



HAL
open science

Préparation de l'expérience ATLAS : Étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique, Mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top

Julien Labbé

► **To cite this version:**

Julien Labbé. Préparation de l'expérience ATLAS : Étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique, Mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00420986

HAL Id: tel-00420986

<https://theses.hal.science/tel-00420986>

Submitted on 30 Sep 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier - Grenoble 1
École Doctorale de Physique

THÈSE DE DOCTORAT
spécialité
PHYSIQUE DES PARTICULES

présentée par
Julien LABBÉ

pour obtenir le titre de
DOCTEUR ES SCIENCES

PRÉPARATION DE L'EXPÉRIENCE ATLAS :

**Étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique,
Mesure de la polarisation des bosons W
dans la décroissance des quarks top.**

soutenue le 1^{er} juillet 2009
devant la commission d'examen composée de :

Benoît CLÉMENT	Directeur de thèse
Michael KLASSEN	Président du jury
Antonio ONOFRE	Rapporteur
Stéphane PERRIES	Examineur
Benjamin TROCMÉ	Directeur de thèse
Isabelle WINGERTER-SEEZ	Rapporteuse

Travail réalisé sous la direction de Johann Collot,
Benjamin Trocmé et Benoît Clément

*À Lucio, et à ceux qui suivront,
Né au commencement de l'ère LHC, tu
auras bien d'autres défis à affronter,
écologiques et économiques.*

Table des matières

Table des matières	5
Avant-propos	11
Remerciements	13
Notations et unités	15
I La physique du LHC	17
Introduction à la première partie	19
1 Théorie du modèle standard de la physique des particules	21
1.1 Des symétries pour décrire le monde : l'électrodynamique quantique	22
1.1.1 Qu'est-ce qu'une particule ?	22
1.1.2 L'électrodynamique quantique comme théorie de jauge	23
1.2 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs	25
1.2.1 L'interaction faible comme théorie de jauge	25
1.2.2 Le mécanisme de Higgs : une brisure spontanée de symétrie	26
1.2.3 Un mécanisme de génération de la masse	27
1.3 La chromodynamique quantique	28
1.4 Le Modèle Standard de la physique des particules	29
1.4.1 Secteur des fermions	29
1.4.2 Secteur de jauge	30
1.4.3 Secteur de Higgs	31
2 Le modèle standard et au-delà : succès, limites et dépassement	33
2.1 Le modèle standard à l'épreuve de l'expérience	34
2.1.1 Tests de précision des interactions de jauge	34
2.1.2 Mélange des saveurs et violation de la symétrie CP . .	34
2.1.3 Le cas des neutrinos	36

TABLE DES MATIÈRES

2.1.4	La masse du boson de Higgs	37
2.2	Au-delà du Modèle Standard	39
2.3	Quelle physique à l'échelle du TeV ?	42
3	LHC : le Grand Collisionneur de Hadrons	43
3.1	Phénoménologie des collisions proton-proton	44
3.1.1	Le modèle des partons et les fonctions de distributions partoniques	45
3.1.2	Cinématique des collisions hadroniques : pseudo-rapacité et impulsion transverse	46
3.1.3	Les restes des protons : événements sous-jacents	47
3.1.4	Événements de biais minimum et empilement	47
3.2	La machine	48
3.2.1	La chaîne d'accélération	48
3.2.2	La luminosité	50
3.3	Le démarrage du LHC	52
4	L'expérience ATLAS	53
4.1	Un détecteur polyvalent pour le LHC	53
4.1.1	Contraintes du LHC sur ses détecteurs	53
4.1.2	Objectifs d'ATLAS	54
4.2	Mesurer un événement : exemple d'une paire de quarks top	55
4.3	Description générale du détecteur ATLAS	56
4.3.1	Mesure d'une paire de quarks top	58
4.3.2	Système de coordonnées	58
4.4	Mesures d'impulsions des particules chargées : les trajecto- graphes	59
4.4.1	Le trajectographe interne	59
4.4.2	Le spectromètre à muons	62
4.5	Mesures d'énergies : le système de calorimétrie	63
4.5.1	Photons et électrons, le calorimètre électromagnétique	64
4.5.2	Les hadrons, le calorimètre hadronique	64
4.5.3	Le calorimètre avant	65
4.5.4	Déterminer l'énergie manquante transverse	65
4.6	Acquisition des données et déclenchement	65
4.7	Détermination de la luminosité	67
	Conclusion de la première partie	69
	 II Étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	 71
	Introduction à la seconde partie	73

TABLE DES MATIÈRES

5	Le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS	75
5.1	Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	75
5.1.1	Principes de calorimétrie électromagnétique	75
5.1.2	Objectifs du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	79
5.1.3	Choix d'un calorimètre échantillonné à argon liquide	80
5.1.4	Description du calorimètre	81
5.2	Réponse du calorimètre	88
5.2.1	Signal d'ionisation	88
5.2.2	L'électronique froide	90
5.2.3	Chaîne de lecture du signal	92
5.3	Étalonnage du calorimètre	96
5.3.1	Principe de fonctionnement	96
5.3.2	Injection du signal : la chaîne d'étalonnage	96
5.4	Reconstruction de l'énergie : du signal à l'énergie	98
6	Étalonnage électronique	101
6.1	Données de piédestaux	102
6.1.1	Piédestaux et bruit	102
6.1.2	Matrice d'autocorrélation	102
6.2	Données retardées et étude de la forme du signal	103
6.2.1	Étude des signaux retardés	104
6.2.2	Coefficients de filtrage optimum	104
6.3	Données de gain et extraction des coefficients de rampe	105
6.4	Étalonnage électronique du calorimètre	106
7	Étude de la gigue électronique	107
7.1	Résolution temporelle et contraintes sur la gigue électronique	107
7.1.1	Résolution temporelle du calorimètre électromagnétique	107
7.1.2	Contraintes sur la gigue électronique	108
7.2	Méthode de mesure	109
7.3	Mesures et résultats	110
7.4	La gigue électronique : un paramètre sous contrôle	112
8	Étude de la diaphonie	115
8.1	Méthode d'étude de la diaphonie	115
8.2	Diaphonie capacitive dans le premier compartiment	119
8.2.1	Origine	119
8.2.2	Mesures	120
8.3	Diaphonie résistive entre le second compartiment et le premier	125
8.3.1	Origine	125
8.3.2	Mesures	125
8.4	Diaphonie inductive dans les compartiments milieu et arrière	128
8.4.1	Origine	128
8.4.2	Mesures	130

TABLE DES MATIÈRES

8.5	Conséquences de la diaphonie	131
8.5.1	Extraction des constantes d'étalonnages : correction de la diaphonie du compartiment avant . . .	131
8.5.2	Mesure d'une particule	133
8.6	Conclusion	134
9	Pathologies lors de l'étalonnage	137
9.1	Les enjeux : détection et localisation du problème	137
9.2	Types de pathologies	139
9.2.1	Canaux bruyants	139
9.2.2	Courts-circuits	139
9.2.3	Canaux morts	139
9.2.4	Canaux distordus	141
9.2.5	Erreurs de câblage	142
9.3	La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies . .	142
9.3.1	Analyse des canaux morts ou distordus	142
9.3.2	Caractérisation des courts-circuits	149
9.3.3	Détection d'erreurs de câblage	150
9.4	Conclusion	154
	Conclusion de la seconde partie	155
	 III Mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top à ATLAS	 157
	Introduction à la troisième partie	159
10	Le quark top et la polarisation des bosons W	161
10.1	Phénoménologie du quark top au LHC	162
10.1.1	Production auprès des collisionneurs hadroniques . . .	162
10.1.2	Canaux de désintégration	165
10.2	Étude du quark top	167
10.2.1	Détermination des caractéristiques du quark top . . .	167
10.2.2	Le quark top et la brisure de la symétrie électrofaible .	168
10.2.3	Production	168
10.2.4	Décroissance	169
10.2.5	Le quark top comme outils d'étalonnage	170
10.3	Le vertex Wtb et la polarisation des bosons W	170
10.3.1	Polarisation des bosons W dans la décroissance du quark top	170
10.3.2	Caractérisation du vertex Wtb	171
10.3.3	Mesure de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$	176

TABLE DES MATIÈRES

11 Simulation, sélection et reconstruction des événements	179
11.1 Cadre de l'analyse	179
11.1.1 Définition de l'observable	179
11.1.2 Définition du signal	181
11.1.3 Définition des bruits de fond	181
11.1.4 Objectif de l'analyse	183
11.2 Simulation des événements	183
11.2.1 Génération des événements	183
11.2.2 Simulation du détecteur	185
11.3 Sélection et reconstruction des événements	187
11.3.1 Définition des objets utilisés	187
11.3.2 Sélection des événements	188
11.3.3 Reconstruction des événements	195
11.4 Mesure de l'observable $\cos\theta^*$	197
12 Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$	199
12.1 Mesure des fractions de polarisation	199
12.1.1 Distribution expérimentale de $\cos\theta^*$	199
12.1.2 Méthode de mesure	203
12.1.3 Extraction des acceptances	205
12.1.4 Extraction des fractions d'hélicité	208
12.2 Extraction des incertitudes	210
12.2.1 Sources d'incertitude	210
12.2.2 Méthode d'extraction des incertitudes	216
12.2.3 Incertitudes sur la mesure des fractions d'hélicité du boson W	218
12.3 Contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb	225
12.3.1 Méthode d'extraction des contraintes sur les couplages anormaux	225
12.3.2 Résultats	227
12.4 Conclusion et perspectives	228
12.4.1 Conclusion	228
12.4.2 Perfectionnement de l'étude réalisée	231
12.4.3 Étude multicanal de la polarisation des bosons W	233
12.4.4 Application à la recherche d'un boson de Higgs chargé léger	235
Conclusion de la troisième partie	237

TABLE DES MATIÈRES

Conclusion	239
Annexes	241
Calculer l'erreur statistique avec des événements pondérés	243
Table des figures	247
Liste des tableaux	251
Bibliographie	253
Résumé / Abstract	264

Avant-propos

D'un côté il y a le doctorant. Sa thèse de doctorat est un exercice bien particulier. Première véritable expérience de recherche, première expérience d'enseignement, c'est une vraie activité professionnelle qu'il effectue avec un statut d'étudiant. C'est l'apprentissage d'un métier, il s'y confronte à beaucoup de choses nouvelles. Mais il doit faire vite, produire : la durée est limitée.

En face, il y a le LHC. Instrument mondial, unique depuis l'arrêt en 1993 du projet *Superconducting Super Collider*, le LHC est installé à Genève, en Suisse, au sein de l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, le CERN. Ses collisions de protons permettront à l'humanité, dont les yeux ne distinguent qu'à peine un millimètre, de sonder la matière à des distances de dix-sept ordres de grandeur plus petites. Le LHC est un projet de longue durée : initié il y a plus de vingt ans, ses premières collisions sont attendues pour l'hiver 2009-2010. Ses quelques retards de démarrage n'entament en rien l'importance de ses objectifs scientifiques. La recherche est une activité lente : il faut prendre le temps de comprendre, de maîtriser, de valider avant de clamer une découverte.

Courageux ou inconscient, le doctorant s'en va, son ordinateur portable sous le bras, à la rencontre du LHC...

Ce document présente les deux activités que j'ai effectuées, au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble, pour la collaboration ATLAS qui réalise l'une des expériences installées au LHC. Il se divise en trois parties.

La première partie expose le cadre de mon travail : la physique des particules, le LHC et l'expérience ATLAS.

La seconde partie détaille ma contribution à la maîtrise et à la validation d'un des sous-détecteurs d'ATLAS : son calorimètre électromagnétique. À partir des mesures d'étalonnage électronique effectuées lors de l'installation finale du détecteur ATLAS dans sa caverne, j'ai réalisé l'étude de deux effets parasites : la gigue électronique (*jitter*) et la diaphonie (*cross-talk*). J'ai également mis au point une méthode, basée sur les mesures de diaphonie, de caractérisation des voies défectueuses du calorimètre.

La troisième partie présente l'étude prospective d'une mesure qui sera rapidement réalisée à ATLAS : celle de la polarisation des bosons W produits dans la décroissance, en un lepton chargé et un ensemble de jets, des

Avant-propos

paires de quarks top. J'ai pour cela mis en œuvre une méthode d'analyse basée sur la prédiction, pour chaque état d'hélicité du boson W , de la distribution angulaire expérimentale du lepton chargé. J'ai également déterminé, à partir d'une modélisation générique, la sensibilité de l'expérience ATLAS à différents couplages anormaux du vertex d'interaction de la décroissance du quark top.

Bonne lecture.

Merci à vous...

Merci à toi Benjamin, cette thèse n'aurait jamais démarré, ni abouti, sans ton aide et ton soutien constants. Tu m'as accompagné et guidé tout au long de ces trois années, malgré mes hésitations, mes doutes et mes découragements. Je souhaite saluer ici aussi bien le temps et l'énergie que tu m'as consacrés que tes qualités morales et tes nombreux engagements. Je ne saurais trouver les mots pour exprimer la profonde gratitude que je te dois.

Merci à toi Benoît, c'est grâce à toi que j'ai pu réaliser, en si peu de temps, l'étude d'une mesure au LHC. Je suis stupéfait par tes qualités scientifiques et ta productivité au travail. La rapidité et l'efficacité avec lesquelles tu codes un programme, et l'ingéniosité que tu y mets, relèvent pour moi du mystère.

Merci à toi Isabelle, pour la gentillesse dont tu fais preuve dans tes rapports humains et pour la qualité de ton travail à la tête du groupe *Liquid Argon Calorimeter* d'ATLAS. Merci d'avoir accepté de rapporter cette thèse. Je suis heureux de te rejoindre à Annecy et de continuer à travailler avec toi.

Merci à toi Antonio, pour l'accueil chaleureux que tu m'as réservé au sein du groupe *Top Properties* d'ATLAS, et pour tes nombreux encouragements. Merci d'avoir soigneusement rapporté cette thèse, volumineuse et écrite en français.

Merci à toi Stéphane, d'avoir participé mon jury de thèse. J'aurais avec plaisir découvert l'expérience CMS en ta compagnie.

Merci à toi Michael, d'avoir présidé un jury de thèse de plus, en plus des nombreuses responsabilités, enseignements et travaux de recherche que tu assumes avec cette qualité qui t'est connue.

Merci à toi Arnaud, Fabienne, merci à vous et aux membres du groupe ATLAS du LPSC, merci de m'avoir rattrapé lorsque je m'engageais sur un mauvais chemin.

Merci à toi Rémi, Martin, Lydia, Guillaume, Manuella, Fabrice, Stefan, Laurent, Fabien, Marco, merci à vous et à toutes les per-

sonnes du groupe *LAr* d'ATLAS. Merci à tous pour votre aide, votre disponibilité et votre réactivité, merci de m'avoir permis de contribuer à la mise en route du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Merci à toi, Fred, Anne-Lyne, Mali, merci à vous trois de tenir cet hôtel si sympathique et chaleureux à deux pas du CERN. Je vous embrasse.

Merci à toi, personnel d'ATLAS ou du CERN, merci de faire tourner administration et informatique, merci au service PH/SMI pour les prêts de vélos, réparés avec une célérité rare.

Merci à toi, Fred, Yannick, Gérard, merci de m'avoir permis de découvrir cette joyeuse activité qu'est l'enseignement en votre compagnie. Mais plus encore, merci pour votre amitié et votre sympathie, merci pour votre aide et votre soutien.

Merci à toi, secrétaire ou directeur du CIES, formateur ou moniteur, merci pour ces formations, riches d'échanges et de rencontres.

Merci à toi Julien, Maud, Guillaume, Antje, Yoann, Stéphanie, merci à toi Björn, Jonathan, Benjamin, Bertrand, Guisepe, merci à toi Kevin, Colas, Perrine, Pierrot, Vincent, Lauranne, Damien, Jonathan, merci à toi Carole, Alexia, Thomas, Arnaud, Sébastien, Laurence, merci à toi joyeux luron du BIDUL, compagnon de beuveries ou de déprimés. Merci à toutes et à tous, petites mains précaires de la recherche. Puisse chacun se trouver une place, quelque part. Vous avez toute mon amitié.

Merci à toi Serge, Brigitte, France, Christine, Anic, et vous tous qui faites tourner chacun des petits et grands rouages du LPSC.

Merci à toi Sandrine, qui est presque ma secrétaire particulière, merci pour ta gentillesse.

Merci à toi qui réagis, face à l'évolution de la recherche et de l'enseignement supérieur, syndicaliste ou simple citoyen, merci d'y croire encore.

Merci à toi, que j'oublie, mais sans qui je n'aurais rien fait.

Merci à vous.

Notations et unités

- Le système d'unités est celui des unités naturelles, obtenu en fixant la constante de Planck réduite \hbar et la vitesse de la lumière dans le vide c à l'unité. Les masses sont ainsi données en GeV, les distances en GeV^{-1} , etc. ($1 \text{ GeV} = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$). Les charges sont données en unité de charge de l'électron ($e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$).
- Pour les nombres, le point sert de séparateur décimal de préférence à la virgule.
- Lorsque la notation n'est pas précisée, E désigne l'énergie, m la masse, p l'impulsion, v la vitesse, τ le temps de vie, t la coordonnée de temps, x , y et z les trois coordonnées de l'espace et i le nombre imaginaire.
- Les quadri-vecteurs ont pour composantes (t, x, y, z) , la métrique de Minkowski a pour coefficients diagonaux $(1, -1, -1, -1)$.
- Les équations tensorielles utilisent la sommation implicite d'Einstein : les indices grecs sont implicitement sommés ($\mu, \nu = 0 \dots 3$, l'indice 0 désignant la composante temporelle et les indices 1 à 3 les composantes spatiales).
- $\vec{\nabla}$ et $\frac{\partial}{\partial v}$ désignent respectivement les gradients sur l'espace et sur la vitesse.
- Par abus de langage, ADC et DAC servent d'unité aux signaux associés respectivement à un convertisseur analogique-numérique (*Analog-to-Digital Converter*) et à un convertisseur numérique-analogique (*Digital-to-Analog Converter*).

