{d\alpha_s(\mu^2)}{d \ln \mu} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2(\mu^2). \quad (2.64)$$

Résoudre cette équation différentielle revient à effectuer les intégrations suivantes :

$$\int_{\alpha_s(k_0^2)}^{\alpha_s(k^2)} \frac{dx}{x^2} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \int_{k_0}^k d \ln \mu, \quad (2.65)$$

où l'on a introduit une échelle de renormalisation arbitraire k_0 pour assurer la convergence de l'intégrale. Le calcul de l'intégrale est trivial et on obtient la constante de couplage mobile :

$$\alpha_s(k^2) = \frac{\alpha_s(k_0^2)}{1 + \alpha_s(k_0^2) \frac{\beta_0}{4\pi} \ln \frac{k^2}{k_0^2}}. \quad (2.66)$$

Le couplage décroît lorsque l'énergie du processus k^2 augmente si β_0 est positif, c'est-à-dire si $11N_c - 2N_f > 0$ ou, si l'on considère $N_c = 3$, $N_f < \frac{33}{2} = 16.5$. Cette inégalité est vérifiée dans le Modèle Standard et est responsable de la liberté asymptotique qui confine les quarks à l'intérieur des hadrons. Remarquons que cette propriété résulte du terme proportionnel à N_c associé aux termes non-abéliens avec couplage à trois gluons qui est positif tandis que le terme proportionnel à N_f est négatif comme en QED.

Nous avons ici calculé α_s à partir du couplage quark-gluon-quark. Nous aurions également pu considérer le couplage fantôme-gluon-fantôme ou le couplage à trois gluons, calculer les facteurs de renormalisation Z_i correspondants, déterminer l'expression de la fonction $\beta(\alpha_s)$ relative à ces couplages et finalement obtenir le même résultat pour $\alpha_s(k^2)$. Cela résulte de la symétrie BRS (Becchi-Rouet-Stora) [5] qui relie les facteurs Z_i entre eux grâce à l'invariance de jauge de QCD et qui implique que l'on obtient le même résultat quel que soit le couplage étudié.

Si maintenant on choisit la coupure infrarouge k_0 suffisamment grande devant Λ_{QCD} pour avoir $\alpha_s(k_0^2) \ll 1$, on peut faire un développement en série géométrique de $\alpha_s(k^2)$ en utilisant :

$$\frac{1}{1-x} = \sum_{n=0}^{\infty} x^n.$$

On obtient :

$$\alpha_s(k^2) = \alpha_s(k_0^2) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\beta_0 \alpha_s(k_0^2)}{4\pi} \right)^n \left(\ln \frac{k_0^2}{k^2} \right)^n. \quad (2.67)$$

Ce résultat interviendra par la suite dans la correction au propagateur du quark top induite par l'émission et la réabsorption d'un gluon.

2.5 L'indétermination théorique sur la masse au pôle

Il a été montré que la masse au pôle d'un quark est indépendant du choix du paramètre de jauge et qu'elle est bien définie dans l'infrarouge dans le cadre de la théorie des perturbations finie, d'abord à deux boucles par R. Tarrach [6] puis à tous les ordres par A. S. Kronfeld [7]. Cependant, lorsque l'on effectue une sommation à tous les ordres d'un certain type de diagrammes, il s'avère qu'il existe une ambiguïté dans la masse au pôle du quark top due aux contributions non perturbatives de QCD ([8], [9]). Nous allons dans cette section estimer la taille de cette ambiguïté.

2.5.1 Les contributions infrarouges à la masse du quark top

En théorie des perturbations, le propagateur complet du quark top est donné par la somme infinie de chaînes à 0, 1, 2 et plus de diagrammes Σ à une particule irréductibles, connectés entre eux par le

$$\langle 0|T \psi_i(x) \bar{\psi}_j(y)|0 \rangle = i\tilde{S}_{ij}(x-y) = \text{---} \circ \text{---}$$

propagateur libre S_0 :

$$= \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \dots$$

La transformée de Fourier du

propagateur est :

$$\begin{aligned} iS_{ij}(p) &= \int d^4(x-y) e^{ip(x-y)} i\tilde{S}_{ij}(x-y) \\ &= i\delta_{ij}[S_0(p) + S_0(p)\Sigma(p)S_0(p) + S_0(p)\Sigma(p)S_0(p)\Sigma(p)S_0(p) + \dots] \end{aligned}$$

où le propagateur libre est défini par :

$$S_0(p) = \frac{1}{\not{p} - m_0 - i\epsilon}. \quad (2.68)$$

La masse nue m_0 est un paramètre de la théorie qui correspondrait à la masse du quark top en l'absence d'interaction et qui n'est donc pas accessible expérimentalement. La somme de la série géométrique est triviale et on obtient l'expression du propagateur complet du quark top qui inclut toutes les corrections radiatives :

$$S_{ij}(p) = \frac{\delta_{ij}}{\not{p} - m_0 - \Sigma(p) - i\epsilon}. \quad (2.69)$$

Le propagateur libre a un pôle en $\not{p} = m_0$ tandis que le propagateur complet a un pôle en m_{pole} qui inclut les corrections radiatives à la masse nue données par l'énergie propre du quark top évaluée à $\not{p} = m_{pole}$:

$$m_{pole} = m_0 + \Sigma(\not{p} = m_{pole}). \quad (2.70)$$

C'est cette masse renormalisée dans la schéma de renormalisation on-shell (OS) qui est accessible expérimentalement au LHC en mesurant la position du pic de la distribution de masse invariante des produits de désintégration du quark top. Elle constitue un paramètre physique de la théorie, malgré le confinement de couleur, tant que le quark n'est pas exactement sur couche de masse.

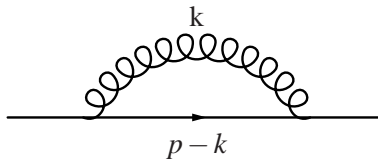


FIG. 2.4 – Propagateur du quark top avec correction radiative à une boucle.

A l'énergie propre du quark top contribue notamment le processus d'émission et de réabsorption d'un gluon par le quark top comme représenté sur la Figure 2.4. Le calcul de ce diagramme en boucle fait intervenir une intégrale sur l'impulsion k du gluon qui inclut le domaine des basses énergies où la chromodynamique quantique n'est plus perturbative. On va ainsi pouvoir décomposer l'énergie propre du quark top $\Sigma(p)$ en une composante calculable dans le cadre de la théorie des perturbations et une composante infrarouge qui inclut les corrections dues aux effets non perturbatifs de QCD. Cette décomposition nécessite l'introduction d'une coupure infrarouge μ telle que $\mu \gg \Lambda_{QCD}$. On peut ainsi redéfinir la masse au pôle :

$$m_{pole} = m_R(\mu) + \Sigma^{IR}(\not{p} = m_{pole}) \quad (2.71)$$

où $m_R(\mu)$ est une masse mobile renormalisée qui dépend du choix du schéma de renormalisation et de la valeur de la coupure infrarouge μ .

Afin de déterminer l'impact d'éventuels effets non perturbatifs sur la masse au pôle du quark top, nous devons donc calculer l'énergie propre du quark top dans le domaine infrarouge, c'est-à-dire lorsque l'impulsion k du gluon virtuel est inférieure à la coupure infrarouge μ . C'est précisément dans cette région où QCD a un comportement non trivial que l'on s'attend à rencontrer l'ambiguïté inhérente au traitement perturbatif de la masse au pôle déjà évoquée auparavant.

L'énergie propre du quark top à une boucle, correspondant au diagramme 2.4, est :

$$\Sigma_{ij}(p) = -i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} g_s \gamma_\mu T_{il}^a \frac{\delta_{ln}}{m_0 - (\not{p} - \not{k}) + i\epsilon} g_s \gamma_\nu T_{nj}^b \frac{\delta_{ab}}{k^2 + i\epsilon} d^{\mu\nu}(k) \quad (2.72)$$

où $d^{\mu\nu}(k) = g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}$ est le propagateur du gluon de quadri-impulsion k . On considère la jauge de Feynman où $\xi = 1$ et on utilise :

$$T_{il}^a \delta_{ln} T_{nj}^b \delta_{ab} = T_{il}^a T_{lj}^a = (T^a T^a)_{ij} = \delta_{ij} C_F \quad (2.73)$$

avec

$$C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c}. \quad (2.74)$$

On obtient ainsi ($\Sigma_{ij}(p) = \delta_{ij} \Sigma(p)$) :

$$\Sigma(p) = -i g_s^2 C_F \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\gamma_\mu (m_0 + \not{p} - \not{k}) \gamma^\mu}{(m_0^2 - (p - k)^2 + i\epsilon)} \frac{1}{(k^2 + i\epsilon)}. \quad (2.75)$$

D'après l'algèbre de Clifford : $\{\gamma^\rho \gamma^\mu\} = 2\eta^{\rho\mu}$ et $\gamma^\mu \gamma_\mu = 4$ (en dimension 4) donc :

$$\gamma_\mu \gamma^\rho \gamma^\mu = 2\eta^{\rho\mu} \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma^\mu \gamma^\rho = -2\gamma^\rho. \quad (2.76)$$

Nous obtenons finalement l'énergie propre du quark top :

$$\Sigma(p) = -i g_s^2 C_F \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{(4m_0 - 2\not{p} + 2\not{k})}{(m_0^2 - (p - k)^2 + i\epsilon)} \frac{1}{k^2 + i\epsilon}. \quad (2.77)$$

Puisque l'on ne considère que les corrections à une boucle au propagateur du quark top, on peut simplifier l'expression de la masse au pôle 2.71 en remarquant qu'au premier ordre $m_{pole} = m_0 + \Sigma(\not{p} = m_0)$. En posant donc $p = m_0 v$, on a :

$$\delta m_{top} = m_{pole} - m_R(\mu) = \Sigma^{IR}(\not{p} = m_0) \quad (2.78)$$

$$= -i g_s^2 C_F \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{2m_0 + 2\not{k}}{(2m_0 v \cdot k - k^2 + i\epsilon)(k^2 + i\epsilon)}. \quad (2.79)$$

La régularisation dimensionnelle conservant les symétries de l'espace-temps, les puissances impaires de k ne contribuent pas à l'intégrale. De plus, dans le domaine infrarouge on a $k^2 \ll m_0^2$, d'où l'on déduit :

$$\delta m_{top} \simeq -i g_s^2 C_F \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(v \cdot k + i\epsilon)(k^2 + i\epsilon)}. \quad (2.80)$$

Dans le référentiel du quark top, on a $v = (1, \vec{0})$ et donc $v \cdot k = k_0$; l'intégrale devient alors :

$$\delta m_{top} = -i g_s^2 C_F \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k_0 + i\epsilon)(k^2 + i\epsilon)}, \quad (2.81)$$

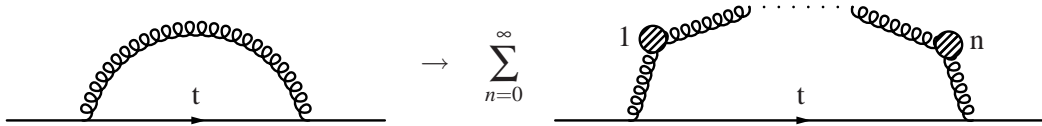
avec une coupure ultraviolette à μ pour l'intégration sur k .

L'étape suivante consiste à intégrer par rapport à k_0 . Les pôles de l'intégrale se situent en $k_0 = -i\varepsilon$ et en $k_0 = \pm\sqrt{\vec{k}^2 - i\varepsilon}$. On effectue l'intégration dans le demi-plan supérieur de k_0 . Le résidu du pôle en $k_0 = -\sqrt{\vec{k}^2 - i\varepsilon}$ calculé dans la limite $\varepsilon \rightarrow 0$ est $R(k_0 = -\sqrt{\vec{k}^2 - i\varepsilon}) = \frac{1}{2k^2}$. En utilisant le théorème des résidus, on obtient :

$$\begin{aligned}\delta m_{top} &= \frac{g_s^2 C_F}{2} \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\vec{k}^2} \\ &= 2\pi C_F \alpha_s \int_{|\vec{k}| < \mu} \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{\vec{k}^2}.\end{aligned}\quad (2.82)$$

On voit ainsi que le terme dominant au comportement infrarouge peut être obtenu en remplaçant $\frac{1}{k_0 + i\varepsilon}$ par $-i\pi\delta(k_0)$. Cela signifie que prendre la limite statique revient grossièrement à fixer $k_0 = 0$.

Afin d'étudier l'effet des ordres supérieurs en α_s sur δm_{top} , on modifie le propagateur du gluon en y insérant une chaîne de n diagrammes à une boucle :



Sommer sur tous les diagrammes revient à remplacer la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ par la constante de couplage mobile $\alpha_s(k^2)$ dans l'intégrale (2.82). Le calcul de la constante de couplage mobile a été déjà effectué auparavant. En substituant α_s par l'expression (2.67) dans δm_{top} , on obtient² :

$$\delta m_{top} = 2\pi C_F \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{\alpha_s(\mu^2)}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \ln \frac{\mu^2}{k^2} \right)^n. \quad (2.83)$$

On peut passer d'une intégrale à trois dimensions à une intégrale à une seule dimension en utilisant $d^D k = k^{D-1} dk d\Omega_D$, où $d\Omega_D$ est l'élément d'angle solide dans un espace à D dimensions. Ici $D = 3$ donc $\int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} = \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int k^2 dk$ et on obtient :

$$\delta m_{top} = 2\pi C_F \int_0^\mu dk \alpha_s(\mu^2) \sum_n \left(\frac{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \ln \frac{\mu^2}{k^2} \right)^n. \quad (2.84)$$

On effectue ensuite le changement de variable $x = \frac{k}{\mu}$:

$$\delta m_{top} = 2\pi C_F \alpha_s(\mu^2) \mu \int_0^1 dx \sum_n \left(\ln \frac{1}{x^2} \right)^n \left(\frac{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \right)^n, \quad (2.85)$$

que l'on peut réécrire ($N_C = 3$ implique $C_F = \frac{4}{3}$) :

$$\delta m_{top} = \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \mu \sum_{n=0}^{\infty} C_n \left(\frac{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \right)^n \quad (2.86)$$

avec les coefficients C_n donnés par la relation :

$$C_n = \int_0^1 dx \left(\ln \frac{1}{x^2} \right)^n. \quad (2.87)$$

²On utilise dans la suite la notation $k = |\vec{k}|$.

On peut les calculer en intégrant par parties :

$$C_n = \left[x \left[\ln \frac{1}{x^2} \right] \right]_0^{n-1} + 2n \int_0^1 dx \left(\ln \frac{1}{x^2} \right)^{n-1}. \quad (2.88)$$

Le terme entre crochet est nul et l'itération du processus mène à une divergence factorielle de C_n :

$$C_n = 2^n n! \int_0^1 dx = 2^n n!. \quad (2.89)$$

Nous pouvons ainsi réécrire δm_{top} comme :

$$\delta m_{top} = \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \mu \sum_{n=0}^{\infty} n! \left(\frac{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \right)^n. \quad (2.90)$$

En raison de la divergence en $n!$, on ne peut pas accroître indéfiniment la précision sur l'approximation perturbative de δm_{top} en incluant de plus en plus de termes d'ordres supérieurs dans la série. En effet, l'erreur va décroître jusqu'à un certain ordre dans le développement en série au-delà duquel la taille des corrections va augmenter. Notons que l'intégrale n'est pas saturée à l'échelle de la coupure infrarouge $k^2 \sim \mu^2$ mais plutôt aux basses énergies $k^2 \sim \frac{\mu^2}{n}$. C'est la conséquence du confinement qui implique que dans le domaine infrarouge, la chromodynamique quantique n'est plus perturbative et donc la fonction de Green du gluon ne coïncide plus avec son approximation perturbative.

La suite de ce chapitre est consacrée à l'étude de cette divergence. Nous verrons s'il est possible d'améliorer la convergence de la série dans l'infrarouge ou si au contraire nous devons nous résoudre à restreindre notre connaissance de la masse au pôle au domaine perturbatif de QCD.

2.5.2 La transformée de Borel

Une technique couramment utilisée en théorie des perturbations pour déterminer la somme de séries dont le $n^{\text{ième}}$ terme croît comme $n!$ est la sommation de Borel. Cette technique est par exemple utilisée en théorie des champs pour traiter le problème de convergence des développements perturbatifs en la constante de couplage [10].

L'idée est la suivante : supposons que l'on ait une fonction définie comme un développement perturbatif en la constante g :

$$f(g) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n g^n. \quad (2.91)$$

S'il n'est pas toujours possible de démontrer la convergence de ce genre de séries, le cadre physique de la théorie des perturbations nous impose de travailler dans l'hypothèse d'une convergence au moins asymptotique de la série considérée. Si nous réécrivons la fonction $f(g)$ comme la transformée de Laplace de la fonction $B[f](z)$:

$$f(g) = \int_0^{\infty} dz e^{-\frac{z}{g}} B[f](z), \quad (2.92)$$

alors la fonction $B[f](z)$ est définie par :

$$B[f](z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n}{n!} z^n. \quad (2.93)$$

L'importance de cette transformation réside dans le fait que la série (2.93) converge plus rapidement que la série (2.91), et peut même avoir un rayon de convergence fini. Si la fonction $B[f](z)$ peut être analytiquement prolongée en tous points de l'axe réel positif z et si l'intégrale converge, la série (2.91) est dite "borel

sommable". La présence de singularités dans la fonction $B[f](z)$ peut cependant rendre la détermination de cette intégrale ambiguë. La fonction $B[f](z)$ est appelée transformée de Borel de la fonction $f(g)$.

Afin d'appliquer cette méthode à δm_{top} , réécrivons δm_{top} sous la forme :

$$\delta m_{top} = \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \mu f(\alpha_s(\mu^2)), \quad (2.94)$$

avec

$$f(\alpha_s(\mu^2)) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \alpha_s(\mu^2)^n \quad \text{et} \quad f_n = \left(\frac{\beta_0}{2\pi}\right)^n n!$$

La transformée de Borel de f est définie par :

$$B[f](z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\beta_0}{2\pi}\right)^n z^n, \quad (2.95)$$

et la représentation intégrale de δm_{top} est alors :

$$\delta m_{top} = \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \mu \int_0^{\infty} \sum_n \left(\frac{\beta_0}{2\pi} z\right)^n e^{-\frac{z}{\alpha_s(\mu^2)}} dz. \quad (2.96)$$

Cette intégrale ne peut converger que si la partie réelle de l'exposant de l'exponentielle est négative. Par ailleurs, il existe une singularité dans le plan de Borel à $z_1 = \frac{2\pi}{\beta_0}$ qui nous empêche d'évaluer cette intégrale sans l'ambiguïté qui résulte du choix de la prescription pour le contour d'intégration : au dessus ou au dessous de l'axe réel dans le plan de Borel complexe ; l'ambiguïté sur la convergence de δm_{top} est ainsi gouvernée par le résidu en z_1 . Cette singularité de la transformée de Borel est appelée renormalon infrarouge et sa présence résulte des contributions non perturbatives de QCD. Ce terme de renormalon fut pour la première fois introduit par Gerard 't Hooft [11] (voir également la revue sur les renormalons [12]). Nous allons maintenant estimer la taille de l'ambiguïté irréductible sur la masse au pôle du quark top.

2.5.3 Estimation numérique de δm_{top}

Puisqu'il ne nous est pas possible de faire converger la série (2.94) correspondant au développement perturbatif de δm_{top} , nous devons nous résigner à tronquer la série pour se limiter à la région de validité de QCD perturbatif.

La série (2.94) décrit correctement la grandeur physique δm_{top} , qui est finie, si elle est asymptotique à δm_{top} dans une région \mathcal{R} du plan réel α_s . Pour tout α inclus dans \mathcal{R} , il doit alors exister K_N tel que :

$$|\delta m_{top} - \sum_{n=0}^{N-1} K_n \alpha_s^n| < K_N \alpha_s^N \quad (2.97)$$

$$|\sum_{n=0}^{\infty} K_n \alpha_s^n - \sum_{n=0}^{N-1} K_n \alpha_s^n| = |\sum_{n=N}^{\infty} K_n \alpha_s^n| < K_N \alpha_s^N \quad (2.98)$$

ce qui mène à une erreur de $K_N \alpha^N$ sur δm_{top} avec :

$$K_N = \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \mu \left(\frac{\beta_0}{2\pi}\right)^N N!. \quad (2.99)$$

D'après la formule de Stirling : $N! \sim N^N e^{-N} \sqrt{2\pi N}$, d'où :

$$K_N \alpha_s^N \sim \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \left(\frac{\beta_0 N \alpha_s(\mu^2)}{2\pi}\right)^N e^{-N} \sqrt{2\pi N}. \quad (2.100)$$

Ce terme décroît lorsque N croît tant que :

$$\frac{\beta_0 N \alpha_s(\mu^2)}{2\pi} < 1 \quad \text{i.e.} \quad N < \frac{2\pi}{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}. \quad (2.101)$$

On définit :

$$N^* = \frac{2\pi}{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)} \quad (2.102)$$

tel que la meilleure précision sur δm_{top} que l'on puisse atteindre est obtenue en tronquant la série à l'ordre $N^* - 1$. L'erreur sur δm_{top} est alors dominée par le terme

$$K_{N^*} \alpha^{N^*} = \frac{4\alpha_s(\mu^2)}{3\pi} \mu \left(\frac{\beta_0 N^* \alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \right)^{N^*} e^{-N^* \sqrt{2\pi N^*}} \quad (2.103)$$

$$= \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\alpha_s(\mu^2)}{\beta_0}} \mu e^{-\frac{2\pi}{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}} \quad (2.104)$$

où l'on a utilisé la formule de Stirling. Cette expression dépend explicitement de μ qui est une constante de renormalisation introduite de manière arbitraire. Afin de rendre le résultat final indépendant de l'échelle de renormalisation, on absorbe μ dans l'échelle d'énergie de l'interaction forte Λ_{QCD} :

$$\Lambda_{QCD} = \mu e^{-\frac{2\pi}{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}}. \quad (2.105)$$

La constante de couplage mobile devient alors :

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (2.106)$$

On obtient finalement une incertitude irréductible sur la masse au pôle du quark top :

$$\delta m_{top} = m_{pole} - m_R(\mu) = \frac{8}{3\beta_0} \Lambda_{QCD} \sqrt{\frac{4\pi}{\ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2}}}. \quad (2.107)$$

On voit ainsi qu'il existe une ambiguïté irréductible dans la définition de la masse au pôle du quark top de l'ordre de grandeur de Λ_{QCD} . On retrouve ici un résultat que l'on avait intuitivement établi au début de ce chapitre. En prenant une valeur de Λ_{QCD} de 300 MeV et en plaçant l'échelle de renormalisation à la masse du quark top ($m_t = 173.1$ GeV), on peut effectuer l'application numérique :

$$\delta m_{top} \sim 100 \text{ MeV}. \quad (2.108)$$

Nous avons ainsi calculé qu'il existe une ambiguïté théorique irréductible sur la masse au pôle du quark top égale à environ 100 MeV.

2.6 La masse du quark top dans le schéma de renormalisation \overline{MS}

A haute énergie, c'est-à-dire à courte distance, les effets non perturbatifs de QCD deviennent petits et on peut utiliser une masse alternative, indépendante du choix de jauge, calculée en théorie des perturbations et renormalisée à l'échelle μ qui est généralement choisie de l'ordre de l'échelle caractéristique du processus considéré. La convention usuellement adoptée est la masse mobile dans le schéma de renormalisation \overline{MS} : $m_{\overline{MS}}(\mu)$. Ce schéma de renormalisation est par construction sensible uniquement aux effets à courte distance de QCD ; il est par conséquent particulièrement avantageux lorsque l'échelle du processus

est grande devant la masse du quark comme l'a montré l'extraction de la masse du quark b dans le schéma \overline{MS} à la masse du boson de jauge Z au LEP par les expériences ALEPH et DELPHI. Le cas du quark top diffère des autres quarks puisque l'échelle du processus est généralement la masse du quark top et les effets à longue distance de QCD deviennent importants. Il est de plus actuellement produit en collisionneur hadronique près de sa couche de masse ; il semble donc naturel de considérer la masse au pôle pour le quark top. Cependant, comme on l'a vu précédemment dans ce chapitre, la masse au pôle du quark top est sensible aux effets à grande distance de QCD qui sont responsables du confinement des quarks et qui se manifestent sous forme de renormalons. Il peut ainsi parfois s'avérer utile de remplacer la masse au pôle par une définition de masse qui ne présente pas cette ambiguïté liée aux effets non perturbatifs de QCD, telle que la masse $m_{\overline{MS}}(\mu)$.

La relation entre la masse nue et les masses renormalisées ($m_{\overline{MS}}$ mobile et m_{pole}) est définie par :

$$m_{\overline{MS}}(\mu) = \frac{m_0}{Z_m^{\overline{MS}}(\mu)} \quad \text{et} \quad m_{pole} = \frac{m_0}{Z_m^{OS}},$$

où l'on a introduit le coefficient de renormalisation $Z_m = Z_2/Z_0$ pour simplifier l'écriture. Précisons que la masse dans le schéma \overline{MS} dépend explicitement de l'échelle de renormalisation μ tandis que la masse au pôle est définie de manière unique à $p' = m_{pole}$. Pour trouver la relation entre m_{pole} et \bar{m} ($\bar{m} = m_{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}})$), il faut donc calculer le rapport :

$$\frac{\bar{m}}{m_{pole}} = \frac{Z_m^{OS}}{Z_m^{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}})}. \quad (2.109)$$

La relation entre m_{pole} et $m_{\overline{MS}}$ a été calculée d'abord à une boucle dans [6], à deux boucles dans [13], [14] et [15] puis à trois boucles dans [16], [17] puis [18]. Le calcul des coefficients de renormalisation est beaucoup plus simple dans le schéma de renormalisation \overline{MS} que dans le schéma OS puisqu'il n'y a plus de termes divergents. La précision actuelle sur la relation entre m_{pole} et $m_{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}})$ est donc limitée par le calcul des coefficients Z_m^{OS} aux ordres supérieurs en théorie des perturbations. Si on considère que $N_f = 5$ (les 5 autres quarks ayant une masse très inférieure à m_t), la relation entre la masse au pôle m_{pole} et la masse \overline{MS} \bar{m} s'écrit à l'ordre trois :

$$m_{pole} = \bar{m} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} + 8.24 \left(\frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} \right)^2 + 73.64 \left(\frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} \right)^3 + \dots \right) + \mathcal{O}(\Lambda_{QCD}). \quad (2.110)$$

Si on prend $\alpha_s(\bar{m}) = 0.109$ (correspondant à $\alpha_s(M_Z) = 0.119$) et une masse au pôle $m_{pole} = 175$ GeV, nous avons à l'ordre trois $m_{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}}) = 165.2$ GeV. Précisons qu'il y a une incertitude de 500 MeV, correspondant à l'ordre de grandeur du troisième terme, lorsque l'on passe de la masse au pôle à la masse \overline{MS} . Il est par conséquent nécessaire de savoir précisément quelle masse on mesure et quelle masse est la plus utile pour contraindre le Modèle Standard dans l'ajustement électrofaible.

La masse \overline{MS} du quark top \bar{m} peut être déterminée expérimentalement via la mesure de la section efficace de paires $t\bar{t}$ calculée dans le schéma de renormalisation \overline{MS} . Une première mesure directe de la masse mobile du quark top à partir de production de paires $t\bar{t}$ au Tevatron a obtenu le résultat [19] :

$$\bar{m} = 160.0_{-3.2}^{+3.3} \text{ GeV}. \quad (2.111)$$

Ce résultat est basé sur le calcul de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ à l'approximation NNLO comme représenté sur la Figure 2.5. En convertissant cette masse \bar{m} en masse au pôle, on obtient (NNLO) :

$$m_{pole} = 168.9_{-3.4}^{+3.5} \text{ GeV}; \quad (2.112)$$

ce qui est compatible avec la mesure combinée du Tevatron $m_t = 173.1 \pm 1.3$ GeV.

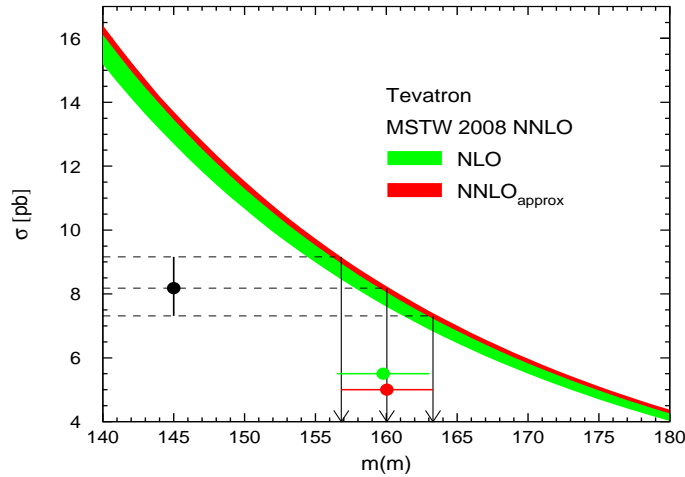


FIG. 2.5 – Dépendance de la section efficace totale de production de paires $t\bar{t}$ en la masse $\overline{MS} \bar{m}$ à l'ordre NLO (vert) et à l'ordre NNLO approximé (rouge) pour une variation d'échelle de renormalisation μ_r dans l'intervalle $[\bar{m}/2, 2\bar{m}]$ et une échelle de factorisation égale à $\bar{m}/2$, \bar{m} et $2\bar{m}$. La valeur de la section efficace mesurée au Tevatron $\sigma = 8.18^{+0.98}_{-0.87}$ pb est issue de la référence [20]. [19]

2.7 La masse du quark top dans le schéma de renormalisation PS

On considère la création d'une paire quark anti-quark par un photon ou un boson Z virtuel lors de l'annihilation d'une paire électron-positron comme sur la Figure 2.6. C'est dans cette configuration que serait

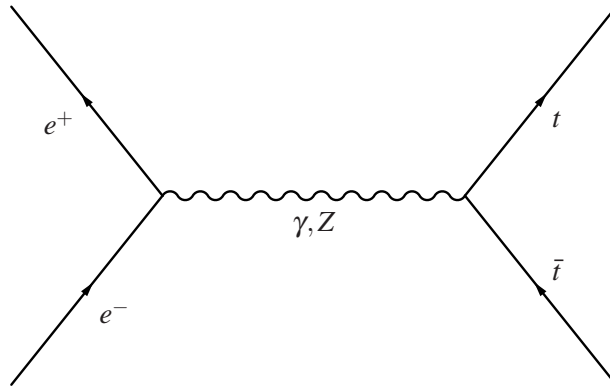


FIG. 2.6 – Création d'une paire top anti-top par un photon ou un boson Z virtuel lors d'une annihilation électron-positron.

produit le quark top dans un collisionneur électron-positron de type ILC ou CLIC. L'intérêt d'étudier les propriétés du quark top par production de paires $t\bar{t}$ près du seuil est que la largeur du top ($\Gamma_{top} \sim 1.5$ GeV) est suffisamment grande pour agir comme une coupure infrarouge qui supprime les effets non perturbatifs de QCD. Les méthodes de calcul perturbatif en QCD peuvent ainsi être utilisées pour déterminer la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ près du seuil. La mesure de la masse du quark top en collisionneur électron-positron serait particulièrement intéressante puisqu'elle s'effectue par comptage des événements $t\bar{t}$ pour différentes énergies dans le centre de masse ce qui permet de s'affranchir des erreurs systématiques liées à la reconstruction de l'état final. Par ailleurs la particularité des collisions $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ est de produire la paire $t\bar{t}$ dans un état singulet de couleur ce qui implique que la reconnexion de couleur se produit entre

le top et l'anti-top.

La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ peut être obtenue à partir de la fonction de corrélation entre les deux vecteurs de courant $j_\nu(x) = \bar{t}(x)\gamma_\nu t(x)$:

$$\Pi_{\mu\nu}(q) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T \{ j_\mu(x), j_\nu(0) \} | 0 \rangle = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) \Pi(q^2),$$

où q est le quadri-vecteur du boson virtuel tel que $q^2 < 0$.

Lorsqu'il est produit près du seuil, la vitesse du quark top est petite ($v \ll 1$) et les méthodes de développement perturbatif conventionnelles en α_s ne fonctionnent pas en raison de termes proportionnels à $(\alpha_s/v)^n$ qui apparaissent dans le calcul à n boucles. Ces termes proviennent de l'interaction instantanée coulombienne entre le top et l'anti-top qui ne peut pas être traitée perturbativement si leur vitesse relative est petite. La technique la plus couramment utilisée pour resommer les termes en $(\alpha_s/v)^n$ est de calculer la fonction de Green non relativiste qui est ensuite reliée à la section efficace par le théorème optique. La fonction de Green $G(\vec{r}, E + i\Gamma_{top})$ doit satisfaire l'équation de Schrödinger³ :

$$[H - (E + i\Gamma_{top})] G(\vec{r}, E + i\Gamma_{top}) = \delta^{(3)}(\vec{r}), \quad (2.113)$$

avec

$$H = \frac{-\Delta^2}{m_{pole}} + V(r) \quad \text{et} \quad E = \sqrt{s} - 2m_{pole}. \quad (2.114)$$

Le potentiel coulombien d'une source statique ayant une charge de couleur exprimé dans l'espace des impulsions est :

$$\tilde{V}(k) = -C_F \frac{4\pi\alpha_s(k^2)}{k^2}. \quad (2.115)$$

On en déduit l'expression de ce potentiel dans l'espace des coordonnées en calculant la transformée de Fourier de $\tilde{V}(k)$:

$$V(r) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \tilde{V}(k) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = -C_F \frac{\bar{\alpha}_s(1/r)}{r}, \quad (2.116)$$

où $\bar{\alpha}_s(1/r)$ peut s'écrire comme une fonctionnelle de $\alpha_s(\vec{k}^2)$. La relation entre le potentiel statique de QCD dans l'espace des impulsions et dans l'espace des coordonnées est discutée en détail dans les références [21] et [22]. Il s'avère que la transformée de Fourier est à l'origine d'une divergence rapide du potentiel coulombien à grande distance dans l'espace des coordonnées.

La masse au pôle semble a priori convenir pour la mesure la masse du quark top puisqu'elle permet de décrire la dynamique non relativiste de la paire $t\bar{t}$ produite près du seuil avec l'équation (2.113). De plus, les quarks top produits près du seuil sont proche de leur couche de masse. Nous allons cependant voir que la masse au pôle n'est pas la plus appropriée pour le calcul de la section efficace de production de paire $t\bar{t}$ près du seuil en raison de sa sensibilité aux effets non perturbatifs.

A gauche sur la Figure 2.7 ([23], [24]) est représentée la section efficace totale normalisée (où le boson est un photon) de production de paire $t\bar{t}$ calculée aux ordres LO (pointillés), NLO (tirets) et NNLO (ligne continue) dans l'approximation non relativiste et en utilisant le schéma de renormalisation OS. La masse au pôle a été calculée à $\bar{m} = 165$ GeV et est égale à 175.05 GeV (voir Tableau 2.1), et les valeurs $\Gamma_t = 1.43$ GeV, $\alpha_s(M_Z) = 0.119$ et $\mu_{soft} = 15, 30, 60$ GeV ont été utilisées. L'intervalle 15-60 GeV pour l'échelle de renormalisation de α_s dans le potentiel statique a été choisi car il couvre la gamme d'impulsion typique d'un quark top dans le système $t\bar{t}$ produit près du seuil. On constate sur cette figure que la position du maximum se déplace vers les plus basses énergies dans le centre de masse lorsque l'on passe aux ordres supérieurs et qu'elle reçoit des corrections NNLO du même ordre de grandeur que les corrections NLO. Par ailleurs, la dépendance de la position du maximum en l'échelle de renormalisation n'est pas réduite

³On utilise les notations $r = |\vec{r}|$ et $q = |\vec{q}|$.

lorsqu'on passe de NLO à NNLO. Il en résulte une incertitude théorique d'environ 300 MeV [23] sur la mesure de la masse au pôle lorsqu'elle est effectuée à partir de la position du pic de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ calculée dans le schéma OS au NNLO.

Le comportement du pic que nous venons de voir résulte de la sensibilité de la masse au pôle aux faibles énergies qui mène à des corrections importantes aux ordres supérieurs en théorie des perturbations. Le moyen de s'affranchir de la dépendance du pic de production aux corrections d'ordres supérieurs est de trouver une définition de la masse du quark top moins sensible aux effets non perturbatifs que la masse au pôle. On peut voir dans l'équation de Schrödinger (2.113) que seules peuvent être utiles les masses m dont l'écart à la masse au pôle $\delta m = m_{pole} - m$ est au maximum de l'ordre de l'énergie cinétique du quark top dans le système $t\bar{t}$, c'est-à-dire de l'ordre de $m_t v^2 \sim m_t \alpha_s^2$ car un terme de l'ordre de $m_t \alpha_s$ serait dominant dans l'équation (2.113). Par conséquent, le schéma \overline{MS} n'est pas non plus un schéma adapté au calcul de la section efficace de production près du seuil puisque l'équation (2.110) montre que $\delta \bar{m} \propto \alpha_s \bar{m}$.

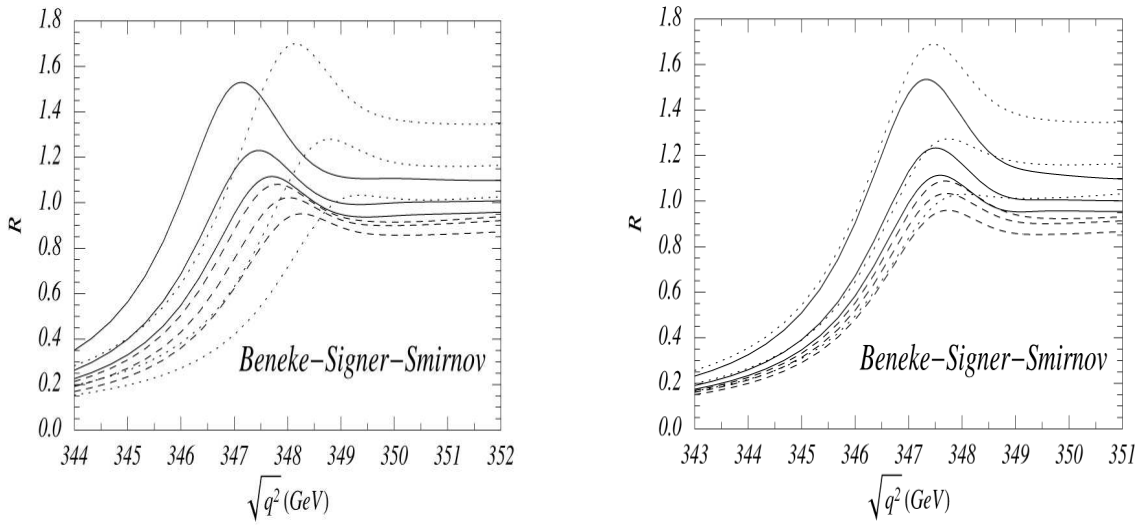


FIG. 2.7 – Section efficace totale normalisée de production de paires $t\bar{t}$ via $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow t\bar{t}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse près du seuil au LO (pointillés), NLO (tirets) et NNLO (ligne continue) pour $\alpha_s(M_Z) = 0.119$ et $\mu_{soft} = 15, 30, 60$ GeV. A gauche : calculée dans le schéma de la masse au pôle (OS) pour $m_{pole} = 175.05$ GeV et $\Gamma_t = 1.43$ GeV. A droite : calculée dans le schéma PS avec $\mu_f^{PS} = 20$ GeV et $m_{t,20}^{PS} = 173.30$ GeV [23].

Un schéma de renormalisation qui est adapté au calcul de la section efficace de production du quark top près du seuil est le schéma de potentiel soustrait (PS) [25] (voir également les références [26] et [23]). Ce schéma consiste à supprimer la contribution divergente des grandes distances en restreignant la transformée de Fourier au domaine $|\vec{k}| > \mu_f^{PS}$, où μ_f^{PS} est une échelle de factorisation. On définit ainsi le potentiel soustrait par :

$$V(r, \mu_f^{PS}) = V(r) + 2\delta_m(\mu_f^{PS}). \quad (2.117)$$

On redéfinit alors l'hamiltonien et l'énergie dans l'équation de Schrödinger (2.113) :

$$H = \frac{-\Delta^2}{m_{PS}(\mu_f^{PS})} + V(r, \mu_f^{PS}) \quad \text{et} \quad E = \sqrt{s} - 2m_{PS}(\mu_f^{PS}), \quad (2.118)$$

avec la masse renormalisée :

$$m_{PS}(\mu_f^{PS}) = m_{pole} - \delta_m(\mu_f^{PS}). \quad (2.119)$$

Nous avons également remplacé m_{pole} par $m_{PS}(\mu_f^{PS})$ dans le terme d'énergie cinétique, en négligeant le

terme résiduel $\frac{\delta_m(\mu_{PS})}{m_{PS}(\mu)}\Delta^2$. Le potentiel soustrait s'écrit :

$$V(r, \mu_f) = \int_{\mu_f^{PS}}^{\infty} \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \tilde{V}(\vec{k}), \quad (2.120)$$

ce qui nous donne la masse du quark top dans le schéma de renormalisation PS :

$$m(\mu_f^{PS}) = m_{pole} + \frac{1}{2} \int_{|\vec{k}| < \mu_f^{PS}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \tilde{V}(\vec{k}) \quad (2.121)$$

$$m(\mu_f^{PS}) \sim m_{pole} - \frac{1}{2} \int_{|\vec{k}| < \mu_f^{PS}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{4\pi C_F \alpha_s(k)}{k^2}, \quad (2.122)$$

où l'on a effectué l'approximation $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \sim 1$ dans la transformée de Fourier, ce qui est valable ici puisque l'on soustrait les contributions à grande distance du potentiel $\tilde{V}(\vec{k})$. Au premier ordre on obtient :

$$m(\mu_f^{PS}) = m_{pole} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \mu_f^{PS}. \quad (2.123)$$

La position du pic de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ calculée près du seuil dans le schéma de renormalisation PS est représentée à droite sur la Figure 2.7. La valeur de $m_{PS}(\mu_f^{PS})$ utilisée est 173.30 GeV, l'échelle de factorisation μ_f^{PS} est fixée à 20 GeV, ce qui est de l'ordre $m_t \alpha_s$, et on considère $\alpha_s(M_Z) = 0.119$. On constate que la position du pic est beaucoup moins sensible aux corrections d'ordres supérieurs que pour la masse au pôle, et également moins sensible au choix de l'échelle de renormalisation μ_{soft} . L'incertitude théorique sur la mesure de la masse du quark top calculée dans le schéma PS serait de l'ordre de 100 MeV [23].

Afin d'utiliser une telle masse dans un ajustement électrofaible, il est cependant nécessaire de la convertir dans un des deux schémas de renormalisation généralement utilisés pour effectuer un ajustement électrofaible : le schéma OS et le schéma \overline{MS} . La conversion dans le schéma OS entraîne une incertitude d'environ 500 MeV sur la masse au pôle du quark top m_{pole} , l'ordre de grandeur du dernier terme en théorie des perturbations, ce qui annihile presque intégralement le gain en précision que l'on pourrait atteindre avec un collisionneur e^+e^- . En revanche, une conversion dans le schéma \overline{MS} permettrait de conserver une incertitude de seulement 100 MeV sur la masse du quark top $\overline{MS} \bar{m}$ à condition que $\alpha_s(M_Z)$ soit connu avec une incertitude de 0.001-0.002 [23]. Le calcul qui permet de relier la masse $m_{PS}(\mu_f^{PS})$ à la masse $\overline{MS} \bar{m}$ a été effectué à l'ordre NNLO dans la référence [25] :

$$m_{PS}(\mu_f^{PS}) = \bar{m} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} \left[1 - \frac{\mu_f^{PS}}{\bar{m}} \right] + \left(\frac{\alpha_s(\bar{m})}{\pi} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left[8.24 - \frac{\mu_f^{PS}}{3\bar{m}} \left(4.78 - 7.67 \left[\ln \frac{\mu_f^{PS2}}{\bar{m}^2} - 2 \right] \right) \right] + \dots \right) \quad (2.124)$$

Les valeurs de la masse $m_{PS}(\mu_f^{PS})$ et de la masse au pôle ont été calculées jusqu'à l'ordre NNLO pour différentes valeurs de \bar{m} dans les références [26] et [23]. Les valeurs de $m_{PS}(\mu_f^{PS})$ sont obtenues en prenant une échelle de factorisation $\mu_f^{PS} = 20$ GeV, ce qui est de l'ordre $m_t \alpha_s$, et en prenant $\alpha_s(M_Z) = 0.119$. Les résultats obtenus sont résumés dans la Table 2.1.

2.8 L'ajustement électrofaible

La valeur de m_t contraint indirectement certaines observables électrofaibles dont la masse M_W du boson de jauge W et l'angle de mélange faible Θ_W . La comparaison des mesures expérimentales de ces

\bar{m}	m_{PS}^{LO}	m_{PS}^{NLO}	m_{PS}^{NNLO}	m_{pole}^{LO}	m_{pole}^{NLO}	m_{pole}^{NNLO}
160.0	166.51	167.69	167.97	167.44	169.05	169.56
165.0	171.72	172.93	173.22	172.64	174.28	174.80
170.0	176.92	178.17	178.47	177.84	179.52	180.05

TAB. 2.1 – Valeurs calculées de la masse du quark top dans les schémas de renormalisation PS et OS en fonction de $\bar{m} = m_{\overline{MS}}(m_{\overline{MS}})$ à 1, 2 et 3 boucles. La valeur de référence de la constante de couplage de QCD utilisée est $\alpha_s(M_Z) = 0.119$ et l'échelle de factorisation pour la masse PS est $\mu_f^{PS} = 20$ GeV.

observables avec les prédictions théoriques d'un modèle donné, tels que le Modèle Standard et le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, constitue un test crucial de ces théories. Les incertitudes sur les prédictions théoriques ont deux origines distinctes. La première est inhérente à un traitement perturbatif et provient de la méconnaissance des ordres supérieurs dans le calcul des corrections radiatives. La seconde réside dans les erreurs expérimentales sur les paramètres de la théorie intervenant dans le calcul. Ces deux types d'incertitudes théoriques sont dites respectivement intrinsèques et paramétriques. La précision atteinte sur les mesures des observables électrofaibles rend désormais nécessaire la prise en compte des corrections radiatives dans les calculs prédictifs pour confronter les prévisions théoriques aux valeurs expérimentales.

A l'ordre le plus bas, la masse du boson W est donnée par :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \Theta_W}}. \quad (2.125)$$

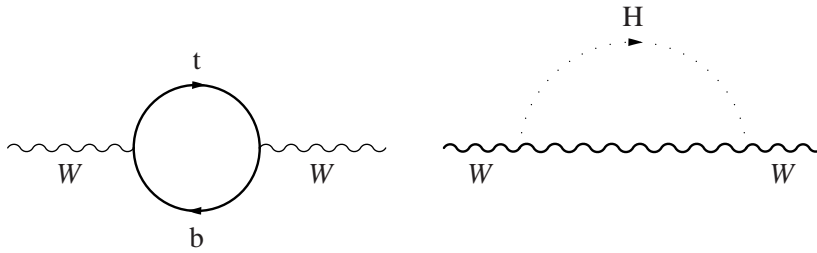


FIG. 2.8 – Corrections au propagateur du boson de jauge W

Les corrections radiatives à une boucle dans le propagateur du boson W (Fig. 2.8) modifient sa masse par un terme supplémentaire Δr selon :

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \Theta_W} \frac{1}{1 - \Delta r}}, \quad (2.126)$$

où Δr peut se décomposer comme la somme de toutes les contributions de chaque type de particules :

$$\Delta r = \Delta r_{leptons} + \Delta r_{hadrons}^{(5)} + \Delta r_{top} + \Delta r_{Higgs}. \quad (2.127)$$

Le quark top contribue à Δr de trois manières distinctes :

$$\Delta r_{top} = \Delta\alpha_{top} - \frac{\cos^2 \Theta_W}{\sin^2 \Theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{residuel}^{top}. \quad (2.128)$$

Dans cette expression, $\Delta\alpha$ représente les corrections à la constante de couplage électromagnétique, négligeables pour le quark top, et $\Delta\rho$ est une somme sur les doublets de particules dont le terme dominant provient du couplage avec le quark top. Ce dernier terme est quadratique en m_t suivant :

$$\Delta\rho \approx \frac{3\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} m_t^2. \quad (2.129)$$

Le terme résiduel, proportionnel à $\log \frac{m_t^2}{M_W^2}$, apporte une correction cinq fois inférieure à la précédente. Puisque seul ce terme résiduel n'est pas négligeable dans Δr_{Higgs} , la contribution du boson de Higgs est proportionnelle à $\log \frac{M_H^2}{M_W^2}$:

$$\Delta r_{Higgs} = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} M_W^2 \left[\frac{11}{3} \left(\log \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right]. \quad (2.130)$$

Nous constatons ainsi que la masse du boson W dépend beaucoup plus de la masse du quark top que de la masse du boson de Higgs. L'application numérique nous montre que les corrections sur M_W dues aux leptons, aux quarks légers et au quark top sont du même ordre de grandeur, environ 3 %, tandis qu'un boson de Higgs de 100 GeV ne contribuerait qu'à hauteur de 3 ‰. En combinant les mesures précises des masses du boson de jauge W et du quark top, il est donc possible de contraindre la masse du boson de Higgs.

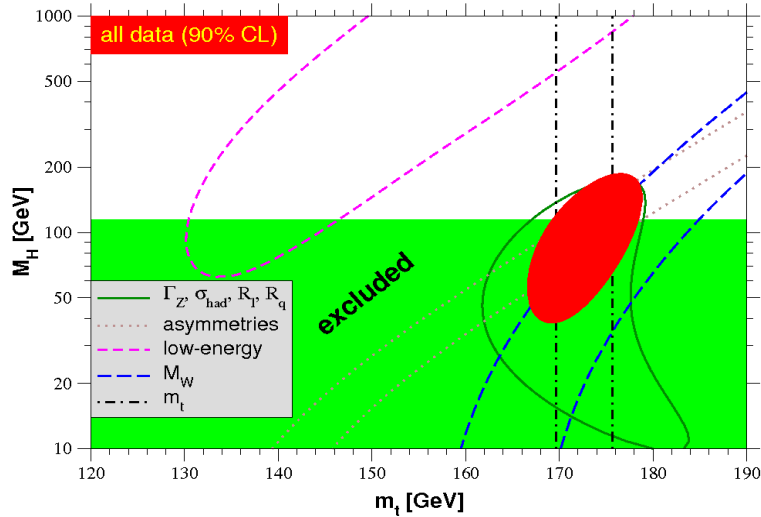


FIG. 2.9 – Incertitudes à 1σ (39,35 %) sur la masse du boson de Higgs M_H en fonction de m_t pour différents paramètres d'entrée. La zone rouge représente la région permise par l'ensemble des données à 90 % C.L.. La zone verte est la région d'exclusion de LEP2 à 95 % C.L..

Le Particle Data Group [27] réalise un ajustement électrofaible qui inclue toutes les mesures disponibles dans un seul ajustement en χ^2 pour tester la cohérence du Modèle Standard et prédire la valeur de paramètres inconnus comme par exemple M_H . L'ajustement est effectué dans le schéma de renormalisation \overline{MS} pour lequel la convergence est plus rapide ; les valeurs obtenues sont ensuite converties dans le schéma OS afin de réaliser les figures avec les masses aux pôles. L'ajustement effectué sans la contrainte

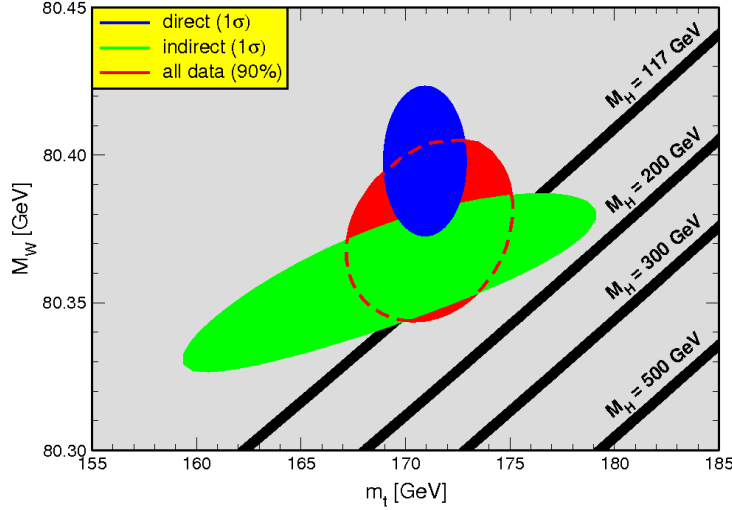


FIG. 2.10 – Contours à 1σ (39,35 %) sur M_H en fonction de m_t et M_W pour les mesures de masse directes et indirectes ainsi que la région à 90 % C.L. autorisée par l'ensemble des données disponibles. La largeur des bandes M_H représente l'incertitude théorique sur $\alpha(M_Z)$.

de la masse du quark top, c'est-à-dire sans inclure la valeur mesurée au Tevatron, permet de mesurer indirectement la masse du quark top. La valeur obtenue est $\bar{m}_t(\bar{m}_t) = 164.7^{+9.6}_{-7.4}$ GeV qui une fois convertie en masse au pôle devient $m_t = 174.7^{+10.0}_{-7.8}$ GeV, ce qui est compatible avec la mesure directe au Tevatron.

La Figure 2.9 représente les contours à une déviation standard pour M_H en fonction de la masse du quark top pour différents paramètres d'entrée dans l'ajustement électrofaible. La valeur centrale de l'ajustement qui prend en compte toutes les mesures disponibles (la valeur prise en compte pour la masse du quark top étant $m_t = 170.9 \pm 1.9$ GeV) est $M_H = 77^{+28}_{-22}$ GeV ce qui est nettement en dessous de la limite inférieure posée par le LEP : $M_H < 114.4$ GeV à 95% C.L. [28]. La zone rouge représente le contour à 90% C.L. en incluant tous les paramètres ; elle correspond à $42 \text{ GeV} \leq M_H \leq 124 \text{ GeV}$. Si la masse du quark top mesurée au Tevatron n'est pas prise en compte dans l'ajustement, le contour à 90% C.L. devient $37 \text{ GeV} \leq M_H \leq 409 \text{ GeV}$.

Les contours à une déviation standard dans le plan $M_W - m_t$ sont représentés sur la Figure 2.10 pour les mesures directes et indirectes. Les prédictions de M_H sont obtenues en utilisant la valeur de Δr extraite des mesures de M_W et M_Z . Il apparaît ici aussi que les valeurs à basse masse de M_H sont privilégiées.

D'autres ajustements électrofaibles sont également réalisés par Gfitter [29]. La Figure 2.11 représente la détermination indirecte de la masse du quark top pour deux types d'ajustement : l'ajustement standard inclut toutes les observables, recherches directes du boson de Higgs exclues, et l'ajustement complet qui inclue les contraintes posées par la recherche directe du boson de Higgs au LEP et au Tevatron. L'ajustement standard mène à $m_t = 177.0^{+10.8}_{-8.0}$ GeV tandis que l'ajustement complet mène à $m_t = 178.2^{+9.8}_{-4.2}$ GeV. On voit sur la Figure 2.11 que la limite inférieure sur M_H posée par le LEP contraint fortement les basses masses pour le quark top en raison des corrections radiatives à la masse du boson W .

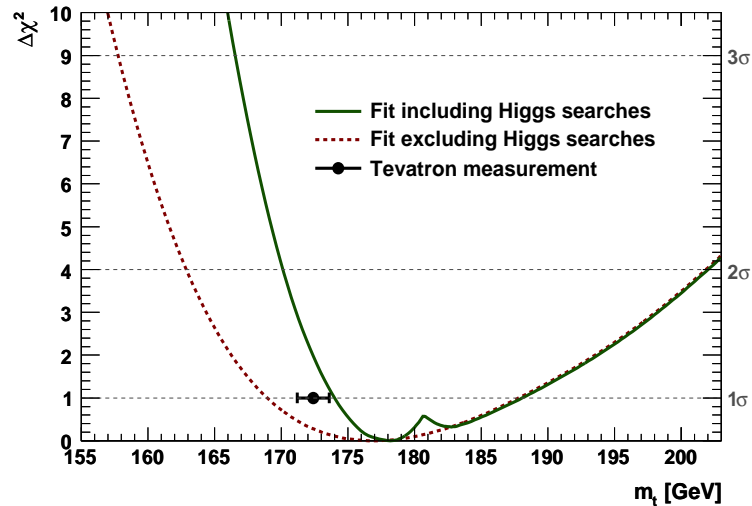


FIG. 2.11 – $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du quark top pour l’ajustement standard (pointillés) et l’ajustement complet (ligne continue), tous deux excluant la mesure directe de m_t indiquée avec une incertitude à 1σ . L’échelle de droite indique les déviations à 1, 2 et 3 déviations standards à partir du minimum.

2.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux divers aspects théoriques liés à la masse du quark top. Par une argumentation simple basée sur le principe de confinement de la chromodynamique quantique, nous avons d’abord vu qu’il ne pouvait y avoir de pôle situé à la masse au pôle du quark top dans un processus de diffusion dont les états asymptotiques sont constitués de particules stables. Nous avons également vu qu’il y avait une incertitude irréductible de l’ordre de $\Lambda(\text{QCD})$ dans la mesure expérimentale de la masse au pôle du quark top à partir de la masse invariante de ses produits de désintégration en raison de la reconnexion de couleur du quark b . La procédure de renormalisation a ensuite été introduite afin de calculer la constante de couplage mobile de la chromodynamique quantique. La constante de couplage mobile nous a permis de calculer l’indétermination théorique sur la masse au pôle du quark top due aux contributions infrarouges des corrections radiatives au propagateur du quark top. Nous avons ainsi estimé qu’il y avait une ambiguïté irréductible dans la définition de la masse au pôle de l’ordre de 100 MeV. Les masses dans les schémas de renormalisation \overline{MS} et PS, moins sensibles aux effets non-perturbatifs de QCD, ont également été définies afin de mesurer la masse du quark top à partir de la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en collisionneur hadronique ou par comptage des événements $t\bar{t}$ pour différentes énergies dans le centre de masse dans des collisionneurs électron-positron. Enfin, nous avons vu que l’ajustement électrofaible permettait d’utiliser les masses mesurées du boson W et du quark top pour contraindre la masse du boson de Higgs et ainsi tester la cohérence du Modèle Standard en cas de découverte du boson de Higgs.

Bibliographie

- [1] G. Weiglein S. Heinemeyer. Physics gain of a precise m_t measurement. *arXiv :hep-ph/0508168*, 2005.
- [2] Scott S. Willenbrock Martin C. Smith. Top-quark pole mass. *Phys.Rev.Lett.*, 79 :3825–3828, 1996.
- [3] G. 't Hooft. *Nucl. Phys B*, 61 :455.
- [4] D.W. Duke T. Muta W.A. Bardeen, A.J. Buras. *Phys. Rev. D*, 20 :3998.
- [5] R. Stora C. Becchi, A. Rouet. *Ann. Phys.*, 98, 1976.
- [6] R. Tarrach. *Nucl. Phys. B*, 183 :384.
- [7] A. S. Kronfeld. *Phys. Rev. D*, 58 :051501, 1998.
- [8] N.G. Uraltsev A.I. Vainshtein I.I. Bigi, M.A. Shifman. The Pole Mass of The Heavy Quark. Perturbation Theory and Beyond. *Phys.Rev. D*, 50, 1994.
- [9] V.M.Braun M.Beneke. Heavy Quark Effective Theory beyond Perturbation Theory : Renormalons, the Pole Mass and the Residual Mass Term . *Nucl.Phys. B*, 426, 1994.
- [10] M. Beneke. Large-order perturbation theory for a physical quantity. *Nuclear Physics B*, 405, 1993.
- [11] G. 't Hooft. Can we make sense out of quantum chromodynamics. in *The Whys Of Subnuclear Physics, Erice 1977, ed. A. Zichichi (Plenum, New York)*, 1977.
- [12] M. Beneke. Renormalons. *Phys.Rept.*, 317, 1999.
- [13] W. Grafe N. Gray, D.J. Broadhurst and K. Schilcher. *Z. Phys. C*, 48 :673.
- [14] N. Gray D.J. Broadhurst and K. Schilcher. *Z. Phys. C*, 52 :111.
- [15] O.V. Tarasov J. Fleischer, F. Jegerlehner and O.I. Veretin. *Nucl. Phys. B*, 539 :671.
- [16] M. Beneke P. Ball and V.M. Braun. Resummation of $(\beta_0\alpha_s)^n$ Corrections in QCD : Techniques and Applications to the τ Hadronic Width and the Heavy Quark Pole Mass. *Nucl. Phys. B*, 452 :563.
- [17] K. G. Chetyrkin and M. Steinhauser. *Phys.Rev.Lett*, 83 :4001.
- [18] T. vanRitbergen K. Melnikov. The three-loop relation between the \overline{MS} and the pole quark masses. *hep-ph/9912391*.
- [19] P. Uwer U. Langenfeld, S. Moch. Measuring the running top-quark mass. *arXiv :hep-ph/0906.5273*, 2000.
- [20] The D0 Collaboration : V. Abazov, et al. Combination of $t\bar{t}$ cross section measurements and constraints on the mass of the top quark and its decays into charged Higgs bosons. *Phys.Rev.D*, 80, 2009.
- [21] Y. Sumino M. Jezabek, M. Peter. On the relation between QCD potentials in momentum and position space. *Phys.Lett. B*, 428 :352.
- [22] M. Peter Y. Sumino T. Teubner M. Jezabek, J.H. Kuhn. The Perturbative QCD Potential and the $t\bar{t}$ Threshold. *Phys.Rev. D*, 58 :014006, 1998.
- [23] K. Melnikov T. Nagano A. Ota A.A. Penin A.A. Pivovarov A. Signer V.A. Smirnov Y. Sumino T. Teubner O. Yakovlev A. Yelkhovsky A.H. Hoang, M. Beneke. Top-Antitop Pair Production close to Threshold : Synopsis of recent NNLO Results. *Eur.Phys.J.direct C2*, 2000.
- [24] V. A. Smirnov M. Beneke, A. Signer. Top quark production near threshold and the top quark mass. *Phys.Lett. B*.
- [25] M. Beneke. A quark mass definition adequate for threshold problems. *arXiv :hep-ph/9804241*, 1998.
- [26] S. Groote O. Yakovlev. Top quark mass definition and top quark pair production near threshold at the NLC. *Phys.Rev. D*, 63 :074012, 2001.
- [27] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 667 :1, 2008.

-
- [28] L3 OPAL ALEPH, DELPHI and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches : D. Abbaneo et al. *Phys.Lett. B*.
- [29] J. Haller A. Hoecker K. Moenig J. Stelzer H. Flaecher, M. Goebel. Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond with Gfitter. *Eur.Phys.J.direct C60*, 2009.

Deuxième partie

Le détecteur ATLAS

Introduction

Cette deuxième partie est consacrée au détecteur ATLAS. Le troisième chapitre consiste en la description des caractéristiques du LHC et du détecteur ATLAS. La reconstruction dans le détecteur des objets physiques utilisés pour l'étude des événements $t\bar{t}$ y sera également décrite. Le quatrième chapitre est dédié au premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, et plus spécifiquement à la chaîne électronique de traitement du signal analogique en provenance du calorimètre. Nous verrons comment est effectuée la calibration de ce système de déclenchement, en particulier la calibration des lignes à retard dans les *Tower Builder Boards* et le calcul des gains ajustables dans les *receivers*. Enfin, les performances obtenues avec les rayons cosmiques et les premières collisions à $\sqrt{s} = 900$ GeV puis $\sqrt{s} = 7$ TeV seront décrites.

Chapitre 3

Le LHC et le détecteur ATLAS

Sommaire

3.1	Introduction	74
3.2	Le LHC	74
3.3	Le détecteur ATLAS	76
3.4	Le système de déclenchement	94
3.5	Reconstruction des objets physiques	96
3.6	Résumé des objectifs de performance d'ATLAS	99
	Bibliographie	100

3.1 Introduction

Après avoir mené la révolution scientifique du début du vingtième siècle, avec la découverte des deux piliers de la physique moderne que sont la relativité générale et la mécanique quantique, la recherche européenne ressort très affaiblie de la seconde guerre mondiale. Afin de réunir la communauté scientifique européenne et financer des installations de physique nucléaire devenues trop coûteuses pour être assumées par un seul pays, le physicien français Louis de Broglie proposa la création d'un laboratoire scientifique européen lors de la conférence européenne de la culture de Lausanne en 1949. A la cinquième conférence de l'UNESCO qui se tint à Florence en juin 1950, l'américain Isidor Rabi parvint à faire inscrire une résolution qui confère à l'UNESCO le devoir "d'assister et encourager la création de laboratoires régionaux pour accroître la coopération scientifique internationale". Le traité établissant la création d'un conseil européen pour la recherche nucléaire est signé par onze pays au début de l'année 1952. Le conseil provisoire sera dénommé par l'acronyme CERN, toujours utilisé aujourd'hui. La sélection du site d'implantation se porta naturellement vers le seul pays européen à être resté neutre durant la guerre : la Suisse. Le choix de la ville de Genève pour accueillir le site du futur laboratoire est entériné en juin 1953 à l'issue d'un référendum organisé dans le canton de Genève. La convention du CERN est établie en juillet 1953 et progressivement ratifiée par les douze états membres fondateurs : la Belgique, le Danemark, la France, la Grèce, l'Italie, la Norvège, les Pays-Bas, la République Fédérale d'Allemagne, le Royaume-Uni, la Suède, la Suisse et la Yougoslavie. L'organisation européenne pour la recherche nucléaire est officiellement créée le 29 septembre 1954 et conserva l'acronyme CERN, malgré la dissolution du conseil provisoire.

Le premier accélérateur du CERN, le Synchrocyclotron (SC) de 600 MeV, fut mis en service en 1957. Le Synchrotron à proton (PS), beaucoup plus puissant que le SC avec une énergie de faisceau de 28 GeV, démarra en 1959. Le Supersynchrotron à protons (SPS), construit dans un tunnel de 7 km, est le premier grand accélérateur du CERN. Après avoir fonctionné à une énergie initiale de 300 GeV, il injecte désormais les faisceaux de protons dans le LHC à une énergie de 450 GeV. Le SPS fut converti en collisionneur proton-antiproton en 1979 ce qui permit aux expériences UA1 et UA2 de découvrir les bosons de jauge W et Z en 1983. Le projet du LEP (Large Electron Positron collider) fut approuvé en 1981 et sa mise en chantier inaugurée le 13 septembre 1983. Commencée en février 1985, l'excavation des 27 kilomètres du tunnel fut achevée seulement trois ans plus tard, le 8 février 1988. Le premier faisceau circula dans l'anneau le 14 juillet 1989 et les premières collisions eurent lieu le 13 août suivant. Le fonctionnement du LEP à une énergie de 100 GeV dans le centre de masse des collisions durant les sept premières années de fonctionnement produisirent environ 17 millions de bosons Z avant que l'apport de nouvelles cavités accélératrices supraconductrices permette de doubler l'énergie disponible, dépassant ainsi le seuil de production de paires de bosons W . Avant son démantèlement à l'automne 2000, le LEP parvint à dépasser son seuil de fonctionnement maximal de 200 GeV pour atteindre une énergie de collision supérieure à 209 GeV. Les principaux résultats du LEP consistent en la mesure précise des masses des bosons de jauge W et Z et une vérification précise de la théorie électrofaible. Une limite inférieure expérimentale sur la masse du boson de Higgs fut également fixée à 114.4 GeV avec 95% de niveau de confiance (C.L.) [1].

3.2 Le LHC

Le projet du Large Hadron Collider (LHC) pour succéder au LEP fut officiellement approuvé en décembre 1994. Son installation dans le tunnel de son prédécesseur commença presque immédiatement après l'arrêt et le démantèlement du LEP en 2000.

Le LHC est un accélérateur proton-proton avec une énergie nominale dans le centre de masse des collisions de 14 TeV. Les protons créés à partir d'une source d'hydrogène sont d'abord pré-accélérés à une énergie de 50 MeV par un accélérateur linéaire, le Linac 2, qui alimente le Proton Synchrotron Booster (PSB). Le PSB accélère ensuite les protons à une énergie de 1.4 GeV avant de les injecter

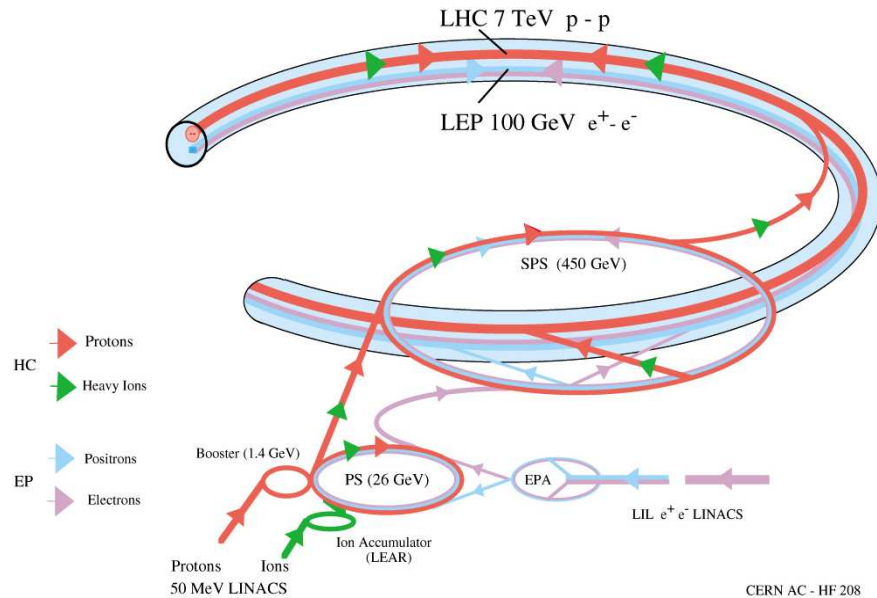


FIG. 3.1 – Système d’injection des protons et des ions lourds dans le LHC ainsi que des électrons et positrons dans le LEP.

dans le Proton Synchrotron (PS) qui les accélère à son tour pour les injecter dans le Super Proton Synchrotron (SPS) à une énergie de 26 GeV. Le SPS est un accélérateur de deux kilomètres de diamètre qui fournit au LHC des paquets de 1.15×10^{11} protons à une énergie de 450 GeV avec un espacement de 25 ns en fonctionnement nominal avec une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le dispositif d’injection du LHC est représenté sur la Figure 3.1.

L’avantage du LHC par rapport au LEP repose sur l’utilisation de protons, limitant ainsi l’impact du rayonnement synchrotron qui stipule, selon les équations de Maxwell, que toute particule chargée subissant une accélération émet un rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement synchrotron étant inversement proportionnel à la puissance quatrième de la masse des particules accélérées, les protons, 1836 fois plus massifs que les électrons, perdent environ 10^{13} fois moins d’énergie par tour que les électrons à une énergie de faisceau donnée. Un collisionneur hadronique permet ainsi d’atteindre une énergie dans le centre de masse des collisions plus élevée qu’un collisionneur e^+e^- pour une circonférence identique. Un autre moyen de s’affranchir du rayonnement synchrotron serait de disposer de deux accélérateurs linéaires, tel que l’ILC actuellement à l’étude dont l’énergie de collision pourrait atteindre 500 GeV à 1 TeV grâce à deux accélérateurs d’une longueur totale comprise entre 30 et 50 kilomètres.

L’inconvénient majeur des collisionneurs hadroniques est que, contrairement aux collisionneurs e^+e^- , on ne connaît pas l’énergie exacte dans le centre de masse des collisions qui dépend de la fraction d’impulsion portée pas les partons du processus dur. En revanche, il est raisonnable de considérer comme négligeable l’impulsion transverse des partons initiaux par rapport à leur impulsion longitudinale ce qui permet d’effectuer des bilans en énergie dans le plan transverse. Il est ainsi possible de reconstruire l’impulsion transverse de particules non détectées, telles que les neutrinos, en mesurant l’énergie transverse manquante.

L’utilisation de deux faisceaux de protons et non d’un faisceau de proton et d’un faisceau d’anti-protons comme au Tevatron devrait permettre au LHC de fonctionner à une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ contre une luminosité maximale de $3.2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ atteinte au Tevatron début 2008, le Tevatron étant limité par la production et le stockage des anti-protons. Les collisions proton-proton au LHC imposent cependant d’accélérer les faisceaux à des énergies élevées, là où la densité partonique du proton est dom-

inée par les gluons, afin de minimiser la contribution des quarks de valence aux sections efficaces. Cette solution est par conséquent contraignante technologiquement en raison du fort champ magnétique nécessaire pour courber des faisceaux de 7 TeV. Il est par ailleurs nécessaire d'utiliser deux accélérateurs pour courber deux faisceaux de particules de charge identique qui circulent en sens inverse sur la même trajectoire contrairement au Tevatron où un seul accélérateur est utilisé.

Le LHC [2] est constitué de 9593 aimants, dont 1232 aimants dipolaires supraconducteurs principaux de 15 m de long qui maintiennent les faisceaux de protons sur leur trajectoire courbée le long des 26 659 m de l'accélérateur. Un champ magnétique uniforme de 8,33 Teslas, de sens opposé dans chaque tube à vide, est nécessaire pour dévier les faisceaux de 0.6 mm par mètre. Un assemblage complexe de filaments de niobium-titane de $0.7 \mu\text{m}$ d'épaisseur insérés dans du cuivre forme le câblage supraconducteur avec lequel sont fabriquées les bobines des électroaimants. Un courant électrique de 12 kA circule dans le câble en courant nominal grâce à la supraconductivité des électroaimants refroidis à 1.9 K par un système de refroidissement cryogénique fonctionnant avec 94 tonnes d'hélium superfluide. La focalisation des faisceaux dans le tube à vide est assurée par 392 aimants quadripolaires principaux. Des cavités radiofréquences (RF) supraconductrices maintiennent groupés les 2808 paquets de protons et les accélèrent en leur fournissant une tension de 2 MV à 400 MHz. Les huit cavités de chaque faisceau sont groupées par quatre dans des cryomodules refroidis à 4.5 K et placés dans les sections droites du LHC.

Quatre détecteurs sont installés aux quatre points de collision du LHC :

- 2 détecteurs généralistes qui poursuivent les mêmes objectifs de découverte et de mesure de précision : ATLAS et CMS ;
- 2 détecteurs spécialisés : LHCb qui étudie la physique du quark b et ALICE qui étudie le plasma quark-gluons grâce aux collisions d'ions lourds dans le LHC.

A haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), chacun des 2808 paquets de protons circulant dans le LHC à raison de 11 245 tours par seconde contiendra $1.15 \cdot 10^{11}$ protons dans un volume de 7.55 cm de long pour $16.7 \mu\text{m}$ de large. Avec un croisement de paquet dans ATLAS toutes les 25 ns et en moyenne 23 collisions inélastiques par croisement, plusieurs centaines de millions d'évènements sont attendus chaque seconde. Le système de déclenchement d'ATLAS doit ainsi être particulièrement rapide et sélectif pour ne conserver que 200 évènements par seconde potentiellement intéressants pour les analyses de physique.

Le détecteur ATLAS a enregistré ses premiers évènements de collision à 900 GeV le 23 novembre 2009 et à 7 TeV le 30 mars 2010. Un exemple d'évènement contenant un jet à une énergie de collision de 7 TeV est montré sur la Figure 3.2. Le calendrier actuel prévoit une première phase d'exploitation du LHC pendant une durée de 18 à 24 mois répartis sur les années 2010 et 2011 à une énergie de collision de 7 TeV. Durant cette période de prise de données, les expériences devraient accumuler une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} ce qui pourrait leur permettre d'effectuer des mesures sur les paramètres du Modèle Standard et éventuellement obtenir les premières découvertes. Un arrêt prolongé de plusieurs mois sera ensuite nécessaire pour préparer le LHC à des collisions à l'énergie nominale de 14 TeV.

3.3 Le détecteur ATLAS

ATLAS, acronyme de **A** Toroidal LHC Apparatu**S**, est avec CMS l'un des deux détecteurs généralistes bénéficiant des faisceaux du LHC. Il forme un cylindre de 44 mètres de long et 25 mètres de diamètre pour une masse de 7 000 tonnes. Sa conception fut optimisée pour la découverte du boson de Higgs et de la physique au-delà du Modèle Standard en privilégiant une bonne résolution sur les muons à haute énergie grâce à un champ magnétique toroïdal et un spectromètre à muons avec un grand bras de levier qui lui confère sa taille démesurée.

En raison de sa géométrie, on utilise les coordonnées cylindriques autour de l'axe des faisceaux pour

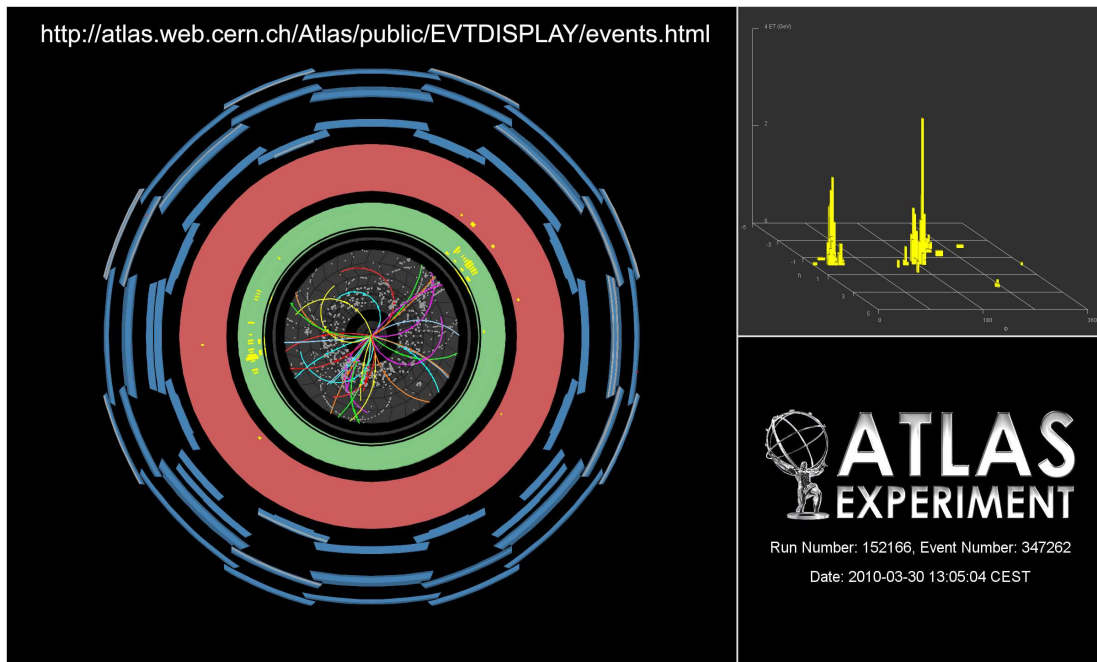


FIG. 3.2 – Exemple d'évènement issu d'une collision à 7 TeV dans le détecteur ATLAS. On y voit la courbure des traces des particules chargées dans le détecteur interne et les dépôts d'énergie dans le calorimètre.