Par ailleurs, la version numérique de ce manuscrit contient un lien hypertexte pour chaque référence, note de bas de page ou renvoi bibliographique.

Première partie

La physique du LHC

Introduction à la première partie

LE modèle standard de la physique des particules est présenté au chapitre 1. Il repose sur le concept de brisure de symétries de jauge provoquée par une particule, le boson de Higgs, qui n'a encore jamais été observée. Le chapitre 2 expose les principales contraintes expérimentales sur le modèle standard, ainsi que plusieurs considérations qui plaident pour l'existence de phénomènes de nouvelle physique à des énergies accessibles à l'homme. L'entrée en service du grand collisionneur de hadrons (LHC), qui est décrit au chapitre 3, permettra en effet de sonder la matière à des énergies jusqu'ici inédites en laboratoire. Quatre expériences sont installées aux points de croisement de ses faisceaux, dont l'expérience ATLAS. Son détecteur est présenté au chapitre 4.

1

Théorie du modèle standard de la physique des particules

LE MODÈLE STANDARD de la physique des particules est le cadre théorique contemporain des phénomènes microscopiques aux hautes énergies. Il décrit, par des symétries de jauge, les interactions électromagnétique, faible et forte, entre trois générations de leptons et de quarks. Sa description est donnée à la section 1.4. Les trois sections qui précèdent introduisent, sans formalisme, les principaux concepts auxquels il fait appel : la notion de symétrie, à l'origine à la fois des interactions et de la représentation des particules (section 1.1) ; l'application des théories de jauge à l'interaction faible et la brisure spontanée de symétrie réalisée par le mécanisme de Higgs (section 1.2) ; et la modélisation de l'interaction forte par la chromodynamique quantique (section 1.3).

Le modèle standard est l'exemple même de la réussite d'une théorie, tant pour la validation expérimentale de ses prédictions, que pour la beauté esthétique de sa description unifiée d'une phénoménologie complexe. Son édification commence dans les années 50 : la théorie de Yang et Mills introduit une invariance de jauge non abélienne en théorie des champs, l'universalité et la violation totale de la symétrie de parité de l'interaction faible sont découvertes. Sa formulation est réalisée dans les années 60, grâce au mécanisme de Higgs et à l'unification électrofaible, et par l'invention des quarks et de la charge de couleur. Son achèvement se termine au début des années 70 avec l'écriture du lagrangien de la chromodynamique quantique et la découverte de la troisième génération de fermions.

Sommaire

1.1 Des symétries pour décrire le monde : l'électrodynamique quantique	22
1.1.1 Qu'est-ce qu'une particule ?	22
1.1.2 L'électrodynamique quantique comme théorie de jauge	23
<i>Retour vers l'électrodynamique classique</i>	<i>23</i>
<i>Cas relativiste et théorie de jauge</i>	<i>24</i>
<i>Une théorie perturbative et renormalisable</i>	<i>24</i>
1.2 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs	25
1.2.1 L'interaction faible comme théorie de jauge	25
1.2.2 Le mécanisme de Higgs : une brisure spontanée de symétrie	26
1.2.3 Un mécanisme de génération de la masse	27
1.3 La chromodynamique quantique	28
1.4 Le Modèle Standard de la physique des particules	29
1.4.1 Secteur des fermions	29
1.4.2 Secteur de jauge	30
1.4.3 Secteur de Higgs	31

Pour la physique des particules, le dernier quart du vingtième siècle est le couronnement expérimental de son modèle standard : découverte des courants neutres en 1974 ; du gluon en 1979 ; des bosons vecteurs faibles en 1983 ; du quark top en 1995¹. En ce début du vingt et unième siècle, à l'aube de l'ère LHC, celui-ci reste un vrai succès expérimental. Bien qu'il ne soit pas la théorie ultime de la physique aux hautes énergies (il ne décrit pas par exemple la gravitation), toute théorie qui cherche à le dépasser doit rendre compte de cette réussite. Ceci est l'objet du chapitre 2.

1.1 Des symétries pour décrire le monde : Exemple de l'électrodynamique quantique

1.1.1 Qu'est-ce qu'une particule ?

L'invention des particules, au sens de la physique des particules, vient de l'interprétation de l'effet photoélectrique d'Albert Einstein [2] : c'est ce grain de lumière, le photon, qui est absorbé ou émis par les atomes lors du réarrangement de leur cortège électronique². Dans les collisionneurs d'aujourd'hui, qui permettent de les créer en laboratoire, les particules se manifestent par exemple sous la forme de pics dans une distribution de masse invariante.

¹Une riche chronologie du siècle qui sépare la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel en 1896 de celle du quark top au Tevatron en 1995 est donnée en introduction de l'article [1] qui renvoie à de nombreuses références.

1.1 Des symétries pour décrire le monde : l'électrodynamique quantique

Ce sont des systèmes dont les degrés de liberté internes sont discrets, qui n'apparaissent pas comme composites à la précision de l'expérience [3]. On les caractérise par un ensemble de nombres, notamment leur masse ou leur spin.

Voyons comment énoncer cela de manière un peu plus formelle. Les particules peuvent être créées ou détruites : l'objet mathématique pertinent pour leur description est un champ, dont chacune des excitations est interprétée comme la présence d'une particule. Si on se place dans un cadre relativiste, ce champ doit être caractérisé par son comportement lors des transformations qui laissent invariant l'intervalle d'espace-temps. Ces transformations forment un groupe de symétries appelé groupe de Poincaré³, et possèdent deux invariants : la masse et le spin [5]. Chaque champ, même isolé donc sans interaction, est donc caractérisé au minimum par sa masse et son spin.

Suivant la valeur de ce dernier, les champs sont par exemple des scalaires, des spineurs⁴ ou des vecteurs : il existe ainsi des champs fermioniques et des champs bosoniques. Le principe de Pauli interdit à deux fermions d'être dans le même état quantique, les fermions occupent donc l'espace et constituent la matière. Les bosons, pour leur part, décrivent naturellement les forces.

Une particule est donc modélisée par l'excitation d'un champ. Les symétries de l'espace-temps imposent que celle-ci ait une masse et un spin précis. Nous allons maintenant voir comment l'ajout de nouvelles symétries, internes cette fois-ci, permet de faire apparaître des interactions.

1.1.2 L'électrodynamique quantique comme théorie de jauge

Retour vers l'électrodynamique classique

Avant de décrire l'électrodynamique quantique, il n'est pas inintéressant de s'attarder sur le lagrangien classique d'une charge dans un champ électromagnétique (en abandonnant provisoirement les unités naturelles) :

$$L = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{q}{c}\vec{A} \cdot \vec{v} - q\phi. \quad (1.1)$$

La charge q a pour masse m et pour vitesse \vec{v} , et le champ électromagnétique est décrit par le quadripotential (ϕ, \vec{A}) . Prenons le moment conjugué de la position :

$$\vec{P} = \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = m\vec{v} + \frac{q}{c}\vec{A}, \quad (1.2)$$

²Il est remarquable qu'aujourd'hui le photon est un objet si bien maîtrisé, que des sources de photons uniques ont été mises au point [4].

³Groupe des isométries de l'espace de Minkowski. Remarquons au passage l'importance de la notion de symétrie pour la relativité restreinte puisque celle-ci peut être retrouvée à partir des postulats d'isotropie et d'homogénéité de l'espace-temps.

⁴En fait, pour les spin $\frac{1}{2}$, il existe deux représentations du groupe des transformations de Lorentz, qui sont reliées par la symétrie de parité. Il y a en conséquence des spineurs de chiralité gauche et droite, parfois rassemblés sous la forme d'un bi-spineur.

celui-ci n'est plus simplement égal à l'impulsion, mais il comprend un terme en plus qui le corrige. Cela va avoir une conséquence importante lors du passage à la mécanique quantique pour laquelle \vec{P} est remplacé par le gradient $i\hbar\vec{\nabla}$: l'écriture du hamiltonien fait apparaître une dérivation corrigée du potentiel vecteur. C'est-à-dire que la dynamique induite sur la charge par la présence d'un champ électromagnétique, se traduit par la modification de la dérivée spatiale $i\hbar\vec{\nabla}$ en $i\hbar\vec{\nabla} - \frac{q}{c}\vec{A}$ que l'on appelle dérivée covariante.

Cas relativiste et théorie de jauge

La généralisation au cas relativiste et quantique se fait au travers de l'équation de Dirac, c'est l'électrodynamique quantique. Pour un bi-spineur électronique Ψ et le quadri-vecteur⁵ du potentiel électromagnétique A^μ cette équation s'écrit (en reprenant les unités naturelles) :

$$(i\gamma^\mu(\partial_\mu - iqA_\mu) - m)\Psi = (i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi = 0 \quad (1.3)$$

avec le généralisation de la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu$, et où γ^μ désigne les matrices de Dirac.

Ce qui est intéressant, et que nous allons utiliser par la suite, c'est que ce résultat peut être retrouvé à partir de concepts de symétries. Plus précisément, il apparaît naturellement, dans l'équation de Dirac pour un champ libre, si on autorise un choix local de la phase du spineur (symétrie construite sur le groupe $U(1)$) : $\Psi \rightarrow e^{iq\alpha(x)}\Psi$. Ce choix local peut être fait librement si on remplace la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ : en d'autres termes le lagrangien est alors invariant sous la symétrie de jauge locale associée au groupe $U(1)$. Conformément au théorème de Noether, cette nouvelle symétrie implique également l'apparition d'une grandeur conservée : la charge électrique.

Une théorie perturbative et renormalisable

Le formalisme moderne de l'électrodynamique quantique est réalisé dans le cadre de la théorie des champs. Son calcul nécessite le développement perturbatif de l'action construite à partir de son lagrangien⁶. Ce développement perturbatif est possible grâce à la valeur de la constante de couplage, appelée constante de structure fine, qui est suffisamment faible pour que la contribution des termes successifs du développement soit de plus en plus petite. Il est alors possible d'obtenir le degré de précision voulu (si on est capable d'en effectuer le calcul).

⁵En fait A^μ n'est pas un "vrai" vecteur puisqu'il est défini à une transformation de jauge près : $A^\mu \rightarrow A^\mu + \partial^\mu f(x)$ où $f(x)$ est une fonction quelconque. On montre que c'est le cas pour toutes les particules vectorielles non massives et que l'invariance de Lorentz du lagrangien implique que l'interaction doit être localement invariante de jauge [6].

⁶Pour sa part, l'équation de Dirac s'en déduit par les équations d'Euler-Lagrange.

1.2 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs

Un dernier ingrédient est cependant nécessaire : le calcul perturbatif fait apparaître des divergences liées à l'émission et l'absorption de particules virtuelles, dont l'impulsion n'est pas bornée. L'élimination de ces divergences est obtenue au moyen d'une procédure analytique complexe appelée renormalisation⁷. Celle-ci consiste à redéfinir la constante de couplage en y absorbant les contributions divergentes. Le prix à payer est l'apparition d'une échelle d'énergie et de la dépendance de la constante de couplage à cette échelle d'énergie.

L'électrodynamique quantique (qui comprend également pour être complète le terme cinétique associé au champ électromagnétique) est une théorie qui a donné des résultats d'une extraordinaire précision : citons par exemple la détermination de la constante de structure fine à la précision relative de 10^{-9} [7]. Cette indiscutable réussite incite à appliquer le formalisme des théories de jauge aux autres forces de la nature.

1.2 Un pas vers l'unification des forces : la théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs

1.2.1 L'interaction faible comme théorie de jauge

L'utilisation du formalisme de jauge pour l'interaction faible est motivée par l'établissement d'une théorie qui respecte l'unitarité⁸ et le développement d'une vision unifiée des interactions, sur le modèle de l'électrodynamique quantique. Mais à cause des particularités de l'interaction faible, la réalisation de cette unification pose deux problèmes, tout deux liés à l'utilisation de particules massives.

Le premier vient de sa courte portée. Formulée en terme d'échange de particules, cette courte portée implique le caractère massif de ses bosons vecteurs, contrairement à l'électromagnétisme, dont la portée est infinie et le photon sans masse. Or, l'introduction dans un lagrangien d'un terme de masse pour un boson vecteur ne respecte pas l'invariance de jauge.

Le second problème est causé par la violation totale de la symétrie de parité par l'interaction faible. Cela signifie qu'elle ne se couple qu'aux particules de chiralité gauche (et aux anti-particules de chiralité droite). Mais les termes de masse des fermions mélangent leurs chiralités gauche et droite, et lors de la transformation de jauge associée à l'interaction faible, ces termes de chiralité différentes ne se transforment pas de manière identique. Un lagrangien contenant des fermions massifs ne peut donc pas être invariant sous cette transformation de jauge.

⁷C'est pour cette raison que le terme d'interaction du lagrangien est construit avec le quadri-potentiel plutôt qu'avec le tenseur associé au champ électromagnétique. Sinon, il ne serait pas renormalisable.

⁸C'est-à-dire la conservation de la probabilité. Ce n'est pas le cas de la théorie de Fermi des interactions faibles aux hautes énergies.

La description de l'interaction faible comme une théorie de jauge doit donc être faite avec des particules (bosons vecteurs et fermions) sans masse.

Cette description nécessite l'introduction d'un nouveau groupe de symétrie appelé $SU(2)_L$ et d'un nouveau nombre quantique, l'isospin faible T . Ce groupe permet de décrire les changements de saveurs observés dans certains phénomènes de l'interaction faible. Pour rendre compte de la violation totale de la symétrie de parité, les particules de chiralité gauche sont réunies dans des doublets d'isospin ($T = \frac{1}{2}$) et les particules de chiralité droite dans des singlet ($T = 0$).

Chaque doublet ou singlet doit avoir un comportement univoque lors d'une transformation de jauge. La charge électrique n'est donc plus un bon nombre quantique, car les doublets rassemblent leptons chargés et neutrinos, ou quarks de type *up* et *down*. Il faut donc remplacer la symétrie $U(1)$ de l'électrodynamique quantique par une nouvelle symétrie $U(1)_Y$ appelée symétrie d'hypercharge faible (Y). Le lien entre leurs nombres quantiques est alors donné par la relation de Gell-Mann Nishijima : $Q = T_3 + Y/2$, où T_3 est la troisième composante de l'isospin faible.

L'utilisation du groupe $SU(2)_L$ implique l'existence de trois bosons vecteurs ($SU(2)$ possède trois générateurs). Ces trois bosons sont rangés dans un triplet d'isospin faible et celui associé à $U(1)_Y$ dans un singlet. Il faut remarquer que ce dernier et la composante de T_3 nulle du triplet possèdent les mêmes nombres quantiques : leurs états peuvent donc se mélanger. C'est ce mélange, que l'on paramétrise par l'angle de Weinberg, θ_W , qui permettra de retrouver le photon de l'électrodynamique, et le boson Z^0 des courants faibles neutres. Les composantes de $T_3 = \pm 1$ du triplet donneront les deux autres bosons vecteurs faibles W^\pm , responsables des changements de saveur.

1.2.2 Le mécanisme de Higgs : une brisure spontanée de symétrie

À ce point du raisonnement, le lagrangien ne modélise que des particules sans masse, et le photon de l'électrodynamique a disparu. Pour décrire la réalité observée, il va falloir briser certaines symétries. Mais il ne faudra pas les briser formellement, sous peine de perdre le bénéfice des théories de jauge. Il faudra les briser *effectivement* : garder le lagrangien, et donc la dynamique, symétrique, mais prendre un état physique qui n'est pas invariant sous les symétries que l'on veut briser. Cette brisure *spontanée* de symétrie est analogue à l'apparition, faisant suite à une transition ferromagnétique, d'une aimantation le long d'une direction privilégiée dans un matériaux qui était initialement isotrope.

Pour cela un mécanisme est nécessaire : le mécanisme de Higgs⁹. Celui-ci introduit un boson scalaire, couplé aux autres champs, et un potentiel associé, dont la valeur minimale non nulle permet de briser certaines symétries.

1.2 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs

Ce scalaire doit pouvoir se coupler aux bosons de l'interaction faible pour pouvoir leur donner une masse : il doit donc avoir un isospin non nul. Son hypercharge sera choisi de manière à aboutir à un photon sans masse. Le plus simple est de prendre un doublet (complexe) d'isospin, soit quatre champs scalaires réels.

En choisissant astucieusement le potentiel de Higgs, il est possible d'obtenir un état de plus basse énergie qui n'est pas invariant sous les symétries de jauge que l'on désire briser. Puisque le potentiel est invariant sous toutes les symétries (comme le lagrangien), il existe une infinité d'états de plus basse énergie. Le choix de l'état du vide effectivement réalisé ne peut pas être prévu théoriquement, mais il a une contrainte expérimentale forte : c'est l'état qui doit, en fixant la jauge, permettre de retrouver le photon de l'électromagnétisme. Il s'agit donc de l'état symétrique sous le groupe $U(1)$ de l'électrodynamique.

1.2.3 Un mécanisme de génération de la masse

Il est alors possible de réécrire le lagrangien autour de cet état de plus basse énergie, et d'obtenir ainsi un lagrangien effectif qui décrit la réalité observée. Cette réécriture correspond à l'annulation en chaque point de l'espace-temps¹⁰ de trois des quatre champs scalaires introduits précédemment : la jauge est alors fixée pour les trois symétries brisées.

La conséquence est l'apparition d'un boson scalaire réel massif, le boson de Higgs, qui correspond aux excitations du champ scalaire restant au dessus de sa valeur dans le vide. Cette valeur du champ de Higgs dans le vide n'est pas nulle, et son couplage aux bosons génère trois bosons massifs, les bosons de l'interaction faible. Cela signifie que le mélange entre les groupes $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ est alors fixé. Il reste un boson, sans masse car non couplé, le photon de l'électrodynamique dont la symétrie n'est pas brisée. Cette même valeur dans le vide du champ de Higgs est utilisée pour donner leurs masses aux fermions par l'utilisation de couplages appelés couplages de Yukawa¹¹.

La théorie électrofaible, appelée théorie de Glashow, Weinberg et Salam, réussit à unifier sous un même formalisme les interactions électromagnétique et faible (il s'agit d'une unification du formalisme, mais ce n'est pas une unification des interactions car les constantes de couplage associées à chaque symétrie sont différentes). C'est une théorie renormalisable et perturbative qui

⁹Différents mécanismes similaires ont été proposés en 1964 (P.W. Higgs ; F. Englert et R. Brout ; G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T.W.B. Kibble) [1].

¹⁰Tant que la jauge n'est pas fixée, l'état de plus basse énergie choisi par la nature dépend a priori du point considéré de l'espace-temps. Son énergie est par contre la même en tous points car le potentiel de Higgs est symétrique sous toutes les symétries de jauge.

¹¹Il faut noter que les états propres de masse des quarks ne correspondent pas tout à fait à leurs états propres d'interaction faible. Le lien entre les deux est réalisé par une matrice unitaire, appelée matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM).

a obtenue de nombreux succès expérimentaux. Il manque cependant toujours la découverte du boson de Higgs et la détermination de sa masse. Celle-ci dépend de la forme du potentiel de Higgs, pas de sa valeur dans le vide : sa connaissance nécessite l'observation directe du boson de Higgs¹².

1.3 Dernière pièce du modèle standard : La chromodynamique quantique

Une dernière interaction reste à présenter : l'interaction forte, responsable de la cohésion des noyaux. Les expériences de collisions inélastiques profondes sur le nucléon ont montré que ceux-ci sont composés de quarks, fermions de spin $\frac{1}{2}$ portant une charge fractionnaire. Par ailleurs, la découverte de particules comme le Δ^{++} (composée de trois quarks u) nécessite l'introduction d'un nombre quantique supplémentaire pour ne point contredire le principe de Pauli. C'est la charge de couleur qui est associée à la symétrie de jauge du groupe nommé $SU(3)_C$. Elle correspond à huit bosons vecteurs sans masse : les gluons.

La théorie associée à cette charge de couleur, la chromodynamique quantique (communément appelée QCD), ne diffère pas formellement de l'électrodynamique quantique. Cependant sa phénoménologie en est très différente pour deux raisons :

- Son couplage est important aux basses énergies, ce qui empêche l'utilisation de méthodes perturbatives ;
- Les gluons sont eux-mêmes porteurs d'une charge de couleur, il peuvent donc interagir entre eux. C'est une particularité des théories de jauge non-abéliennes.

Cette dernière caractéristique est en partie responsable d'une des propriétés de la chromodynamique quantique : la procédure de renormalisation conduit à une constante de couplage qui décroît avec l'échelle d'énergie¹³ (contrairement à la constante de structure fine). Cela se traduit par l'existence de deux régimes distincts :

Un régime non-perturbatif aux basses énergies qui se manifeste par le **confinement** : les quarks sont confinés à l'intérieur des hadrons, les objets mesurés apparaissent en conséquence non colorés¹⁴.

Un régime perturbatif aux hautes énergies, pour lesquels un développement perturbatif est possible. C'est la **liberté asymptotique** : les

¹²Elle peut néanmoins être contrainte, comme cela sera montré au chapitre 2.

¹³C'est aussi le cas de l'interaction faible, mais celle-ci est brisée aux basses énergies où seule demeure l'électrodynamique. Il n'y a donc pas de régime non perturbatif pour l'interaction électrofaible.

¹⁴Cette propriété résiste toujours à une démonstration mathématique à cause de la difficulté à réaliser des calculs dans le régime non-perturbatif.

1.4 Le Modèle Standard de la physique des particules

quarks et gluons apparaissent libres à l'intérieur des hadrons aux petites échelles spatiales. Ils sont alors désignés sous le terme de parton.

La liberté asymptotique permet de décrire la composition des hadrons à l'aide des fonctions de distributions partoniques. Celles-ci sont par exemple utilisées pour la prédiction des collisions hadroniques (voir la section 3.1.1). Le confinement explique qu'un quark ou un gluon libre n'ait jamais été observé. Libérer un parton nécessite une grande énergie, mais il polarise alors le vide autour de lui jusqu'à créer une paire quark-antiquark et produire une multitude de hadrons instables dont la désintégration forme un jet. Ces processus de fragmentation et d'hadronisation sont très complexes : ils relèvent du régime non perturbatif de la chromodynamique quantique.

Le lien entre les deux régimes est donné par l'échelle Λ_{QCD} pour laquelle la chromodynamique quantique devient fortement couplée. Sa valeur expérimentale est $\Lambda_{QCD} = 210_{-30}^{+34} \text{ MeV}^{15}$.

1.4 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules décrit un monde pourvu de trois dimensions spatiales et d'une dimension temporelle dans lequel évoluent les fermions qui constituent la matière. Les interactions se traduisent par l'échange de bosons vecteurs correspondants à la symétrie de jauge locale générée par le groupe $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$. Ce groupe décrit l'interaction électrofaible ($U(1)_Y \otimes SU(2)_L$, associé à l'hypercharge Y et l'isospin faible T) et l'interaction forte ($SU(3)_C$, associé à la charge de couleur C). La gravité, dont il n'existe pas à ce jour de description quantique cohérente, n'est pas incluse dans le modèle standard. Elle ne joue cependant aucun rôle en physique des particules pour des énergies petites devant la masse de Planck qui est d'environ 10^{19} GeV . L'interaction électrofaible est brisée spontanément par l'état quantique du vide au moyen du mécanisme de Higgs. Cette brisure de symétrie aboutit, après écriture du lagrangien effectif, aux forces électromagnétique et faible.

Les constituants du modèle standard sont regroupés dans le tableau 1.1. Son lagrangien utilise 19 paramètres et comprend trois secteurs qui sont détaillés ci-dessous.

1.4.1 Secteur des fermions

Le secteur des fermions rassemble les leptons et les quarks. Ces deux groupes se distinguent en ce que seuls les quarks sont pourvus d'une charge de couleur et sont donc sensibles à l'interaction forte. Il y a en réalité trois

¹⁵D'après la compilation de données expérimentales [8] citée dans [9]. Valeur donnée pour cinq quarks dans le schéma de renormalisation \overline{MS} .

champs associés à chaque quark, un pour chaque couleur. La violation totale de la symétrie de parité par l'interactions faibles est décrite par le regroupement des fermions en singlets (pour les particules de chiralité droite) ou en doublets (pour les particules de chiralité gauche) de $SU(2)_L$.

Chaque champ est reproduit avec des nombres quantiques identiques sur trois générations. Chaque génération se distingue des autres uniquement par sa masse. De plus, à chaque particule correspond une anti-particule, dont la masse est identique et les nombres quantiques internes opposés¹⁶. Enfin, les neutrinos décrits dans le modèle standard ne sont pas massifs. Les neutrinos droits (et anti-neutrinos gauches) ne sont donc pas inclus car ils seraient stériles, ne se couplant à aucun champ. Au secteur des fermions correspond donc 9 paramètres qui sont les 3 masses des leptons chargés et les 6 masses des quarks.

1.4.2 Secteur de jauge

Le secteur de jauge rassemble les bosons vecteurs des interactions : le photon γ ; les trois bosons faibles W^\pm et Z^0 ; et les huit gluons g^a ($a = 1 \dots 8$). On peut définir trois observables, associées aux trois constantes de couplage :

- Pour l'interaction électrofaible : le couplage de l'électrodynamique quantique, α , et le carré du sinus de l'angle de Weinberg, $\sin^2 \theta_W$.
- Pour l'interaction forte : la constante de couplage fort, α_s , qui est reliée à Λ_{QCD} .

Deux phénomènes, qui se traduisent par des observables physiques, doivent encore être pris en compte. Tout d'abord la chromodynamique quantique admet un terme supplémentaire, invariant de jauge, qui brise la symétrie CP (application simultanée des symétries de parité et de conjugaison de charge). Ce terme correspond à un paramètre appelé Θ_{QCD} , mais dont la valeur expérimentale est compatible avec zéro¹⁷ : aucune brisure de la symétrie CP n'a été observée dans les phénomènes d'interaction forte.

Enfin, il apparaît expérimentalement que les états propres de masse des fermions ne sont pas identiques aux états propres d'interaction faible¹⁸. En jouant sur les transformations de jauge ce phénomène peut être décrit par l'application d'une matrice unitaire sur les seuls quarks de type *down*. Cette matrice, appelée matrice de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa (CKM), peut être ramenée à quatre paramètres observables : trois angles et d'une phase. La phase est responsable d'une brisure de la symétrie CP par les interactions faibles. Le nombre total de paramètres dans le secteur de jauge est donc de huit.

¹⁶Y compris la chiralité : à un électron gauche correspond un positron droit.

¹⁷L'absence de violation de la symétrie CP par l'interaction forte n'est à ce jour pas expliquée. Expérimentalement $\Theta_{QCD} < 10^{-9}$ [10].

¹⁸Dans les processus pour lesquels les bosons W^\pm couplent des fermions de générations différentes. Par exemple dans la décroissance $c \rightarrow Wd$.

1.4 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.4.3 Secteur de Higgs

Le secteur de Higgs comprend le terme cinétique du doublet de Higgs et le potentiel auquel celui-ci est soumis. Pour conserver l'invariance de jauge et le caractère renormalisable du lagrangien, le potentiel de Higgs ne comprend que les termes quadratique et quartique du doublet. Il est ainsi entièrement défini par deux paramètres réels¹⁹. Après écriture du lagrangien effectif, ces deux paramètres se ramènent à la masse du boson de Higgs m_h et à la valeur dans le vide du champ scalaire.

C'est cette dernière qui génère les masses des autres particules : celles des bosons de jauge par la brisure spontanée de symétries et celles des fermions à l'aide de couplages de Yukawa. L'observable associée est donc par exemple la masse du boson de jauge chargé m_W . Le secteur de Higgs peut ainsi être défini par deux paramètres : m_h et m_W .

Secteur des fermions							
Génération			U(1) _{EM}	U(1) _Y	SU(2) _L		SU(3) _C
1	2	3	Q	Y	T	T ₃	C
Leptons : 3 masses							
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	singlet
e_R	μ_R	τ_R	-1	-2	0	0	singlet
Quarks : 6 masses							
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	triplet
u_R	c_R	t_R	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$	0	0	triplet
d_R	s_R	b_R	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	0	0	triplet
Secteur de jauge							
Interaction	Bosons vecteurs		Paramètres				
Électrofaible	γ W^+, W^-, Z^0		$\alpha, \sin^2 \theta_W,$ Matrice CKM (3 angles et 1 phase)				
Forte	$g^{a=1\dots 8}$		α_s, Θ_{QCD}				
Secteur de Higgs							
Boson de Higgs	h		Paramètres : m_W, m_h				

TAB. 1.1 – Composants du modèle standard de la physique des particules (les antiparticules associées aux fermions ne sont pas représentées).

¹⁹L'action, et donc le lagrangien, doit être réelle, sous peine de violer la conservation de la probabilité.

2

Le modèle standard et au-delà : succès, limites et dépassement

LE MODÈLE STANDARD de la physique des particules n'est pas la théorie ultime de la physique des hautes énergies, car il n'inclut pas la gravitation. Il doit donc être vu comme une théorie effective, dont le domaine de validité s'étend au mieux jusqu'aux énergies voisines de la masse de Planck (environ 10^{19} GeV).

La fin du vingtième siècle a vu le déploiement d'expériences de très grande précision pour tester la validité du modèle standard. Les plus importantes d'entre elles rassemblent les collaborations installées auprès des deux grands collisionneurs d'électrons et de positrons des années 1990 : le Stanford Linear Collider (SLC) en Californie et le Large Electron-Positron Collider (LEP) au CERN. Ces deux collisionneurs ont principalement sondé des échelles d'énergie proches de la centaine de GeV.

Le collisionneur de protons et d'anti-protons Tevatron, installé à Fermilab dans l'Illinois, a permis la réalisation de mesures à des énergies proches du TeV. L'entrée en service du Large Hadron Collider au CERN testera pleinement la validité du modèle standard de la physique des particules à l'échelle du TeV. Cela devrait permettre d'en déterminer ses limites de validité.

Sommaire

2.1	Le modèle standard à l'épreuve de l'expérience	34
2.1.1	Tests de précision des interactions de jauge	34
2.1.2	Mélange des saveurs et violation de la symétrie CP	34
2.1.3	Le cas des neutrinos	36
2.1.4	La masse du boson de Higgs	37
2.2	Au-delà du Modèle Standard	39
2.3	Quelle physique à l'échelle du TeV ?	42

2.1 Le modèle standard à l'épreuve de l'expérience

2.1.1 Tests de précision des interactions de jauge

Le secteur de jauge du modèle standard est très précisément mesuré, particulièrement sa composante électrofaible grâce aux collisionneurs leptoniques. Le succès de l'électrodynamique quantique a déjà été mentionné et les tests de précision de l'interaction électrofaible montrent également un remarquable accord entre prédictions théoriques et mesures, comme illustré sur la figure 2.1.

Un des résultats spectaculaires, issus des expériences installées auprès du collisionneur LEP, est la détermination du nombre de neutrinos légers qui se couplent au boson faible neutre. Cette mesure est représentée sur la figure 2.2. Le nombre de neutrinos légers est estimé à 2.9840 ± 0.0082 [11], en parfait accord avec le nombre de générations du modèle standard.

La chromodynamique quantique est également testée par un grand nombre d'expériences. Là encore l'accord entre théorie et observations est admirable. Cela est illustré par l'évolution de la constante de couplage fort en fonction de l'énergie représentée sur la figure 2.3

2.1.2 Mélange des saveurs et violation de la symétrie CP

L'interaction faible du modèle standard mélange les saveurs de quarks au moyen de la matrice complexe unitaire de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa (CKM). La redéfinition des champs associés aux quarks permet d'éliminer plusieurs paramètres de cette matrice. Cependant, avec trois générations de quarks, il est impossible d'éliminer toutes les phases complexes de la matrice CKM, et l'une d'elle subsiste. Cette phase est responsable de tous les phénomènes de brisure de la symétrie CP par l'interaction faible du modèle standard [15].

Mélange des saveurs et violation de la symétrie CP sont donc intimement liés. On écrit généralement la matrice CKM dans la représentation de Wolfenstein [16] : elle est alors caractérisée par l'angle de Cabbibo, une amplitude et deux autres paramètres : $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$. C'est ce dernier qui est responsable de

2.1 Le modèle standard à l'épreuve de l'expérience

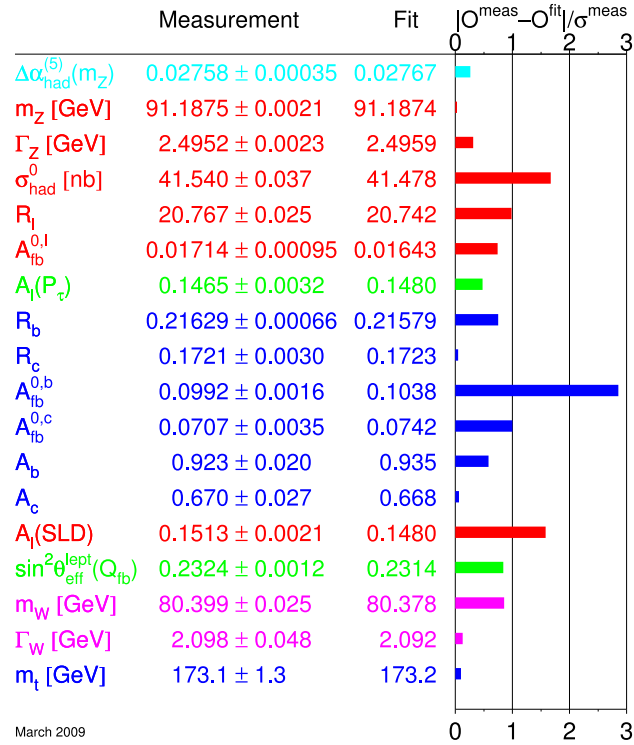


FIG. 2.1 – Ajustement du modèle standard sur les mesures de précision des principales observables électrofaibles. L'accord est exprimé en écarts relatifs. La définition des observables et le détail sur l'extraction de leurs valeurs se trouve dans la note [12] et ses références.

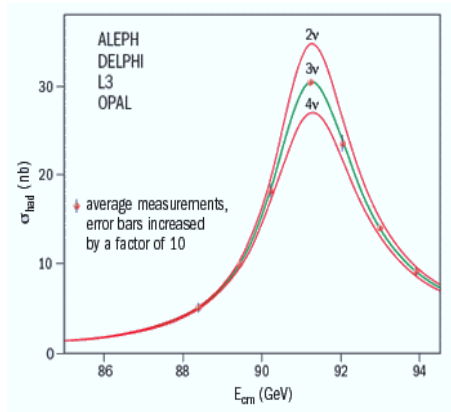


FIG. 2.2 – Le pic de résonance du boson Z^0 mesuré au LEP et sa prédiction pour différentes hypothèses sur le nombre de neutrinos légers [11].

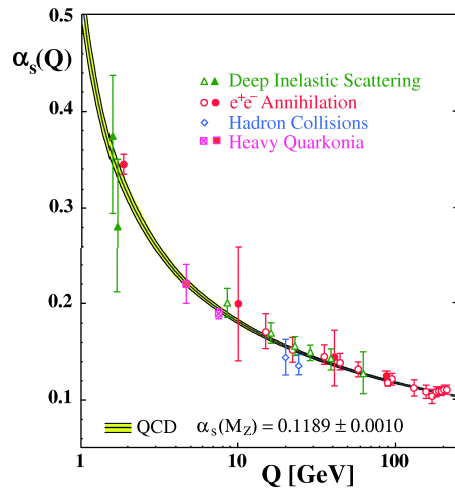


FIG. 2.3 – Mesure de la variation de la constante de couplage fort à différentes échelles d'énergie [13].