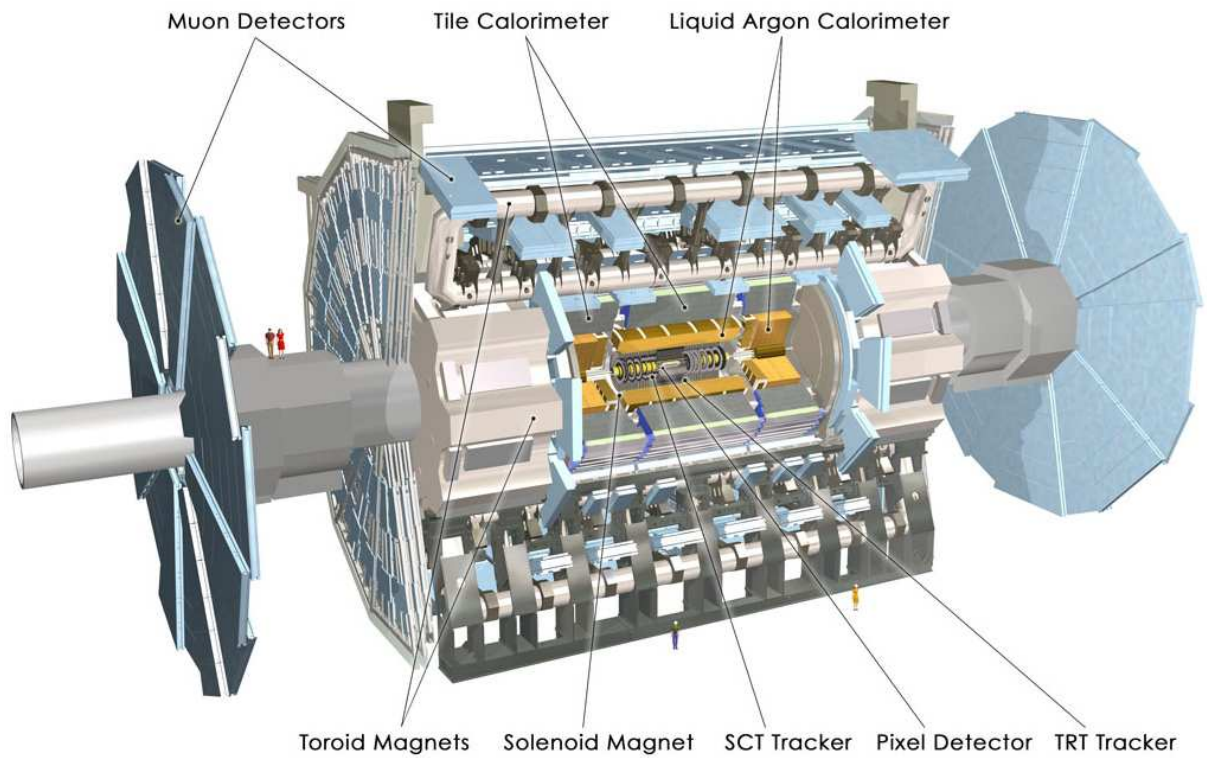


FIG. 3.3 – Schéma du détecteur ATLAS.

se repérer dans ATLAS :

- l'axe longitudinal z est confondu avec l'axe des faisceaux, l'origine se situant au point de collision ;
- le plan transverse, perpendiculaire à l'axe z , est défini par le plan (x,y) ;
- l'angle azimutal ϕ est défini dans le plan transverse autour de l'axe z de 0 (en $y=0$) à 2π ;
- l'angle θ est défini par rapport à l'axe z dans l'intervalle $[0, \pi]$.
- On définit également la pseudo-rapacité η :

$$\eta = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right]. \quad (3.1)$$

Cette définition est privilégiée par rapport à l'angle θ car la densité de particules par unité de η est quasiment constante. L'acceptance d'ATLAS en pseudo-rapacité est $|\eta| \leq 4.9$.

Les caractéristiques du détecteur qui sont données dans la suite proviennent de la référence [3]. Plus de détails peuvent être trouvés dans le Technical Design Report [4].

3.3.1 Le champ magnétique

Le système magnétique d'ATLAS est composé de quatre aimants : un solénoïde situé à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique central, un toroïde central et deux bouchons toroïdaux.

Le solénoïde, inséré dans le tonneau entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique, a pour fonction de courber les particules chargées dans le détecteur interne afin d'en mesurer la charge et l'impulsion. Il s'agit d'un aimant supraconducteur, refroidi par hélium liquide à 4.5 K et délivrant un champ magnétique axial de 1.998 Teslas en son centre lorsqu'il est alimenté à un courant nominal de 7.730 kA. Sa structure a été optimisée pour minimiser la quantité de matière non instrumentée devant le calorimètre. Avec une masse totale de 5.7 tonnes, sa contribution en matière morte est en effet limitée à environ 0.66 longueur de radiation en incidence normale. Son diamètre externe est de 2.56 m et sa longueur de 5.8 m, ce qui assure une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| \leq 1.5$.

Le système d'aimants toroïdaux intègre le dispositif de détection des muons et a été conçu pour optimiser la résolution en impulsion des muons de haute énergie afin d'explorer la physique à l'échelle du TeV. Le toroïde central est constitué de huit bobines supraconductrices qui enveloppent le calorimètre hadronique. Chaque bobine du tonneau est incorporée dans un cryostat individuel contrairement aux bouchons où les bobines sont incorporées dans un seul cryostat. Le toroïde a les dimensions suivantes :

- **le tonneau** : 25.3 m de longueur pour un rayon interne de 9.4 m et un rayon externe de 20.1 m ;
- **les bouchons** : 5 m de longueur pour un rayon interne de 1.65 m et un rayon externe de 10.7 m.

Le champ magnétique du toroïde central couvre la région $|\eta| \leq 1$ et les champs magnétiques des deux bouchons les régions $1.4 \leq |\eta| \leq 2.7$. Le champ magnétique dans les régions intermédiaires comprises entre $1 \leq |\eta| \leq 1.4$ est une combinaison des deux champs. Il en résulte un champ magnétique hautement non uniforme qu'il est nécessaire de connaître avec précision pour ne pas dégrader la résolution en impulsion des muons. En fonction de la distance au point de collision et de l'angle polaire η , le champ magnétique varie dans le tonneau de 0.2 T à 2.5 T, avec une valeur moyenne de 0.5 T, et de 0.2 T à 3.5 T dans les bouchons. La présence d'éléments magnétiques dans le détecteur, tels les supports métalliques, entraînent des distorsions du champ magnétique qui est calculé comme la superposition des contributions de Biot-Savart de chacun des quatre aimants. Comme il est impossible de déterminer analytiquement le champ magnétique en tout point du détecteur, environ 1730 sondes de Hall permettent de reconstruire la carte du champ magnétique avec une précision relative d'approximativement 0.2%.

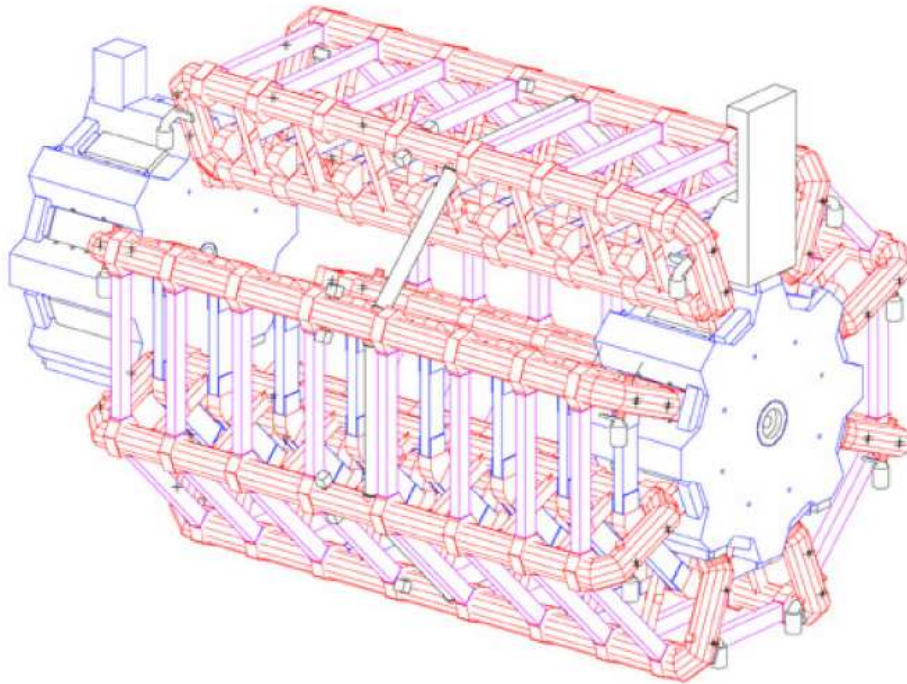


FIG. 3.4 – Dispositif d’aimants toroïdaux constitué de huit bobines dans le tonneau et de deux bouchons toroïdaux.

3.3.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne [5] est l’élément le plus proche du point d’interaction. Il a notamment pour fonction de contribuer à la reconstruction de la position du vertex primaire, la détermination de la charge des particules, la mesure de l’impulsion des particules chargées, l’étiquetage des jets issus de la désintégration d’un quark b et la distinction entre photons et électrons. Il a été conçu pour atteindre une précision optimale tout en minimisant la quantité de matière traversée par les particules pour ne pas altérer la mesure de leur énergie dans le calorimètre. De par sa proximité avec le faisceau et les vertex de collision, il doit également être particulièrement résistant aux radiations. Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs installés en couches successives : le détecteur à pixels, le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT) et le trajectographe à radiation de transition (TRT).

Le détecteur à pixels

Le rôle du détecteur à pixels (Figure 3.5) est de reconstruire précisément les vertex d’interaction primaire et secondaire dans le plan $R - \phi$ et sur l’axe z , ce qui est primordial pour l’identification des jets issus de l’hadronisation des quarks b . Il doit ainsi avoir une résolution spatiale très fine pour différencier les multiples traces et reconstruire le point d’impact associé. La résolution spatiale des modules à pixels a été mesurée en faisceau test avant et après irradiation complète des modules. En incidence normale, une résolution spatiale de $12 \mu\text{m}$ a été obtenue avant irradiation et il n’a pas été observé de dégradation significative due aux radiations.

Le détecteur à pixels est composé, pour le tonneau, de trois cylindres concentriques autour de l’axe du faisceau avec des rayons de 50.5, 88.5 et 122.5 mm et pour les bouchons de trois disques centrés sur l’axe du faisceau et éloignés de 49.5, 58 et 65 cm de part et d’autre du centre du détecteur. Chaque cylindre ou

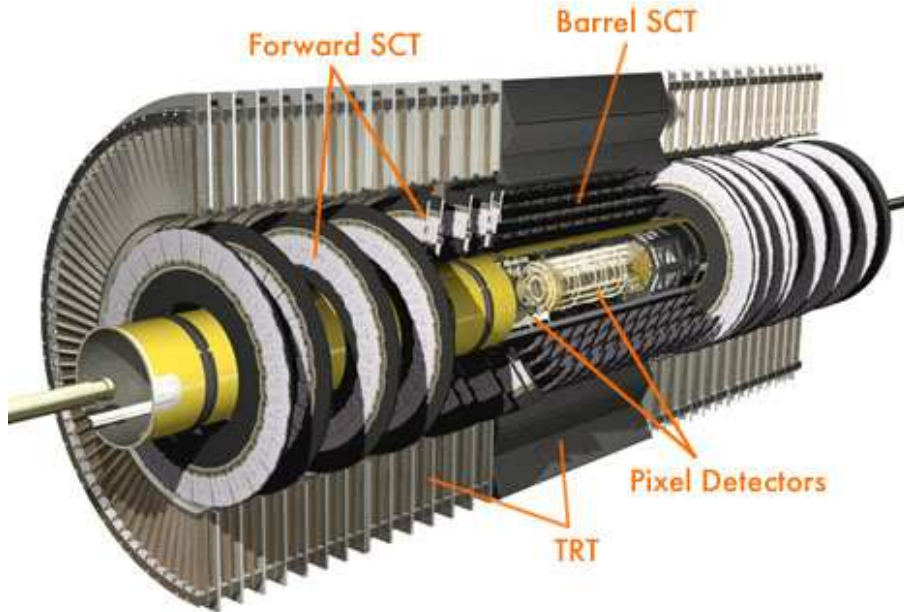


FIG. 3.5 – Vue globale du détecteur interne.

disque consiste en un assemblage de modules de semi-conducteurs en silicium segmentés en pixels. Les 1744 modules d'une surface de $19 \times 63 \text{ mm}^2$ contiennent chacun environ 50000 pixels d'une surface (pour 90% d'entre eux) de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ pour $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le détecteur à pixels contient ainsi environ 80 millions de canaux de lecture. Le cylindre le plus proche du faisceau est le plus exposé aux radiations de par son positionnement au plus près du point de collision ; il est prévu de le remplacer après trois ans de fonctionnement à luminosité nominale.

Le principe de détection des semi-conducteurs en silicium repose sur la création de paires électron-trou lors du passage d'une particule dans la zone de déplétion. Les électrons ainsi créés dérivent ensuite vers une électrode sous l'action d'un champ électrique et la mesure d'un courant électrique supérieur au seuil de déclenchement indique le passage d'une particule à travers le pixel.

Le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT)

Le SCT utilise la même technologie de semi-conducteur en silicium que le détecteur à pixels, mais les modules sont segmentés en bandes et non plus en matrices de pixels.

Quatre couches co-axiales situées en $R = 299, 371, 443$ et 514 mm et comprenant respectivement 384, 480, 576 et 672 modules constituent le tonneau. Chaque module est composé de deux plans (avec deux capteurs par plan) collés dos-à-dos avec un angle de $\pm 20 \text{ mrad}$ par rapport à leur centre géométrique afin d'obtenir la résolution spatiale requise dans le plan $R-\phi$ et dans la direction R . Sur chaque paire de capteur, d'une surface d'environ $6 \times 13 \text{ cm}^2$, sont disposées 770 micropistes (dont 768 actives) longues de 12 cm et larges de $80 \mu\text{m}$. Chacun des deux bouchons contient neuf disques disposés à une distance comprise entre 853.8 à 2720.2 mm du centre d'ATLAS. Chaque disque est un assemblage de une à trois couronnes en fonction de leur éloignement au point de collision. Les modules des couronnes sont trapézoïdaux et leur nombre varie de 40 à 52 en fonction du rayon de la couronne sur laquelle ils sont disposés.

La résolution nominale du SCT est de $17 \mu\text{m}$ dans le plan $R-\phi$ et de $580 \mu\text{m}$ dans le plan longitudinal (z dans le tonneau et R dans les bouchons). De même que pour le détecteur à pixels, la résolution spatiale des modules du SCT a été mesurée en faisceau test avant et après irradiation complète des modules. A

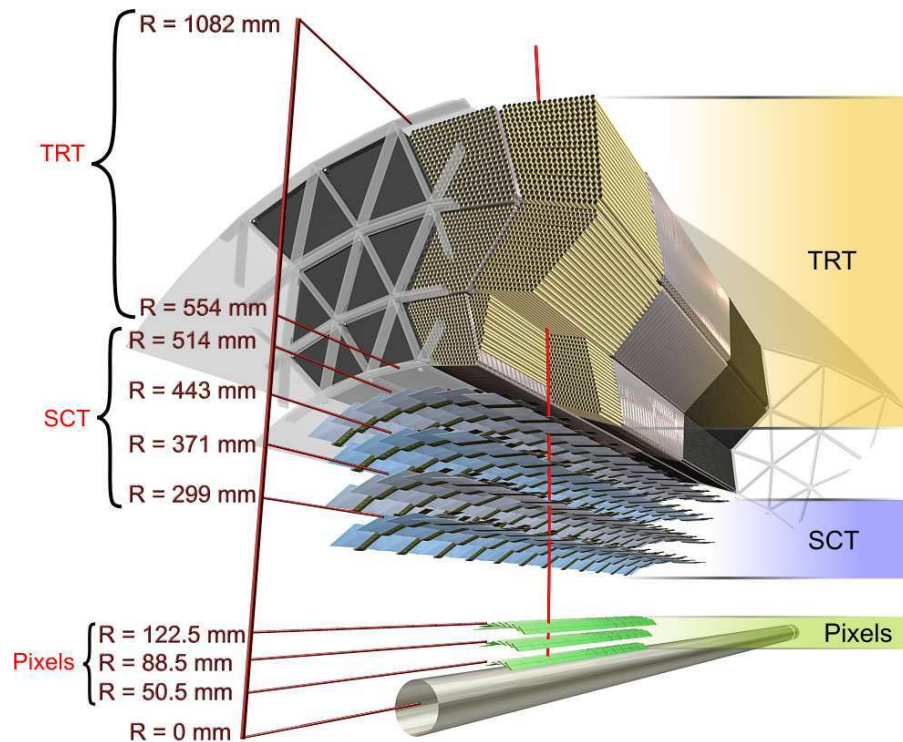


FIG. 3.6 – Vue en 3D du détecteur interne montrant la trace d’une particule chargée de $p_T = 10$ GeV dans le tonneau à $\eta = 0.3$. La trace traverse successivement le tube à vide en béryllium, les trois couches cylindriques du détecteur à pixels, les quatre double couches cylindriques du SCT et approximativement 36 pailles longitudinales du TRT.

incidence normale, une résolution spatiale de $16 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ a été obtenue et aucune dégradation significative de la résolution n’a été constatée après irradiation.

Avec 4088 modules, le détecteur de traces à semi-conducteurs possède environ 6.2 millions de canaux de lecture (3.2 millions pour le tonneau et 3.0 millions pour les deux bouchons) répartis sur une surface de 63 m^2 . Sa couverture spatiale est telle qu’une particule traverse au minimum quatre plans de détecteur silicium dans la zone couverte par le détecteur interne.

Le trajectographe à radiation de transition (TRT)

Le trajectographe à radiation de transition, ou détecteur à pailles, est un assemblage de tubes à dérives de rayon 4 mm rempli d’un mélange gazeux à base de xénon ($70\% \text{ Xe} + 27\% \text{ CO}_2 + 3\% \text{ O}_2$). Les tubes ont une longueur de 144 cm dans le tonneau et de 37 cm dans les bouchons. La paroi des tubes sert de cathode et est portée à une tension d’environ -1530 V. L’avalanche d’électrons d’ionisation est recueillie au centre du tube par l’anode qui est constituée d’un fil en tungstène plaqué or de $31 \mu\text{m}$ de diamètre et directement reliée à l’électronique de lecture. Des fibres en polypropylène de $19 \mu\text{m}$ de diamètre combles les interstices d’environ 7 mm entre les pailles afin d’augmenter les radiations de transition. En effet, les photons de basse énergie émis par une particule en traversant deux milieux de constantes diélectriques différentes sont absorbés par le mélange gazeux et produisent eux aussi des électrons d’ionisation captés par l’anode. Ce rayonnement de transition étant proportionnel au *boost* de Lorentz β , un électron émettra plus de rayonnement de transition qu’une particule plus massive de même impulsion et déposera par conséquent plus d’énergie dans le TRT ce qui permet de les identifier. Le mélange gazeux emplissant les pailles a été optimisé pour permettre une dérives rapide des électrons, avec un temps de dérives maximal de 48 ns, et une

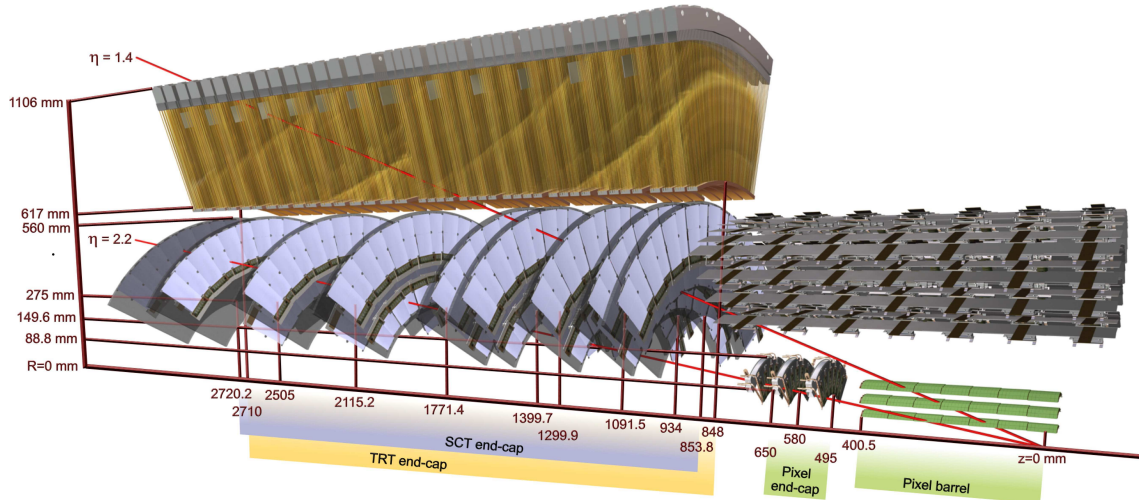


FIG. 3.7 – Vue en 3D du détecteur interne montrant les traces de deux particules chargées de $p_T = 10$ GeV, l'une à $\eta = 1.4$ et l'autre à $\eta = 2.2$. La première trace traverse successivement le tube à vide en béryllium, les trois couches cylindriques du détecteur à pixels, quatre disques à double couche du SCT dans le bouchon et approximativement 40 pailles du TRT dans le bouchon. La deuxième trace traverse successivement le tube à vide, la première couche cylindrique du détecteur à pixels dans le tonneau, deux disques de pixels dans le bouchon et les quatre derniers disques du SCT dans le bouchon. Le TRT n'est pas traversé puisqu'il a une couverture limitée à $|\eta| \leq 2$.

absorption efficace des rayonnements de transition.

La partie centrale du TRT s'étend de 712.1 mm de part et d'autre du point de collision ; elle est divisée en trois cylindres concentriques de 32 modules et est composée au total de 52 544 tubes axiaux.

Chaque bouchon du TRT est constitué d'un ensemble de deux disques indépendants : l'ensemble interne, le plus proche du tube à vide, est composé de 12 disques chacun comprenant 8 couches juxtaposées avec 8 mm d'intervalle selon l'axe z , l'ensemble externe est composé de 8 disques, chacun comprenant 8 couches juxtaposées avec 16 mm d'intervalle selon l'axe z . Afin d'optimiser la couverture en pseudo-rapidité tout en minimisant la quantité de matière, les disques sont de deux types différents en fonction de leur distance au point de collision. L'espace entre les couches successives d'un disque est rempli de feuilles de $15 \mu\text{m}$ d'épaisseur de polypropylène.

L'information sur la trajectoire des particules apportée par le TRT est unidimensionnelle : les tubes axiaux du tonneau mesurent la position dans le plan $R-\phi$ tandis que les tubes radiaux des bouchons mesurent la position selon l'axe z . Une trace laisse en moyenne 36 points d'impact dans le TRT pour une particule ayant une énergie supérieure à 0.5 GeV et une pseudo-rapidité $|\eta| \leq 2$, sauf dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons ($0.8 \leq |\eta| \leq 1.0$) où le nombre de points d'impact peut descendre à 22. Avec une résolution intrinsèque par tube dans le plan $R-\phi$ de $130 \mu\text{m}$, le TRT est complémentaire des deux détecteurs silicium pour reconstruire efficacement les trajectoires des particules chargées. Une dégradation de la résolution par tube avec la luminosité est attendue en raison de l'empilement dans le détecteur qui altère la mesure du temps de dérive des électrons dans le mélange gazeux. Le second rôle du TRT est l'identification des électrons : 8 à 10 points d'impact de grande charge dus aux radiations de transition sont attendus pour des électrons d'énergie supérieure à 2 GeV. Combinée au calorimètre, cette information du TRT permet d'atteindre une réjection maximale des jets par rapport aux électrons de $9 \cdot 10^4$ pour des candidats électrons d'impulsion transverse supérieure à 17 GeV.

3.3.3 Distribution de la matière en amont du calorimètre

Une mesure précise de l'énergie des particules dans les différents calorimètres d'ATLAS requiert de minimiser le nombre de longueurs de radiation X_0 traversées par les particules en amont du calorimètre électromagnétique. Or, l'encombrement du détecteur par les événements sous-jacents et l'empilement d'événements issus du même croisement de faisceaux nécessite une granularité fine du détecteur interne pour extraire les traces des particules provenant du processus dur et par conséquent un grand nombre de canaux de lecture. A l'électronique associée aux canaux de lecture du détecteur interne s'ajoutent le système de refroidissement, le solénoïde et la structure métallique garantissant la stabilité du détecteur pour une masse totale de 4.5 tonnes dans le détecteur interne. Les conséquences d'une telle quantité de matière morte en amont du calorimètre sont de plusieurs types :

- les électrons perdent une partie de leur énergie par bremsstrahlung avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique ;
- environ 40 % des photons sont convertis en paire électron-positron dans le détecteur interne ;
- une fraction significative des pions chargés vont subir une interaction hadronique inélastique dans le détecteur interne.

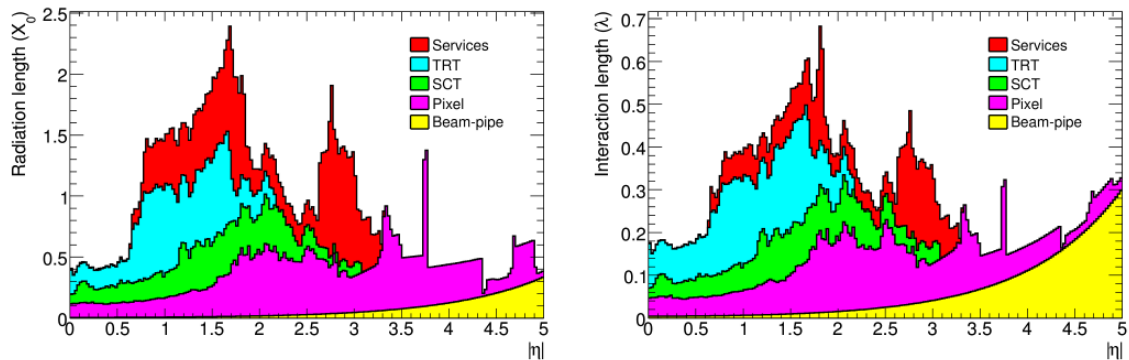


FIG. 3.8 – Distribution de matière en unité de longueur de radiation (X_0) et longueur d'interaction (λ) à la sortie du détecteur interne. La distribution est montrée en fonction de η et moyennée en ϕ . Les contributions des différents sous-détecteurs et des services externes sont représentées.

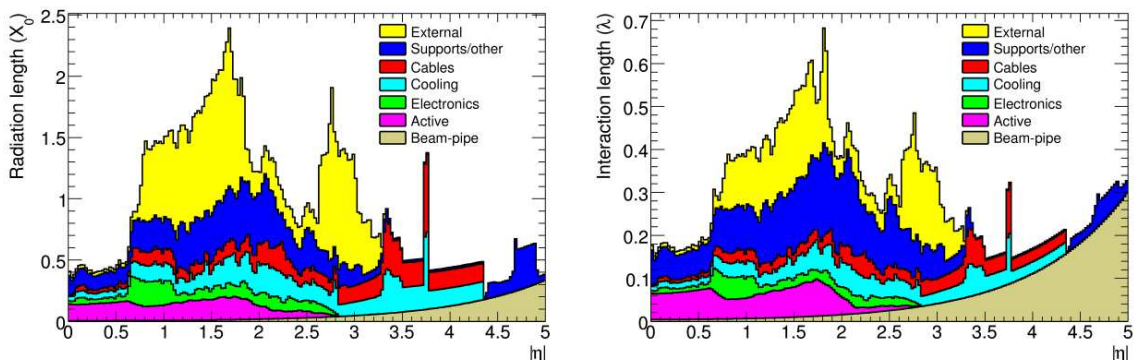


FIG. 3.9 – Distribution de matière en unité de longueur de radiation (X_0) et longueur d'interaction (λ) à la sortie du détecteur interne. La distribution est montrée en fonction de η et moyennée en ϕ . Les contributions des différents composants du détecteur interne, indépendamment du type de sous-détecteur, sont représentées.

La quantité de matière exprimée en longueurs de radiation et longueurs d'interaction en fonction de la pseudo-rapacité η est représentée sur les Figures 3.8 et 3.9. La principale contribution à la matière morte jusqu'à $|\eta| \leq 2.1$ provient du TRT. La région autour de $|\eta| = 1.5$ qui correspond à la zone de recouvrement entre le tonneau et les bouchons, particulièrement chargée en électronique de lecture et infrastructures diverses, est plus délicate en raison de la quantité de matière morte traversée par les particules avant d'atteindre le calorimètre.

3.3.4 Le système calorimétrique

La principale fonction de la calorimétrie est la mesure de l'énergie et de la position des électrons, des photons et des jets. Le système calorimétrique joue également un rôle prépondérant dans l'identification des particules et le calcul de l'énergie transverse manquante. Le calorimètre doit être composé de matériaux suffisamment denses pour inclure un grand nombre de longueurs de radiation et contenir des gerbes étroites. Le calorimètre d'ATLAS a une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| \leq 4.9$ qui permet un bilan précis en énergie transverse afin de mesurer indirectement l'énergie transverse des particules n'interagissant pas dans le détecteur, tels que les neutrinos. Il est composé de trois parties représentées sur la Figure 3.10 :

- un calorimètre électromagnétique composé de :
 - un tonneau avec une acceptation $|\eta| \leq 1.475$;
 - deux bouchons avec une acceptation $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$;
- Un calorimètre hadronique composé de :
 - un tonneau avec une acceptation $|\eta| \leq 1.7$;
 - deux bouchons avec une acceptation $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$;
- un calorimètre avant avec une acceptation $3.2 \leq |\eta| \leq 4.9$.

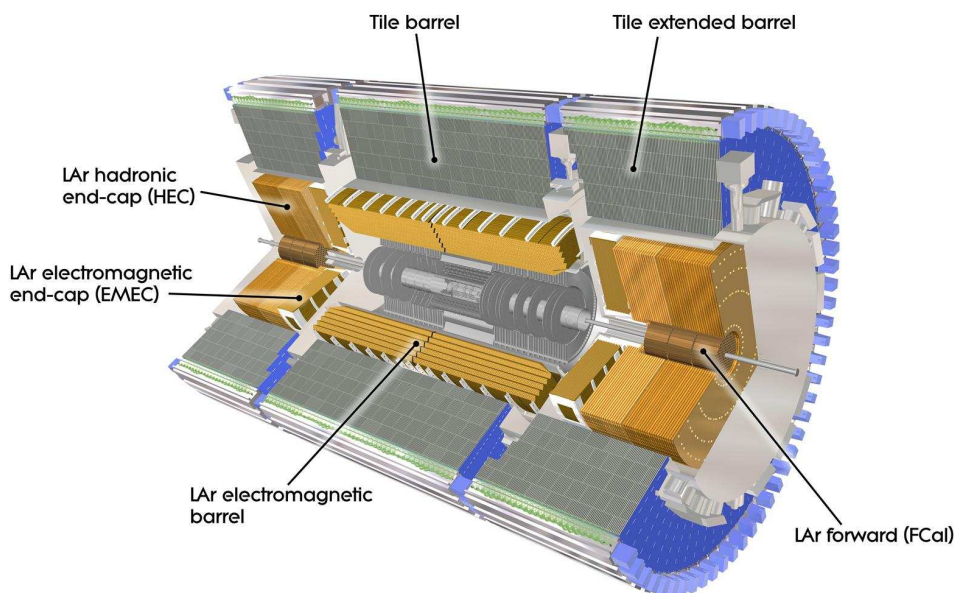


FIG. 3.10 – Vue schématique en 3D du système calorimétrique d'ATLAS.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [4] est un calorimètre à échantillonnage : il est composé d'une alternance de couches de matière passive appelée absorbeur, où se développent les gerbes électromagnétiques, et de couches de milieu actif où s'effectue la détection. Le milieu absorbant est constitué de plomb dont la densité est suffisante pour que les particules y interagissent en déposant la majeure partie de leur énergie sous forme de gerbes électromagnétiques. De l'argon liquide fait office de milieu actif. En le traversant, les particules chargées vont le ioniser et ainsi créer des paires ion-électron. Sous l'action d'une haute tension appliquée aux électrodes en cuivre intercalées entre les plaques de plomb, les charges d'ionisation vont dériver sur les électrodes et induire un courant dont l'intensité est proportionnelle à l'énergie déposée. Les électrodes sont constituées de trois couches de cuivre séparées par un isolant en kapton. Elles sont maintenues en place entre les couches de plomb par une grille en structure de nid d'abeille où circule l'argon liquide. Le nombre minimal de longueurs de radiation entre le vertex et l'extrémité du calorimètre électromagnétique est $24 X_0$.

Le choix de l'argon liquide pour le milieu actif dans ATLAS se justifie par sa stabilité dans le temps et sa résistance aux radiations qui devrait lui permettre de tenir durant les dix années de fonctionnement prévues du LHC. Il possède également une densité élevée, supérieure au gaz et à l'eau, qui permet un bon échantillonnage des gerbes. Les autres avantages de l'argon liquide sont sa bonne résolution en énergie et la linéarité de sa réponse qui permet une calibration précise par injection de courant. En contrepartie, l'inconvénient de l'argon liquide est qu'il doit être placé à l'intérieur d'un cryostat pour être refroidi à environ 88 K ce qui a pour conséquence d'ajouter de la matière morte au détecteur en amont de la calorimétrie.

L'assemblage des couches successives du calorimètre électromagnétique est fait selon une géométrie en accordéon visible sur la Figure 3.11. Cette géométrie en accordéon présente l'intérêt de fournir une couverture complète en ϕ , sans aucun espace mort, et une transmission rapide du signal de chaque côté des électrodes (à l'avant pour le premier compartiment et à l'arrière pour les deuxième et troisième compartiments). Il en résulte une performance uniforme du calorimètre en terme de linéarité et de résolution sur tout l'intervalle en ϕ .

Le tonneau du calorimètre électromagnétique est placé dans le même cryostat que le solénoïde. Les électrodes de lecture y sont segmentées en η et pointent vers le centre du détecteur. Elles sont également segmentées en profondeur en trois compartiments de différentes granularités afin d'avoir une bonne résolution angulaire en η tout en limitant le nombre de canaux de lecture (Figure 3.11). La granularité requise en ϕ (Table 3.1) est obtenue en regroupant plusieurs électrodes par cellules grâce à des cartes de sommation qui somment 16 électrodes par cellule dans le premier compartiment ($\Delta\phi \sim 0.1$) et quatre électrodes par cellule pour les deux compartiments suivants ($\Delta\phi \sim 0.025$).

Chacun des deux bouchons du calorimètre électromagnétique est placé dans le même cryostat que les bouchons du calorimètre hadronique et du calorimètre avant. Ils sont composés d'une roue externe ($1.375 \leq |\eta| \leq 2.5$) qui est segmentée en trois compartiments selon l'axe z et d'une roue interne ($2.5 \leq |\eta| \leq 3.2$) qui ne contient que deux compartiments en profondeur. Dans la roue externe, les cartes de sommation regroupent 12 électrodes par cellule dans le premier compartiment ($\Delta\phi \sim 0.1$) et 4 électrodes par cellule dans les deuxième et troisième compartiments ($\Delta\phi \sim 0.025$). Dans la roue interne, quatre électrodes adjacentes sont regroupées par cellule ($\Delta\phi \sim 0.1$).

Les caractéristiques de chaque compartiment sont décrites ci-dessous pour le tonneau. La granularité par compartiment dans le tonneau et les bouchons est détaillée dans le Tableau 3.1 en fonction de la pseudo-rapidité η .

- **Le compartiment 1 (avant) :** Il possède une granularité fine en η ($\Delta\eta = 0.025/8$) pour optimiser la réjection γ/π^0 . Il contient $6 X_0$ dont $1.6 X_0$ de matière morte en amont de la matière active.

- **Le compartiment 2 (central)** : Il est situé entre 6 et 22-24 X_0 et récupère donc l'essentiel de l'énergie des particules incidentes. Il est optimisé pour contenir la gerbe électromagnétique d'un photon jusqu'à 50 GeV. Sa granularité en η est $\Delta\eta = 0.025$.
- **Le compartiment 3 (arrière)** : Il couvre la profondeur restante jusqu'à 26 X_0 . Seuls les électrons et photons d'énergie supérieure à 50 GeV et les jets hadroniques y déposent de l'énergie. Il a une faible granularité en η pour minimiser le nombre de canaux de lecture ($\Delta\eta = 0.05$).

Afin d'estimer l'énergie déposée dans la matière morte en amont du calorimètre, un pré-échantillonneur est placé entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique. Il est formé d'une couche active d'argon liquide couvrant une région en pseudo-rapacité comprise dans l'intervalle $|\eta| \leq 1.8$, là où la quantité de matière morte traversée par les particules est la plus importante.

Le nombre total de canaux de lecture dans le calorimètre électromagnétique est d'environ 170 000 ; ils sont répartis de la manière suivante :

- 50 000 par demi-tonneau,
- 30 000 par bouchon,
- 10 000 dans le pré-échantillonneur.

Le calorimètre électromagnétique dispose par ailleurs d'un système de calibration qui sera décrit dans le chapitre suivant.

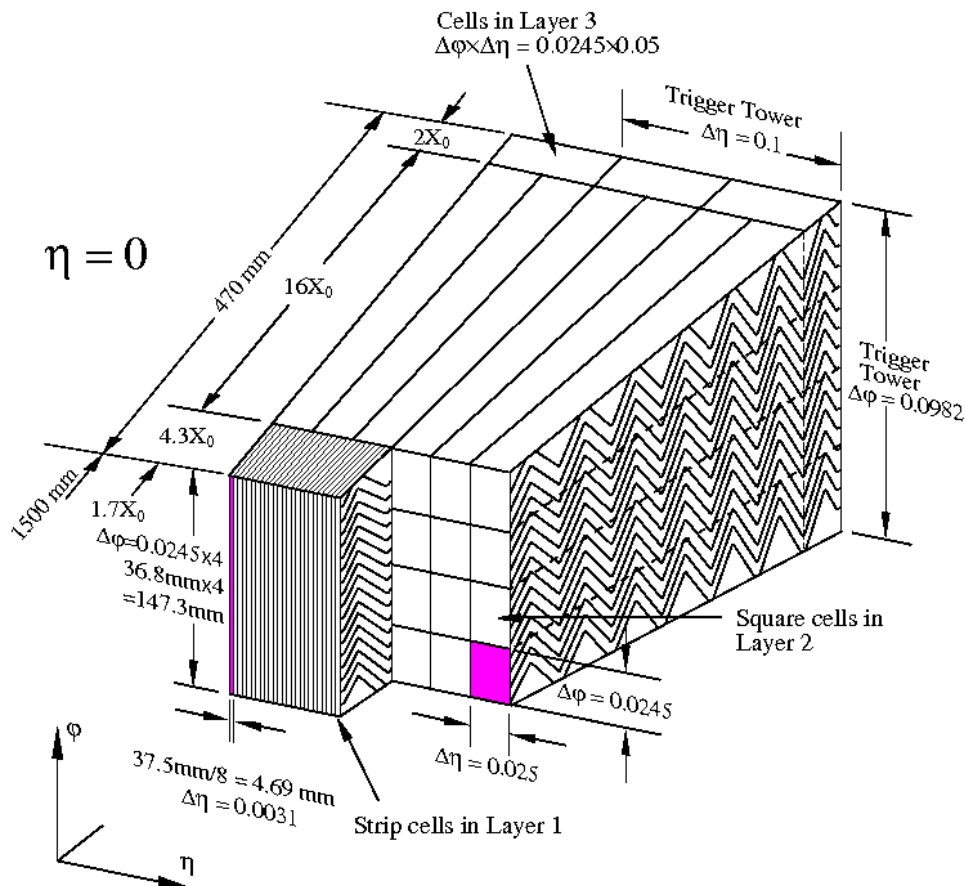


FIG. 3.11 – Schéma d'un élément du tonneau du calorimètre électromagnétique. Les trois compartiments sont représentés avec la granularité en η et ϕ des cellules de chacun des trois compartiments.

Calorimètre électromagnétique	Pseudo-rapidité	Compartiment		
		1 (avant)	2 (central)	3 (arrière)
Pré-échantillonneur	$ \eta \leq 1.8$	0.025×0.1		
Tonneau	$ \eta \leq 1.35$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.35 \leq \eta \leq 1.4$	0.025×0.1	0.025×0.025	-
	$1.4 \leq \eta \leq 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	-
Bouchons	$1.375 \leq \eta \leq 1.425$	0.05×0.1	0.05×0.025	-
	$1.425 \leq \eta \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	-
	$1.5 \leq \eta \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.8 \leq \eta \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.0 \leq \eta \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.4 \leq \eta \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	-	0.1×0.1	0.1×0.1

TAB. 3.1 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) des cellules dans le calorimètre électromagnétique. En ϕ , l'approximation $\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$ est utilisée.

La résolution en énergie Les mesures de précision et la recherche du boson de Higgs en deux photons ou quatre électrons requièrent une excellente résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Elle peut être modélisée par la relation suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (3.2)$$

Cette relation fait intervenir trois coefficients :

- **Le coefficient a** est le terme stochastique, ou terme d'échantillonnage. Il représente les fluctuations statistiques dans la mesure de l'énergie liées au nombre de particules secondaires (électrons ou photons) créées lors du développement de la gerbe électromagnétique et à la quantité de matière morte traversée en amont du calorimètre. Il dépend de la fréquence d'échantillonnage du calorimètre, c'est-à-dire le rapport entre la matière active et la matière totale traversée dont dépend la fraction d'énergie dissipée dans la matière passive. Les objectifs de performance d'ATLAS nécessitent un terme stochastique maximal de l'ordre de $a \sim 10\% \sqrt{\text{GeV}}$.
- **Le coefficient b** correspond à la fluctuation du bruit dans toute la chaîne de lecture. Les sources de bruit sont essentiellement l'empilement, le bruit thermique et la quantification lors de la numérisation du signal dans les convertisseurs analogique-numérique (le bruit de quantification intervient surtout dans le premier niveau du système de déclenchement car il est très inférieur au bruit thermique dans la voie principale de lecture du LAr). L'optimisation du calorimètre permet d'atteindre pour b une valeur de l'ordre de 400 MeV (200 MeV) à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Ce terme altère la performance du calorimètre électromagnétique principalement à des énergies inférieures ou égales à 20 GeV.
- **Le coefficient c** est le terme constant et devient dominant dans l'erreur de la mesure à haute énergie. Contrairement aux autres termes qui dépendent essentiellement de la conception du détecteur, le terme constant reflète les imperfections liées à la construction, la calibration et l'utilisation du détecteur telles que les non-uniformités géométriques, les erreurs de calibration, les impuretés et les fluctuations de température de l'argon liquide. L'objectif est de maintenir c inférieur à 0.7%.

La résolution angulaire Grâce à la fine segmentation longitudinale du premier compartiment, une résolution angulaire de $50\text{-}60 \text{ mrad}/\sqrt{E} \text{ (GeV)}$ est obtenue pour l'angle polaire θ sur tout l'intervalle en η (tonneau et bouchons). Une bonne résolution angulaire permet de déterminer précisément la direction des gerbes ce qui est essentiel pour extraire le signal du bruit de fond dans des analyses comme la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. La réjection des π^0 se désintégrant en deux photons a été mesurée en faisceau test et une réjection des paires de photons issus d'un π^0 de 3.54 ± 0.12 (statistique) a été obtenue pour des π^0 avec $p_T = 50 \text{ GeV}$, avec une efficacité de 90% sur les photons isolés.

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique sert à mesurer l'énergie des jets issus de l'hadronisation des quarks et gluons. Il est dimensionné de telle manière que les hadrons d'énergie inférieure ou égale à 1 TeV y déposent l'intégralité de leur énergie afin d'éviter les fuites d'énergie dans le spectromètre à muons. Le calorimètre étant non-compensant, sa réponse diffère selon que la gerbe détectée soit de type électromagnétique ou hadronique. Un facteur de calibration différent est appliqué selon le type de la gerbe avec un rapport mesuré entre les calorimètres électromagnétique et hadronique $e/h = 1.4$. La distinction entre les particules électromagnétiques et hadroniques s'effectue notamment en mesurant l'étalement des gerbes, les gerbes hadroniques étant plus étalées en raison de l'impulsion transverse importante des hadrons secondaires.

Le calorimètre hadronique est constitué de deux types de détecteurs utilisant des techniques de détection différentes :

- le tonneau ($0 \leq |\eta| \leq 1.7$), peu exposé aux radiations, fonctionne avec des tuiles scintillantes ;
- les 2 bouchons ($1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$), situés plus près de l'axe du faisceau et donc plus exposés aux radiations, sont en cuivre/argon liquide.

Calorimètre hadronique	Pseudo-rapacité	Compartiment		
		1 (avant)	2 (central)	3 (arrière)
Tonneau (tuiles)	$ \eta \leq 1.$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Extensions (tuiles)	$0.8 \leq \eta \leq 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Bouchons (HEC)	$1.5 \leq \eta \leq 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	

FIG. 3.12 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) des cellules dans le calorimètre hadronique. En ϕ , l'approximation $\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$ est utilisée.

La résolution sur les jets peut être modélisée par la relation (5.5) utilisée pour le calorimètre électromagnétique. La résolution attendue dans le tonneau et les bouchons est un terme stochastique de l'ordre de $a \sim 50\% \sqrt{\text{GeV}}$ et un terme constant c de l'ordre de 3%.

Le tonneau à tuiles scintillantes (Tile) Le tonneau à tuiles scintillantes [6] est un calorimètre à échantillonnage formé d'une alternance de plaques de fer en tant qu'absorbeur et de tuiles scintillantes à base de polystyrène en tant que milieu actif. Les gerbes hadroniques se développent par interaction des particules incidentes avec le fer ; les particules chargées ainsi créées excitent ensuite le polystyrène entraînant l'émission de lumière de scintillation dans l'ultraviolet. La lumière émise est collectée en bordure des tuiles et convertie en lumière visible par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Ces fibres optiques transmettent ensuite la lumière scintillante aux photomultiplicateurs multianodes qui génèrent un signal électrique proportionnel à la quantité de lumière récoltée.

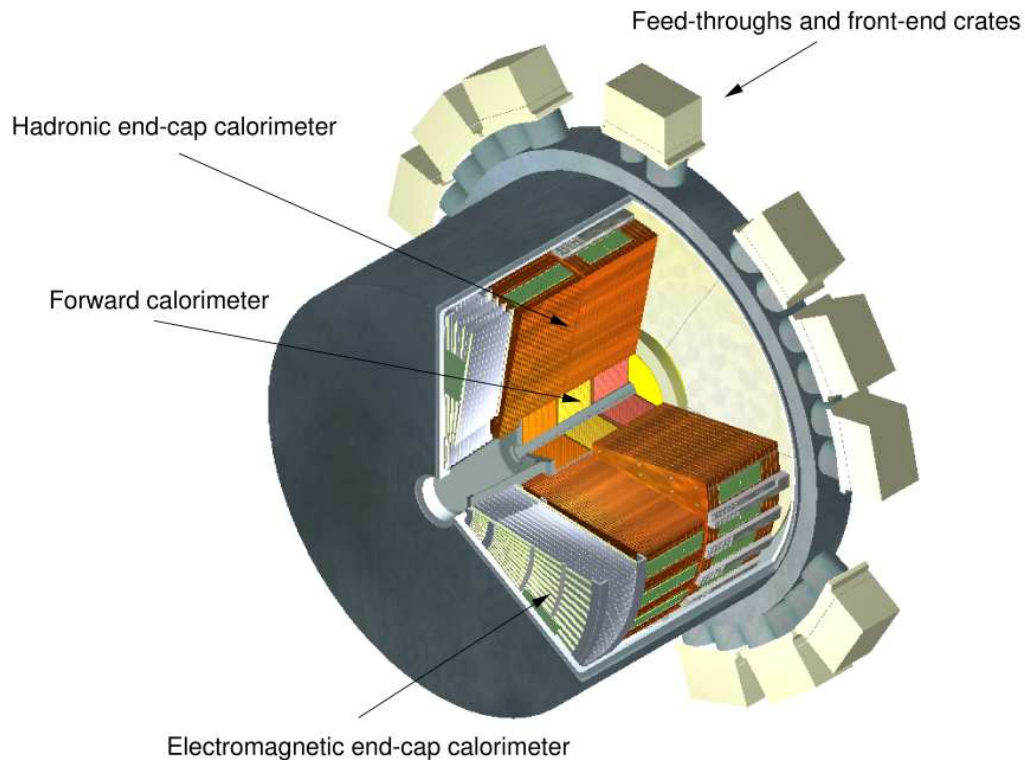


FIG. 3.13 – Vue schématique en 3D d'un cryostat d'un bouchon.

Le tonneau est divisé en une partie centrale d'une longueur de 5.8 m, couvrant la région $|\eta| \leq 1$, et en deux extensions de 2.6 m de longueur couvrant les régions $0.8 \leq |\eta| \leq 1.7$. La partie centrale est située autour du cryostat du tonneau et les extensions autour des cryostats de chaque bouchon. Il présente un rayon interne de 2.28 m pour un rayon externe de 4.25 m. Les tuiles, placées perpendiculairement à l'axe du faisceau dans le plan $R - \phi$, sont parallèles à la trajectoire des hadrons incidents. Les fibres optiques sont ainsi positionnées radialement ce qui facilite l'extraction du signal lumineux vers les photomultiplicateurs. Chaque partie du tonneau est divisée en 64 modules azimutaux eux-mêmes segmentés en trois compartiments longitudinaux équivalents à 1.5, 4.1 et 1.8 longueurs d'interaction λ_f à $\eta = 0$. L'espace séparant le tonneau central de ses deux extensions est utilisé pour acheminer les câbles du détecteur interne, les conduites du calorimètre électromagnétique ainsi que pour l'installation des châssis des cartes de l'électronique frontale du calorimètre électromagnétique. Afin de minimiser l'altération de la résolution en énergie dans cette zone due au déficit de milieu actif, elle est partiellement instrumentée par le calorimètre à tuile intermédiaire qui possède la même fraction d'échantillonnage que le reste du calorimètre à tuiles scintillantes.

Le calorimètre à tuiles scintillantes est équipé de trois systèmes de calibration :

- un système d'injection de courant pour calibrer la mise en forme et la numérisation du signal avec une précision de 1% ;
- un système laser pour calibrer la réponse des photomultiplicateurs avec une précision de 1% ;
- une source γ de césium 137 d'une intensité de 10 mCi peut également être placée dans l'enceinte du calorimètre par un système hydraulique afin de tester la chaîne de lecture complète, de la partie optique aux photomultiplicateurs et aux cartes électroniques.

Les bouchons à échantillonnage en cuivre / argon liquide (HEC) Les deux bouchons du calorimètre hadronique sont des calorimètres à échantillonnage avec du cuivre comme absorbeur et de l'argon liquide comme milieu actif. Ils sont placés dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre électromagnétique (Figure 3.13) et couvrent la région $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$. Si leur principe de fonctionnement est similaire à celui du calorimètre électromagnétique en plomb/argon liquide, ils ne présentent pas la même géométrie en accordéon puisque leurs électrodes sont planes et perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ils sont constitués de deux roues alignées longitudinalement avec des épaisseurs respectives de 82 et 96 cm et d'un diamètre externe de 2.03 m. Chaque roue est composée d'un assemblage de 32 modules en ϕ et est segmentée en deux sections longitudinales. La calorimètre hadronique des bouchons possède 5632 canaux de lecture et sa calibration est similaire à celle du calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre avant (FCAL)

Afin d'optimiser l'herméticité du calorimètre, un calorimètre "à l'avant" est placé entre les bouchons des deux précédents calorimètres et le tube à vide du faisceau (Figure 3.13). En couvrant la région $3.1 \leq |\eta| \leq 4.9$, il permet d'effectuer le bilan en énergie transverse dans le calorimètre, indispensable à la mesure de l'énergie transverse manquante, et de limiter le bruit de fond dans le spectromètre à muons. Situé à 4.7 m du point d'interaction, il est fortement exposé au flux de particules à grand η et doit donc être particulièrement résistant aux radiations.

Le calorimètre avant est constitué de trois modules alignés longitudinalement : un module électromagnétique et deux modules hadroniques. Le module électromagnétique a un absorbeur en cuivre pour optimiser la résolution et un milieu actif en argon liquide. Les deux modules hadroniques utilisent quant à eux un absorbeur en tungstène dont la densité permet de contenir les gerbes hadroniques et minimiser leur étalement latéral. Cette caractéristique est importante pour pouvoir mesurer toute l'énergie des gerbes et limiter les fuites d'énergie dans le spectromètre à muons. Un quatrième module est installé derrière le deuxième module hadronique afin de minimiser les fuites dans le spectromètre à muons.

Chaque module est formé d'une matrice d'absorbeur dans laquelle sont insérées des électrodes tubulaires parallèles à l'axe du faisceau. Les électrodes consistent en une baguette, en cuivre ou en tungstène selon le module considéré, insérée dans un tube de cuivre en laissant un mince espace où circule l'argon liquide. La couche d'argon liquide, d'une épaisseur de seulement 269, 376 et 508 μm pour les trois modules successifs, est beaucoup plus fine que pour le calorimètre électromagnétique du tonneau (2 mm). Cette faible épaisseur garantit une densité élevée et un temps de dérive court, de l'ordre de 60 ns pour le module électromagnétique.

Le calorimètre avant possède 3524 voies de lecture avec une segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0.2 \times 0.2$. Il possède également un système de calibration similaire à celui des deux autres calorimètres électromagnétiques.

3.3.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ATLAS [7] a été optimisé pour la découverte de nouvelles particules ayant une signature en muons de haute énergie, en particulier les nouveaux bosons vecteurs tel que le Z' . Son principe de fonctionnement repose sur la mesure de la déviation des traces de muons dans le champ magnétique toroïdal ce qui lui confère une excellente résolution en impulsion jusqu'à l'échelle du TeV sur un large intervalle en pseudo-rapacité.

Le spectromètre à muons se compose d'un tonneau avec une couverture en pseudo-rapacité $|\eta| \leq 1$ et de deux bouchons qui couvrent les régions $1 \leq |\eta| \leq 2.7$. Quatre technologies de chambre à détection sont utilisées dans les différentes régions du spectromètre à muons ; elles sont représentées sur la Figure 3.14.

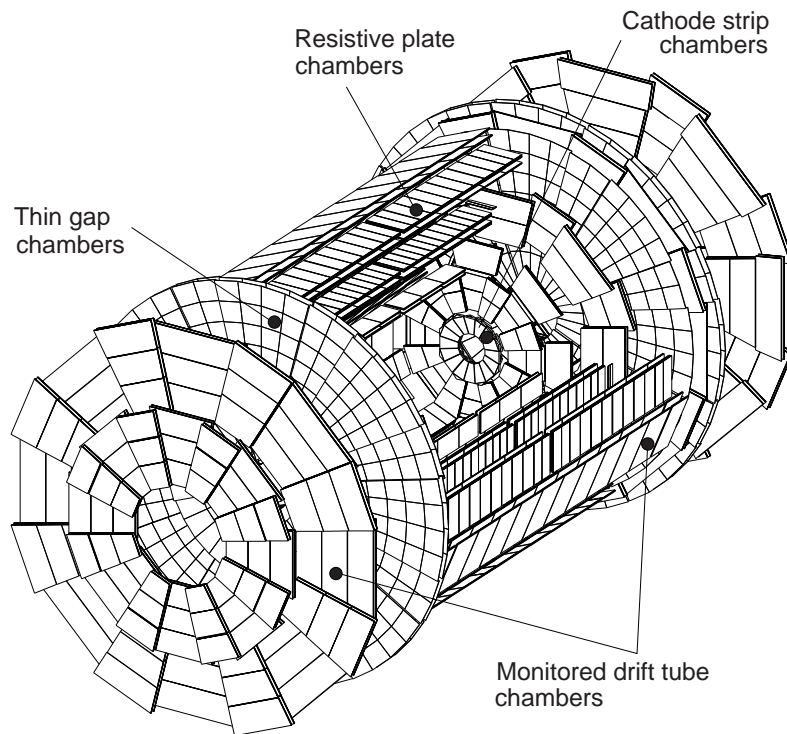


FIG. 3.14 – Vue d’ensemble du spectromètre à muons représentant les zones couvertes par chacune des quatre technologies de chambres à détection employées dans le spectromètre à muons.

Elles peuvent se classer en deux catégories : les chambres de précision et les chambres de déclenchement.

Les chambres de précision

- **Monitored Drift Tubes (MDT) : Chambres à dérive de précision.**

Les MDT sont composées de tubes en aluminium de 29.97 mm de diamètre et de 400 μm d’épaisseur, remplis d’un mélange gazeux non inflammable, composé à 93% d’argon et 7% de CO_2 et pressurisé à 3 bars. Les électrons d’ionisation dérivent vers le centre des tubes où ils sont collectés par un fil de 50 μm de diamètre, constitué à 97% de tungstène et à 3% de rhénium et porté à un potentiel de 3080 V. Le temps de dérive maximal est de 480 ns pour une résolution de 80 μm par tube. Les chambres MDT couvrent l’ensemble du spectromètre jusqu’à $|\eta| \leq 2.7$, à l’exception de la partie la plus interne des bouchons, dans la région $2 \leq |\eta| \leq 2.7$, où elles sont remplacées par des CSC.

Les MDT sont utilisées dans le tonneau du spectromètre à muons pour la reconstruction précise des traces. Elles sont assemblées en trois couches concentriques autour de l’axe du faisceau de rayons 5, 7.5 et 10 m. Afin d’optimiser la précision sur la reconstruction des traces, les tubes des MDT sont regroupés dans des modules de 2×4 couches pour les chambres internes et de 2×3 couches pour les chambres centrales et externes (Figure 3.15). Il y a 1088 MDT dans le spectromètre à muons correspondant à une surface totale de 5500 m^2 .

- **Cathode Strip Chambers (CSC) :** Chambres proportionnelles multifils.

Pour les pseudo-rapidités $|\eta| \geq 2$, le flux de particules attendu dans la première couche des bouchons dépasse le seuil de fonctionnement optimal des MDT qui est d'environ 150 Hz/cm^2 . Les MDT sont ainsi remplacées par des CSC dans cette région du spectromètre car elles peuvent fonctionner normalement jusqu'à un flux de 1000 Hz/cm^2 , ce qui devrait être suffisant pour couvrir l'acceptance du spectromètre à muons jusqu'à $|\eta| = 2.7$. Les CSC ont par ailleurs l'avantage de combiner une bonne résolution spatiale et temporelle avec un taux de comptage élevé et une faible sensibilité aux neutrons.

Les anodes des CSC sont des fils de $30 \mu\text{m}$ de diamètre, composés à 97% de tungstène et à 3% de rhénium et orientés radialement. Les cathodes sont segmentées parallèlement aux fils sur l'une des faces de chaque chambre, pour fournir la mesure de précision, et perpendiculairement sur l'autre face pour mesurer les coordonnées transverses. L'utilisation d'un mélange gazeux sans hydrogène, composé à 80% d'argon et 20% de CO_2 , permet d'obtenir la faible sensibilité au flux de neutrons de la caverne d'ATLAS.

Le spectromètre est constitué de deux roues de CSC représentées sur la Figure 3.16, l'une contenant huit petites chambres et l'autre huit grandes. Chaque chambre est formée de quatre plans de CSC qui permettent quatre mesures indépendantes suivant η et ϕ pour chaque trace. La résolution d'un plan de CSC est de $60 \mu\text{m}$ dans le plan de courbure des traces et de seulement 5 mm en ϕ en raison de la segmentation plus grossière des cathodes dans cette direction.

Les chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement du spectromètre à muons doivent fournir une réponse rapide concernant la trace d'un muon afin de permettre au premier niveau du système de déclenchement d'évaluer la multiplicité des muons, leur impulsion transverse et le croisement de faisceau correspondant. Elles ont également pour rôle de fournir une seconde coordonnée de la trace dans la direction azimutale ϕ en complément de la mesure dans le plan de courbure (radial) des MDT. Deux types de chambres de déclenchement sont utilisées :

- **Resistive Plate Chamber (RPC) :** Chambres à plaques résistives.

Les RPC sont constituées de deux plaques résistives fabriquées en plastique avec un pelliculage en phénolique-mélaminique. Les plaques sont installées parallèlement et maintenues à une distance de 2 mm par des entretoises isolantes en polycarbonate. L'intervalle entre les plaques est rempli d'un mélange gazeux non inflammable, composé à 94.7% de tétrafluoroéthane ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$), à 5% d'isobutane (Iso- C_4H_{10}) et à 0.3% d'hexafluorure de soufre (SF_6). Un champ électrique d'environ 4.9 kV/mm entre les plaques permet d'acheminer la cascade d'ionisation engendrée par passage d'un muon vers l'anode. Le signal est ensuite recueilli par couplage capacitif avec des bandes métalliques fixées sur les faces extérieures des plaques. Les segmentations des bandes métalliques de part et d'autre d'une couche de RPC sont orthogonales entre elles : les pistes η sont parallèles aux fils des MDT et mesurent la courbure, les pistes ϕ sont orthogonales aux fils de MDT et fournissent la deuxième coordonnée spatiale de position de la trace. Chaque unité de RPC est constituée de deux couches de détecteur, donc quatre plaques résistives. Les RPC sont utilisées dans le tonneau pour $|\eta| \leq 1.05$. Deux unités de RPC sont installées de part et d'autre de la couche centrale de MDT et une troisième unité est installée sur la face externe de la dernière MDT.

- **Thin Gap Chamber (TGC) :** Chambres à intervalle fin.

Les TGC ont une structure similaire aux chambres CSC mais différent par leur géométrie, la distance entre deux anodes (1.8 mm) étant supérieure à la distance anode-cathode (1.4 mm) contrairement aux CSC. Le mélange gazeux utilisé dans les TGC est composé à 55% de CO_2 et à 45% de n-pentane

($n\text{-C}_5\text{H}_{12}$). Les anodes sont des fils de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre parallèles aux MDT qui mesurent la courbure de la trace tandis que les cathodes sont des pistes de lectures orthogonales aux MDT qui fournissent la coordonnée azimutale. Le champ électrique élevé autour des anodes et la faible distance entre anodes permettent d'atteindre une excellente résolution temporelle.

Les TGC sont utilisées pour le déclenchement dans les bouchons. La couche centrale de MDT est complétée par sept couches de TGC tandis que la couche interne n'est complétée que par deux couches. L'absence de TGC sur la roue externe de MDT implique une mesure de la coordonnée azimutale ϕ le long des tubes par extrapolation à partir de la couche centrale, ce qui peut être effectué précisément grâce au faible champ magnétique dans cette région.

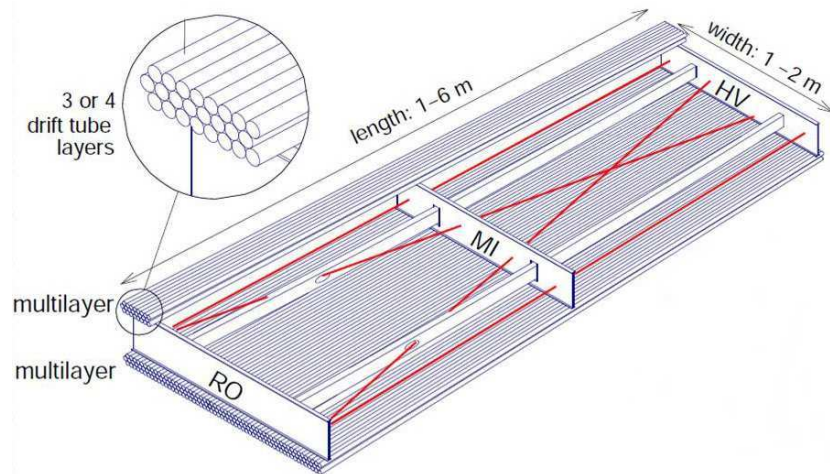


FIG. 3.15 – Schéma de la structure d'une chambre MDT du tonneau formée de 2x3 couches de tubes.

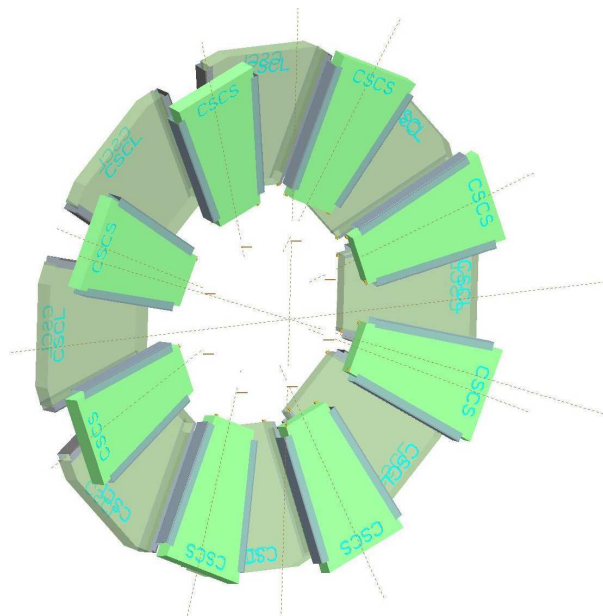


FIG. 3.16 – Schéma des deux roues de CSC (l'une avec huit petites chambres, l'autre avec huit grandes) dans un bouchon du spectromètre à muons.

Le spectromètre à muons a été conçu pour atteindre une résolution intrinsèque de 10% sur une trace d'impulsion transverse égale à 1 TeV. Une telle performance se traduit en terme d'alignement à devoir mesurer une flèche de $500\ \mu\text{m}$ selon l'axe du faisceau avec une précision inférieure à $50\ \mu\text{m}$. Le spec-

tromètre est par conséquent doté d'un système d'alignement des chambres qui permet de connaître la position relative des chambres le long de la trace avec une résolution optimale de $30 \mu\text{m}$. Aux basses énergies, la résolution est limitée à quelques % par les diffusions multiples en amont du spectromètre et les fluctuations d'énergie déposée dans les calorimètres. Cependant, la combinaison du trajectographe interne et du spectromètre à muons permet d'atteindre une résolution combinée de l'ordre du % pour des muons de 10 GeV.

3.4 Le système de déclenchement

La fréquence de croisement des faisceaux au LHC (40 MHz) correspond à un taux d'interaction proton - proton à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) d'environ 1 GHz. La grande majorité de ces événements sont cependant des événements de biais minimum dénués d'intérêt pour la physique effectuée au LHC. A titre de comparaison, le taux de production de bosons W avec désintégration leptonique au LHC¹ est de l'ordre de 100 Hz, le taux de production de paires $t\bar{t}$ est d'environ 10 Hz et celui d'un boson de Higgs standard à une masse de 100 GeV est d'environ 10^{-1} Hz. Par ailleurs, les limites technologiques actuelles imposent également une limite sur le nombre d'évènements enregistrables à 200 par seconde. Un système de déclenchement ayant une réjection de $2 \cdot 10^5$ sur les événements de biais minimum tout en conservant une efficacité maximale sur les événements de physique étudiés est par conséquent nécessaire. Les systèmes de déclenchement d'ATLAS reposent sur trois niveaux successifs de sélection : le premier niveau (L1 pour *Level-1*), le second niveau (L2 pour *Level-2*) et le filtrage des événements (EF pour *Event Filter*). Le L2 et l'EF forment à eux deux le haut niveau de déclenchement (HLT pour *High-Level Trigger*) [8].

3.4.1 Le premier niveau de déclenchement

Le premier niveau de déclenchement (L1) [9] se décompose en deux sous-systèmes avec une partie calorimétrique et une partie muonique. Les différents éléments du premier niveau de déclenchement sont représentés sur la Figure 3.17. Parce qu'il doit avoir un temps de réponse particulièrement bref, inférieur à $2.5 \mu\text{s}$, c'est le seul niveau de déclenchement qui nécessite de l'électronique dédiée : des cartes électroniques spéciales pour le calorimètre et les chambres à muons RPC et TGC pour le spectromètre à muons.

Le système de déclenchement de niveau 1 dans le calorimètre (L1calo) exploite tous les sous-détecteurs disponibles (calorimètres électromagnétique et hadronique ; tonneau, bouchons et détecteur "à l'avant") pour rechercher des objets physiques à grande énergie transverse qui correspondent à la signature des événements recherchés : électrons, photons, jets, τ et des événements avec une grande énergie transverse manquante \cancel{E}_T ou totale $\sum E_T$. Il est également possible d'ajouter un critère d'isolation pour les électrons, photons et τ en demandant une séparation angulaire minimale avec tout autre dépôt d'énergie significatif. Afin de fournir une décision rapidement, le L1calo utilise une granularité réduite en regroupant plusieurs cellules dans des tours de déclenchement (*Trigger Tower*) de granularité 0.1×0.1 ou 0.2×0.2 en fonction de la position en η . La partie analogique du L1calo sera décrite plus en détail dans le chapitre suivant qui lui est dédié.

Le système de déclenchement muonique utilise quant à lui des chambres à muons spécifiques : les RPC dans le tonneau et les TGC dans les bouchons. La sélection s'effectue en recherchant des points d'impact compatibles avec un muon de grande impulsion transverse issu du point d'interaction principal.

Le L1 définit ensuite des régions d'intérêt (ROIs pour *regions of interest*) autour des objets sélectionnés qui seront utilisées par les niveaux de déclenchement suivants. Une autre fonction essentielle du L1 est de déterminer le croisement de faisceaux duquel est originaire l'objet physique considéré. Cette tâche est rendue particulièrement difficile par la brièveté de l'intervalle entre deux croisements de faisceaux, 25 ns,

¹Les valeurs indiquées correspondent à une énergie dans le centre de masse de collision proton-proton $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

qui est inférieur au temps de dérive dans le calorimètre et dans les chambre de précision du spectromètre à muons.

Durant la prise de décision du L1, les informations recueillies par l'ensemble des sous-détecteurs sont conservées dans une mémoire analogique (*pipeline*). Le temps de réponse du L1 doit être le plus rapide possible afin de minimiser le temps de stockage dans ces mémoires analogiques. Le temps de latence maximal du L1 est de $2.5 \mu\text{s}$. Il est en réalité d'environ $2 \mu\text{s}$, dont $1 \mu\text{s}$ de propagation dans les câbles, ce qui laisse $0.5 \mu\text{s}$ de sécurité. La décision finale du L1 est prise par le Central Trigger Processor (CTP) qui reçoit et synchronise les informations transmises par les sous-systèmes calorimétriques et muoniques. Le CTP établit sa décision à partir de différents menus de déclenchement, la plupart correspondant à des seuils sur la multiplicité et l'impulsion transverse des objets physiques identifiés. Il dispose d'un maximum de 256 combinaisons de menus de déclenchement pour former sa décision. Cette décision est ensuite renvoyée vers les châssis *front-end* (électronique située sur le détecteur) et les cartes de lecture via le système TTC (*Timing, Trigger and Control*). Si l'évènement est accepté par le L1, les ROIs sont transmises au second niveau de déclenchement où elles seront reconstruites plus finement.

Le taux maximal d'acquisition en sortie du L1 est d'environ 75 kHz.

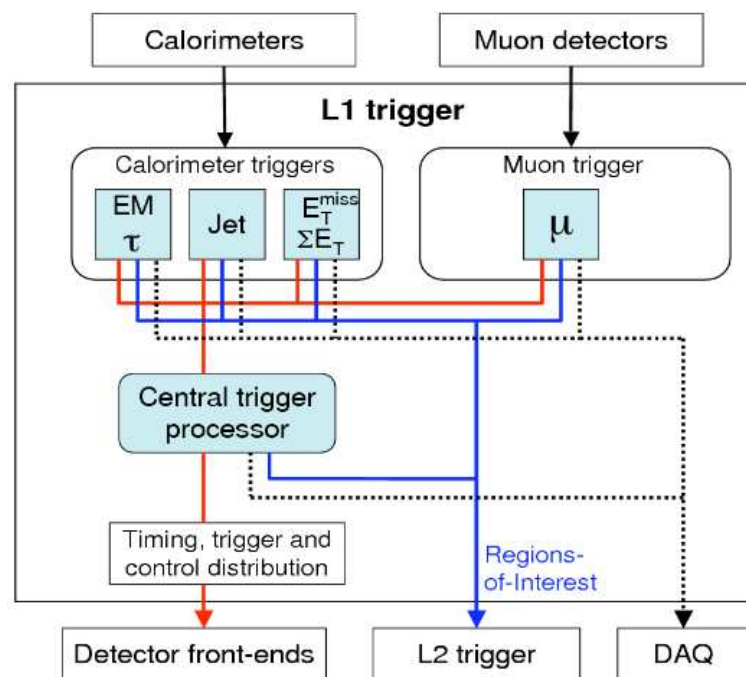


FIG. 3.17 – Schéma du premier niveau du système de déclenchement.

3.4.2 Le second niveau de déclenchement

Le second niveau de déclenchement (L2) reconstruit les régions d'intérêt transmises par le L1, représentant 1 à 2% du détecteur complet, en utilisant la granularité la plus fine des sous-détecteurs. L'étiquetage des jets b est rendu possible par la prise en compte du détecteur interne qui ne contribue pas au L1. Il utilise des algorithmes de reconstruction optimisés pour être à la fois rapides et robustes. La sélection des évènements au L2 est effectuée dans une ferme de processeurs L2PU (*Level 2 Processing Units*). Le temps moyen de calcul du L2 ne doit pas excéder 40 ms avec un taux de sortie de 3.5 kHz.

3.4.3 Le filtre d'évènements

Le troisième niveau de déclenchement est également effectué dans une ferme de calcul. Il utilise les algorithmes complets de reconstruction d'ATLAS (dits *offline*) sur les régions d'intérêt afin d'affiner la sélection. Il dispose de l'intégralité des informations concernant les sous-détecteurs et le champ magnétique, ainsi que les constantes de calibration et d'alignement les plus récentes. La reconstruction est effectuée avec un temps de calcul de 4 s et permet d'atteindre un taux de sortie de 100 à 200 Hz correspondant à un flux de données d'environ $300 \text{ Mo}\cdot\text{s}^{-1}$.

3.5 Reconstruction des objets physiques

Cette section décrit brièvement la reconstruction des objets physiques qui seront par la suite utilisés pour la mesure de la masse du quark top.

3.5.1 Les électrons

Le principe de reconstruction des électrons dans ATLAS repose sur l'identification d'amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique qui sont associés à des traces dans le détecteur interne. Un algorithme à fenêtre glissante [10] est utilisé pour définir des amas rectangulaires et de taille fixée qui sont positionnés selon η - ϕ de manière à maximiser l'énergie reconstruite dans l'amas. La taille optimale de l'amas dépend du type de particule reconstruite et de la position en η dans le calorimètre : les électrons nécessitent en effet des amas électromagnétiques plus larges que les photons en raison de leur plus grande probabilité d'interaction en amont du calorimètre et du fait qu'ils sont courbés par le champ magnétique en émettant des radiations de photons par *bremsstrahlung* en ϕ . L'identification des électrons est optimisée pour garantir une efficacité élevée et stable sur les vrais électrons tout en minimisant la contamination de faux électrons issus de jets ou de la conversion de photons. Trois critères de définition sont utilisés pour identifier les électrons : *loose*, *medium* et *tight*. Les principales coupures de qualité qui les différencient sont des coupures sur la répartition de l'énergie déposée dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique, la largeur de la gerbe électromagnétique, la qualité de la trace reconstruite dans le détecteur interne (incluant des coupures sur le nombre d'impacts dans chaque sous-détecteur) et la qualité de l'appariement entre la trace et l'amas électromagnétique.

3.5.2 Les muons

Diverses stratégies sont utilisées dans ATLAS pour reconstruire les muons. L'approche la plus directe, dite *standalone*, consiste à n'utiliser que le spectromètre à muons pour reconstruire la trace du muon qui est ensuite extrapolée jusqu'au point de collision. Des muons combinés (*combined muons*) peuvent également être reconstruits en associant la trace reconstruite dans le spectromètre à muons à la trace reconstruite dans le détecteur interne la plus proche puis en combinant les mesures effectuées par les deux sous-détecteurs. Une troisième stratégie consiste à extrapoler les traces du détecteur interne qui ont une impulsion transverse suffisante dans le spectromètre à muons pour les associer aux segments de traces reconstruits dans le spectromètre les plus proches. Si un segment de trace est reconstruit suffisamment proche de la trace extrapolée, la trace du détecteur interne est étiquetée comme étant un muon, appelé *tagged muon*. Cette stratégie a initialement été développée pour reconstruire les muons à bas p_T car elle n'utilise que l'information du détecteur interne pour déterminer la cinématique du muon. Deux ensembles d'algorithmes permettent de reconstruire les muons, chaque ensemble étant dotée d'un algorithme pour chaque stratégie de reconstruction :

- **l'ensemble Staco** [11] qui utilise l'algorithme Muonboy pour la reconstruction des traces dans le spectromètre à muons, Staco pour la combinaison avec le détecteur interne et MuTag pour les muons étiquetés. Par construction des ces algorithmes, un muon ne peut pas être reconstruit simultanément par les algorithmes Staco et MuTag.
- **l'ensemble Muid** qui utilise Moore [12] pour la reconstruction des traces dans le spectromètre à muons, Muid [13] pour la combinaison avec le détecteur interne et MuGirl [14] pour les muons étiquetés. Contrairement à l'ensemble Staco, un muon est susceptible d'être reconstruit à la fois par Muid et par MuGirl. Il est alors nécessaire de rechercher les muons reconstruits avec la même trace dans le détecteur interne pour éviter les doublons.