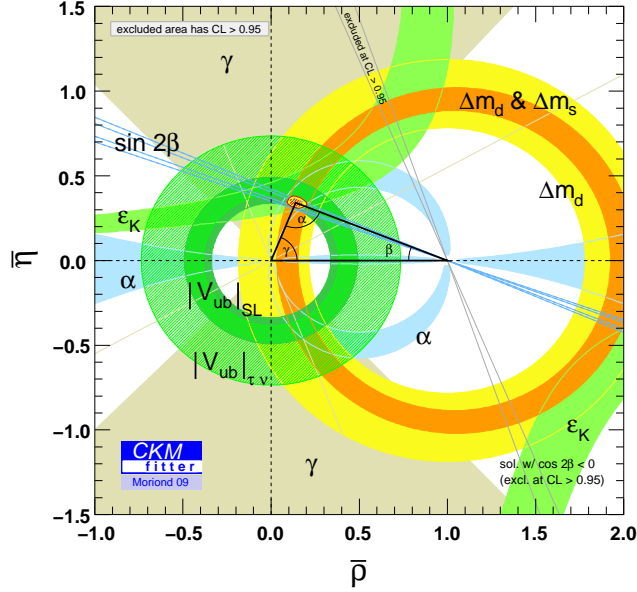


FIG. 2.4 – Combinaison des différentes mesures du triangle d’unitarité du plan $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$ [14].

la violation de la symétrie CP . L’unitarité de la matrice CKM signifie que trois générations suffisent à expliquer les phénomènes de mélange des saveurs. Elle est mesurée par l’écriture, dans des plans complexes, de triangles appelés triangles d’unitarité. Le plus commun est celui du plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

Ces triangles sont contraints par de nombreuses observables, comme celles de violation de la symétrie CP dans les décroissances des mésons neutres. Une partie de ces mesures est issue notamment des résultats obtenus par les collaborations Babar (installée à Stanford, en Californie) et Belle (installée au laboratoire KEK, au Japon) sur la physique du quark b . Une combinaison de ces mesures se trouve sur la figure 2.4. Elle conduit à la détermination univoque du sommet du triangle d’unitarité, en accord avec le modèle standard.

2.1.3 Le cas des neutrinos

Les seules observations en désaccord avec le modèle standard viennent des neutrinos. Des oscillations entre leurs différentes saveurs ont été mesurées, notamment par le Sudbury Neutrino Observatory (SNO) au Canada (neutrinos solaires) et les expériences situées à l’observatoire Kamioka au Japon : Super-Kamiokande (neutrinos atmosphériques) et KamLAND (neutrinos issus de réacteurs nucléaires)¹. Ces oscillations s’interprètent par une

2.1 Le modèle standard à l'épreuve de l'expérience

différence entre les états propres d'interaction faible et les états propres de propagation. Elles impliquent, en contradiction avec le modèle standard, que les neutrinos ont une masse.

Cette découverte ne remet pas complètement en cause le modèle standard, car elle peut être par exemple décrite par l'ajout d'une matrice analogue à la matrice CKM dans le secteur des leptons. De plus, elle n'a pas d'implication pour les expériences en collisionneur car les masses en jeu sont très faibles (plus petites que l'électronVolt [7]).

Cependant, l'existence de neutrinos massifs pose de nombreuses questions, notamment celle de l'origine de leurs masses. Celles-ci peuvent par exemple être générées au moyen du mécanisme de Higgs, mais impliquent alors l'existence de neutrinos droits stériles qui n'ont jamais été observés. De plus, il n'est pas naturel que le même mécanisme puisse générer à la fois des masses si petites et celle du quark top (de l'ordre de 175 GeV). D'autres solutions sont proposées, impliquant une physique nouvelle à des énergies plus basses que la masse de Planck. La physique des neutrinos est une physique en plein développement et de nombreuses hypothèses sont encore ouvertes.

2.1.4 La masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs est le seul paramètre inconnu du modèle standard car ce boson n'a jamais été observé. Elle n'est cependant pas totalement libre, des considérations théoriques permettent d'en exclure certaines valeurs :

La stabilité du vide La masse du boson de Higgs est liée à la forme du potentiel de Higgs. La stabilité de l'état du vide nécessite que le potentiel soit inférieurement borné, ce qui implique une masse qui ne soit pas trop petite [17].

La trivialité À l'issue de la procédure de renormalisation, le couplage associé au terme quartique du potentiel de Higgs augmente avec l'échelle d'énergie Λ . Pour que la théorie reste perturbative aux hautes énergies, sans annuler la valeur de ce couplage (cas trivial), la masse du boson de Higgs ne doit pas être trop élevée [18].

Ces deux contraintes définissent une bande de valeurs permises en fonction de l'échelle d'énergie Λ pour laquelle le modèle standard cesse d'être valide. Il est intéressant de remarquer que si le boson de Higgs du modèle standard est découvert, la détermination de sa masse permettra de contraindre la valeur de Λ . En particulier, si le modèle standard est valide jusqu'à l'échelle de Planck, la masse du boson de Higgs doit être comprise entre environ 130 et 180 GeV [7].

¹Les catégories de neutrinos indiquées donnent la contribution principale des expériences citées. Chaque détecteur est sensible à certaines saveurs de neutrinos, indépendamment du mécanisme de leur production.

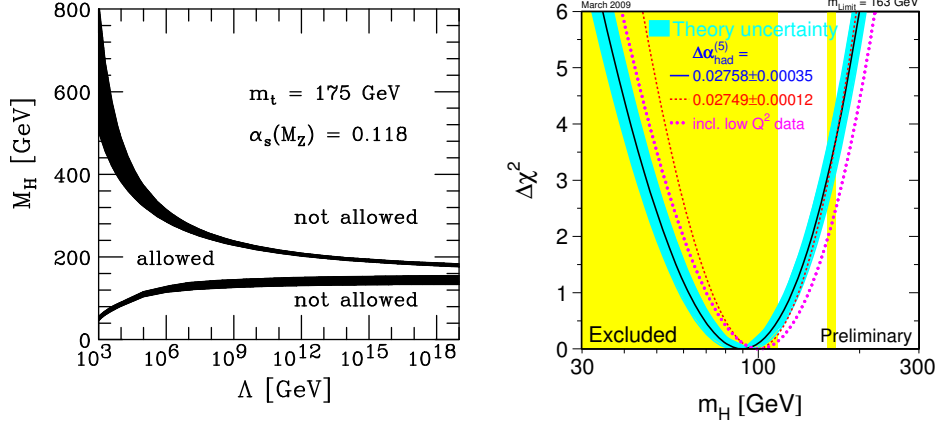


FIG. 2.5 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs. **Gauche** : régions interdites par la stabilité du vide (basses masses) et la trivialité (hautes masses) en fonction de l'échelle d'énergie Λ [18]. **Droite** : évolution du χ^2 de l'ajustement électrofaible en fonction de l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs [12] (plus le χ^2 est faible plus la probabilité que l'hypothèse soit vraie est grande). Les mesures à petit Q^2 sont les mesures à basse énergie; plusieurs évaluations sont proposées pour la correction hadronique à la constante de structure fine, $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$. La zone colorée est la zone exclue par les observations directes.

L'absence d'observation directe du boson de Higgs conduit à une limite inférieure sur sa masse de 114.4 GeV à 95 % de niveau de confiance [12]. De plus, les collaborations CDF et D0 installées au Tevatron ont également exclu, en mars 2009, l'intervalle 160-170 GeV [19]. Cette masse peut cependant être estimée à partir des mesures de précision du modèle standard. C'est en effet une conséquence des théories de champs quantiques, que les contributions de tous les champs participent au calcul des corrections radiatives sur une observable². Un ajustement global sur les mesures de précision abouti à la valeur de 90_{-27}^{+36} GeV, ou inférieure à 163 GeV, à 95 % de niveau de confiance, pour la masse du boson de Higgs [12].

Les contraintes théoriques et expérimentales sur la masse du boson de Higgs sont données sur la figure 2.5. Notons que la trivialité impose que celle-ci soit plus petite que le TeV, et que les mesures de précision favorisent l'hypothèse d'une masse faible, peu supérieure à la centaine de GeV.

²À condition qu'ils soient couplés. Cet effet a par exemple été utilisé pour contraindre la masse du quark top avant sa découverte, à partir des corrections radiatives sur les masses des bosons vecteurs faibles.

2.2 Au-delà du Modèle Standard

Les phénomènes de gravitation et d'oscillation des neutrinos montrent que le modèle standard n'est pas la théorie ultime de la physique des hautes énergies. Mais au delà de ces considérations, il existe un indice fort que celui-ci doit être complété. Cet indice est lié à la masse du boson de Higgs et constitue le problème de la *hiérarchie*.

En effet, les corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs divergent quadratiquement, comme pour toutes les particules scalaires fondamentales [6]. Une coupure sur l'énergie Λ doit donc être appliquée, elle correspond à la limite de validité du modèle standard. La masse "naturelle" du boson de Higgs (pour des valeurs raisonnables des couplages) est donc $\sim \Lambda$. Or, il a été montré à la section précédente que celle-ci doit être plus petite que le TeV. Si le modèle standard est valable jusqu'à l'échelle de Planck, l'élimination des divergences quadratiques requiert un ajustement des couplages sur seize ordres de grandeur ! La nécessité de cet ajustement fin n'est absolument pas naturelle et constitue le problème de la hiérarchie.

Pour résoudre le problème de la hiérarchie, plusieurs solutions sont proposées [6] :

L'utilisation de nouvelles symétries Cette solution consiste à éliminer toutes les contributions quadratiquement divergentes à la masse du boson de Higgs par l'ajout d'une nouvelle symétrie plus fondamentale. C'est le cas notamment des théories de supersymétrie (*SUSY*) qui introduisent une symétrie entre fermions et bosons³. Cette nouvelle symétrie annule en effet la contribution radiative de chaque particule qui possède un super-partenaire, car les contributions des fermions et des bosons ont des signes opposés.

Puisqu'aucune particule supersymétrique n'a été observée, la supersymétrie doit être une symétrie brisée. Il existe différentes classes de modèles supersymétriques suivant leur mécanisme de brisure. Il peuvent faire appel par exemple à l'interaction gravitationnelle, ou à une interaction de jauge. Par ailleurs, on leur ajoute souvent un nouveau nombre quantique, la R-parité, dont la valeur est opposée pour une particule et son super-partenaire. Imposer la conservation de la R-parité permet notamment de rendre compte de la grande stabilité du proton.

Les modèles composites Le problème de hiérarchie a pour origine l'existence d'une particule scalaire fondamentale : cette solution propose de supprimer ce scalaire. Cela est possible si le boson de Higgs n'est pas une particule fondamentale mais un état lié de fermions. Par exemple, les théories de technicouleur utilisent une nouvelle symétrie de jauge, analogue à celle de la chromodynamique quantique. Le boson de Higgs

³Un peu montrer que cette nouvelle symétrie est la seule extension possible du groupe de Poincaré des symétries d'espace-temps [20]

est alors décrit par un état confiné de techni-fermions comme le pion est un état confiné de quarks. Cette génération dynamique du mécanisme de Higgs, sans le recours à un scalaire fondamental, est une caractéristique des théories de brisure dynamique de la symétrie électrofaible. Par ailleurs, certaines théories proposent de décrire les quarks et les leptons comme des particules composites. La technicouleur est parfois utilisée pour confiner en leur sein d'hypothétiques constituants plus fondamentaux.

L'ajout de dimensions supplémentaires Cette approche radicale consiste à supposer que l'échelle de la brisure électrofaible (de l'ordre de la masse du boson W , autour de 100 GeV) est l'échelle fondamentale de la physique : c'est-à-dire $\Lambda \approx 100$ GeV. Le problème est alors de réconcilier cette proposition avec la faible valeur observée de la constante de couplage de la gravitation (ou la grande valeur de l'échelle d'énergie qui lui y est associée). La solution consiste à supposer l'existence de dimensions spatiales supplémentaires. Ces dimensions supplémentaires sont compactes et suffisamment petites pour n'avoir jamais été observées. Mais elles ont pour conséquence de "diluer" l'effet de la gravitation dans le monde quadridimensionnel, conduisant à une valeur mesurée de sa constante de couplage plus petite que sa valeur fondamentale.

Ces différents modèles ne sont ni exhaustifs, ni exclusifs. Il existe de plus d'autres motivations à l'extension du modèle standard. Je n'en citerai que trois : une liée aux observations cosmologiques, une à des considérations théoriques et la dernière au défi de la gravité quantique.

La motivation cosmologique vient de l'évaluation de la composition en énergie de l'Univers, issue principalement des mesures effectuées sur le fond diffus cosmologique, les supernovae et les amas de galaxies. Ces mesures indiquent qu'environ 80 % de la matière dans l'Univers n'est pas baryonique, c'est-à-dire d'une composition inconnue [7]. Cette matière est appelée pour cette raison *matière noire*. Une explication possible est que celle-ci soit composée de nouvelles particules : par exemple de particules supersymétriques. En effet, si la R-parité est une grandeur conservée, les particules supersymétriques doivent être produites par paires et se désintégrer en un nombre impair de super-particules. La phénoménologie de la supersymétrie est alors particulièrement riche. En particulier, la super-particule la plus légère doit être stable, ce qui en fait, si elle est neutre, un candidat naturel pour la matière noire.

La motivation théorique vient du grand nombre de paramètres du modèle standard : 19. Ce nombre est par exemple réduit dans les théories de grande unification. Ces théories cherchent à unir sous un seul groupe de jauge, donc avec une seule constante de couplage, toutes les interactions du modèle standard. Un de leurs arguments est la convergence, suite à la procédure de

2.2 Au-delà du Modèle Standard

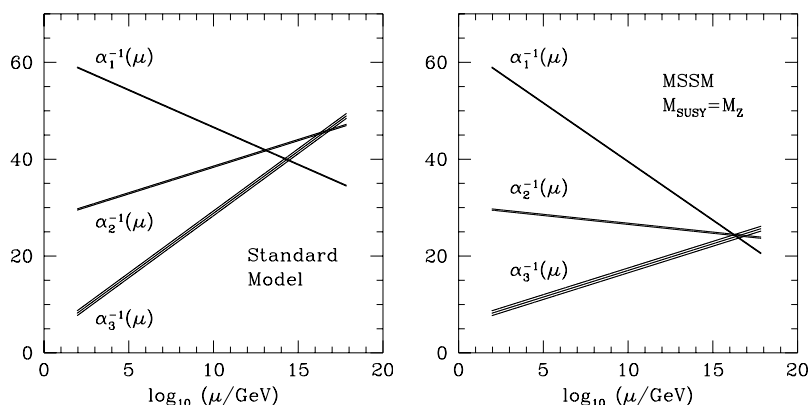


FIG. 2.6 – Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le cadre du modèle standard (**droite**) et du modèle standard supersymétrique minimal (**gauche**) [17]. Les constantes α_1 , α_2 et α_3 correspondent respectivement aux groupes $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$.

renormalisation, des trois constantes de couplage du modèle standard autour de 10^{15} GeV. Cette convergence est de plus améliorée par l'utilisation de la supersymétrie, comme le montre la figure 2.6.

La dernière motivation que je présenterai brièvement est le défi d'une formulation quantique de la gravité. Le problème de la gravité quantique est l'apparition d'un nombre illimité de divergences : ce n'est pas une théorie renormalisable. Ces divergences viennent de l'absence de coupure à courte distance puisque les particules sont ponctuelles. Les théories de cordes se proposent d'introduire une coupure naturelle, par le recours à des objets fondamentaux qui ne sont pas ponctuels : les cordes. Ces théories ne sont cependant pas assez abouties pour fournir des observables qui puissent être soumises à l'expérience. Elle inspirent et enrichissent néanmoins de nombreux concepts, et sont un argument en faveur de certains modèles. Par exemple, les théories de cordes font appel en pratique à la supersymétrie et à des dimensions supplémentaires.

2.3 Quelle physique à l'échelle du TeV ?

Le modèle standard est une théorie fortement testée à l'échelle de la brisure de la symétrie électrofaible, autour de la centaine de GeV. Elle ne l'est pratiquement pas à l'échelle du TeV.

Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible nécessite encore d'être validé par la découverte du boson de Higgs. Des considérations théoriques montrent que sa masse doit être plus petite que le TeV. La mesure de celle-ci devrait nous renseigner sur le domaine de validité du modèle standard, grâce aux contraintes de trivivialité et de stabilité du vide.

De nombreux arguments existent en faveur de nouvelles physiques en dessous de la masse de Planck. Celles-ci pourraient se manifester aux énergies de l'ordre du TeV par une riche phénoménologie. Il pourrait s'agir par exemple de la détection de particules liées à de nouvelles symétries brisées comme les particules supersymétriques ou de nouveaux bosons de jauge ; de l'observation de nouvelles résonances dues à des techni-particules ou à la présence de dimensions supplémentaires ; ou encore de la mesure d'états excités de quarks ou de leptons indiquant leur nature composite.

Le démarrage du LHC, en sondant les énergies du TeV, devrait permettre de répondre à de nombreuses questions, et de faire le tri parmi le foisonnement de théories qui cherchent à dépasser le modèle standard. L'entrée dans l'ère LHC revient à mettre les pieds sur un continent inconnu, à pointer un télescope sur une région du ciel qui n'a jamais été observée. Quoi qu'il en soit, il y aura quelque chose à voir.

3

LHC : le Grand Collisionneur de Hadrons

LE CHAPITRE 2 a montré la pertinence et la nécessité d'explorer la physique du tera-électronVolt : c'est dans ce but qu'a été construit le Grand Collisionneur de Hadrons, ou LHC pour *Large Hadron Collider*. Le LHC est un collisionneur hadronique installé au CERN, dans l'ancien tunnel du collisionneur leptonique LEP. Il a démarré en 2008.

Le LHC fournira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (voir section 3.2.2). À titre de comparaison le Tevatron, précédent collisionneur le plus puissant au monde, produit des collisions proton-antiproton à l'énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse, avec une luminosité instantanée qui dépasse les $3 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Les accélérateurs modernes sont circulaires pour permettre une montée en énergie progressive, par l'accélération à chaque tour des particules. Cette technologie atteint toutefois ses limites dans le cas des collisionneurs électron-positron, en raison des pertes d'énergie par rayonnement synchrotron. Celles-ci croissent avec la puissance quatrième de l'énergie : pour une taille d'accélérateur raisonnable les énergies du TeV leur sont inaccessibles. Cette limite ne concerne pas toutefois les accélérateurs de particules plus massives comme le proton, car l'effet synchrotron diminue comme la puissance quatrième de la masse.