3.5.3 Les jets

Un jet reconstruit dans un calorimètre est caractérisé par le type d'objet initial utilisé pour la reconstruction, appelé proto-jet, l'algorithme de reconstruction du jet (*jet finder*) et les paramètres de configuration de cet algorithme. Les deux types de proto-jets utilisables par les algorithmes de reconstruction des jets sont :

- **les tours** : elles consistent en une grille bidimensionnelle fixe de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$;
- **les amas topologiques** : ce sont des amas tridimensionnels de cellules ayant un dépôt d'énergie significatif. Ces objets sont constitués de moins de cellules et contiennent moins de bruit que les tours puisque les cellules sans signal ne sont pas incluses dans l'amas.

Deux algorithmes de reconstruction des jets sont ensuite utilisés par défaut dans ATLAS :

- **L'algorithme de cône** : il s'agit d'un algorithme géométrique. Un jet est reconstruit en tant que sous ensemble des constituants situés dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ dont l'axe est aligné avec le quadri-vecteur du jet. Par défaut, une version itérative est utilisée à partir d'une graine définie par le constituant ayant la plus grande impulsion transverse (avec un seuil de 1 GeV) [15]. Un autre algorithme qui fonctionne sans graine, meilleur du point de vue théorique, a également été développé [16]. Il consiste à rechercher un cône stable parmi toutes les façons d'englober un ensemble de particules dans un cercle en $\eta - \phi$.
- **L'algorithme k_T** : il s'agit d'un algorithme d'agrégation récursive (décrit dans [17], [18] et [19]). L'algorithme commence avec une liste de proto-jets et une liste vide de jets reconstruits, puis, à chaque étape, il agrège les proto-jets en jets reconstruits jusqu'à ce que la liste de proto-jets soit vide. A chaque étape, l'algorithme procède comme suit :
 - il commence par définir pour chaque proto-jet i la quantité $d_i = E_{T_i}^2$ et pour chaque paire (i, j) de proto-jets la quantité $d_{ij} = \min(E_{T_i}^2, E_{T_j}^2) \Delta R_{ij}/R$, où R est un paramètre de l'algorithme analogue au paramètre ΔR de l'algorithme de cône ;
 - la valeur minimale d_{min} est ensuite recherchée parmi toutes les valeurs possibles de d_i et d_{ij} .
 - Deux cas de figures se présentent alors : soit d_{min} correspond à une combinaison d_{ij} et dans ce cas les deux proto-jets i et j sont agrégés en un nouveau proto-jet, soit d_{min} correspond à un d_i et dans ce cas le proto-jet i est considéré comme reconstruit et est retiré de la liste des proto-jets.

L'algorithme est ainsi caractérisé par la méthode d'agrégation utilisée et par le choix de la condition d'arrêt R . Une variante de cette algorithme, appelée anti- k_T , permet d'agréger prioritairement les proto-jets les plus énergétiques en redéfinissant les distances comme $d_i = 1/E_{T_i}^2$ et $d_{ij} = \min(1/E_{T_i}^2, 1/E_{T_j}^2) \Delta R_{ij}/R$.

Les deux algorithmes sont disponibles dans deux configurations différentes : une configuration étroite notamment utilisée pour la reconstruction des événements $t\bar{t}$ et une configuration large qui peut être utilisée pour l'étude des processus QCD. Pour les jets reconstruits avec l'algorithme de cône, la configuration étroite est définie par $\Delta R = 0.4$ et la configuration large par $\Delta R = 0.7$. Pour ceux reconstruits avec l'algorithme k_T , la condition d'arrêt R est fixée à 0.4 pour la configuration étroite et à 0.6 pour la configuration large.

L'algorithme de reconstruction des jets produit des jets non calibrés. La stratégie actuellement utilisée par ATLAS pour la calibration des jets est similaire à l'approche développée pour H1 [20]. Elle consiste à appliquer un poids au signal de chaque cellule lors de la sommation sur toutes les cellules du jet pour reconstruire le quadri-vecteur du jet, le poids étant calculé en fonction de la densité d'énergie déposée dans la cellule ($\rho = E/V$ où V est le volume de la cellule considérée) et de la position de la cellule dans le calorimètre. Les poids sont déterminés de manière à corriger tous les effets liés au détecteur, tels que l'énergie déposée dans les zones inactives en amont du calorimètre et l'énergie non reconstruite des particules chargées de la gerbe hadronique qui ont une impulsion transverse inférieure à 400 MeV et qui n'atteignent pas le calorimètre en raison de la courbure de leur trajectoire induite par le champ magnétique du solénoïde. La détermination de ces fonctions de poids a été effectuée pour des jets de type tour-cône de paramètre $\Delta R = 0.7$ en comparant l'énergie des jets reconstruits avec l'énergie des particules vraies de la gerbe hadronique pour des simulations Monte Carlo d'événements QCD dijets. Des corrections additionnelles sont ensuite appliquées pour chaque type de jets en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité du jet reconstruit. Cette calibration ne corrige par conséquent l'énergie des jets qu'au niveau des particules vraies de la gerbe hadronique et non pas au niveau partonique.

3.5.4 L'étiquetage des jets b

Les algorithmes d'étiquetage des jets issus de mésons B exploitent essentiellement le fait que le vertex de désintégration des mésons B soit déplacé par rapport au vertex primaire en raison du temps de vol plus long des mésons B par rapport aux autres saveurs. Il est ainsi possible d'étiqueter les jets b soit en identifiant des traces ayant un paramètre d'impact incompatible avec le vertex primaire, soit en reconstruisant directement le vertex secondaire. Il est également possible d'exploiter les désintégrations semileptoniques des mésons B pour identifier les jets b mais cette méthode n'est applicable que pour les 40% de hadrons b qui se désintègrent semileptoniquement.

L'algorithme utilisé dans cette analyse combine les poids calculés par les deux algorithmes d'étiquetage SV1 et IP3D [21]. L'algorithme SV1 identifie les vertex secondaires pour former un rapport de vraisemblance à partir de la distribution à deux dimensions des masses invariantes des traces associées au vertex et du rapport entre la somme des énergies de toutes les traces associées au vertex et la somme des énergies de toutes les traces du jet et d'une distribution à une dimension du nombre de vertex à deux traces. L'algorithme IP3D se base quant à lui sur les paramètres d'impact pour former un rapport de vraisemblance pour chaque trace à partir de l'histogramme à deux dimensions du paramètre d'impact longitudinal versus le paramètre d'impact transverse, le poids du jet étant calculé comme la somme des poids de toutes les traces du jet.

3.5.5 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est calculée comme l'opposé de la somme vectorielle des énergies transverses reconstruites dans le détecteur. Les informations utilisées pour le calcul de l'énergie manquante sont :

- la somme vectorielle de l'énergie transverse déposée dans toutes les cellules du calorimètre :
$$\vec{E}_T = -\sum_i E_T^i \hat{n}_i$$
, où i correspond à une tour dans le calorimètre (jusqu'à $|\eta| = 4.9$) et \hat{n}_i est le vecteur

unitaire dans l'axe de la tour i , perpendiculairement à l'axe du faisceau. L'énergie reconstruite dans chaque cellule du calorimètre est calibrée en fonction du type de la particule identifiée comme étant à l'origine du dépôt d'énergie.

- Les impulsions transverses des muons reconstruits dans le spectromètre à muons.
- Les corrections dues à l'énergie déposée par les particules dans les zones mortes du détecteur (cryostats, supports, services, etc ...).

3.6 Résumé des objectifs de performance d'ATLAS

Le Tableau 3.2 [3] résume les performances attendues du détecteur ATLAS, en termes d'alignement et de calibration, pour le démarrage du LHC ainsi que les objectifs de performance optimale. La principale source d'erreur systématique pour la mesure de la masse du quark top est l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. Une incertitude de 10% est attendue au démarrage et une incertitude optimale de 1% est attendue à plus long terme. La calibration des jets sera mesurée en utilisant une balance en énergie transverse dans les événements dijets, γ +jets et Z +jets. Les deux derniers canaux devraient permettre d'atteindre une incertitude inférieure à 5% après quelques mois de prise de données. Les événements $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets permettront également d'effectuer une mesure de l'échelle d'énergie des jets légers via la mesure de la masse invariante dijets du boson W hadronique comme nous le verrons dans le chapitre 5.

TAB. 3.2 – Performances attendues du détecteur ATLAS en termes d'alignement et de calibration. Les performances attendues pour le démarrage du LHC sont indiquées ainsi que les objectifs de performance optimale. Des exemples d'analyse associées à ces performances sont indiquées dans la dernière colonne.

	Objectif au démarrage	Objectif à terme	Physique étudiée
Uniformité de l'énergie électromagnétique	1-2%	0.5%	$H \rightarrow \gamma\gamma$
Echelle d'énergie des électrons	$\sim 2\%$	0.02%	masse du W
Uniformité de l'énergie hadronique	2-3%	$< 1\%$	\cancel{E}_T
Echelle d'énergie des jets	$< 10\%$	1%	masse du quark top
Alignement du détecteur interne	50-100 μm	$< 10 \mu\text{m}$	étiquetage des jets b
Alignement du spectromètre à muons	$< 200 \mu\text{m}$	30 μm	$Z' \rightarrow \mu\mu$
Echelle d'impulsion des muons	$\sim 1\%$	0.02 %	masse du W

Bibliographie

- [1] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches : D. Abbaneo et al. *Phys.Lett. B*, 565, 2003.
- [2] Lyndon Evans and Philip Bryant (editors) . LHC Machine. *JINST 3 S08001*, 2008.
- [3] The ATLAS Collaboration (G Aad et al.). The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST 3 S08003*, 2008.
- [4] The ATLAS collaboration. Liquid argon calorimeter Technical Design Report. *CERN*, 1996.
- [5] The ATLAS collaboration. ATLAS inner detector : Technical Design Report, Volume I et II. *CERN*, 1996.
- [6] The ATLAS collaboration. ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report. *CERN*, 1996.
- [7] The ATLAS collaboration. ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report. *CERN*, 1996.
- [8] The ATLAS collaboration. ATLAS high-level-trigger, data acquisition and controls : Technical Design Report. *CERN*, 2003.
- [9] The ATLAS collaboration. ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report. *CERN*, 1998.
- [10] W. Lampl et al. Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance. *ATLAS LARG-PUB-2008-002*, 2008.
- [11] S. Hassini et al. *NIM*, A572, 2007.
- [12] D. Adams et al. Track reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer with MOORE 007. *ATL-SOFT-2003-007*, 2003.
- [13] Th. Lagouri et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51, 2004.
- [14] N. Panikashvili O. Belkind S. Tarem, Z. Tarem. *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007 IEEE 1*, 2007.
- [15] G. C. Blazey et al. Run II jet physics. *arXiv :hep-ex/0005012v2*, 2006.
- [16] G. P. Salam and G. Soyez. A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm. *JHEP 0705 :086*, 2007.
- [17] S. D. Ellis and D. E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys. Rev. D*, 48, 1993.
- [18] B. E. Cox J. M. Butterworth, J. P. Couchman and B. M. Waugh. Ktjet : A C++ implementation of the k(t) clustering algorithm. *Comput. Phys. Commun.*, 153, 2003.
- [19] M. Cacciari and G. P. Salam. Dispelling the N 3 myth for the kT jet-finder. *Phys. Lett. B*, 641, 2000.
- [20] I. Abt et al. The tracking, calorimeter and muon detector of the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 386, 1997.
- [21] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. *arXiv :hep-ex/0901.0512*, 2008.

Chapitre 4

Calibration et performance du premier niveau de déclenchement du calorimètre à argon liquide

Sommaire

4.1	Introduction	102
4.2	Traitement du signal et formation des tours de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique	103
4.3	Le système d'étalonnage	106
4.4	Les Tower Builder Boards	108
4.5	Les receivers	109
4.6	Calcul des retards dans les Tower Builder Boards	110
4.7	Performances du premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique	117
4.8	Facteurs de correction dus aux hautes tensions	127
	Bibliographie	133

4.1 Introduction

Le premier niveau du système de déclenchement du calorimètre (L1calo) [1] a pour objectif de sélectionner les événements contenant au moins un objet physique avec une impulsion transverse supérieure à une coupure prédéfinie, ou une grande énergie transverse manquante \cancel{E}_T ou totale ΣE_T . La chaîne électronique du premier niveau de déclenchement du calorimètre est représentée sur la Figure 4.1. Les processeurs du système de déclenchement sont installés en salle USA15, située à proximité de la caverne d'ATLAS. Ils reçoivent en entrée des signaux analogiques en provenance des calorimètres électromagnétique et hadronique. Chaque signal du L1calo est associé à une tour de déclenchement de granularité grossière qui correspond à la sommation des signaux de toutes les cellules du calorimètre incluses dans la tour de déclenchement.

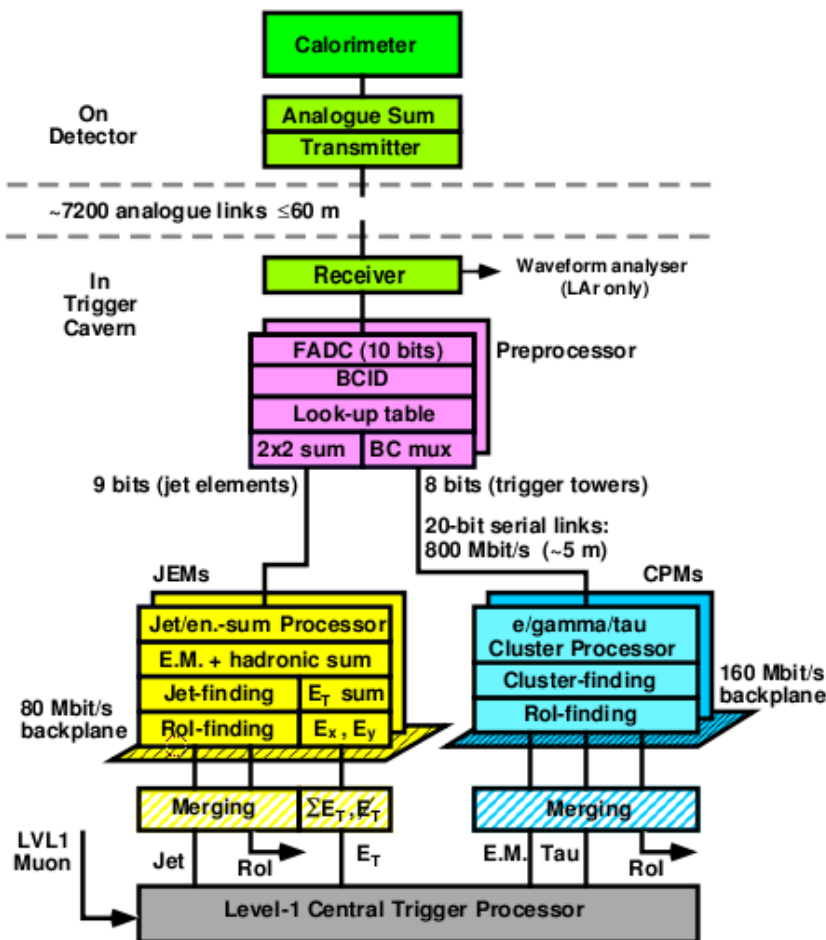


FIG. 4.1 – Schéma du premier niveau du système de déclenchement du calorimètre.

La L1calo est constitué de cinq composants fondamentaux :

- **Les Tower Builder Boards (TBB) [2], [3]** : elles sont situées sur les châssis frontaux du détecteur. Elles uniformisent et alignent en temps les signaux en provenance des différents compartiment du calorimètre pour chaque tour de déclenchement. Elles effectuent ensuite la sommation de ces signaux pour former le signal de sortie des tours de déclenchement qui est transmis aux *receivers*.
- **Les receivers** : ils reçoivent les signaux en provenance des TBBs et leur appliquent des gains correctifs, notamment pour compenser les hautes tensions défaillantes et l'atténuation du signal lors de leur

propagation dans les câbles de transmission entre les TBBs et les *receivers*, situés à environ 75 m de distance (en USA15). Pour les calorimètres hadroniques, les *receivers* sont également chargés de la conversion de l'énergie en énergie transverse.

- **Les Preprocessors (PPM)** : ils numérisent le signal analogique en cinq échantillons espacés de 25 ns grâce à un convertisseur analogique-numérique (ADC) de 10 bits. Leurs principales fonctions sont la détermination du croisement de faisceaux correspondant au signal (BCID) et la mesure de l'énergie transverse dans chaque tour de déclenchement. Le signal d'entrée échantillonné en 10 bits (précision de 0.25 GeV) est transformé par une *Look Up Table* (LUT) en appliquant des corrections de calibration de l'énergie transverse et de soustraction de piédestal. Le LUT renvoie une énergie transverse sur 8 bits (précision de 1 GeV) avec une saturation à 256 GeV.
- **Les Cluster Processor Modules (CPM)** : ils identifient d'éventuels candidats électron, photon ou hadron.
- **Les Jet / Energy-sum Processors (JEP)** : ils recherchent des candidats jets et calculent l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T et totale $\sum E_T$.

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à l'interface entre le calorimètre électromagnétique et le L1calo, et plus précisément à la sommation des signaux analogiques en provenance des différents compartiments d'une même tour de déclenchement par les Tower Builder Boards (TBB) ainsi qu'aux facteurs de correction qui leur sont appliqués dans les *receivers*.

4.2 Traitement du signal et formation des tours de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique

Le schéma général de la chaîne électronique de lecture du signal pour le calorimètre électromagnétique est représenté sur la Figure 4.2. Les signaux électriques collectés par les électrodes de lecture sont acheminés vers la face avant du calorimètre pour le premier compartiment (noté FT pour *front*) et vers la face arrière pour les deuxième et troisième compartiments (notés MD pour *middle* et BK pour *back*). Les signaux d'une même cellule provenant de différentes électrodes sont d'abord sommés par des cartes sommatriques pour obtenir la bonne granularité en ϕ . La transmission de ces signaux hors du cryostat est assurée par des cartes mères contiguës aux cartes sommatriques. Le passage des câbles entre l'électronique froide, à l'intérieur du cryostat, et l'électronique chaude, à l'extérieur du cryostat, s'effectue grâce à des traversées de câbles (*feedthrough*) qui sont connectées à des châssis (notés FEC pour *Front End Crate*).

C'est dans ces châssis que s'effectue le traitement du signal. Ils contiennent essentiellement quatre types de cartes électroniques :

- **Les cartes de calibration** : elles permettent la calibration du calorimètre en injectant un courant électrique au plus près de l'électrode de lecture sur les cartes mères pour simuler un dépôt d'énergie dans le calorimètre. Le signal de calibration injecté est d'amplitude connue et forme similaire au signal triangulaire de physique afin d'étalonner la réponse du calorimètre à un signal d'ionisation. Il y a 122 cartes de calibration pour l'ensemble du calorimètre.
- **Les cartes d'acquisition frontale (FEB pour *Front End Board*)** : elles sont chargées du traitement du signal : amplification, mise en forme, numérisation et transmission hors du détecteur. Chaque FEB traite 128 canaux de lecture, provenant tous du même compartiment. Il y a 1524 FEBs pour l'ensemble du calorimètre.

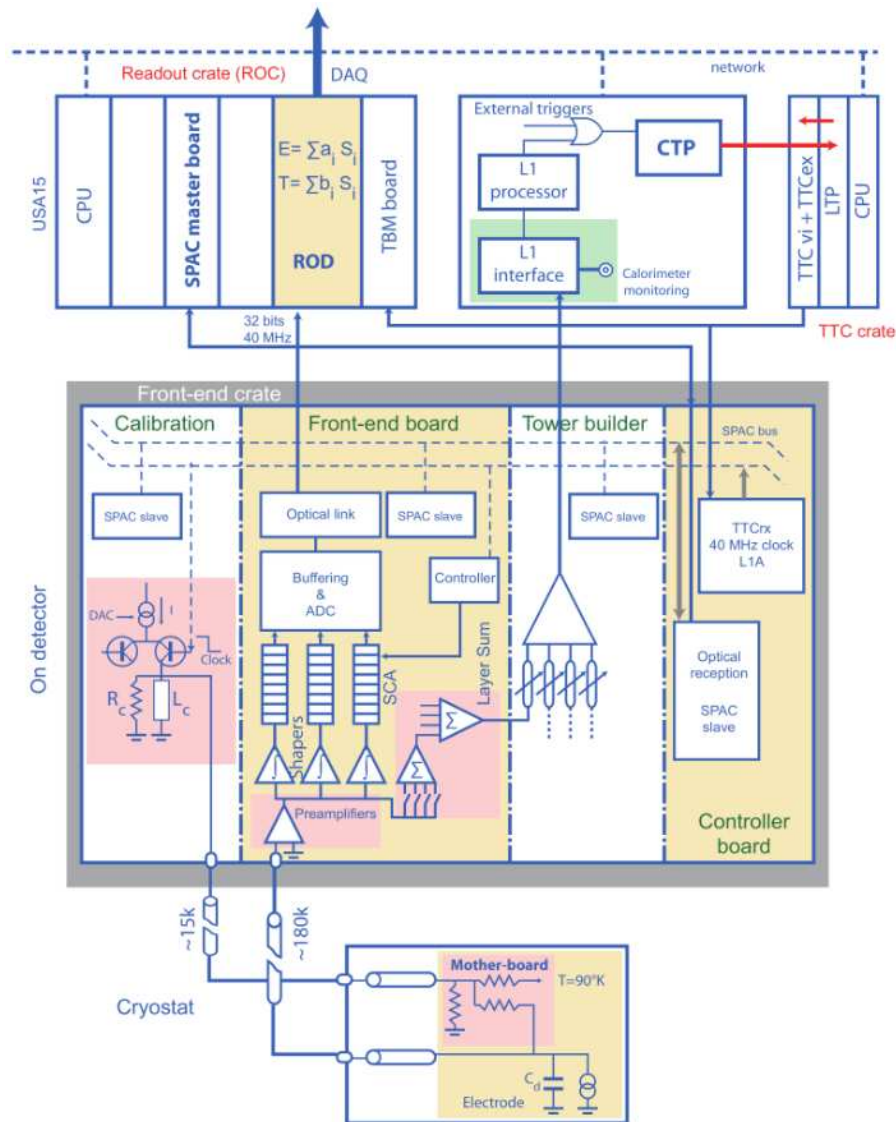


FIG. 4.2 – Schéma général de la chaîne électronique de lecture du signal pour le calorimètre électromagnétique.

- **Les Tower Builder Boards** : elles forment les tours de déclenchement pour les transmettre au L1calo. Les cartes correspondantes dans le HEC et le FCAL n'effectuent pas de sommation et sont appelées *Tower-Drive Boards*.
- **Les cartes contrôleurs** : elles reçoivent et distribuent l'horloge cadencée à 40 MHz du LHC, la décision du L1 ainsi que d'autres signaux de configuration et de contrôle des FEB.

D'autres cartes électroniques sont également installées sur les FEC afin de transmettre les informations des divers capteurs installés sur le détecteur : capteurs mécaniques pour surveiller les déformations du détecteur, capteurs de température, capteurs de pureté de l'argon liquide etc... Au total, 58 FEC sont nécessaires pour couvrir l'intégralité du calorimètre : 32 dans le tonneau et 13 dans chaque bouchon.

Pour chaque tour de déclenchement, le calorimètre électromagnétique transmet au L1calo un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie transverse déposée dans la tour de déclenchement. La formation des tours de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique s'effectue en trois

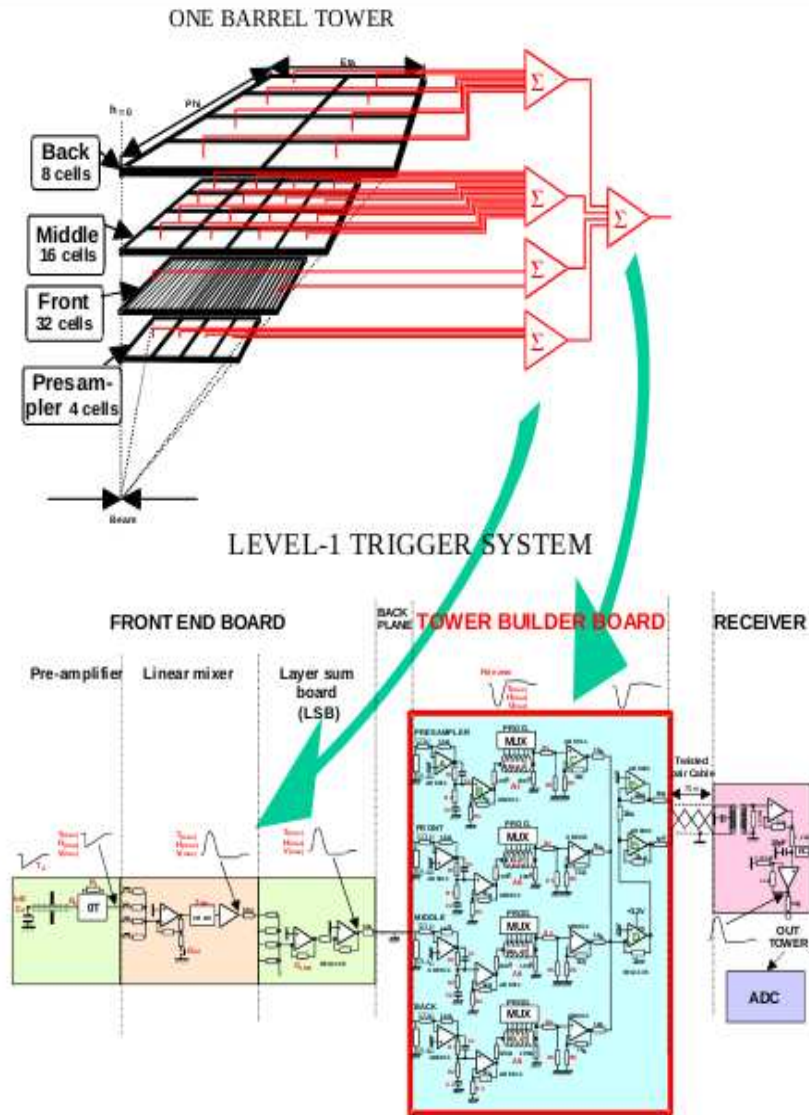


FIG. 4.3 – Au dessus : représentation schématique de la sommation des 60 cellules d’une tour de déclenchement dans le tonneau. En dessous : schéma de la chaîne de formation et de transmission des TT, des FEBs aux *receivers*.

étapes : les deux premières étapes sont effectuées dans les FEBs où les signaux des cellules situées dans un même compartiment sont d'abord sommés quatre par quatre par les *Linear Mixers* (placés dans les *shapers*), puis sommés par tour de déclenchement dans les *Layer Sum Boards* (LSBs) ; le dernier niveau de sommation a lieu dans les TBBs qui mettent en forme, alignent en temps grâce à des retards programmables puis somment les signaux issus des quatre compartiments pour constituer les tours de déclenchement. La chaîne de formation et de transmission des tours de déclenchement des FEBs aux *receivers* est représentée pour le tonneau sur la Figure 4.3.

Les tours de déclenchement du tonneau ont une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et contiennent 60 cellules réparties parmi les quatre compartiments du calorimètre électromagnétique ; la composition des tours de déclenchement est représentée sur la Figure 4.4. Les TBBs du tonneau contiennent chacune 30 tours de déclenchement selon une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.5 \times 0.2$. Les signaux sont ensuite transmis aux *receivers* situés en salle USA15 par câbles de 16 voies transportant chacun 15 tours de déclenchement regroupées en $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.5 \times 0.1$.

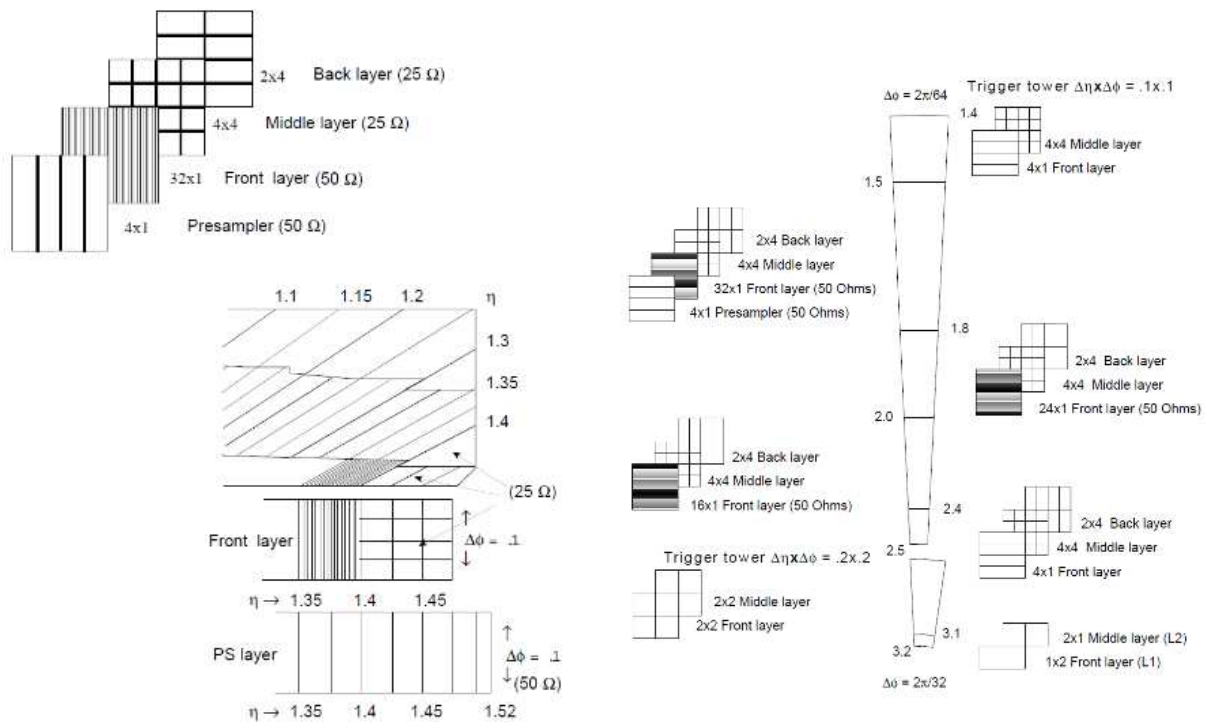


FIG. 4.4 – Composition des tours de déclenchement, dans le tonneau à gauche et dans les bouchons à droite.

4.3 Le système d'étalonnage

Ce système a été conçu pour étalonner la chaîne de lecture du calorimètre et en vérifier la stabilité au cours du temps afin de bénéficier pleinement des avantages de l'argon liquide en termes de stabilité et d'uniformité de la réponse à un signal d'ionisation. Ce système de calibration est également utilisé pour l'étalonnage du système de déclenchement du calorimètre, notamment pour le calcul des retards programmables dans les *Tower Builder Boards* et des gains dans les *receivers* qui seront détaillés par la suite.

Pour obtenir un étalonnage précis, le signal de calibration doit reproduire le plus fidèlement possible le signal de physique triangulaire. Il doit par conséquent être rapide, avec un temps de montée d'environ 1 ns, et avoir un temps de décroissance égal au temps de dérive des électrons dans l'argon liquide, de l'ordre de 400 ns. Le signal de calibration n'est cependant pas triangulaire mais exponentiel ce qui a pour conséquence une légère différence entre les signaux de physique et les signaux de calibration qui nécessite l'introduction d'un facteur de correction lors de la reconstruction de l'énergie. Il est par ailleurs essentiel d'injecter ce signal au plus près de l'électrode de lecture afin de minimiser les différences de chemin entre signal de physique et signal de calibration. La Figure 4.5 représente le schéma électronique du système de calibration [4].

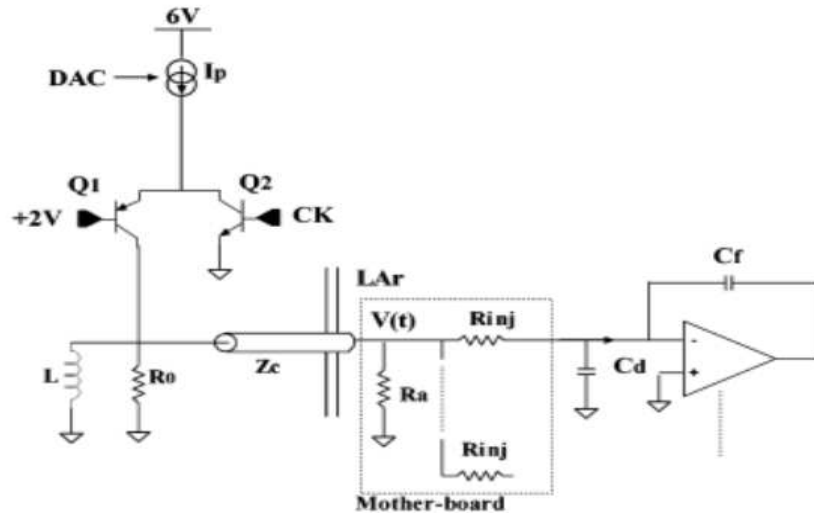


FIG. 4.5 – Schéma de la chaîne électronique de génération du signal de calibration.

Le signal de calibration est généré par les cartes de calibration qui sont situées dans les châssis frontaux au plus près des traversées de câble pour minimiser la longueur des câbles dans l'électronique chaude. Une carte de calibration contenant 128 canaux, ou lignes de calibration, est installée pour chaque traversée de câble. Une ligne de calibration injecte des signaux de calibration dans plusieurs cellules ; le nombre de cellules par canal est variable, de 8 cellules dans les deuxième et troisième compartiments à 32 cellules pour le premier compartiment. Un convertisseur numérique - analogique (DAC) de 16 bits permet de contrôler précisément une source de tension afin de délivrer un signal uniforme, stable et linéaire dont l'intensité I_p est directement proportionnelle à la valeur de DAC imposée (avec une intensité maximale de l'ordre de 100 mA). Par défaut, le transistor Q1 est ouvert et le signal charge une inductance L de résistance r . Lorsqu'un signal de commande ferme le transistor Q2, le courant I_p est délesté à la masse ce qui ferme Q1. L'énergie magnétique stockée dans l'inductance est transférée à la résistance R_0 et au câble de sortie d'impédance Z_c produisant un signal à décroissance exponentiel :

$$V(t) = \frac{R_0}{2} \left((1-f)I_p e^{-\frac{t}{\tau_{exp}}} + f \right) \quad \text{avec} \quad f = \frac{2r}{r+R_0} \quad \text{et} \quad \tau_{exp} = \frac{L}{2R_0+r}. \quad (4.1)$$

On obtient le signal recherché lorsque le temps caractéristique de l'exponentielle τ_{exp} est du même ordre de grandeur que le temps de dérive des électrons. Le signal de calibration ainsi produit dans l'électronique chaude est ensuite transmis aux électrodes par l'intermédiaire d'une résistance d'injection R_{inj} (dont la valeur est connue avec une précision de 0.1%) située sur la carte mère. Afin d'étudier la diaphonie entre cellules adjacentes (*crosstalk*), la configuration des lignes de calibration a été conçue de telle manière que deux cellules adjacentes ne soient pas reliées à la même ligne de calibration.

Entre les prises de données avec les collisions, le système de calibration est mis à profit pour prendre

trois types de données permettant de déterminer les paramètres nécessaires à la reconstruction de l'énergie :

- **Piédestal** : on mesure la réponse de la chaîne d'acquisition lorsqu'aucun signal n'est envoyé. Elles sont utilisées pour déterminer les piédestaux, le bruit moyen de l'électronique et le bruit d'auto-corrélation entre les différents échantillons en temps.
- **Rampe** : on mesure la réponse de l'ADC pour différentes valeurs de DAC. La variation linéaire du courant d'injection en fonction de la valeur de DAC permet de déterminer les facteurs de conversion entre le signal reconstruit en coups ADC et le courant induit par un signal en μA .
- **Retard** : le signal de calibration est injecté avec une valeur fixe de DAC mais avec un délai de 1 ns entre chaque injection ce qui permet de reconstruire précisément la forme du signal d'étalonnage. Ce type de données est utilisé pour déterminer le rapport M_{phys}/M_{cal} qui caractérise la différence entre un signal de physique et un signal de calibration.

En période d'exploitation du LHC, il est prévu d'effectuer une session quotidienne de calibration en ne prenant que des données de calibration de types piédestal et rampe. Une session plus longue est prévue une fois par semaine pour prendre des données retard en plus des deux types de données précédents.

4.4 Les Tower Builder Boards

Comme on l'a vu précédemment, les *Tower Builder Boards* effectuent la dernière étape de sommation des tour de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique. La disposition des 64 TBBs du tonneau et des 28 TBBs de chaque bouchon dans un quadrant est représentée sur la Figure 4.6.

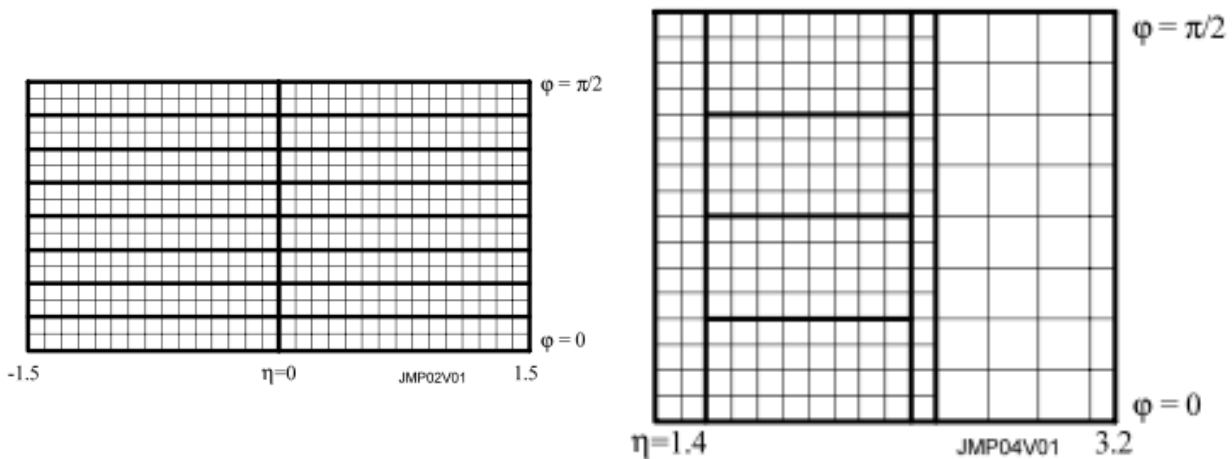


FIG. 4.6 – Arrangement des *Tower Builder Boards* dans le tonneau à gauche et dans les bouchons à droite.

La capacité des cellules du calorimètre, l'impédance des câbles de transmission ainsi que les caractéristiques des composants électroniques de la chaîne électronique du système de déclenchement (préamplificateurs, *Linear Mixers*, LSB) peuvent varier en fonction du compartiment et de la position en η des cellules. Il en résulte une inhomogénéité des caractéristiques des signaux provenant de différents compartiments et de différentes pseudo-rapidités. Le gain et le temps de montée des signaux d'entrée d'une tour de déclenchement sont ainsi inhomogènes. Par ailleurs, la longueur des câbles de transmission diffèrent d'une partie du calorimètre à une autre, introduisant une dispersion du temps d'arrivée en entrée des TBBs des signaux issus des différents compartiments. Avant d'effectuer la sommation, les TBBs doivent par conséquent uniformiser les formes des signaux et les aligner en temps. L'ajustement du temps de montée du signal à 35 ns est effectué grâce à une compensation du pôle zéro effectuée par un circuit RC qui intègre

ou différencie le signal. Le gain est uniformisé avec un facteur d'amplification et les signaux sont alignés en temps grâce à sept lignes de retard ajustables de 0 à 21 ns par pas de 3 ns. La chaîne des corrections apportées aux signaux analogiques est représentée schématiquement sur la Figure 4.7. On peut résumer les trois fonctions essentielles des TBBs de la façon suivante :

- uniformiser et ajuster en temps les signaux d'entrée ;
- sommer les signaux provenant des différents compartiments d'une même tour de déclenchement ;
- transmettre le signal de sortie aux *receivers* situés en USA15.

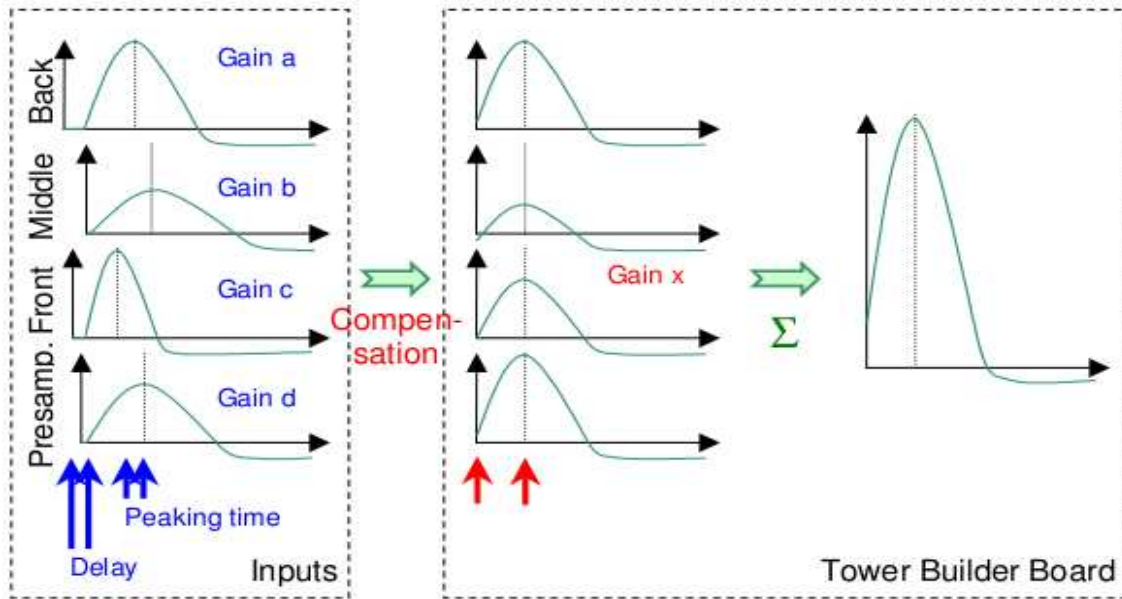


FIG. 4.7 – Représentation schématique des différentes corrections apportées aux signaux des différents compartiments par les TBBs avant sommation.

4.5 Les receivers

La transmission des signaux des TBBs aux *receivers*, situés en salle USA15, est effectuée par câbles, chaque câble de 16 voies transportant 15 tours de déclenchement appartenant à un secteur $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.5 \times 0.1$. La longueur de ces câbles est connue et leur atténuation par rapport à un câble de référence a été mesurée lors de leur installation dans la caverne. La Figure 4.8 montre une nette corrélation entre la longueur des câbles et l'angle azimutal qui s'explique par la disposition circulaire des FECs autour du détecteur. On y voit également que l'amplitude d'un signal transmis par ces câbles est atténuée proportionnellement à la longueur du câble. L'atténuation du signal d'une tour de déclenchement lors de sa transmission dans ces câbles dépend par conséquent de la position en ϕ de la tour. L'atténuation du signal en fonction de l'angle ϕ d'une tour de déclenchement du tonneau est représentée sur la Figure 4.9. La situation est plus complexe pour les bouchons en raison de l'agencement des TBBs (Figure 4.6).

Il donc nécessaire d'appliquer un gain dans les *receivers* pour chaque tour de déclenchement afin de compenser l'atténuation dans les câbles de transmission. Si la compensation de l'atténuation dans les câbles constitue la principale contribution aux gains des *receivers*, ces gains sont déterminés de telle manière à prendre en compte tous les effets susceptibles de modifier le signal lors de son traitement dans la chaîne d'acquisition, de l'électrode de lecture aux *receivers*. Le calcul de ces gains sera détaillé dans la section 4.7.1.

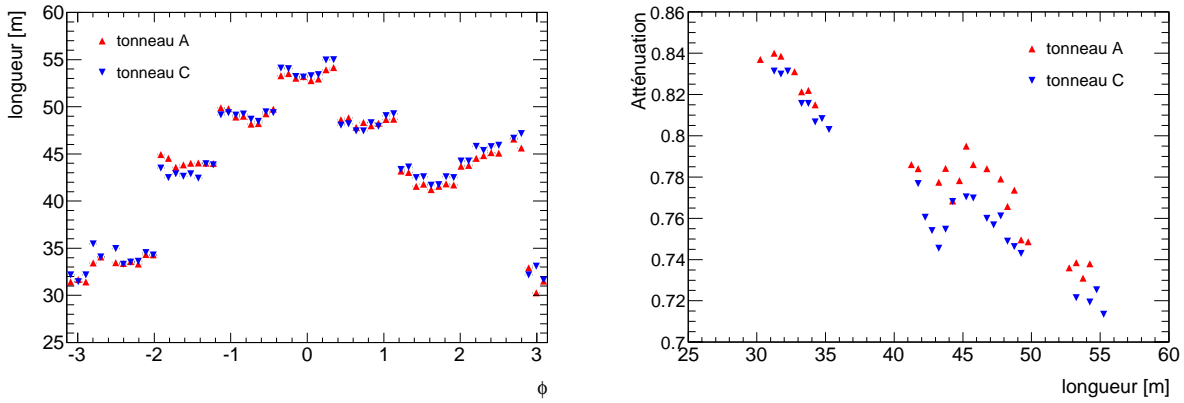


FIG. 4.8 – A gauche : longueur des câbles transmettant le signal des TBBs aux *receivers* en fonction de l'angle ϕ , pour le demi-tonneau A ($\eta > 0$) en rouge et le demi-tonneau C ($\eta < 0$) en bleu. A droite : atténuation des câbles en fonction de la longueur.

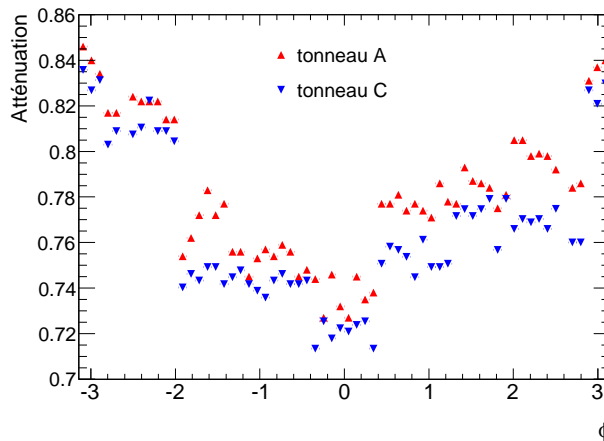


FIG. 4.9 – Atténuation des câbles transmettant le signal des TBBs aux *receivers* en fonction de l'angle ϕ , pour le demi-tonneau A ($\eta > 0$) en rouge et le demi-tonneau C ($\eta < 0$) en bleu.

4.6 Calcul des retards dans les Tower Builder Boards

4.6.1 Introduction

Le temps de vol des particules dans le détecteur et surtout les différences de longueur des câbles de transmission du signal induisent des décalages en temps entre les signaux provenant des différents compartiments d'une même tour de déclenchement à leur entrée dans les *Tower Builder Boards*. Comme on l'a vu précédemment, une des tâches des TBBs est de compenser ces décalages et d'aligner les signaux entre eux avant d'effectuer la sommation. Les TBBs sont par conséquent munies d'un système de lignes à retard qui permet de retarder le signal de chaque compartiment dans un intervalle de 0 à 21 ns par pas de 3 ns. Nous appellerons par la suite un bin, numéroté de 0 à 7, chaque réglage correspondant à un intervalle de retard. Le bin 0 correspond à un retard de 0 ns et le bin 7 à un retard de 21 ns. Un schéma des lignes à retard est représenté sur la Figure 4.10.

Pour les tours de déclenchement du tonneau ($|\eta| < 1.4$) et des bouchons dans l'intervalle $1.5 < |\eta| < 1.8$, qui sont formées à partir de la sommation des signaux provenant de quatre compartiments, quatre valeurs

de retard sont à déterminer. Dans le reste des roues externes des bouchons ($1.8 < |\eta| < 2.5$), il n'y a pas de pré-échantillonneur et donc seulement 3 valeurs de retard sont à déterminer ; pour la roue interne des bouchons ($2.5 < |\eta| < 3.2$) seulement 2. Enfin, le cas particulier de la zone de superposition du tonneau et des bouchons ($1.4 < |\eta| < 1.5$) sera traité séparément. Cette section décrit la méthode utilisée pour déterminer la valeur des retards grâce aux données de calibration et comment en sont déduits les retards à appliquer pour les prises de données de physique avec le LHC.

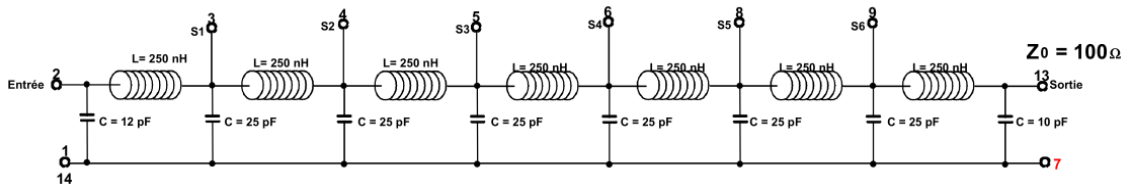


FIG. 4.10 – Représentation schématique des lignes à retard utilisées dans les *Tower Builder Boards*.

4.6.2 Calcul des retards en données de calibration

Description de la prise de données de calibration

Les valeurs des retards (de 0 à 7) pour chaque tour de déclenchement ont été déterminées en procédant à des prises de données de calibration combinées entre le calorimètre électromagnétique et le premier niveau de déclenchement (LAr/L1calo). Ces prises de données ont été effectuées en utilisant le système de calibration du calorimètre à argon liquide avec une configuration spécifique. Pour déterminer la valeur du retard de chaque compartiment d'une tour de déclenchement, il est nécessaire de mesurer le temps d'arrivée dans les TBBs des signaux provenant de chacun de ces compartiments. Cette mesure est réalisée grâce à une prise de donnée de calibration indépendamment pour chacun des quatre compartiments du calorimètre électromagnétique avec le système de calibration configurée de manière à ce que les signaux de calibration soient injectés uniquement dans les cellules du compartiment considéré. Précisons que le signal est injecté simultanément dans toutes les cellules du compartiment afin de se prémunir des effets de diaphonie entre cellules adjacentes. Cet effet est particulièrement important dans le premier compartiment.

La numérisation standard dans les PPM avec cinq échantillons séparés de 25 ns n'étant pas adaptée à une mesure précise du temps d'arrivée des signaux, il est nécessaire de prendre des données de calibration de type retard afin de reconstruire l'intégralité du signal. Ces prises de données (dites phos4) sont effectuées grâce à une puce dans les PPM qui permet de retarder le signal avant la numérisation par pas de 1 ns et ainsi de reconstruire précisément la forme du signal de calibration. Les échantillons étant espacés de 25 ns, la fréquence de l'horloge du LHC, il faut retarder le signal 25 fois par pas de 1 ns pour reconstruire l'intégralité du signal. Les valeurs des DAC utilisées pour prendre ces données de calibration phos4 sont résumées dans la Table 4.1. En raison de la suppression transverse du signal, il est nécessaire d'effectuer une session de calibration spécifique pour le deuxième compartiment de la roue interne des bouchons. Une configuration particulière est également requise dans la région de superposition entre le tonneau et les bouchons ; le traitement de cette région est détaillée dans la section 4.6.3

Sous-détecteur	Compartiment			
	PS	FT	MD	BK
Tonneau	10 000	600	300	600
Bouchons roue externe	4300	1800	600	1800
Bouchons roue interne	-	1800	6000	-

TAB. 4.1 – Valeurs de DAC utilisées lors des prises de données de calibration phos4.

Mesure du temps d'arrivée des signaux

La modification du retard dans la puce phos4 induit un effet parasite qui engendre une fluctuation du piédestal de plusieurs coups ADC comme cela est représenté à gauche sur la Figure 4.11 pour une tour de déclenchement du tonneau (la valeur du DAC a été fixée à 0 pour n'enregistrer que les piédestaux). Les piédestaux ainsi définis sont ensuite soustraits au signal de chaque tour de déclenchement pour reconstruire la forme du signal représentée à droite sur la Figure 4.11.

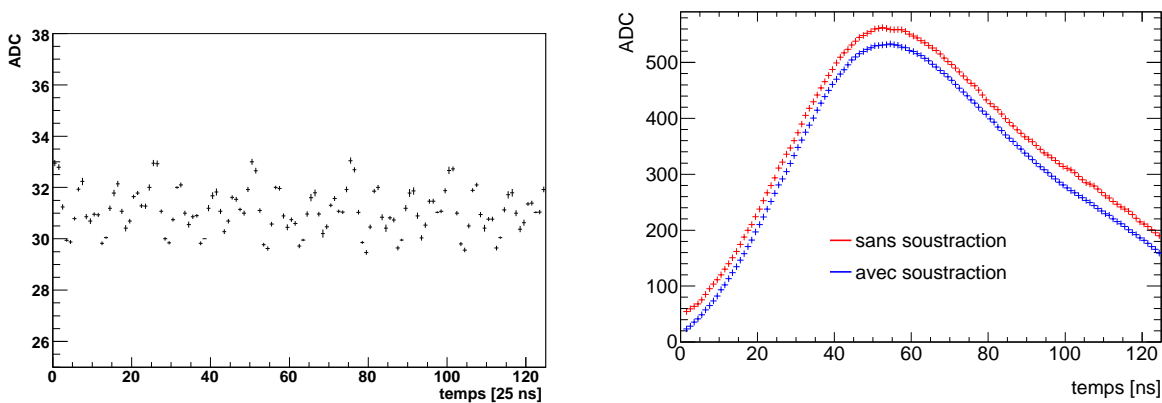


FIG. 4.11 – A gauche : signal obtenu en prise de données phos4 pour une tour de déclenchement du tonneau avec DAC = 0. A droite : signal obtenu en prise de données phos4 pour le premier compartiment d'une tour de déclenchement du tonneau avant (rouge) et après (bleu) soustraction des piédestaux.

L'intégralité du signal est ajustable par la somme d'une gaussienne et d'une fonction de Landau comme cela est représenté à gauche sur la Figure 4.12. Cet ajustement n'est cependant pas optimal pour la détermination de la position du pic du signal qui est effectuée avec un ajustement parabolique autour du maximum reconstruit du signal. L'intervalle utilisé est $[max - 15; max + 10]$; cet intervalle est asymétrique en raison de l'asymétrie de la forme du signal. Un exemple de signal ajusté avec une parabole est représenté à droite sur la Figure 4.12.

Une première vérification qui peut être effectuée avant de calculer les retards consiste à contrôler la stabilité en temps de la chaîne d'acquisition du L1calo. En analysant deux prises de données de calibration phos4 à quelques semaines d'intervalle, on peut vérifier que le pic du signal de chaque tour de déclenchement est reconstruit avec le même temps. La Figure 4.13 représente la différence en temps des signaux reconstruits à trois semaines d'intervalle avec tous les retards dans les TBBs fixés à 7. On constate une très faible dispersion en comparaison à la granularité de chaque bin de retard (3 ns).

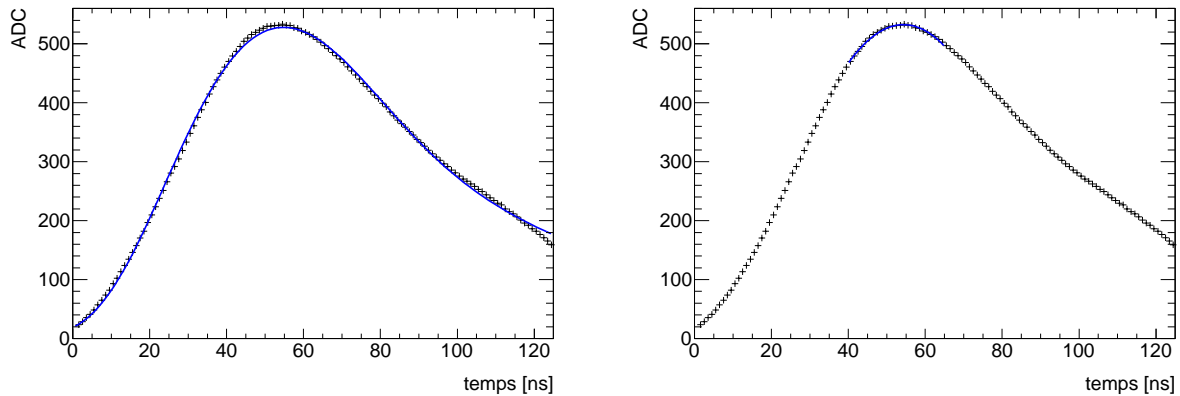


FIG. 4.12 – A gauche : signal ajusté par la superposition d’une gaussienne et d’une fonction de Landau. A droite : signal ajusté par une parabole.

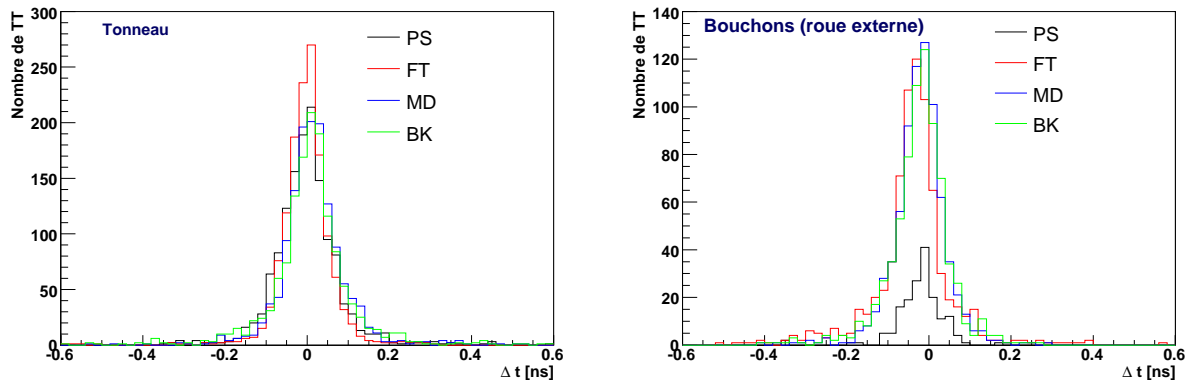


FIG. 4.13 – Différence en ns entre les maxima des signaux reconstruits à trois semaines d’intervalle avec des retards fixés à 7 dans les TBB. Les quatre compartiments sont représentés, à gauche pour le tonneau et à droite pour les roues extérieures des bouchons.

Étalonnage des lignes à retard

La valeur du retard induit par chaque ligne de retard des TBBs peut être mesurée en effectuant plusieurs sessions de calibration, chacune avec une valeur différente du retard chargé dans les TBB. Les différents compartiments n’étant pas alignés en temps, ces prises de données de calibration ne peuvent s’effectuer qu’indépendamment pour chaque compartiment. Une première série de prise de données de calibration a ainsi été effectuée pour le second compartiment du calorimètre électromagnétique : une première prise de donnée avec tous les retards des TBBs chargés dans le bin 0, puis une seconde avec tous les retards chargés dans le bin 1 et enfin une dernière prise de données avec les retards chargés dans le bin 7. La différence de temps entre la première prise de données et les deux suivantes est représentée sur la Figure 4.14. On constate sur la figure de gauche que le retard induit entre le bin 0 et le bin 1 est d’environ 3 ns. On vérifie alors sur la figure de droite qu’il y a environ 20 ns entre le bin 0 et le bin 7. Les retards entre compartiments par tour de déclenchement seront par conséquent calculés en utilisant un pas de 3 ns entre chaque bin. Précisons que les quelques tours de déclenchement visibles dans le bin 0 de chaque figure, pour lesquelles la variation du retard dans les TBBs n’a pas été effectuée, sont situées dans une TBB défectueuse dans laquelle il n’est pour l’instant pas possible de charger les retards. Par ailleurs, on vérifie sur ces figures que la dispersion des lignes à retard est faible. On suppose par conséquent que l’étalonnage pour les trois autres compartiments est identique à celui obtenu pour le second compartiment.

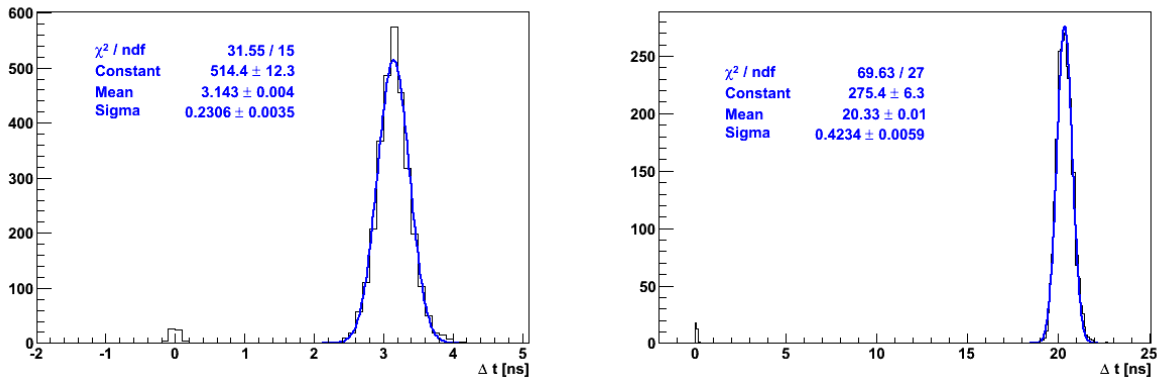


FIG. 4.14 – A gauche : différence de temps en ns entre le bin 0 et le bin 1. A droite : différence de temps en ns entre le bin 0 et le bin 7.

Détermination des retards

Les retards des TBBs sont déterminés à partir de prises de données de calibration phos4 avec tous les retards des TBBs réglés sur le bin 7 qui correspond au fonctionnement optimal des TBB. Une prise de données est effectuée pour chacun des quatre compartiments du calorimètre électromagnétique ; une prise de donnée supplémentaire est effectuée pour le deuxième compartiment avec une valeur de DAC plus élevée afin de compenser la suppression en énergie transverse dans la roue interne des bouchons. L'alignement en temps est effectué par rapport au second compartiment où est déposée la majeure partie de l'énergie des gerbes électromagnétiques. Les TBBs ayant un fonctionnement plus stable avec un retard dans le bin 7 plutôt que dans le bin 0, on minimise le nombre de retards dans le bin 0 en calculant les retards de manière à ce que le compartiment nécessitant d'être le plus retardé ait un retard dans le bin 7. Une fois les retards déterminés, on reprend une série de données de calibration avec ces retards chargés dans les TBBs afin de vérifier l'alignement en temps des différents compartiments pour chaque tour de déclenchement. La Figure 4.15 montre les signaux de chaque compartiment pour une tour de déclenchement du tonneau, ainsi que l'ajustement parabolique à partir duquel est extrait le temps du pic du signal, pour deux sessions de calibration : à gauche avant l'alignement (tous les retards sont chargés dans le bin 7) et à droite après alignement (avec les retards précédemment calculés chargés dans les TBB).

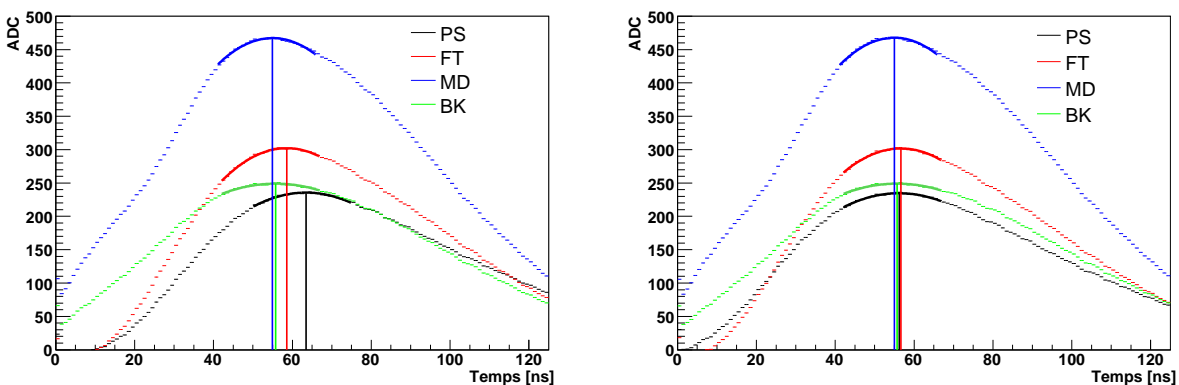


FIG. 4.15 – Signal de chaque compartiment d'une tour de déclenchement du tonneau avant (gauche) et après (droite) alignement.

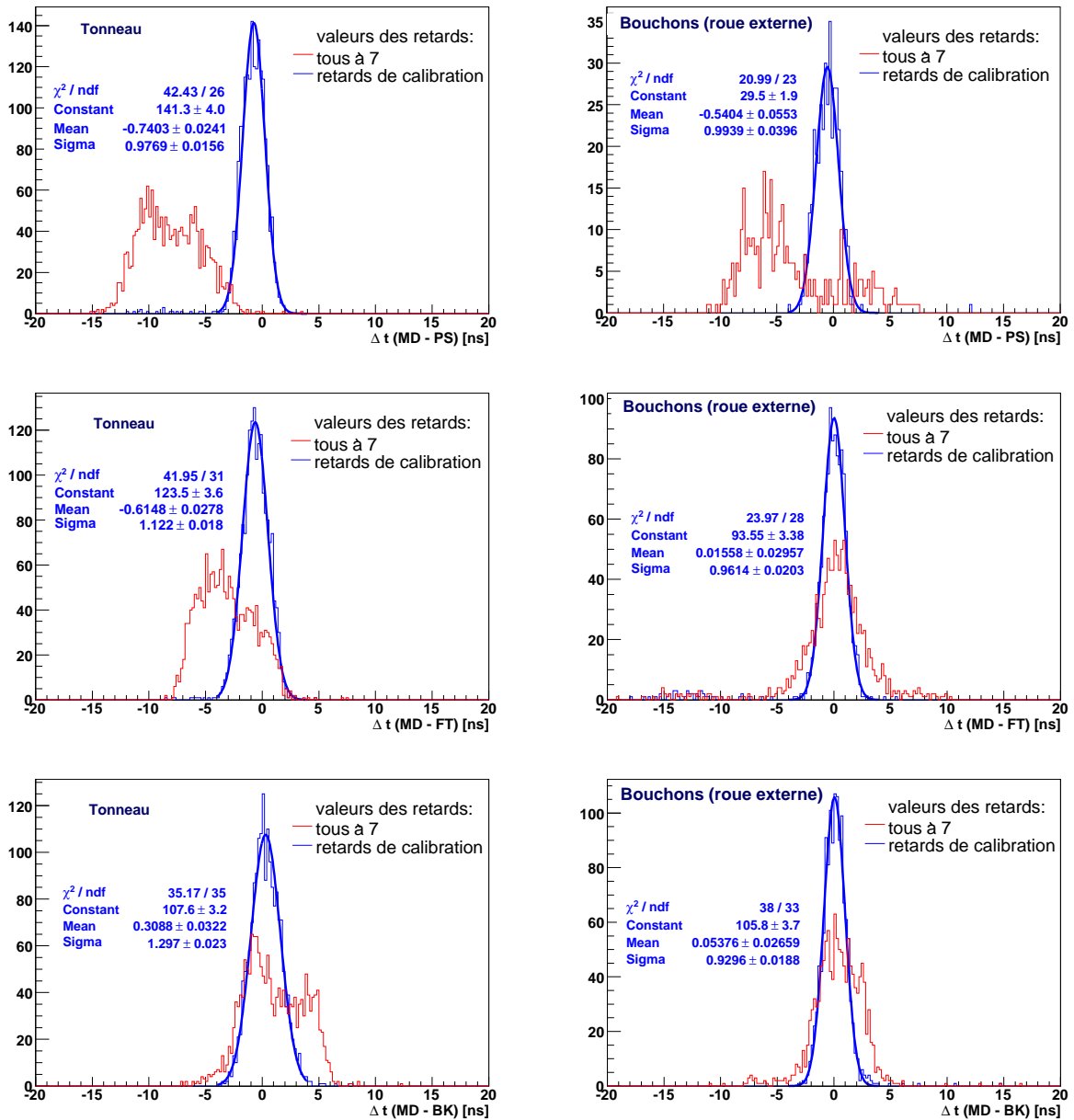


FIG. 4.16 – Différence de temps en ns entre le compartiment central (MD) et les trois autres compartiments, avant (rouge) et après alignement (bleu), dans le tonneau (gauche) et les roues externes des bouchons (droite).

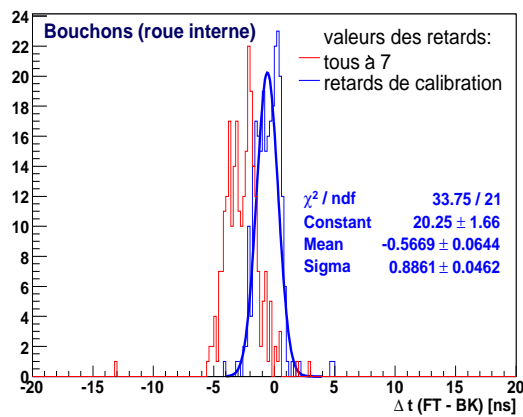


FIG. 4.17 – Différence de temps en ns entre le compartiment central (MD) et le compartiment avant (FT), avant (rouge) et après alignement (bleu), dans les roues internes des bouchons.

On vérifie que l'alignement fonctionne sur la Figure 4.16 qui représente la différence en temps entre les signaux du compartiment central et les signaux des trois autres compartiments. La moyenne de l'ajustement gaussien est proche de 0 et la largeur à mi-hauteur proche de 1 ce qui est satisfaisant. Le résultat pour les roues internes des bouchons est représenté sur la Figure 4.17. Puisqu'il n'y a que deux compartiments dans cette région, seule la différence en temps entre les compartiments avant et central est représentée ; le résultat est également satisfaisant.

4.6.3 Cas de la superposition entre tonneau et bouchons

Dans la zone de superposition entre le tonneau et chacun des deux bouchons située en $1.4 < |\eta| < 1.5$, les tours de déclenchement sont constituées à partir de la somme de deux demi-tours :

- l'une dans le tonneau composée de trois compartiments : le pré-échantillonneur, le premier compartiment et le second compartiment ;
- l'autre dans les bouchons composée de deux compartiments : les deuxième et troisième compartiments.

Chaque demi-tour est reconstruite individuellement dans leur TBB respective. Il est à noter que pour les bouchons, les deux compartiments, central et arrière, sont câblés dans les TBBs respectivement en tant que avant et central. Les signaux analogiques de ces demi-tours sont ensuite envoyés dans deux *receivers* distincts en USA 15. La demi-tour en provenance du tonneau est finalement acheminée jusqu'au *receiver* du bouchon par un câble *octopus* où elle est sommée avec la demi-tour du bouchon pour former la tour de déclenchement complète.

Deux types d'alignement en temps doivent par conséquent être effectués pour les tours de déclenchement dans cette région : l'alignement entre les compartiments de chaque demi-tour et l'alignement global entre les deux demi-tours.

4.6.4 Calcul des retards pour les données de physique

Le chemin parcouru par un signal de physique diffère de celui d'un signal de calibration puisqu'il n'inclue pas dans les câbles de calibration qui relient les cartes de calibration aux points d'injection. A ces effets de longueur de câble s'ajoute le temps de vol des particules dans le détecteur pour atteindre les compartiments successifs du calorimètre. Il est par conséquent nécessaire d'adapter les retards précédemment

calculés pour prendre en compte ces différences et effectuer l’alignement en temps des différents signaux d’entrée dans les TBBs pour les prises de données de physique.

Le calcul de la différence de temps de propagation entre un signal de physique et un signal de calibration a déjà été effectué pour le calorimètre électromagnétique et est décrit dans la note [5]. Le temps d’arrivée d’un signal de calibration est d’abord mesuré à partir de sessions de calibration de type retard, la reconstruction intégrale du signal permettant une mesure précise du temps d’arrivée. Pour chaque cellule du calorimètre, les caractéristiques de la chaîne de lecture sont ensuite utilisées pour en déduire le temps d’arrivée d’un signal de physique à partir de la relation :

$$t_{phys} = t_{calib} - L_{calib} \times v_{calib} + TOF + \Delta TTC, \quad (4.2)$$

où :

- t_{calib} est le temps d’arrivée d’un signal de calibration mesuré dans les données de calibration ;
- L_{calib} et v_{calib} sont respectivement la longueur du câble de calibration et l’inverse de la vitesse de propagation dans le câble ($v_{calib} = 5.5 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$) ;
- TOF est le temps de vol de la particule du point d’interaction jusqu’à la cellule du calorimètre ;
- ΔTTC provient du système de déclenchement.

Pour chaque tour de déclenchement, les différences de temps $\Delta t = t_{phys} - t_{calib}$ entre un signal de physique et un signal de calibration sont obtenues indépendamment pour les différents compartiments en moyennant les valeurs de Δt pour toutes les cellules du compartiment considéré .

La validité de ces retards de physique n’a pas encore pu être vérifiée avec des données de collisions. Une manière de tester le bon alignement des signaux issus des différents compartiments dans les TBBs consiste à accumuler des données de physique en activant successivement un seul des quatre compartiments du calorimètre. La mesure du temps d’arrivée de ces signaux dans le L1calo pour ces quatre prises de données permettrait ainsi de vérifier le bon alignement en temps des différents compartiments au niveau des TBB.

4.7 Performances du premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique

4.7.1 Performances avec les rayons cosmiques

Dans l’attente des premières collisions avec le LHC, le détecteur ATLAS a effectué des prises de données de rayons cosmiques afin de préparer le démarrage du LHC et tester les performances de chaque sous-détecteur. Durant les deux périodes de longues prises de données qui ont eu lieu en septembre-octobre 2008 puis en juin-juillet 2009, plus de 300 millions d’évènements ont ainsi été enregistrés. Cependant, peu de muons ont une perte d’énergie catastrophique dans le calorimètre et l’étude du système de déclenchement n’est possible que pour des énergies très inférieures au seuil de saturation. Nous allons dans cette section étudier les performances du L1calo avec les évènements issus de rayons cosmiques enregistrés en juin-juillet 2009 en comparant l’énergie reconstruite dans le L1calo avec l’énergie reconstruite dans la voie de lecture principale du calorimètre électromagnétique (noté LAr *readout* par la suite).

Les données utilisées pour l’étude des performances du L1calo présentées ici (données de rayons cosmiques et de calibration) ont été prises avec les retards dans les TBBs fixés à 7. Par ailleurs, les muons cosmiques ne sont pas synchrones avec l’horloge du LHC. Il en résulte que l’alignement en temps du L1calo, à la fois dans les TBBs et dans les PPMs, n’est pas optimisé. Nous utiliserons par conséquent dans cette section une formule spécifique de reconstruction de l’énergie dans le L1calo pour compenser au

mieux ce déphasage et nous n'étudierons par conséquent que la partie analogique du L1calo. Les performances de la chaîne de lecture complète du L1calo seront étudiées par la suite avec des événements issues des collisions.

Reconstruction de l'énergie dans le LAr readout

Une méthode de filtrage optimal (OFC pour *Optimal Filtering Coefficients*) est utilisée pour reconstruire l'amplitude A du signal d'ionisation en minimisant la contribution du bruit électronique et de l'empilement :

$$A = \sum_{i=1}^{N_{ech}} a_i (ADC_i - p). \quad (4.3)$$

Pour les cellules ayant un dépôt d'énergie suffisant, on calcule également le temps d'arrivée τ du signal (en ns) :

$$A\tau = \sum_{i=1}^{N_{ech}} b_i (ADC_i - p), \quad (4.4)$$

où N_{ech} est le nombre d'échantillons (5 étant le nombre d'échantillons par défaut), ADC_i la nombre de coups ADC dans le $i^{\text{ième}}$ échantillon, a_i et b_i les coefficients de filtrage optimal qui sont déterminés à partir des données de calibration et p le piédestal, également extrait des données de calibration.

L'énergie en MeV déposée dans le calorimètre est ensuite calculée en utilisant la relation :

$$E_{cell} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \times F_{DAC \rightarrow \mu A} \times \frac{1}{\frac{M_{phys}}{M_{cal}}} \times G \times A. \quad (4.5)$$

Le gain des cellules G est calculé à partir de données de calibration de type rampe pour lesquelles on mesure la réponse d'une cellule à un signal d'injection connu. Il correspond ainsi à une conversion ADC vers DAC. Trois valeurs de gain linéaire sont utilisées avec un rapport de 1/10/100 afin de couvrir un intervalle en énergie allant du bruit électronique jusqu'à 3 TeV. Le facteur $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ effectue ensuite la conversion des coups DAC dans les cartes de calibration en μA . Sa valeur dépend directement des caractéristiques des cartes de calibration. La conversion finale de μA en MeV est effectuée par le facteur $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ qui caractérise la fraction d'échantillonnage du calorimètre et inclut les corrections dues aux hautes tensions qui ne sont pas à leur valeur nominale ; il est estimé à partir de simulations et de données prises en faisceau test. Le facteur M_{phys}/M_{cal} qui intervient dans le calcul de l'énergie est un terme correctif dû à la réponse de la chaîne électronique de lecture qui diffère entre un signal de physique et un signal de calibration en raison de la décroissance exponentielle et non linéaire du signal de calibration.

Pour chaque tour de déclenchement, l'énergie dans le LAr readout est calculée comme la somme de l'énergie déposée dans chaque cellule appartenant à la tour :

$$E^{LAr} = \sum_{i=0}^{N_{cellule}} E_i^{cellule}. \quad (4.6)$$

L'énergie transverse déposée dans le LAr readout est ensuite calculée suivant :

$$E_T^{LAr} = E^{LAr} \times \sin \theta_{TT}, \quad (4.7)$$

où θ_{TT} est l'angle polaire de la tour de déclenchement par rapport à l'axe du faisceau.

Reconstruction de l'énergie dans le L1calo

Le premier niveau du système de déclenchement, conçu pour fonctionner de manière synchrone avec l'horloge du LHC, possède une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz. Les muons cosmiques traversant

le détecteur de manière aléatoire, ils ne sont pas synchrones avec l'horloge du LHC et il est impossible d'ajuster en temps le signal sur la fréquence d'échantillonnage. Il en résulte une sous-estimation systématique de l'énergie dans le L1calo et une dégradation de la résolution du L1calo par rapport au LAr *readout*. Afin de limiter ce biais et se rapprocher des conditions de fonctionnement standard du détecteur, le pic du signal, en coups d'ADC, est reconstruit à partir d'un ajustement polynomial du second degré sur trois des cinq échantillons : le troisième échantillon, un signal issu d'une collision du LHC étant ajusté en temps pour piquer au troisième échantillon, et les 2 échantillons adjacents, c'est-à-dire le deuxième et le quatrième. L'ajustement parabolique n'est cependant qu'une approximation et il subsiste un biais dans la reconstruction de l'énergie qui dépend de la position du pic de la parabole. Afin d'estimer ce biais, et ainsi déterminer un facteur de compensation, on utilise des données de calibration combinée LAr/L1calo de type phos4 pour lequel le signal du L1calo est reconstruit avec un intervalle de 1 ns entre chaque échantillon. Le biais induit par l'ajustement polynomial dépendant directement du déphasage du troisième échantillon par rapport au maximum du signal, la fonction de correction est déterminée en calculant le rapport entre le maximum du signal et le maximum de l'ajustement parabolique, en faisant varier la phase de l'échantillonnage de -13 ns à +13 ns autour du pic du signal. Un exemple de pulse reconstruit à partir d'une prise de données phos4 est montré à gauche sur la Figure 4.18. Cinq déphasages y sont représentés avec des couleurs et des formes différentes. La figure de droite montre la fonction de correction qui est appliquée à l'énergie reconstruite dans le L1calo en fonction de la position du maximum de la parabole. L'asymétrie dans la distribution résulte de l'asymétrie du pulse. L'énergie d'une tour de déclenchement est ainsi reconstruite suivant la

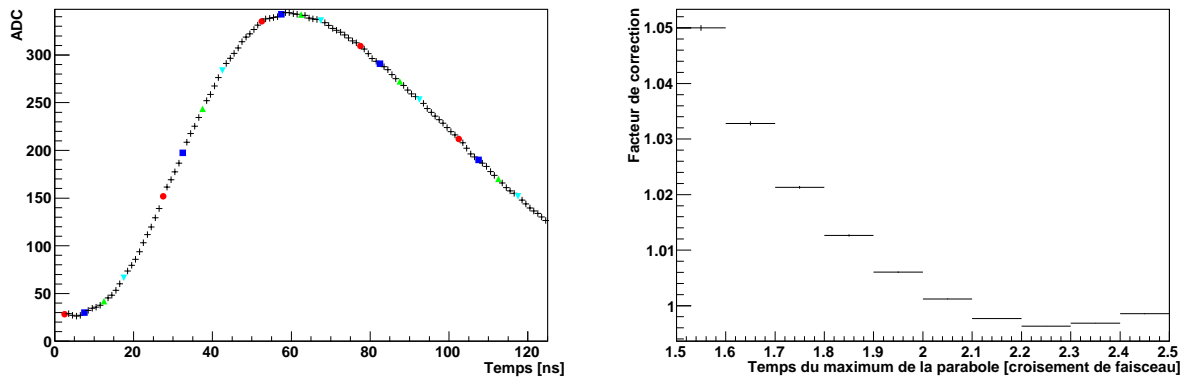


FIG. 4.18 – Gauche : Signal reconstruit dans le L1calo à partir de données de calibration phos4. Chaque couleur et marqueur représente un déphasage du signal autour du maximum. Droite : la fonction de correction appliquée à l'énergie reconstruite dans le L1calo en fonction de la position du maximum de la parabole (1 unité = 25 ns).

formule :

$$E_T^{L1} = g_R \times F_{ADC \rightarrow GeV}^{L1} \times f_t(ADC_{max}^{L1} - p), \quad (4.8)$$

où ADC_{max}^{L1} est le maximum de la parabole, f_t la fonction de correction précédemment décrite, p est le piédestal de la tour de déclenchement, $F_{ADC \rightarrow GeV}^{L1} = 4$ est le facteur de conversion entre le nombre de coups ADC et l'énergie transverse (1024 coups ADC correspondant à 256 GeV), et g_R est le gain du *receiver*.

Calcul des gains des receivers

Cette section décrit le calcul des gains des *receivers* qui a été effectué en juin 2009. Ce sont ces gains qui seront utilisés dans la suite de ce chapitre pour étudier les performances du système de déclenchement avec les rayons cosmiques. La procédure de détermination et de validation de ces gains a depuis été automatisée et les prises de données avec les premières collisions ont été faites avec les gains issus des dernières données de calibration chargés dans les *receivers*.

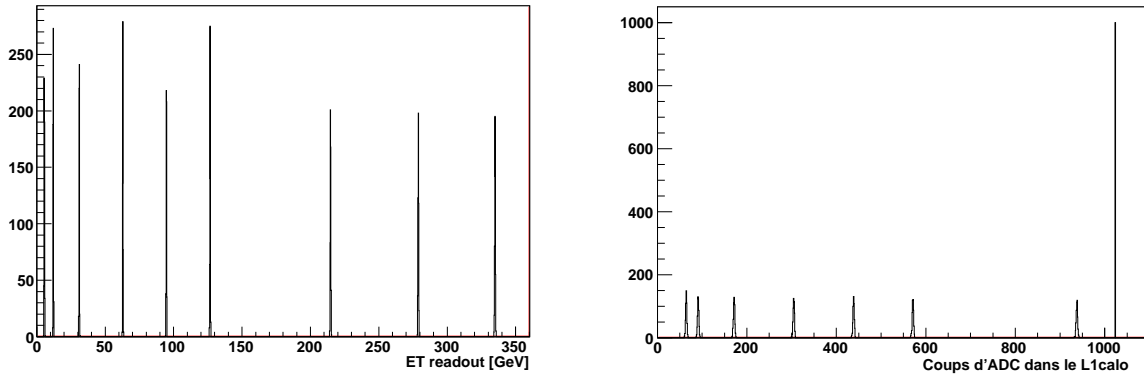


FIG. 4.19 – A gauche : Energie transverse d’une tour de déclenchement reconstruite par la chaîne d’acquisition du calorimètre électromagnétique pour les 9 valeurs de DAC. A droite : les coups ADC correspondants dans le L1calo.

Les gains des *receivers* sont déterminés à partir de prises de données de calibration combinées LAr/L1calo de type rampe pour lesquels les gains des *receivers* sont fixés à 1. Les cartes de calibration sont programmées pour envoyer un signal de calibration à toutes les cellules du calorimètre pour 9 valeurs différentes de DAC, avec 500 évènements par valeur de DAC. Les valeurs de DAC ont été choisies pour couvrir l’intervalle d’acceptance en énergie du L1calo, de 0 à 256 GeV, et vérifier le comportement du L1calo au-delà de la saturation à 256 GeV. La Figure 4.19 représente l’énergie reconstruite dans le calorimètre électromagnétique (à gauche) et le nombre de coups ADC correspondant dans le L1calo (à droite) dans une tour de déclenchement du tonneau pour les 9 valeurs de DAC. On voit sur la figure de gauche que les 2 valeurs de DAC simulant un dépôt d’énergie supérieur à 256 GeV dans le calorimètre électromagnétique sont bien numérisées dans le canal 1024 de l’ADC du L1calo en raison de la saturation du L1calo.

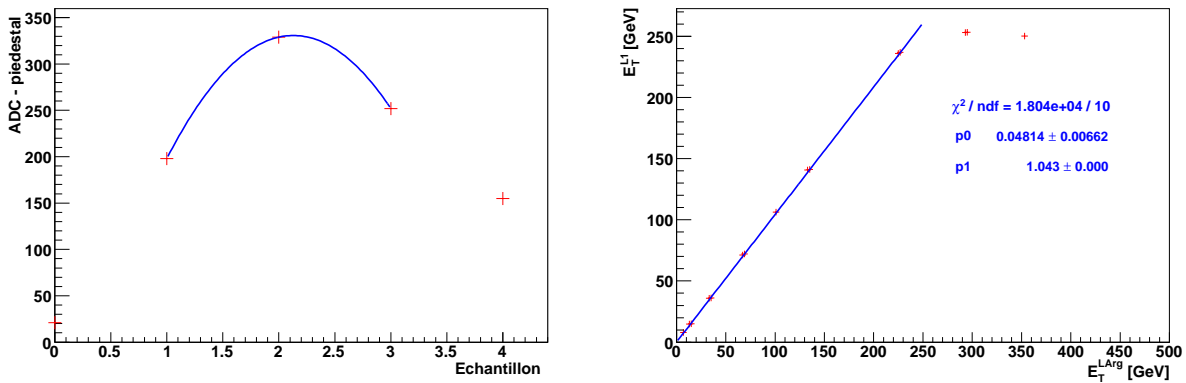


FIG. 4.20 – A gauche : exemple de signal pour une tour de déclenchement du tonneau avec l’ajustement parabolique. A droite : énergie transverse d’une tour de déclenchement reconstruite dans le L1calo en fonction de l’énergie transverse reconstruite par la chaîne d’acquisition du calorimètre électromagnétique pour les 9 valeurs de DAC. Un ajustement linéaire permet de déterminer la pente de la corrélation.

L’énergie transverse dans le LAr *readout* est reconstruite selon la relation (4.7) et l’énergie correspondante dans le L1calo est reconstruite avec la formule (4.8). La Figure 4.20 (gauche) montre un exemple d’ajustement parabolique pour reconstruire l’énergie transverse d’une tour de déclenchement dans le L1calo. La figure de droite représente l’énergie transverse ainsi reconstruite pour une tour de déclenchement en fonction de l’énergie transverse reconstruite par la chaîne d’acquisition du calorimètre électromagnétique.

On obtient une corrélation linéaire, ajustable avec une droite, jusqu'à une énergie d'environ 256 GeV au-delà de laquelle on observe la saturation du L1calo.

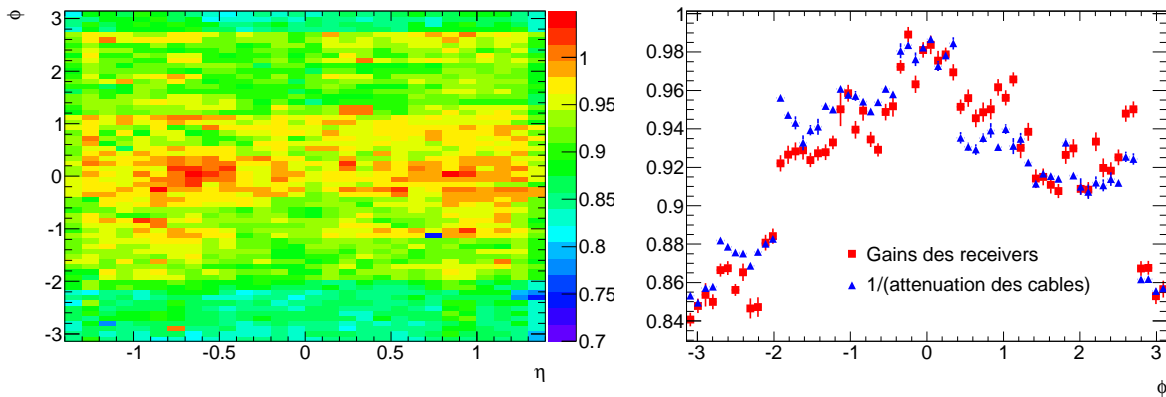


FIG. 4.21 – A gauche : gains des *receivers* pour le tonneau. A droite : gain des *receivers* (carrés rouges) et facteur inverse d'atténuation du signal dans les câbles (triangles bleus) en fonction de la position des tours de déclenchement en ϕ . La valeur indiquée dans chaque bin en ϕ correspond à la valeur moyenne des tours de déclenchement présentes dans ce bin.

Pour chaque tour de déclenchement, le gain que l'on doit appliquer aux *receivers* est calculé à partir de la corrélation de manière à avoir :

$$g_R \equiv \frac{E_T^{LAr}}{E_T^{LI}}. \quad (4.9)$$

Ils sont par conséquent l'inverse de la corrélation. La carte de ces gains est représentée pour le tonneau à gauche sur la Figure 4.21. La figure de droite montre la dépendance de ces gains en ϕ pour le tonneau (carrés) ainsi que l'inverse de l'atténuation du signal dans les câbles de transmission qui envoient le signal des *Tower Builder Boards* aux *receivers* situés en USA15 (triangles). On constate sur cette figure que les gains calculés se superposent avec la distribution de l'inverse de l'atténuation ce qui montre que l'atténuation du signal dans les câbles de transmission est l'effet dominant dans la correction apportée au signal par les gains des *receivers*.

Sélection des évènements cosmiques

Cette analyse a été effectuée à partir de DPDs dans la *stream* CALOCOMM qui sélectionne les évènements avec un gros dépôt d'énergie dans le calorimètre ; 39 sessions de prises de données pour un total de 862 829 évènements ont été utilisées.

Afin de s'affranchir du bruit et étudier des évènements aux caractéristiques similaires à celles des évènements issus de collisions, la sélection est effectuée de manière à ne conserver que les tours de déclenchement contenant un dépôt d'énergie dû au passage d'un muon cosmique. Les muons cosmiques traversant de part en part le détecteur, les traces reconstruites dans le détecteur interne sont extrapolées dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique dans les deux directions. La distance dans le plan η - ϕ entre chaque tour de déclenchement ayant une énergie reconstruite dans le L1calo d'au moins 2 GeV et la trace la plus proche est représentée sur la Figure 4.22. On distingue sur cette figure la granularité d'une tour de déclenchement dans le tonneau, à savoir $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Afin de ne conserver que les tours de déclenchement traversées par un muon cosmique et ainsi s'affranchir du bruit électronique, on sélectionne uniquement les tours de déclenchement situées à proximité d'une trace. La sélection s'effectue grâce à une coupure sur la distance angulaire entre la tour de déclenchement et l'extrapolation dans le second compartiment de la trace la plus proche, on requiert : $\Delta\eta < 0.1$ et $\Delta\phi < 0.1$. Cette coupure entraîne une

perte importante d'efficacité, puisque seules 8059 tours de déclenchement sont conservées, mais elle est nécessaire pour s'assurer qu'on ne regarde que des tours dont l'énergie reconstruite provient d'une perte catastrophique d'énergie d'un muon cosmique, qu'elle soit due à la création de paire e^+e^- ou à l'énergie d'ionisation déposée par les photons du bremsstrahlung radiés par un muon.

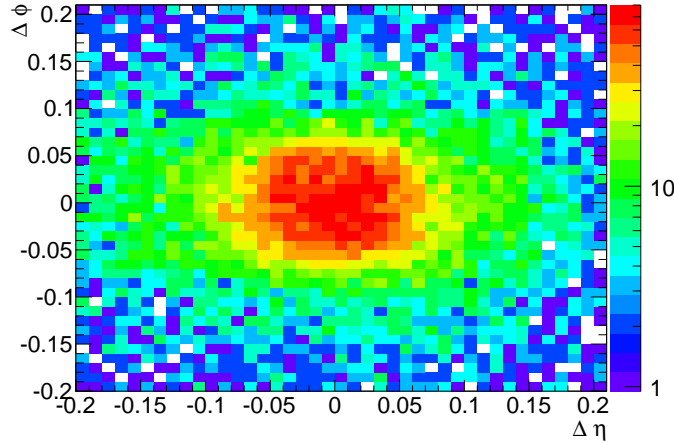


FIG. 4.22 – Distance entre chaque tour de déclenchement ayant $E_T^{L1} \geq 2$ GeV et la trace la plus proche.

L'énergie transverse dans le LAr *readout* des tours de déclenchement sélectionnées est reconstruite comme la somme de l'énergie de chaque cellule de la tour multipliée par le facteur de conversion en énergie transverse selon la formule (4.7). Puisque l'on souhaite ici estimer la résolution en énergie du L1calo, l'énergie du LAr *readout* est considérée comme l'énergie de référence. Ce choix est par ailleurs justifié par le fait que la reconstruction est plus précise dans le LAr *readout* que dans le L1calo. La coupure en énergie dans le LAr *readout* est fixée à 3 GeV ce qui correspond au seuil de déclenchement du L1calo. Les tours de déclenchement comportant des cellules reconstruites avec un gain bas ou moyen sont également rejetées, la reconstruction en énergie dans le LAr *readout* des rayons cosmiques, asynchrones par rapport à l'horloge du LHC, n'ayant été optimisée que pour le gain haut. Précisons également que les tours de déclenchement correspondant à une FEB désactivée dans le LAr *readout* sont exclus de l'analyse. A cette étape de la sélection, 7175 tours de déclenchement sont conservées.

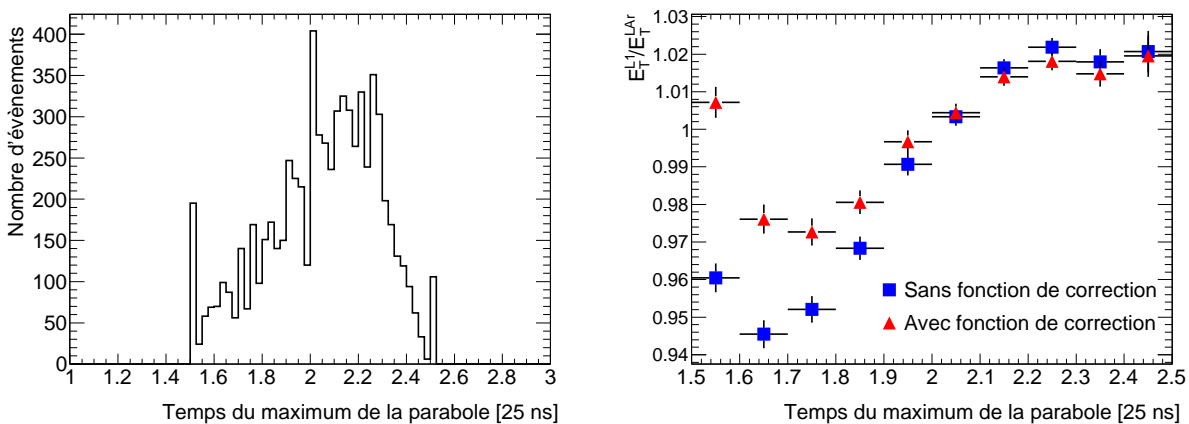


FIG. 4.23 – A gauche : temps du maximum de la parabole (en unités de croisement de faisceaux). A droite : rapport entre l'énergie transverse reconstruite dans le L1calo et l'énergie transverse du LAr *readout* en fonction du temps du maximum de la parabole, sans (carrés bleu) et avec (triangles rouges) la fonction de correction.

L'énergie des tours de déclenchement dans le L1calo est calculée selon la formule 4.8. Puisque les données cosmiques ont été prises avec les gains chargés à 1 dans les *receivers*, les gains g_R dont le calcul est décrit dans le paragraphe précédent sont appliqués par un traitement différé dans l'analyse (*offline*). Le piédestal de chaque tour de déclenchement est récupéré dans la base de données (ils sont extraits des données de calibration). L'extraction des piédestaux avec les événements de rayons cosmiques a également été effectuée en reconstruisant l'énergie dans le L1calo pour les tours de déclenchement sans dépôt d'énergie, puis en ajustant la distribution obtenue avec une gaussienne. On a ainsi pu vérifier la stabilité au cours du temps des piédestaux reconstruits dans les données de rayons cosmiques et leur concordance avec les piédestaux extraits de la base de données. Un signal synchrone avec l'horloge du LHC a son maximum au troisième échantillon (qui sont numérotés de 0 à 4); afin de rejeter les événements cosmiques trop asynchrones, on ne conserve que les tours de déclenchement pour lesquelles le maximum de la parabole se situe dans l'intervalle $[1.5, 2.5]$. La distribution en temps du maximum de la parabole ajustée pour les tours de déclenchement sélectionnées est représentée à gauche sur la Figure 4.23. La figure de droite montre la dépendance en la position du maximum de la parabole du rapport $\frac{E_T^{L1}}{E_T^{LAr}}$ sans (en carrés bleus) et avec (en triangles rouges) la fonction de correction représentée à droite sur la Figure 4.18. On vérifie que la fonction de correction atténue nettement la dépendance en temps du rapport sans toutefois la supprimer.

A la fin de la sélection, 7083 tours de déclenchement sont conservées. La distribution en énergie transverse dans le LAr *readout* des tours de déclenchement sélectionnées est représentée à gauche sur la Figure 4.24. L'allure de la distribution résulte du format de données utilisé (DPD *stream* CALOCOMM) qui pré-sélectionne les événements avec un grand dépôt d'énergie dans le calorimètre et ne conserve qu'une partie des événements ayant seulement passé le seuil du L1calo à 3 GeV. La figure de droite représente la distribution spatiale de ces tours de déclenchement dans le plan η - ϕ du tonneau. La répartition des événements dans la partie centrale de chaque hémisphère résulte de l'utilisation des traces dans le détecteur interne pour la sélection des muons cosmiques.

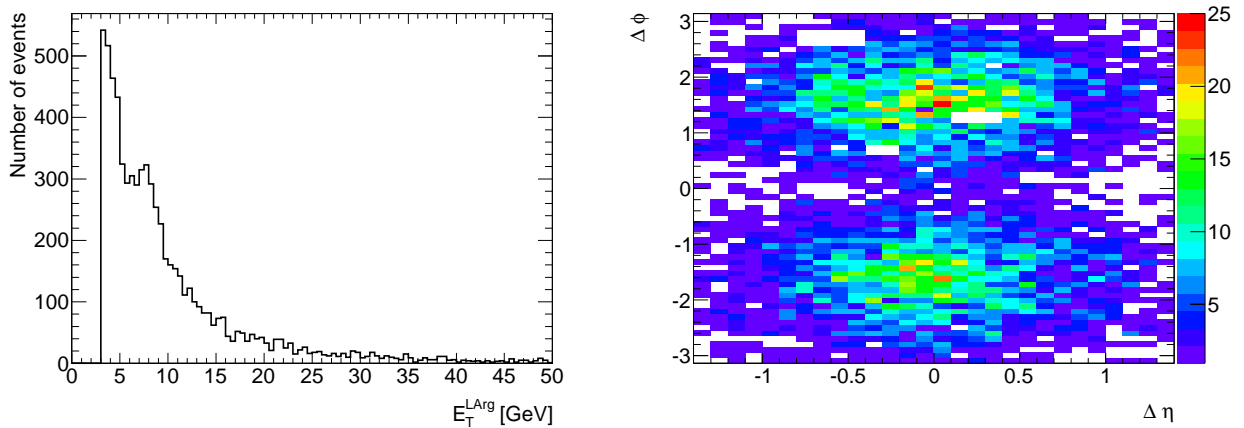


FIG. 4.24 – A gauche : Distribution de l'énergie transverse dans le LAr *readout* des tours de déclenchement sélectionnées. A droite : Distribution spatiale des événements sélectionnés dans le tonneau.

Corrélation et résolution

La corrélation entre l'énergie transverse reconstruite dans le L1calo et dans le LAr *readout* est représentée à gauche sur la Figure 5.5. La résolution du L1calo par rapport au LAr *readout* est calculée pour six intervalles en énergie transverse dans le LAr *readout* : $[3,4]$, $[4,6]$, $[6,9]$, $[9,13]$, $[13,21]$ et $[21,250]$ GeV, avec respectivement 1059, 1514, 1779, 1186, 866 et 679 événements. La valeur de l'énergie transverse reconstruite dans le LAr *readout* est calculée comme l'énergie moyenne dans chaque intervalle. Le rapport E_T^{L1}/E_T^{LAr} est ajustée par une gaussienne pour chaque intervalle, la résolution étant le rapport entre la

largeur et la moyenne de la gaussienne.

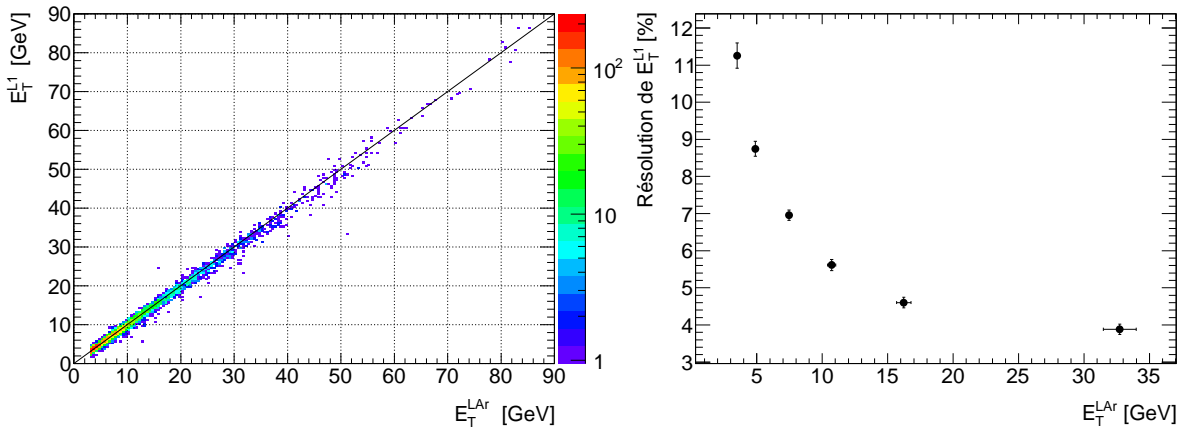


FIG. 4.25 – A gauche : corrélation entre l'énergie transverse mesurée dans le L1calo et l'énergie transverse reconstruite dans le LAr *readout*. La bissectrice est représentée par la ligne noire. A droite : résolution du L1calo en fonction de l'énergie transverse dans le LAr *readout*.

La résolution à basse énergie est dégradée par le bruit électronique non commun au LAr *readout* et au L1calo. La résolution est par ailleurs limitée par la taille de chaque canal ADC dans les PPM du L1calo qui est de 250 MeV par canal. On obtient une résolution relative du L1calo par rapport au LAr *readout* autour de 20 GeV d'environ 4%. Précisons que l'effet de numérisation de l'énergie finale du L1calo à 8 bits n'est ici pas pris en compte et qu'il devrait détériorer la résolution à basse énergie. Cet effet sera pris en compte avec l'étude des événements issus des premières collisions.

4.7.2 Performances avec les premières collisions

Le détecteur ATLAS a enregistré ses premiers événements issus de collisions à 900 GeV le 23 novembre 2009. Des collisions à une énergie dans le centre de masse de 2.36 TeV ont également été enregistrées avant l'arrêt du LHC le 16 décembre. Une luminosité intégrée égale à $20 \mu\text{b}^{-1}$ a été enregistrée par ATLAS durant cette période avec 917 000 événements de collision candidats. Les gains des *receivers* les plus récents étaient chargés dans les *receivers* lors des prises de données et les retards étaient chargés dans les TBB.

La performance du L1calo est étudiée ici pour les événements de collision à 900 GeV et 2.36 TeV. L'analyse est basée sur les données brutes (*raw data*) dans le *stream* L1calo pour ne regarder que les événements ayant un dépôt d'énergie dans le calorimètre. Les événements de collisions sont sélectionnés en comparant le temps d'arrivée du signal dans chaque bouchon du calorimètre. Le temps d'arrivée du signal dans les bouchons est calculé en effectuant la moyenne du temps de chaque cellule ayant un rapport énergie sur bruit supérieur à 5. Plus de 5 cellules par bouchon sont requises pour le calcul du temps d'arrivée du signal et seuls les événements ayant une différence inférieure à 5 ns entre les deux bouchons sont considérés comme des candidats collision.

L'énergie dans le LAr *readout* est calculée selon la formule (4.7) et seules les tours de déclenchement avec $E_T^{LAr} > 3 \text{ GeV}$ sont conservées. La région de superposition entre le tonneau et les bouchons n'est pas conservée et les tours correspondant à une FEB sans sortie de lecture dans le LAr *readout* sont exclues de la sélection. Le L1calo étant ajusté en temps et les événements issus de collisions étant synchrones avec l'horloge du LHC, il est inutile d'appliquer ici toutes les corrections utilisées pour reconstruire l'énergie dans le L1calo avec les muons cosmiques. L'énergie du L1calo considérée ici est par conséquent l'énergie de sortie du L1calo qui est l'énergie calibrée renvoyée par le LUT (*Look Up Table*) et codée sur 8 bits ;

cette énergie couvre un intervalle de 0 à 256 GeV avec une précision de 1 GeV. A la fin de la sélection, 688 et 43 tours de déclenchement sont conservées respectivement dans le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique à argon liquide (HEC)

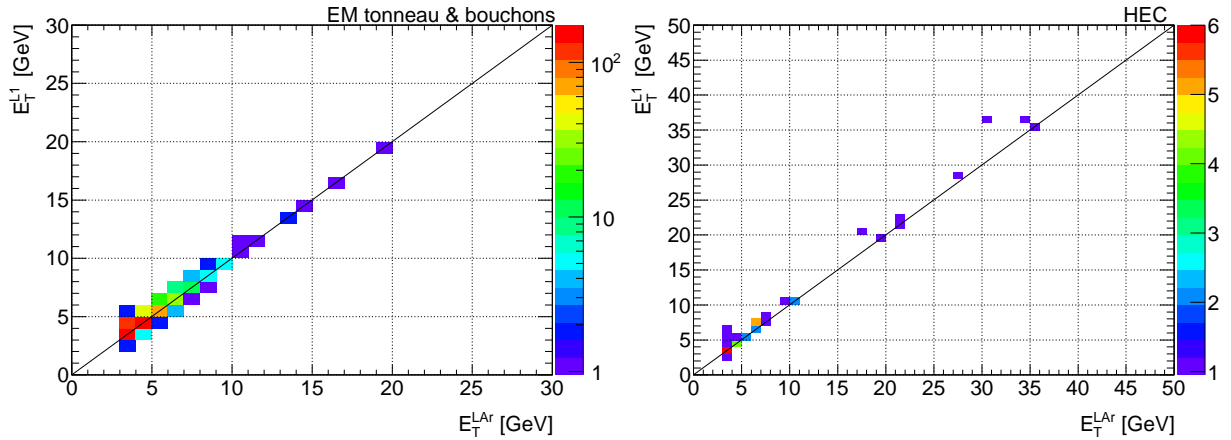


FIG. 4.26 – A gauche : corrélation entre l'énergie transverse mesurée dans le L1calo et l'énergie transverse reconstruite dans le LAr *readout* pour le calorimètre électromagnétique. A droite : corrélation entre l'énergie transverse mesurée dans le L1calo et l'énergie transverse reconstruite dans le LAr *readout* pour le calorimètre hadronique à argon liquide (HEC). La bissectrice est représentée par la ligne noire.

La Figure 4.26 représente la corrélation pour le calorimètre électromagnétique à gauche et pour le HEC à droite. On observe une excellente corrélation qui démontre la bonne performance du L1calo dès les premières collisions.

4.7.3 Performances avec les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV

Le 30 mars 2010, le LHC a réalisé ses premières collisions avec une énergie dans le centre de masse proton-proton de 7 TeV. Durant les deux premiers mois d'exploitation, près de 15 nb^{-1} de données ont été collectées par le détecteur ATLAS. Ces données ont prises avec le L1calo calibré, c'est-à-dire que les retards de physique étaient chargés dans les TBBs ainsi que les gains dans les *receivers*.

La statistique disponible à 7 TeV est suffisante pour regarder les performances du L1calo en terme de corrélation avec le LAr *readout* et en terme de résolution par rapport au LAr *readout* à basse énergie. Une analyse préliminaire des performances du L1calo avec ces premières données est présentée ici. L'énergie dans le LAr *readout* est calculée selon la formule (4.7) et seules les tours de déclenchement avec $E_T^{LAr} > 3$ GeV sont conservées. Les tours de déclenchement non calibrées, bruyantes ou correspondant à une FEB sans sortie de lecture dans le LAr *readout* sont exclues de la sélection. L'énergie dans le L1calo est prise au niveau du LUT afin de prendre en compte le bruit de numérisation dans le L1calo. La région de superposition entre le tonneau et les bouchons n'étant pas calibrée, elle n'est pas considérée dans cette étude.

Cette analyse est effectuée à partir des ESD dans le *stream* L1calo. Les résultats présentés ici correspondent à une luminosité intégrée de 6 nb^{-1} . La corrélation entre l'énergie transverse reconstruite dans le L1calo et l'énergie transverse mesurée dans le LAr *readout* est montrée sur la Figure 4.27, à gauche pour le tonneau et à droite pour les bouchons. La résolution du L1calo en fonction de l'énergie transverse dans le LAr *readout* est représentée sur la Figure 4.28 pour les différentes régions en pseudo-rapidité du calorimètre électromagnétique : le tonneau ($0 \leq |\eta| \leq 1.4$), la roue externe des bouchons avec pré-échantillonneur ($1.5 \leq |\eta| \leq 1.8$), la roue externe des bouchons sans pré-échantillonneur ($1.8 \leq |\eta| \leq 2.5$), la roue interne des bouchons ($2.5 \leq |\eta| \leq 3.2$) et le calorimètre avant. De manière similaire à l'analyse

effectuée avec les rayons cosmiques, la résolution du L1calo par rapport au LAr *readout* est calculée pour différents intervalles en énergie transverse dans le LAr *readout* ; la valeur de l'énergie transverse reconstruite dans le LAr *readout* pour chaque intervalle est calculée comme l'énergie moyenne dans l'intervalle. Le rapport E_T^{L1}/E_T^{LAr} est ajusté par une gaussienne pour chaque intervalle, la résolution étant le rapport entre la largeur et la moyenne de la gaussienne. On observe une résolution de 2 à 3% au delà de 20 GeV (excepté pour le FCAL) ce qui est inférieur à la résolution attendue de 5%. On obtient par ailleurs une résolution proche de celle obtenue avec les rayons cosmiques ; la résolution avec les collisions est légèrement améliorée, le L1calo étant complètement calibré pour les prises de données de collisions contrairement aux prises de données de rayons cosmiques.

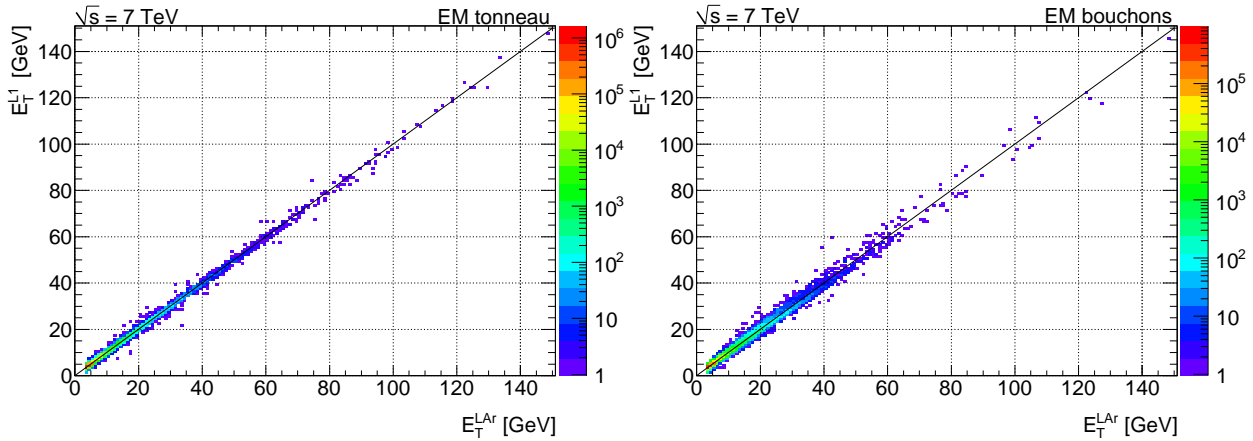


FIG. 4.27 – Corrélation entre l'énergie transverse reconstruite dans le L1calo et l'énergie transverse mesurée dans le LAr *readout*, à gauche pour le tonneau et à droite pour les bouchons. La bissectrice est représentée par la ligne noire.

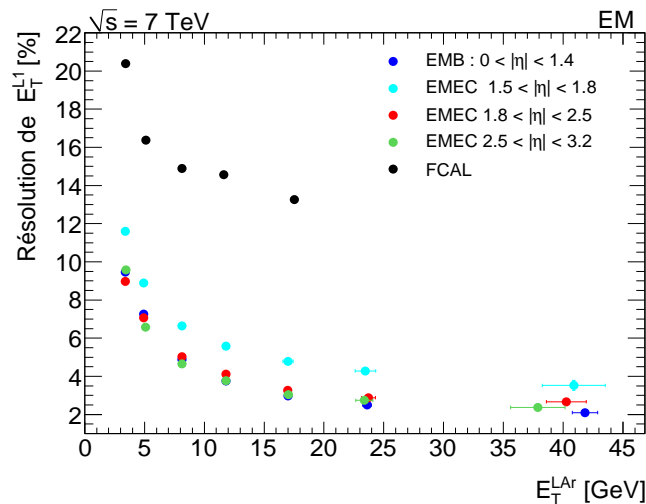


FIG. 4.28 – Résolution du L1calo en fonction de l'énergie transverse dans le LAr *readout* pour différentes régions en pseudo-rapidité du calorimètre électromagnétique.

Les résultats pour le HEC sont représentés sur la Figure 4.29 ; la corrélation entre l'énergie transverse reconstruite dans le L1calo et l'énergie transverse mesurée dans le LAr *readout* est montrée à gauche et la résolution du L1calo en fonction de l'énergie transverse dans le LAr *readout* à droite. En raison de bruit sporadique dans le HEC, les tours de déclenchement correspondant à un jet dont 90% de l'énergie est

déposée dans moins de quatre cellules sont rejetées. On observe une bonne corrélation à basse énergie ; des études complémentaires sont nécessaires à plus hautes énergies pour améliorer la corrélation. On obtient dans le HEC une résolution de l'ordre de 5% pour une énergie transverse de 20 GeV, en accord avec les performances attendues.

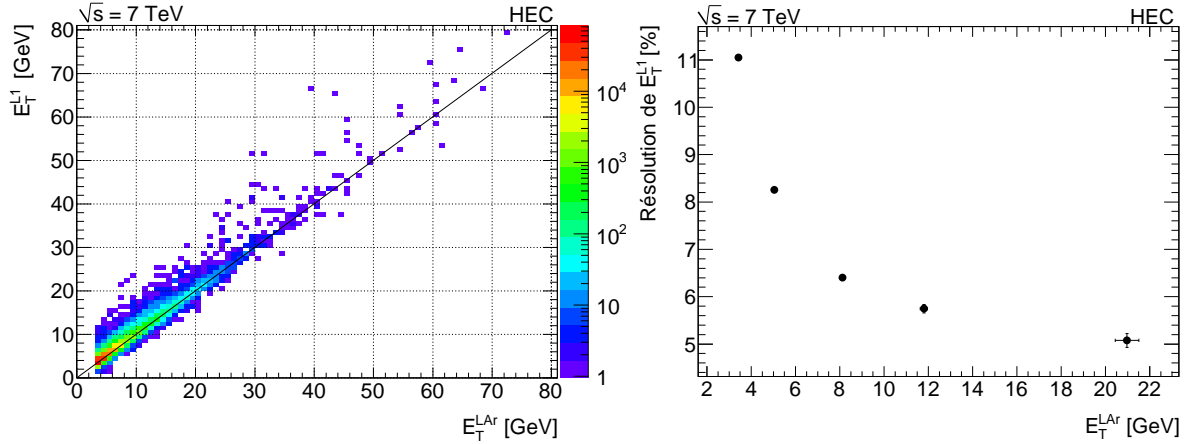


FIG. 4.29 – A gauche : corrélation entre l'énergie transverse reconstruite dans le L1calo et l'énergie transverse mesurée dans le LAr readout pour le HEC. A droite : résolution du L1calo en fonction de l'énergie transverse dans le LAr readout pour le HEC.

4.8 Facteurs de correction dus aux hautes tensions

Afin d'optimiser la fiabilité et la robustesse du calorimètre électromagnétique, les deux hautes tensions (HV) situées sur chaque face des électrodes sont alimentées séparément. Cette mesure permet, en cas de défaillance d'une des deux électrodes, de récupérer au minimum la moitié du signal et donc de reconstruire l'énergie déposée dans le calorimètre en appliquant un facteur correctif pour compenser la haute tension défectueuse. La haute tension nominale dans le tonneau du calorimètre électromagnétique est 2000 V. Elle varie dans le reste du détecteur entre 250 V dans le calorimètre avant à 2500 V dans la partie des bouchons située dans la région de superposition entre le tonneau et les bouchons. L'inhomogénéité des hautes tensions dans les bouchons s'explique par une variation de la distance de dérive des électrons dans les cellules en fonction de η . Une variation de la haute tension en fonction de η est par conséquent nécessaire pour conserver une réponse uniforme du détecteur.

La variation du signal collecté sur les électrodes en fonction de la HV résulte principalement de la modification de la vitesse de dérive des électrons. L'énergie reconstruite en fonction de la haute tension est représentée sur la Figure 4.30 pour le tonneau et les bouchons [6]. On voit qu'une diminution de la haute tension a un impact modéré sur l'énergie reconstruite : une diminution de la haute tension d'un facteur deux par rapport à sa valeur nominale permet une récupération de 77% de l'énergie du signal. Les hautes tensions dans le tonneau sont distribuées selon une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Le presampler est alimenté séparément de l'accordéon, avec une granularité identique. Précisons qu'une alimentation individuelle a été installée pour certaines électrodes.

Lorsqu'au moins une des deux hautes tensions ne fonctionne pas à sa valeur nominale, il est nécessaire d'appliquer un facteur de correction G_{HV} à l'énergie reconstruite pour compenser la sous-évaluation de l'énergie. L'énergie reconstruite est alors :

$$E_{vraie} = G_{HV} \times E_{reco} = \left(\frac{V_{nom}}{V} \right)^b \times E_{reco}, \quad (4.10)$$

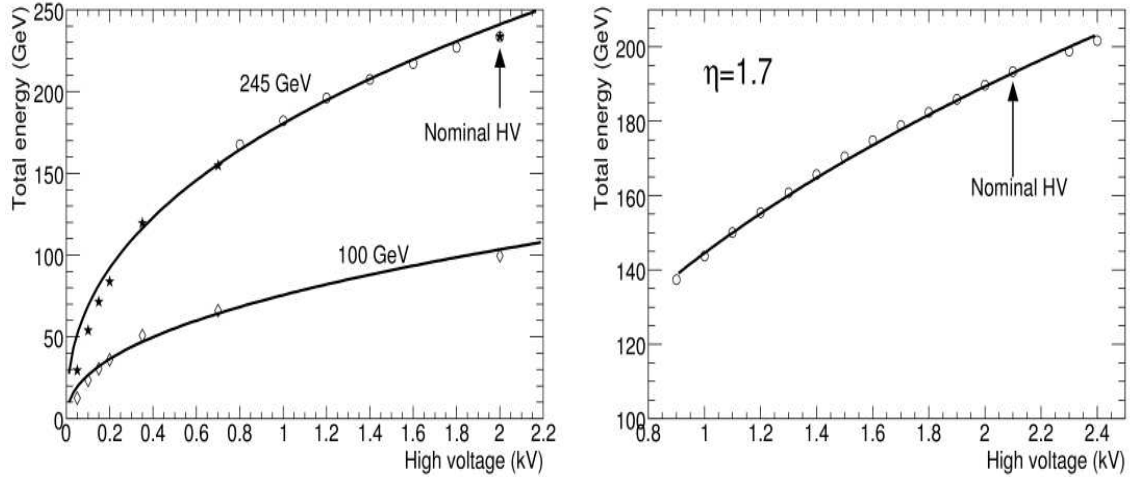


FIG. 4.30 – Energie d’une gerbe électromagnétique mesurée en fonction de la haute tension dans le tonneau. A gauche : pour un électron de 245 GeV (ronds), de 100 GeV (losanges) et pour le résultat à 100 GeV avec la HV nominale (2000 V) renormalisé aux résultats correspondant à 245 GeV (étoiles). A droite : pour un électron de 193 GeV dans un bouchon. La fonction d’ajustement des courbes est : aV^b .

où V_{nom} est la valeur nominale de la haute tension, V la valeur réelle et b un paramètre à déterminer avec un ajustement tel que celui de la Figure 4.30.

Les valeurs des hautes tensions peuvent être mesurées et modifiées si nécessaire, les facteurs de correction étant recalculés en cas de modification. Les facteurs de correction sont chargés dans la base de données d’ATLAS et accessibles via Athena. Les valeurs des facteurs de correction dus aux hautes tensions pour les quatre compartiments du calorimètre électromagnétique sont représentés sur la Figure 4.31 pour le tonneau et sur la Figure 4.32 pour les bouchons. Pour faciliter la lecture de la carte des corrections, les cellules ayant un facteur de correction nominal de 1 sont représentées en blanc. On vérifie bien que les facteurs de correction sont identiques pour les trois compartiments de l’accordéon puisqu’ils sont alimentés par les mêmes hautes tensions.

Il est nécessaire de prendre en compte ces corrections au niveau du système de déclenchement pour ne pas sous-estimer l’énergie reconstruite dans les tours de déclenchement comprenant des cellules dont les hautes tensions ne sont pas à la valeur nominale. La sous-estimation de l’énergie dans ces tours de déclenchement aurait pour conséquence une diminution de l’efficacité du déclenchement et une inhomogénéité spatiale du nombre d’évènements reconstruits dans le détecteur. Pour calculer le facteur de correction à appliquer par tour de déclenchement, il faut effectuer la somme des facteurs de correction du pré-échantillonneur et de l’accordéon, pondérée par la fraction d’énergie reconstruite dans le pré-échantillonneur. Pour estimer la fraction d’énergie reconstruite dans le pré-échantillonneur, qui correspond à la fraction d’énergie déposée en amont de l’accordéon par une gerbe électromagnétique, on utilise un échantillon de données simulées avec un seul électron d’énergie transverse égale à 20 GeV qui correspond approximativement au seuil en énergie transverse qui sera appliqué au premier niveau de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique. La fraction d’énergie reconstruite dans le pré-échantillonneur est représentée sur la Figure 4.33 pour le tonneau et les bouchons.

Le facteur de correction pour chaque tour de déclenchement est ensuite calculé suivant la relation :

$$G_{HV}^{TT} = f_{PS} \times G_{HV}^{PS} + f_{acc} \times G_{HV}^{acc}. \quad (4.11)$$

Les deux facteurs de correction G_{HV}^{PS} et $G_{HV}^{accordeon}$ sont calculés en effectuant la somme normalisée par le nombre de cellules du gain de chaque cellule du pré-échantillonneur ou de l’accordéon appartenant à la

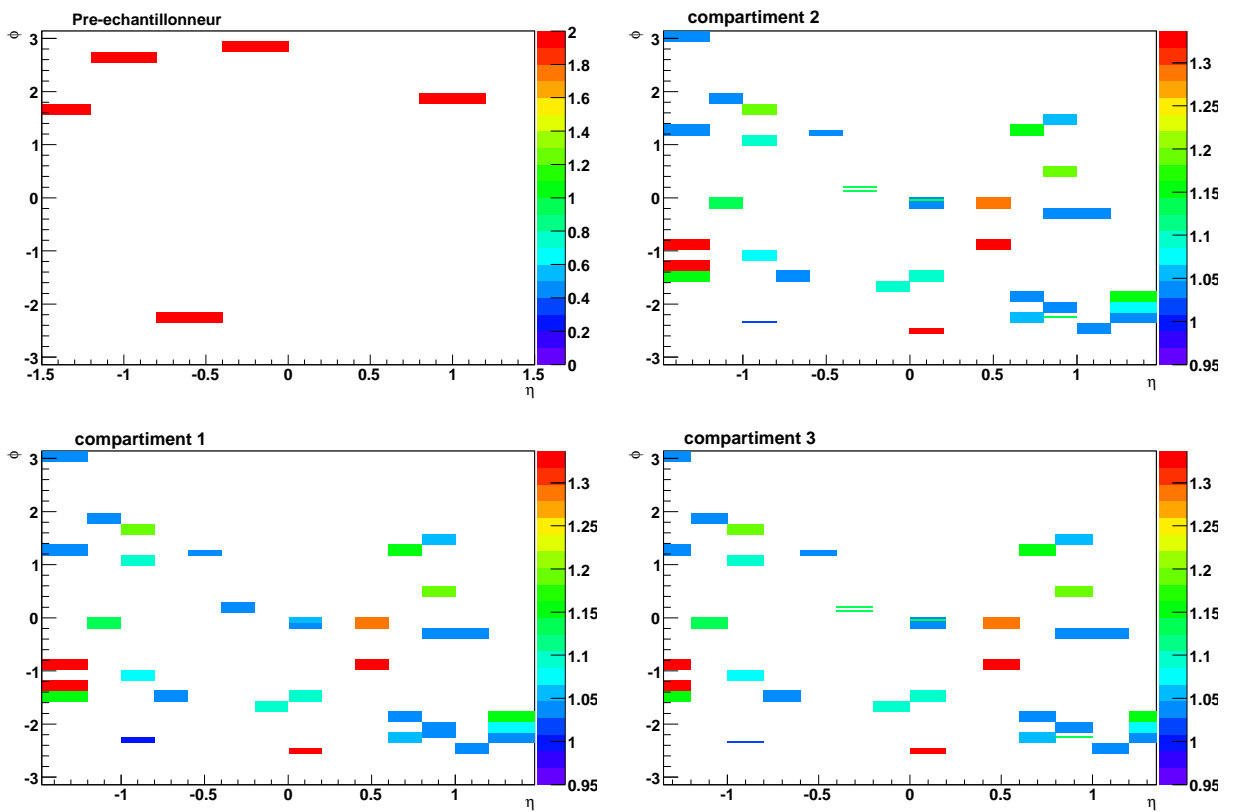


FIG. 4.31 – Facteurs de correction dus aux hautes tensions non nominales pour les quatre compartiments du tonneau. Les cellules avec un facteur de correction nominal de 1 sont représentées en blanc.

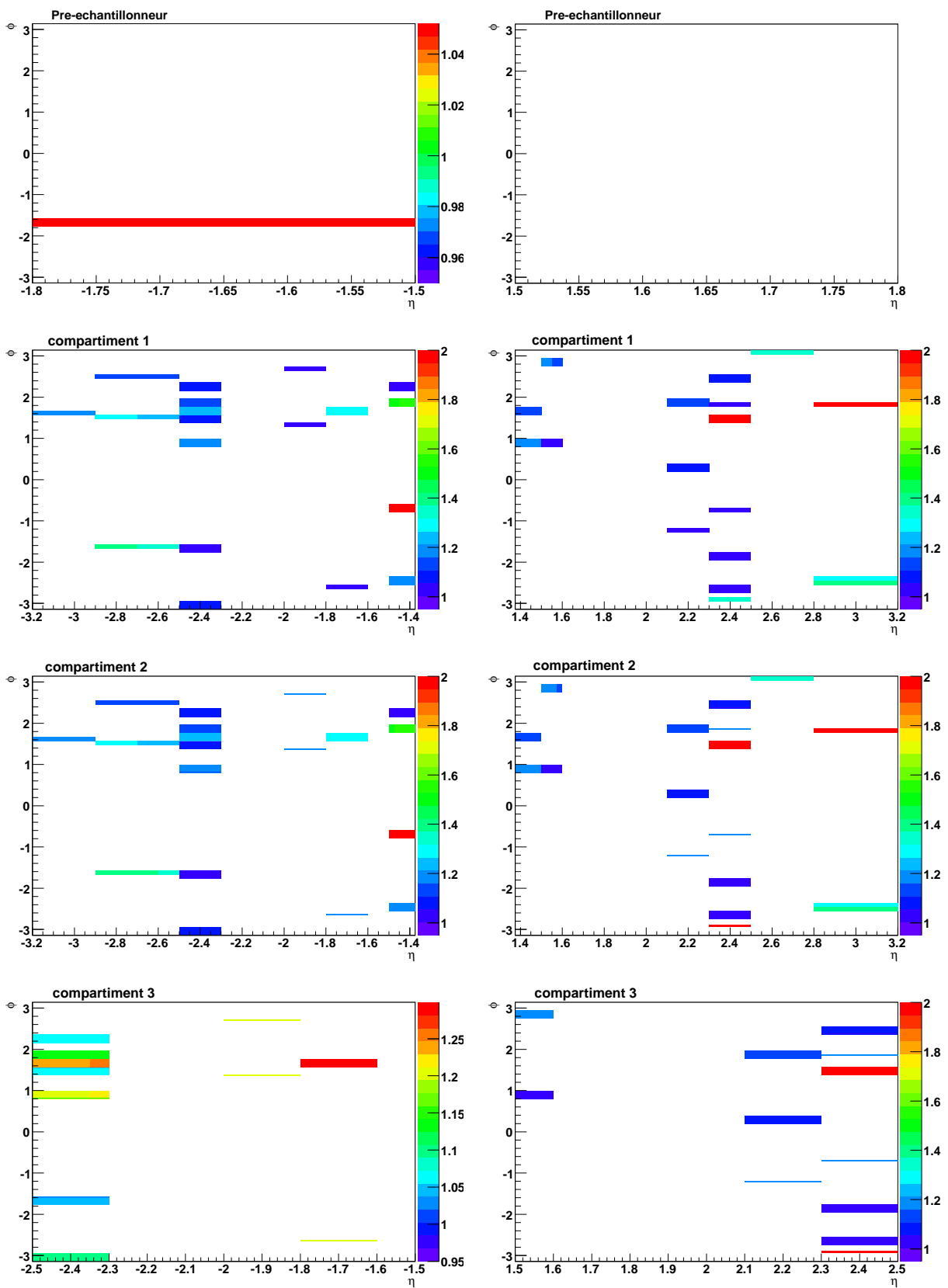


FIG. 4.32 – Facteurs de correction dus aux hautes tensions non nominales pour les quatre compartiments dans les bouchons. Les cellules avec un facteur de correction nominal de 1 sont représentées en blanc.

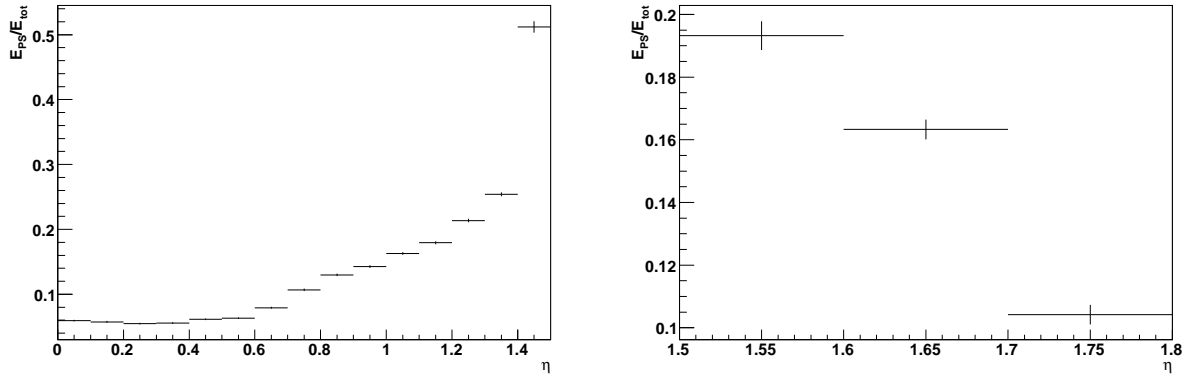


FIG. 4.33 – Fraction d’énergie reconstruite dans le pré-échantillonneur dans le tonneau (à gauche) et dans les bouchons (à droite) pour un électron incident d’énergie transverse égale à 20 GeV.

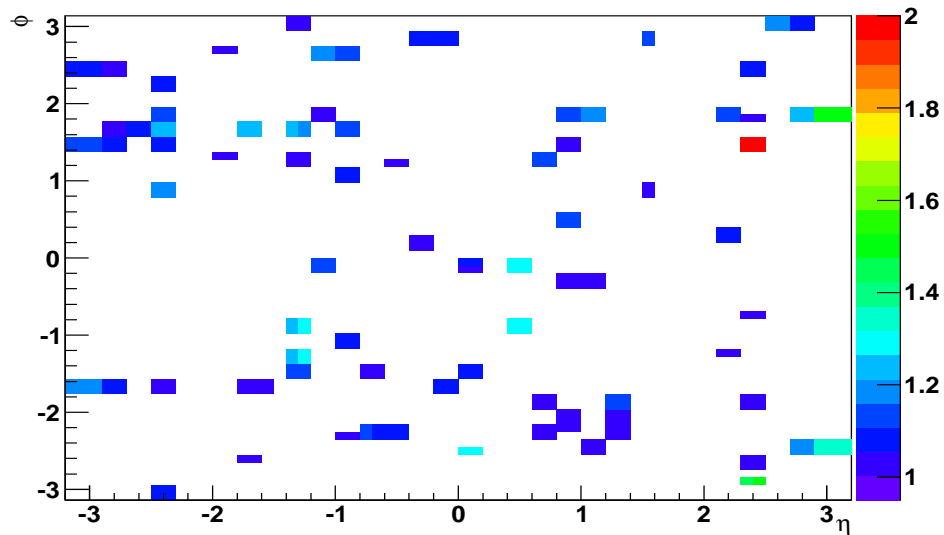


FIG. 4.34 – Facteurs de correction dus aux hautes tensions non nominales pour les tours de déclenchement du calorimètre électromagnétique. Les tours de déclenchement avec un facteur de correction nominal de 1 sont représentées en blanc.

tour de déclenchement. Les facteurs de correction ainsi obtenus par tour de déclenchement sont représentés sur la Figure 4.34.

La région de superposition entre le tonneau et les bouchons ($1.4 \leq |\eta| \leq 1.5$) est traitée séparément : deux TBBs reconstruisent séparément les demi-tours de déclenchement appartenant au tonneau ou à un des bouchons avant qu'elles soient sommées dans le *receiver* du bouchon. Il y a par conséquent deux facteurs de correction pour compenser les hautes tensions qui ne sont pas à leur valeur nominale, un pour la demi-tour du tonneau et un pour la demi-tour du bouchon.

Précisons que pour l'instant ces facteurs de correction ne pas sont chargés dans les *receivers* puisque ces corrections sont indirectement prises en compte lors du calcul des gains des *receivers*. Il est cependant possible de dissocier les différentes contributions aux gains des *receivers* et de charger séparément les corrections des hautes tensions dans les *receivers*.

Bibliographie

- [1] The ATLAS collaboration. ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report. *CERN*, 1998.
- [2] X. de la Broïse ; P. Borgeaud ; E. Ferrer Ribas ; A. Le Coguie ; B. Mansoulié ; J. Pascual ; J. Schwinding. Tower Builder Board Design. 2004.
- [3] P. Borgeaud ; X. de la Broïse ; E. Ferrer Ribas ; A. Le Coguie ; B. Mansoulié ; J. Pascual. The LArg Tower Builder Board : calculation, simulation, measurements. *ATL-LARG-2002-001*, 2002.
- [4] J. Colas et al. Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 593 :269–291, 2008.
- [5] T. Guillemin ; L. Iconomidou-Fayard ; G. Perrot ; G. Unal ; H. Wilkens . Time alignment of the ATLAS liquid argon calorimeters. *ATL-LARG-INT-2009-006*, 2009.
- [6] The ATLAS collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :SO8003, 2008.

Troisième partie

Méthodes de mesure de la masse du quark top

Introduction

Cette troisième partie est consacrée à l'étude de méthodes pour la mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS. L'analyse présentée ici a été effectuée avec des simulations Monte Carlo générées avec une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton égale à 10 TeV, le scénario initialement prévu après l'incident du 19 septembre 2008 prévoyant un fonctionnement du LHC à $\sqrt{s} = 10$ TeV durant les premiers mois d'exploitation, puis un arrêt prolongé de la machine afin d'effectuer les modifications nécessaires pour faire fonctionner le LHC à l'énergie nominale de 14 TeV. Le scénario actuel prévoit désormais un fonctionnement à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2010 et 2011 jusqu'à ce que les expériences accumulent 1 fb^{-1} de données. Après un arrêt prolongé à l'issue de cette période de prise de données, le LHC devrait redémarrer en 2013 pour effectuer les premières collisions à $\sqrt{s} = 14$ TeV.

La méthode de mesure qui est utilisée dans cette analyse est la méthode dite des *templates* qui consiste à construire à partir de simulations Monte Carlo des modèles de distributions caractéristiques paramétrisables en fonction de la masse du quark top, les *templates*, puis de déterminer à l'aide d'une vraisemblance la masse du quark top pour laquelle ces *templates* décrivent le mieux les données. Cette méthode sera appliquée pour la mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets et dans le canal dilepton, respectivement dans les chapitres 5 et 6. La principale source d'erreur systématique avec cette méthode provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. Dans le canal lepton plus jets, la désintégration hadronique d'un des deux bosons W , dont la masse est mesurée avec une meilleure précision que la masse du quark top, sera utilisée pour effectuer une mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets afin de réduire l'erreur totale sur la mesure de la masse du quark top. Enfin, le chapitre 7 détaillera la méthode utilisée pour combiner ces deux mesures indépendantes de la masse du quark top.

Chapitre 5

Mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets

Sommaire

5.1	Introduction	138
5.2	Sélection des évènements	139
5.3	Reconstruction de l'état final	150
5.4	Paramétrisation des templates pour les évènements du signal	160
5.5	Maximum de vraisemblance pour les évènements du signal	164
5.6	Méthode des templates avec le bruit de fond physique	168
5.7	Pseudo-expériences avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$	172
5.8	Test de la méthode	174
5.9	Maximum de vraisemblance à une dimension	178
5.10	Erreurs systématiques	179
5.11	Conclusion	185
5.12	Perspectives à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$	186
	Bibliographie	191

5.1 Introduction

Dans cette partie, l'analyse de la mesure de la masse du quark top est présentée pour le canal lepton plus jets, correspondant aux évènements $t\bar{t}$ où un boson W se désintègre hadroniquement tandis que l'autre se désintègre leptoniquement. Ce canal de désintégration est souvent considéré comme le canal le plus prometteur pour la mesure de la masse du quark top en collisionneur hadronique car il offre un excellent compromis entre une statistique élevée, grâce à un rapport de branchement d'environ 15 % pour chaque saveur leptonique, et un bon rapport signal sur bruit en raison de la présence d'un lepton chargé dans l'état final qui permet une bonne réjection du bruit de fond. Ce canal a été exploité jusqu'à présent par les deux expériences du Tevatron, D0 et CDF ; leurs mesures les plus récentes dans ce canal de désintégration sont [1] :

- D0 : $m_t = 173.7 \pm 0.8$ (stat.) ± 1.6 (syst.),
- CDF : $m_t = 172.1 \pm 0.9$ (stat.) ± 1.2 (syst.),

avec les erreurs systématiques dominées par l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets.

La méthode de mesure de la masse du quark top présentée ici est basée sur la mesure de la masse invariante des produits de désintégration du quark top. La principale source d'erreur systématique pour cette mesure dans le canal lepton plus jets provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets, en particulier celle des deux jets b qui proviennent directement de la désintégration des quarks top et anti-top. L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets légers issus de la désintégration du boson W hadronique peut en effet être réduite si on contraint leur masse invariante pour qu'elle soit compatible avec la masse du boson W dont la mesure est bien plus précise que celle du quark top. La méthode utilisée pour cette analyse a été développée par CDF [2] pour mesurer simultanément la masse du quark top, notée m_t , et l'échelle d'énergie des jets, notée JES. Elle consiste à construire des modèles de distributions caractéristiques, appelés *templates*, à partir de simulations Monte Carlo générées pour différentes valeurs de m_t et de JES, puis de les comparer aux distributions reconstruites avec les données. Ces modèles sont construits séparément pour le signal et les différents processus de bruit de fond attendus. Les valeurs mesurées de m_t et de JES sont celles pour lesquelles les modèles Monte Carlo, construits comme la somme du signal et du bruit de fond, décrivent le mieux les données. Deux distributions caractéristiques sont utilisées :

- la distribution de masse du quark top reconstruite avec un ajustement cinématique qui utilise l'ensemble de l'information cinématique disponible dans l'état final $t\bar{t}$;
- la distribution de masse invariante de la paire de jets légers issus de la désintégration du boson W hadronique.

L'échelle d'énergie des jets légers est contrainte en comparant la distribution de masse invariante dijets du candidat reconstruit pour le boson W hadronique aux modèles reconstruits à partir d'évènements simulés avec différentes valeurs d'échelle d'énergie des jets. En appliquant la JES ainsi mesurée aux jets b , l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets est réduite à l'incertitude sur la différence relative entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b , ce qui permet diminuer significativement l'erreur totale sur la mesure de la masse du quark top.

L'analyse présentée ici est effectuée pour une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de 10 TeV. Le générateur utilisé pour l'échantillon Monte Carlo nominal est MC@NLO avec une masse du quark top générée à 172.5 GeV.

Ce chapitre est organisé comme suit : la section 2 décrit la sélection des évènements, ainsi que la définition des objets physiques utilisés et les coupures cinématiques de sélection. Les différentes étapes qui mènent à la reconstruction de l'état final, et par conséquent à la reconstruction des deux distributions caractéristiques utilisées pour construire les *templates*, sont décrites dans la troisième section. La paramétrisation des *templates* est décrite dans la quatrième section et la manière dont les données sont comparées aux *templates* est expliquée pour les évènements du signal dans la section 5. L'incorporation du bruit de

fond physique dans la méthode est effectuée dans la section 6 et la robustesse de la méthode avec une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} est vérifiée dans la section 7. La méthode choisie pour la calibration des jets est testée dans la section 8 et la section 9 présente la méthode où seule la masse du quark top est mesurée afin de distinguer l'erreur statistique sur la mesure de la masse du quark top de l'erreur due à la mesure de l'échelle d'énergie des jets. Les différentes sources d'incertitudes sur la mesure de la masse du quark top avec la méthode des *templates* dans le canal lepton plus jets sont résumées dans la section 10 où les perspectives d'erreur totale sur m_t y sont données en fonction de la luminosité intégrée. Enfin, la section 11 présente les perspectives à plus long terme sur la mesure de la masse du quark top avec une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de 14 TeV.

5.2 Sélection des évènements

5.2.1 Signature du signal $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top se désintègre presque exclusivement en un boson de jauge W et un quark b . Dans le canal lepton plus jets, un boson W de l'état final se désintègre leptoniquement tandis que le deuxième se désintègre hadroniquement. L'état final d'un évènement $t\bar{t}$ dans ce canal est représenté sur la Figure 5.1 : il consiste en deux quarks b , deux jets légers issus de la désintégration hadronique d'un boson W , d'un lepton chargé, électron ou muon, et de l'énergie transverse manquante due au neutrino qui traverse le détecteur sans y déposer d'énergie. Dans cette analyse, les évènements $t\bar{t}$ ayant un état final τ + jets ne sont pas considérés comme du signal, même en cas de désintégration leptonique du τ , car l'émission d'un neutrino supplémentaire lors de la désintégration du τ altère la précision sur l'énergie manquante reconstruite. La signature du signal recherché est ainsi : 2 jets légers, 2 jets étiquetés b , 1 lepton chargé, électron ou muon, et de l'énergie transverse manquante.

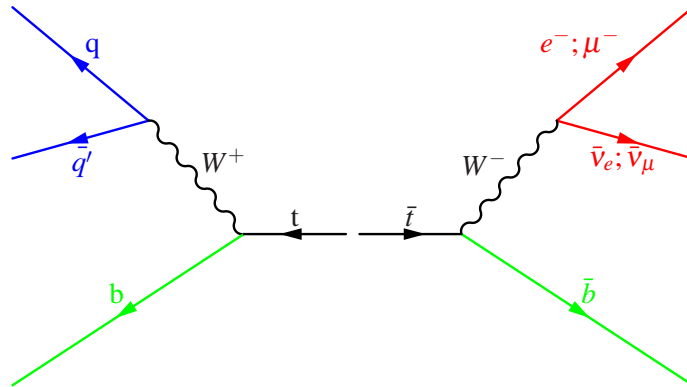


FIG. 5.1 – Topologie de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal lepton ($\ell = e, \mu$) plus jets.

5.2.2 Les bruits de fond physiques

La signature des évènements du signal $t\bar{t} \rightarrow \ell(e, \mu) + \text{jets}$ peut être imitée soit par des processus physiques ayant un état final avec une topologie similaire, soit par des processus physiques dont l'état final reconstruit est rendu identique à celui du signal suite à une mauvaise identification des particules de l'état final. Les processus de bruit de fond physique considérés dans cette analyse sont les suivants :

- $t\bar{t} \rightarrow \tau + \text{jets}$:

Ces évènements ont une signature identique à celle du signal en cas de désintégration leptonique du τ . Les évènements avec désintégration hadronique du τ peuvent également être identifiés comme du

signal si un des jets légers est identifié comme un électron. Ce bruit de fond est important puisque le rapport de branchement des événements $t\bar{t} \rightarrow \tau + \text{jets}$ est la moitié de celui du signal et que le rapport de branchement de la désintégration leptonique du τ est d'environ 35%

$$(BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = 17.36 \pm 0.05\% \text{ et } BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = 17.85 \pm 0.05\% [3]).$$

- **$t\bar{t} \rightarrow$ dilepton :**

Ces événements peuvent reproduire l'état final du signal dans les cas particuliers où il y a un seul τ dans l'état final qui se désintègre hadroniquement ou deux τ dans l'état final, avec désintégration leptonique de l'un et désintégration hadronique de l'autre. Les autres configurations sont majoritairement rejetées par la coupure sur la multiplicité des jets légers mais peuvent être sélectionnées par la mauvaise identification d'un lepton en jet et la présence d'au moins un jet additionnel à haute impulsion issu des radiations dans l'état initial, des radiations dans l'état final ou des événements sous-jacents. Malgré un rapport de branchement très inférieur à celui du signal, ce bruit de fond est important de par sa similitude avec le signal recherché.

- **$t\bar{t} \rightarrow$ tout hadronique :**

Ce processus peut imiter la signature du signal lorsqu'un jet léger est identifié comme un électron ou lorsqu'un lepton issu de la désintégration leptonique d'un quark b est reconstruit isolé. Ce bruit de fond a un rapport de branchement supérieur de 50% à celui du signal mais sa contribution reste faible car il est rejeté efficacement par les coupures de sélection.

- **Single top :**

Les trois différents modes de production de single top au LHC sont représentés sur la Figure 5.2. La production d'événements single top dans la voie Wt peut reproduire l'état final du signal lorsqu'un des deux W se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement. Le jet b manquant peut alors provenir d'un mauvais étiquetage d'un jet léger issu des FSR, des ISR ou des événements sous-jacents. Pour les événements single top produits dans la voie s ou la voie t avec désintégration leptonique du boson W , les jets légers requis pour la sélection peuvent également provenir des FSR, des ISR ou des événements sous-jacents. Les processus single top ont un état final proche de celui du signal et une section efficace de production élevée au LHC. Ils sont par conséquent des bruits de fonds physiques importants pour la mesure de la masse du quark top.

- **Production W +jets :**

Les événements W +jets reproduisent la topologie de l'état final du signal lorsque le W se désintègre leptoniquement, les partons provenant essentiellement des radiations de gluons. Cette source de bruit de fond physique est la plus importante avant sélection (QCD multijets exclu), la section efficace de production d'événements W +jets avec désintégration leptonique du boson W étant le triple de celle du signal. Cependant, une coupure sur la multiplicité des jets étiquetés b permet une réjection efficace de ce bruit de fond.

- **Production Z +jets :**

De manière similaire aux événements W +jets, les événements Z +jets imitent l'état final du signal lorsque le boson Z se désintègre leptoniquement et qu'un des deux leptons n'est pas identifié en tant que tel. La coupure sur l'énergie transverse manquante et sa faible section efficace de production en font un bruit de fond négligeable dans le canal lepton ($\ell=e,\mu$) plus jets.

- **Production diboson :**

La production d'événements diboson WW , ZZ et WZ peut également aboutir à un état final similaire à celui du signal en fonction du mode de désintégration des bosons. Cependant, la section efficace de production de ces processus est faible par rapport à celle du signal et une coupure sur la multiplicité des jets étiquetés b permet de rendre ce bruit de fond quasiment négligeable.

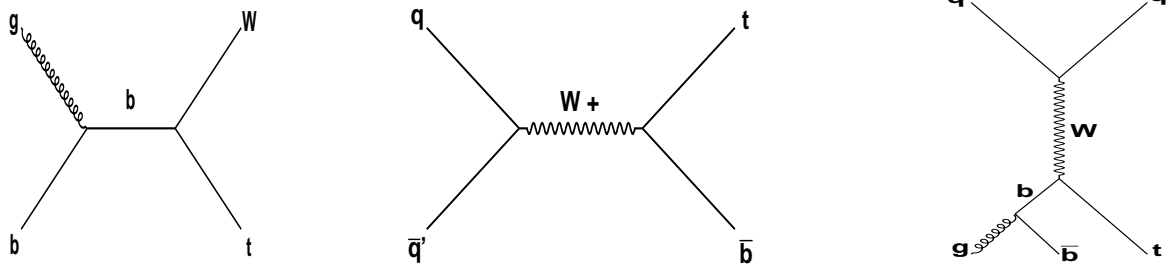


FIG. 5.2 – Production de single top dans la voie Wt (gauche, $\sigma = 25.5$ pb), dans la voie s (centre, $\sigma = 2.3$ pb) et dans la voie t (droite, $\sigma = 81.5$ pb).

- **Production QCD multijets :**

La production QCD multijets peut reproduire l'état final recherché si un jet est reconstruit en tant qu'électron et si l'énergie transverse manquante est mal reconstruite. La section efficace de ce processus est très largement supérieure à celle du signal mais la coupure sur le lepton couplée à la coupure sur l'énergie transverse manquante et à la coupure sur la multiplicité des jets étiquetés b devrait permettre une excellente réjection de ce bruit de fond. Il est cependant difficile d'estimer la contribution de ce bruit de fond à partir de simulations Monte Carlo en raison des incertitudes concernant la section efficace de production d'évènements QCD multijets ainsi qu'en raison de notre méconnaissance des performances du détecteur avec les premières données, en particulier celle de l'étiquetage des jets b et de la résolution en énergie transverse manquante. La contribution des évènements QCD multijets n'est par conséquent pas pris en compte dans cette analyse. Il est prévu d'estimer la contribution du bruit de fond QCD à partir des données.

5.2.3 Les objets physiques

Définition des objets physiques

La reconstruction des objets physiques dans le détecteur a été décrite dans la section 5 du chapitre 3. Les objets physiques utilisés pour cette analyse sont définis comme suit :

L'énergie transverse manquante L'énergie transverse manquante considérée dans cette analyse est celle reconstruite avec l'algorithme *RefFinal*.

Les électrons Les électrons sont reconstruits avec l'algorithme *egamma* [4] et doivent satisfaire les critères de définition *medium*. La définition *medium* correspond à un critère de qualité qui sélectionne les électrons avec une bonne efficacité tout en conservant un taux de réjection hadronique élevé. Il exploite toute l'information du calorimètre et du détecteur interne, excepté le TRT et la couche b du détecteur à pixels. La correspondance entre la trace dans le détecteur interne et la gerbe électromagnétique dans le calorimètre n'est effectuée que suivant η . Ce critère de sélection ne requiert pas d'isolation et la réjection des hadrons peut par conséquent être améliorée en ajoutant un critère d'isolation pour les électrons qui sera expliqué par la suite. La région de superposition entre le tonneau et les bouchons, situé à $1.37 \leq |\eta| \leq 1.52$ est exclue en raison de la mauvaise reconstruction des électrons dans cette région.

Les muons Les muons sont reconstruits avec l'algorithme STACO [5]. Aucun critère de qualité n'est appliqué aux muons. De même que pour les électrons, un critère d'isolation est appliqué aux muons pour

distinguer les muons issus de la désintégration d'un boson W des muons issus de la désintégration d'un quark b .

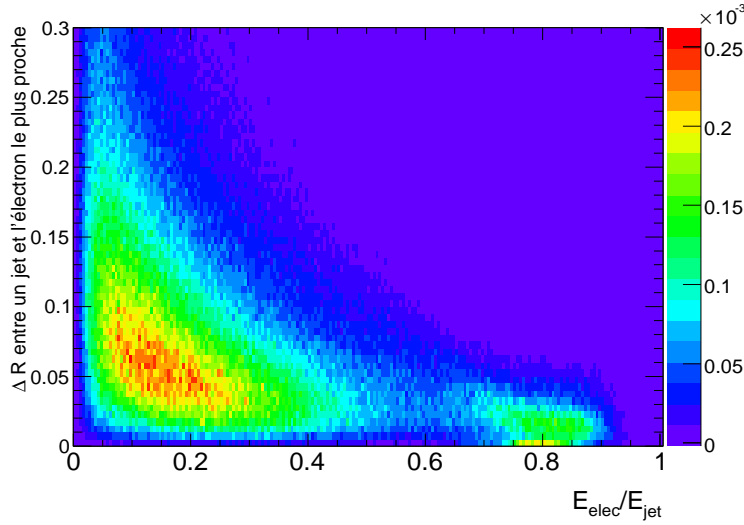


FIG. 5.3 – Distance angulaire entre un jet d'un évènement $t\bar{t}$ et un électron en fonction du rapport entre l'énergie de l'électron et l'énergie du jet.