Par ailleurs, contrairement là encore aux collisionneurs leptoniques, les collisionneurs hadroniques utilisent des particules composites. L'énergie disponible dans le centre de masse de deux partons qui interagissent n'est donc pas fixée (voir section 3.1.1). Cette propriété fait des collisions hadroniques l'instrument propice à la découverte de particules dont la masse est à priori

Sommaire

3.1	Phénoménologie des collisions proton-proton	44
3.1.1	Le modèle des partons et les fonctions de distributions partoniques	45
3.1.2	Cinématique des collisions hadroniques : pseudo-rapacité et impulsion transverse	46
3.1.3	Les restes des protons : événements sous-jacents	47
3.1.4	Événements de biais minimum et empilement	47
3.2	La machine	48
3.2.1	La chaîne d'accélération	48
3.2.2	La luminosité	50
3.3	Le démarrage du LHC	52

inconnue [17]. Le LHC est donc l'instrument adapté à l'exploration des énergies du TeV.

Le CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) est un laboratoire européen à vocation internationale, fondé à Genève au sortir de la seconde guerre mondiale par les nations qui s'étaient déchirées. Le LHC en est son installation phare, mais le CERN accueille de nombreuses expériences¹ tout au long de son complexe d'accélérateurs. Le CERN développe en outre le projet CLIC (Collisionneur Linéaire Compact) visant à la réalisation d'un accélérateur linéaire capable de fournir des collisions électron-positron de plusieurs TeV. Celui-ci est destiné notamment aux mesures de précision de la physique qui sera découverte au LHC.

3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

Le caractère composite des protons implique une plus grande complexité des collisions hadroniques par rapport aux collisions leptoniques. En particulier, le système des deux partons en interaction n'est pas au repos dans le référentiel de la collision proton-proton : l'énergie utile n'est pas celle du centre de masse proton-proton et la composante longitudinale de l'impulsion n'est pas connue a priori. De plus, l'environnement est pollué par une grande

¹ISOLDE utilisant des isotopes radioactifs; DIRAC (interaction forte à basse énergie) et CLOUD (influence des rayons cosmiques sur la formation des nuages) auprès du PS; ALPHA, ASACUSA ATRAP (antimatière) et ACE (hadron-thérapie) auprès du décélérateur d'antiprotons (AD); COMPASS (structure des hadrons) auprès des faisceaux du SPS; n_TOF (neutron); CNGS (un faisceau de neutrinos en direction du laboratoire du Gran Sasso en Italie); et CAST (axions solaires), un télescope n'utilisant pas de faisceau produit au CERN.

3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

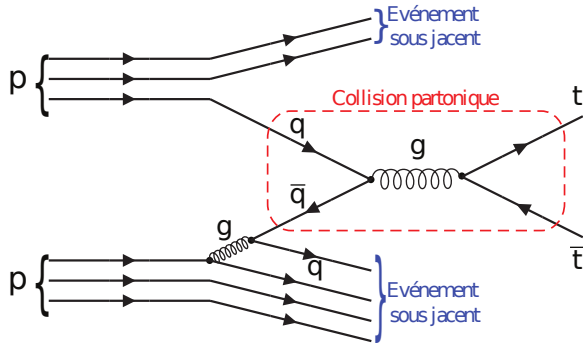


FIG. 3.1 – Production d’une paire de quarks top en collision proton-proton par fusion de quarks.

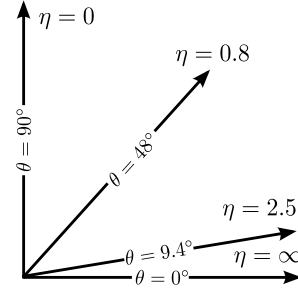


FIG. 3.2 – Angle polaire θ et pseudo-rapidity η .

activité hadronique due aux collisions secondaires et aux restes des protons n’ayant pas participé à la collision dure².

3.1.1 Le modèle des partons et les fonctions de distributions partoniques

Comme décrit à la section 1.3, la propriété de liberté asymptotique permet de décrire aux grandes énergies les interactions entre hadrons à partir de leurs constituants : les partons. Les processus partoniques (à courte distance, grande énergie) qui relèvent du régime perturbatif, peuvent ainsi être séparés des processus hadronique (à grande distance, basse énergie), qui dépendent du régime non perturbatif. Ce phénomène est illustré par la figure 3.1 pour le cas d’une paire de quarks top créée par fusion de quarks. Il constitue le théorème de factorisation.

La section efficace d’un processus dur $\hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow X)$, impliquant deux partons q_i et q_j (quarks ou gluons), peut être calculée par des méthodes perturbatives. Le lien entre celle-ci et la section efficace des deux protons $\sigma(pp \rightarrow X)$ est obtenu à l’aide des fonctions de distributions partoniques (*Parton Distribution Function* - PDF), $f_i(x, Q^2)$. Celles-ci donnent la probabilité de trouver, dans le proton, un parton de type i qui emporte une fraction x de son impulsion ($0 \leq x \leq 1$). Q^2 est introduit pour prendre en compte l’ordre fini du calcul perturbatif de $\hat{\sigma}$ [9]. Il apparaît lors de la procédure de renormalisation et correspond à l’échelle d’énergie du processus ($Q \sim \sqrt{\hat{s}}$, l’énergie dans le centre de masse de la collision des deux partons). Les fonctions de distribution partoniques dépendent ainsi de l’ordre auquel est calculé la section efficace du processus dur $\hat{\sigma}$. Le théorème de factorisation

²On désigne par collision ou processus dur, l’interaction entre deux partons avec un échange important d’énergie. Ce processus est généralement le processus étudié.

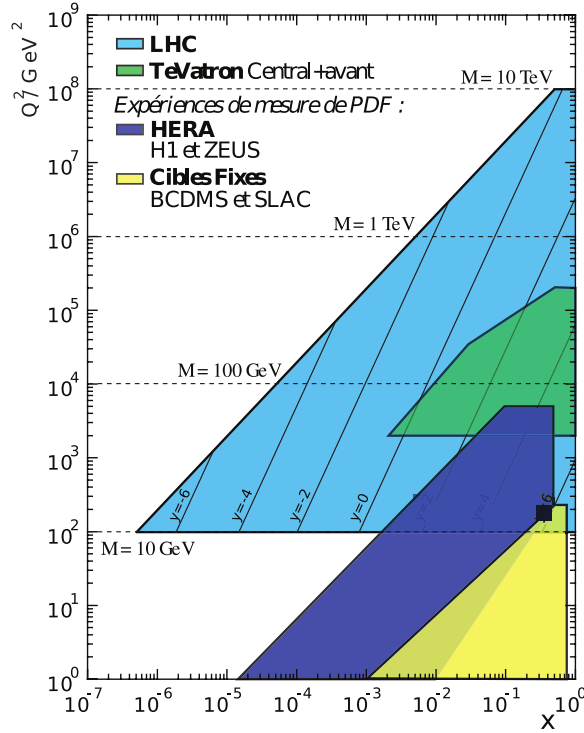


FIG. 3.3 – Régions en x et Q^2 accessibles pour différentes expériences [22]. M et y désignent respectivement la masse invariante et la rapidité (voir section 3.1.2) du système partonique.

permet alors d'écrire :

$$\sigma(pp \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j f_i(x_i, Q^2) f_j(x_j, Q^2) \hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow X, \hat{s}, Q^2). \quad (3.1)$$

La connaissance actuelle des fonctions de distributions partoniques est le fruit principalement des expériences sur cibles fixes, ou des collisions inélastiques profondes conduites à HERA, auprès du laboratoire DESY en Allemagne, mais aussi du Tevatron [21]. La figure 3.3 montre les régions en x et Q^2 accessibles à ces expériences ainsi qu'à celles du LHC. Si l'évolution en Q^2 peut être calculée par la procédure de renormalisation, ce n'est pas le cas de leurs variations en fonction de x . Les PDF sont très mal connues aux petits x , ce qui induit une erreur systématique importante sur la prédiction de nombreuses mesures qui seront effectuées au LHC.

3.1.2 Cinématique des collisions hadroniques : pseudo-rapidité et impulsion transverse

Pour bénéficier au maximum de l'énergie du LHC, le centre de masse de la collision proton-proton est au repos dans le référentiel du laboratoire

3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

(contrairement aux expériences sur cibles fixes ou aux collisionneurs asymétriques). On définit généralement l'axe z comme celui du faisceau, les axes x et y décrivent le plan transverse.

Cependant, comme précisé ci-dessus, les partons responsables d'un processus dur n'emportent qu'une fraction des impulsions des protons initiaux. L'impulsion initiale du système partonique est donc inconnue a priori. Pour pouvoir utiliser les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, on utilise, de préférence aux coordonnées sphériques :

L'impulsion transverse, $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Contrairement à l'impulsion longitudinale, l'impulsion transverse du système de partons en interaction est connue : elle est nulle, car l'impulsion transverse des partons est négligeable.

La rapidité, $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$. La différence de rapidité entre deux particules est invariante par poussée de Lorentz le long de l'axe du faisceau.

Dans l'approximation ultra-relativiste, la rapidité se confond avec la **pseudo-rapacité**, $\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$. La pseudo-rapacité permet de définir une direction donnée par l'angle polaire θ (mesuré par rapport à l'axe z), indépendamment de la particule considérée. Les variations simultanées de η et θ sont illustrées par la figure 3.2, page 45.

3.1.3 Les restes des protons : événements sous-jacents

La production d'un processus dur implique deux partons. Les restes des deux protons correspondants (voir figure 3.1) interagissent également à leur tour en raison de leur charge de couleur. Cet effet est la source des *événements sous-jacents*. Une compréhension théorique complète de ces phénomènes est impossible, en raison de leur grande complexité. Mais des modélisations existent [17] qui sont ajustées sur les données. L'extrapolation de ces modèles aux énergies du LHC est une difficulté des simulations pré-LHC. Des études spécifiques seront nécessaires, par exemple celle de l'activité hadronique des événements produits par interaction forte, loin des jets les plus énergétiques.

3.1.4 Événements de biais minimum et empilement

Les *événements de biais minimum* sont les interactions inélastiques proton-proton les plus fréquentes. La grande section efficace de celles-ci, visible page 51 (figure 3.5), est responsable d'en moyenne 25 interactions par croisement de faisceau à la luminosité nominale du LHC [17] (voir section 3.2.2). L'activité de ces événements dans le détecteur est appelée *empilement* et doit être soustraite de la mesure d'un événement intéressant. Difficile à prédire, elle devra être mesurée au LHC, par exemple à partir de prises de données à déclenchement aléatoires.

3.2 La machine

3.2.1 La chaîne d'accélération

Le LHC [23] fournira des collisions proton-proton à 14 TeV dans le centre de masse. De plus, un programme de collisions d'ions lourds, comme le plomb, est également prévu avec des énergies de 2.76 TeV par nucléon.

Il est formé, le long de ses 27 km, d'une succession de lignes droites et de portions courbées, regroupées en huit secteurs³. Les principaux composants du LHC sont ses 1232 aimants dipolaires supraconducteurs qui assurent la courbure du faisceau. Pour atteindre l'énergie requise, ces dipôles doivent générer un champ magnétique de 8.3 Tesla, ce qui nécessite un refroidissement à 1.9 K par un puissant système cryogénique reposant sur l'utilisation d'hélium superfluide. Les deux faisceaux de protons circulent en sens inverse à l'intérieur de deux tubes à vide, encastrés dans la même culasse magnétique pour gagner de la place. Les faisceaux sont focalisés à l'aide de 392 quadripôles et chacun est accéléré par huit cavités radio-fréquence.

Le LHC n'est cependant que le dernier maillon de la longue chaîne d'accélérateurs (représentée sur la figure 3.4) nécessaire à l'obtention de ces énergies inédites en collisionneur [17] :

- Un **duoplasmatron** produit les protons du LHC par le bombardement d'un gaz d'hydrogène à l'aide d'électrons.
- Une pré-accélération est fournie par un **quadripôle radio-fréquence**, puis un **accélérateur linéaire (LINAC)** qui portent l'énergie des protons à 750 keV et 50 MeV respectivement.
- Celle-ci est amenée à 1.4 GeV par le **booster**, qui sert d'injecteur au **PS (Proton Synchrotron)**. Le PS permet d'atteindre une énergie de 26 GeV. Les protons y sont organisés en paquets de $\sim 10^{11}$ protons, espacés de 25 ns.
- Le synchrotron suivant est le **SPS (Super Protons Synchrotron)** qui porte, en 8 secondes environ, l'énergie des protons à 450 GeV.
- Les protons débouchent alors dans le LHC. Celui-ci se remplit en 4.3 minutes pour contenir 2808 paquets (par faisceau, à la luminosité nominale). Après une vingtaine de minutes d'accélération, les protons atteignent alors l'énergie de 7 TeV.

Une fois les faisceaux accélérés, les collisions commencent. Les croisements de faisceaux ont lieu en quatre points. Six expériences y sont installées :

ATLAS [24] (A Toroidal LHC ApparatuS) et **CMS [25] (Compact Muon Solenoid)** sont deux détecteurs polyvalents, destinés à explorer toute la physique du TeV. Concurrents et complémentaires, ces

³On parle de secteur entre deux zones d'interaction possibles (milieu des portions droites). Le conjugué est l'octant, qui va d'une portion courbée à une autre.

3.2 La machine

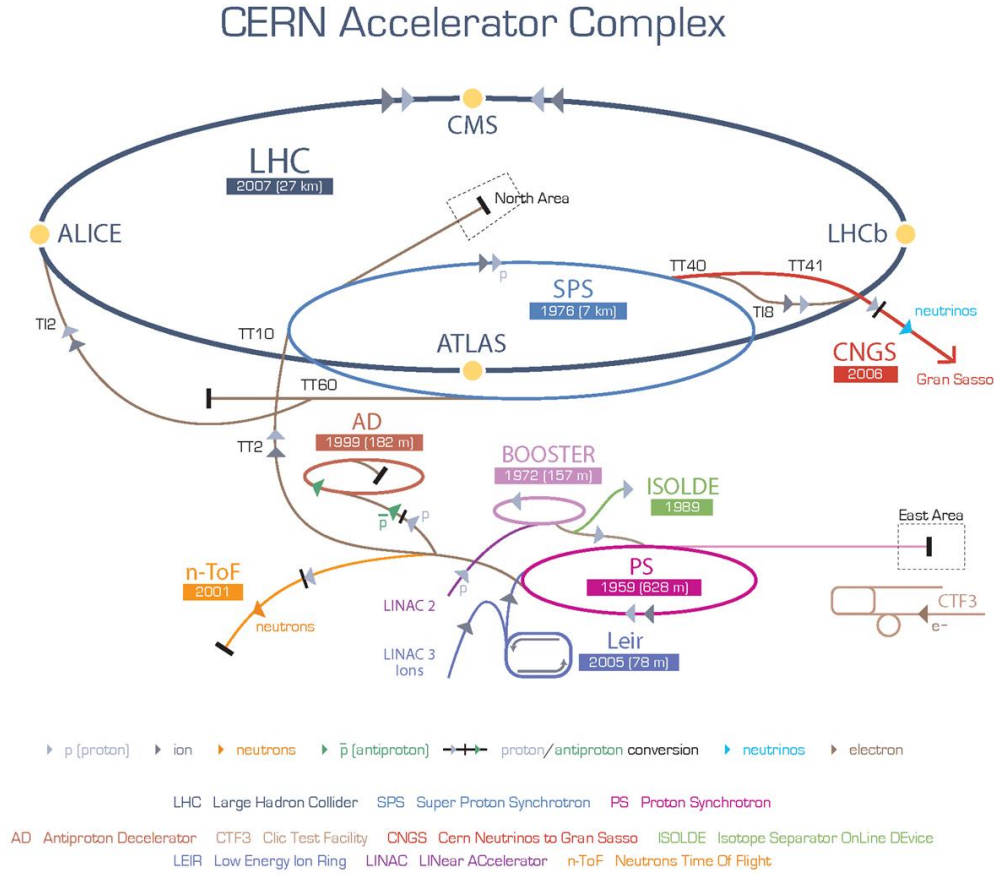


FIG. 3.4 – Le complexe d'accélérateurs du CERN.

deux détecteurs sont basés sur des solutions technologiques différentes. CMS est construit autour d'un puissant aimant solénoïdal entourant trajectographe et calorimètres. Son calorimètre électromagnétique est un calorimètre homogène constitué de cristaux de tungstate de plomb. ATLAS, présenté plus en détails au chapitre 4, est organisé autour d'un système magnétique formé d'un aimant solénoïdal, autour du trajectographe, et d'un aimant toroïdal à l'extérieur. Il dispose d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-argon liquide en forme d'accordéon décrit au chapitre 5.

LHCb [26] (LHC beauty) est un détecteur conçu pour l'étude de la violation de la symétrie CP et de la physique du quark b . C'est un détecteur placé d'un côté seulement de la collision, l'autre côté n'est pas instrumenté. Il est notamment pourvu de trajectographes mobiles capables d'être placés au plus près du faisceau.

ALICE [27] (A Large Ion Collider Experiment), détecteur adapté aux collisions d'ions lourds, a pour objectif d'étudier les phénomènes de la chromodynamique quantique, en particulier un nouvel état de la matière : le plasma de quarks et de gluons. Il dispose d'un système d'identification de particules élaboré et d'un ensemble de sous-détecteurs situés aux petits angles.

TOTEM [28] (TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement) dédié à l'étude de sections efficaces totales, de collisions élastiques et de phénomènes diffractifs. Placé autour du détecteur CMS, il mesure les particules aux très petits angles, notamment à l'aide de détecteurs installés dans des chambres à vide au plus près du faisceau (les "pots romains").

LHCf [29] (LHC forward) est une expérience qui utilise les particules aux petits angles créées au LHC pour simuler des rayons cosmiques en conditions de laboratoire. Il permettra notamment d'étalonner les modèles de gerbes utilisés pour la détection de rayons cosmiques de hautes énergies (l'énergie dans le centre de masse du LHC correspond à une expérience sur cible fixe avec un faisceau de 10^{17} eV). LHCf est composé de deux calorimètres imageurs situés, de part et d'autre, à 140 m du détecteur ATLAS.