Les jets Les jets sont reconstruits avec l'algorithme anti- k_T [6] avec un cône $\Delta R = 0.4$. Avec plus de 99% des électrons issus de la désintégration d'un boson W qui sont également reconstruits en tant que jets, il est nécessaire de sélectionner les jets en rejetant les jets électromagnétiques. La Figure 5.3 représente la distance angulaire ΔR entre un jet d'un évènement $t\bar{t}$ et un électron en fonction du rapport entre l'énergie de l'électron et l'énergie du jet. Un jet est considéré comme électromagnétique si la distance angulaire $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ à l'amas électromagnétique le plus proche est inférieure à 0.25 et si la rapport entre l'énergie de l'amas et l'énergie du jet est supérieur à 0.7. Seuls les jets non électromagnétiques sont conservés dans l'analyse. Cette sélection permet de rejeter 91 % des jets électromagnétiques avec $p_T > 40$ GeV. Ce critère de sélection des jets permet également de rejeter les jets du bruit de fond issus de photons.

L'étiquetage des jets provenant de la désintégration d'un quark b est effectué à partir du poids donné à chaque jet par l'algorithme IP3D+SV1 [7]. Un jet ayant un poids supérieur à 6 sera étiqueté en tant que jet b , les autres étant appelés jets légers. L'efficacité de cet étiquetage dans les évènements $t\bar{t}$ est de 50% par jet pour une réjection de 823 sur les jets issus des quarks de saveur u , d et s , une réjection de 12 sur les jets issus de quarks c et une réjection de 39 sur les leptons τ . La Figure 5.4 représente la réjection des jets légers, des jets c et des τ en fonction de l'efficacité de l'étiquetage des jets b dans les évènements $t\bar{t}$.

Association des objets physiques aux particules Monte Carlo

Afin de déterminer les caractéristiques de reconstruction des objets physiques, telles que l'échelle d'énergie des jets et la résolution en énergie, il est nécessaire d'associer les objets physiques reconstruits aux particules Monte Carlo correspondantes. La Figure 5.5 représente la distance angulaire au vertex ΔR entre une particule de l'état final $t\bar{t}$ au niveau générateur et l'objet physique reconstruit du même type le plus proche, en noir pour les électrons, en rouge pour les muons et en bleu pour les jets. Les quarks considérés sont les quarks légers issus de la désintégration du boson W ainsi que les quarks b issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ pris après les radiations dans l'état final. Un objet physique reconstruit est considéré comme provenant d'une particule au niveau générateur s'il vérifie la condition $\Delta R < 0.25$. L'efficacité de cette association est de 99% pour les électrons, 98% pour les muons et de 90% pour les jets.

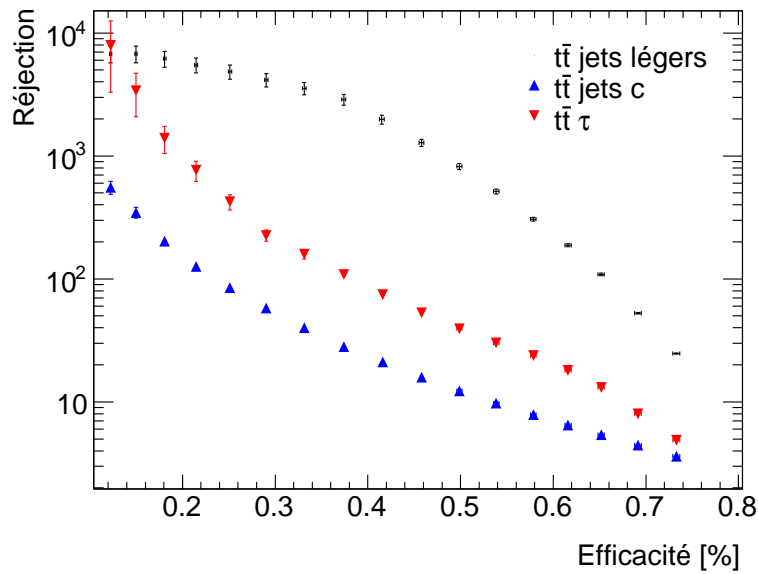


FIG. 5.4 – Réjection des jets issus de quarks de saveur u , d et s en noir, des jets issus de quarks c bleu et des τ en rouge en fonction de l'efficacité de l'étiquetage des jets b dans les événements $t\bar{t}$.

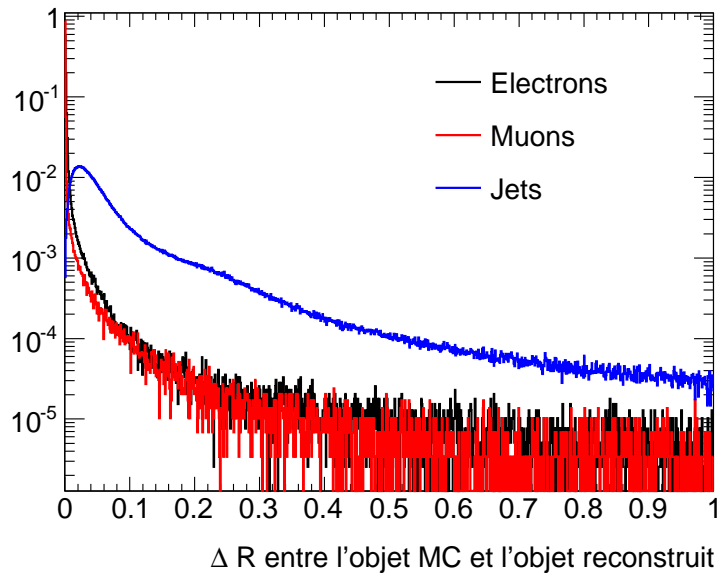


FIG. 5.5 – Distance angulaire ΔR entre une particule Monte Carlo au niveau générateur de l'état final d'un événement $t\bar{t}$ et l'objet physique reconstruit du même type le plus proche, pour les électrons en noir, pour les muons en rouge et pour les jets en bleu.

La pré-calibration des jets

On définit l'échelle d'énergie des jets, notée JES pour *jet energy scale*, comme le rapport entre l'énergie d'un jet et l'énergie du quark correspondant, pris avant radiations dans l'état final :

$$JES = \frac{E_j}{E_q}. \quad (5.1)$$

L'objectif de cette méthode étant une mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets, il faut construire les *templates* auxquels seront comparées les données avec une JES nominale de 1. La calibration des jets effectuée par l'algorithme de reconstruction des jets étant effectuée au niveau des particules issues de l'hadronisation du quark incident, il est nécessaire d'appliquer une correction supplémentaire au niveau partonique afin de corriger les effets dus à l'énergie déposée à l'extérieur du cône. Par ailleurs, la calibration de jets est étalonnée sur les jets légers et ne tient pas compte de la différence entre les jets légers et les jets *b*. La fonction de pré-calibration utilisée dans cette analyse est déterminée à partir de la simulation Monte Carlo séparément pour les jets légers et pour les jets *b* afin de prendre en compte les différences de reconstruction de l'énergie entre jets légers et jets *b* dues à la fragmentation des quark *b*. On identifie par ailleurs les désintégrations muoniques des quarks *b* afin de compenser l'énergie emportée par le muon et le neutrino. La Figure 5.6 représente la distance angulaire ΔR entre un jet *b* et le muon le plus proche dans les événements $t\bar{t}$. Un jet *b* est étiqueté comme muonique si la distance angulaire ΔR entre le jet *b* et le muon le plus proche est inférieure à 0.25. L'identification des désintégrations électroniques des quarks *b* n'est pas effectuée puisque l'énergie de l'électron est presque intégralement comprise dans le jet et par conséquent seule l'énergie du neutrino n'est pas prise en compte. Il est par ailleurs beaucoup plus difficile d'identifier un électron dans le jet qu'un muon reconstruit par le spectromètre à muons.

La fonction utilisée pour la pré-calibration est :

$$E_q = E_j \times f(E_j) \quad \text{avec} \quad f(E_j) = a + b \ln \frac{E_j}{d} + c \left(\ln \frac{E_j}{d} \right)^2, \quad (5.2)$$

où les paramètres *a*, *b*, *c* et *d* sont déterminés séparément pour chacune des trois catégories de jets. L'échelle d'énergie des jets varie également en η selon les caractéristiques du calorimètre traversé par le jet. Cependant, en raison de la statistique disponible pour effectuer cette étude, la dépendance vis-à-vis de η est ici négligée en première approximation et seule la variation de l'échelle d'énergie des jets en fonction de l'énergie est considérée. La correction appliquée en fonction de l'énergie des jets est représentée à droite sur la Figure 5.6 pour les 3 types de jets.

La Figure 5.7 à gauche représente le rapport E_q/E_j après la pré-calibration des jets en fonction de l'énergie des jets et en différenciant les trois types de jets. On constate sur cette figure que la pré-calibration permet d'atteindre une variation de la JES inférieure à 1% pour les jets légers et les jets *b* avec $p_T > 40$ GeV et que la calibration des jets est fortement dégradée en dessous de 40 GeV, même après la pré-calibration. Une coupure sur l'impulsion transverse à 40 GeV sera par conséquent appliquée aux jets pour conserver une bonne précision sur la mesure de l'énergie des jets. La figure de droite représente le rapport E_q/E_j après la pré-calibration des jets en fonction de η , pour tous les jets avec $p_T > 40$ GeV. On vérifie sur cette figure que le rapport E_q/E_j varie de seulement $\pm 1\%$ autour de 1 sur tout l'intervalle en η ce qui justifie l'approximation de ne pas effectuer la pré-calibration en fonction de η mais seulement en fonction de E_j . Nous verrons dans la section 5.8 l'impact d'une variation plus marquée du rapport E_q/E_j en fonction de η de l'énergie du jet sur la masse du quark top mesurée.

La résolution en énergie pour les objets physiques

La résolution en énergie pour les objets physiques est estimée en comparant l'énergie reconstruite d'un objet (E^{reco}) avec l'énergie de la particule au niveau générateur (E^{MC}) avant radiations dans l'état final.

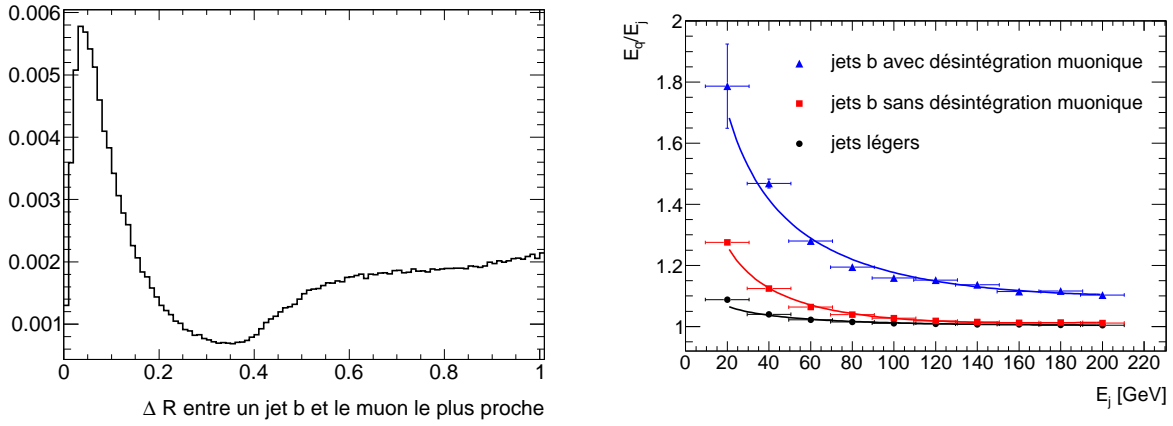


FIG. 5.6 – A gauche, la distance angulaire ΔR entre un jet b et le muon le plus proche dans les événements $t\bar{t}$. A droite : les fonctions de pré-calibration appliquées aux jets dans les événements Monte Carlo pour les trois types de jets.

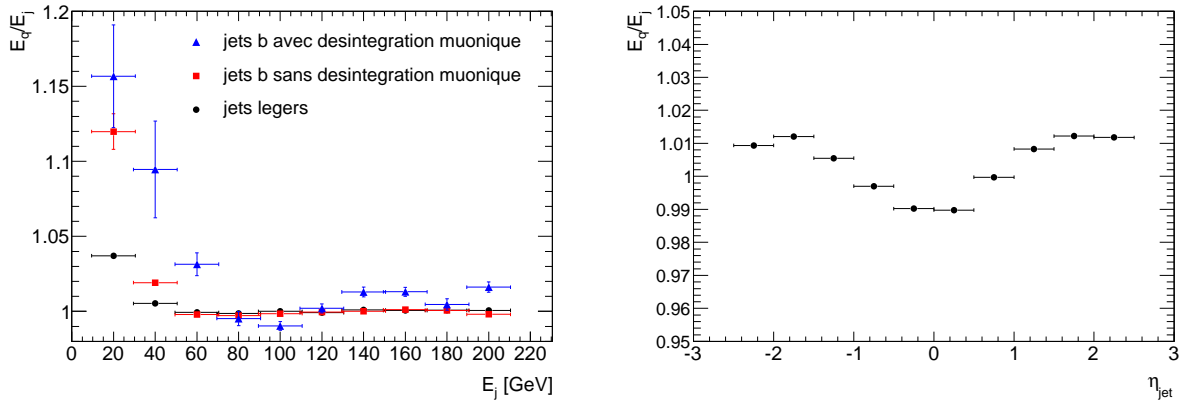


FIG. 5.7 – A gauche, le rapport E_q/E_j après la pré-calibration en fonction de l'énergie des jets pour chaque catégorie de jets. A droite, le rapport E_q/E_j en fonction de η pour tous les jets après la pré-calibration.

L'association entre un objet physique et une particule Monte Carlo est effectuée selon la méthode décrite précédemment. Seule la dépendance en énergie est prise en compte dans la résolution, la dépendance en η étant négligée pour les premières données en raison de la faible statistique disponible. La distribution E^{MC}/E^{reco} est d'abord ajustée par une gaussienne pour différents intervalles en énergie reconstruite. La résolution est ensuite calculée comme le rapport entre la largeur de la gaussienne et sa moyenne, ce qui la rend indépendante de l'échelle d'énergie. Nous allons ici détailler la résolution pour chaque objet physique dans les événements $t\bar{t}$.

Jets La résolution est calculée séparément pour les jets légers et les jets b . La résolution des jets légers est déterminée pour les jets correspondant aux quarks issus de la désintégration du boson W . La résolution des jets b est déterminée pour les jets b correspondant à un quark b de l'état final $t\bar{t}$, en étiquetant les désintégrations muoniques des quarks b . La formule classique est utilisée pour ajuster la résolution $\sigma(E)$ en fonction de l'énergie E :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (5.3)$$

Les résolutions obtenues sont représentées sur la Figure 5.8, à gauche pour les jets légers et à droite pour les jets b . Pour les jets légers, on obtient un terme stochastique a de 50% $\sqrt{\text{GeV}}$ et un terme constant de

7%. A une énergie de 100 GeV, la résolution est de 10 % pour les jets légers et les jets b sans désintégration muonique et de 17 % pour les jets b avec désintégration muonique.

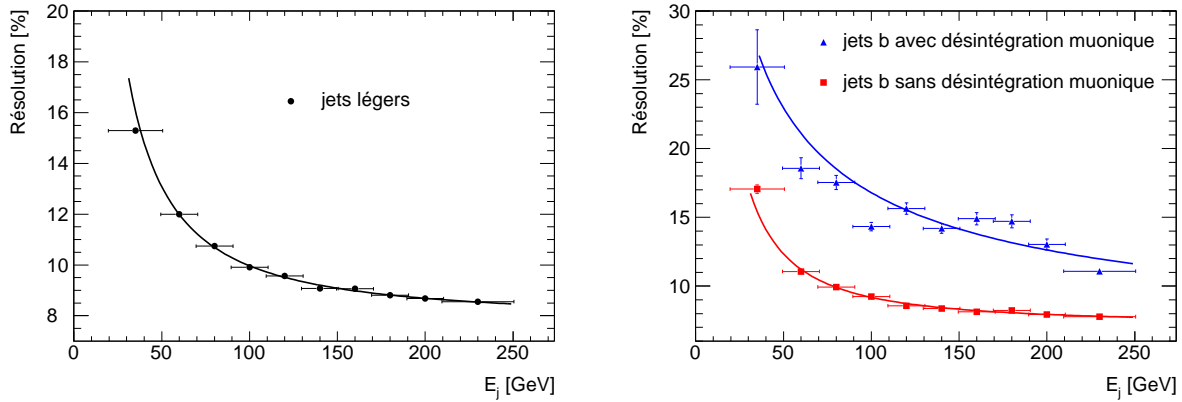


FIG. 5.8 – A gauche, la résolution des jets légers en fonction de leur énergie. A droite, la résolution des jets b , séparément pour les jets avec et sans désintégration muonique.

Électrons La résolution en énergie des électrons est calculée pour les électrons issus de la désintégration d'un boson W . La région de superposition entre le tonneau et les bouchons, située à $1.37 \leq |\eta| \leq 1.52$ est exclue en raison de la mauvaise reconstruction des électrons dans cette région. La formule de résolution utilisée est la relation (5.3) déjà utilisée pour les jets. Elle est représentée à gauche sur la Figure 5.9. L'ajustement fournit un terme stochastique a de $12\% \sqrt{\text{GeV}}$ et un terme constant de 1.7%. Pour un électron de 100 GeV, on observe une résolution de 2%.

Muons Le résolution en impulsion des muons est calculée pour les muons issus de la désintégration d'un boson W . A la différence de l'énergie des jets et des électrons qui est reconstruite dans le calorimètre, l'impulsion des muons est reconstruite à partir de la mesure combinée du détecteur interne et du spectromètre à muons. L'impulsion du muon est déterminée à partir de la mesure de la flèche de sa trace qui résulte de la courbure de la trajectoire du muon par le champ magnétique. La flèche étant d'autant plus petite que le muon est énergétique, la résolution en impulsion des muons décroît avec l'impulsion. La formule de résolution utilisée pour les muons est :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = a \times E + b. \quad (5.4)$$

La résolution des muons est représentée à gauche sur la Figure 5.9. L'ajustement fournit une pente a de $1.1 \cdot 10^{-4}$ et un terme b de $1.6 \cdot 10^{-2}$. Pour un muon de 100 GeV, on observe une résolution de 2.5%.

L'énergie transverse manquante La résolution pour \cancel{E}_T est mesurée pour les événements $t\bar{t}$ avec un seul neutrino dans l'état final qui provient de la désintégration leptonique d'un boson W . La résolution de l'énergie transverse manquante reconstruite est ainsi mesurée par rapport à l'énergie transverse du neutrino. La résolution de \cancel{E}_T peut cependant être dégradée dans les événements $t\bar{t}$ en cas de désintégration leptonique d'un quark b ou d'un lepton τ . La formule utilisée pour la résolution de \cancel{E}_T est la formule usuelle :

$$\frac{\sigma(\cancel{E}_T)}{\cancel{E}_T} = \frac{a}{\sqrt{\cancel{E}_T}} \oplus \frac{b}{\cancel{E}_T} \oplus c. \quad (5.5)$$

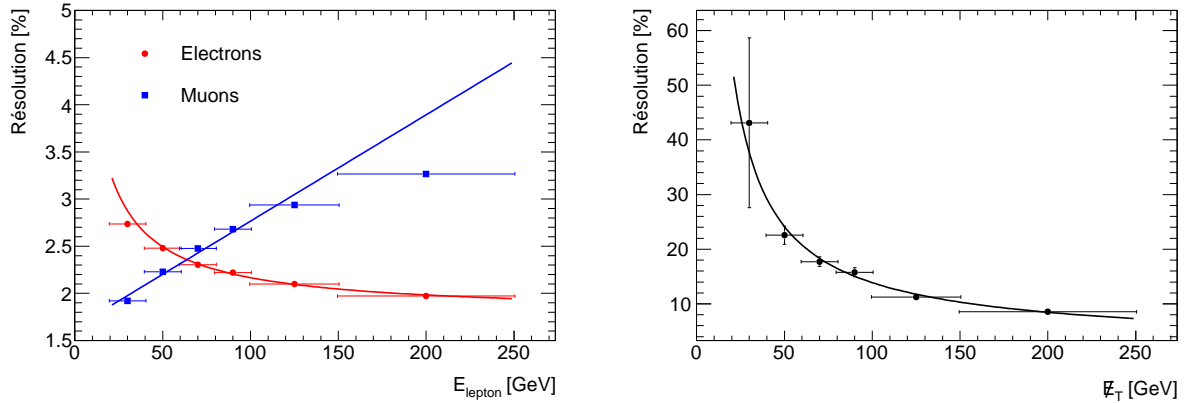


FIG. 5.9 – A gauche, la résolution des électrons et des muons en fonction de leur énergie. A droite, la résolution de \cancel{E}_T .

L'ajustement fournit un terme stochastique a de $10\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}$, un coefficient b de 10 GeV et un terme constant de 10^{-5} . Pour $\cancel{E}_T = 100$ GeV, on observe une résolution d'environ 15%. Elle est représentée à droite sur la Figure 5.9.

Isolation des leptons

Afin de distinguer les leptons issus de la désintégration d'un boson W de ceux issus de la désintégration d'un quark b ou d'un quark c , on ne sélectionne que les leptons isolés, c'est-à-dire suffisamment éloignés du jet le plus proche. Un critère d'isolation relatif est utilisé pour les électrons et les muons : l'énergie dans un cône $\Delta R = 0.2$ autour de l'amas du lepton dans le calorimètre, qui est appelée E_{Tcone20} , doit être inférieure à 20 % de son énergie transverse. Cette coupure relative est a priori justifiée uniquement pour les électrons étant donné que l'énergie déposée dans le calorimètre augmente avec l'énergie de l'électron, ce qui n'est pas le cas pour les muons. Elle s'avère cependant pertinente aussi bien pour les muons que pour les électrons en raison de la différence entre l'impulsion transverse des leptons du signal et ceux du bruit de fond. La Figure 5.10 représente la distribution de l'impulsion transverse pour les électrons (à gauche) et les muons (à droite) issus de la désintégration d'un boson W , d'un quark b et d'un lepton τ . Les leptons issus de la désintégration d'un quark b et d'un lepton τ ayant une impulsion transverse inférieure à ceux issus de la désintégration d'un boson W , une coupure d'isolation proportionnelle à l'énergie transverse permet d'avoir un critère de sélection plus restrictif pour les leptons que l'on souhaite rejeter que pour ceux que l'on souhaite conserver. Cette coupure relative est ainsi plus performante qu'une coupure constante pour sélectionner les muons issus de la désintégration d'un boson W et rejeter les muons issus de la désintégration semileptonique des quarks b ou des leptons τ .

Les performances de cette coupure d'isolation après la coupure à 20 GeV sur l'impulsion transverse des leptons sont indiquées dans la Table 5.1. La contamination des b représente la fraction d'électrons ou de muons issus de la désintégration semileptonique d'un quark b qui passent la coupure d'isolation et la contamination des τ représente la fraction d'électrons ou de muons issus de la désintégration d'un τ qui passent la coupure d'isolation.

5.2.4 Les coupures de sélection

La sélection des événements s'opère en deux étapes : la production d'un lot réduit d'évènements (D2PD), pour diminuer la taille et le nombre des événements à étudier, et la sélection finale des événements à reconstruire.

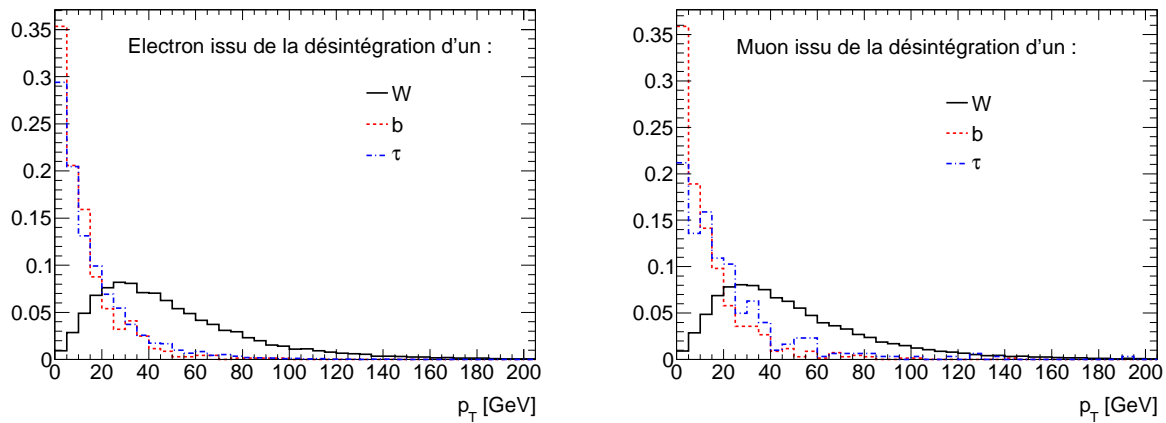


FIG. 5.10 – Impulsion transverse des électrons (à gauche) et des muons (à droite) issus de la désintégration d'un boson W (trait continu noir), d'un quark b (pointillés rouges) et d'un lepton τ (trait discontinu bleu). Ces distributions sont réalisées au niveau Monte Carlo et ne tiennent donc pas compte de la reconstruction dans détecteur.

TAB. 5.1 – Performances de l'isolation des leptons après la coupure à 20 GeV sur l'impulsion transverse.

Lepton	Efficacité sur les W	Contamination des b	Contamination des τ
Electrons	$98.2 \pm 0.3 \%$	$9.6 \pm 0.9 \%$	$90.2 \pm 1.1 \%$
Muons	$97.3 \pm 0.4 \%$	$16.3 \pm 1.1 \%$	$92.0 \pm 1.3 \%$

La production d'un lot réduit d'évènements

La production officielle de données Monte Carlo dans ATLAS est effectuée dans le format AOD (Analysis Objects Datasets). La taille d'un évènement dans ce format étant trop importante et le temps de lecture trop long pour pouvoir exécuter l'analyse directement sur ces fichiers, il est nécessaire de produire des fichiers de données de taille réduite et ne contenant que des évènements potentiellement intéressants pour l'analyse : les D2PD. La production de D2PD est effectuée en utilisant le logiciel D2PDMaker avec une configuration spécifique.

La taille de chaque évènement est réduite en ne conservant que l'information nécessaire à l'analyse ; pour chaque évènement, seuls les objets physiques nécessaires à la reconstruction de l'état final sont conservés : les jets, les électrons, les muons et l'énergie transverse manquante. Sont également conservées les informations relatives au système de déclenchement et à la vérité Monte Carlo afin de pouvoir reconstruire l'historique complet de l'évènement jusqu'aux quarks top et anti-top. Cette étape de sélection des objets physiques est appelée *slimming*.

Une pré-sélection est également appliquée pour diminuer le temps d'exécution de l'analyse. Cette pré-sélection des évènements dans l'élaboration de D2PD est appelée *skimming*. Les critères de sélection suivants sont appliqués :

- *Au moins 4 jets avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$.*
Il n'est effectué durant ce filtrage ni identification des jets électromagnétiques, ni étiquetage des saveurs, ni pré-calibration des jets.

- *Au moins 1 lepton*, électron (définition *loose*) ou muon, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$.
- $\cancel{E}_T \geq 20$ GeV.

Cette pré-sélection conserve 55% des évènements initiaux du signal $t\bar{t}$ lepton plus jets.

TAB. 5.2 – Principaux bruits de fond physiques au signal $t\bar{t} \rightarrow \ell(e,\mu)+\text{jets}$ avec le nombre d'évènements attendus pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 10$ TeV avant et après les coupures successives de sélection.

Processus	Section efficace [pb]	D2PD	Déclenchement	1 lepton isolé	2 jets b	≥ 2 jets légers
$t\bar{t}$ e+jets	58	35844	34333	28461	4680	2176
$t\bar{t}$ μ +jets	58	30068	26243	24732	4443	2322
Total signal	116	65912	60576	53193	9123	4498
Total bruits de fond	53263	199022	184271	142196	3420	1206
$t\bar{t}$ τ +jets	58	8888	6526	3956	631	333
$t\bar{t}$ dilepton	35	16443	15702	9604	1702	466
$t\bar{t}$ tout hadronique	183	7794	4892	663	67	50
single top	57	10766	9835	8302	780	282
$W \rightarrow e\nu + \text{jets}$	16164	87654	83115	68922	40	8
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$	16150	26129	22400	21288	36	15
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jets}$	16144	12163	7776	5499	12	4
$Z \rightarrow ee + \text{jets}$	1471	8593	8464	4246	2	1
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$	1469	2482	2279	1273	1	1
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$	1477	5484	4122	2995	3	1
$W + b\bar{b} + \text{jets}$	18	2126	1905	1584	140	45
WW, ZZ, WZ	37	18500	17255	13864	6	0
S/B	$2 \cdot 10^{-3}$	0.3 ± 0.0	0.3 ± 0.0	0.4 ± 0.0	2.7 ± 0.1	3.7 ± 0.2

Sélection finale

C'est avant la sélection finale qu'est effectuée l'exclusion des jets électromagnétiques, l'étiquetage des jets et la pré-calibration. Les électrons de la sélection finale doivent satisfaire les critères de la définition *medium* et les électrons situés dans la région de superposition tonneau/bouchon comprise entre $1.37 < |\eta| < 1.52$ sont exclus. Afin de maximiser le rapport signal sur bruit, les coupures suivantes sont appliquées :

- L'évènement doit avoir passé au moins un des deux menus de déclenchement du filtre d'évènements EF_e15_medium ou EF_mu15 [8]. Ce menu de déclenchement pour l'électron avec la définition *medium* requiert une forme de gerbe correcte et un appariement avec une trace du détecteur interne mais n'impose pas de critère d'isolation.
- *Exactement 1 lepton isolé* (e,μ) avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

La coupure de sélection sur les leptons permet une bonne réjection du bruit de fond $t\bar{t}$ tout hadronique

puisque 99.6% de ces évènements sont rejetés à cette étape de la sélection.

- *Exactement deux jets b avec $p_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$.*
La coupure à 40 GeV résulte de la mauvaise calibration des jets en dessous de cette valeur. Un abaissement du seuil permettrait d'augmenter l'efficacité de la sélection mais réduirait la précision sur la mesure de la masse du quark top. L'étiquetage des jets b entraîne également une importante perte d'efficacité mais est requise pour réduire le bruit de fond des évènements single top et éliminer drastiquement le bruit de fond W + jets ainsi que les évènements QCD multijets.
- *Au moins deux jets légers avec $p_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$.*
De même que pour les jets b , la coupure à 40 GeV entraîne une importante perte d'efficacité puisque seuls 34% des bosons W avec désintégration hadronique ont leurs deux jets qui passent cette coupure, mais elle est nécessaire pour avoir des jets bien calibrés. La coupure sur la multiplicité des jets légers ne définit pas un nombre maximal de jets en raison des radiations dans l'état initial et dans l'état final (ISR/FSR), 30% des évènements du signal ayant plus de deux jets dans l'état final avec $p_T > 40$ GeV.

Précisons que la coupure sur l'énergie manquante est effectuée au niveau de la production des D2PD puisque la valeur de \cancel{E}_T fournie par le groupe Jets/ \cancel{E}_T n'est pas recalibrée avant la sélection finale. La combinaison des coupures sur l'énergie manquante et la présence d'un lepton isolé devrait permettre une bonne réjection du bruit de fond QCD.

Le nombre d'évènements du signal et des différents processus de bruit de fond avant et après les coupures successives est indiqué dans la Table 5.2 pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

5.3 Reconstruction de l'état final

5.3.1 Introduction

Les deux distributions caractéristiques qui seront par la suite utilisées dans la méthode des *templates* sont la distribution de masse reconstruite pour le quark top et la distribution de masse invariante du candidat reconstruit pour le boson W hadronique. Il serait possible, pour effectuer cette analyse, de ne considérer que la branche de désintégration hadronique de la paire $t\bar{t}$ et de reconstruire la masse du quark top comme la masse invariante de trois jets (la branche leptonique pâtit quant à elle de la présence du neutrino). Cependant, afin d'optimiser la reconstruction, nous allons effectuer un ajustement cinématique qui prend en compte toute l'information cinématique de l'état final. L'objectif de cet ajustement cinématique est de reconstruire l'état final $t\bar{t}$, c'est-à-dire d'apparier deux jets légers de l'état final pour reconstruire le boson W hadronique et d'associer les deux jets b aux bosons W hadronique et leptonique, puis d'en extraire la masse du quark top en faisant l'hypothèse que la masse du top m_t est égale à la masse de l'anti-top $m_{\bar{t}}$. Cette hypothèse revient à déterminer, évènement par évènement, la masse du quark top qui coïncide le mieux avec les masses reconstruites pour les branches hadronique et leptonique de la désintégration de la paire $t\bar{t}$, pondérées par leurs résolutions respectives. Avant d'établir la formule de χ^2 utilisée dans cet ajustement cinématique, il est par conséquent essentiel d'effectuer la reconstruction de la masse du quark top indépendamment pour chaque branche de la paire $t\bar{t}$. La comparaison des distributions de masse du quark top reconstruites indépendamment dans chaque branche avec la distribution de masse extraite de l'ajustement cinématique nous permettra par ailleurs de mieux visualiser le bénéfice qu'apporte l'ajustement cinématique par rapport à la reconstruction dans la seule branche hadronique.

Après avoir donné la définition du critère de pureté, qui sera utilisé par la suite pour quantifier les performances de reconstruction de l'état final, nous allons détailler dans cette section les trois étapes nécessaires à la reconstruction de l'état final :

- la reconstruction des bosons W hadronique et leptonique.

- La reconstruction de la masse du quark top dans chacune des branches hadronique et leptonique de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$. Précisons que les distributions de masse ainsi reconstruites servent uniquement à l'élaboration du fit cinématique et ne seront plus utilisées dans la suite de cette analyse.
- La reconstruction complète de l'état final grâce la minimisation d'un χ^2 prenant en compte toute la cinématique de l'état final. Cet ajustement cinématique permet d'obtenir, pour chaque évènement $t\bar{t}$, une seule masse du quark top grâce à l'hypothèse $m_t = m_{\bar{t}}$.

5.3.2 Définition de la pureté

Le nombre de jets reconstruits dans un évènement $t\bar{t}$ lepton plus jets rend difficile l'identification des quatre jets correspondant aux quatre quarks issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$. La pureté d'un évènement caractérise la qualité de l'état final reconstruit en ce qui concerne l'identification des jets et leur association aux différents quarks de l'état final. Un jet est considéré comme bien sélectionné si la distance angulaire ΔR qui le sépare du quark associé est inférieure à 0.25 selon le critère d'association défini dans la section 5.2.3. On distingue dans cette analyse trois catégories de pureté :

- **la pureté du boson W hadronique** : le boson W est considéré comme pur si les deux jets sélectionnés correspondent aux deux quarks légers issus de la désintégration hadronique du boson W ;
- **la pureté des jets b** : elle caractérise la fraction d'évènements pour lesquels le jet b associé à la désintégration hadronique d'un boson W et le jet b associé à la désintégration leptonique du deuxième boson W correspondent respectivement au quark b issu du même quark top que le boson W hadronique et au quark b issu du même quark top que le boson W leptonique ;
- **la pureté du top** : elle est la combinaison des deux puretés précédentes, c'est-à-dire la fraction d'évènements pour lesquels les deux jets légers sélectionnés correspondent aux quarks issus de la désintégration du boson W hadronique et les deux jets b correspondent aux deux quarks b issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$.

5.3.3 Reconstruction des bosons W

Reconstruction du boson W hadronique

Puisqu'environ un tiers des évènements du signal ont plus de deux jets légers dans l'état final, il faut déterminer la meilleure façon de trouver les deux jets légers issus de la désintégration du boson W hadronique. La méthode qui offre le meilleur compromis entre efficacité et pureté est basée sur la minimisation, évènement par évènement, d'une formule de χ^2 qui utilise la contrainte de la masse du boson W sur la masse invariante de la paire de jets légers. Le principal avantage de cette méthode est de permettre une recalibration *in-situ* des jets légers basée sur la masse M_W^{PDG} ce qui réduit de manière significative l'erreur sur la masse du quark top due à une mauvaise calibration des jets légers.

La première étape consiste à regarder la distribution de masse invariante dijets représentée à gauche sur la Figure 5.11 pour les évènements n'ayant que deux jets légers dans l'état final. L'ajustement gaussien donne une masse invariante dijets de $\langle M_{jj} \rangle = 81$ GeV avec une largeur $\sigma_{M_{jj}} = 8$ GeV. Une fois déterminées les valeurs de $\langle M_{jj} \rangle$ et $\sigma_{M_{jj}}$, on teste pour chaque évènement toutes les manières possibles d'apparier deux jets légers pour reconstruire le boson W hadronique. Les paires candidates avec une masse invariante n'appartenant pas à la fenêtre de masse de $\pm 3 \sigma_{M_{jj}}$ autour de $\langle M_{jj} \rangle$ sont rejetées, le χ^2 étant minimisé uniquement pour les paires restantes. La formule du χ^2 utilisée pour la reconstruction du

boson W hadronique est :

$$\chi^2 = \left(\frac{E_{j1}(1 - \alpha_{j1})}{\sigma_{E_{j1}}} \right)^2 + \left(\frac{E_{j2}(1 - \alpha_{j2})}{\sigma_{E_{j2}}} \right)^2 + \left(\frac{M_{jj}(\alpha_{j1}, \alpha_{j2}) - M_W^{PDG}}{\Gamma_W^{PDG}} \right)^2. \quad (5.6)$$

Les deux premiers termes permettent la recalibration *in-situ* des jets en modifiant leur énergie mesurée dans un intervalle défini par leur résolution. Le dernier terme contraint la masse invariante dijets à la masse du boson W dans la largeur de la Breit-Wigner du boson W . Les paramètres libres à déterminer lors de la minimisation sont les coefficients de recalibration α_{j1} et α_{j2} .

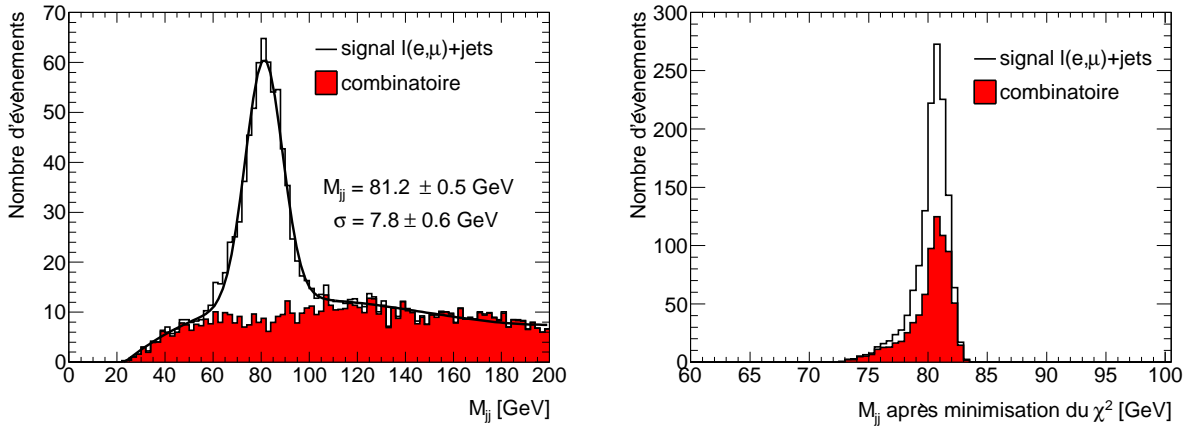


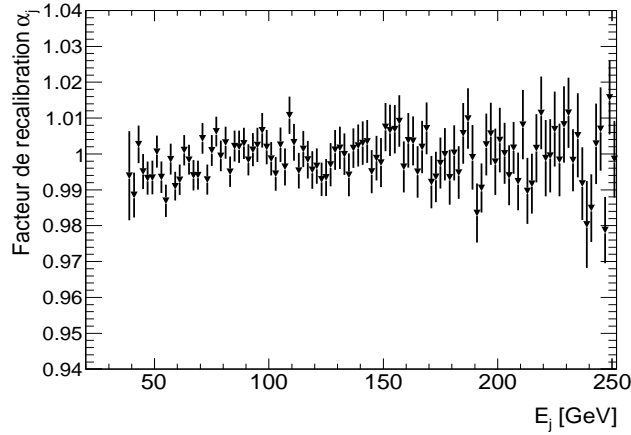
FIG. 5.11 – A gauche : masse invariante de la paire de jets légers pour les évènements du signal $t\bar{t} \ell(e,\mu)+\text{jets}$ avec exactement deux jets dans l'état final ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). Le bruit de fond combinatoire est représenté en rouge. L'ajustement est la somme d'une gaussienne, censée ajuster les évènements bien reconstruits, et d'un polynôme du troisième degré, censé prendre en compte les évènements du bruit de fond combinatoire. A droite : masse du boson W hadronique reconstruite après minimisation du χ^2 et recalibration *in-situ* des jets légers.

La paire de jets avec la plus petite valeur de χ^2 après minimisation est sélectionnée pour chaque évènement. Les coefficients de recalibration déterminés par la minimisation sont utilisés pour recalibrer l'énergie des jets. La forte contrainte imposée par la masse du boson W permet d'obtenir une distribution de masse invariante du boson W hadronique très étroite qui est représentée à droite sur la Figure 5.11. La distribution des coefficients de recalibration α est représentée sur la Figure 5.12 en fonction de l'énergie du jet ; elle est centrée sur une valeur proche de 1 en raison de la pré-calibration appliquée aux jets. On sélectionne ensuite uniquement les évènements ayant une masse invariante dijets après recalibration *in-situ* dans une fenêtre de masse de $2 \Gamma_W^{PDG}$ autour de M_W^{PDG} . Cette coupure permet d'atteindre une pureté du boson W pour les évènements du signal de $64.4 \pm 0.5\%$ avec une efficacité de $52.3 \pm 0.7\%$ sur les évènements du signal sélectionnés.

Reconstruction du boson W leptonique

Puisque le neutrino issu de la désintégration leptonique du boson W traverse le détecteur sans interagir, on ne peut pas reconstruire directement ses caractéristiques cinématiques. Il est néanmoins possible de reconstruire son impulsion transverse en faisant l'hypothèse que l'impulsion transverse des partons impliqués dans le processus dur est négligeable par rapport à leur impulsion longitudinale. Le bilan en énergie des particules produites lors de la collision devrait alors être nul dans le plan transverse du détecteur, et l'impulsion transverse du neutrino p_T^ν correspondre à l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T .

L'impulsion longitudinale du neutrino p_z^ν peut ensuite être calculée à partir de la masse du boson W en imposant que la masse invariante du système lepton-neutrino $M_{l\nu}$ soit égale à la masse du boson W M_W^{PDG} :

FIG. 5.12 – Distribution des facteurs de recalibration *in-situ* α_j en fonction de l'énergie des jets.

$$\begin{aligned}
 M_W^{PDG^2} &= M_{\ell\nu}^2 \\
 &= m_\ell^2 - 2(p_x^\ell p_x^\nu + p_y^\ell p_y^\nu) + 2E_\ell \sqrt{(\cancel{E}_T)^\ell + (p_z^\nu)^2} - 2(p_z^\ell p_z^\nu).
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Cette équation peut être écrite sous la forme $ap_z^{\nu 2} + bp_z^\nu + c = 0$ avec :

$$a = E_\ell^2 - p_z^{\ell 2} \tag{5.8}$$

$$b = -2p_z^\ell \left(\frac{M_W^2 - m_\ell^2}{2} + p_x^\ell p_x^\nu + p_y^\ell p_y^\nu \right) \tag{5.9}$$

$$c = E_\ell^2 \cdot p_T^{\nu 2} - \left(\frac{M_W^2 - m_\ell^2}{2} + p_x^\ell p_x^\nu + p_y^\ell p_y^\nu \right)^2 \tag{5.10}$$

Lorsque le discriminant $\Delta = b^2 - 4ac$ est positif (ce qui est le cas pour 70% des événements reconstruits), on obtient 2 solutions pour p_z^ν :

$$p_{z_p}^\nu = \frac{-b + \sqrt{\Delta}}{2a} \tag{5.11}$$

$$p_{z_m}^\nu = \frac{-b - \sqrt{\Delta}}{2a} \tag{5.12}$$

Les événements ont un discriminant négatif lorsque la masse transverse du système lepton-neutrino est supérieure à la masse du boson W comme cela est représenté à gauche sur la Figure 5.13. La courbe noire représente la masse transverse du boson W au niveau générateur, avec le pic du jacobien à la masse invariante du boson W , la ligne discontinue rouge représente la masse transverse du boson W reconstruite pour les événements avec $\Delta \geq 0$ et les pointillés bleus représentent la masse transverse du boson W reconstruite pour les événements avec $\Delta < 0$. Ces événements résultent d'une surestimation de l'impulsion transverse du neutrino qui peut être causée par des neutrinos additionnels, provenant par exemple de la désintégration semileptonique d'un quark b , qui contribuent à \cancel{E}_T . Ces événements peuvent être récupérés en diminuant p_T^ν jusqu'à obtenir un discriminant positif ou nul. La variation de p_T^ν n'est autorisée que dans un intervalle défini par la résolution à 1σ de \cancel{E}_T . Les événements pour lesquels le discriminant est toujours négatif lorsque p_T^ν a atteint la valeur limite définie par la résolution de \cancel{E}_T sont rejetés, ce qui correspond à environ 13 % des événements. A droite sur la Figure 5.13 est représenté le rapport entre l'énergie transverse reconstruite et l'impulsion transverse du neutrino au niveau générateur. La distribution de ce rapport pour les événements avec $\Delta \geq 0$ (ligne noire) est centrée sur 1 tandis que \cancel{E}_T est nettement surestimée pour les événements avec $\Delta < 0$ (ligne discontinue rouge). La correction apportée à \cancel{E}_T pour récupérer ces événements permet ainsi de recentrer le rapport à 1 (pointillés bleus).

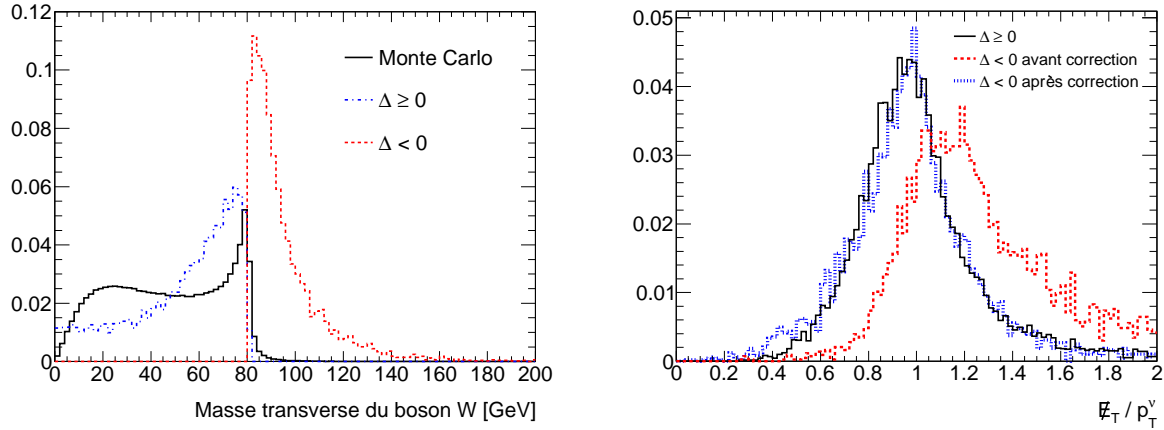


FIG. 5.13 – A gauche : masse transverse du boson W au niveau générateur (ligne noire), pour les événements avec $\Delta \geq 0$ (ligne discontinue bleue) et pour les événements avec $\Delta < 0$ (pointillés rouges). A droite : le rapport entre l'énergie transverse manquante reconstruite \cancel{E}_T et l'impulsion transverse p_T^ν du neutrino au niveau générateur pour les événements avec $\Delta \geq 0$ (ligne noire), pour les événements avec $\Delta < 0$ (ligne discontinue rouge), et pour ces mêmes événements récupérés après la correction de \cancel{E}_T qui permet d'obtenir $\Delta \geq 0$ (pointillés bleus).

5.3.4 Reconstruction des deux branches de la paire $t\bar{t}$

Reconstruction de la masse du quark top du côté hadronique

Pour reconstruire la masse invariante à trois jets du quark top hadronique, il reste à choisir parmi les deux jets b sélectionnés celui à associer au boson W . Trois méthodes d'association ont été étudiées :

1. maximiser l'impulsion transverse du quark top ;
2. minimiser la distance angulaire ΔR entre le jet b et le boson W hadronique ;
3. choisir parmi les quatre combinaisons possibles (deux pour l'association des jets b et deux pour le choix de la solution de p_z^ν) celle qui minimise la différence de masse entre les côtés hadronique et le côté leptonique.

Les trois méthodes permettent d'obtenir des performances équivalentes. De manière similaire à ce qui sera fait par la suite dans l'ajustement cinématique, la troisième méthode effectue une reconstruction simultanée du top hadronique et du top leptonique. La distribution de masse du quark top obtenue avec cette méthode est représentée sur la Figure 5.14. L'efficacité de reconstruction sur les événements du signal est de $2.33 \pm 0.02\%$ avec une pureté sur le boson W de $64.2 \pm 0.4\%$, une pureté sur le b de $70.2 \pm 0.4\%$ et une pureté pour le quark top de $50.2 \pm 0.4\%$.

Reconstruction de la masse du quark top du côté leptonique

La troisième méthode utilisée pour reconstruire le quark top hadronique permet également de reconstruire le quark top leptonique. Parmi les deux solutions de p_z^ν , celle qui minimise la différence de masse entre les côtés leptonique et hadronique est conservée. La pureté sur le b leptonique est de $71.2 \pm 0.4\%$. La masse du quark top reconstruite du côté leptonique est représentée sur la Figure 5.15.

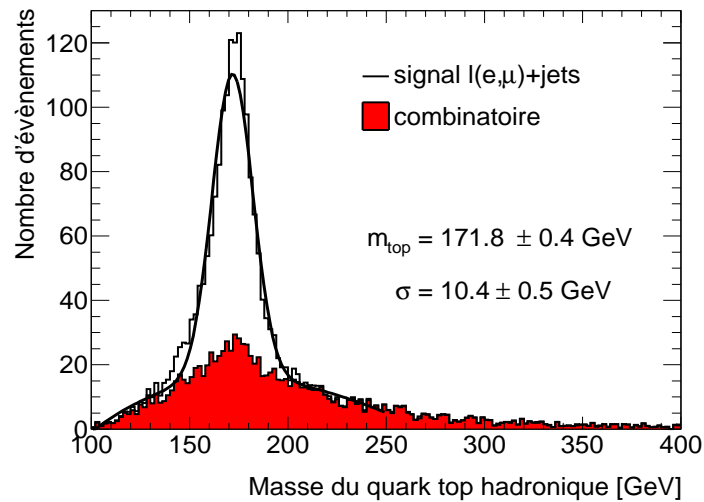


FIG. 5.14 – Distribution de masse du quark top reconstruite avec le côté hadronique pour les événements du signal $t\bar{t} \ell(e,\mu)+\text{jets}$ ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). La contribution du bruit de fond combinatoire (pour le boson W et le quark b) est représentée en rouge. L'ajustement est la somme d'une gaussienne et d'un polynôme du troisième degré. La masse du quark top est mesurée comme la moyenne de la gaussienne ; la valeur obtenue est $m_t = 171.8 \pm 0.4 \text{ GeV}$ avec une largeur $\sigma = 10.4 \pm 0.5 \text{ GeV}$.

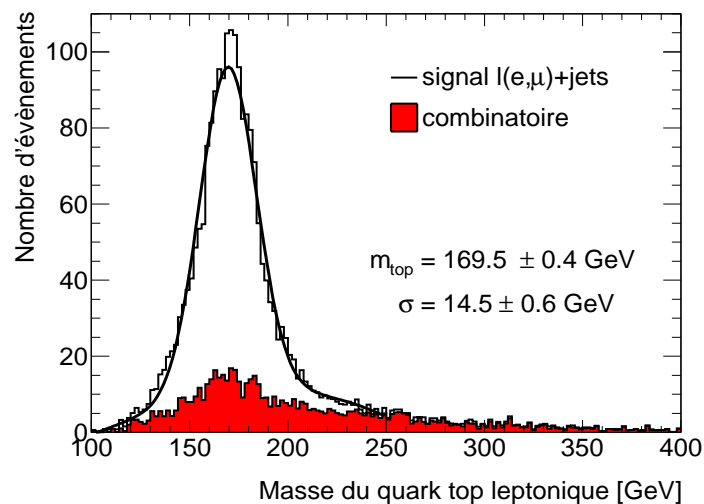


FIG. 5.15 – Distribution de masse du quark top reconstruite avec le côté leptonique pour les événements du signal $t\bar{t} \ell(e,\mu)+\text{jets}$ ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). La contribution du bruit de fond combinatoire (pour le quark b) est représentée en rouge. L'ajustement est la somme d'une gaussienne et d'un polynôme du troisième degré. La masse du quark top obtenue est $m_t = 169.5 \pm 0.4 \text{ GeV}$ avec une largeur $\sigma = 14.5 \pm 0.6 \text{ GeV}$.

5.3.5 L'ajustement cinématique

La formule du χ^2

Maintenant que nous avons vu comment reconstruire chacune des deux branches de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal lepton plus jets, nous allons utiliser un ajustement cinématique qui prend en compte toute l'information cinématique de l'état final pour reconstruire simultanément les deux branches. De cet ajustement cinématique sera extraite événement par événement la masse du quark top (en supposant $m_t = m_{\bar{t}}$). La formule de χ^2 utilisée contient des termes de contrainte cinématique et des termes de recalibration *in-situ* pour les jets et le lepton ; sa définition est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_i^{4jets+lepton} \left(\frac{E_i^{mes}(1 - \alpha_i)}{\sigma_{E_i^{mes}}} \right)^2 + \left(\frac{M_{jj}(\alpha_{j_1}, \alpha_{j_2}) - M_W^{PDG}}{\Gamma_W^{PDG}} \right)^2 + \left(\frac{m_{lv}(\alpha_{lep}) - M_W^{PDG}}{\Gamma_W^{PDG}} \right)^2 \quad (5.13)$$

$$+ \left(\frac{m_{jjb_{had}}(\alpha_{j_1}, \alpha_{j_2}, \alpha_{b_{had}}) - \delta_m^h - m_t^r}{\sigma_h} \right)^2 + \left(\frac{m_{lvb_{lep}}(\alpha_{lep}, \alpha_{b_{lep}}) - \delta_m^l - m_t^r}{\sigma_l} \right)^2.$$

Le premier terme permet de faire varier l'énergie mesurée des quatre jets et du lepton dans un intervalle défini par leur résolution ; les facteurs multiplicatifs α_i sont les facteurs de recalibration qui sont déterminés événement par événement dans l'intervalle [0,2]. Les deux termes suivants contraignent les masses des bosons W reconstruits du côté hadronique et du côté leptonique à la masse au pôle du boson W dans un intervalle défini par la largeur du boson W ¹. Dans les deux derniers termes, σ_h et σ_l sont les largeurs des distributions de masse du quark top reconstruites respectivement avec le côté hadronique et avec le côté leptonique ; on a obtenu dans les paragraphes précédents $\sigma_{top_{had}} = 10$ GeV et $\sigma_{top_{lep}} = 15$ GeV². Puisque la minimisation a pour objectif de minimiser la différence entre les masses du quark top reconstruites de chaque côté, il est nécessaire de prendre en compte le biais sur la masse reconstruite du quark top qui résulte de la coupure imposée sur l'impulsion transverse des jets et qui diffère de chaque côté, le côté hadronique étant la masse invariante de 3 jets tandis que la masse leptonique ne fait intervenir qu'un seul jet. On note δ_m^h et δ_m^l les biais sur la masse du quark top reconstruite respectivement avec le côté hadronique et le côté leptonique ; leurs valeurs seront déterminées dans le paragraphe suivant.

Ainsi défini, le χ^2 impose la contrainte que les masses du top m_t et de l'anti-top $m_{\bar{t}}$ soient les mêmes modulo la résolution du détecteur. Les paramètres libres à être déterminés par la minimisation sont la masse du quark top m_t^r et les cinq facteurs de recalibration α_i .

Pour chaque événement, la minimisation du χ^2 est effectuée pour chaque manière possible d'apparier deux jets légers (sélectionnés dans une fenêtre de masse de $\pm 3 \sigma_{M_{jj}}$ autour de $\langle M_{jj} \rangle$ qui a été obtenu dans la section 5.3.3), pour les deux associations possibles des jets b à chaque boson W et pour chaque solution de l'impulsion longitudinale du neutrino p_z^ν . La paire de jets légers, l'affectation des deux jets b et la solution de p_z^ν qui donne la plus petite valeur de χ^2 à la fin de la minimisation sont conservées pour chaque événement et on note χ_{min}^2 la valeur de χ^2 correspondante. La masse reconstruite du quark top qui sera utilisée par la suite est le paramètre libre m_t^r de l'ajustement cinématique.

Influence de la coupure sur l'impulsion transverse des jets

L'énergie des jets étant reconstruite dans le calorimètre avec une certaine résolution, la coupure sur l'impulsion transverse des jets induit un biais qui surestime la valeur de la masse du quark top reconstruite. En effet, un quark avec une impulsion transverse inférieure au seuil peut être reconstruit avec une

¹ On utilise $M_W^{PDG} = 80.40$ GeV et $\Gamma_W^{PDG} = 2.14$ GeV [3].

² Il a été vérifié que le choix de ces paramètres dans l'ajustement cinématique n'est pas critique et que la modification de leur valeur a un impact négligeable sur la masse du quark top reconstruite et la JES.

impulsion transverse supérieure au seuil et ainsi passer la coupure. Inversement, un quark avec une impulsion transverse supérieure au seuil est susceptible de ne pas passer la coupure. Lorsqu'on moyenne cet effet sur l'ensemble des événements, il en résulte une surestimation des masses reconstruites du boson W hadronique et du quark top.

Pour estimer le biais sur la masse du quark top reconstruite induit par la coupure à 40 GeV sur le p_T des jets, un modèle simplifié est utilisé. La masse du quark top est reconstruite dans ce modèle pour les côtés hadronique et leptonique avec les méthodes décrites précédemment. La reconstruction est effectuée à partir des particules au niveau générateur et l'énergie des quarks est prise aléatoirement dans une gaussienne centrée sur l'énergie du quark et de largeur égale à la résolution en énergie des jets. Le biais sur la masse du quark top en fonction de la coupure sur le p_T des jets, défini comme la différence entre la masse reconstruite avec cette coupure et la masse reconstruite avec une coupure à 10 GeV, est représenté sur la Figure 5.16, en noir pour le côté hadronique et en bleu pour le côté leptonique. Le biais est plus important pour le côté hadronique puisqu'il y a trois jets dans l'état final contre un seul pour le côté leptonique, même si la recalibration *in-situ* des jets légers permet de réduire de manière significative ce biais.

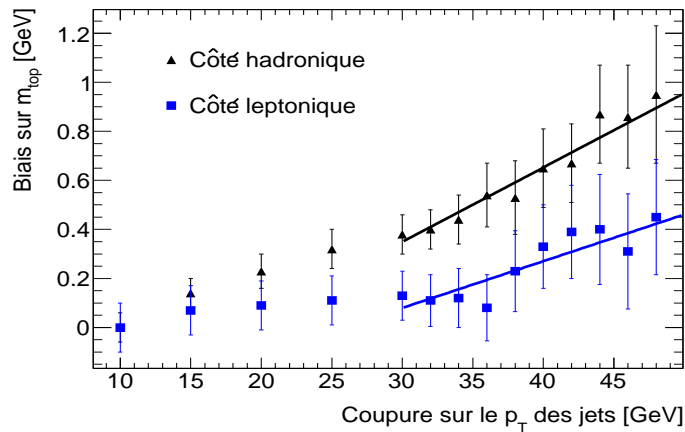


FIG. 5.16 – Biais sur la masse du quark top en fonction du seuil de la coupure sur l'impulsion transverse des jets, en noir (triangles) pour le côté hadronique et en bleu (carrés) pour le côté leptonique.

Les valeurs de $\delta_m^{bias_{had}}$ et $\delta_m^{bias_{lep}}$ ainsi obtenues sont respectivement 0.7 GeV et 0.4 GeV.

La distribution de χ^2

A gauche sur la Figure 5.17 est représentée la distribution de χ_{min}^2 pour le signal, le bruit de fond combinatoire et les différents bruits de fond physiques. Étant donné que la distribution de χ_{min}^2 est plus plate pour le bruit de fond combinatoire que pour le signal, il est possible de les discriminer et ainsi d'améliorer la pureté de la distribution de masse finale en appliquant une coupure sur χ_{min}^2 . La figure de droite représente l'efficacité de la reconstruction (carrés rouges et axe des ordonnées à gauche) ainsi que la pureté de l'état final (triangles bleus et axe des ordonnées à droite) pour les événements du signal $\ell(e,\mu)+jet$ en fonction de la coupure appliquée sur χ_{min}^2 . Un bon compromis entre efficacité de la reconstruction et pureté de l'état final est obtenu en imposant que χ_{min}^2 soit inférieur à 3. L'efficacité finale de la reconstruction pour les événements du signal $t\bar{t} \rightarrow \ell(e,\mu)+jets$ est de 1% avec un rapport signal sur bruit égal à 7.8.

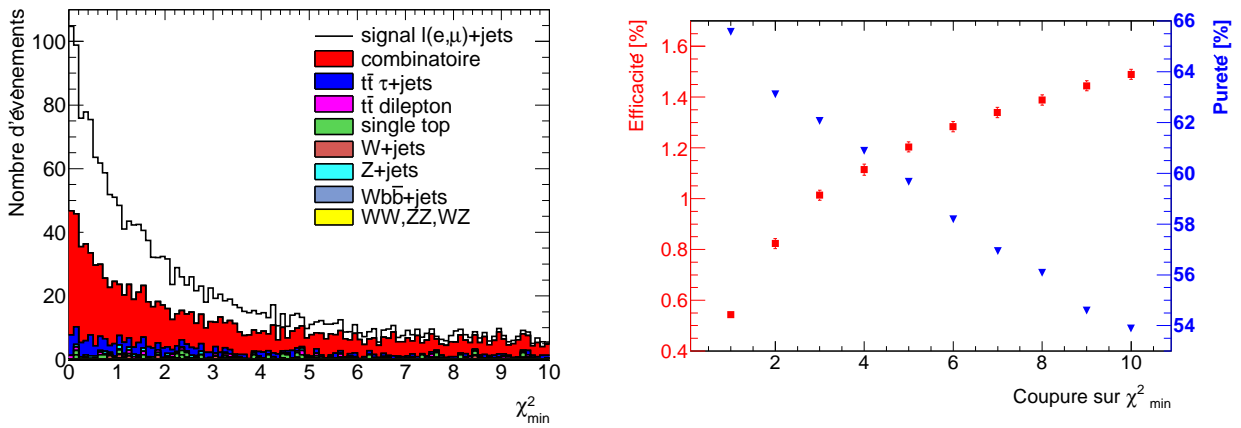


FIG. 5.17 – A gauche : distribution de χ^2_{min} pour le signal (en noir), le bruit de fond combinatoire (en rouge) et les différents bruits de fond physiques. A droite : efficacité de la reconstruction (carrés rouges et axe des ordonnées à gauche) et pureté de l'état final reconstruit (triangles bleus et axe des ordonnées à droite) pour les événements du signal $\ell(e,\mu)+jets$ en fonction de la coupe appliquée sur χ^2_{min} .

Impact de la recalibration *in-situ* sur la résolution des jets

La Figure 5.18 représente le rapport E_j/E_q de l'énergie du jet et de l'énergie du quark correspondant avant (pointillés noirs) et après (ligne continue bleue) la recalibration *in-situ* effectuée avec l'ajustement cinématique. La figure de gauche correspond aux deux jets légers sélectionnés par l'ajustement cinématique et celle de droite aux deux jets b . On observe que la recalibration *in-situ* ramène l'énergie des jets vers l'énergie du quark correspondant et améliore la résolution. L'amélioration apportée par les facteurs de recalibration α_j est plus importante pour les jets légers que pour les jets b en raison de la contrainte imposée sur la masse dijets par rapport à M_W^{PDG} .

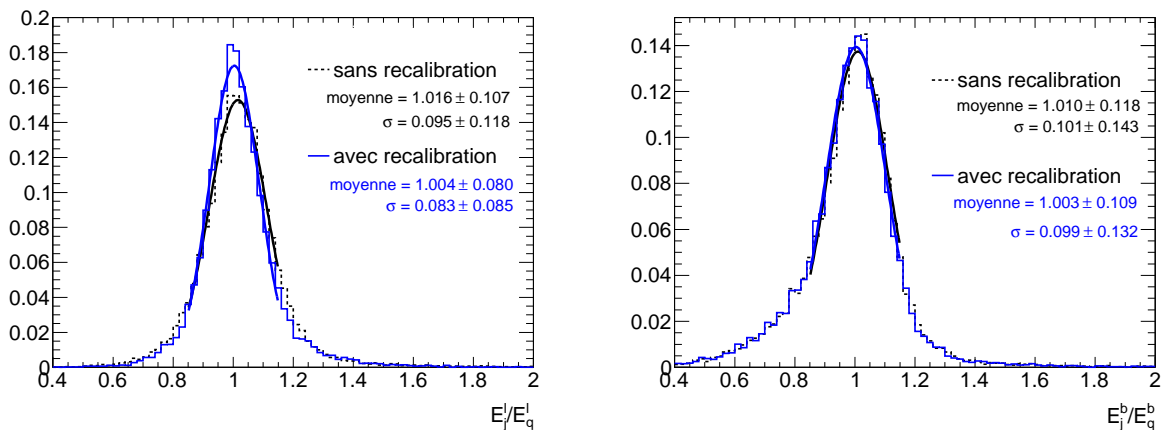


FIG. 5.18 – Rapport E_j/E_q de l'énergie du jet et de l'énergie du quark correspondant avant (pointillés noirs) et après (ligne continue bleue) la recalibration *in-situ* effectuée avec l'ajustement cinématique. La distribution de E_j/E_q est représentée à gauche pour les deux jets légers sélectionnés par l'ajustement cinématique et à droite pour les deux jets b . La résolution est ajustée par une gaussienne.

Performance de l'ajustement cinématique

Le nombre d'évènements attendus aux différentes étapes de l'analyse est indiqué dans le Tableau 5.3 pour le signal $t\bar{t} \rightarrow \ell(e,\mu)+\text{jets}$ et les différents processus de bruit de fond pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

TAB. 5.3 – Nombre d'évènements attendus pour le signal $t\bar{t} \rightarrow \ell(e,\mu)+\text{jets}$ et les différents bruits de fond physique avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} après les différentes étapes de la reconstruction.

Processus	Sélection des évènements	Reconstruction du côté leptonique	χ^2	$\chi^2_{min} \leq 3$
$t\bar{t} e+\text{jets}$	2176	1894	1101	568
$t\bar{t} \mu+\text{jets}$	2322	2018	1170	632
Total signal	4498	3912	2271	1200
Total bruits de fond	1206	939	396	153
$t\bar{t} \tau+\text{jets}$	333	329	195	95
$t\bar{t}$ dileptons	466	264	83	17
$t\bar{t}$ tout hadronique	50	48	28	14
single top	282	238	72	22
$W \rightarrow e\nu + \text{jets}$	8	7	3	2
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$	15	12	5	2
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jets}$	4	1	0	0
$Z \rightarrow ee + \text{jets}$	1	1	0	0
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$	1	0	0	0
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$	1	2	1	0
$W + b\bar{b} + \text{jets}$	45	37	9	1
WW, ZZ, WZ	0	0	0	0
S/B	3.7 ± 0.2	4.2 ± 0.2	5.7 ± 0.4	7.8 ± 0.9

TAB. 5.4 – Efficacité de la reconstruction avec l'ajustement cinématique et la pureté de l'état final reconstruit pour les évènements du signal $t\bar{t}$ dans le canal $\ell(e,\mu)+\text{jets}$.

Etape de la reconstruction	Efficacité (%)	Pureté du boson W (%)	Pureté des jets b (%)	Pureté du top (%)	S/B
Ajustement cinématique	1.91 ± 0.02	60.2 ± 0.5	65.4 ± 0.6	45.4 ± 0.6	5.7 ± 0.2
$\chi^2_{min} \leq 3$	1.01 ± 0.01	80.8 ± 0.6	72.1 ± 0.7	62.1 ± 0.8	7.8 ± 0.3

Le Tableau 5.4 résume les performances de la reconstruction avec l'ajustement cinématique. La coupure sur la valeur minimale du χ^2 réduit l'efficacité de la reconstruction d'un facteur 2 mais permet d'augmenter significativement la pureté de l'état final reconstruit et le rapport signal sur bruit. L'efficacité finale de la reconstruction est de 1.01 ± 0.01 % pour une pureté de l'état final de 62.1 ± 0.8 % et un rapport signal sur bruit de 7.8 ± 0.9 . On constate que l'ajustement cinématique permet d'obtenir une

meilleure pureté de l'état final $t\bar{t}$ que la pureté obtenue pour le seul quark top hadronique avec la méthode décrite dans la section 5.3.4.

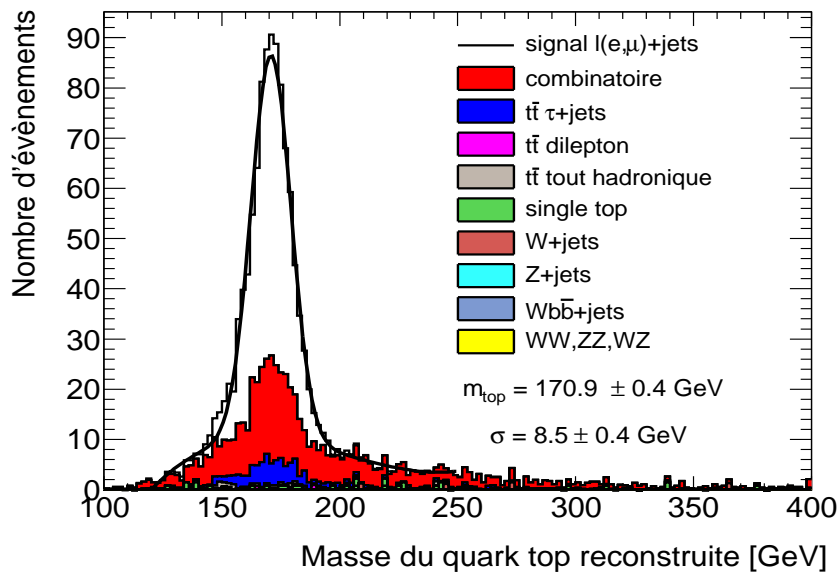


FIG. 5.19 – Distribution de masse du quark top reconstruite avec le fit cinématique pour les événements de signal et de bruit de fond ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). La contribution du bruit de fond combinatoire au signal (pour le boson W hadronique et les deux quarks b) est représenté en rouge. L'ajustement est la somme d'une gaussienne et d'un polynôme du troisième degré. La masse du quark top obtenue est $m_t = 170.9 \pm 0.4 \text{ GeV}$ avec une largeur $\sigma = 8.5 \pm 0.4 \text{ GeV}$.

La distribution de masse reconstruite avec l'ajustement cinématique est représentée sur la Figure 5.19. Un ajustement avec une gaussienne pour le signal et un polynôme de degré trois pour le bruit de fond mène à une masse de $170.9 \pm 0.4 \text{ GeV}$ avec une largeur $\sigma = 8.5 \pm 0.4 \text{ GeV}$. La masse du quark top ajustée est nettement inférieure à la masse générée (égale à 172.5 GeV) ; elle n'est cependant pas utilisée directement dans cette analyse pour la mesure de la masse du quark top puisque nous allons désormais utiliser cette distribution de masse dans la méthode des *templates*.

5.4 Paramétrisation des templates pour les événements du signal

Le principe de la méthode des *templates* repose sur la comparaison de distributions discriminantes reconstruites avec les données avec les modèles de ces mêmes distributions construits à partir de simulations Monte Carlo afin de mesurer simultanément la masse du quark top (notée m_t par la suite) et l'échelle d'énergie des jets (notée JES). L'avantage de cette méthode est de réduire l'erreur systématique due à la JES en prenant en compte l'effet d'une mauvaise calibration des jets sur les distributions de masse reconstruites. Les *templates* sont construits en appliquant la pré-calibration décrite dans la section 5.2.3, séparément pour les jets légers et les jets b , afin d'avoir une échelle d'énergie de référence pour tous les jets égale à 1. La JES qui est ensuite mesurée simultanément avec la masse du quark top correspond à une échelle d'énergie des jets globale, c'est-à-dire qu'elle est indépendante de l'énergie des jets, de leur pseudo-rapacité et de leur saveur.

On utilise deux distributions discriminantes : la distribution de masse du quark top, qui est sensible à m_t et à la JES , et la masse invariante des deux jets légers sélectionnés par le fit cinématique pour reconstruire le boson W hadronique, appelée masse invariante dijets, qui est utilisée pour contraindre la JES . Pour être

plus sensible à la JES, on considère la masse invariante des deux jets légers sélectionnés par l'ajustement cinématique sans appliquer les coefficients de recalibration *in-situ* α_j déterminés par la minimisation du χ^2 . Précisons que cette distribution n'est sensible qu'à l'échelle d'énergie des jets légers ; comme la JES mesurée est également appliquée aux jets b , il est nécessaire de prendre en compte dans cette analyse l'erreur systématique due à la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et celle des jets b qui subsiste après la pré-calibration appliquée aux jets.

Les distributions reconstruites à partir des simulations Monte Carlo pour un ensemble de valeurs particulières de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets (notées m_t^{MC} et JES^{MC}) sont appelées *templates*.

5.4.1 Paramétrisation de la distribution de masse du quark top

Les *templates* sont construits à partir de simulations Monte Carlo pour cinq valeurs différentes de masse du quark top (notée m_t^{MC}) : 160, 170, 172.5, 180 et 190 GeV. Les *templates* pour différentes valeurs d'échelle d'énergie des jets (notée JES^{MC}) sont construits à partir de la simulation Monte Carlo avec la valeur nominale de m_t^{MC} qui est 172.5 GeV. La variation de la JES est intégrée dans le Monte Carlo en appliquant un facteur multiplicatif aux quadri-vecteurs des jets avant la sélection des événements pour que l'impact de la variation de la JES sur l'efficacité de la sélection soit prise en compte. Conformément à notre définition de la JES, ce facteur multiplicatif est constant et identique pour tous les jets. Ces *templates* n'étant disponibles que pour des valeurs discrètes de m_t^{MC} et JES^{MC} , il est nécessaire de les ajuster avec une fonction dépendant des paramètres mesurés m_t et JES pour paramétrer les *templates* en fonction de m_t et JES et ainsi extrapoler entre les valeurs discrètes de m_t^{MC} et JES^{MC} .

La paramétrisation définit la fonction de densité de probabilité (notée p.d.f. pour *probability density function*) pour le signal $P_s(m_t^r; m_t, JES)$. Elle représente la probabilité de reconstruire une masse du quark top m_t^r étant données les valeurs réelles de la masse du quark top m_t et de l'échelle d'énergie des jets JES. Pour les événements du signal, la paramétrisation de la distribution de masse du quark top consiste en la somme normalisée de deux gaussiennes et d'une distribution Gamma :

$$P_s(m_t^r/m_t, JES) = 0.3 \frac{\beta_2^{1+\beta_1}}{\Gamma(1+\beta_1)} (m_t^r - 100)^{\beta_1} e^{-\beta_2(m_t^r - 100)} \quad (5.14)$$

$$+ 0.7 \left[\frac{1}{2} \frac{1}{\beta_4 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_t^r - \beta_3)^2}{2\beta_4^2}} + \frac{1}{2} \frac{1}{\beta_6 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_t^r - \beta_5)^2}{2\beta_6^2}} \right].$$

Les facteurs de normalisation entre la fonction Gamma et les deux gaussiennes ont été choisis de manière à optimiser la paramétrisation. Le nombre 100 qui apparaît dans la fonction Gamma résulte de l'intervalle choisi pour l'ajustement [100, 400], la fonction Gamma n'étant définie que sur \mathfrak{R}_+^* . L'ajustement obtenu pour l'échantillon Monte Carlo nominal généré avec une masse du quark top de 172.5 GeV et une JES égale à 1, est représenté sur la Figure 5.20 qui est normalisée à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

Les six paramètres β_i ($i \in [1, 6]$) sont ajustés par une droite ; il a été vérifié qu'ils dépendent linéairement de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets sur les intervalles considérés pour les valeurs de m_t et de la JES. A titre illustratif, la Figure 5.21 représente la variation de la moyenne de la seconde gaussienne (β_5) en fonction de la JES^{MC} à gauche et en fonction de m_t^{MC} à droite avec un ajustement linéaire.

L'échantillon Monte Carlo nominal utilisé pour construire les *templates* correspond à une masse du quark top de 172.5 GeV ; la dépendance des paramètres en la masse du quark top est par conséquent estimée par rapport à cette valeur :

$$\beta_i = p_i + p_{i+6} \cdot JES + p_{i+12} \cdot (m_t - 172.5), i \in [1, 6]. \quad (5.15)$$

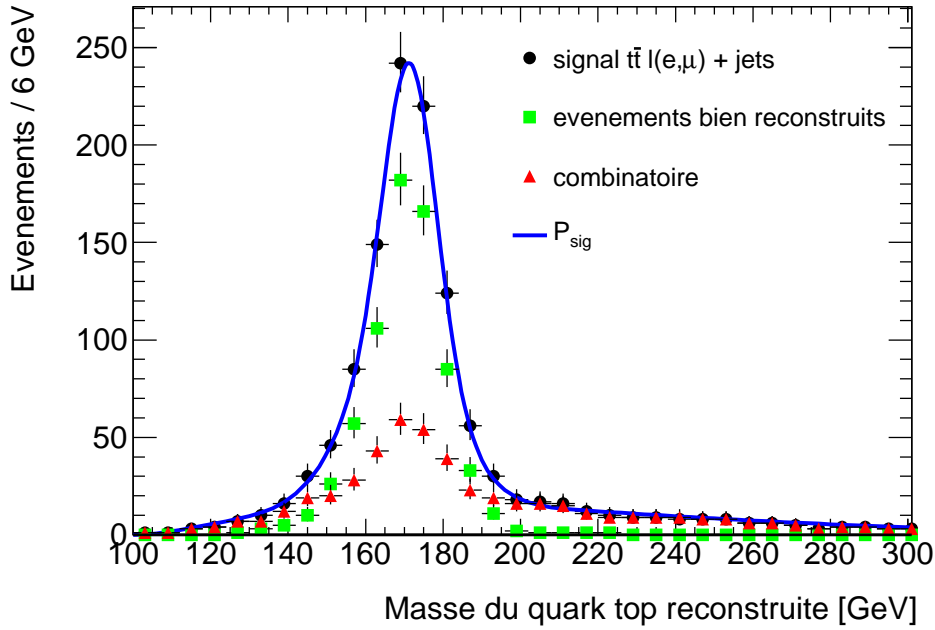


FIG. 5.20 – Ajustement de la distribution de masse reconstruite du quark top pour les évènements du signal avec une masse générée à 172.5 GeV et une échelle d'énergie des jets égale à 1 ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). Les points verts représentent les évènements reconstruits avec le bon appariement des jets et les points rouges représentent le bruit de fond combinatoire. La fonction de densité de probabilité obtenue est représentée par la ligne continue bleue.

Les *templates* pour la distribution de masse du quark top sont ainsi complètement spécifiés par 18 paramètres fixes. Les *templates* sont illustrés sur la Figure 5.22, à gauche en fonction de m_t^{MC} et à droite en fonction de JES^{MC} .

5.4.2 Paramétrisation de la distribution de masse invariante dijets

La paramétrisation de la distribution de masse du quark top ayant été effectuée en fonction de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets, il est nécessaire d'utiliser une deuxième distribution caractéristique pour contraindre la mesure de la JES et ainsi améliorer la précision sur la mesure de m_t . La distribution de masse invariante dijets est utilisée car elle offre l'avantage d'être fortement corrélée avec l'échelle d'énergie des jets. La masse dijets M_{jj} correspond à la masse invariante des deux jets légers sélectionnés par la minimisation de l'ajustement cinématique pour reconstruire le boson W avec désintégration hadronique. Les facteurs de recalibration *in-situ* déterminés par la minimisation ne sont pas appliqués aux quadri-vecteurs des jets légers afin de maximiser la dépendance de M_{jj} vis-à-vis de la JES.

La distribution de masse invariante dijets est ajustée par une gaussienne dont la moyenne dépend linéairement de la JES sur l'intervalle $[0.9, 1.04]$. L'ajustement par une gaussienne de la distribution de masse invariante dijets pour l'échantillon Monte Carlo nominal et avec une JES égale à 1 est représenté à gauche sur la Figure 5.23. La moyenne ajustée de la gaussienne en fonction de la valeur de la JES générée est représentée à droite sur la Figure 5.23. La linéarité est interrompue pour une JES d'environ 1.04 en raison de la coupure sur l'impulsion transverse des jets qui induit une surestimation de M_{jj} d'environ 1 GeV : une JES trop élevée accroît ce biais et la contrainte dans l'ajustement cinématique sur M_{jj} par rapport à M_W^{PDG} favorise les paires avec une masse invariante plus basse. Cet effet est accentué par la coupure sur χ_{min}^2 qui sélectionne les évènements ayant une masse invariante dijets proche de M_W^{PDG} après recalibration *in-situ*. La coupure sur χ_{min}^2 a un effet plus faible pour les valeurs de JES inférieures à 1 puisqu'une sous-

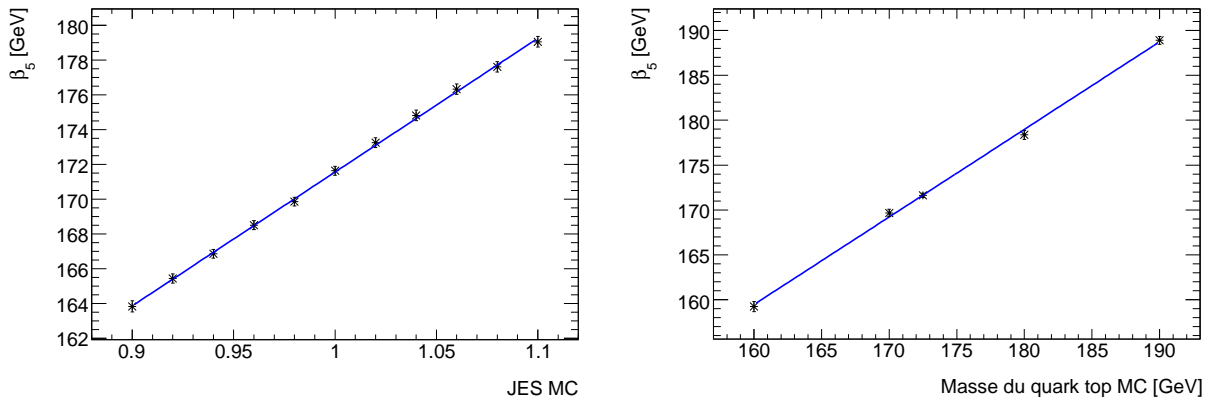


FIG. 5.21 – A gauche, l’ajustement linéaire de la moyenne de la seconde gaussienne (β_5) en fonction de l’échelle d’énergie des jets. A droite, l’ajustement linéaire de β_5 en fonction de la masse du quark top.

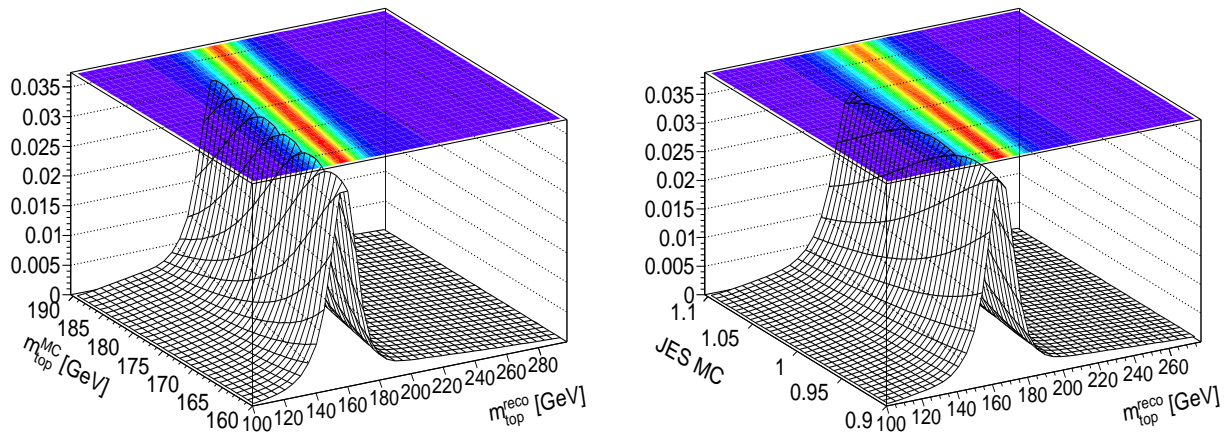


FIG. 5.22 – A gauche, la valeur générée de la masse du quark top m_t^{MC} en fonction de la valeur reconstruite m_t^r . A droite, la valeur générée de l’échelle d’énergie des jets JES^{MC} en fonction de la masse reconstruite du quark top m_t^r .

estimation de l’énergie des jets entraîne une sur-estimation de leur résolution (Figure 5.8) et par conséquent l’énergie des jets peut varier dans un intervalle plus large dans l’ajustement cinématique. Par conséquent, une paramétrisation linéaire n’est valable que pour une JES inférieure à 1.04. Ce comportement implique que l’utilisation de cette méthode pour mesurer l’échelle d’énergie des jets simultanément avec la masse du quark top ne sera possible que si l’énergie des jets mesurée dans le détecteur est soit sous-estimée par rapport à l’énergie du quark incident, par exemple en raison de l’énergie à l’extérieur du cône de reconstruction, soit surestimée d’un facteur inférieur à 4%³. La largeur de la gaussienne ne présente pas de dépendance vis-à-vis de la JES aussi marquée que la moyenne et elle est par conséquent laissée libre dans la vraisemblance. La dépendance de M_{jj} par rapport à la masse du quark top est également très faible et est négligée dans cette analyse.

³En n’appliquant pas la pré-calibration aux jets légers mais uniquement la fonction de correction aux jets b qui est décrite dans la section 5.8 afin de compenser la différence entre l’échelle d’énergie des jets légers et des jets b , il est possible de mesurer une JES jusqu’à +5% qui correspond à l’incertitude maximale sur l’échelle d’énergie des jets attendue après quelques mois de prise de données dans ATLAS

La fonction de densité de probabilité pour la masse invariante dijets est donnée par la relation suivante :

$$P_s(M_{jj}/JES) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(M_{jj}-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.16)$$

avec la paramétrisation :

$$\mu = p_0^\mu + p_1^\mu \cdot JES. \quad (5.17)$$

$$(5.18)$$

Seule la moyenne de la gaussienne est ainsi utilisée pour estimer l'échelle d'énergie des jets et les *templates* pour la distribution de M_{jj} sont complètement spécifiés par deux paramètres fixes : p_0^μ et p_1^μ .

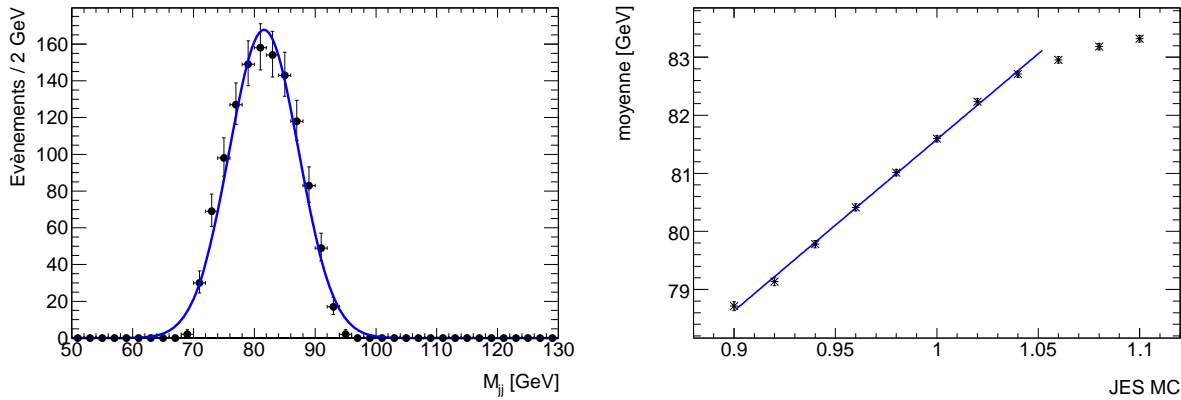


FIG. 5.23 – A gauche, l'ajustement gaussien de la distribution de masse dijets pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et une échelle d'énergie des jets égale à 1. A droite, la moyenne de la gaussienne en fonction de la JES générée ($\chi^2/\text{ndf} = 5.43/6$).

5.5 Maximum de vraisemblance pour les événements du signal

5.5.1 Définition de la vraisemblance

Dans la section précédente, nous avons construit les *templates* en paramétrisant les p.d.f. des deux distributions discriminantes. La comparaison entre ces *templates* et les distributions reconstruites à partir des données est effectuée en utilisant un maximum de vraisemblance, événement par événement (*unbinned likelihood*). Les paramètres déterminés par le maximum de vraisemblance sont la masse du quark top m_t et l'échelle d'énergie des jets JES. La vraisemblance à maximiser est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{L}(m_t, JES) = \mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}(m_t, JES) \times \mathcal{L}_{forme}^{M_{jj}}(JES) \quad (5.19)$$

avec :

$$\mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}(m_t, JES) = \prod_{i=1}^{N_{reco}} P_s(m_{t,i}^r/m_t, JES) \quad (5.20)$$

$$\mathcal{L}_{forme}^{M_{jj}}(JES) = \prod_{i=1}^{N_{reco}} P_s(M_{jj,i}/JES), \quad (5.21)$$

où N_{reco} est le nombre d'évènements reconstruits. La masse du quark top est déterminée par le premier terme de la vraisemblance $\mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}$ qui est le produit, sur tous les évènements reconstruits, de la probabilité de reconstruire le $i^{\text{ème}}$ évènement avec une masse du quark top $m_{t,i}^r$, étant donnée les valeurs recherchées de la masse du quark top m_t et de l'échelle d'énergie des jets JES. Le terme suivant est uniquement sensible à la JES, le $i^{\text{ème}}$ terme donnant la probabilité de reconstruire la masse invariante dijets $M_{jj,i}$ étant donnée l'échelle d'énergie des jets JES.

5.5.2 Définition de la pseudo-log-vraisemblance

Les évènements Monte Carlo $t\bar{t}$ utilisés en tant que pseudo-données pour tester la validité de cette méthode ont été générés avec MC@NLO qui assigne un poids négatif à environ 14% des évènements générés pour prendre en compte les corrections d'ordre supérieur. Pour traiter les évènements avec un poids négatif dans le maximum de vraisemblance, il est nécessaire de définir une pseudo-log-vraisemblance L [9]. De manière similaire à ce qui est fait pour construire des histogrammes pondérés par les poids, il est possible d'effectuer la somme de la log-vraisemblance sur tous les évènements avec un poids positif, puis de soustraire la contribution des évènements avec un poids négatif. La définition de la pseudo-log-vraisemblance est la suivante :

$$L(m_t, JES) = \sum_{i=0}^{n^+ + n^-} p_i \ln \mathcal{L}(m_t, JES), \quad (5.22)$$

où n^+ et n^- sont respectivement le nombre d'évènements reconstruits avec un poids positif et un poids négatif, et p_i est le poids du $i^{\text{ème}}$ évènement. L'incertitude sur les deux paramètres mesurés α_λ ($\lambda=1,2$: m_t, JES) est déterminée en calculant les variances attendues sur α_λ . La variance est obtenue en effectuant une expansion de Taylor de L autour de la vraie valeur du paramètre α^λ :

$$L(\alpha_\lambda) = L(\alpha_\lambda^0) + \delta\alpha_\lambda \left. \frac{\partial L(\alpha_\lambda)}{\partial \alpha_\lambda} \right|_{\alpha_\lambda^0} + \frac{1}{2} (\delta\alpha_\lambda)^2 \left. \frac{\partial^2 L(\alpha_\lambda)}{\partial^2 \alpha_\lambda} \right|_{\alpha_\lambda^0} + \dots \quad (5.23)$$

La maximisation de la pseudo-log-vraisemblance L mène à :

$$\left. \frac{\partial L(\alpha_\lambda)}{\partial \alpha_\lambda} \right|_{\alpha_\lambda^{fit}} = 0. \quad (5.24)$$

La dérivée de l'équation 5.23 considérée à la valeur mesurée du paramètre α_λ^{fit} conduit à la variance du paramètre mesuré α_λ (au premier ordre) :

$$\langle \delta\alpha_\lambda^2 \rangle = \left\langle \left(\left. \frac{\frac{\partial L(\alpha_\lambda)}{\partial \alpha_\lambda}}{\frac{\partial^2 L(\alpha_\lambda)}{\partial^2 \alpha_\lambda}} \right|_{\alpha_\lambda^0} \right)^2 \right\rangle \quad (5.25)$$

où $\delta\alpha_\lambda = \alpha_\lambda^{fit} - \alpha_\lambda^0$. Après développement, on obtient :

$$\langle \delta\alpha_\lambda^2 \rangle = \frac{1}{f n^+} \frac{1}{\int d\vec{x} \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial \alpha_\lambda} \right)^2} \left(\frac{2}{f} - 1 \right), \quad (5.26)$$

où $f = \frac{n^+ - n^-}{n^+}$ et l'intégrale $\int d\vec{x}$ est effectuée sur les masses mesurées $m_{t,i}^r$ and $M_{jj,i}$. Le calcul de l'intégrale est effectuée numériquement et l'erreur statistique obtenue pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} est égale à 0.4 GeV et 0.004 pour m_t et JES, respectivement. Précisons que ces erreurs correspondent aux erreurs obtenues lorsque la pseudo-log-vraisemblance est maximisée indépendamment pour m_t et JES, le paramètre non mesuré étant fixé lors de la maximisation, et ne tiennent pas compte de la corrélation entre les deux paramètres. La pseudo-log-vraisemblance à une dimension sera traitée dans la section 5.9.

5.5.3 Résultats obtenus pour les événements du signal avec la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance

La minimisation de $-L$ pour des pseudo-données est effectuée en utilisant Minuit avec l'algorithme *MIGRAD*. La maximisation de la pseudo-log-vraisemblance renvoie la masse mesurée du quark top m_t et l'échelle d'énergie des jets JES, ainsi que les contours à s déviations standards dans le plan m_t - JES selon la relation :

$$L(m_t, JES) = L_{max} - \Delta L(s), \quad (5.27)$$

où $\Delta L(s)$ est estimé de manière à prendre en compte la modification de l'incertitude induite par les événements avec un poids négatif. Pour un échantillon ne contenant que des événements avec un poids positif, comme ce sera le cas avec les données du LHC, on utilise $\Delta L(s) = s^2/2$.

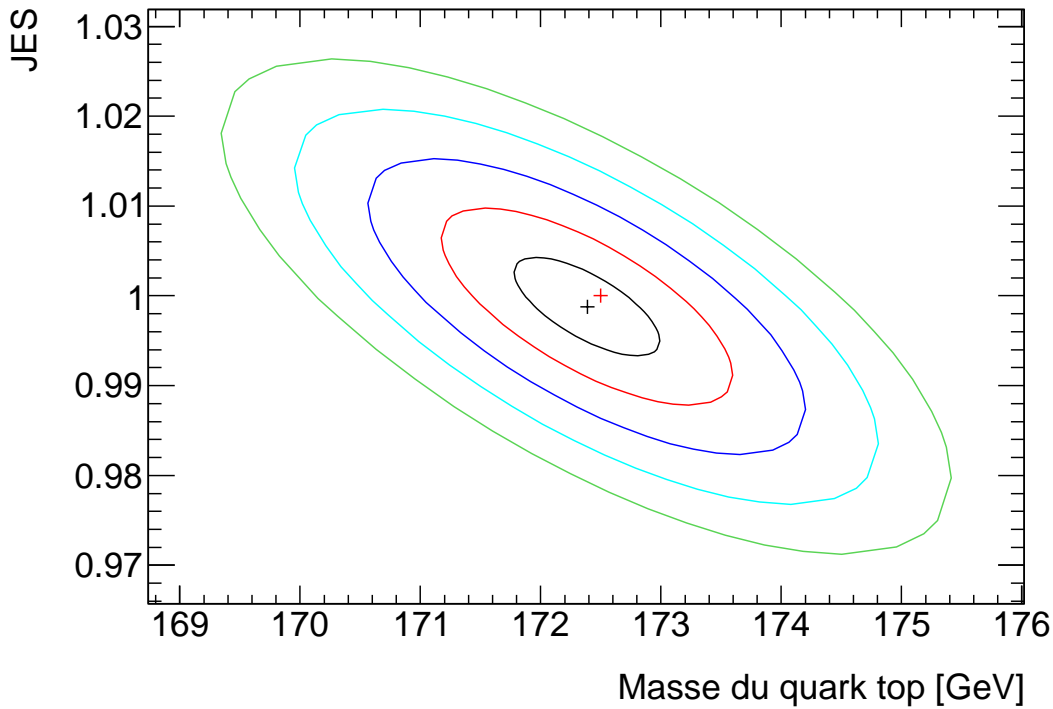


FIG. 5.24 – Contours à s déviations standards ($s = 1, 2, \dots, 5$) pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et une JES générée à 1 (croix rouge) pour 1200 événements du signal ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). La maximisation de la vraisemblance mène aux valeurs mesurées $m_t = 172.4 \pm 0.6 \text{ GeV}$ et $JES = 0.999 \pm 0.006$ (croix noire).

Un exemple de contours obtenu avec un sous-échantillon de l'échantillon Monte Carlo nominal, correspondant à une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$, est représenté sur la Figure 5.24. L'incertitude sur chaque paramètre mesuré est obtenue en prenant les valeurs les plus éloignées de la valeur centrale sur le contour à une déviation standard. Pour cet exemple, 1200 événements du signal sont reconstruits avec une masse du quark top mesurée à $172.4 \pm 0.6 \text{ GeV}$ et une JES mesurée à 0.999 ± 0.006 . Les deux paramètres mesurés sont ainsi compatibles à une déviation standard avec les valeurs générées pour m_t et JES, valant respectivement 172.5 GeV et 1.

5.5.4 Stabilité par rapport à l'échelle d'énergie des jets

La stabilité de la méthode sur l'intervalle considéré pour l'échelle d'énergie des jets est vérifiée à partir de l'échantillon Monte Carlo nominal, avec m_t égale à 172.5 GeV, reconstruit avec huit différentes valeurs pour l'échelle d'énergie des jets. Afin d'effectuer cette étude avec des pseudo-données indépendantes pour chaque valeur de JES, la statistique disponible dans l'échantillon Monte Carlo est divisée en huit sous-échantillons correspondant chacun à une luminosité proche de 1 fb^{-1} . L'analyse est ensuite effectuée pour chaque sous-échantillon avec une valeur différente de la JES.

La variation de la JES dans chaque sous-échantillon est effectuée en appliquant un facteur multiplicatif constant aux quadri-vecteurs des jets avant la sélection des événements. De même que lors de la fabrication des *templates*, ce facteur multiplicatif ne dépend ni de η ni de l'énergie des jets. On considère huit valeurs de la JES, une par sous-échantillon, en la faisant varier de 0.90 à 1.04 par pas de 0.02. La maximisation de la pseudo-log-vraisemblance est ensuite effectuée pour chaque sous-échantillon ; les résultats sont représentés sur la Figure 5.25.

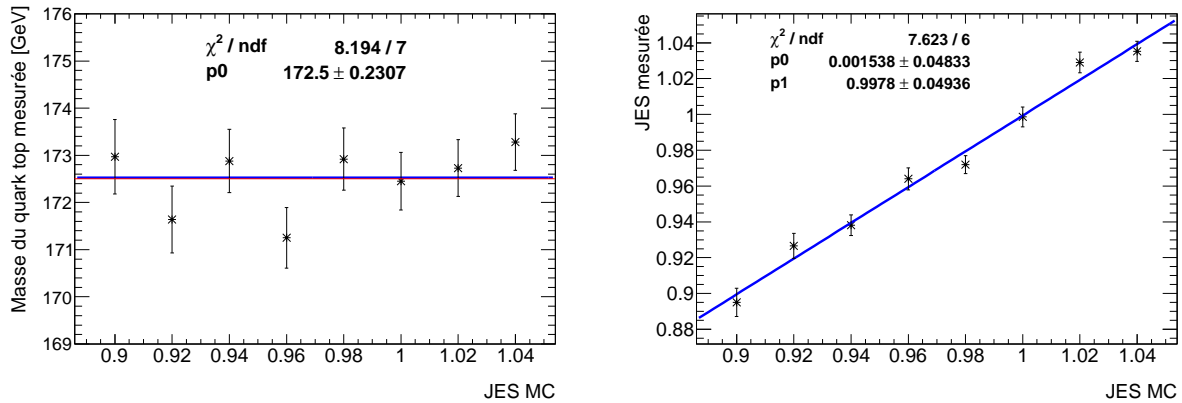


FIG. 5.25 – A gauche, la masse reconstruite du quark top en fonction de l'échelle d'énergie des jets. La ligne rouge matérialise la valeur générée de m_t à 172.5 GeV. A droite, la JES mesurée en fonction de la JES générée. La ligne bleue représente l'ajustement linéaire.

La figure de gauche montre la stabilité de la masse du quark top mesurée en fonction de l'échelle d'énergie des jets générée ; la masse du quark top reconstruite est compatible avec la valeur générée sur tout l'intervalle en JES considéré. La figure de droite représente la JES reconstruite en fonction de la valeur générée ; l'ajustement linéaire montre le bon accord entre la JES générée et le JES mesurée puisque la pente de la corrélation est compatible avec 1 et le biais compatible avec 0.

5.5.5 Stabilité par rapport à la masse du quark top

L'effet de la variation de la masse du quark top est également vérifiée en effectuant l'analyse pour les cinq échantillons Monte Carlo disponibles à différents points de masse : $m_t^{MC} = 160, 170, 172.5, 180$ et 190 GeV . L'analyse est effectuée en utilisant toute la statistique disponible dans chaque échantillon et pour une échelle d'énergie des jets générée à la valeur nominale (JES = 1).

Les résultats sont montrés sur la Figure 5.26 ; les différentes tailles de barre d'erreur résultent de la différence de statistique disponible à chaque point de masse (voir le Tableau 5.9 pour la statistique disponible dans chaque échantillon Monte Carlo utilisée dans cette analyse). La figure de gauche montre la valeur mesurée de la JES en fonction de la masse du quark top générée. On vérifie ainsi que la JES mesurée est proche de la valeur générée sur tout l'intervalle considéré pour m_t . La figure de droite représente la masse du quark top mesurée en fonction de la masse générée ; l'ajustement linéaire montre une bonne corrélation

avec une pente proche de 1 et un biais proche de 0 dans leurs barres d'erreur respectives.

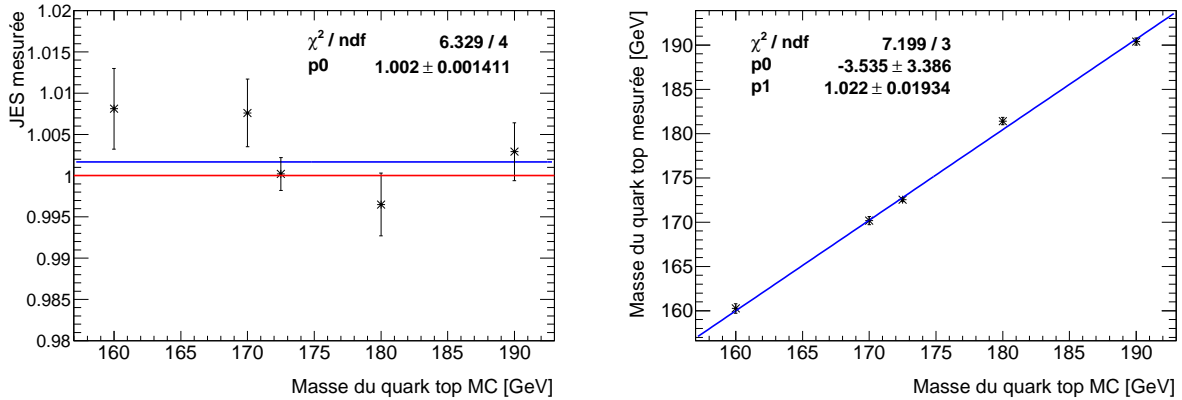


FIG. 5.26 – A gauche, la valeur mesurée de la JES en fonction de la valeur générée de la masse du quark top. La ligne rouge matérialise la valeur générée de la JES, égale à un. A droite, la valeur mesurée de la masse du quark top en fonction de la valeur générée. La ligne bleue représente l'ajustement linéaire.

5.6 Méthode des templates avec le bruit de fond physique

5.6.1 Paramétrisation de la forme du bruit de fond

La forme des distributions discriminantes pour les principaux bruits de fond physiques listés dans le Tableau 5.2 est estimée à partir des simulations Monte Carlo de chaque processus considéré. Chaque *template* est construit simultanément pour tous les processus du bruit de fond à partir de distributions normalisées selon la section efficace de chaque processus.

La principale contribution au bruit de fond provenant des événements $t\bar{t}$ τ -jets, dont la topologie est similaire à celle du signal, on s'attend à ce que la distribution de masse du quark top reconstruite avec les événements du bruit de fond ait la même allure que celle reconstruite avec les événements du signal. On utilise par conséquent une paramétrisation pour le bruit de fond similaire à celle utilisée pour le signal : la somme normalisée d'une gaussienne et d'une fonction Gamma. Les paramètres ont une dépendance linéaire vis-à-vis de la masse du quark top en raison de la présence dominante d'événements $t\bar{t}$ dans le bruit de fond. On observe par ailleurs une dépendance linéaire des paramètres vis-à-vis de l'échelle d'énergie des jets comme pour le signal. Précisons que les simulations Monte Carlo pour les processus $t\bar{t}$ tout hadronique et single top n'ont pas été générées à différentes valeurs de m_t et ne sont disponibles que pour $m_t = 172.5$ GeV. La dépendance de ces processus vis-à-vis de m_t n'est par conséquent pas prise en compte dans cette analyse. La p.d.f. utilisée pour construire les *templates* de la distribution de masse du quark top pour les bruits de fond est :

$$P_b(m_t^r/m_t, JES) = 0.4 \frac{\beta_2^{1+\beta_1}}{\Gamma(1+\beta_1)} (m_t^r - 100)^{\beta_1} e^{-\beta_2(m_t^r - 100)} \quad (5.28)$$

$$+ 0.6 \frac{1}{\beta_4 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_t^r - \beta_3)^2}{2\beta_4^2}},$$

avec la paramétrisation suivante :

$$\beta_i = p_i + p_{i+4} \cdot JES + p_{i+8} \cdot (m_t - 172.5). \quad (5.29)$$

La Figure 5.27 montre les contributions respectives de chaque processus de bruit de fond avec l'ajustement obtenu pour une masse m_t générée à 172.5 GeV et une JES générée à 1 avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . La p.d.f. de la somme des distributions de masse du quark top reconstruites avec les événements du signal et du bruit de fond est représentée sur la Figure 5.28 pour une masse m_t générée à 172.5 GeV et une JES générée à 1 ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$).

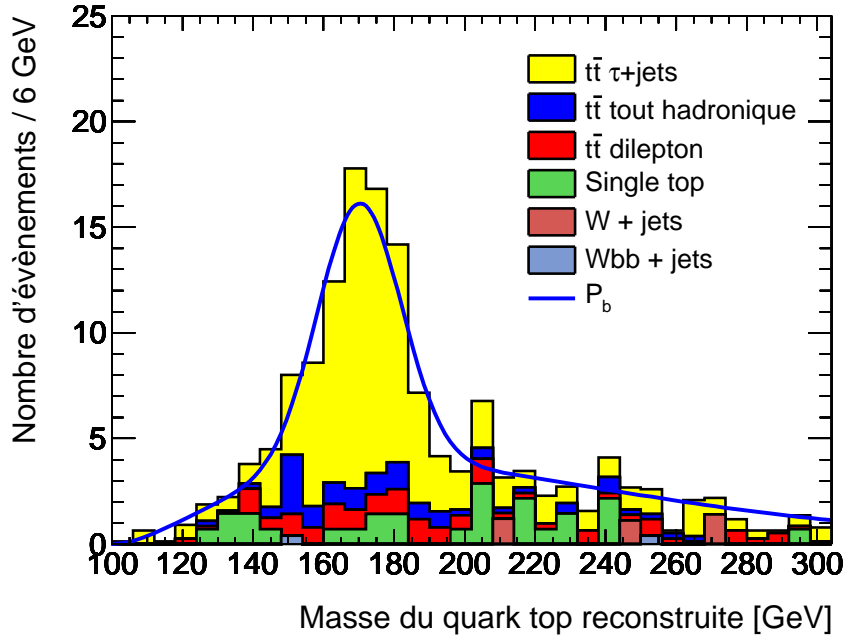


FIG. 5.27 – Ajustement de la forme des événements de bruit de fond ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$).

Pour les *templates* de la masse invariante dijets, la même fonction que pour le signal est utilisée avec une dépendance linéaire de la moyenne de la gaussienne vis-à-vis de l'échelle d'énergie des jets :

$$P_b(M_{jj}/JES) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(M_{jj}-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.30)$$

avec la paramétrisation suivante :

$$\mu = p_1 + p_2 \cdot JES. \quad (5.31)$$

De même que pour le signal, la largeur de la gaussienne ne dépend pas significativement de la JES ; elle est laissée libre dans la vraisemblance.

5.6.2 Définition de la vraisemblance

La vraisemblance complète inclue les *templates* construits pour les événements du signal et du bruit de fond, la normalisation prenant en compte le nombre d'événements attendus pour le signal et pour le bruit de fond, respectivement n_s et n_b :

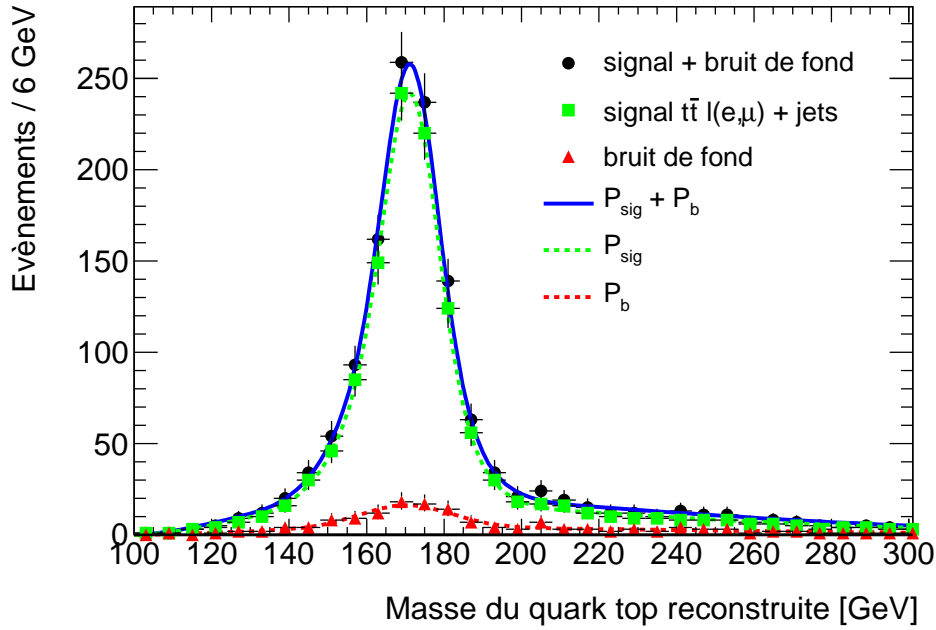


FIG. 5.28 – Distribution de masse du quark top pour le signal et le bruit de fond avec une masse générée à 172.5 GeV et une échelle d'énergie des jets égale à 1 ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). Les carrés verts représentent le signal $t\bar{t} \ell(e,\mu) + \text{jets}$ et les triangles rouges le bruit de fond physique ; la p.d.f. ajustée est représentée par la ligne continue.

$$\mathcal{L}(m_t, JES, n_b) = \mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}(m_t, JES) \times \mathcal{L}_{forme}^{M_{jj}}(JES) \times \mathcal{L}_{bkg}(n_b) \quad (5.32)$$

où

$$\mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}(m_t, JES) = \prod_{i=1}^{n_s+n_b} \frac{n_s P_s(m_{t,i}^r/m_t, JES) + n_b P_b(m_{t,i}^r/m_t, JES)}{n_s + n_b} \quad (5.33)$$

$$\mathcal{L}_{forme}^{M_{jj}}(JES) = \prod_{i=1}^{n_s+n_b} \frac{n_s P_s(M_{jj,i}/JES) + n_b P_b(M_{jj,i}/JES)}{n_s + n_b} \quad (5.34)$$

$$\mathcal{L}_{bdf}(n_b) = e^{-\frac{(n_b - n_b^0)^2}{2\sigma_{n_b}^2}} \quad (5.35)$$

Le premier terme de la vraisemblance est le produit sur tous les événements reconstruits de la somme normalisée du nombre d'événements de signal attendus multiplié par la probabilité de reconstruire un événement de signal avec une masse du quark top $m_{t,i}^r$, et du nombre d'événements de bruit de fond attendus multiplié par la probabilité de reconstruire un événement de bruit de fond avec une masse $m_{t,i}^r$, étant données les valeurs recherchées de m_t et JES. Le deuxième terme correspond à la vraisemblance pour la masse dijets. Un troisième terme, \mathcal{L}_{bdf} , est ajouté pour contraindre le nombre d'événements de bruit de fond avec une gaussienne centrée à la valeur n_b^0 correspondant au nombre d'événements du bruit de fond attendu et qui est estimé à partir du rapport signal sur bruit de fond obtenu avec les simulations Monte Carlo.

Les trois paramètres à déterminer par la maximisation de la vraisemblance sont la masse du quark top m_t , l'échelle d'énergie des jets JES et le nombre d'événements du bruit de fond n_b .

5.6.3 Résultats de la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance

Un exemple de contours à s déviations standards obtenus par maximisation de la pseudo-log-vraisemblance pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et une JES de 1 est montré sur la Figure 5.29. Pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , 1351 évènements sont reconstruits dont 151 provenant du bruit de fond physique. La masse du quark top mesurée est de $172.6 \pm 0.6 \text{ GeV}$ pour une valeur mesurée de la JES égale à 1.000 ± 0.006 , toutes les deux compatibles avec les valeurs générées. On constate ici que l'impact du bruit de fond sur la mesure est très faible.

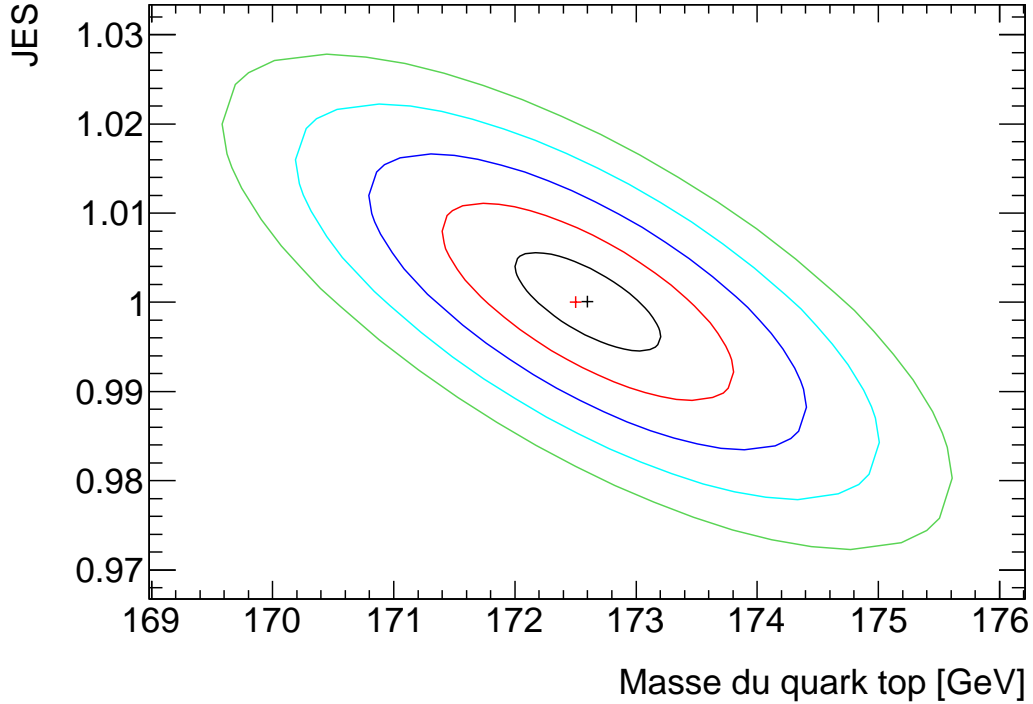


FIG. 5.29 – Contours à s déviations standards ($s = 1, 2, \dots, 5$) pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et une JES égale à 1 (croix rouge) avec $N_s = 1200$ et $N_b = 151$ ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). La maximisation de la pseudo-log-vraisemblance mène à $m_t = 172.6 \pm 0.6 \text{ GeV}$ et $\text{JES} = 1.000 \pm 0.006$ (croix noire).

5.6.4 Stabilité par rapport à l'échelle d'énergie des jets

De même que pour l'analyse effectuée uniquement avec les évènements du signal, l'effet de la variation de la JES est vérifié en divisant l'échantillon Monte Carlo nominal en huit sous-échantillons et en reproduisant la procédure pour chaque sous-échantillon, en variant la JES de 0.90 à 1.04 par pas de 0.02. Les résultats sont représentés sur la Figure 5.30, à gauche pour la masse mesurée du quark top et à droite pour la JES mesurée en fonction de la JES générée. Les deux figures sont réalisées pour les évènements du signal et du bruit de fond avec une luminosité intégrée proche de 1 fb^{-1} . Les résultats obtenus sont similaires à ceux obtenus pour les évènements du signal uniquement : la masse mesurée est compatible avec la masse générée sur tout l'intervalle considéré pour le JES et l'ajustement linéaire de la JES mesurée en fonction de la valeur générée fournit une pente compatible avec 1 et un biais compatible avec 0 dans leurs incertitudes respectives.

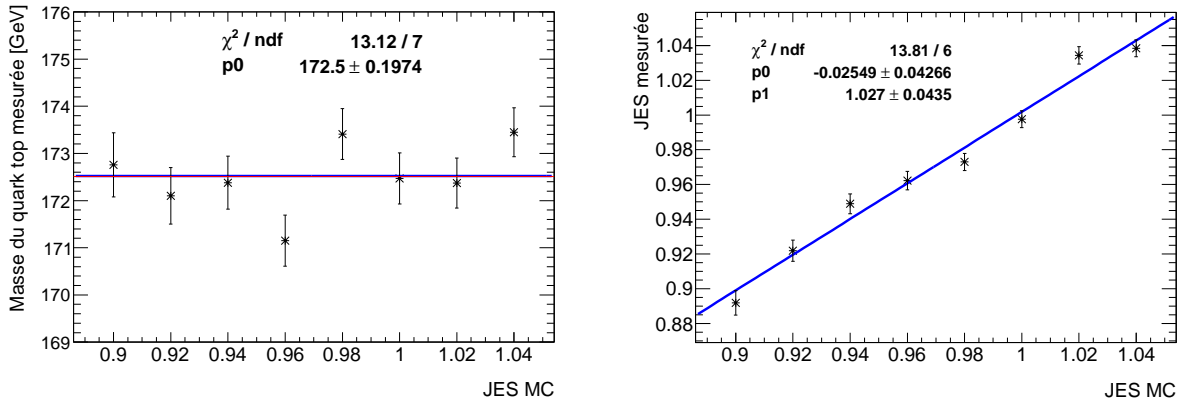


FIG. 5.30 – A gauche, la masse du quark top mesurée en fonction de la valeur de l'échelle d'énergie des jets générée. La ligne rouge matérialise la masse du quark top générée à 172.5 GeV. A droite, la JES mesurée en fonction de la valeur générée. La ligne bleue représente l'ajustement linéaire.

5.6.5 Stabilité par rapport à la masse du quark top

L'effet de la variation de la masse du quark top est ensuite vérifié en effectuant la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance pour les cinq échantillons générés à différents points de masse (160, 170, 172.5, 180 and 190 GeV) avec une échelle d'énergie des jets égale à 1. Les résultats, illustrés sur la Figure 5.31, sont similaires à ceux obtenus pour les événements du signal uniquement : la méthode est stable sur l'intervalle de masse considéré.

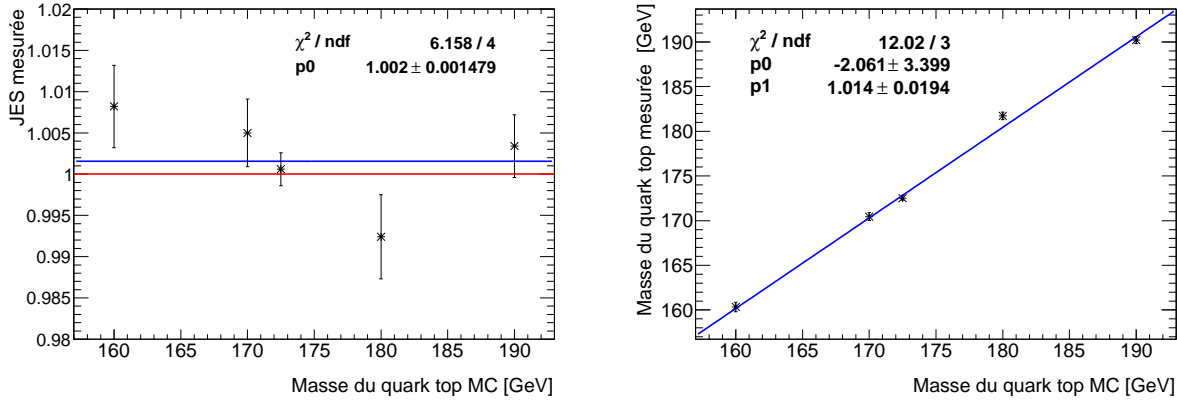


FIG. 5.31 – A gauche, la JES mesurée en fonction de la masse du quark top générée. La ligne rouge matérialise la valeur générée égale à 1. A droite, la masse du top mesurée en fonction de la masse générée. L'ajustement linéaire est représenté en bleu.

5.7 Pseudo-expériences avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$

La fiabilité de la méthode et sa faisabilité à basse luminosité peuvent être estimées en utilisant la technique de ré-échantillonnage (*bootstrap resampling*) décrit dans la référence [10]. Avec la statistique disponible composée de \mathcal{N} événements, on reproduit 100 pseudo-expériences de n événements chacune correspondant à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , ce qui représente une quantité de données atteignable en quelques semaines avec une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Pour chaque pseudo-expérience, les événements du signal et du bruit de fond sont tirés aléatoirement

dans leurs échantillons Monte Carlo respectifs en respectant les sections efficaces de production. Un même évènement peut ainsi se retrouver dans plusieurs pseudo-expériences mais également plusieurs fois dans la même pseudo-expérience. Pour chaque pseudo-expérience, la masse du quark top et l'échelle d'énergie des jets sont mesurées simultanément par la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance. L'ensemble des résultats des 100 pseudo-expériences permet de construire pour chacun des deux paramètres mesurés la distribution de résidus, appelés *pull*, dont la moyenne μ_α pour le paramètre α est calculée selon la formule :

$$\mu_\alpha = \frac{1}{N_{exp}} \sum_{i=1}^{N_{exp}} \frac{\alpha_i^{mes} - \alpha^{MC}}{\sigma_\alpha}, \quad (5.36)$$

où N_{exp} est le nombre de pseudo-expériences, α^{mes} et α^{MC} sont respectivement les valeurs mesurée et générée du paramètre et σ_α est l'incertitude sur le paramètre mesuré. La variance de ce paramètre est donnée par la formule usuelle de combinaisons d'erreurs corrélées par un facteur de corrélation ρ :

$$V(\mu_\alpha) = \frac{1}{\sigma^2 N_{exp}^2} \left(\sum_{i=1}^{N_{exp}} \sigma^2 + \sum_{i=1}^{N_{exp}} \sum_{j \neq i} \rho \sigma^2 \right) = \frac{1}{N_{exp}} (1 + (N-1)\rho). \quad (5.37)$$

La corrélation entre deux pseudo-expériences est déterminée par le nombre d'évènements qu'elles ont en commun. La probabilité qu'un évènement soit présent dans une pseudo-expérience est simplement n/\mathcal{N} . La probabilité que cet évènement ne soit pas dans une autre pseudo-expérience est définie par la probabilité de Poisson $P(0) = e^{-\frac{n}{\mathcal{N}}}$ ce qui nous donne le facteur de corrélation au premier ordre :

$$\rho = 1 - e^{-\frac{n}{\mathcal{N}}}. \quad (5.38)$$

On en déduit la variance sur μ_α :

$$V(\mu_\alpha) = \frac{1}{N_{exp}} (1 + (N_{exp} - 1)(1 - e^{-\frac{n}{\mathcal{N}}}). \quad (5.39)$$

La largeur des résidus de chaque paramètre mesuré est calculée comme la racine de la variance V :

$$V_\alpha = \frac{1}{N_{exp}} \sum_{i=1}^{N_{exp}} \frac{(\alpha_i^{mes} - \alpha^{MC})^2}{\sigma_\alpha^2}. \quad (5.40)$$

La variance sur V_α est donnée par l'expression :

$$V(V_\alpha) = \frac{1}{2N_{exp}} (1 + (N_{exp} - 1)(1 - e^{-\frac{n}{\mathcal{N}}})^2). \quad (5.41)$$

Un exemple typique d'ajustement de la distribution de masse du quark top obtenue par maximisation de la pseudo-log-vraisemblance est montré sur la Figure 5.32 pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} .

Les distributions de résidus sont d'abord construites pour huit valeurs d'échelle d'énergie des jets, de 0.90 à 1.04 par pas de 0.02, en utilisant l'échantillon Monte Carlo nominal avec $m_t = 172.5 \text{ GeV}$. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 5.33 pour la mesure de la JES et sur la Figure 5.34 pour la mesure de m_t . Les figures de gauche représentent la moyenne des résidus et les figures de droite leur largeur. Précisons qu'ici les résultats sont corrélés puisqu'ils sont obtenus avec le même échantillon Monte Carlo.

Une autre série de distributions des résidus est ensuite générée pour les cinq différents points de masse disponibles pour le quark top (160, 170, 172.5, 180 et 190 GeV) avec une échelle d'énergie des jets égale à 1. Afin de conserver un rapport analogue entre nombre de pseudo-expériences et luminosité intégrée pour chaque échantillon Monte Carlo, seules 20 pseudo-expériences sont effectuées pour les quatre échantillons Monte Carlo aux points de masse 160, 170, 180 et 190 GeV. Les résultats obtenus sont représentés sur la

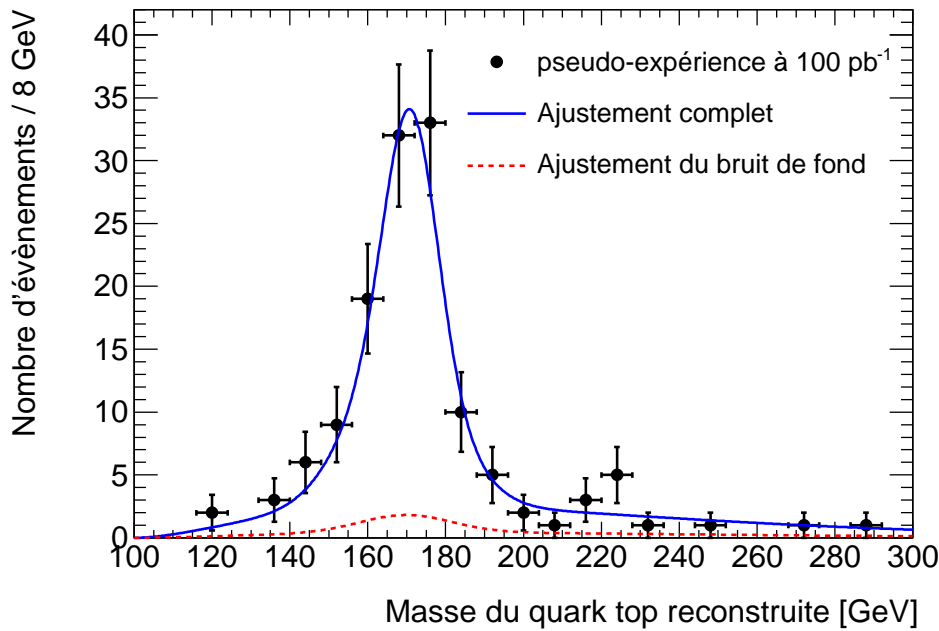


FIG. 5.32 – Exemple d’ajustement sur la distribution de masse du quark top reconstruite pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . La ligne continue bleue représente l’ajustement complet, signal plus bruit de fond, tandis que la ligne en pointillés rouges représente l’ajustement pour le bruit de fond seulement. 133 évènements sont reconstruits, dont 13 évènements de bruit de fond. Pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et une JES égale à 1, la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance mène à $m_t = 172.2 \pm 2.0 \text{ GeV}$ et $\text{JES} = 0.997 \pm 0.019$.

Figure 5.35 pour la mesure de la JES et sur la Figure 5.36 pour la mesure de m_t . Les figures de gauche représentent la moyenne des résidus et les figures de droite leur largeur.

La moyenne des distributions de résidus indique le biais de la méthode ; les moyennes des deux distributions de résidus pour m_t en fonction de la JES générée et de la masse générée sont de respectivement 0.13σ et 0.11σ , ce qui correspond 0.2 GeV . La largeur des distributions de résidus indique si l’erreur statistique sur la mesure des paramètres est correctement estimée ; les largeurs obtenues, proches de 1, indiquent que l’erreur statistique est correctement estimée pour m_t et pour la JES.

5.8 Test de la méthode

Dans cette méthode, l’échelle d’énergie des jets mesurée simultanément avec la masse du quark top est supposée être identique pour tous les jets d’un même évènement. Cependant, de nombreuses sources d’erreurs systématiques dans la reconstruction de l’énergie des jets introduisent des dépendances en fonction de η , de p_T et de l’environnement propre à chaque évènement (empilement, évènements sous-jacents). La pré-calibration appliquée aux jets compense partiellement la dépendance en p_T mais il subsiste la dépendance vis-à-vis de η et de l’environnement de l’évènement. Une manière de tester la méthode consiste à reproduire la procédure sans appliquer de pré-calibration aux jets pour ajouter à la dépendance en η de la JES la dépendance en p_T et vérifier que la masse reconstruite est toujours compatible avec la masse générée, et que la JES mesurée est compatible avec la JES obtenue avec la simulation Monte Carlo. Pour effectuer cette vérification, il est cependant nécessaire d’uniformiser l’échelle d’énergie entre les jets légers et les jets b puisque la JES mesurée est une échelle d’énergie globale appliquée à tous les jets d’un même évènement. Etant donné que l’estimation de la JES avec cette méthode repose essentiellement sur la masse

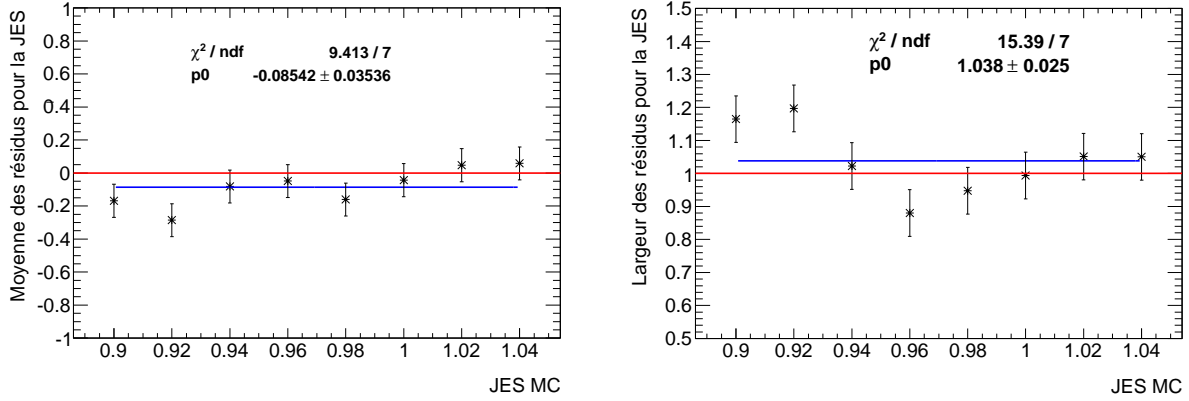


FIG. 5.33 – A gauche, la moyenne des distributions de résidus de la JES mesurée pour huit valeurs de JES générées. La ligne rouge matérialise la valeur idéale 0 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire. A droite, la largeur de ces distributions de résidus ; la ligne rouge matérialise la valeur idéale 1 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire.

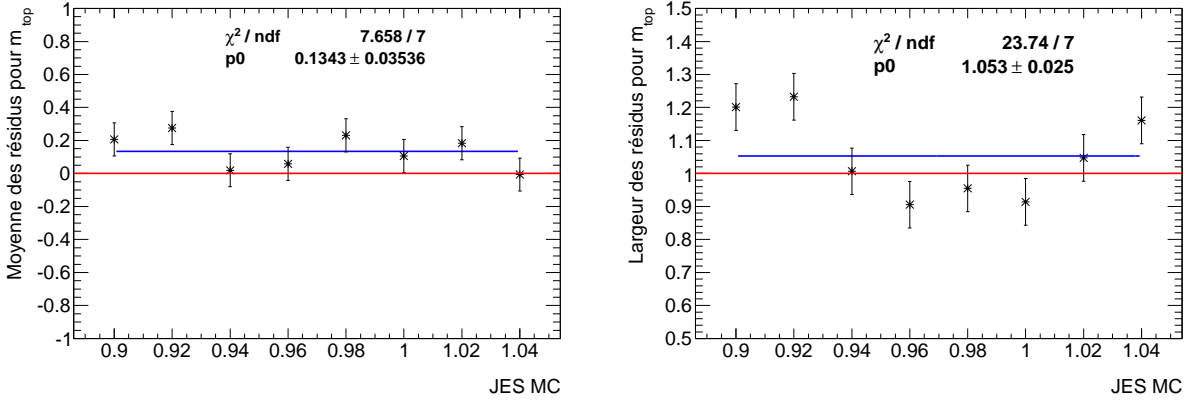


FIG. 5.34 – A gauche, la moyenne des distributions de résidus de la masse du quark top mesurée pour huit valeurs de JES générées. La ligne rouge matérialise la valeur idéale 0 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire. A droite, la largeur de ces distributions de résidus ; la ligne rouge matérialise la valeur idéale 1 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire.

invariante de la paire de jets légers candidate au boson W hadronique et que cette contrainte ne concerne que les jets légers, la JES mesurée simultanément avec m_t correspond à la JES des jets légers et il est par conséquent nécessaire de corriger l’énergie des jets b pour compenser la différence d’échelle d’énergie des jets b par rapport à l’échelle d’énergie des jets légers. De manière similaire aux fonctions de pré-calibration, on détermine les fonctions de correction pour l’énergie des jets b à partir du Monte Carlo de manière à égaliser la JES des jets b E_j^b/E_q^b avec la JES des jets légers E_j^l/E_q^l :

$$\frac{E_j^b}{E_q^b} \times f(E_j) = \frac{E_j^l}{E_q^l} \quad \text{avec} \quad f(E_j) = a + b \ln \frac{E_j}{d} + c \left(\ln \frac{E_j}{d} \right)^2. \quad (5.42)$$

Les fonctions de correction pour l’énergie des jets b sont représentées sur la Figure 5.38. La correction moyenne appliquée aux jets b avec $p_T > 40$ GeV (après cette pré-calibration) est de 4%.

La validité de cette méthode est testée avec l’échantillon Monte Carlo nominal, généré avec une masse du quark top à 172.5 GeV, et en incluant tous les processus de bruit de fond. La fonction de correction est appliquée uniquement aux jets b , avant la sélection des événements, et la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance est ensuite effectuée pour les événements reconstruits. A droite sur la

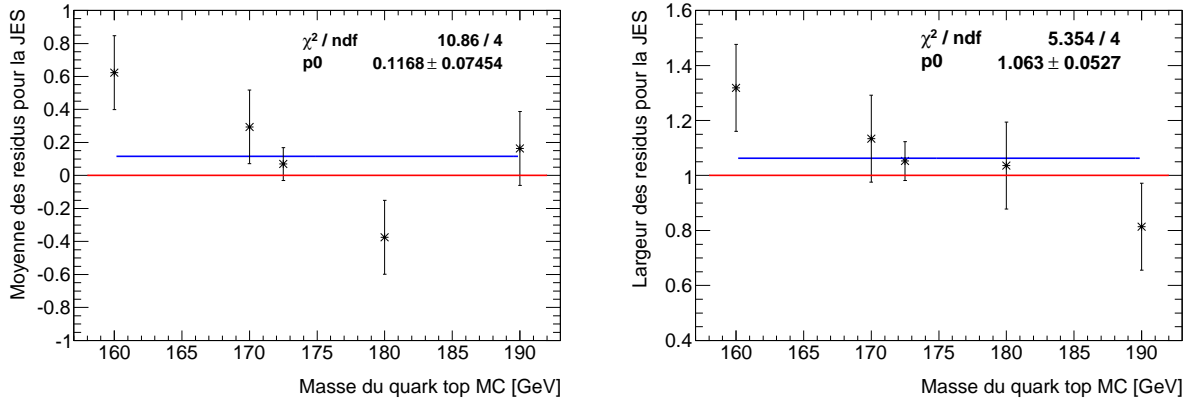


FIG. 5.35 – A gauche, la moyenne des distributions de résidus de la JES mesurée pour cinq valeurs de masse du quark top générée (160, 170, 172.5, 180 et 190 GeV). La ligne rouge matérialise la valeur idéale 0 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire. A droite, la largeur de ces distributions de résidus ; la ligne rouge matérialise la valeur idéale 1 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire.

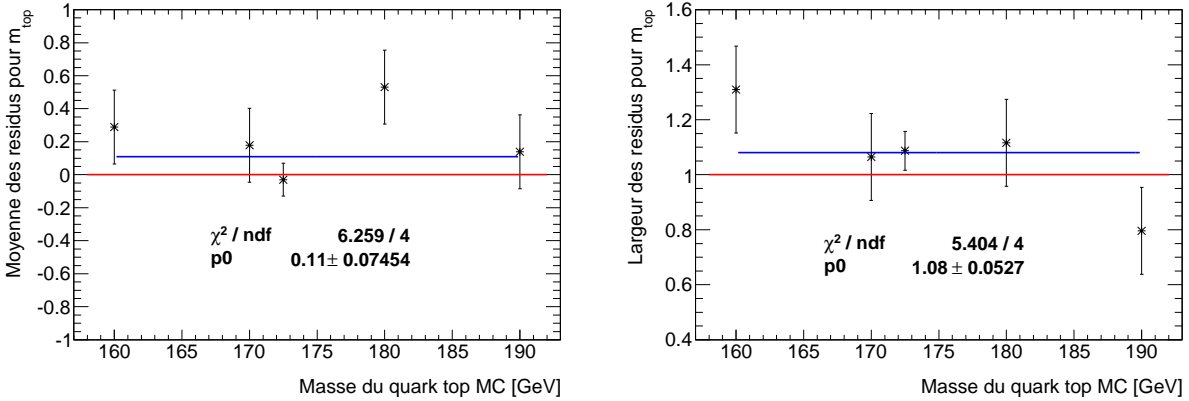


FIG. 5.36 – A gauche, la moyenne des distributions de résidus de la masse du quark top mesurée pour cinq valeurs de masse générée (160, 170, 172.5, 180 et 190 GeV). La ligne rouge matérialise la valeur idéale 0 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire. A droite, la largeur de ces distribution de résidus ; la ligne rouge matérialise la valeur idéale 1 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire.

Figure 5.38 est représenté un exemple de contours obtenu pour une statistique de 1 fb^{-1} tirée aléatoirement parmi l’ensemble de la statistique disponible ; les valeurs mesurées sont $m_t = 172.3 \pm 0.6 \text{ GeV}$ et $\text{JES} = 0.984 \pm 0.006$. La valeur mesurée pour la masse du quark top est compatible avec la valeur générée et celle mesurée pour l’échelle d’énergie des jets est compatible avec la valeur obtenue à partir du Monte Carlo (0.9876 ± 0.0003). Cette dernière a été estimée pour les jets légers avec $p_T > 40 \text{ GeV}$ par l’ajustement gaussien du rapport de l’énergie des jets légers, sans pré-calibration, sur l’énergie des quarks correspondant, représenté à gauche sur la Figure 5.38.

En reproduisant 100 pseudo-expériences pour les événements du signal et les événements de bruit de fond correspondant à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} , on reconstruit une masse du quark top moyenne de $172.6 \pm 2.1 \text{ GeV}$ et une échelle d’énergie des jets moyenne de 0.986 ± 0.019 . Cette vérification montre ainsi que l’hypothèse consistant à supposer que tous les jets d’un même événement ont la même échelle d’énergie n’introduit pas de biais significatif sur la mesure de la masse du quark top.

Une autre vérification a été effectuée pour évaluer l’impact d’une dépendance de l’échelle d’énergie des jets vis-à-vis de la pseudo-rapacité et de l’énergie des jets plus marquée dans les données que dans les

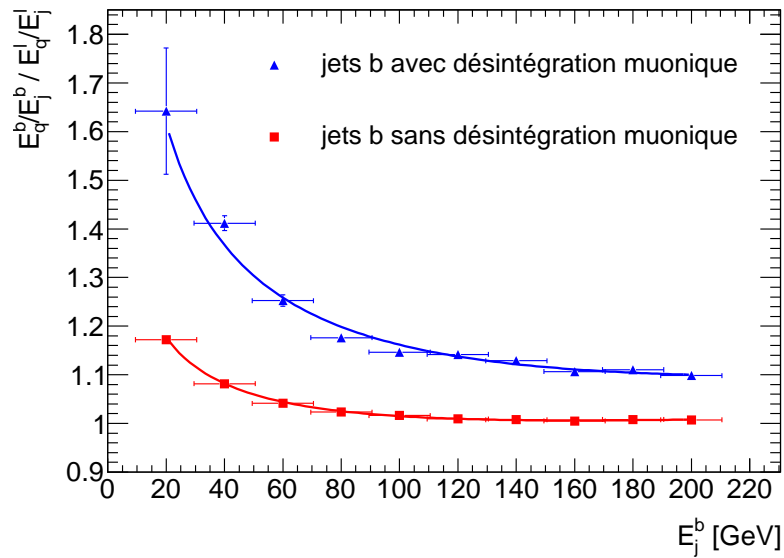


FIG. 5.37 – Fonction de correction appliquées aux jets b pour compenser la différence d’échelle d’énergie entre jets légers et jets b .

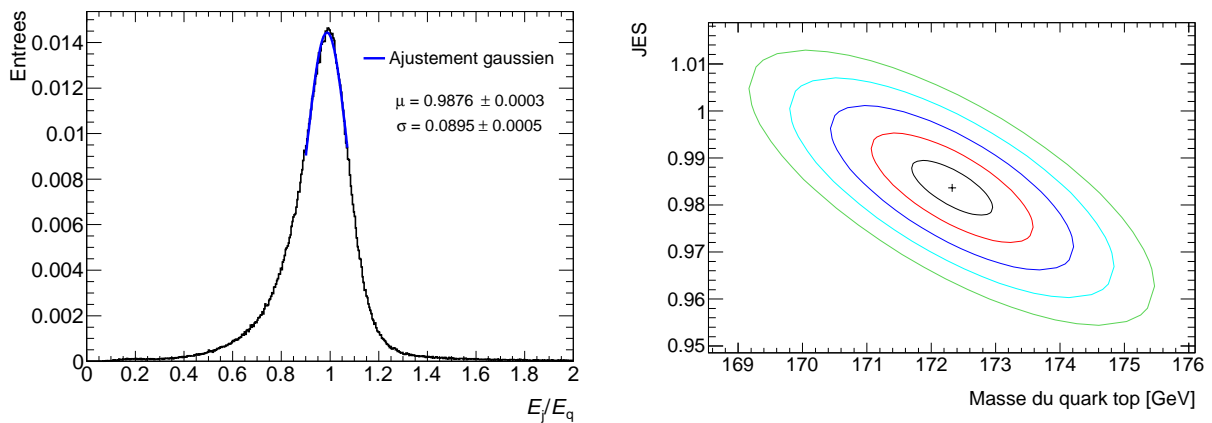


FIG. 5.38 – A gauche, le rapport E_{jet}/E_{quark} pour les jets légers avec $p_T > 40$ GeV sans pré-calibration. A droite, les contours à s déviations standards ($s = 1, 2, \dots, 5$) pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et reconstruite avec la fonction de correction appliquée uniquement aux jets b . Avec 1095 évènements de signal et 140 évènements de bruit de fond ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$), la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance mène à $m_t = 172.3 \pm 0.6$ GeV et $JES = 0.984 \pm 0.006$.

simulations Monte Carlo. La variation de la JES en fonction de η a été simulée en appliquant un facteur multiplicatif aux quadri-vecteurs des jets qui varie de $\pm 2\%$ dans l'intervalle $|\eta| < 2.5$. Un deuxième facteur multiplicatif qui varie de 0 à 3% en fonction de l'énergie des jets a également été appliqué. Il en résulte une déviation de la masse mesurée avec la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance inférieure à 0.2 GeV. On en déduit que cette méthode est peu sensible à une légère variation de la JES en fonction de η et de l'énergie.

5.9 Maximum de vraisemblance à une dimension

Afin de dissocier l'erreur statistique sur la mesure de la masse du quark top de l'erreur due à la mesure de la JES, il est possible de ne mesurer que la masse du quark top en maximisant de la pseudo-log-vraisemblance avec l'échelle d'énergie des jets fixée à la valeur attendue, en l'occurrence sa valeur nominale égale à 1 (la fonction de pré-calibration est ici appliquée à tous les jets). Avec uniquement la masse du quark top à mesurer, la vraisemblance est simplifiée puisque seuls les termes $\mathcal{L}_{forme}^{m_t}$ et \mathcal{L}_{bdf} sont à maximiser. La maximisation de la pseudo-log-vraisemblance est effectuée pour une statistique équivalente à $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ tirée aléatoirement dans l'échantillon Monte Carlo nominal pour le signal et les différents échantillons Monte Carlo des processus de bruit de fond. La valeur de la pseudo-log-vraisemblance négative en fonction de la masse du quark top est représentée sur la Figure 5.39. La minimisation de la pseudo-log-vraisemblance négative mène à une masse du quark top $m_t = 172.5 \pm 0.4 \text{ GeV}$, ce qui est compatible avec la valeur générée de 172.5 GeV.

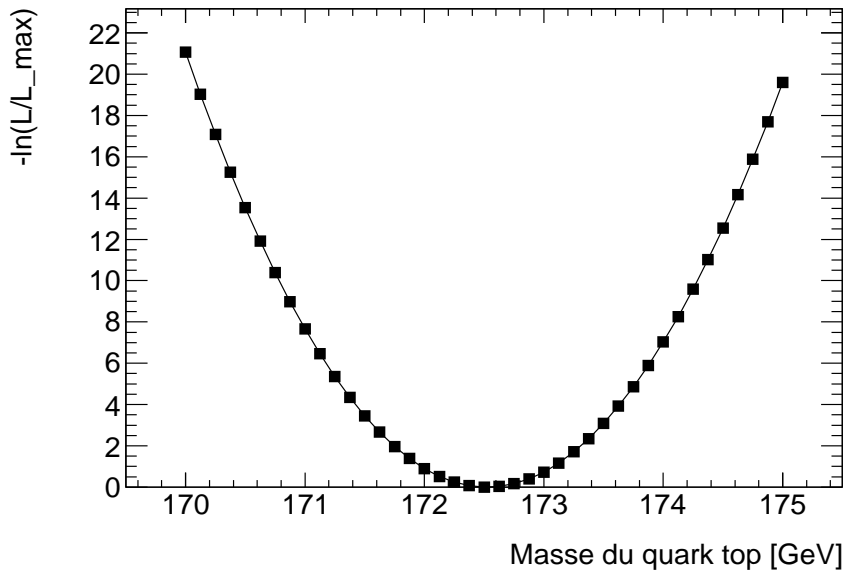


FIG. 5.39 – Valeur de la pseudo-log-vraisemblance en fonction de la masse du quark top ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). Pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV et une échelle d'énergie des jets fixée à 1, la minimisation à une dimension mène à $m_t = 172.5 \pm 0.4 \text{ GeV}$.

Puisque la JES n'est pas mesurée simultanément avec m_t , l'incertitude fournie par la minimisation correspond à l'erreur statistique. Il est alors possible de décomposer l'erreur totale σ_{tot} sur la mesure de m_t avec la vraisemblance à deux dimensions en une contribution due à l'erreur statistique σ_{stat} et une contribution due à la mesure de la JES σ_{JES} . L'erreur totale peut alors s'écrire comme la somme quadratique de ces deux contributions :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{JES}^2. \quad (5.43)$$

L'erreur statistique σ_{stat} est fournie par la mesure de m_t uniquement tandis que l'erreur totale σ_{tot} est fournie par la mesure simultanée de m_t et de la JES, en considérant les valeurs les plus externes du contour à une déviation standard. L'erreur totale sur la mesure de la masse du quark top étant $\sigma_{tot} = 0.6$ GeV pour $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$, on obtient une contribution de la mesure de l'échelle d'énergie des jets à l'erreur totale sur m_t : $\sigma_{JES} = 0.4$ GeV. Précisons que cette erreur systématique due à la mesure de la JES décroît avec la statistique de manière similaire à l'erreur statistique.

5.10 Erreurs systématiques

En plus de l'erreur statistique qui dépend de la quantité de données disponible, différentes sources d'erreurs systématiques contribuent à l'erreur totale sur la mesure de la masse du quark top. Ces erreurs systématiques résultent essentiellement des incertitudes dans la modélisation des événements du signal et du bruit de fond ainsi que dans la simulation de la réponse du détecteur aux leptons chargés et aux jets. Nous allons ici décrire les différentes sources d'erreurs systématiques prises en compte dans cette analyse.

5.10.1 Erreur systématique due à la différence entre l'échelle d'énergie des jets b et l'échelle d'énergie des jets légers

Avec la méthode décrite dans ce chapitre, la masse du quark top est mesurée simultanément avec l'échelle d'énergie des jets afin de réduire l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. La mesure de la JES repose essentiellement sur la distribution de masse invariante dijets qui ne dépend que de l'échelle d'énergie des jets légers ; la JES mesurée lors de la maximisation de la vraisemblance et qui est appliquée à tous les jets correspond par conséquent à l'échelle d'énergie des jets légers. La fonction de pré-calibration appliquée dans cette analyse compense partiellement les différences entre les jets légers et les jets b mais il est essentiel de prendre en compte l'erreur systématique due à la différence résiduelle d'échelle d'énergie entre les jets b et les jets légers. Cette incertitude a diverses origines : l'incertitude sur le rapport de branchement des désintégrations semileptoniques des quarks b , l'incertitude sur le modèle de fragmentation des quarks b et l'incertitude sur la réponse du détecteur liée aux différences entre la reconnexion de couleur des quarks légers et des quarks b . Dans cette analyse, nous ne considérons pas séparément chacune de ces contributions mais nous estimons une erreur systématique globale due à la différence d'échelle d'énergie des jets b par rapport à celle des jets légers.

Pour estimer cette erreur systématique, l'analyse est reproduite à partir de l'échantillon Monte Carlo nominal en fixant l'échelle d'énergie des jets légers à 1 et en variant l'échelle d'énergie des jets b de 0.90 à 1.10 par pas de 0.02. L'erreur systématique est égale à la différence entre la masse du quark top mesurée pour chaque valeur de JES et la masse du quark top mesurée avec la JES à la valeur nominale (égale à 1), en pourcentage d'échelle d'énergie des jets b .

La Figure 5.40 montre la masse du quark top mesurée, à gauche, et la JES mesurée, à droite, en fonction de l'échelle d'énergie générée pour les jets b . La contrainte imposée par la masse invariante dijets sur la mesure de la JES est nettement visible sur la figure de droite, la JES étant mesurée à la valeur générée pour les jets légers (égale à 1), indépendamment de la JES générée pour les jets b . L'erreur systématique est obtenue avec la figure de gauche où l'on voit une erreur systématique sur la mesure du quark top de 0.6 GeV par pourcent de différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et celle des jets b .

Précisons que l'erreur systématique due à la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b n'est pas corrélée à l'erreur σ_{JES} due à l'incertitude sur la mesure de la JES : elles sont donc sommées quadratiquement pour calculer l'erreur totale sur la mesure de la masse du quark top.

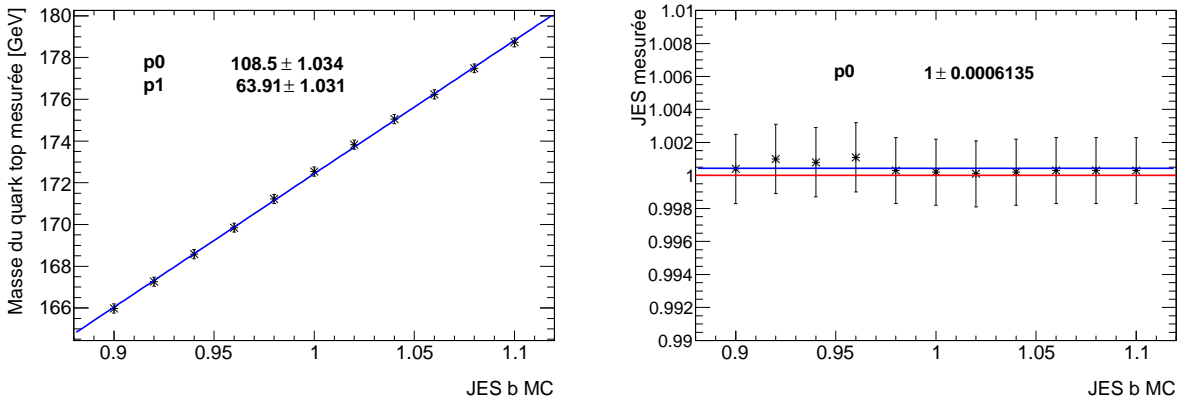


FIG. 5.40 – A gauche, la masse du quark top mesurée en fonction de l'échelle d'énergie des jets b générée. A droite, la JES reconstruite en fonction de la JES générée des jets b . La ligne rouge matérialise la valeur de la JES générée pour les jets légers à 1.