3.2.2 La luminosité

Pour un collisionneur orienté vers la découverte de processus rares, comme le LHC, l'énergie disponible dans le centre de masse n'est pas le seul paramètre important. Il doit également délivrer une grande luminosité.

La luminosité \mathcal{L} donne le nombre d'événements n créés pour un processus de section efficace σ par $n = \mathcal{L} \times \sigma$. Deux phases de fonctionnement sont prévues au LHC⁴ :

- Une phase de basse luminosité, avec la délivrance d'une luminosité instantanée de 10^{33} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, soit environ 10 fb^{-1} par an⁵ pendant trois ans.
- Une phase de luminosité nominale, correspondant à une luminosité instantanée de 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, c'est-à-dire environ 100 fb^{-1} par an.

Ces luminosités correspondent à un gain d'approximativement un à deux ordres de grandeur par rapport au collisionneur Tevatron. La figure 3.5 donne les sections efficaces et le nombre d'événements attendus pour différents processus au LHC et au Tevatron. La conjugaison des effets de l'augmentation de la luminosité et de celle de l'énergie disponible dans le centre de masse (les sections efficaces augmentent en général avec l'énergie de la collision)

⁴Les valeurs données sont celles proposées, en collisions proton-proton, aux expériences ATLAS et CMS. LHCb et ALICE disposeront pendant ce temps de luminosités plus faibles.

⁵ $1 \text{ fb}^{-1} = 10^{39} \text{ cm}^{-2}$.

3.2 La machine

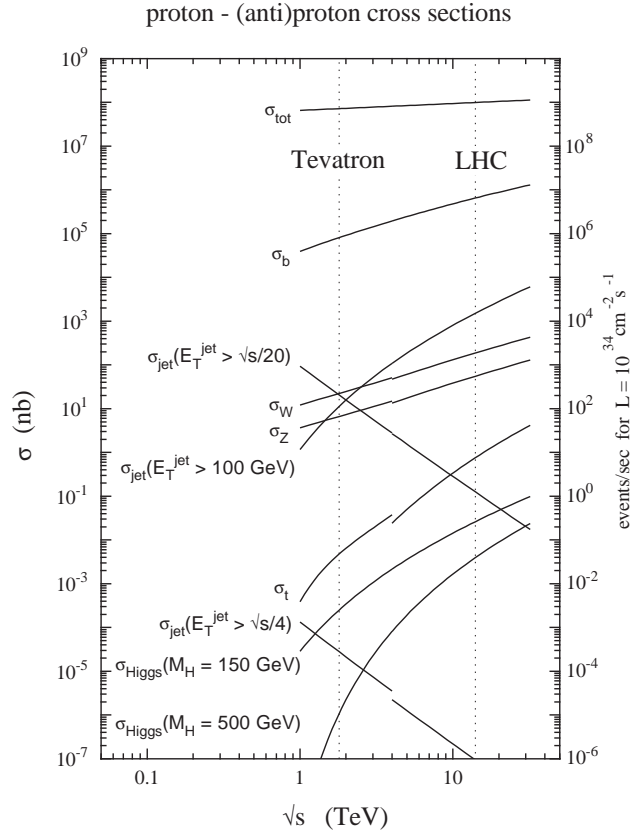


FIG. 3.5 – Sections efficaces et nombre d'événements par seconde des les principaux processus en collisionneur proton-(anti)proton en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. Les lignes en pointillés indiquent les énergies atteintes au Tevatron (1.96 TeV) et au LHC (14 TeV) [17].

a des conséquences spectaculaires : si à peu près trois paires de quarks top sont créées chaque heure au Tevatron, une par seconde environ est attendue au LHC à basse luminosité.

Des améliorations à long termes sont envisagées. À cause des dipôles, il est difficile d'augmenter l'énergie des collisions au delà de 15 TeV environ. Les améliorations prévues au LHC concernent donc principalement la luminosité. Les principales limites⁶ viennent des interactions entre les faisceaux, aux points d'interactions, et du nuage d'électrons qui se forme autour du faisceau suite au rayonnement synchrotron (entraînant chaleur et instabilité du faisceau) [17]. Il est projeté à terme de gagner encore un ordre de grandeur pour aboutir à une luminosité intégrée d'environ 1 ab^{-1} par an.

⁶Le Tevatron est principalement limité par sa source d'antiprotons. Le LHC n'a pas ce

3.3 Le démarrage du LHC

Le LHC a démarré à la fin de l'été 2008. Plusieurs tests d'injection ont eu lieu à travers différents secteurs, et, le 10 septembre, les deux faisceaux ont circulé dans tout l'accélérateur effectuant plus de 300 tours. Les jours qui ont suivi ont vu leur capture par les cavités radio-fréquence : un faisceau stable a circulé pendant plus de 15 minutes. Ces tests ont été faits sans l'accélération du LHC (l'énergie des protons n'a pas dépassé celle fournie par le SPS) et aucune collision proton-proton n'a eu lieu (les faisceaux n'ont pas circulé simultanément). Ils ont néanmoins permis les premières analyses en fonctionnement de la réponse de la machine et des paramètres du faisceau. Ces études sont importantes : le LHC est un instrument unique et il doit être caractérisé.

Une dizaine de jours plus tard, un incident endommagea le secteur 3-4 du LHC (un des secteurs entre ALICE et CMS). L'apparition d'une zone résistive dans la connexion supraconductrice entre deux aimants a provoqué l'arrêt de l'alimentation électrique et la décharge, dans les résistances d'absorption prévues à cet effet, de l'énergie magnétique emmagasinée dans les aimants. Sous l'effet de l'échauffement, la connexion s'est malheureusement rompue entraînant une variation rapide du courant et la formation d'un arc électrique. L'arc a provoqué alors une fuite d'hélium dans le vide d'isolement, et ce dernier, en se réchauffant, a induit à son tour de fortes pressions sur les aimants qui ont été déplacés [30].

La réparation des aimants et des tubes à vide nécessite le réchauffement du secteur endommagé. Par ailleurs, des systèmes de détection améliorés des transitions résistives ont été mis au point, pour éviter le renouvellement d'un tel incident. Pour limiter les conséquences d'un nouvel incident de même type, des soupapes additionnelles sont ajoutées sur les enceintes d'hélium et les ancrages au sol des aimants sont renforcés. Plusieurs de ces opérations doivent être effectuées à chaud.

Le redémarrage du LHC est prévu pour l'automne 2009. Les plans actuels s'appuient sur un scénario de collisions à 7 TeV dans le centre de masse, qui permettront, en fonctionnant pendant l'hiver 2009-2010, de collecter une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} environ. Les premières collisions serviront avant tout à caractériser la machine et les détecteurs, puis, aussitôt que possible, de publier les premières analyses des données du LHC.

type de contrainte, mais l'utilisation de protons uniquement nécessite le recours à deux tubes à vide distincts pour faire voyager les protons en sens opposés dans le collisionneur.

4

L'expérience ATLAS

LA PLUPART DES PARTICULES produites aux LHC sont instables. L'observation de phénomènes du modèle standard ou de nouvelle physique nécessite donc d'une part l'identification et la mesure des produits de décroissance, et d'autre part l'utilisation de lois de conservation.

L'expérience ATLAS utilise un détecteur capable de mesurer une grande variété d'états finals. Sa description complète se trouve dans l'article [24], et ses performances attendues dans l'article [31] ⁽¹⁾.

4.1 Un détecteur polyvalent pour le LHC

4.1.1 Contraintes du LHC sur ses détecteurs

Le LHC induit des contraintes particulièrement drastiques sur les détecteurs qui sont installés aux points de croisement de ses faisceaux. La grande section efficace d'interaction proton-proton, visible sur la figure 3.5 du chapitre 3, induit une activité hadronique importante. Conjuguées à la luminosité du LHC, le grand nombre de collisions inélastiques qui constituent les événements de biais minimum créent le bruit d'empilement présenté à la section 3.1.4. Cette grande activité hadronique constitue de plus un important bruit de fond qui rend extrêmement difficile la mesure de processus dont la topologie est uniquement composée de jets. Elle nécessite une bonne identification des particules mesurées, pour différencier par exemple un photon ou un électron d'un jet hadronique.

¹Les versions précédentes de ces rapports se trouvent dans les références [32, 33, 34, 35].

Sommaire

4.1	Un détecteur polyvalent pour le LHC	53
4.1.1	Contraintes du LHC sur ses détecteurs	53
4.1.2	Objectifs d'ATLAS	54
4.2	Mesurer un événement : exemple d'une paire de quarks top	55
4.3	Description générale du détecteur ATLAS	56
4.3.1	Mesure d'une paire de quarks top	58
4.3.2	Système de coordonnées	58
4.4	Mesures d'impulsions des particules chargées : les trajectographes	59
4.4.1	Le trajectographe interne	59
4.4.2	Le spectromètre à muons	62
4.5	Mesures d'énergies : le système de calorimétrie	63
4.5.1	Photons et électrons, le calorimètre électromagnétique	64
4.5.2	Les hadrons, le calorimètre hadronique	64
4.5.3	Le calorimètre avant	65
4.5.4	Déterminer l'énergie manquante transverse	65
4.6	Acquisition des données et déclenchement	65
4.7	Détermination de la luminosité	67

Par ailleurs, la fréquence des collisions (40 MHz) requiert des détecteurs rapides. Cela nécessite un système de déclenchement sophistiqué (il n'est bien sûr pas possible d'enregistrer toutes les collisions) qui soit capable de sélectionner, au milieu de l'important bruit de fond, les événements intéressants pour les analyses.

Enfin, le grand nombre des collisions implique des taux de radiation très élevés, particulièrement aux petits angles, à proximité du tube à vide. Les radiations endommagent les matériaux qui constituent le détecteur, et son électronique. Les détecteurs doivent être conçus pour résister à l'accumulation de ces doses pendant plusieurs années.

Les détecteurs installés au LHC, comme le détecteur ATLAS, doivent donc avoir des éléments sensibles et une électronique qui sont rapides et résistants aux radiations. L'utilisation de fines granularités est également nécessaire pour réduire l'influence des événements de biais minimum.

4.1.2 Objectifs d'ATLAS

Le détecteur ATLAS est conçu pour étudier toute la physique du TeV. Ses objectifs sont de tester avec précision le modèle standard, d'étudier le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible et d'être sensible à tous les phénomènes de nouvelle physique qui pourraient se manifester, comme ceux décrits à la section 2.3.

4.2 Mesurer un événement : exemple d'une paire de quarks top

La réalisation de ces objectifs requiert en particulier :

- **L'identification et la mesure très précise de l'énergie des photons** issus de la décroissance d'un boson de Higgs léger.
- **De bonnes résolution et identification des électrons et des muons** produits par un boson de Higgs lourd, via sa décroissance en deux bosons Z^0 .
- **La mesure d'électrons et muons de très grande énergie** (plusieurs TeV) produits par la désintégration de nouveaux bosons de jauge ou de résonances associées à l'existence de dimensions supplémentaires.
- **La mesure de jets hadroniques de très haute énergie** qui permettent de tester le caractère composite des quarks.
- **Une très bonne couverture angulaire pour déterminer l'énergie manquante transverse** attribuée aux particules qui ne sont pas détectée (neutrinos, particules supersymétriques, gravitons échappés à l'intérieur de dimensions supplémentaires).
- **Une bonne résolution sur la trajectoire des particules chargées**, notamment près de la région d'interaction pour détecter des vertex secondaires. La mesure de vertex secondaires est principalement utile à **l'identification des hadrons beaux** (possédant un quark b de valence) et dans une moindre mesure à celle des leptons τ , qui sont produits par exemple dans la décroissance de quarks top, ou de bosons de Higgs neutres ou chargés.

4.2 Mesurer un événement : exemple d'une paire de quarks top

Les particules créées dans les collisions du LHC sont rarement détectées telles quelles : les particules lourdes (comme les quarks top, les bosons de jauge, les bosons de Higgs et la plupart des particules de nouvelle physique) se désintègrent rapidement, bien avant de pouvoir interagir avec un détecteur. Seuls sont donc mesurés leurs produits de décroissance. De plus, à cause du confinement de la chromodynamique quantique, les particules colorées de l'état final s'hadronisent.

Pour comprendre la diversité des objets que le détecteur ATLAS doit être capable de mesurer, il est intéressant de prendre l'exemple de la production d'une paire de quarks top. Un de ses états finals est constitué, selon le processus $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow l\nu bqqb$, d'un lepton chargé, d'un neutrino, de deux quarks b et de deux quarks plus légers (voir chapitre 10).

Ces différentes particules ne se comportent pas de la même façon :

Leptons chargés Les électrons de haute énergie interagissent principalement par bremsstrahlung, ils ont ainsi un faible pouvoir pénétrant (voir chapitre 5). Les muons, au contraire, ont un tel pouvoir de pénétration qu'il n'est pas possible de les arrêter pour mesurer leur énergie. La

mesure de leur trajectoire permet cependant de déterminer leur impulsion. Les leptons tau, enfin, se désintègrent à l'intérieur du détecteur, soit en une paire de quarks et un neutrino, soit en un électron ou un muon et deux neutrinos.

Neutrinos Les neutrinos sont uniquement sensibles à l'interaction faible, ils n'interagissent que très rarement avec la matière. Leur détection au LHC passe par la mesure de quantités d'énergie manquante transverse (voir section 3.1.2).

Quarks Comme précisé à la section 1.3, les quarks créés au LHC s'hadronisent et se fragmentent pour former des jets de hadrons (appelés simplement *jets*). Les jets interagissent par interaction forte, et leur pouvoir de pénétration est intermédiaire entre ceux des électrons et des muons.

Les hadrons beaux (formés à partir d'un quark b) peuvent de plus être identifiés par leur longue durée de vie ($c\tau \sim 450 \mu\text{m}$ [31]) conduisant à la présence d'un vertex secondaire ou d'un paramètre d'impact transverse pour les produits de leur décroissance. Les jets contenant des hadrons beaux sont issus de la fragmentation et de l'hadronisation d'un quark b . Ils sont appelés *jets b* et leur procédure d'identification, *étiquetage des jets b* . On désigne par *jets légers* les jets qui ne contiennent pas de hadrons beaux.

Les particules chargées peuvent par ailleurs être défléchies dans un champ magnétique, ce qui permet, en mesurant leur trajectoire, de contraindre leur impulsion et leur charge.

Pour pouvoir étudier les événements contenant une paire de quarks top, le détecteur ATLAS doit donc être capable de mesurer les quadri-vecteurs des électrons et des muons, de reconstruire les jets hadroniques, d'étiqueter les jets b , et de déterminer l'énergie manquante transverse.

Deux autres particules, absentes de la décroissance $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow l\nu b qq b$, apparaissent dans de nombreux états finals. Ce sont les photons et les gluons. Les photons de haute énergie interagissent principalement par la création d'une paire électron-positron (voir chapitre 5), ce qui rend leur détection proche de celle des électrons (excepté leur absence de charge électrique). Les gluons sont des objets colorés. Ils s'hadronisent et se fragmentent de manière similaire à celle des quarks pour former des jets légers. Il n'est pas possible de distinguer expérimentalement le jet issu d'un gluon de celui produit par un quark léger.

4.3 Description générale du détecteur ATLAS

La vue détaillée du détecteur ATLAS se trouve sur la figure 4.1. Celui-ci est composé de plusieurs sous-détecteurs détaillés dans les autres sections du chapitre. Du point de collision vers l'extérieur, se trouvent :

4.3 Description générale du détecteur ATLAS

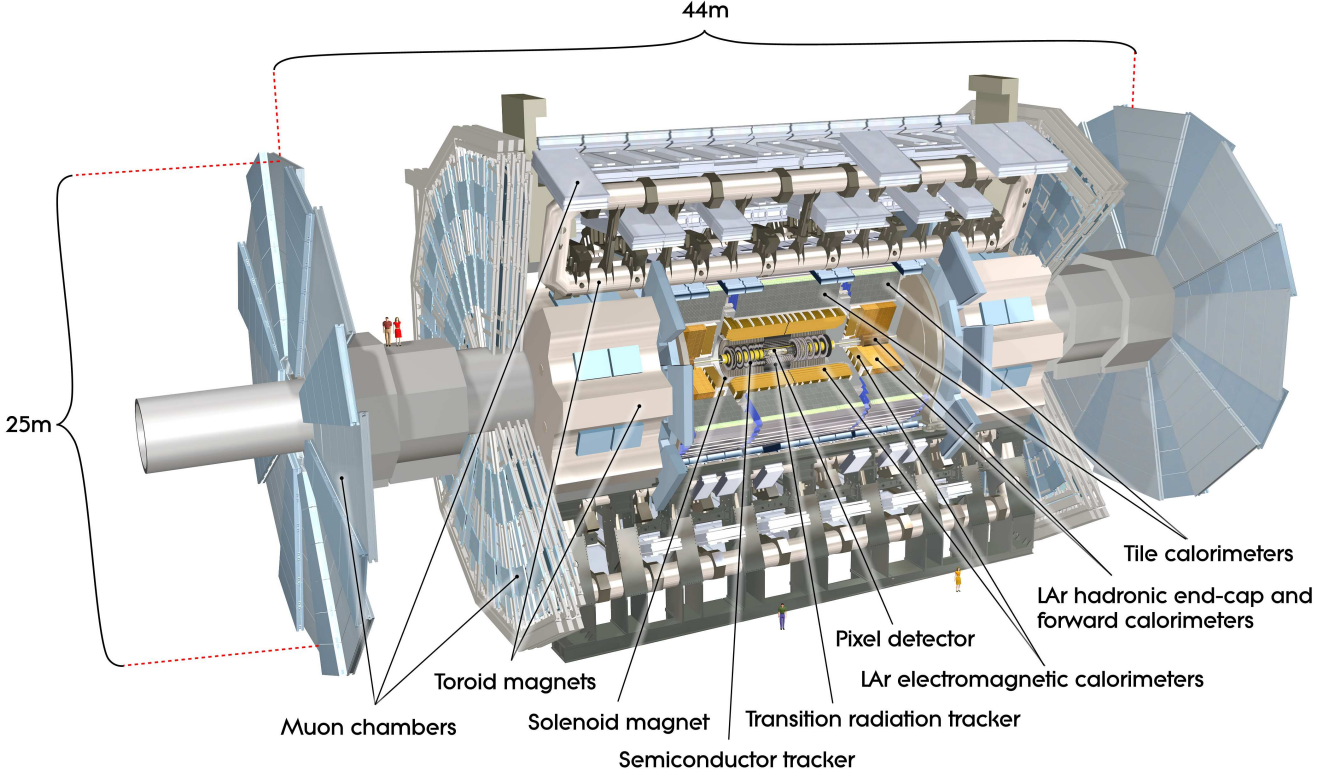


FIG. 4.1 – Vue détaillée du détecteur ATLAS et de ses différents sous-détecteurs : le trajectographe interne composé de l’aimant solénoïdal (*Solenoid magnet*) et du détecteur interne (*Pixel detector*, *Semiconductor tracker* et *Transition radiation tracker*); la calorimétrie électromagnétique (*LAr electromagnetic calorimeters*), hadronique (*Tile calorimeters*, *LAr hadronic end-cap calorimeter*) et le calorimètre avant (*Forward calorimeter*); le spectromètre à muons constitué de l’aimant toroïdal (*Toroid magnets*) et des chambres à muons (*Muon chambers*).