5.10.2 Radiations dans l'état initial et l'état final (ISR/FSR)

Pour estimer l'erreur systématique due aux ISR/FSR, on utilise deux échantillons Monte Carlo d'évènements $t\bar{t}$ générés avec AcerMC + Pythia car Pythia possède plus de paramètres modifiables liés aux ISR/FSR que Herwig. Plutôt que de faire varier indépendamment les ISR et les FSR, les échantillons sont générés avec des paramètres d'ISR et FSR raisonnables du point de vue théorique et correspondant à des déviations opposées sur la masse du quark top reconstruite. Les deux échantillons utilisés sont :

- échantillon 1 : masse reconstruite maximale :
 - 0.5*valeur par défaut de $\Lambda(\text{QCD})$ pour les FSR,
 - 2*valeur par défaut de $\Lambda(\text{QCD})$ pour les ISR ;
- échantillon 2 : masse reconstruite minimale :
 - 2*valeur par défaut de $\Lambda(\text{QCD})$ pour les FSR,
 - .5*valeur par défaut de $\Lambda(\text{QCD})$ pour les ISR ;

Les deux échantillons Monte Carlo ont été reconstruits en appliquant la pré-calibration pour les jets basés sur l'échantillon Monte Carlo nominal (généralisé avec $m_t = 172.5$ GeV et MC@NLO + Herwig). Deux variables susceptibles de dépendre des ISR/FSR peuvent être à l'origine d'une erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top : l'énergie et la multiplicité des jets. Précisons que cette erreur systématique est estimée pour les évènements du signal uniquement.

Impulsion transverse du jet principal

La distribution de l'impulsion transverse du jet de chaque évènement ayant le plus grand p_T est représentée sur la Figure 5.41. L'impulsion transverse du jet principal étant plus grande pour le premier échantillon que pour le deuxième, la perte d'énergie des jets est plus importante avec les FSR qu'avec les ISR. Les jets additionnels provenant des radiations dans l'état final entraînent ainsi une sous-estimation de l'énergie des jets reconstruits ce qui diminue à la fois l'efficacité de la reconstruction et la masse du quark top reconstruite.

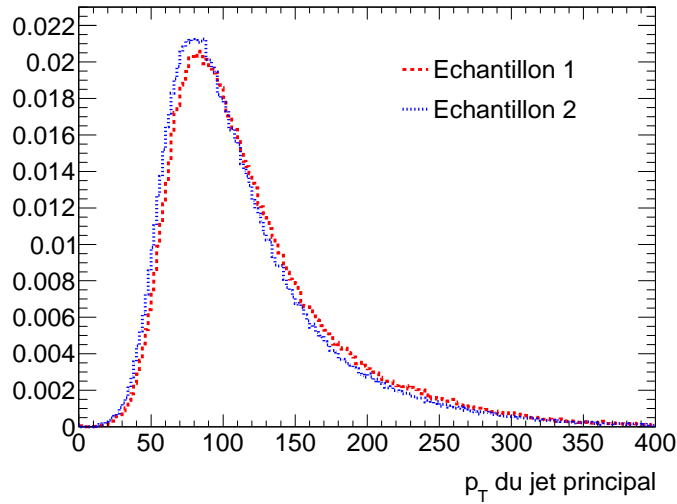


FIG. 5.41 – Impulsion transverse du jet principal pour les échantillons 1 (en rouge) et 2 (en bleu).

La multiplicité des jets

La multiplicité des jets légers est représentée pour les deux échantillons sur la Figure 5.42, à gauche pour les jets avec $p_T > 10$ GeV et à droite pour les jets avec $p_T > 40$ GeV. Les jets issus des ISR étant plus énergétiques que ceux issus des FSR, on observe plus de jets à grande impulsion transverse avec l'échantillon 1 qu'avec l'échantillon 2. De plus, les jets de l'état final $t\bar{t}$ ayant subi des FSR ont cédé une partie de leur énergie aux gluons irradiés et sont par conséquent susceptibles de ne plus passer les coupures sur l'impulsion transverse. Les jets additionnels originaires des partons initiaux peuvent quant à eux être une source supplémentaire de bruit de fond combinatoire lorsqu'ils sont identifiés en tant que jets de l'état final $t\bar{t}$. Par ailleurs, même si la masse invariante de la paire $t\bar{t}$ n'est pas modifiée par les ISR, on attend une surestimation de la masse du quark top reconstruite lorsque les jets issus des ISR se superposent dans le détecteur aux jets issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$.

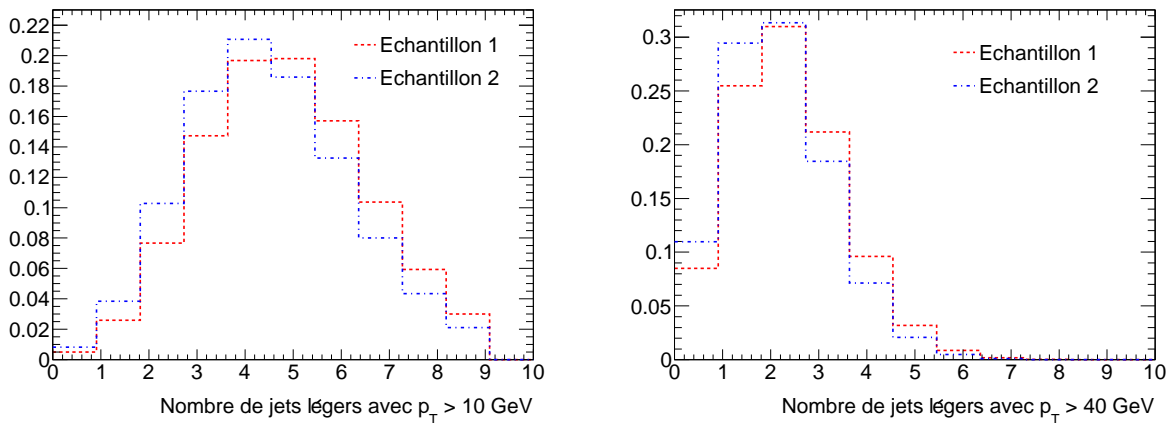


FIG. 5.42 – Multiplicité des jets légers avec $p_T > 10$ GeV à gauche et avec $p_T > 40$ GeV à droite pour les échantillons 1 (en rouge) et 2 (en bleu).

La multiplicité des jets b est représentée sur la Figure 5.43, à gauche pour les jets avec $p_T > 10$ GeV et à droite pour les jets avec $p_T > 40$ GeV. De même que pour les jets légers, les FSR diminuent la multiplicité des jets b à grand p_T et par conséquent conduisent à une perte d'efficacité après la coupure sur la multiplicité des jets.

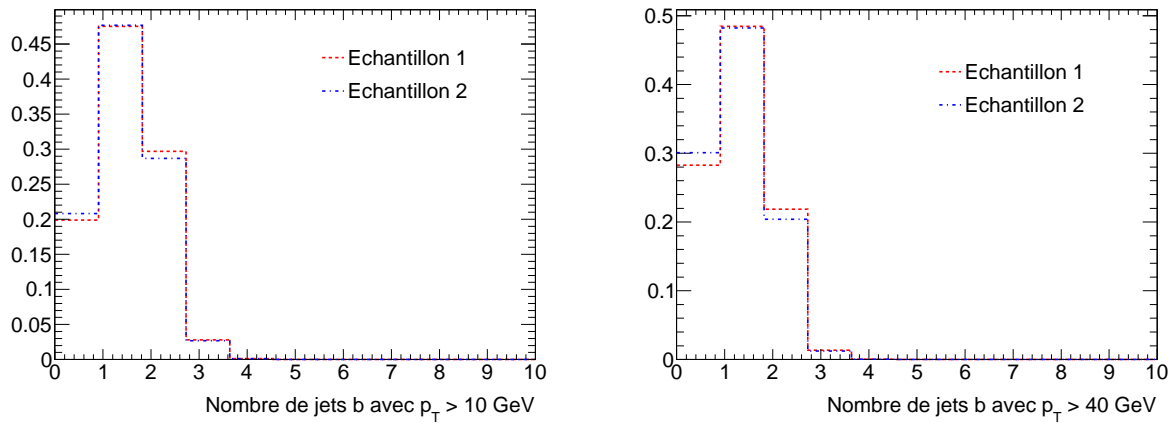


FIG. 5.43 – Multiplicité des jets b avec $p_T > 10$ GeV à gauche et avec $p_T > 40$ GeV à droite pour les échantillons 1 (en rouge) et 2 (en bleu).

Impact des ISR/FSR sur la masse du quark top mesurée

Des observations précédentes, on s'attend à observer une surestimation de la masse du quark top mesurée avec le premier échantillon (moins de FSR et plus de ISR) et une sous-estimation avec le deuxième (plus de FSR et moins de ISR).

La pseudo-log-vraisemblance est maximisée pour les deux échantillons Monte Carlo et la masse du quark top mesurée pour chaque échantillon est calculée comme la moyenne des valeurs mesurées avec 100 pseudo-expériences à une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$. L'erreur systématique due aux ISR/FSR est calculée comme l'écart maximal entre les masses mesurées avec les configurations extrémales des paramètres d'ISR/FSR et la masse du quark top générée. On obtient une erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top due aux ISR/FSR de 1 GeV. Précisons que cette estimation est très conservatrice et que cette erreur systématique devrait être réduite lorsque la quantité d'ISR et de FSR aura été mesurée avec les données.

5.10.3 Les fonctions de distribution partonique

L'incertitude sur la fonction de distribution partonique du proton (PDF) est une source d'erreur systématique pour la mesure de la masse du quark top car une variation des PDF modifierait la distribution en η et en p_T des quarks top ainsi que la quantité d'ISR et de FSR. L'échantillon Monte Carlo nominal pour les événements du signal $t\bar{t}$ a été généré en utilisant la PDF CTEQ6 [11]. Les PDF sont obtenues à partir de données expérimentales et ont par conséquent des incertitudes qui sont exprimées par 20 paires de PDF additionnelles fournies par le groupe CTEQ (déterminées en faisant varier les 20 vecteurs propres de $\pm 1 \sigma$). Ces 20 paires sont utilisées pour calculer un nouveau poids pour chaque événement du signal qui est ensuite utilisé dans la maximisation de la vraisemblance. L'erreur systématique Δm_t (pour le signal uniquement) est calculée suivant la relation :

$$\Delta m_t = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_{i=1}^{20} [m_t(+1\sigma_i) - m_t(-1\sigma_i)]^2}; \quad (5.44)$$

on obtient une erreur systématique de 0.1 GeV.

5.10.4 Les autres sources d'erreur systématique

Pour chaque source d'erreur systématique, on reproduit 100 pseudo-expériences correspondant à $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ en modifiant le paramètre considéré. L'erreur systématique est prise comme l'écart moyen observé entre la masse du quark top obtenue après maximisation de la pseudo-log-vraisemblance pour la configuration testée et celle obtenue pour l'échantillon Monte Carlo nominal généré avec $m_t = 172.5 \text{ GeV}$ et une échelle d'énergie des jets égale à 1. Six autres sources d'erreur systématique ont ainsi été estimées :

- l'erreur systématique due à notre compréhension de la simulation Monte Carlo a été estimée en comparant la masse du quark top mesurée avec des pseudo-expériences effectuées avec l'échantillon Monte Carlo nominal généré avec MC@NLO et un autre échantillon généré avec AcerMC, tous les deux avec $m_t = 172.5 \text{ GeV}$. L'erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top obtenue est de 0.5 GeV. Cette erreur systématique devra cependant être réévaluée lorsque les données seront disponibles et que nous serons en mesure d'évaluer l'accord entre les simulations Monte Carlo et les données.
- L'échantillon Monte Carlo nominal à $m_t = 172.5 \text{ GeV}$ a été reconstruit avec la simulation complète du détecteur ATLAS tandis que les autres points de masse ne sont disponibles qu'en simulation rapide (*fast simulation*). Il en résulte une erreur systématique due à la différence entre simulation complète du détecteur et simulation rapide. Pour estimer cette erreur systématique, on utilise un échantillon Monte Carlo généré avec $m_t = 172.5 \text{ GeV}$ et reconstruit avec la simulation rapide du détecteur ATLAS. L'erreur systématique est estimée comme étant la différence totale entre la valeur mesurée avec la simulation complète et la valeur mesurée avec la simulation rapide. L'erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top obtenue est de 0.2 GeV.
- L'erreur systématique due à l'incertitude sur la performance de l'algorithme d'étiquetage des jets b a été estimée en faisant varier la coupure sur le poids calculé par l'algorithme d'étiquetage de manière à modifier l'efficacité de l'étiquetage de $\pm 5\%$ (la réjection des jets légers étant modifiée en conséquence, de 1404 pour -5% d'efficacité à 466 pour +5% d'efficacité). L'écart entre la masse du quark top ajustée pour chaque configuration est inférieur à 50 MeV. Il en résulte une erreur systématique négligeable.
- Avec les premières données, les sections efficaces de production des processus de signal et de bruit de fond seront mesurées avec une précision limitée et il y aura également une incertitude sur la réjection des événements de bruit de fond. Par ailleurs, les nombres d'événements de signal et de bruit de fond peuvent fluctuer suivant une distribution de Poisson autour de leur valeur attendue. Il en résulte une erreur systématique due à la contrainte sur la normalisation du signal et du bruit de fond effectuée par le terme $\mathcal{L}_{bdf}(n_b)$ dans la vraisemblance. Cette erreur systématique a été estimée en multipliant et en divisant par deux le nombre d'événements de bruit de fond estimé (n_b^0) dans la vraisemblance. La différence moyenne entre les masses du quark top ajustées pour ces deux configurations est inférieure à 100 MeV ; il en résulte une erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top de 0.1 GeV.
- L'incertitude sur la mesure de l'énergie transverse manquante peut également être une source d'erreur systématique puisque \cancel{E}_T est utilisée dans l'ajustement cinématique. L'erreur systématique est estimée en appliquant un facteur constant de $\pm 5\%$ à \cancel{E}_T ; la différence entre les masses du quark top mesurées avec ces deux configurations est de 340 MeV, ce qui correspond à une erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top de 0.17 GeV, arrondie à 0.2 GeV.
- La dernière erreur systématique considérée résulte de l'incertitude sur la résolution en énergie des jets. En effet, les constantes introduites dans l'ajustement cinématique pour compenser le biais induit par la coupure sur l'impulsion transverse des jets dépend directement de la résolution des jets. De plus, une détérioration de la résolution en énergie des jets par rapport à celle estimée à partir des simulations Monte Carlo décroît l'efficacité de la reconstruction après la coupure sur χ_{min}^2 et

augmente le bruit de fond combinatoire. Cette erreur systématique a été estimée en multipliant le quadri-vecteur de chaque jet par un nombre tiré aléatoirement dans une gaussienne centrée sur 1 et de largeur 0.2, ce qui correspond à une dégradation de la résolution en énergie des jets de 20 %. Le déplacement de la masse du quark top mesurée par la pseudo-log-vraisemblance est de 0.1 GeV.

5.10.5 Résumé sur les incertitudes

L'ensemble des sources d'erreur sur la mesure de la masse du quark top avec cette méthode est résumé dans le Tableau 6.4 pour différentes luminosités intégrées correspondant à différents scénarios pour l'incertitude sur la différence entre la JES des jets légers et la JES des jets b . Ces différents scénarios sont simplement indiqués à titre indicatif. Notre compréhension de l'échelle d'énergie des jets devrait en effet s'améliorer avec la statistique accumulée et l'on s'attend par conséquent à ce que l'erreur systématique due à l'incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b diminue avec l'augmentation de la luminosité intégrée.

TAB. 5.5 – Incertitudes estimées sur la mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets, avec la méthode des *templates*. L'erreur totale est calculée pour différentes luminosités intégrées et différents scénarios pour l'incertitude sur la différence entre la JES des jets légers et la JES des jets b .

Source d'incertitude	Incertitude		
Différence de JES entre jets légers et jets b	0.6 GeV / %		
ISR/FSR	1.0 GeV		
PDF	0.1 GeV		
Générateur MC	0.5 GeV		
Simulation complète vs rapide	0.2 GeV		
Performance de l'étiquetage des jets b	négligeable		
Bruit de fond	0.1 GeV		
Incertitude de 5 % sur \cancel{E}_T	0.2 GeV		
Incertitude sur la résolution en énergie des jets de 20 %	0.1 GeV		
	Luminosité intégrée :		
	$\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$
Scenario pour la JES	3%	2%	1%
Total des systematiques	2.1 GeV	1.7 GeV	1.3 GeV
Mesure de la JES	1.9 GeV	1.3 GeV	0.4 GeV
Statistique	1.7 GeV	1.1 GeV	0.4 GeV
Statistique + JES	2.5 GeV	1.7 GeV	0.6 GeV
Total	3.3 GeV	2.4 GeV	1.4 GeV

Le principal avantage de cette méthode est que les erreurs systématiques dues à l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b ne sont pas corrélées, contrairement à des méthodes où seule la masse du quark top est mesurée [12]. Par conséquent, ces deux erreurs s'ajoutent quadratiquement ce qui mène à une erreur systématique sur m_t due à l'échelle d'énergie des jets de 1.5 à 2.3 GeV, en supposant une incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b de 1 à 3 % et pour une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$. En additionnant quadratiquement toutes les sources d'incertitude, on peut estimer que la précision sur la mesure de la masse du quark top atteignable avec 100 pb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ varie de 2.1 à 2.7 GeV, en supposant une incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b de 1 à 3 %.

En comparaison, l'erreur statistique obtenue actuellement au Tevatron en combinant toutes les méthodes d'analyses dans le canal lepton plus jets est de 0.8 GeV pour D0 avec 3.6 fb^{-1} de données analysées et de 0.9 GeV pour D0 avec 3.2 fb^{-1} de données. Les erreurs systématiques qu'ils ont sur ces mesures sont respectivement de 1.6 GeV et 1.3 GeV.

5.11 Conclusion

La méthode des *templates* a été étudiée avec les simulations Monte Carlo pour estimer le potentiel d'ATLAS sur la mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets. Une vraisemblance à deux dimensions a été développée pour mesurer simultanément la masse du quark top et l'échelle d'énergie des jets en comparant des distributions caractéristiques reconstruites à partir des données avec des modèles, appelés *templates*, construits à partir de simulations Monte Carlo. L'erreur totale sur la mesure de la masse du quark top atteignable avec cette méthode dès 100 pb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ est estimée être de 2.1 à 2.7 GeV, en supposant une incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b de respectivement 1 et 3 %. Afin d'augmenter la statistique utilisée pour mesurer la masse du quark top et ainsi diminuer l'erreur statistique avec les premières données, la méthode des *templates* a également été développée pour la mesure la masse du quark top dans le canal dilepton. Cette méthode fait l'objet du chapitre 6.

5.12 Perspectives à $\sqrt{s} = 14$ TeV

5.12.1 Introduction

Une analyse similaire à celle présentée dans ce chapitre a été effectuée pour une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de 14 TeV afin d'estimer le potentiel d'ATLAS à plus long terme. A cette énergie, les paires $t\bar{t}$ sont produites à 90 % par fusion de gluon $gg \rightarrow t\bar{t}$ et à 10% par annihilation de quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ avec une section efficace de production à l'ordre NLO de 833 pb. On attend par conséquent 800 000 paires $t\bar{t}$ dans ATLAS avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , ce qui correspond à environ deux semaines de prises de données à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette analyse a été effectuée avec un échantillon Monte Carlo nominal généré avec MC@NLO + Herwig, pour une masse du quark top de 175 GeV et une luminosité intégrée de 850 pb^{-1} .

Cette section consiste en un résumé des performances de l'analyse à $\sqrt{s} = 14$ TeV ; l'efficacité et la performance de la sélection des événements et de la reconstruction de l'état final $t\bar{t}$ seront mentionnées dans une première sous-section, le *template* construit pour l'échantillon nominal ainsi qu'un exemple de contours obtenu après maximisation de la pseudo-log-vraisemblance sont montrés dans la seconde sous-section et une dernière sous-section sera consacrée aux erreurs systématiques et à l'erreur total qu'il sera possible d'atteindre avec ATLAS à $\sqrt{s} = 14$ TeV pour $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$. Précisons que cette analyse a été réalisée avec une version de reconstruction du détecteur ATLAS antérieure à l'analyse précédente ; les résultats ne sont par conséquent pas directement comparables.

5.12.2 Sélection des événements et performance de la reconstruction de l'état final $t\bar{t}$

Les critères des coupures de sélection appliquées à $\sqrt{s} = 14$ TeV sont identiques à celles utilisés pour l'analyse à $\sqrt{s} = 10$ TeV ; la séquence de coupures successives appliquées est la suivante :

- exactement 1 lepton isolé, électron ou muon, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$;
- $\cancel{E}_T > 20$ GeV ;
- exactement 2 jets b avec $p_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$;
- au moins 2 jets légers avec $p_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

L'impact des coupures successives sur les événements du signal et du bruit de fond est résumé dans le Tableau 5.6 pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . On obtient des résultats similaires à ceux obtenus pour $\sqrt{s} = 10$ TeV. La principale source de bruit de fond avant sélection consiste toujours en la production d'événements avec un boson W se désintégrant leptoniquement : $W + \text{jets}$, $W + b\bar{b}$ et $W + c\bar{c}$. La principale source de bruit de fond après sélection provient des événements $t\bar{t}$ dans les autres canaux de désintégration : dilepton et tout hadronique ainsi que les événements $t\bar{t}$ lepton plus jets pour lesquels le boson W leptonique se désintègre en une paire $\tau\nu$. La production d'événements single top dans les voies t et Wt est également une source de bruit de fond importante après la sélection des événements. Les processus Z +jets avec $Z \rightarrow ll$, la production diboson WW , WZ , ZZ et le bruit de fond QCD ont une contribution négligeable au bruit de fond [12] et ne sont donc pas mentionnés dans ce tableau. Le rapport signal sur bruit à l'issue de la sélection est de 3.4 ± 0.1 .

La reconstruction de la paire $t\bar{t}$ avec un ajustement cinématique prenant en compte toute l'information disponible sur la cinématique de l'état final est identique à celle présentée pour $\sqrt{s} = 10$ TeV. Le Tableau 5.7 résume les performances de la reconstruction en termes d'efficacité et de pureté. A la fin de la reconstruction, 3057 événements du signal et 485 événements de bruit de fond sont conservés pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

TAB. 5.6 – Principaux bruits de fond physiques au signal $t\bar{t} \rightarrow \ell(e,\mu)+\text{jets}$ avec le nombre d'évènements attendus pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} avant et après les coupures successives de sélection (toutes les particules ont $|\eta| < 2.5$).

Processus	Nombre d'évènements	1 lepton isolé $p_T > 20 \text{ GeV}$ et $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$	2 jets b $p_T > 40 \text{ GeV}$	≥ 2 jets légers $p_T > 40 \text{ GeV}$
Signal $t\bar{t}$, $\ell = e,\mu + \text{jets}$	245 800	129 400	27 500	11 900
Bruits de fond	1 645 100	390 400	13950	3455
$t\bar{t}$, $\tau + \text{jets}$	123 700	11 100	2200	1000
$t\bar{t}$ tout hadronique	370 800	1400	300	250
$t\bar{t}$ dilepton	91 000	42 200	8000	1400
Processus avec un boson W	950 000	296 800	750	200
single top, voie t	81700	28400	2000	400
single top, voie W	25600	9800	600	200
single top, voie s	2300	700	100	5
S/B	0.1 ± 0.0	0.3 ± 0.0	2.0 ± 0.0	3.4 ± 0.1

5.12.3 Application de la méthode des templates

Une paramétrisation similaire à celle décrite auparavant a été utilisée pour construire les *templates* pour la distribution de masse du quark top et la distribution de masse invariante dijets à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. La p.d.f. de la somme des distributions de masse du quark top reconstruites avec les évènements du signal et du bruit de fond est représentée sur la Figure 5.44 pour une masse m_t générée à 175 GeV et une JES générée à 1.

Les contours à s déviations standards obtenus par minimisation de la pseudo-log-vraisemblance pour l'échantillon Monte Carlo nominal généré avec une masse du quark top à 175 GeV et une JES de 1 sont montrés sur la Figure 5.45. Pour une luminosité intégrée de 850 pb^{-1} , 3010 évènements sont reconstruits, dont 2598 de signal et 412 provenant du bruit de fond physique. La masse du quark top mesurée est de $175.2 \pm 0.5 \text{ GeV}$ pour une valeur mesurée de la JES égale à 0.998 ± 0.005 , toutes les deux compatibles avec les valeurs générées.

TAB. 5.7 – Efficacité de la reconstruction avec l’ajustement cinématique et pureté de l’état final pour les événements du signal $t\bar{t}$ lepton ($\ell=e,\mu$) plus jets.

Étape de la reconstruction	Efficacité (%)	Pureté du boson W (%)	Pureté des jets b (%)	Pureté du quark top (%)	S/B
Ajustement cinématique	1.80 ± 0.03	65.47 ± 0.79	65.92 ± 0.78	49.6 ± 0.83	3.4 ± 0.2
$\chi^2_{min} \leq 3$	1.24 ± 0.02	75.75 ± 0.87	70.44 ± 0.91	58.31 ± 0.99	6.3 ± 0.4

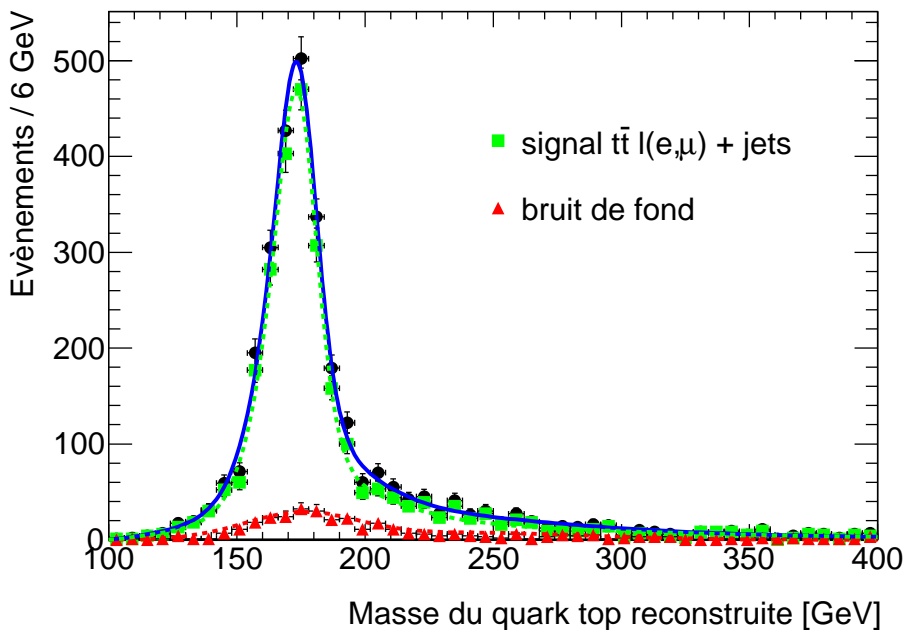


FIG. 5.44 – Distribution de masse du quark top pour le signal et le bruit de fond avec une masse générée à 175 GeV et une échelle d’énergie des jets égale à 1 ($\mathcal{L} = 850 \text{ pb}^{-1}$). Les carrés verts représentent le signal $t\bar{t} \ell(e,\mu) + \text{jets}$ et les triangles rouges le bruit de fond physique ; la p.d.f. ajustée est représentée par la ligne solide.

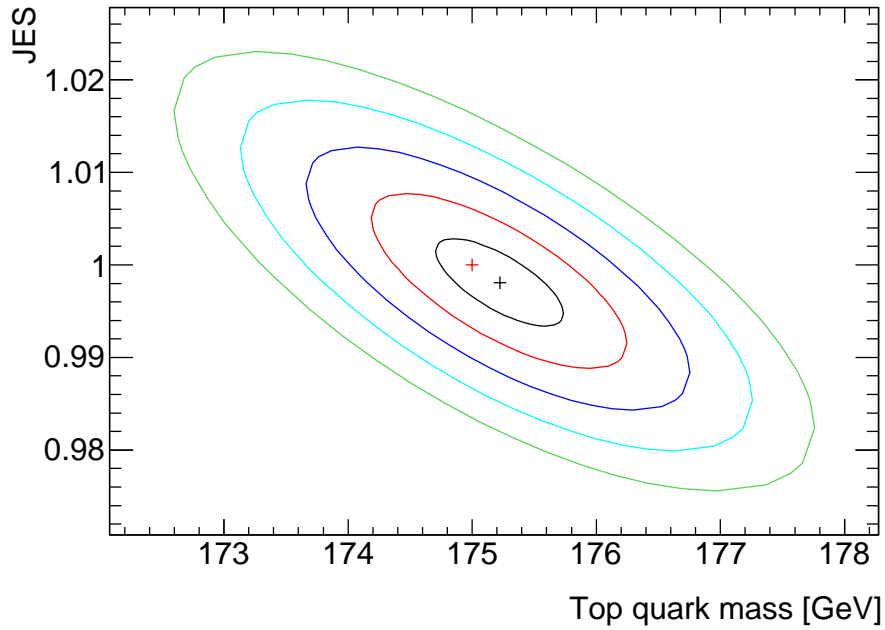


FIG. 5.45 – Contours à s déviations standards ($s = 1, 2, \dots, 5$) pour une masse du quark top générée à 175 GeV et une JES égale à 1 (croix rouge) avec $N_s = 2598$ et $N_b = 412$ ($\mathcal{L} = 850 \text{ pb}^{-1}$). La maximisation de la pseudo-log-vraisemblance mène à $m_t = 175.2 \pm 0.5 \text{ GeV}$ et $\text{JES} = 0.998 \pm 0.005$ (croix noire).

5.12.4 Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques et statistiques estimées pour cette analyse avec une luminosité intégrée de 850 pb^{-1} (correspondant à la luminosité de l'échantillon Monte Carlo nominal) sont résumées dans le Tableau 6.4. Les erreurs systématiques ont été estimées de la même façon que pour l'analyse effectuée à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$; l'erreur systématique due à notre compréhension du générateur Monte Carlo sera estimée avec les données. En additionnant quadratiquement toutes les sources d'incertitudes, on peut estimer la précision atteignable sur la mesure de la masse du quark top pour 850 pb^{-1} de données avec une énergie dans le centre de masse proton-proton égale à 14 TeV de 0.9 GeV, en supposant une incertitude sur la différence d'échelle d'énergie entre les jets légers et les jets b de 1%.

TAB. 5.8 – Erreurs estimées sur la mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets avec la méthode des *templates* à $\sqrt{s} = 14$ TeV (pour $\mathcal{L} = 850 \text{ pb}^{-1}$).

Source d'incertitude	Incertitude
Différence de JES entre jets légers et jets b	0.7 GeV/%
ISR/FSR	0.4 GeV
Performance de l'étiquetage des jets b	négligeable
Normalisation du bruit de fond	négligeable
Incertitude 5 % sur \cancel{E}_T	0.1 GeV
Incertitude sur la résolution en énergie des jets de 20 %	0.1 GeV
Total des systématiques	0.8 GeV
Mesure de la JES	0.4 GeV
Statistique	0.3 GeV
Statistique + JES	0.5 GeV
Total	0.9 GeV

5.12.5 Conclusion

L'analyse avec une énergie dans le centre de masse proton-proton de 14 TeV bénéficie d'une section efficace de production de paire $t\bar{t}$ deux fois plus élevée que pour $\sqrt{s} = 10$ TeV. La statistique disponible permet ainsi de réduire l'erreur statistique sur la mesure de la masse du quark top. Pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , les deux études de la mesure de m_t effectuées à $\sqrt{s} = 10$ TeV et $\sqrt{s} = 14$ TeV sont déjà dominées par les erreurs systématiques ; l'amélioration de la précision sur la mesure de m_t attendue avec une énergie dans le centre de masse proton-proton de 14 TeV est par conséquent suspendue à une meilleure maîtrise de l'échelle d'énergie des jets. Cependant, la statistique accumulée à $\sqrt{s} = 10$ TeV puis à $\sqrt{s} = 14$ TeV devrait nous permettre d'acquérir une compréhension du détecteur suffisante pour atteindre une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de 1%. L'erreur totale attendue sur la mesure de la masse du quark top avec 1 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 14$ TeV est de l'ordre de 0.9 GeV, en supposant une incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets b par rapport aux jets légers de 1%.

Bibliographie

- [1] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and D0 Collaborations. Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark, journal = " arxiv :hep-ex/0903.2503", year = 2009.
- [2] The CDF Collaboration. Top Quark Mass Measurement Using the Template Method in the Lepton + Jets Channel at CDF II. *Phys. Rev. D*, 73 :032003, 2006.
- [3] C. Amsler et al. Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667 :1, 2008.
- [4] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.). Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics. *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pages 43–150, 2009.
- [5] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.). Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics. *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pages 44–228, 2009.
- [6] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.). Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics. *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pages 261–396, 2009.
- [7] G. Aad et al. The ATLAS Collaboration. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. *arXiv :hep-ex/0901.0512*, 2008.
- [8] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.). Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics. *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pages 549–722, 2009.
- [9] M. Verderi. <http://lxmli.mi.infn.it/~lazzaro/misc/bad-656.pdf>.
- [10] R. Barlow. Application of the Bootstrap Resampling Technique to Particle Physics Experiments. *MAN-HEP-99-4*, 1999.
- [11] J. Huston H.L. Lai P. Nadolsky J. Pumplin, D.R. Stump and W.K. Tung. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *JHEP*, 0207 :012, 2002.
- [12] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.). Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics. *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pages 978–1002, 2009.

TAB. 5.9 – Echantillons Monte Carlo Data utilisés pour la mesure de la masse du quark top dans le canal lepton plus jets. Les numéros d'échantillons Monte Carlo avec un * sont générés avec une simulation rapide du détecteur.

processus	run	Generateur	σ [pb]	K-factor	nb d'evts (AOD)	nb d'evts (DPD)	\mathcal{L} [pb ⁻¹]
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\bar{\ell}$, $m_t = 172.5$ GeV	105200	MC@NLO + Herwig	202.86	1.07	~ 1662000	702072	7660
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\bar{\ell}$, $m_t = 172.5$ GeV	105200*	MC@NLO + Herwig	202.86	1.07	~ 3701000	1726450	17051
$t\bar{t}$ tout hadronique	105204	MC@NLO + Herwig	170.74	1.07	~ 720000	30857	3940
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\bar{\ell}$, $m_t = 160$ GeV	106203*	MC@NLO + Herwig	295.96	1.06	283391		903
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\bar{\ell}$, $m_t = 170$ GeV	106201*	MC@NLO + Herwig	220.66	1.06	291705		1247
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\bar{\ell}$, $m_t = 180$ GeV	106202*	MC@NLO + Herwig	166.82	1.06	292006		1651
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\bar{\ell}$, $m_t = 190$ GeV	106204*	MC@NLO + Herwig	127.71	1.06	292602		2161
Paramètres d'ISR/FSR par défaut	105205	AcerMC + Pythia	108.64	2.01	~ 401000	175398	1836
Moins d'FSR, plus d'ISR	106250	AcerMC + Pythia	108.64	2.01	349250	-	1599
Moins d'ISR, plus d'FSR	106251	AcerMC + Pythia	108.64	2.01	339998	-	1557
single top, voie W t	105500	AcerMC + Pythia	14.46	0.99	19963	5329	1394
single top, voie s	no sample	AcerMC + Pythia					
single top, voie t	105502	AcerMC + Pythia	41.12	1.05	29961	4853	694
$W \rightarrow e\nu+2$ partons	108240	Alpgen + Herwig	148.50	1.22	184795	14621	1020
$W \rightarrow e\nu+3$ partons	108241	Alpgen + Herwig	104.08	1.22	117872	38643	928
$W \rightarrow e\nu+4$ partons	108242	Alpgen + Herwig	41.71	1.22	40958	18337	805
$W \rightarrow e\nu+5$ partons	108243	Alpgen + Herwig	14.78	1.22	14997	7741	832
$W \rightarrow \mu\nu+2$ partons	108244	Alpgen + Herwig	7.23	1.22	8981	1100	1018
$W \rightarrow \mu\nu+3$ partons	108245	Alpgen + Herwig	47.63	1.22	51488	5695	886
$W \rightarrow \mu\nu+4$ partons	108246	Alpgen + Herwig	30.03	1.22	25968	8070	709
$W \rightarrow \mu\nu+5$ partons	108247	Alpgen + Herwig	13.11	1.22	14999	6901	938
$W \rightarrow \tau\nu+2$ partons	108248	Alpgen + Herwig	62.11	1.22	74930	1449	989
$W \rightarrow \tau\nu+3$ partons	108249	Alpgen + Herwig	70.76	1.22	86988	5112	1008
$W \rightarrow \tau\nu+4$ partons	108250	Alpgen + Herwig	34.43	1.22	38852	3437	925
$W \rightarrow \tau\nu+5$ partons	108251	Alpgen + Herwig	14.11	1.22	13971	1597	812
$Z \rightarrow ee+0$ parton	107650	Alpgen + Herwig	898.18	1.22	269280	107	246
$Z \rightarrow ee+1$ parton	107651	Alpgen + Herwig	206.57	1.22	61767	204	245
$Z \rightarrow ee+2$ partons	107652	Alpgen + Herwig	72.50	1.22	216945	7700	2453
$Z \rightarrow ee+3$ partons	107653	Alpgen + Herwig	21.08	1.22	63412	6133	2466
$Z \rightarrow ee+4$ partons	107654	Alpgen + Herwig	6.00	1.22	18470	3076	2523
$Z \rightarrow ee+5$ partons	107655	Alpgen + Herwig	1.73	1.22	5500	1356	2606
$Z \rightarrow \mu\mu+0$ parton	107660	Alpgen + Herwig	900.21	1.22	270098	15	246
$Z \rightarrow \mu\mu+1$ parton	107661	Alpgen + Herwig	205.21	1.22	91936	15	367
$Z \rightarrow \mu\mu+2$ partons	107662	Alpgen + Herwig	69.35	1.22	207173	546	2449
$Z \rightarrow \mu\mu+3$ partons	107663	Alpgen + Herwig	21.63	1.22	64956	1739	2462
$Z \rightarrow \mu\mu+4$ partons	107664	Alpgen + Herwig	6.08	1.22	18470	2292	2490
$Z \rightarrow \mu\mu+5$ partons	107665	Alpgen + Herwig	1.70	1.22	5471	1431	2638
$Z \rightarrow \tau\tau+0$ parton	107670	Alpgen + Herwig	902.71	1.22	270649	16	246
$Z \rightarrow \tau\tau+1$ parton	107671	Alpgen + Herwig	209.26	1.22	61928	107	243
$Z \rightarrow \tau\tau+2$ partons	107672	Alpgen + Herwig	70.16	1.22	210234	4401	2456
$Z \rightarrow \tau\tau+3$ partons	107673	Alpgen + Herwig	21.07	1.22	63434	4528	2468
$Z \rightarrow \tau\tau+4$ partons	107674	Alpgen + Herwig	6.04	1.22	18500	2422	2511
$Z \rightarrow \tau\tau+5$ partons	107675	Alpgen + Herwig	1.71	1.22	5479	1052	2626
$W + b\bar{b} + 0$ parton	106280	Alpgen + Herwig	5.13	1.22	15500	144	2477
$W + b\bar{b} + 1$ parton	106281	Alpgen + Herwig	5.01	1.22	15457	1504	2529
$W + b\bar{b} + 2$ partons	106282	Alpgen + Herwig	2.89	1.22	8953	2012	2539
$W + b\bar{b} + 3$ partons	106283	Alpgen + Herwig	1.61	1.22	5000	1760	2546
WW	105985	Alpgen + Herwig	15.62	1.69	49932	3301	1892
ZZ	105986	Alpgen + Herwig	1.36	1.42	49953	2477	25866
WZ	105987	Alpgen + Herwig	4.87	1.81	99803	6656	11322

Chapitre 6

Mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton

Sommaire

6.1	Introduction	194
6.2	Sélection des évènements	194
6.3	Reconstruction de l'état final	199
6.4	Paramétrisation du signal	206
6.5	Paramétrisation de la forme du bruit de fond	206
6.6	Définition de la pseudo-log-vraisemblance	208
6.7	Exemple de résultat pour $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$	210
6.8	Stabilité par rapport à la masse du quark top	210
6.9	Pseudo-expériences avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$	210
6.10	Estimation des erreurs systématiques	211
6.11	Conclusion	215
	Bibliographie	216

6.1 Introduction

Le canal dilepton correspond aux évènements $t\bar{t}$ pour lesquels les deux bosons W se désintègrent leptoniquement. Le rapport de branchement de ce canal est de 9% ce qui est très inférieur au rapport de branchement du canal lepton plus jets mais la topologie de l'état final permet de sélectionner les évènements de manière à conserver une grande partie des évènements du signal tout en rejetant une grande partie du bruit de fond physique grâce à la présence de deux leptons chargés dans l'état final. Les mesures de la masse du quark top dans le canal dilepton effectuées par les deux expériences du Tevatron, D0 et CDF, sont jusqu'à présent nettement moins précises que dans le canal lepton plus jets ; leurs mesures les plus récentes dans ce canal de désintégration sont [1] :

- D0 : $m_t = 174.7 \pm 2.9$ (stat.) ± 2.4 (syst.).
- CDF : $m_t = 171.2 \pm 2.7$ (stat.) ± 2.9 (syst.).

Afin d'augmenter la statistique utilisée pour la mesure de la masse du quark top, nous allons utiliser la méthode des *templates* dans le canal dilepton en vue d'une combinaison des mesures effectuées indépendamment dans les canaux lepton plus jets et dilepton. A la différence du canal lepton plus jet, il n'est pas possible ici d'utiliser la contrainte de la masse du boson W pour mesurer *in-situ* l'échelle d'énergie des jets ; une vraisemblance à une seule dimension est par conséquent utilisée dans le canal dilepton pour mesurer la masse du quark top. Ce canal présente par ailleurs l'inconvénient d'avoir un état final sous-contraint en raison des deux neutrinos issus de la désintégration leptonique des bosons W qui ne sont pas détectés. Il est par conséquent nécessaire d'introduire des hypothèses supplémentaires sur la cinématique de l'état final pour résoudre le système et en extraire la masse du quark top.

Après avoir énoncé les coupures de sélection des évènements, je détaillerai la méthode de reconstruction de l'état final qui est utilisée pour cette analyse. La paramétrisation de la distribution de masse du quark top reconstruite avec cette méthode sera ensuite décrite pour les évènements de signal et de bruit de fond. La vraisemblance utilisée pour extraire la masse du quark top sera définie dans la section 5 et un exemple de résultat pour $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ sera donné dans la section 6. La stabilité de la méthode en fonction de la masse du quark top sera ensuite contrôlée dans la section 7 puis la robustesse de la méthode avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ sera vérifiée dans la section 8 avec les distributions des résidus. Enfin, les erreurs systématiques et statistiques de la méthode seront estimées pour différentes luminosités intégrées dans la section 9.

6.2 Sélection des évènements

6.2.1 Signature du signal $t\bar{t}$ dans le canal dilepton

Dans le canal dilepton, les deux bosons W se désintègrent leptoniquement en une paire $e\nu_e, \mu\nu_\mu$ ou $\tau\nu_\tau$. L'état final d'un évènement $t\bar{t}$ dans ce canal de désintégration est représenté sur la Figure 6.1 : il consiste en deux quarks b , deux leptons issus de la désintégration leptonique des bosons W et de l'énergie transverse manquante due aux deux neutrinos qui traversent le détecteur sans y déposer d'énergie. La signature du signal recherché consiste ainsi en 2 leptons de charges opposées, électrons ou muons, de deux jets b et de l'énergie transverse manquante. Dans cette analyse, les évènements $t\bar{t}$ ayant un état final $\tau\tau, \mu\tau$ et $e\tau$ ne sont pas considérés comme du signal, même en cas de désintégration leptonique du τ , car l'émission d'un neutrino supplémentaire lors de la désintégration du τ altère la précision sur l'énergie manquante reconstruite. Le taux de branchement des évènements du signal est par conséquent de seulement 4% : 1% pour les évènements avec deux électrons ou deux muons et 2% pour les évènements avec un électron et un muon. Cependant, lors de la construction des *templates* pour le signal et le bruit de fond, tous les processus $t\bar{t}$ sont regroupés dans un même template paramétrisé en fonction de la masse du quark top tandis que le *template* correspondant aux processus de bruit de fond est indépendant de la masse du quark top. Par

conséquent, nous appellerons dans la suite, sauf indication contraire, signal les évènements $t\bar{t}$ et bruit de fond les évènements issus des autres processus.

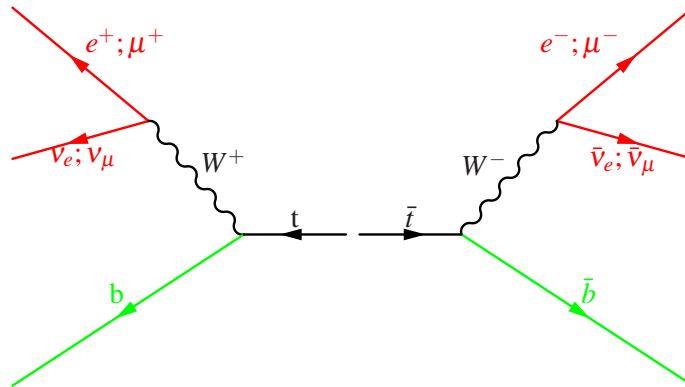


FIG. 6.1 – Topologie de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal dilepton.

6.2.2 Les bruits de fond physiques

La signature des évènements du signal $t\bar{t}$ dilepton peut être imitée soit par des processus physiques ayant deux leptons dans l'état final, soit par des processus physiques avec un seul lepton vrai dans l'état final plus un jet identifié à tort en tant que lepton. Les processus de bruits de fond physiques considérés dans cette analyse sont identiques à ceux utilisés pour le canal lepton plus jets :

- $t\bar{t} \rightarrow$ **lepton** (e, μ, τ) + **jets** :

Ces évènements ont une signature similaire à celle du signal si un des jets légers est identifié comme un électron ou si un lepton chargé issu de la désintégration leptonique d'un quark b est reconstruit isolé. Ce bruit de fond est important puisque le rapport de branchement de production des évènements $t\bar{t} \rightarrow \ell + \text{jets}$ est onze fois supérieur à celui du signal.

- $t\bar{t} \rightarrow$ **dilepton** $\tau\tau, \mu\tau$ et $e\tau$:

Ces évènements peuvent reproduire l'état final du signal dans les cas particuliers où le τ (ou les τ) de l'état final se désintègre leptoniquement (la désintégration leptonique du τ a un rapport de branchement d'environ 35%). Les autres configurations avec désintégration hadronique du τ sont majoritairement rejetées par la coupure sur les deux leptons. Avec un rapport de branchement identique à celui du signal, ce bruit de fond est important de par sa similitude avec le signal recherché.

- $t\bar{t} \rightarrow$ **tout hadronique** :

Ce processus peut imiter la signature du signal lorsque deux particules de l'état final sont identifiées en tant que lepton chargé, ce qui survient lorsqu'un jet léger de l'état final est identifié comme un électron ou lorsqu'un lepton chargé issu de la désintégration leptonique d'un quark b est reconstruit isolé. Ce bruit de fond est presque intégralement rejeté par les coupures de sélection sur les leptons.

- **Single top** :

La production d'évènements single top dans la voie Wt peut reproduire l'état final du signal lorsque les deux W de l'état final se désintègrent leptoniquement. Le jet b manquant peut alors venir d'un jet léger issu des FSR, des ISR ou des évènements sous-jacents. La contribution des évènements single top produits dans la voie s ou la voie t est bien plus faible puisque même en cas de désintégration leptonique du boson W , il manque un lepton dans l'état final.

- **Production W +jets :**

Les évènements W +jets reproduisent la topologie de l'état final du signal lorsque le W se désintègre leptoniquement et qu'un jet est identifié en tant qu'électron. Cette source de bruit de fond physique est la plus importante avant sélection (QCD multijets exclu) mais la coupure sur la multiplicité des leptons permet une réjection presque complète de ce bruit de fond.

- **Production Z +jets :**

Les évènements Z +jets ont une topologie proche de celle du signal lorsque le boson Z se désintègre leptoniquement ce qui en fait la principale source de bruit de fond pour la mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton. La coupure sur l'énergie transverse manquante et sur la masse invariante dilepton permet cependant de réduire considérablement la contribution au bruit de fond de ces évènements.

- **Production diboson :**

La production d'évènements diboson WW , ZZ et WZ peut également aboutir à un état final similaire à celui du signal en fonction du mode de désintégration des bosons. Cependant, de même que pour le canal lepton plus jets, la faible section efficace de production de ces processus rend ce bruit de fond quasiment négligeable.

- **Production QCD multijets :**

La production QCD multijets peut reproduire l'état final recherché si deux jets sont reconstruits en tant qu'électron et si l'énergie transverse manquante est mal reconstruite. De même que pour le canal lepton plus jets, la section efficace de ce processus est très largement supérieure à celle du signal mais la coupure sur les leptons couplée à la coupure sur l'énergie transverse manquante devrait permettre de rejeter efficacement ce bruit de fond. La contribution des évènements QCD multijets n'a pas été prise en compte dans cet analyse mais il est prévu de l'estimer à partir des données.

6.2.3 Les coupures de sélection

Les objets physiques considérés dans cette analyse sont les mêmes que pour le canal lepton plus jets. La sélection des évènements s'opère également en deux étapes : la production d'un lot réduit d'évènements (D2PD) et la sélection finale.

La production d'un lot réduit d'évènements

De même que pour l'analyse dans le canal lepton plus jets, des D2PDs sont produits à partir des AODs en ne conservant que les objets physiques utilisés et en pré-sélectionnant les évènements pour diminuer le temps d'exécution de l'analyse. Les critères de sélection suivants sont appliqués :

- *Au moins 2 jets avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,5$.*
Il n'est effectué durant ce filtrage ni identification des jets électromagnétiques, ni étiquetage des saveurs ni pré-calibration des jets.
- *Au moins 2 leptons chargés, électron (*loose*) ou muon, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2,5$.*
- *$\cancel{E}_T > 20$ GeV.*

Cette présélection conserve 42% des évènements initiaux du signal.

Sélection finale

Avant la sélection finale est effectuée l'exclusion des jets électromagnétiques et la pré-calibration des jets. Les électrons doivent satisfaire les critères de définition *medium* et les électrons situés dans la région de superposition tonneau/bouchon située dans l'intervalle $1.37 < |\eta| < 1.52$ sont exclus. Les coupures de sélection ont été déterminées dans la perspective des premières données du LHC. La maximisation de l'efficacité de la sélection du signal a ainsi été privilégiée au détriment de la réjection du bruit de fond.

Les coupures de sélection sont optimisées séparément pour les événements $t\bar{t}$ dilepton $e\mu$ et pour les événements $t\bar{t}$ dilepton ee et $\mu\mu$ qui sont contaminés par le bruit de fond Z +jets. Les coupures de sélection communes à tous les événements sont :

- L'évènement doit avoir passé au moins un des deux menus de déclenchement du filtre d'évènements EF_e15_medium ou EF_mu15 [2]. Ce menu de déclenchement pour l'électron avec la définition *medium* requiert une forme de gerbe correcte et un appariement avec une trace du détecteur interne mais n'impose pas de critère d'isolation.
- *Exactement 2 leptons isolés* (e, μ) de charges opposées avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$.
La coupure de sélection sur les leptons permet une excellente réjection de la plupart des bruits de fond à l'exception des événements Z +jets.
- *Exactement deux jets* avec $p_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2,5$.
La coupure à 40 GeV entraîne une importante perte d'efficacité mais elle est nécessaire pour une mesure de précision, la calibration des jets ayant une impulsion transverse inférieure à 40 GeV n'étant pas suffisamment précise. L'étiquetage des jets b n'est pas requis dans cette analyse afin d'optimiser l'efficacité de la sélection pour les premières données du LHC. La Figure 6.2 représente la multiplicité des jets avec une impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour les événements du signal, en pointillés pour les jets étiquetés b et en trait continu pour tous les jets : seulement 15.2% des événements du signal pré-sélectionnés dans les D2PDs sont reconstruits avec exactement 2 jets étiquetés b alors que 41.2% des événements possèdent exactement 2 jets reconstruits. Ce choix est par ailleurs justifié par la présence d'uniquement 2 jets dans l'état final contrairement au canal lepton plus jets où la présence de quatre jets rend l'étiquetage des jets b nécessaire pour maintenir une faible contamination du signal par le bruit de fond combinatoire. Le Tableau 6.1 compare l'efficacité de la sélection et la pureté de l'état final avec et sans étiquetage des jets b . Une sélection sans étiquetage des jets b permet d'obtenir une excellente efficacité de sélection tout en conservant un pourcentage de jets sélectionnés qui correspondent aux quarks b issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ similaire à celui obtenu dans le canal lepton plus jets.

TAB. 6.1 – Efficacité de la reconstruction et pureté de l'état final pour les événements du signal $t\bar{t}$ dans le canal dilepton ($ee, \mu\mu, e\mu$), avec et sans étiquetage des jets b ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$).

Sélection	Nombre d'évènements sélectionnés	Efficacité (%)	Pureté des jets b (%)
Exactement 2 jets	2996	34.5 ± 0.4	62.5 ± 0.4
Exactement 2 jets b	1076	12.4 ± 0.2	97.8 ± 0.2

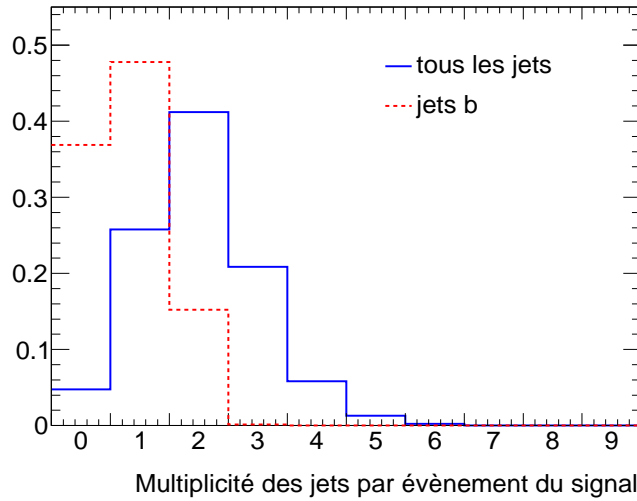


FIG. 6.2 – Multiplicité des jets avec $p_T > 40$ GeV pour les évènements du signal, en pointillés rouges pour les jets étiquetés b et en ligne continue bleue pour tous les jets.

Les évènements $t\bar{t}$ dilepton avec un état final $e\mu$ sont ceux qui ont un meilleur rapport signal sur bruit puisqu'ils ne sont pas contaminés par le bruit de fond Drell-Yan. Seuls les évènements $Z \rightarrow \tau\tau$ avec désintégration leptonique des deux leptons τ , l'un en électron et l'autre en muon, sont susceptibles de reproduire la topologie du signal mais leur rapport de branchement est relativement faible. Ces critères de sélection sont ainsi suffisants pour obtenir une bonne réjection du bruit de fond. Seule une coupure sur l'énergie transverse manquante est ajoutée pour maximiser le rapport signal sur bruit :

- $\cancel{E}_T > 20$ GeV.

Les évènements $t\bar{t}$ dilepton avec un état final ee ou $\mu\mu$ sont quant à eux fortement contaminés par les évènements Drell-Yan $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$. A gauche sur la Figure 6.3 est représentée la distribution de masse invariante des deux leptons chargés pour les évènements du signal $t\bar{t}$ dilepton ($ee, \mu\mu$) et pour les évènements de bruit de fond $Z(ee, \mu\mu)+jets$. La coupure appliquée pour rejeter les évènements $Z(ee, \mu\mu)+jets$ est représentée par l'intervalle délimité par les lignes verticales : les évènements ayant une masse invariante de la paire de leptons $M_{\ell\ell}$ située dans une fenêtre de masse de ± 5 GeV autour de la masse du boson Z sont exclus. A droite sur la Figure 6.3 est représentée la distribution de l'énergie transverse manquante pour les évènements du signal $t\bar{t}$ dilepton ($ee, \mu\mu$) et pour les évènements de bruit de fond $Z(ee, \mu\mu)+jets$. On constate qu'il est possible d'augmenter la réjection de ce bruit de fond en relevant la coupure sur \cancel{E}_T à 35 GeV. Pour résumer, les évènements reconstruits avec deux électrons ou deux muons sont sélectionnés s'ils satisfont les critères de sélection suivants :

- $m_{\ell\ell} < 86$ GeV ou $m_{\ell\ell} > 96$ GeV.
- $\cancel{E}_T \geq 35$ GeV.

Le nombre d'évènements du signal et des différents processus de bruit de fond après les coupures successives est indiqué dans la Table 6.2 pour une luminosité intégrée égale à 1 fb^{-1} . La dernière colonne correspond au nombre d'évènements dont l'état final est reconstruit avec la méthode décrite dans la section suivante. La sélection des évènements permet d'obtenir un rapport signal sur bruit de 6.9 avant la reconstruction.

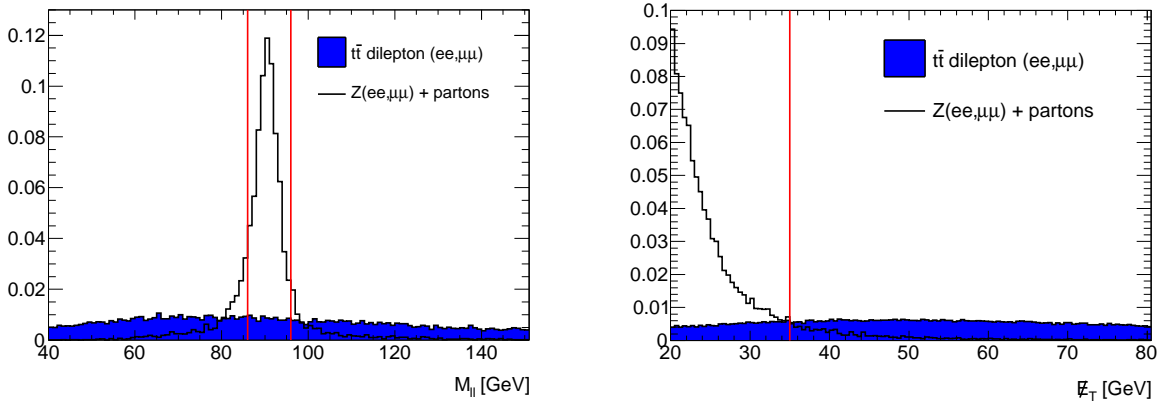


FIG. 6.3 – A gauche : la distribution de masse invariante de la paire de leptons chargés pour les événements du signal $t\bar{t}$ dilepton ($ee, \mu\mu$) (fond bleu) et les événements de bruit de fond $Z(ee, \mu\mu)$ +jets (ligne noire). L'intervalle délimité par les deux lignes rouges représente la zone d'exclusion. A droite : la distribution d'énergie transverse manquante pour les événements du signal $t\bar{t} \ell(ee, \mu\mu)$ (fond bleu) et les événements de bruit de fond $Z(ee, \mu\mu)$ +jets (ligne noire). L'intervalle situé à gauche de la ligne rouge représente la zone d'exclusion.

6.3 Reconstruction de l'état final

6.3.1 Introduction

La particularité d'un événement $t\bar{t}$ dans le canal dilepton est la présence de deux neutrinos dans l'état final qui s'échappent du détecteur sans être détectés. Contrairement au canal lepton plus jets, l'état final est sous contraint et il n'existe donc pas de solution analytique pour reconstruire intégralement la cinématique de l'état final. Par conséquent, il n'est pas possible d'extraire la masse du quark top directement à partir des caractéristiques cinématiques de l'état final reconstruites dans le détecteur et il est nécessaire de recourir à des techniques de reconstruction plus sophistiquées.

Trois techniques ont été développées au Tevatron ; elles diffèrent par le choix des variables cinématiques utilisées et le choix de la technique d'extraction de la masse du quark top dans chaque événement. Ces trois méthodes sont les suivantes :

- **Neutrino Weighting Algorithm** : cette méthode a été utilisée par D0 [3] et CDF [4], [5]. La stratégie de cette technique consiste à reconstruire les impulsions transverses des deux neutrinos indépendamment de l'énergie transverse manquante reconstruite dans le détecteur. Chaque solution trouvée est ensuite comparée aux valeurs mesurées de \cancel{E}_{Tx} et \cancel{E}_{Ty} afin d'établir une densité de probabilité par événement en fonction de la masse du quark top.
- **Full Kinematic Analysis** : cette méthode a été utilisée dans CDF [6]. Elle utilise une contrainte supplémentaire sur l'impulsion longitudinale de la paire $t\bar{t}$ pour résoudre numériquement la cinématique de l'état final et déterminer la masse du quark top pour chaque événement.
- **Neutrino ϕ Weighting Method** : cette méthode a également été utilisée par CDF [6]. Elle utilise des hypothèses supplémentaires sur l'angle azimutal ϕ des deux neutrinos pour reconstruire l'état final grâce à la minimisation d'un ajustement cinématique et ainsi déterminer une seule masse du quark top par événement.

La méthode utilisée dans cette analyse pour reconstruire l'état final est la première méthode, dite *Neutrino Weighting Algorithm*, qui a été choisie pour sa simplicité.

TAB. 6.2 – Principaux bruits de fond physiques au signal $t\bar{t}$ dilepton ($\ell=e,\mu$) avec le nombre d'évènements attendus pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} après les coupures de sélection successives.

Processus	Section efficace [pb]	D2PD	Déclenchement	2 leptons de charges opposées	$m_{\ell\ell} < 86 \text{ GeV}$ et $m_{\ell\ell} > 96 \text{ GeV}$	$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ ou $\cancel{E}_T > 35 \text{ GeV}$	= 2 jets
$t\bar{t} ee$	4	2411	2406	1623	1503	1307	508
$t\bar{t} \mu\mu$	4	2445	2374	2212	2044	1788	834
$t\bar{t} e\mu$	8	5069	5033	3998	3997	3995	1654
$t\bar{t} \tau\tau, e\tau, \mu\tau$	20	2056	2005	1131	1081	1020	431
$t\bar{t} \ell$ +jets	174	3918	3678	326	314	281	105
$t\bar{t}$ tout hadronique	183	260	210	3	3	1	0
Total signal $t\bar{t}$	393	16159	15706	9293	8942	8392	3532
Total bruits de fond	52989	53258	50358	20876	7258	2776	515
single top	57	1367	1339	561	550	511	114
$W \rightarrow e\nu$ + jets	16164	12024	11502	403	395	308	18
$W \rightarrow \mu\nu$ + jets	16150	7129	6519	1776	365	302	73
$W \rightarrow \tau\nu$ + jets	16144	3921	2748	118	36	30	7
$Z \rightarrow ee$ + jets	1471	18830	18782	10530	2894	145	39
$Z \rightarrow \mu\mu$ + jets	1469	6957	6701	6106	1812	486	138
$Z \rightarrow \tau\tau$ + jets	1477	1595	1359	618	617	495	93
$W + b\bar{b}$ + jets	18	145	140	15	13	12	3
WW	26	817	802	478	459	406	21
ZZ	2	147	145	101	32	19	2
WZ	9	326	321	170	85	62	7
S/B	$7 \cdot 10^{-3}$	0.3 ± 0.0	0.3 ± 0.0	0.4 ± 0.0	1.2 ± 0.0	3.0 ± 0.1	6.9 ± 0.4

6.3.2 Neutrino Weighting Algorithm

Degrés de liberté du problème

L'état final d'un évènement $t\bar{t}$ dans le canal dilepton est composé de 6 particules :

- 2 leptons
- 2 neutrinos
- 2 jets b .

Chaque particule étant caractérisée par son quadri-vecteur énergie-impulsion, la cinématique de l'état final est intégralement définie par 24 quantités physiques. La connaissance de la masse des particules permet d'établir la correspondance entre l'énergie et l'impulsion de la particule et ainsi de réduire le nombre de degrés de liberté de l'état final d'un évènement du signal à 18. Les quadri-vecteurs énergie-impulsion des deux leptons chargés et des deux jets b sont mesurés dans le détecteur, ce qui réduit à 6 le nombre de degrés de liberté. Il est également possible d'ajouter deux contraintes sur les impulsions transverses des deux neutrinos grâce à la mesure de l'énergie transverse manquante :

$$\cancel{E}_x = p_x^v + p_x^{\bar{v}}, \quad (6.1)$$

$$\cancel{E}_y = p_y^v + p_y^{\bar{v}}. \quad (6.2)$$

On peut ensuite utiliser la masse du boson W pour ajouter deux contraintes supplémentaires sur les neutrinos :

$$\begin{aligned} M_{W^-}^2 &= (E^{\bar{\nu}} + E^{\ell^-})^2 - (\vec{P}^{\bar{\nu}} + \vec{P}^{\ell^-})^2, \\ M_{W^+}^2 &= (E^{\nu} + E^{\ell^+})^2 - (\vec{P}^{\nu} + \vec{P}^{\ell^+})^2. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Enfin, une dernière contrainte sur l'état final peut être appliquée en supposant que la masse du quark top est égale à la masse de l'anti-top : $m_t = m_{\bar{t}}$. On obtient l'équation suivante :

$$(E^{\nu} + E^{\ell^+} + E^b)^2 - (\vec{P}^{\nu} + \vec{P}^{\ell^+} + \vec{P}^b)^2 = (E^{\bar{\nu}} + E^{\ell^-} + E^{\bar{b}})^2 - (\vec{P}^{\bar{\nu}} + \vec{P}^{\ell^-} + \vec{P}^{\bar{b}})^2. \quad (6.4)$$

Avec 17 équations pour 18 variables, il reste encore un degré de liberté à la cinématique de l'état final $t\bar{t}$ dans le canal dilepton. Afin de résoudre ce système d'équations, il est par conséquent nécessaire d'introduire de nouvelles hypothèses pour enlever le dernier degré de liberté. La méthode *Neutrino Weighting Algorithm* est basée sur la construction d'une densité de probabilité en fonction de la masse du quark top. Cette densité de probabilité est construite en calculant un poids pour chaque valeur possible de :

- la masse du quark top m_t (supposée égale à $m_{\bar{t}}$),
- la pseudo-rapacité des deux neutrinos η_{ν} et $\eta_{\bar{\nu}}$,

et pour chacune des deux combinaisons possibles de l'appariement des jets et des leptons associés à la désintégration du top ou de l'anti-top.

Les paragraphes suivants vont détailler le calcul effectué pour chaque événement afin de construire la densité de probabilité en fonction de la masse du quark top. Le principe consiste à calculer pour chaque hypothèse, consistant en un triplet de valeurs $(m_t, \eta_{\nu}, \eta_{\bar{\nu}})$ et une association possible des jets b aux bosons W , les composantes p_x et p_y de l'impulsion transverse des neutrinos afin de les comparer aux valeurs de \cancel{E}_x et \cancel{E}_y reconstruites dans le détecteur pour attribuer un poids à cette hypothèse.

Calcul de l'énergie des neutrinos

L'énergie de chacun des deux neutrinos est calculée en appliquant le principe de conservation de l'énergie lors de la désintégration de la paire $t\bar{t}$. De la contrainte sur la masse du boson W donnée par l'équation 6.3, on tire :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= E^{\nu^2} + E^{\ell^2} + 2E^{\nu}E^{\ell} - \vec{P}^{\nu^2} - \vec{P}^{\ell^2} - 2\vec{P}^{\nu}\vec{P}^{\ell} \\ &= 2(E^{\nu}E^{\ell} - \vec{P}^{\nu}\cdot\vec{P}^{\ell}), \end{aligned} \quad (6.5)$$

où l'on a négligé la masse du lepton chargé. On obtient ainsi l'énergie du neutrino en fonction du quadri-vecteur du lepton chargé et de la masse du boson W :

$$E^{\nu} = \frac{1}{2E^{\ell}}(M_W^2 + 2\vec{P}^{\nu}\cdot\vec{P}^{\ell}). \quad (6.6)$$

On peut ensuite utiliser la masse du quark top pour inclure le quadri-vecteur du jet b :

$$\begin{aligned} m_t^2 &= (E^{\ell} + E^{\nu} + E^b)^2 - (\vec{P}^{\ell} + \vec{P}^{\nu} + \vec{P}^b)^2 \\ &= m_W^2 + m_b^2 + 2(E^{\ell}E^b + E^{\nu}E^b - \vec{P}^{\ell}\cdot\vec{P}^b - \vec{P}^{\nu}\cdot\vec{P}^b), \end{aligned} \quad (6.7)$$

d'où l'on tire une deuxième expression pour l'énergie du neutrino en fonction du lepton chargé, du jet b et des masses du quark top, du boson W et du quark b :

$$E^{\nu} = \frac{1}{2E^b}(m_t^2 - M_W^2 - m_b^2 - 2E^{\ell}E^b + \vec{P}^{\ell}\cdot\vec{P}^b + 2\vec{P}^{\nu}\cdot\vec{P}^b). \quad (6.8)$$

Nous avons ainsi deux équations, (6.6) et (6.8), pour déterminer les deux inconnues p_x^{ν} et p_y^{ν} . Le paragraphe suivant détaille une méthode qui utilise un changement de référentiel pour résoudre le système.

Changement de référentiel

Puisque l'on a fixé par hypothèse la pseudo-rapacité η_ν du neutrino, on peut se placer dans le référentiel où $p_z^\nu = 0$ GeV afin de faciliter la résolution du système. Ce changement de référentiel est effectué par l'intermédiaire d'une transformation de Lorentz avec un boost dans la direction \vec{z} :

$$L = \begin{pmatrix} \cosh \eta_\nu & 0 & 0 & -\sinh \eta_\nu \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\sinh \eta_\nu & 0 & 0 & \cosh \eta_\nu \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

On applique cette transformation de Lorentz au lepton dans l'équation (6.6) pour calculer l'énergie du lepton $E^{\ell'}$ dans ce nouveau référentiel :

$$E^{\ell'} = \cosh \eta_\nu E^\ell - \sinh \eta_\nu p_z^\ell. \quad (6.10)$$

Quant à l'énergie du neutrino dans ce référentiel, $E^{\nu'}$, elle est égale à :

$$E^{\nu'} = \sqrt{p_x^{\nu 2} + p_y^{\nu 2} + p_z^{\nu 2}} \quad (6.11)$$

$$= p_T^\nu \quad \text{puisque} \quad p_z^{\nu'} = 0. \quad (6.12)$$

Par ailleurs, dans ce référentiel le produit scalaire $\vec{P}^{\nu'} \cdot \vec{P}^{\ell'}$ est égal à :

$$\vec{P}^{\nu'} \cdot \vec{P}^{\ell'} = p_x^\nu p_x^{\ell'} + p_y^\nu p_y^{\ell'}. \quad (6.13)$$

En introduisant les expressions (6.11) et (6.13) dans l'équation (6.6), on obtient :

$$p_T^\nu = \frac{M_W^2}{2E^{\ell'}} + \frac{p_x^\nu p_x^{\ell'}}{E^{\ell'}} + \frac{p_y^\nu p_y^{\ell'}}{E^{\ell'}}. \quad (6.14)$$

On applique ensuite la transformation de Lorentz à l'énergie du jet b :

$$E^{b'} = \cosh \eta_\nu E^b - \sinh \eta_\nu p_z^b. \quad (6.15)$$

On peut désormais réécrire l'équation (6.8) dans le nouveau référentiel et en déduire l'impulsion transverse de chaque neutrino :

$$p_T^{\nu'} = \frac{m_t^2 - M_W^2 - m_b^2 - 2\vec{P}^{\ell'} \cdot \vec{P}^b}{2E^{b'}} + \frac{p_x^\nu p_x^b + p_y^\nu p_y^b}{E^{b'}}. \quad (6.16)$$

Afin de sommer les impulsions transverses des deux neutrinos et comparer la valeur ainsi calculée de l'énergie transverse manquante à la valeur reconstruite dans le détecteur, il est nécessaire de décomposer l'impulsion transverse de chaque neutrino en ses composantes selon les axes \vec{x} et \vec{y} . On utilise pour cela l'égalité entre les équations (6.14) et (6.16) pour exprimer p_x^ν en fonction de p_y^ν :

$$p_x^\nu = a p_y^\nu + b, \quad (6.17)$$

avec

$$a = \frac{p_y^b E^{\ell'} - p_y^{\ell'} E^{b'}}{E^{b'} p_x^{\ell'} - E^{\ell'} p_x^b} \quad (6.18)$$

$$\text{et } b = \frac{E^{\ell'} (m_t^2 - M_W^2 - m_b^2 - 2\vec{P}^{\ell'} \cdot \vec{P}^b) - E^{\ell'} M_W^2}{2(p_x^{\ell'} E^{b'} - p_x^b E^{\ell'})}. \quad (6.19)$$

On peut maintenant éliminer p_x^ν en utilisant :

$$p_x^\nu = \sqrt{p_T^{\nu 2} - p_y^{\nu 2}}, \quad (6.20)$$

ce qui nous donne :

$$p_T^{\nu} = \sqrt{(a^2 + 1)p_y^{\nu 2} + 2abp_y^{\nu} + b^2}. \quad (6.21)$$

En substituant p_T^{ν} par l'équation (6.16), nous obtenons :

$$\frac{M_W^2}{2E^{\ell'}} + \frac{p_x^{\ell}}{E^{\ell'}}(ap_y^{\nu} + b) + \frac{p_y^{\ell}p_y^{\nu}}{E^{\ell'}} = \sqrt{(a^2 + 1)p_y^{\nu 2} + 2abp_y^{\nu} + b^2}. \quad (6.22)$$

Mise au carré, cette expression peut s'écrire sous la forme d'une équation quadratique :

$$Ap_y^{\nu 2} + Bp_y^{\nu} + C = 0 \quad (6.23)$$

avec

$$A = a^2 + 1 - \left(a \frac{p_x^{\ell}}{E^{\ell'}} + \frac{p_y^{\ell}}{E^{\ell'}} \right)^2, \quad (6.24)$$

$$B = 2ab - 2 \left(\frac{M_W^2}{2E^{\ell'}} + b \frac{p_x^{\ell}}{E^{\ell'}} \right) \cdot \left(a \frac{p_x^{\ell}}{E^{\ell'}} + \frac{p_y^{\ell}}{E^{\ell'}} \right), \quad (6.25)$$

$$\text{et } C = b^2 - \left(\frac{M_W^2}{2E^{\ell'}} + b \frac{p_x^{\ell}}{E^{\ell'}} \right)^2. \quad (6.26)$$

Le déterminant est $\Delta = B^2 - 4AC$; s'il est positif on obtient deux solutions pour p_y^{ν} :

$$p_{y\pm}^{\nu} = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}. \quad (6.27)$$

On retrouve ensuite les autres composantes de l'impulsion du neutrino en effectuant les transformations :

$$p_x^{\nu} = ap_y^{\nu} + b \quad (6.28)$$

$$p_z^{\nu} = p_T^{\nu} \sinh \eta_{\nu}. \quad (6.29)$$

Nous avons ainsi deux quadri-vecteurs possibles pour chaque neutrino.

Calcul du poids de chaque hypothèse

Cette procédure étant répétée pour le neutrino et l'anti-neutrino, nous avons quatre paires possibles de quadri-vecteurs pour le neutrino et l'anti-neutrino ($\nu, \bar{\nu}$). La procédure est également répétée pour les deux associations possibles des jets b aux désintégrations du top ou de l'anti-top ce qui donne au total huit paires de quadri-vecteurs ($\nu, \bar{\nu}$) possibles.

A chaque paire ($\nu, \bar{\nu}$) est attribuée une probabilité gaussienne p_i qui représente l'accord entre les énergies précédemment calculées pour les neutrinos et l'énergie transverse manquante reconstruite dans le détecteur en fonction de la résolution de \cancel{E}_T :

$$p_i = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\cancel{E}_x - p_x^{\nu} - p_x^{\bar{\nu}})^2}{2\sigma_x^2}} \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\cancel{E}_y - p_y^{\nu} - p_y^{\bar{\nu}})^2}{2\sigma_y^2}}. \quad (6.30)$$

Les résolutions σ_x et σ_y de respectivement \cancel{E}_x et \cancel{E}_y sont calculées pour chaque événement selon la méthode décrite dans le chapitre 5, même si en réalité la performance de l'algorithme est peu sensible au choix des valeurs de σ_x et σ_y . Les huit combinaisons possibles sont ensuite sommées pour établir une probabilité $p(m_t, \eta_{\nu}, \eta_{\bar{\nu}})$ pour ce jeu de trois paramètres :

$$p(m_t, \eta_{\nu}, \eta_{\bar{\nu}}) = \sum_{i=1}^8 p_i. \quad (6.31)$$

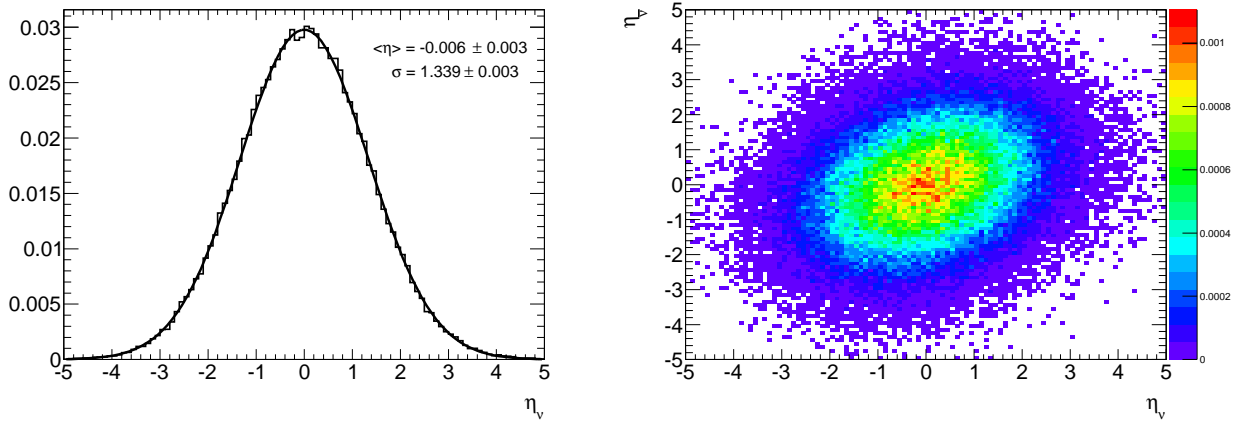


FIG. 6.4 – A gauche : distribution de la pseudo-rapidité des neutrinos dans les évènements $t\bar{t}$ dilepton au niveau générateur. La largeur de l'ajustement gaussien est $\sigma = 1.339 \pm 0.003$. A droite : pseudo-rapidité de l'anti neutrino en fonction de la pseudo-rapidité du neutrino dans les évènements $t\bar{t}$ dilepton au niveau générateur.

Les pseudo-rapidités des deux neutrinos sont fixées par hypothèse et il est par conséquent nécessaire de répéter le processus pour toutes les valeurs possibles de η_ν et $\eta_{\bar{\nu}}$. La distribution de la pseudo-rapidité des neutrinos dans les évènements $t\bar{t}$ dilepton au niveau générateur est représentée à gauche sur la Figure 6.4. La pseudo-rapidité des neutrinos suit une distribution gaussienne centrée sur zéro et de largeur $\sigma = 1.339 \pm 0.003$. Par ailleurs, la figure de droite montre que les pseudo-rapidités du neutrino et de l'anti-neutrino ne sont pas corrélées ce qui implique que nous pouvons leur appliquer des probabilités indépendantes. Les valeurs de η_ν et $\eta_{\bar{\nu}}$ sont balayées de -3 à +3 par pas de 0.2, ce qui offre un bon compromis entre continuité et temps de calcul. A chaque valeur de η est attribuée une probabilité gaussienne $P(\eta)$ centrée sur zéro et de largeur 1.339. A chaque valeur de m_t est ainsi attribuée un poids $p(m_t)$ correspondant à la somme de toutes les contributions de chaque paire $(\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}})$ pondérée par leur probabilité d'occurrence $P(\eta_\nu) \times P(\eta_{\bar{\nu}})$:

$$p(m_t) = \sum_{\eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}} P(\eta_\nu) \times P(\eta_{\bar{\nu}}) \times p(m_t, \eta_\nu, \eta_{\bar{\nu}}). \quad (6.32)$$

Il serait également possible d'effectuer une intégration sur la résolution en énergie des jets afin de réduire l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets. Ces deux intégrations supplémentaires sont cependant coûteuses en temps de calcul et n'ont pas été effectuées dans cette analyse.

TAB. 6.3 – Nombre d'évènements attendus pour le signal $t\bar{t}$ et le bruit de fond physique après les coupures de sélection et après la reconstruction de l'état final.

Processus	Sélection	Reconstruction
Signal $t\bar{t}$	3532	3455
Bruit de fond	515	455
S/B	6.9 ± 0.4	7.6 ± 0.5

Un exemple de densité de probabilité obtenue pour un évènement de l'échantillon Monte Carlo nominal généré avec une masse du quark top égale à 172.5 GeV est représenté sur la Figure 6.5. Il peut arriver que la cinématique de l'état final d'un évènement ne permette pas à l'algorithme de reconstruire une probabilité sur tout l'intervalle de masse du quark top scanné ; ces évènements sont alors rejetés pour la suite

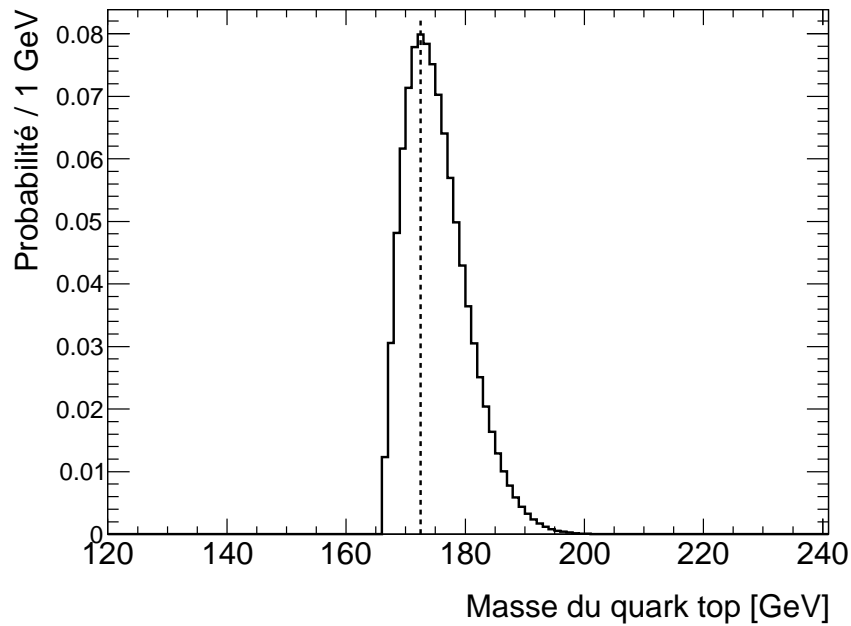


FIG. 6.5 – Densité de probabilité de la masse du quark top pour un évènement généré avec $m_t = 172.5$ GeV. La ligne en pointillés représente la valeur la plus probable à 172 GeV.

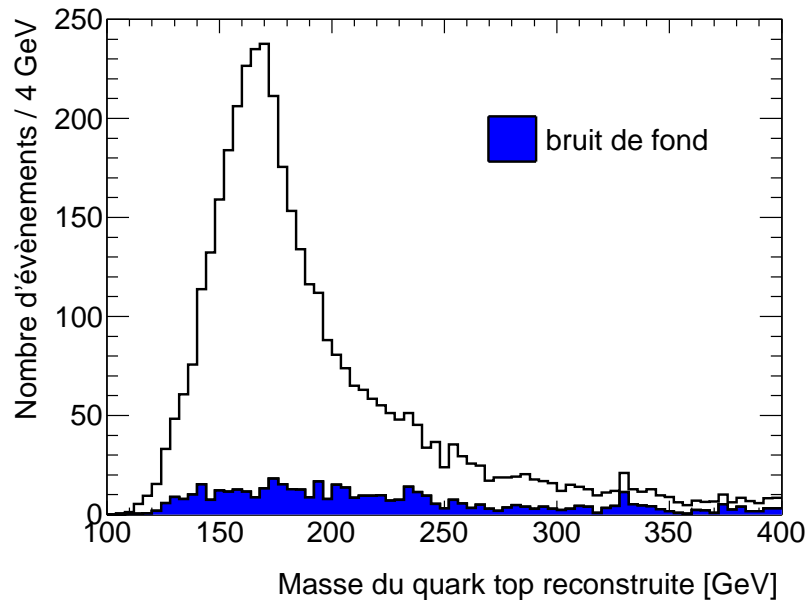


FIG. 6.6 – Distribution de masse du quark top reconstruite dans le canal dilepton pour les évènements de signal et de bruit de fond et avec une masse du quark top générée à 172.5 GeV ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). La contribution du bruit de fond est représentée en bleu.

de l'analyse. Pour chaque évènement restant, la valeur la plus probable de la masse du quark top est conservée. L'efficacité de reconstruction de cet algorithme est de près de 98% pour les évènements du signal. Le Tableau 6.3 indique le nombre d'évènement restant après les coupures de sélection et après la reconstruction de l'état final ; on constate que l'algorithme permet d'améliorer légèrement le rapport signal sur bruit. En effet, les évènements du bruit de fond n'ayant pas la topologie recherchée, ils ont une probabilité plus élevée que les évènements du signal de ne pas être reconstruit par l'algorithme. La Figure 6.6 représente la distribution de masse obtenue avec les évènements du signal et du bruit de fond pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

6.4 Paramétrisation du signal

Dans cette analyse, tous les évènements $t\bar{t}$ sont inclus dans le signal pour la paramétrisation des *templates*. Cette approche permet d'inclure toute l'information sur la masse du quark top dans la paramétrisation des *templates* du signal et d'avoir ainsi des *templates* figés pour le bruit de fond. Les processus single top n'ont pour l'instant pas été générés avec différentes masses du quark top et sont par conséquent incorporés aux *templates* du bruit de fond malgré la dépendance explicite de leur p.d.f. vis à vis de la masse du quark top.

La p.d.f. pour les évènements du signal, représentant la probabilité de reconstruire une masse m_t^r étant donnée la valeur m_t de la masse du quark top, est paramétrisée comme la somme normalisée d'une gaussienne et d'une distribution Gamma :

$$P_s(m_t^r/m_t) = \beta_1 \frac{1}{\beta_3 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_t^r - \beta_2)^2}{2\beta_3^2}} + (1 - \beta_1) \frac{\beta_5^{1+\beta_4}}{\Gamma(1 + \beta_4)} (m_t^r - 100)^{\beta_4} e^{-\beta_5(m_t^r - 100)}. \quad (6.33)$$

L'ajustement des p.d.f. du signal est effectué pour les cinq échantillons Monte Carlo disponibles à différentes masses du quark top : 160, 170, 172.5, 180 et 190 GeV. Les ajustements obtenus pour quatre échantillons Monte Carlo sont représentés superposés à la distribution de masse reconstruite du quark top sur la Figure 6.7.

Les cinq paramètres β_i qui apparaissent dans l'expression de $P_s(m_t^r; m_t)$ dépendent linéairement de la masse du quark top générée ; il est ainsi possible d'ajuster simultanément les p.d.f. du signal et ainsi d'intrapoler entre les différents points de masse en substituant chaque paramètre β_i dans l'équation (6.35) par :

$$\beta_i = p_i + p_{i+5} \cdot m_t. \quad (6.34)$$

Les *templates* du signal pour la distribution de masse du quark top sont ainsi complètement spécifiés par 10 paramètres fixes. Les *templates* sont illustrés sur la Figure 6.8.

6.5 Paramétrisation de la forme du bruit de fond

Les contributions des bruits de fond single top, W +jets, Z +jets, $Wb\bar{b}$ +jets et diboson sont regroupées afin de paramétriser la forme du bruit de fond par une seule p.d.f. indépendante de la masse du quark top. La fonction utilisée pour ajuster la forme du bruit de fond est la somme d'une gaussienne et d'une distribution Gamma :

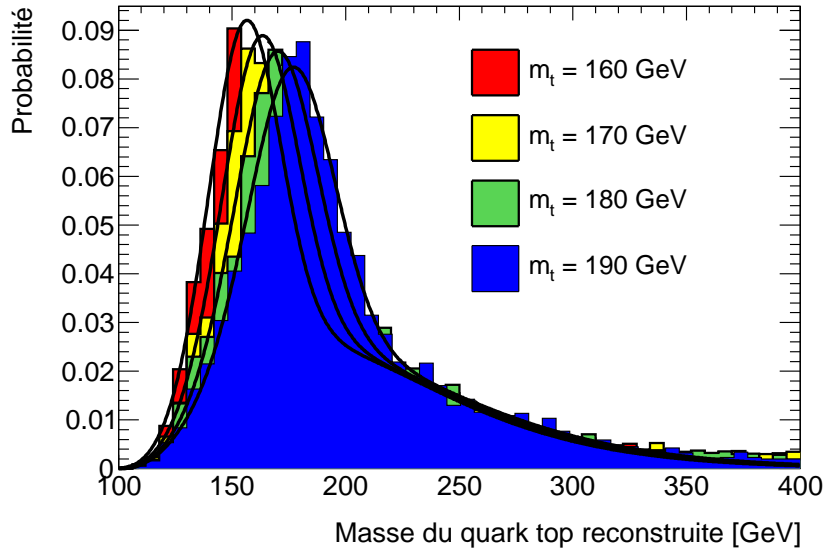


FIG. 6.7 – Distributions de masse reconstruite du quark top pour les évènements du signal à différentes valeurs de m_t générées, superposées avec leur p.d.f..

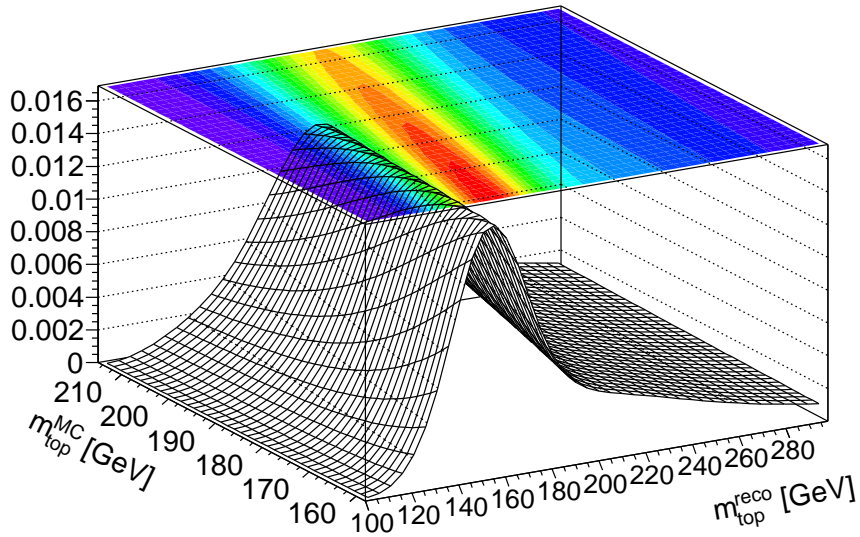


FIG. 6.8 – Valeur générée de la masse du quark top m_t^{MC} en fonction de la valeur reconstruite m_t^r .

$$\begin{aligned}
P_{bdf}(m_t^r) &= \beta_1 \frac{1}{\beta_3 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_t^r - \beta_2)^2}{2\beta_3^2}} \\
&+ (1 - \beta_1) \frac{\beta_5^{1+\beta_4}}{\Gamma(1 + \beta_4)} (m_t^r - 100)^{\beta_4} e^{-\beta_5(m_t^r - 100)}.
\end{aligned} \tag{6.35}$$

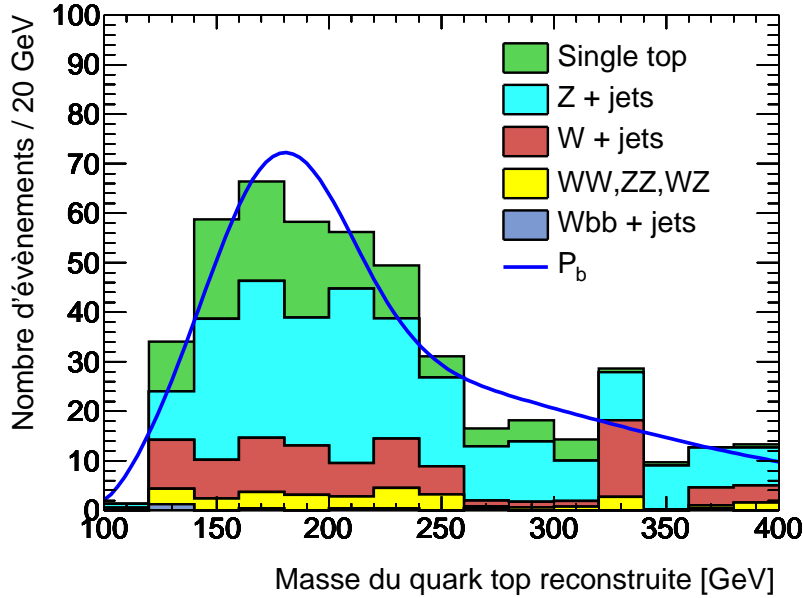


FIG. 6.9 – Ajustement de la forme des évènements de bruit de fond ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$).

La Figure 6.9 montre les contributions respectives de chaque processus de bruit de fond avec l'ajustement obtenu pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . La p.d.f. de la somme des distributions de masse du quark top reconstruites avec les évènements du signal et du bruit de fond est représentée sur la Figure 6.10 pour une masse m_t générée à 172.5 GeV .

6.6 Définition de la pseudo-log-vraisemblance

De même que pour le canal lepton plus jets, on construit une vraisemblance qui inclue les *templates* construits pour les évènements du signal et du bruit de fond, la normalisation prenant en compte le nombre d'évènements attendus pour le signal et pour le bruit de fond, respectivement n_s et n_b :

$$\mathcal{L}(m_t, n_b) = \mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}(m_t) \times \mathcal{L}_{bdf}(n_b) \tag{6.36}$$

où

$$\mathcal{L}_{forme}^{m_t^r}(m_t) = \prod_{i=1}^{n_s+n_b} \frac{n_s P_s(m_{t,i}^r/m_t) + n_b P_b(m_{t,i}^r)}{n_s + n_b} \tag{6.37}$$

$$\mathcal{L}_{bdf}(n_b) = e^{-\frac{(n_b - n_b^0)^2}{2\sigma_{n_b}^2}} \tag{6.38}$$

Le premier terme de la vraisemblance est le produit sur tous les évènement reconstruits de la somme normalisée du nombre d'évènements de signal attendus multiplié par la probabilité de reconstruire un

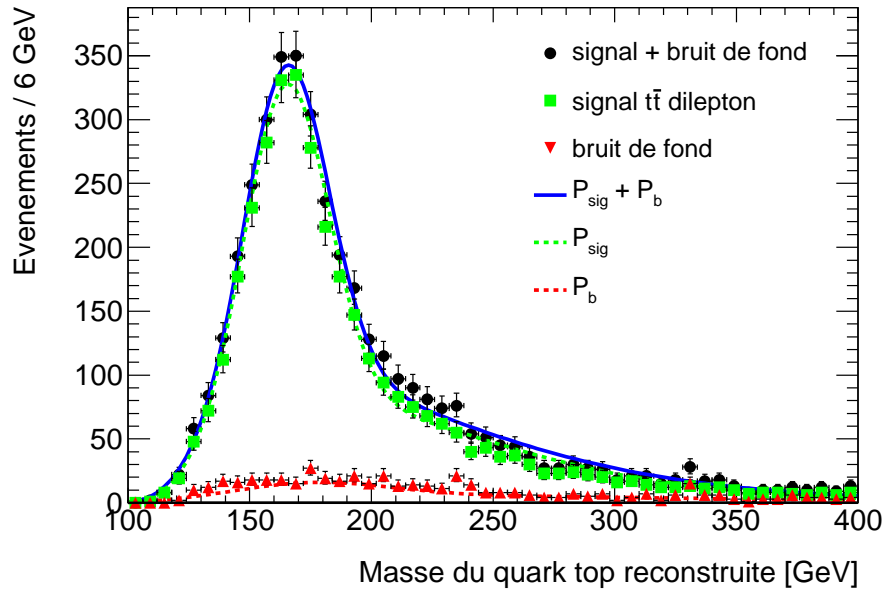


FIG. 6.10 – Distribution de masse du quark top pour le signal et le bruit de fond avec une masse générée à 172.5 GeV ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$). Les carrés verts représentent le signal $t\bar{t}$ et les triangles rouges le bruit de fond physique ; la p.d.f. ajustée est représentée par la ligne solide.

événement du signal avec une masse du quark top $m_{t,i}^r$, et le nombre d'événements de bruit de fond attendus multiplié par la probabilité de reconstruire un événement de bruit de fond avec une masse $m_{t,i}^r$, étant donnée la valeur recherchée m_t . Le deuxième terme, \mathcal{L}_{bdf} , est ajouté pour contraindre le nombre d'événements du bruit de fond avec une gaussienne centrée à la valeur n_b^0 correspondant au nombre d'événements de bruit de fond attendus qui est estimé à partir du rapport signal sur bruit de fond obtenu avec les simulations Monte Carlo. Les deux paramètres à déterminer par la maximisation de la vraisemblance sont la masse du quark top m_t et le nombre d'événements de bruit de fond n_b .

Afin de prendre en compte les événements générés avec un poids négatif dans MC@NLO, on construit ensuite la pseudo-log-vraisemblance comme la somme sur l'ensemble des événements reconstruits du logarithme népérien de la vraisemblance $\mathcal{L}(m_t, n_b)$, pondérée par le poids p_i de l'évènement i :

$$L(m_t) = \sum_{i=0}^{n^+ + n^-} p_i \ln \mathcal{L}(m_t). \quad (6.39)$$

La minimisation de $-L$ pour des pseudo-données est effectuée en utilisant Minuit avec l'algorithme *MINIGRAD*. La minimisation de $-L$ renvoie la masse mesurée du quark top m_t avec une incertitude à une déviation standard définie par :

$$L(m_t) = L_{max} - \Delta L, \quad (6.40)$$

où ΔL est estimé de manière à prendre en compte la modification de l'incertitude induite par les événements avec un poids négatif comme cela a été décrit dans le chapitre 5. Pour un échantillon ne contenant que des événements avec un poids positif, comme ce sera le cas avec les données du LHC, on utilise $\Delta L = 0.5$.

6.7 Exemple de résultat pour $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$

A titre illustratif, on effectue la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance pour un sous-échantillon de l'échantillon Monte Carlo nominal correspondant à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . On reconstruit 3910 évènements, dont 3455 évènements $t\bar{t}$ et 455 évènements de bruit de fond. La Figure 6.11 représente à gauche la valeur de la pseudo-log-vraisemblance en fonction de la masse du quark top et à droite l'ajustement obtenu sur la distribution de masse reconstruite du quark top. La masse du quark top reconstruite est $m_t = 172.4 \pm 1.0 \text{ GeV}$, ce qui est compatible avec la valeur générée.

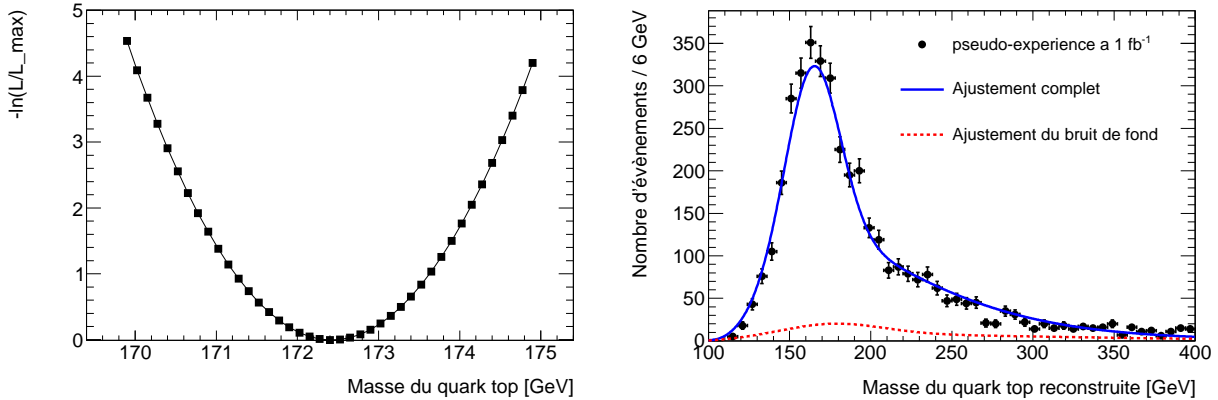


FIG. 6.11 – . A gauche : valeur de la pseudo-log-vraisemblance en fonction de la masse du quark top ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$); pour une masse du quark top générée à 172.5 GeV, la minimisation mène à $m_t = 172.4 \pm 1.0 \text{ GeV}$. A droite : l'ajustement obtenu sur la distribution de masse du quark top reconstruite. La ligne continue bleue représente l'ajustement complet, signal plus bruit de fond, tandis que la ligne en pointillés rouges représente l'ajustement pour le bruit de fond seulement. 3910 évènements sont reconstruits, dont 455 évènements de bruit de fond.

6.8 Stabilité par rapport à la masse du quark top

La stabilité de la méthode en fonction de la masse du quark top est vérifiée en effectuant la maximisation de la pseudo-log-vraisemblance pour les cinq échantillons Monte Carlo générés à différents points de masse (160, 170, 172.5, 180 and 190 GeV). Les résultats sont illustrés sur la Figure 6.12 qui représente la masse du quark top mesurée en fonction de la masse générée, à gauche pour les évènements du signal uniquement et à droite en incluant les évènements de bruit fond; l'ajustement linéaire montre une bonne corrélation avec une pente proche de 1 et un biais proche de 0 ce qui montre la stabilité de la méthode sur l'intervalle de masse considéré, avec et sans bruit de fond.

6.9 Pseudo-expériences avec $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$

La fiabilité de la méthode et sa faisabilité à basse luminosité peut être estimée en utilisant la technique de ré-échantillonnage [7] utilisée dans le chapitre 5 pour le canal lepton plus jets. Avec la statistique disponible dans l'échantillon Monte Carlo nominal, on reproduit 100 pseudo-expériences correspondant à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Afin de conserver un rapport analogue entre nombre de pseudo-expériences et luminosité intégrée pour chaque échantillon Monte Carlo, seules 20 pseudo-expériences sont effectuées pour les quatre échantillons Monte Carlo aux points de masse 160, 170, 180 et 190 GeV.

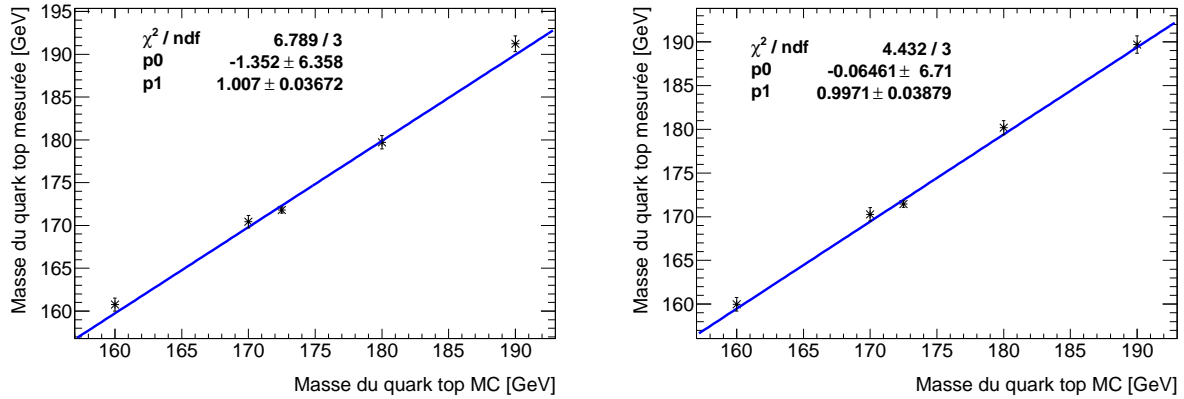


FIG. 6.12 – Valeur mesurée de la masse du quark top en fonction de la valeur générée, à gauche pour les évènements de signal uniquement et à droite pour les évènements de signal et de bruit de fond. La ligne bleue représente l’ajustement linéaire.

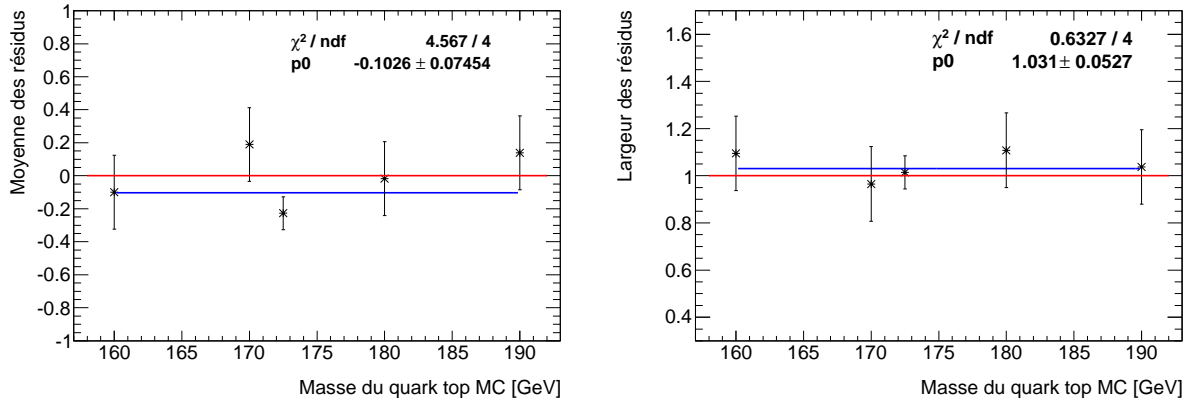


FIG. 6.13 – A gauche, la moyenne des distributions de résidus de la masse du quark top mesurée en fonction de la masse du quark top générée. La ligne rouge matérialise la valeur idéale 0 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire. A droite, la largeur de ces distributions de résidus ; la ligne rouge matérialise la valeur idéale 1 et la ligne bleue représente l’ajustement linéaire.

La Figure 6.13 représente la moyenne des distributions de résidus de la masse du quark top mesurée en fonction de la masse du quark top générée à gauche et la largeur de ces distributions à droite. L’ajustement linéaire donne une moyenne de 0.1σ , correspondant à un biais de 0.3 GeV, et une largeur proche de 1 ce qui montre la robustesse de la méthode avec une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Cette section décrit les sources d’erreur systématique prises en compte dans cette analyse.

6.10 Estimation des erreurs systématiques

A l’erreur statistique sur la mesure de la masse du quark top qui dépend de la luminosité intégrée s’ajoutent les erreurs systématiques qui résultent des incertitudes dans la modélisation Monte Carlo des processus physiques et de notre méconnaissance de la réponse du détecteur aux particules incidentes.

6.10.1 Erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b

La principale source d'erreur systématique dans la mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton provient à nouveau de l'incertitude sur la modélisation de l'énergie des jets. Etant donné que l'état final des événements $t\bar{t}$ dans le canal dilepton n'est composé que de jets b , seule l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets- b est considérée. La différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b est ici négligée étant donnée la faible contribution du bruit de fond physique avec des jets légers dans l'état final.

L'énergie des jets est d'abord calibrée au niveau des particules de la gerbe hadronique lors de la reconstruction, puis au niveau partonique avec les fonctions de pré-calibration appliquées séparément aux jets légers et aux jets b . Les incertitudes sur la modélisation de l'énergie des jets peuvent alors provenir des non-uniformités de la réponse du détecteur en fonction de η , de l'environnement de l'évènement (empilement, évènements sous-jacents), de l'énergie déposée à l'extérieur du cône, de la modélisation de la reconnexion de couleur et des incertitudes spécifiques aux jets b , telles que les incertitudes sur le modèle de fragmentation et sur le rapport de branchement des désintégrations semileptoniques des quarks b . L'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b est estimée à partir de l'échantillon Monte Carlo nominal avec $m_t = 172.5$ GeV, en variant l'échelle d'énergie de tous les jets de 0.90 à 1.10 par pas de 0.02. L'erreur systématique est ensuite estimée en mesurant la différence entre la masse du quark top mesurée pour chaque valeur de JES et la masse du quark top mesurée avec la JES à la valeur nominale (égale à 1), en pourcentage d'échelle d'énergie des jets b . La Figure 6.14 montre la différence de masse du quark top mesurée en fonction de l'échelle d'énergie générée pour les jets b . On obtient une erreur systématique sur la mesure du quark top de 0.7 GeV par pourcent d'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b . Une incertitude de 10% sur l'échelle d'énergie des jets est attendue au démarrage du LHC mais elle devrait atteindre 5% après quelques mois de prise de données. L'objectif à plus long terme est d'atteindre une incertitude de 1% sur l'échelle d'énergie des jets.

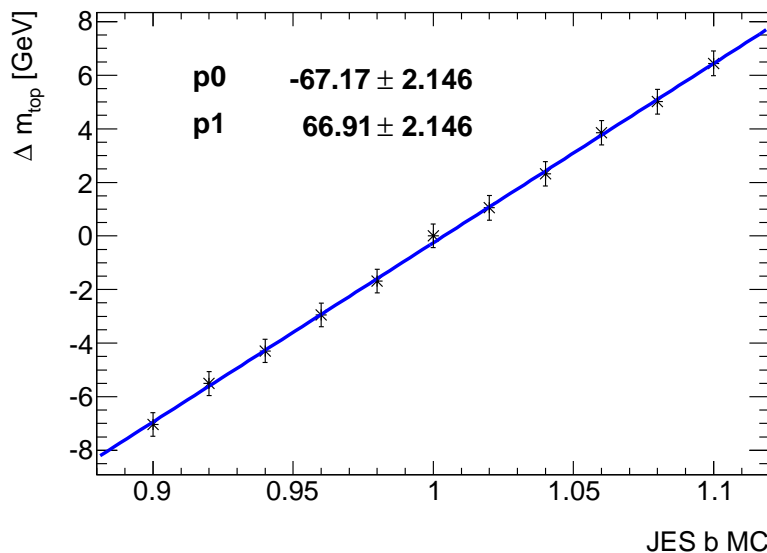


FIG. 6.14 – Différence entre la masse du quark top mesurée avec l'échelle d'énergie des jets b nominale (égale à 1) et la masse du quark top mesurée avec une échelle d'énergie des jets b non nominale en fonction de l'échelle d'énergie des jets b générée. La ligne bleue représente l'ajustement linéaire.

6.10.2 Autres sources d'erreur systématique

Pour chaque autre source d'erreur systématique, on reproduit 100 pseudo-expériences correspondant à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} en modifiant le paramètre considéré. L'erreur systématique est prise comme l'écart moyen observé entre la masse du quark top ajustée par la pseudo-log-vraisemblance pour la configuration testée et celle ajustée pour l'échantillon Monte Carlo nominal généré avec $m_t = 172.5 \text{ GeV}$. Six autres sources d'erreurs systématiques ont été estimées :

- l'erreur systématique due aux ISR/FSR est estimée à partir de deux échantillons Monte Carlo, introduits dans le chapitre 5 pour le canal lepton plus jets, dont les paramètres d'ISR/FSR ont été ajustés pour maximiser et minimiser la masse du quark top reconstruite. L'erreur systématique est estimée comme étant la différence maximale entre les masses ajustées pour les deux échantillons Monte Carlo et la valeur de la masse du quark top générée. On obtient une erreur systématique sur la mesure de m_t de 1.3 GeV . Précisons que cette estimation est arbitraire et que cette erreur systématique devra être réévaluée lorsque la quantité d'ISR et de FSR aura été mesurée avec les données.
- L'erreur systématique due à notre compréhension de la simulation Monte Carlo a été estimée en comparant la masse du quark top mesurée avec deux échantillons Monte Carlo (pour $m_t = 172.5 \text{ GeV}$) : l'un généré avec MC@NLO et l'autre généré avec AcerMC. L'erreur systématique est estimée comme étant la différence totale entre les valeurs ajustées pour ces deux échantillons Monte Carlo. L'erreur systématique sur la masse du quark top obtenue est de 0.4 GeV . Cette erreur systématique devra cependant être réévaluée lorsque les données seront disponibles.
- L'échantillon Monte Carlo nominal à $m_t = 172.5 \text{ GeV}$ a été reconstruit avec la simulation complète du détecteur ATLAS tandis que les autres points de masse ne sont disponibles qu'en reconstruction rapide (*fast simulation*). Il en résulte une erreur systématique due à la différence entre la simulation complète du détecteur et la simulation rapide. Pour estimer cette systématique, on utilise un échantillon Monte Carlo généré avec $m_t = 172.5 \text{ GeV}$ et reconstruit avec la simulation rapide du détecteur ATLAS. L'erreur systématique est estimée comme étant la différence totale entre la valeur ajustée avec la simulation complète et la valeur ajustée avec la simulation rapide. L'erreur systématique sur la masse du quark top obtenue est de 0.6 GeV .
- La mesure de l'énergie transverse manquante est particulièrement importante dans le canal dilepton en raison des deux neutrinos dans l'état final. L'erreur systématique due à l'incertitude sur la mesure de l'énergie transverse manquante est estimée en appliquant un facteur constant de $\pm 5\%$ à \cancel{E}_T . La différence totale entre les masses du quark top mesurées pour les deux configurations est de 1.3 GeV , ce qui correspond à une erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top de 0.7 GeV .
- Le rapport entre les sections efficaces de production du signal $t\bar{t}$ et des processus $W/Z + \text{jets}$ sera mesuré avec une précision limitée avec les premières données. Il y aura également une incertitude sur la réjection du bruit de fond, notamment sur le taux de faux électrons, et le nombre d'événements de signal et de bruit de fond peut fluctuer selon une distribution de Poisson. L'erreur systématique due à la normalisation du signal et du bruit de fond a été estimée en multipliant et en divisant par deux le nombre d'événements de bruit de fond estimé (n_b^0) dans la vraisemblance. La différence moyenne entre les masses du quark top ajustées avec ces deux configurations est de 0.8 GeV . Il en résulte une incertitude systématique due à la normalisation du bruit de fond de 0.4 GeV .
- La performance de l'algorithme d'étiquetage des jets b a un impact sur la pré-calibration des jets qui est effectuée indépendamment pour les jets légers et les jets b . L'erreur systématique due à l'incertitude sur la performance de l'algorithme d'étiquetage des jets b a été estimée en faisant varier la coupure sur le poids calculé par l'algorithme d'étiquetage de manière à modifier l'efficacité d'étiquetage de $\pm 5\%$ (la réjection des jets légers étant modifiée en conséquence, de 1404 pour -5% d'efficacité à 466 pour $+5\%$ d'efficacité). L'effet sur la masse du quark top mesurée est négligeable.

De même que pour le canal lepton plus jets, l'erreur systématique due à l'incertitude sur la fonction de distribution partonique du proton (PDF) est estimée à partir de l'échantillon Monte Carlo nominal du signal en utilisant les 20 paires de PDF additionnelles fournies par le groupe CTEQ [8] pour recalculer le poids de chaque événement du signal $t\bar{t}$. La maximisation de la vraisemblance est effectuée sur l'ensemble de la statistique disponible dans l'échantillon nominal pour chacune des 40 configurations (pour le signal uniquement) et l'erreur systématique est calculée selon la relation 5.44 ; on obtient une erreur systématique de 0.1 GeV.

6.10.3 Résumé sur les incertitudes

L'ensemble des sources d'erreur sur la mesure de la masse du quark top avec cette méthode sont résumées dans le Tableau 6.4 pour différentes luminosités intégrées. De même que pour le canal lepton plus jets, on considère différents scénarios pour l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b en fonction de la luminosité intégrée, l'objectif à terme d'ATLAS étant d'atteindre une incertitude de 1% sur l'échelle d'énergie des jets.

L'erreur systématique sur la mesure de m_t due à l'échelle d'énergie des jets b varie de 0.7 à 3.5 GeV, en supposant une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b de 1 à 5%. En additionnant quadratiquement toutes les sources d'incertitude, on peut estimer que la précision sur la mesure de la masse du quark top atteignable avec 100 pb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ est de l'ordre de 3.7 à 5 GeV, en supposant une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b de 1 à 5 %.

TAB. 6.4 – Incertitudes estimées sur la mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton avec la méthode des *templates*. L'erreur totale est calculée pour différentes luminosités intégrées et différents scénarios pour l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b .

Source d'incertitude	Incertitude		
Echelle d'énergie des jets b	0.7 GeV/%		
ISR/FSR	1.3 GeV		
PDF	0.1 GeV		
Générateur MC	0.4 GeV		
Simulation complète vs rapide	0.6 GeV		
Incertitude de 5 % sur \cancel{E}_T	0.7 GeV		
Bruit de fond	0.4 GeV		
Performance de l'étiquetage des jets b	négligeable		
	Luminosité intégrée :		
	$\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$
Scénario pour la JES	5%	3%	1%
Total des systematiques	3.9 GeV	2.7 GeV	1.8 GeV
Statistique	4.6 GeV	3.2 GeV	1.0 GeV
Total	6.0 GeV	4.2 GeV	2.1 GeV

6.11 Conclusion

La mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton a été présentée en utilisant la méthode des *templates*. La reconstruction de l'état final est effectuée en utilisant la technique du *neutrino weighting algorithm* qui permet de résoudre le système d'équations cinématiques pour l'état final en ajoutant des contraintes supplémentaires pour construire une densité de probabilité par événement en fonction de la masse du quark top. La valeur de la masse du quark top la plus probable est conservée pour chaque événement afin de construire la distribution de masse utilisée pour construire les *templates*. Une vraisemblance unidimensionnelle est ensuite utilisée pour extraire la masse du quark top. Une erreur totale sur la mesure de la masse du quark top de 3.7 à 5.0 GeV est atteignable avec 100 pb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, en supposant une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b de 1 à 5 %. Cette méthode est moins performante que celle développée dans le canal lepton plus jets mais va nous permettre de réduire l'incertitude totale sur la mesure de la masse du quark top grâce à la combinaison des deux canaux comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and D0 Collaborations. Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. *arXiv :hep-ex/0903.2503*, 2009.
- [2] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.). Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics. *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pages 549–722, 2009.
- [3] B. Abbott et al. (DØ Collaboration). *Phys. Rev. D*, 60 :052001, 1999.
- [4] F. Abe et al. (CDF Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 82 :271, 1999.
- [5] T. Affolder et al.(CDF Collaboration). *Phys. Rev. D*, 63 :032003, 2001.
- [6] A. Abulencia et al.(CDF Collaboration). *Phys. Rev. D*, 73 :112006, 2006.
- [7] R. Barlow. Application of the Bootstrap Resampling Technique to Particle Physics Experiments. *MAN-HEP-99-4*, 1999.
- [8] J. Huston H.L. Lai P. Nadolsky J. Pumplin, D.R. Stump and W.K. Tung. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *JHEP*, 0207 :012, 2002.

TAB. 6.5 – Echantillons Monte Carlo Data utilisés pour la mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton. Les numéros d'échantillons Monte Carlo avec un * sont générés avec une simulation rapide du détecteur.

processus	run	Generateur	σ [pb]	K-factor	nb d'evts (AOD)	nb d'evts (DPD)	\mathcal{L} [pb ⁻¹]
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\ell$, $m_t = 172.5$ GeV	105200	MC@NLO + Herwig	202.86	1.07	~ 1662000	121788	7660
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\ell$, $m_t = 172.5$ GeV	105200*	MC@NLO + Herwig	202.86	1.07	~ 3701000	1229741	17051
$t\bar{t}$ tout hadronique	105204	MC@NLO + Herwig	170.74	1.07	~ 720000	1026	3940
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\ell$, $m_t = 160$ GeV	106203*	simulation rapide MC@NLO + Herwig	295.96	1.06	283391		903
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\ell$, $m_t = 170$ GeV	106201*	MC@NLO + Herwig	220.66	1.06	291705		1247
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\ell$, $m_t = 180$ GeV	106202*	MC@NLO + Herwig	166.82	1.06	292006		1651
$t\bar{t}$ 1+jets et $\ell\ell$, $m_t = 190$ GeV	106204*	MC@NLO + Herwig	127.71	1.06	292602		2161
Paramètres d'ISR/FSR par défaut	105205	AcerMC + Pythia	108.64	2.01	~ 401000	29047	1836
Moins d'FSR, plus d'ISR	106250	AcerMC + Pythia	108.64	2.01	349250	-	1599
Moins d'ISR, plus d'FSR	106251	AcerMC + Pythia	108.64	2.01	339998	-	1557
single top, W t	105500	AcerMC + Pythia	14.46	0.99	19963	1081	1394
single top, voie s	no sample	AcerMC + Pythia					
single top, voie t	105502	AcerMC + Pythia	41.12	1.05	29961	411	694
$W \rightarrow e\nu+0$ partons	107680	Alpgen + Herwig	10184.7	1.22	1307302	61	105
$W \rightarrow e\nu+1$ partons	107681	Alpgen + Herwig	2112.4	1.22	260924	551	101
$W \rightarrow e\nu+2$ partons	107682	Alpgen + Herwig	676.0	1.22	770380	3278	934
$W \rightarrow e\nu+3$ partons	107683	Alpgen + Herwig	203.3	1.22	224574	1507	905
$W \rightarrow e\nu+4$ partons	107684	Alpgen + Herwig	56.1	1.22	58872	522	860
$W \rightarrow e\nu+5$ partons	107685	Alpgen + Herwig	16.6	1.22	16992	173	839
$W \rightarrow \mu\nu+0$ partons	107690	Alpgen + Herwig	10125.7	1.22	1328494	20	108
$W \rightarrow \mu\nu+1$ partons	107691	Alpgen + Herwig	2155.5	1.22	271747	114	103
$W \rightarrow \mu\nu+2$ partons	107692	Alpgen + Herwig	682.3	1.22	780326	3278	937
$W \rightarrow \mu\nu+3$ partons	107693	Alpgen + Herwig	202.0	1.22	211344	1507	858
$W \rightarrow \mu\nu+4$ partons	107694	Alpgen + Herwig	55.5	1.22	57928	537	856
$W \rightarrow \mu\nu+5$ partons	107695	Alpgen + Herwig	16.3	1.22	16975	236	954
$W \rightarrow \tau\nu+0$ partons	107700	Alpgen + Herwig	10178.3	1.22	1327110	36	107
$W \rightarrow \tau\nu+1$ partons	107701	Alpgen + Herwig	2106.9	1.22	263827	50	103
$W \rightarrow \tau\nu+2$ partons	107702	Alpgen + Herwig	672.8	1.22	791658	477	964
$W \rightarrow \tau\nu+3$ partons	107703	Alpgen + Herwig	202.7	1.22	202162	248	818
$W \rightarrow \tau\nu+4$ partons	107704	Alpgen + Herwig	55.3	1.22	58865	107	873
$W \rightarrow \tau\nu+5$ partons	107705	Alpgen + Herwig	17.0	1.22	15913	1681	767
$Z \rightarrow ee+0$ parton	107650	Alpgen + Herwig	898.18	1.22	269280	1980	246
$Z \rightarrow ee+1$ parton	107651	Alpgen + Herwig	206.57	1.22	61767	1217	245
$Z \rightarrow ee+2$ partons	107652	Alpgen + Herwig	72.50	1.22	216945	8128	2453
$Z \rightarrow ee+3$ partons	107653	Alpgen + Herwig	21.08	1.22	63412	3943	2466
$Z \rightarrow ee+4$ partons	107654	Alpgen + Herwig	6.00	1.22	18470	1602	2523
$Z \rightarrow ee+5$ partons	107655	Alpgen + Herwig	1.73	1.22	5500	695	2606
$Z \rightarrow \mu\mu+0$ parton	107660	Alpgen + Herwig	900.21	1.22	270098	94	246
$Z \rightarrow \mu\mu+1$ parton	107661	Alpgen + Herwig	205.21	1.22	91936	247	367
$Z \rightarrow \mu\mu+2$ partons	107662	Alpgen + Herwig	69.35	1.22	207173	7299	2449
$Z \rightarrow \mu\mu+3$ partons	107663	Alpgen + Herwig	21.63	1.22	64956	4547	2462
$Z \rightarrow \mu\mu+4$ partons	107664	Alpgen + Herwig	6.08	1.22	18470	1921	2490
$Z \rightarrow \mu\mu+5$ partons	107665	Alpgen + Herwig	1.70	1.22	5471	819	2638
$Z \rightarrow \tau\tau+0$ parton	107670	Alpgen + Herwig	902.71	1.22	270649	64	246
$Z \rightarrow \tau\tau+1$ parton	107671	Alpgen + Herwig	209.26	1.22	61928	122	243
$Z \rightarrow \tau\tau+2$ partons	107672	Alpgen + Herwig	70.16	1.22	210234	1002	2456
$Z \rightarrow \tau\tau+3$ partons	107673	Alpgen + Herwig	21.07	1.22	63434	459	2468
$Z \rightarrow \tau\tau+4$ partons	107674	Alpgen + Herwig	6.04	1.22	18500	186	2511
$Z \rightarrow \tau\tau+5$ partons	107675	Alpgen + Herwig	1.71	1.22	5479	83	2626
$W + b\bar{b} + 0$ parton	106280	Alpgen + Herwig	5.13	1.22	15500	67	2477
$W + b\bar{b} + 1$ parton	106281	Alpgen + Herwig	5.01	1.22	15457	120	2529
$W + b\bar{b} + 2$ partons	106282	Alpgen + Herwig	2.89	1.22	8953	104	2539
$W + b\bar{b} + 3$ partons	106283	Alpgen + Herwig	1.61	1.22	5000	76	2546
WW	105985	Alpgen + Herwig	15.62	1.69	49932	1546	1892
ZZ	105986	Alpgen + Herwig	1.36	1.42	49953	3798	25866
WZ	105987	Alpgen + Herwig	4.87	1.81	99803	3693	11322

Chapitre 7

Combinaison des canaux

Sommaire

7.1	Introduction	220
7.2	Procédure de combinaison	220
7.3	Détermination des corrélations entre les erreurs systématiques	223
7.4	Résultats	224
7.5	Conclusion	226
	Bibliographie	227

7.1 Introduction

La mesure de la masse du quark top avec la méthode des *templates* a été présentée dans ce manuscrit séparément pour le canal de désintégration lepton plus jets et pour le canal de désintégration dilepton des paires $t\bar{t}$. Cette partie est consacrée à la combinaison des mesures effectuées dans ces deux canaux afin de réduire l'incertitude totale sur la mesure de la masse du quark top avec ATLAS. La procédure décrite ici est celle utilisée initialement par le Tevatron pour combiner les résultats de D0 et CDF [1]. Cette méthode permet de calculer la valeur combinée de la masse du quark top à partir des mesures effectuées dans chaque canal, et d'en obtenir l'erreur statistique et l'erreur systématique totale. Elle est mathématiquement équivalente à la méthode BLUE (*Best Linear Unbiased Estimate*) ([2], [3]) qui est actuellement utilisée au Tevatron et qui permet de décomposer l'erreur systématique totale en la contribution de chaque catégorie d'erreur systématique prise en considération lors de la combinaison.

La procédure de combinaison est détaillée dans la seconde section de cette partie. La troisième section est dédiée à la détermination des coefficients de corrélation entre les différentes catégories d'incertitudes prises en compte dans chacun des deux canaux. Enfin, les estimations de l'incertitude totale sur la mesure de la masse du quark top atteignable avec ATLAS en combinant les mesures effectuées avec la méthode des *templates* dans les canaux de désintégration lepton plus jets et dilepton seront données dans la troisième section.

7.2 Procédure de combinaison

7.2.1 Notations

Nous considérons ici deux canaux de désintégration de paires $t\bar{t}$ notés a et b , avec lesquels sont obtenues deux mesures indépendantes de la masse du quark top m_t . Dans chaque canal, la maximisation de la vraisemblance mène aux valeurs mesurées m_t^a et m_t^b , aux erreurs statistiques S^a et S^b et aux erreurs systématiques y_i^a et y_i^b , où i désigne la catégorie d'erreur systématique considérée. Les erreurs systématiques y_i^a et y_i^b d'une même catégorie peuvent être corrélées entre les deux canaux. Les différentes catégories d'erreur systématique y_i pourraient également être corrélées entre elles à l'intérieur d'un même canal mais nous avons vu dans les chapitres 5 et 6 que toutes les sources d'erreurs systématiques considérées dans ces deux analyses ne sont pas corrélées entre elles. Nous pouvons ainsi écrire les erreurs systématiques totales pour le canal α ($\alpha = a, b$) comme la somme quadratique des n erreurs systématiques y_i^α :

$$Y^\alpha = \sqrt{\sum_{i=1}^n y_i^{\alpha 2}}, \quad (7.1)$$

et l'erreur totale sur la mesure de m_t comme la somme quadratique des erreurs statistique et systématique :

$$S^\alpha = \sqrt{S^{\alpha 2} + Y^{\alpha 2}}. \quad (7.2)$$

7.2.2 Corrélation entre les canaux

Pour combiner les deux canaux, il est nécessaire de définir un coefficient de corrélation ρ_i pour chaque erreur systématique y_i . Si les incertitudes sont complètement décorréliées entre les deux canaux, alors $\rho_i = 0$; si elles sont complètement corrélées, alors $\rho_i = 1$. Les coefficients de corrélation ρ_i peuvent a priori prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1; nous nous limiterons cependant ici aux deux valeurs les plus communes.

On définit maintenant δ_i^α comme la déviation de m_i^α par rapport à m_t associée à l'erreur systématique i et ξ_i^α la déviation statistique. La déviation totale Δ^α de m_i^α par rapport à m_t est la somme de toutes les déviations :

$$\Delta^\alpha = \sum_{i=1}^n \delta_i^\alpha + \xi_i^\alpha. \quad (7.3)$$

Les erreurs systématique, statistique et totale de chaque canal peuvent alors s'exprimer comme :

$$y_i^\alpha = \sqrt{\langle \delta_i^{\alpha 2} \rangle}, \quad S^\alpha = \sqrt{\langle \xi^{\alpha 2} \rangle} \quad \text{et} \quad T^\alpha = \sqrt{\langle \Delta^{\alpha 2} \rangle}. \quad (7.4)$$

Le coefficient de corrélation d'une erreur systématique i entre les deux canaux est défini par :

$$\rho_i = \frac{\langle \delta_i^a \delta_i^b \rangle}{\sqrt{\langle \delta_i^{a 2} \rangle \langle \delta_i^{b 2} \rangle}} = \frac{\langle \delta_i^a \delta_i^b \rangle}{y_i^a y_i^b}. \quad (7.5)$$

Le coefficient de corrélation ρ pour la déviation totale entre les deux expériences est quant à lui :

$$\rho = \frac{\langle \Delta^a \Delta^b \rangle}{\sqrt{\langle \Delta^{a 2} \rangle \langle \Delta^{b 2} \rangle}}. \quad (7.6)$$

On développe le numérateur $\langle \Delta^a \Delta^b \rangle$ en terme de δ_i^α et ξ_i^α . Les déviations statistiques ne sont ni corrélées entre elles ni corrélées aux déviations systématiques et les déviations δ_i^a et δ_j^b ne peuvent être corrélées que si $i = j$. En substituant $T^{\alpha 2}$ à $\langle \Delta^{\alpha 2} \rangle$ au dénominateur, on obtient alors :

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^a \delta_i^b}{T^a T^b}. \quad (7.7)$$

La définition de ρ_i dans l'équation (7.5) nous permet finalement d'obtenir l'expression du facteur de corrélation entre les erreurs totales T^a et T^b :

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n \rho_i y_i^a y_i^b}{T^a T^b}. \quad (7.8)$$

7.2.3 Matrice de covariance

On introduit le vecteur :

$$\mathcal{Q} = \begin{pmatrix} m_t^a - m_t \\ m_t^b - m_t \end{pmatrix}, \quad (7.9)$$

où m_t représente la masse du quark top mesurée après la combinaison des deux canaux. Elle s'écrit comme une combinaison linéaire de m_t^a et m_t^b :

$$m_t = w_a m_t^a + w_b m_t^b. \quad (7.10)$$

Les coefficients w_a et w_b sont ceux qui permettent à m_t de minimiser le χ^2 :

$$\chi^2 = \mathcal{Q}^T V^{-1} \mathcal{Q}, \quad (7.11)$$

où V est la matrice de covariance entre les canaux a et b définie par :

$$V = \begin{pmatrix} \langle \Delta^{a 2} \rangle & \langle \Delta^a \Delta^b \rangle \\ \langle \Delta^a \Delta^b \rangle & \langle \Delta^{b 2} \rangle \end{pmatrix}. \quad (7.12)$$

Nous avons vu précédemment que $\langle \Delta^a \Delta^b \rangle = \rho T^a T^b$ et que $T^{\alpha^2} = \langle \Delta^{\alpha^2} \rangle$; on peut ainsi mettre la matrice de covariance sous la forme :

$$V = \begin{pmatrix} T^{a^2} & \rho T^a T^b \\ \rho T^a T^b & T^{b^2} \end{pmatrix}. \quad (7.13)$$

L'inverse de la matrice de covariance est donnée par l'expression :

$$V^{-1} = \frac{1}{\det V} {}^t \text{cof}(V), \quad (7.14)$$

où ${}^t \text{cof}(V)$ est la transposée de la comatrice de V . Le calcul du déterminant de V et de sa comatrice permet d'obtenir la matrice de covariance inverse :

$$V^{-1} = \frac{1}{(T^a T^b)^2 (1 - \rho^2)} \begin{pmatrix} T^{b^2} & -\rho T^a T^b \\ -\rho T^a T^b & T^{a^2} \end{pmatrix}. \quad (7.15)$$

7.2.4 Combinaison des canaux

Nous sommes désormais en mesure de minimiser le χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{(T^a T^b)^2 (1 - \rho^2)} (m_t^a - m_t, m_t^b - m_t) \begin{pmatrix} T^{b^2} & -\rho T^a T^b \\ -\rho T^a T^b & T^{a^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_t^a - m_t \\ m_t^b - m_t \end{pmatrix}. \quad (7.16)$$

Après développement, on obtient :

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \frac{1}{(T^a T^b)^2 (1 - \rho^2)} \left[m_t^{a^2} T^{a^2} + m_t^{b^2} T^{b^2} + m_t^2 (T^{a^2} + T^{b^2} - 2\rho T^a T^b) \right. \\ &\quad \left. + m_t m_t^a (2\rho T^a T^b - 2T^{b^2}) + m_t m_t^b (2\rho T^a T^b - 2T^{a^2}) - 2\rho T^a T^b m_t^a m_t^b \right]. \end{aligned} \quad (7.17)$$

On dérive ensuite le χ^2 par rapport à m_t pour le minimiser :

$$\begin{aligned} \frac{d\chi^2}{dm_t} &= \frac{1}{(T^a T^b)^2 (1 - \rho^2)} \left[2m_t (T^{a^2} + T^{b^2} - 2\rho T^a T^b) \right. \\ &\quad \left. + m_t^a (2\rho T^a T^b - 2T^{b^2}) + m_t^b (2\rho T^a T^b - 2T^{a^2}) \right]. \end{aligned} \quad (7.18)$$

On remplace maintenant m_t par son expression définie dans l'équation (7.10) :

$$\begin{aligned} \frac{d\chi^2}{dm_t} &= \frac{1}{(T^a T^b)^2 (1 - \rho^2)} \left[m_t^a (2w_a (T^{a^2} + T^{b^2} - 2\rho T^a T^b) + 2\rho T^a T^b - 2T^{b^2}) \right. \\ &\quad \left. + m_t^b (2w_b (T^{a^2} + T^{b^2} - 2\rho T^a T^b) + 2\rho T^a T^b - 2T^{a^2}) \right]. \end{aligned} \quad (7.19)$$

La condition de minimisation du $\chi^2 \frac{d\chi^2}{dm_t} = 0$ nous permet d'obtenir l'expression des coefficients w_a et w_b :

$$w_a = \frac{T^{b^2} - \rho T^a T^b}{T^{a^2} + T^{b^2} - 2\rho T^a T^b} \quad (7.20)$$

$$w_b = \frac{T^{a^2} - \rho T^a T^b}{T^{a^2} + T^{b^2} - 2\rho T^a T^b} \quad (7.21)$$

$$(7.22)$$

Pour calculer l'erreur totale à une déviation standard sur la mesure combinée de la masse du quark top m_t , on cherche T_{m_t} tel que :

$$\chi^2(m_t + T_{m_t}) - \chi^2(m_t) = 1. \quad (7.23)$$

En substituant $m_t + T_{m_t}$ à m_t dans l'équation (7.17), on obtient l'erreur totale sur la mesure combinée :

$$T_{m_t} = \sqrt{\frac{(T^a T^b)^2 (1 - \rho^2)}{T^{a2} + T^{b2} - 2\rho T^a T^b}}. \quad (7.24)$$

L'erreur statistique sur la mesure combinée est définie par :

$$S_{m_t} = \sqrt{(w_a S^a)^2 + (w_b S^b)^2}. \quad (7.25)$$

Les erreurs statistiques et systématiques s'additionnant quadratiquement, on déduit des équations (7.24) et (7.25) l'erreur systématique sur la mesure combinée :

$$Y_{m_t} = \sqrt{T_{m_t}^2 - S_{m_t}^2}. \quad (7.26)$$

7.3 Détermination des corrélations entre les erreurs systématiques

Lors de la combinaison des mesures effectuées dans les canaux lepton plus jets et dilepton, les erreurs statistiques peuvent être considérées comme non corrélées puisque les deux analyses utilisent des ensembles d'évènements statistiquement indépendants. Chaque catégorie d'erreur systématique est en revanche susceptible d'être corrélée entre les deux analyses et ces corrélations doivent être prises en compte dans la combinaison comme on l'a vu précédemment. Deux cas de figure sont considérés : soit les erreurs systématiques sont complètement corrélées, soit elles sont complètement décorrélées.

Les huit catégories d'erreur systématique qui ont été considérées dans cette analyse sont :

- **l'échelle d'énergie des jets** : l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets représente l'ensemble des incertitudes liées à la modélisation de la reconstruction de l'énergie des jets dans le détecteur utilisée pour définir les différentes corrections appliquées à la mesure de l'énergie des jets. Ces corrections incluent la calibration des jets à la H1 [4], qui corrige les effets liés au détecteur au niveau des particules de la gerbe hadronique, et la pré-calibration appliquée aux jets en fonction de leur énergie qui prend en compte les corrections au niveau partonique. Cette erreur systématique comprend également les incertitudes liées à la différence entre l'hadronisation des quarks légers et des quarks b . Dans le cas de l'analyse effectuée dans le canal lepton plus jets, cette incertitude correspond à l'incertitude relative sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b . Dans le cas de l'analyse effectuée dans le canal dilepton, elle correspond à l'incertitude absolue sur l'échelle d'énergie des jets b .
- **Les radiations dans l'état initial et l'état final (ISR/FSR)** : cette erreur systématique prend en compte l'impact des ISR/FSR sur la reconstruction de la masse du quark top.
- **Les incertitudes expérimentales sur la fonction de distribution partonique du proton.**
- **Le choix du générateur Monte Carlo** : cette erreur systématique représente l'incertitude liée au choix du générateur Monte Carlo utilisé pour établir la fonction de pré-calibration des jets et construire les *templates*.
- **La simulation complète versus la simulation rapide** : cette erreur systématique résulte de l'utilisation d'échantillons Monte Carlo reconstruits avec une simulation rapide du détecteur pour paramétrer les *templates* en fonction de la masse du quark top.
- **La normalisation du bruit de fond** : cette erreur systématique représente l'incertitude concernant la normalisation du bruit de fond dans chaque analyse.
- **L'incertitude sur \cancel{E}_T** : cette erreur systématique estime l'impact d'une mauvaise calibration de l'énergie transverse manquante sur la masse du quark top reconstruite.

- **L'incertitude sur la résolution en énergie des jets** : cette erreur systématique fournit la sensibilité de l'analyse à une incertitude sur la résolution en énergie des jets. Elle ne concerne que le canal lepton plus jets.
- **la performance de l'étiquetage de jets b** : cette erreur systématique fournit une estimation de la sensibilité des analyses à la performance de l'algorithme d'étiquetage des jets b .
- **L'erreur statistique** : elle correspond à l'erreur statistique sur l'estimation de la masse du quark top obtenue lors de la maximisation de la vraisemblance. Dans le canal lepton plus jets, l'erreur statistique inclue également l'erreur due à la mesure simultanée de la JES.

Seule les erreurs systématiques dues à l'incertitude sur la normalisation du bruit de fond ne sont pas corrélées entre les deux analyses. En effet, les processus de bruit de fond dominants diffèrent entre les deux canaux étudiés et la manière dont l'erreur sur la normalisation du bruit de fond modifie la masse du quark top mesurée par la vraisemblance diffère d'une analyse à l'autre. L'erreur systématique due à la différence entre l'échelle d'énergie des jets b et des jets légers est considérée comme étant complètement corrélée à l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b dans le canal dilepton.

Le Tableau 7.1 résume les différentes catégories d'incertitude, les incertitudes correspondantes dans chaque canal pour $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ et les coefficients de corrélation utilisés pour la combinaison. Un scénario intermédiaire est utilisé pour estimer l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets : on considère 5% d'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b et 2% d'incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b .

TAB. 7.1 – Catégories d'incertitude sur la mesure de la masse du quark top avec leur valeur pour chaque canal à $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ et leur coefficient de corrélation entre les canaux lepton plus jets et dilepton.

Source d'incertitude	Lepton plus jets	Dilepton	Corrélation
Echelle d'énergie des jets	1.2 GeV	3.5 GeV	1
ISR/FSR	1.0 GeV	1.3 GeV	1
PDF	0.1 GeV	0.1 GeV	1
Générateur MC	0.5 GeV	0.4 GeV	1
Simulation complète vs rapide	0.2 GeV	0.6 GeV	1
Normalisation du bruit de fond	0.1 GeV	0.4 GeV	0
Incertainitude sur \cancel{E}_T	0.2 GeV	0.7 GeV	1
Incertainitude sur la résolution en énergie des jets	0.1 GeV	-	-
Performances de l'étiquetage des jets b	0.0 GeV	0.0 GeV	1
Statistique	1.7 GeV	3.2 GeV	0

7.4 Résultats

Le Tableau 7.2 résume les erreurs systématiques, statistiques et totales obtenues pour chacun des deux canaux ainsi que le résultat de la combinaison pour une luminosité intégrée de 50 et 100 fb^{-1} . Les erreurs systématiques indiquées correspondent à un scénario intermédiaire où l'on aurait une incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b de 2 % et une incertitude sur l'échelle d'énergie absolue des jets b de 5%.

TAB. 7.2 – Incertitudes estimées sur la mesure de la masse du quark top avec la méthode des *templates*. L'erreur totale est calculée en supposant 2% d'incertitude sur la différence entre la JES des jets légers et la JES des jets b et 5% d'incertitude sur l'échelle d'énergie absolue des jets b .

$\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$			
Incertitude	Lepton plus jets	Dilepton	Combinaison
Statistique	2.5 GeV	4.6 GeV	2.3 GeV
Systématique	1.7 GeV	3.9 GeV	1.8 GeV
Totale	3.0 GeV	6.0 GeV	2.9 GeV
$\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$			
Incertitude	Lepton plus jets	Dilepton	Combinaison
Statistique	1.7 GeV	3.2 GeV	1.7 GeV
Systématique	1.7 GeV	3.9 GeV	1.7 GeV
Totale	2.4 GeV	5.0 GeV	2.4 GeV

On constate que la combinaison des deux canaux permet de réduire légèrement l'erreur totale sur la masse du quark top à basse luminosité. Cependant, avec la statistique qui est attendue au LHC, l'erreur totale dans chaque canal est rapidement dominée par les erreurs systématiques qui sont corrélées entre les canaux ; la combinaison ne permet donc pas de réduire significativement l'erreur totale. Dans le cadre du scénario envisagé, une incertitude totale de 2.4 GeV est atteignable sur la mesure de la masse du quark top avec une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . La combinaison des deux canaux n'améliore par conséquent pas la précision obtenue avec le seul canal lepton plus jets mais elle permet d'affiner la valeur mesurée de la masse du quark top.

A plus haute luminosité intégrée, on peut envisager un scénario où l'on aurait 3% d'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b et 1% d'incertitude sur la différence entre les échelles d'énergie des jets b et des jets légers. Le Tableau 7.3 résume les erreurs systématiques, statistiques et totales obtenues pour chacun des deux canaux ainsi que le résultat de la combinaison pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Ici non plus la combinaison ne permet pas d'améliorer l'incertitude obtenue avec le canal lepton plus jets, une erreur totale sur m_t de 1.4 GeV serait ainsi atteignable avec ce scénario.

TAB. 7.3 – Incertitudes estimées sur la mesure de la masse du quark top avec la méthode des *templates*. L'erreur totale est calculée en supposant 1% d'incertitude sur la différence entre la JES des jets légers et la JES des jets b et 3% d'incertitude sur l'échelle d'énergie absolue des jets b .

$\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$			
Incertitude	Lepton plus jets	Dilepton	Combinaison
Statistique	0.6 GeV	1.0 GeV	0.6 GeV
Systématique	1.3 GeV	2.7 GeV	1.3 GeV
Totale	1.4 GeV	2.9 GeV	1.4 GeV

7.5 Conclusion

Dans cette partie, la combinaison des mesures effectuées dans les canaux lepton plus jets et dilepton a été présentée. L'estimation de l'erreur totale sur la mesure combinée de la masse du quark top a été estimée pour différentes luminosités intégrées avec un scénario intermédiaire concernant l'estimation de l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. La combinaison permet de réduire l'erreur totale sur m_t à basse luminosité grâce à l'augmentation de la statistique utilisée. A haute luminosité, l'erreur totale sur m_t est dominée par les erreurs systématiques et la combinaison ne permet plus de réduire significativement l'erreur obtenue pour le seul canal lepton plus jets. Afin de réduire l'erreur totale sur m_t dans ATLAS à haute luminosité, il est nécessaire d'effectuer la combinaison entre méthodes ayant des erreurs systématiques orthogonales à la méthode des *templates*, comme par exemple des méthodes basées sur la mesure du temps de vol du quark b ou sur la mesure de l'impulsion transverse du lepton qui sont indépendantes de l'échelle d'énergie des jets. Ces méthodes sont déjà utilisées au Tevatron ([5] et [6]) et sont actuellement en cours de développement dans ATLAS.

Bibliographie

- [1] The top averaging group for the CDF and D0 Collaborations. Combining the top quark mass results from run 1 from CDF and D0. *FERMILAB-TM-2084*, 1999.
- [2] Peter Clifford Louis Lyons, Duncan Gibaut. How to combine correlated estimates of a single physical quantity.
- [3] A. Valassi. Combining correlated measurements of several different physical quantities. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 500, 2003.
- [4] I. Abt et al. The tracking, calorimeter and muon detector of the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 386, 1997.
- [5] The CDF Collaboration. Measurements of the top-quark mass using charged particle tracking. *arXiv :hep-ex/0910.0969*, 2009.
- [6] The CDF Collaboration. Lepton+jets and dilepton combined measurement of the top quark mass from the leptons PT using b-tagging at 2.8 fb^{-1} . *Conf. Note 9881*, 2009.

Conclusion

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons vu qu'il existait une ambiguïté théorique irréductible sur la masse au pôle du quark top de l'ordre de 100 MeV. Cette ambiguïté est nettement inférieure à l'incertitude expérimentale actuelle sur la masse du quark top mesurée au Tevatron et sur l'incertitude attendue au LHC, de l'ordre de 1 GeV, mais pourrait se révéler non négligeable avec les futurs accélérateurs. Deux projets se disputent actuellement la succession du LHC : l'ILC (*International Linear Collider*) et CLIC (*Compact Linear International Collider*). Il s'agit de collisionneurs électron-positron avec une énergie dans le centre de masse de 500 GeV pour l'ILC, avec une possible amélioration qui permettrait d'atteindre une énergie de 1 TeV, et de 3 à 5 TeV pour CLIC. Financièrement moins coûteux et basé sur une technologie déjà maîtrisée, l'ILC a jusqu'à présent été donné favori. Le devenir de ces projets est cependant suspendu aux premiers résultats scientifiques du LHC et la prise de décision est retardée au fur et à mesure des reports successifs du démarrage du LHC. En effet, si le boson de Higgs et la physique au-delà du Modèle Standard se révèlent être à des énergies de l'ordre de quelques centaines de GeV, l'ILC se révélera suffisant pour en étudier les détails. Si au contraire le LHC découvre la nouvelle physique à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV, il faudra alors s'orienter vers un projet plus ambitieux et par conséquent plus cher à réaliser tel que CLIC. Outre les enjeux scientifiques, les arbitrages économiques et politiques auront quoiqu'il arrive un rôle déterminant dans l'avenir de la physique des particules.

La deuxième partie a été consacrée au LHC et plus spécifiquement au détecteur ATLAS. La calibration de la partie analogique du premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique y a été décrite. Les performances de ce système ont été vérifiées, dans un premier temps avec les rayons cosmiques, puis avec les données issues des premières collisions à 900 GeV et à 7 TeV. Les performances obtenues, avec une résolution optimale du L1calo par rapport au LAr *readout* de 3%, sont en accord avec les performances attendues.

Enfin, nous avons étudié le potentiel d'ATLAS pour la mesure de la masse du quark top dans les canaux lepton plus jets et dilepton. Avec une section efficace de production de paires $t\bar{t}$ élevée au LHC, l'incertitude sur la mesure de la masse du quark top avec ATLAS sera rapidement dominée par les erreurs systématiques et plus spécifiquement par l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. La méthode utilisée, dite des *templates*, consiste à comparer la distribution de masse du quark top reconstruite avec les données avec des distributions reconstruites à partir de simulations Monte Carlo séparément pour le signal et le bruit de fond, la maximisation d'une vraisemblance permettant de déterminer la masse du quark top pour laquelle les simulations décrivent le mieux les données. Dans le canal lepton plus jets, la désintégration hadronique d'un des deux bosons W est mise à profit pour effectuer une mesure simultanée de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie des jets. L'échelle d'énergie des jets ainsi mesurée correspond à l'échelle d'énergie des jets légers mais est également appliquée aux jets b . La principale source d'erreur systématique provient par conséquent de l'incertitude sur la différence d'échelle d'énergie entre les jets légers et les jets b . Dans le canal dilepton, seule la masse du quark top est mesurée et la principale source d'erreur systématique provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b . La précision sur la mesure de la masse du quark top qui sera atteinte avec ATLAS dépendra ainsi de notre compréhension de l'échelle d'énergie des jets. L'objectif d'ATLAS est d'atteindre une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de 10% au démarrage, de 5% après quelques mois de prise de données et de 1% à plus long terme. En consi-

dérant 5% d'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets b et 2% d'incertitude sur la différence entre l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b , nous avons vu qu'il serait possible d'atteindre une erreur totale sur la mesure de m_t de 2.3 GeV avec une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$. Cependant, il est finalement prévu que le LHC fonctionne à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ durant ses deux premières années d'exploitation. En raison de la diminution significative de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, il faudra probablement plusieurs centaines de pb^{-1} de données collectées à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ pour atteindre cette précision. A terme, le LHC devrait fonctionner à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et une précision inférieure à 1 GeV est envisageable sur la mesure de la masse du quark top, à condition d'atteindre une incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de 1%.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michael Klasen et Jianming Qian d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi que Ursula Bassler, Daniel Fournier et Fabiola Gianotti d'avoir accepté de faire partie du jury.

Un immense merci à Anne-Isabelle Etievre pour m'avoir proposé ce sujet de thèse ; ce fut un plaisir de travailler ensemble durant ces trois années. Merci aussi à Jean-Pierre Meyer pour avoir suivi la progression de mes travaux et pour tous ses conseils. Un grand merci à Bruno Mansoulié pour ses nombreuses suggestions et corrections ainsi que pour les discussions de physique toujours très instructives et enrichissantes. Un grand merci également à Jérôme Schwindling pour son aide et ses suggestions toujours très pertinentes. Je leur suis à tous très reconnaissant pour leur aide précieuse au cours de ces trois années ainsi que pour leur relecture minutieuse de ce manuscrit.

Je tiens à remercier à nouveau Ursula Bassler et Bruno Mansoulié qui se sont succédé à la direction du Service de Physique des Particules de l'Irfu pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Je souhaiterais également remercier tout le personnel administratif de l'Irfu pour leur disponibilité.

Merci aux conveners du groupe Top qui se sont succédés au cours de ma thèse : Martine Bosman, Pamela Ferrari, Richard Hawkings et Wouter Verkerke. Je remercie également tous les membres du groupe Top avec lesquels j'ai eu l'occasion de collaborer durant ces trois années. Merci aussi à tous les membres de la collaboration du calorimètre à argon liquide, en particulier Isabelle Wingerter-Seez et Emmanuel Monnier, ainsi qu'à tous les membres du groupe L1Calo avec qui j'ai travaillé. Un grand merci à Damien Prieur pour sa collaboration fructueuse sur la calibration du L1Calo. Je lui suis très reconnaissant d'avoir permis de mener à bien ce travail dans les meilleures conditions.

Je remercie tous les membres du groupe ATLAS au SPP que j'ai cotoyé durant ces trois années, qu'ils soient physiciens, ingénieurs, visiteurs, thésards ou postdocs, ainsi que tous les membres du SPP qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse. Merci à Jean-Baptiste d'avoir été mon parrain pour cette thèse. Je tiens également à remercier chaleureusement mes collègues de bureau Nathalie, Marion et Flor pour leur bonne humeur quotidienne qui m'ont permis de travailler dans une excellente ambiance.

Merci aussi à tous mes amis. Merci à Sébastien, David, Guylaine, Tarek, Fany et Thomas pour toutes les soirées et autres Bender Lignes. Merci aussi aux bretons Noémie, Elsa, Matthieu, Guillaume et tous les autres pour tous ces week end, vacances et autres périodes intrépides. Merci beaucoup Sandra pour ta patience et ton soutien.

Merci enfin à mes parents et à toute ma famille pour leur soutien indéfectible au cours de mes études.

Résumé

Les objectifs du détecteur ATLAS, installé auprès du collisionneur LHC au CERN, couvrent la physique du Modèle Standard, dont la mesure précise de ses paramètres et la recherche du boson de Higgs, ainsi que la physique au-delà du Modèle Standard avec la recherche de nouvelles particules prédites par diverses théories dont la Supersymétrie. Le quark top occupe une place prépondérante au sein du Modèle Standard car sa masse proche de l'échelle électrofaible en fait un candidat privilégié pour sonder la physique au-delà du Modèle Standard. Une mesure précise de sa masse permet par ailleurs de contraindre la masse du boson de Higgs via les corrections radiatives au propagateur du boson W ce qui constituerait un test crucial de cohérence du Modèle Standard en cas de découverte du boson de Higgs. La première partie de cette thèse présente les aspects théoriques liés à la masse du quark top. La deuxième partie est consacrée à la calibration du premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, et plus spécifiquement à la chaîne électronique de traitement analogique du signal en provenance du calorimètre. Les performances de ce système avec les rayons cosmiques et les premières collisions du LHC y sont également décrites. Enfin, la troisième partie décrit les méthodes de mesure de la masse du quark top qui ont été mises en oeuvre dans les canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ lepton plus jets et dilepton.

Abstract

The ATLAS detector at the LHC (CERN) is designed to study the Standard Model, with the precise measurement of its parameters and the search of the Higgs boson, and the physics beyond the Standard Model with the search of new particles predicted by several theories such as Supersymmetry. The top quark is distinguished in the Standard Model by its mass close to the scale of electroweak symmetry breaking and is therefore a good probe to study physics beyond the Standard Model. A precise measurement of the top quark mass is also required to constrain the mass of the Higgs boson via the radiative corrections to the W boson propagator what would be a crucial test of consistency of the standard Model if the Higgs boson is discovered. The first part of this thesis presents the theoretical aspects of the top quark mass. The second part is devoted to the calibration of the ATLAS level-1 electromagnetic calorimeter trigger, and more specifically to the processing of the analogue signal coming from the calorimeter. The performances of this system with cosmic muons and first LHC collisions are also described. At last, the third part describes the methods for a top quark mass measurement which have been developed in the lepton plus jets and dilepton channels.