Sous-détecteur	Résolution attendue	Couverture en pseudo-rapidité	
		Mesures	Déclenchement
Trajectographe	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05 \% p_T \oplus 1 \%$	± 2.5	
Calorimètre électromagnétique	$\sigma_E/E = 10 \%/\sqrt{E} \oplus 0.7 \%$	± 3.2	± 2.5
Calorimètre hadronique (jets)			
<i>Tonneau et bouchons</i>	$\sigma_E/E = 50 \%/\sqrt{E} \oplus 3 \%$	± 3.2	± 3.2
<i>Calorimètre avant</i>	$\sigma_E/E = 100 \%/\sqrt{E} \oplus 10 \%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10 \%$ pour $p_T = 1 \text{ TeV}$	± 2.7	± 2.4

TAB. 4.1 – Performances attendues pour le détecteur ATLAS. Les énergies (E) et impulsions transverses (p_T) sont exprimées en GeV. Le symbole \oplus indique que les erreurs doivent être sommées quadratiquement.

Le trajectographe interne qui permet de mesurer, grâce au **détecteur interne**, la trajectoire des particules chargées défléchies par le champ magnétique de l'**aimant solénoïdal** (section 4.4.1).

Le calorimètre électromagnétique dédié à la mesure de l'énergie des électrons et des photons (section 4.5.1).

Le calorimètre hadronique dédié à la mesure de l'énergie des jets (section 4.5.2).

Le spectromètre à muons qui permet de mesurer (en complément du trajectographe interne) l'impulsion des muons à l'aide du champ magnétique créé par l'**aimant toroïdal** et des **chambres à muons** (section 4.4.2).

Pour les particules émises aux petits angles, le calorimètre avant couvre la région proche du faisceau (section 4.5.3). L'obtention d'une large couverture angulaire est réalisée pour la plupart des sous-détecteurs en associant à leur partie centrale, le tonneau (*barrel*), deux bouchons (*end-cap*) qui couvrent les zones à large pseudo-rapacité. Les performances attendues pour le détecteur ATLAS se trouvent sur le tableau 4.1.

4.3.1 Mesure d'une paire de quarks top

Le détecteur ATLAS est parfaitement adapté à la mesure des produits de désintégration finals d'une paire de quarks top tels que présentés à la section 4.2. Chaque objet peut être mesuré :

Les électrons à partir du trajectographe interne et du calorimètre électromagnétique.

Les muons avec le trajectographe interne et le spectromètre à muons

Les jets en utilisant les calorimètres. Le détecteur interne permet l'étiquetage des jets *b* à partir de la mesure d'un vertex secondaire ou du paramètre d'impact transverse.

L'énergie manquante transverse, en combinant les informations des calorimètres et de la mesure des muons.

4.3.2 Système de coordonnées

L'origine du système de coordonnées d'ATLAS est le point d'interaction nominal. En coordonnées cartésiennes, l'axe *z* est pris le long du faisceau, les axes *x* et *y* décrivent le plan transverse. L'axe *x*, horizontal, pointe vers le centre du LHC et l'axe *y*, à la verticale, vers le haut.

Comme expliqué à la section 3.1.2, on utilise de préférence le système (p_T, η, ϕ) donné par respectivement l'impulsion transverse, la pseudo-rapacité et l'angle polaire. Dans le plan transverse, $\phi = 0$ correspond à l'axe *x*. On définit de plus la distance ΔR dans l'espace pseudo-rapacité angle polaire par $\Delta R = \sqrt{\Delta^2 \eta + \Delta^2 \phi}$

4.4 Mesures d'impulsions des particules chargées : les trajectographes

Les trajectographes sont basés sur la mesure de l'impulsion d'une particule chargée à partir de sa déflexion dans un champ magnétique.

4.4.1 Le trajectographe interne

Le trajectographe interne désigne le détecteur interne immergé dans le champ magnétique de 2 Teslas généré par l'aimant solénoïdal. Une vue détaillée du détecteur interne se trouve sur la figure 4.2. Il couvre la région $|\eta| < 2.5$ dédiée à la physique de précision. Le détecteur interne est constitué de trois sous-détecteurs : le détecteur à pixels (*Pixel detector*), le détecteur à micropistes de silicium (*Semiconductor tracker - SCT*) et le détecteur à rayonnement de transition (*Transition radiation tracker - TRT*).

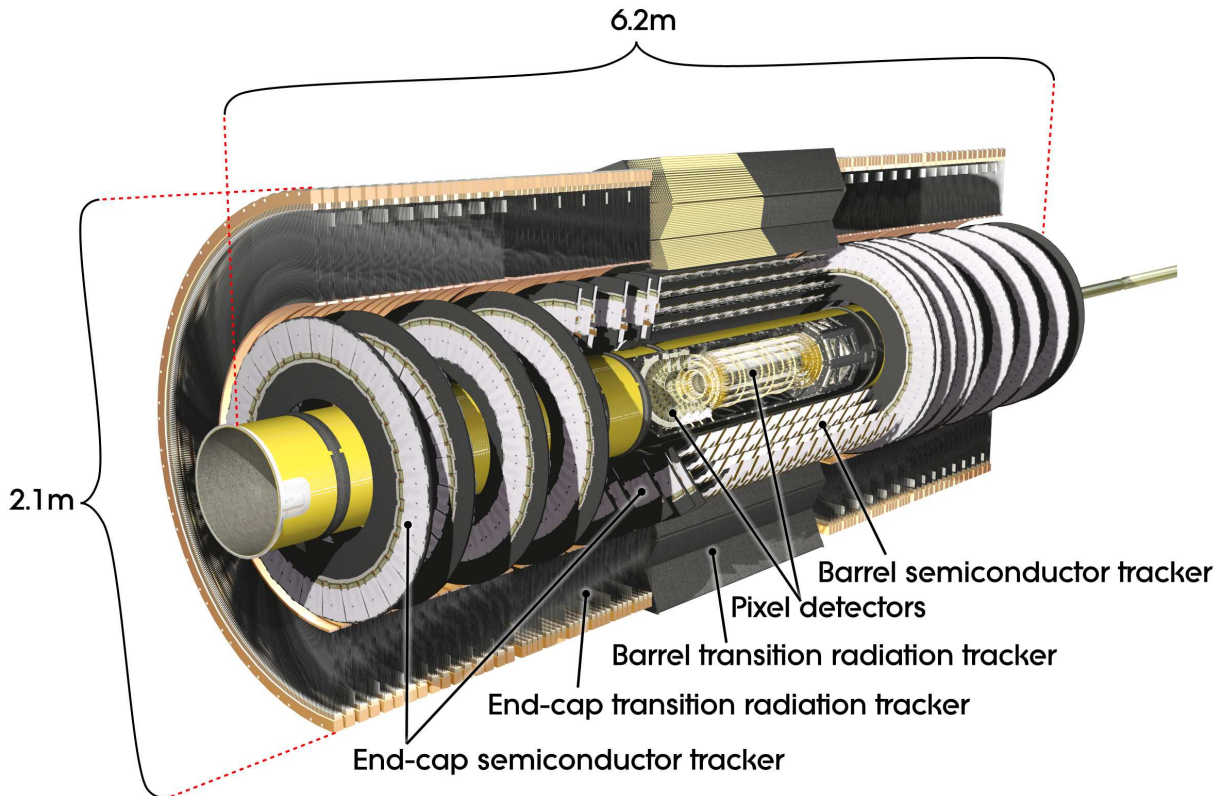


FIG. 4.2 – Vue détaillée du détecteur interne : pixels (*Pixel detector*), micropistes (*Semiconductor tracker*) et tubes à dérive (*Transition radiation tracker*).

Les détecteurs à pixels et à micropistes de silicium sont tous deux basés sur l'utilisation de silicium semi-conducteur polarisé, ils forment le trajectographe de précision. Ils sont organisés en cylindres concentriques, autour de l'axe du faisceau, pour la partie tonneau et en disques placés perpendiculairement à l'axe du faisceau pour la partie bouchon. Les pixels permettent une mesure bidirectionnelle à l'intérieur de chaque couche et ont une résolution intrinsèque (par couche) de $10\ \mu\text{m}$ sur $R\phi$ ⁽²⁾, et $115\ \mu\text{m}$ sur z (tonneau) ou R (bouchons). Les micropistes de silicium sont des bandes de $6.4\ \text{cm}$ de long placées parallèlement (tonneau) ou radialement (bouchon) à l'axe du faisceau. La mesure de deux coordonnées dans chaque couche est obtenue par l'utilisation de deux jeux de micropistes collés dos à dos avec un angle de $40\ \text{mrad}$. La résolution intrinsèque de chaque couche du détecteur à micropistes de silicium est de $17\ \mu\text{m}$ sur $R\phi$, et $580\ \mu\text{m}$ sur z (tonneau) ou R (bouchon).

Le détecteur à rayonnement de transition utilise des tubes à dérive installés axialement pour le tonneau et radialement pour les bouchons. Il couvre la région $|\eta| < 2$. Dans le plan transverse au faisceau, ces tubes à dérive ne fournissent qu'une information unidirectionnelle sur $R\phi$. Un radiateur est de plus placé entre les tubes à dérive : le rayonnement de transition émis par les électrons à sa traversée est absorbé par le mélange de gaz, composé principalement de xénon, qui remplit les tubes. Le signal collecté est alors plus important que celui créé par ionisation directe dans les tubes à dérive, ce qui contribue à différencier les électrons de particules plus massives comme les pions.

La trajectoire empruntée par une particule chargée traverse typiquement trois pixels, quatre couples de micropistes de silicium et trente-six tubes à dérive. La combinaison du trajectographe de précision, placé près du faisceau, et du détecteur à rayonnement de transition, aux plus grands rayons, fournit une reconstruction robuste des trajectoires et une grande précision sur R , ϕ et z . Pour pouvoir être utilisé avec le millier de particules émises à chaque croisement de faisceaux du LHC (à sa luminosité nominale), de fines granularités sont utilisées : le nombre de voies est d'environ 80 millions pour le détecteur à pixels, 6.3 millions pour le détecteur à micropistes de silicium et 351 mille pour le détecteur à rayonnement de transition.

²En coordonnées cylindriques, (R, ϕ, z) .

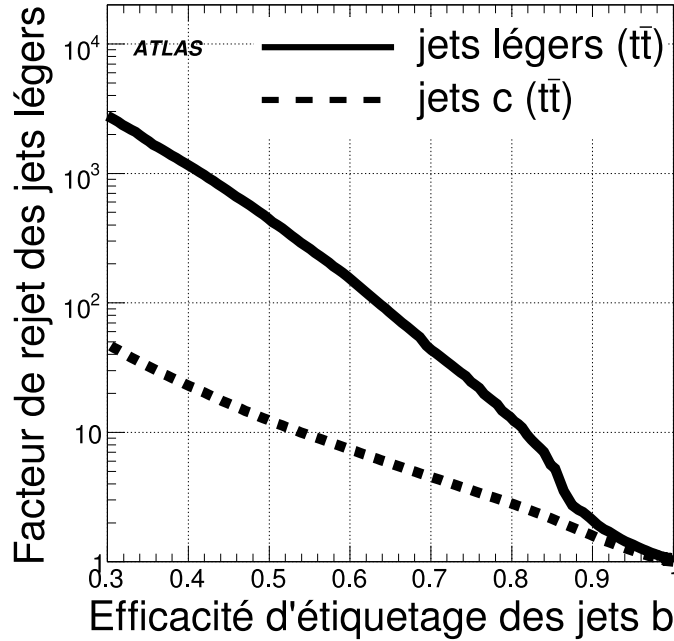


FIG. 4.3 – Variation du facteur de rejet des jets légers et des jets issus de l'hadronisation de quarks c en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b . Ces performances sont obtenues avec un algorithme d'étiquetage utilisant paramètre d'impact et vertex secondaire appliqué à un lot d'événements simulés de paires de quarks top [31].

Étiquetage des jets b L'étiquetage des jets b est principalement effectué à partir du détecteur interne, notamment grâce aux deux sous-détecteurs au silicium qui sont utilisés pour extraire paramètres d'impact transverses et vertex secondaires. Il existe cependant d'autres méthodes comme l'utilisation de leptons mous présents dans les jets. Deux nombres le caractérisent :

- l'efficacité d'étiquetage des jets b , c'est-à-dire la proportion de jets b étiquetés comme tels ;
- Le taux de mauvais étiquetage, soit la proportion de jets légers étiquetés comme jets b (on utilise parfois son inverse, le facteur de rejet des jets légers).

Ces deux grandeurs dépendent du jet et de l'événement considéré. La figure 4.3 donne leurs valeurs pour les événements qui contiennent une paire de quarks top, tels que $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow l\nu bqqb$. Par exemple, le taux de mauvais étiquetage, pour une efficacité typique de 60 %, est inférieur au pour-cent.

4.4.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est formé du système d'aimants toroïdaux et des chambres à muons. Il vient compléter, pour les muons, le trajectographe interne. Sa vue détaillée est donnée sur la figure 4.4. Il couvre la région $|\eta| < 2.7$.

Le système d'aimants toroïdaux L'aimant toroïdal (*toroid*) est composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.4$) et de deux bouchons ($1.6 < |\eta| < 2.7$). La région $1.4 < |\eta| < 1.6$ fait transition et subit les effets à la fois du tonneau et d'un bouchon. Chacun est constitué de huit bobines placées de telle manière que leurs lignes de champ, orthogonales à la trajectoire des particules issues du point d'interaction, se bouclent sur elles-mêmes et forment un tore autour

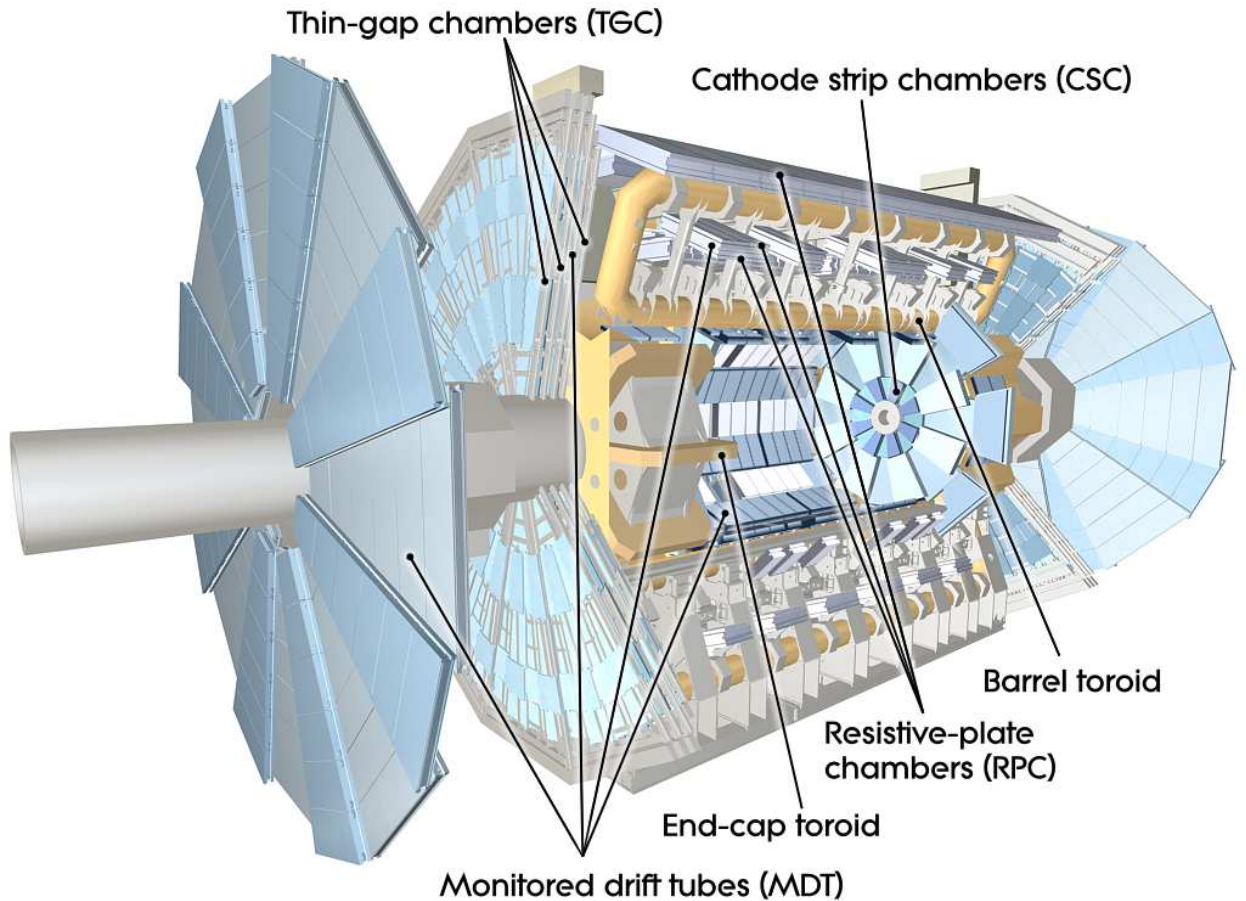


FIG. 4.4 – Vue détaillée du spectromètre à muon : système d'aimants (*Toroid*), et chambres de précision (*Monitored drift tubes*, *Cathode-strip chambers*) et de déclenchement (*Resistive-plate chambers*, *Thin-gap chambers*).

4.5 Mesures d'énergies : le système de calorimétrie

de l'axe du faisceau. Les valeurs maximales du champ magnétique atteignent 4 Tesla, avec une valeur moyenne d'environ 0.5 Tesla dans la partie centrale.

Les chambres de précision : MDT et CSC La mesure de la trajectoire des muons est réalisée grâce aux chambres de précision. Celles-ci sont formées de trois cylindres concentriques pour la partie tonneau ($|\eta| < 1$) et de quatre disques perpendiculaires à la direction du faisceau pour la partie bouchon ($1 < |\eta| < 2.7$). Les mesures sont obtenues à partir de tubes à dérive (*Monitored drift tube* - MDT) qui permettent d'atteindre une résolution moyenne de 35 μm par chambre. La région avant, ($2.0 < |\eta| < 2.7$) est instrumentée par des chambres à cathode en bandelettes (*Cathode-Strip Chamber* - CSC), peu sensibles aux neutrons, et capables d'être utilisées avec un fort taux de comptage et une bonne résolution temporelle.

Les chambres de déclenchement : RPC et TGC Les chambres de déclenchement couvrent la région $|\eta| < 2.4$ avec une réponse rapide. Leurs objectifs sont de fournir, une bonne identification des croisements de faisceaux ; des seuils en impulsion transverse bien définis ; et des mesures dans les directions orthogonales à celles des chambres de précision. Elles sont instrumentées à l'aide de chambres à plaques résistives (*Resistive plate chambers* - RPC) pour le tonneau et de chambres à espacement fin (*Thin Gap Chambers* - TGC) pour les bouchons.

4.5 Mesures d'énergies : le système de calorimétrie

La calorimétrie consiste à stopper une particule pour évaluer son énergie initiale à partir de celle qu'elle dépose dans la matière³. À cause de leur différence de pouvoir de pénétration, deux types de calorimètres sont utilisés : un calorimètre électromagnétique pour les photons et les électrons, et un calorimètre hadronique pour les hadrons. Le détecteur ATLAS est également pourvu d'un calorimètre avant pour mesurer l'énergie des particules émises aux petits angles. La vue détaillée du système de calorimétrie d'ATLAS se trouve sur la figure 4.5.

Lors de l'interaction des particules avec la matière, celles-ci forment des gerbes. Le système de calorimétrie doit être suffisamment épais pour contenir les gerbes de grande énergie. Cette profondeur est nécessaire pour obtenir une bonne résolution, éviter la pollution du spectromètre à muon et évaluer correctement l'énergie manquante transverse.

³En pratique, pour des particules ultra-relativistes comme celles émises au LHC, mesure de l'énergie et mesure de l'impulsion sont équivalentes.

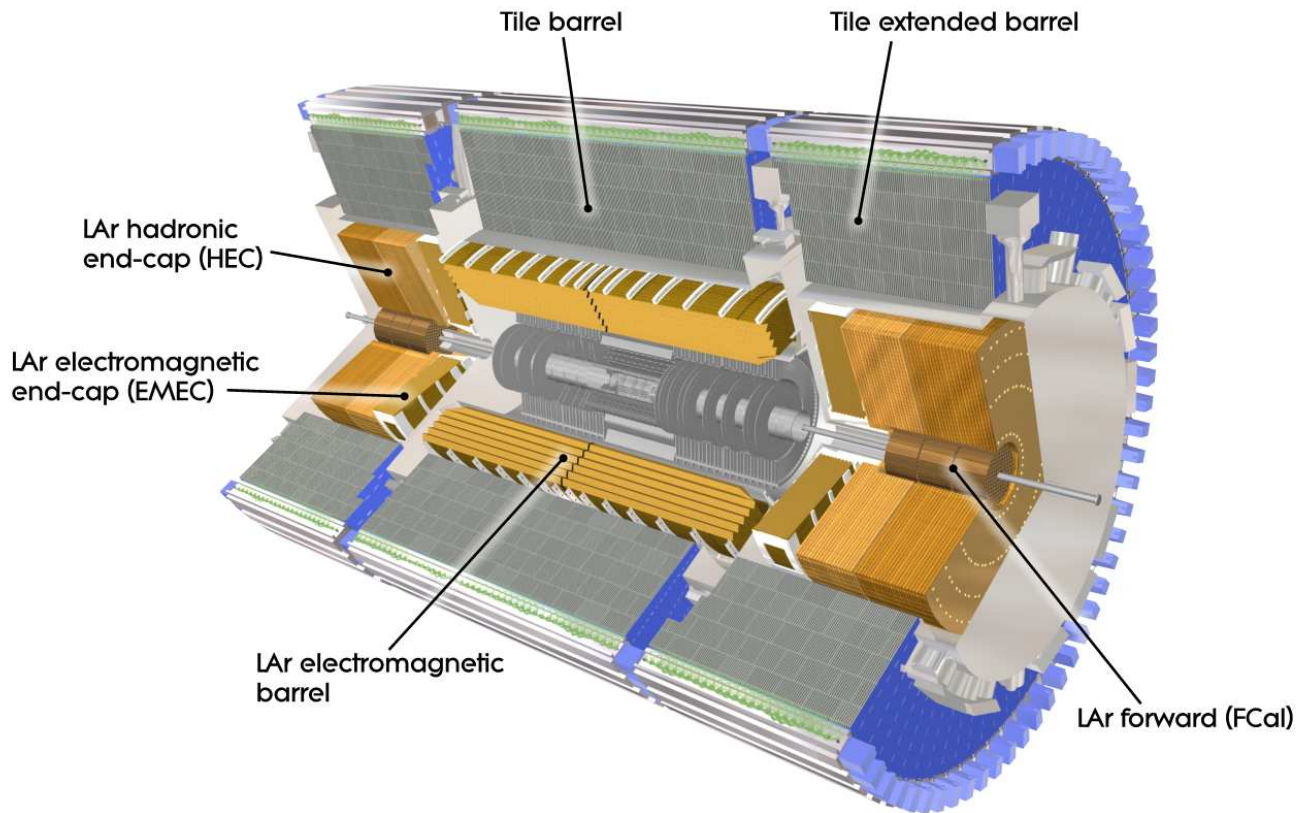


FIG. 4.5 – Vue détaillée du système de calorimétrie : calorimètre électromagnétique à argon liquide (*LAr electromagnetic*) ; calorimètre hadronique (*Tile barrel* et *LAr hadronic end-cap*) ; et calorimètre avant (*LAr forward*).

4.5.1 Photons et électrons, le calorimètre électromagnétique

La description du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est détaillée dans le chapitre 5. Il s'agit d'un calorimètre échantillonné utilisant l'argon liquide comme milieu détecteur et le plomb comme absorbeur. Il couvre les régions $|\eta| < 1.475$ pour le calorimètre tonneau et $1.375 < |\eta| < 3.2$ pour le calorimètre bouchon.

4.5.2 Les hadrons, le calorimètre hadronique

La partie centrale de la calorimétrie hadronique d'ATLAS est un ensemble de calorimètres à échantillonnage constitués d'un absorbeur en fer et de tuiles scintillantes comme matériau actif. Cette partie centrale regroupe le calorimètre tonneau ($|\eta| < 0.8$) et les calorimètres tonneaux étendus ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Aux grandes rapidités, où le taux de radiations est

4.6 Acquisition des données et déclenchement

élevé, un calorimètre échantillonné à argon liquide utilisant un absorbeur en cuivre couvre la région $1.5 < |\eta| < 3.2$.

Échelle d'énergie des jets Les gerbes hadroniques ne sont pas aussi régulières que les gerbes électromagnétiques. De plus, une part importante de l'énergie initiale n'est pas mesurée : elle est utilisée pour la fragmentation, ou s'échappe du calorimètre sous la forme de hadrons neutres, de neutrinos ou de muons [36]. Pour toutes ces raisons, un électron et un pion de même énergie et détectés avec un même calorimètre donneront des valeurs d'énergie mesurées différentes. L'évaluation de l'énergie d'un jet doit donc être faite à l'aide d'un facteur correctif : l'échelle d'énergie des jets. La détermination de cette échelle d'énergie constitue l'une des sources d'erreurs systématiques sur les mesures utilisant des jets. L'objectif à long terme de la collaboration ATLAS est de déterminer ce facteur à la précision du pour-cent.

4.5.3 Le calorimètre avant

Le calorimètre avant couvre la région $3.1 < |\eta| < 4.9$, et, en plus de fournir une couverture calorimétrique étendue, permet de réduire le bruit de fond des chambres à muons. Il utilise l'argon liquide comme milieu actif et se compose de trois modules. Le premier est pourvu d'un absorbeur en cuivre et est optimisé pour la mesure des gerbes électromagnétiques. Les deux suivants utilisent un absorbeur en tungstène et mesurent principalement l'énergie de processus hadroniques.

4.5.4 Déterminer l'énergie manquante transverse

La détermination de l'énergie manquante transverse est faite à partir de l'énergie déposée dans les calorimètres et de la mesure de l'impulsion des muons donnée par le spectromètre à muons. Son évaluation nécessite donc un système de calorimétrie aussi hermétique et correctement étalonné que possible. Sa résolution dépend de l'énergie transverse totale E_T d'un événement. Elle est estimée à $0.57 \sqrt{\text{GeV}} \times \sqrt{E_T}$ en valeur absolue pour les événements à large énergie transverse totale, soit environ 10 GeV pour l'événement paire de quarks top présenté ci-dessus.

4.6 Acquisition des données et déclenchement

La grande section efficace des événements de biais minimum, conjuguée avec la fréquence de croisement des faisceaux du LHC (40 MHz) impose au détecteur ATLAS d'être équipé d'un système élaboré de déclenchement. Le système de déclenchement et d'acquisition des données est réparti en trois niveaux de sélection des événements, basés sur la signature de particules

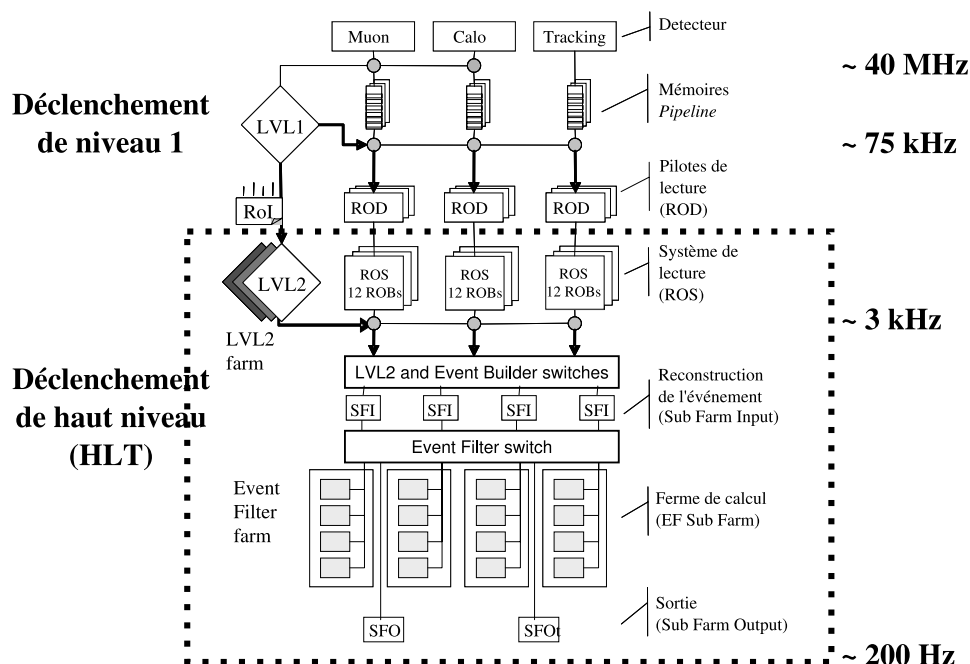


FIG. 4.6 – Schéma du système d'acquisition et de déclenchement [37]

à haute impulsion transverse. Ces trois niveaux sont schématisés sur la figure 4.6. L'objectif du système de déclenchement est de diminuer le nombre d'événements d'un facteur $\sim 10^7$, pour atteindre la fréquence d'écriture de 200 événements par seconde, pour une taille d'événement d'environ 1.3 mégaoctets.

La première sélection est effectuée par le déclenchement de niveau 1 (L1 ou LVL1). Celui-ci recherche des muons, électrons, photons ou jets de haute impulsion transverse, ou de larges énergies transverses manquante ou totale. Le déclenchement de niveau 1 utilise uniquement les calorimètres et le spectromètre à muons. Les muons de haute impulsion transverse sont détectés à partir des chambres de déclenchement du spectromètre, et les objets calorimétriques sont reconstruits à l'aide de tours de déclenchement de granularité élargie. Il délivre un taux de déclenchement de 75 kHz.

Le déclenchement de niveau 1 nécessite environ $2.5 \mu\text{s}$ pour prendre sa décision. Pendant ce temps, l'électronique frontale des différents sous-détecteurs stocke l'information dans les mémoires analogiques de type *pipeline*. Les événements qui passent le déclenchement de niveau 1 sont acheminés, via des pilotes de lecture (*Read-out Drivers* - ROD), auprès des ordinateurs du système de lecture (*Read-out System* - ROS).

Les deux systèmes de déclenchement qui suivent, le déclenchement de niveau 2 (L2 ou LVL2) et le filtre d'événement (*Event Filter* - EF), forment le déclenchement de haut niveau (*High Level Trigger* - HLT). Le déclen-

4.7 Détermination de la luminosité

chement de niveau 2 utilise la reconstruction locale des objets situés dans les régions d'intérêt (*Regions of Interest - RoI*) définies par le déclenchement de niveau 1. Il utilise, avec leurs résolutions et précisions maximales, tous les sous-détecteurs. Il parvient, avec une latence d'une dizaine de millisecondes, à réduire le taux de déclenchement d'un facteur 20 à 30, à la fréquence d'environ 3 kHz. La sélection la plus élaborée est effectuée par le filtre d'événement, basé sur une ferme de calcul, qui reconstruit l'intégralité des événements sélectionnés par le déclenchement de niveau 2. Il délivre un taux de déclenchement d'environ 200 Hz, avec une latence de quelques secondes.

4.7 Détermination de la luminosité

Le détecteur ATLAS est équipé d'un sous-détecteur entièrement dédié à la mesure de la luminosité, LUCID (*LUMinosity measurement using Čerenkov Integrating Detector*). LUCID consiste en un ensemble de tubes en aluminium, remplis de gaz (C_4F_{10}) et placés de part et d'autre, à 17 m du point d'interaction. Son principal objectif est de surveiller la luminosité en ligne par le comptage du nombre d'événements de biais minimum détectés par le rayonnement Čerenkov qu'ils émettent à la traversé des tubes. Il s'agit d'un détecteur de luminosité relatif.

Pendant la période initiale du LHC, l'étalonnage absolu de LUCID sera basé sur les paramètres du LHC lui-même. Cette procédure est cependant limitée, aboutissant à une précision de 20 à 30 % seulement à cause de la méconnaissance du profil des faisceaux et de l'évaluation des effets faisceau-faisceau [17]. Des prises de données dédiées devraient permettre de réduire cette incertitude à environ 5 %. Un second détecteur est en cours de construction : ALFA (*Absolute Luminosity For ATLAS*), consacré à l'évaluation de la luminosité absolue par la mesure des diffusions élastiques proton-proton aux très petits angles. ALFA repose sur l'utilisation de fibres scintillantes installées dans des pots romains à ± 240 m du point d'interaction, qui sont capables d'être placés à 1 mm du faisceau. Une précision d'approximativement 3 % sur la luminosité devrait être obtenue.

L'expérience ATLAS

Conclusion de la première partie

L'ENTRÉE en service du collisionneur LHC, décrit au chapitre 3, permettra de tester à des énergies inédites le modèle standard de la physique des particules, présenté au chapitre 1, et ses extensions, comme celles données au chapitre 2. La collaboration ATLAS a dans ce but installé son détecteur, décrit au chapitre 4, à l'un des points de collision du LHC. À cette première partie introductive, suivent les parties II et III consacrées au travail que j'ai effectué dans la collaboration ATLAS.

Dès les toutes premières années de fonctionnement du LHC, l'expérience ATLAS publiera des résultats compétitifs sur la mesure de paramètres fondamentaux des théories. Ce sera par exemple le cas dans le domaine de la physique du quark top. J'ai notamment contribué à estimer la précision que sera capable d'atteindre la collaboration ATLAS sur la mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks tops. Cette analyse est détaillée à la partie III.

La publication de nouvelles observations, ou l'obtention de nouvelles limites sur un modèle exotique, nécessite une bonne connaissance des détecteurs. En l'absence de collisions, cette connaissance peut notamment être acquise lors de l'étalonnage. Je montre dans la partie II, en quoi l'étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS permet de le caractériser.

Deuxième partie

Étalonnage électronique du
calorimètre électromagnétique
d'ATLAS

Introduction à la seconde partie

L'ASSEMBLAGE et l'installation finale du détecteur ATLAS dans sa cavité se sont déroulés dans les années qui ont précédé le démarrage du LHC. J'ai participé dans ce cadre à la mise en route du calorimètre électromagnétique et cette partie présente le travail que j'ai effectué au sein du groupe Argon Liquide (*LAr*) d'ATLAS.

Cette partie est organisée en cinq chapitres. Le chapitre 5 décrit les différents composants du calorimètre électromagnétique ainsi que ses principes de fonctionnement. Il est suivi par le chapitre 6 qui présente la procédure d'étalonnage électronique du calorimètre et sert d'introduction aux trois chapitres suivants où sont exposées les études que j'ai menées :

- Le chapitre 7 rassemble les mesures de la gigue électronique (*jitter*) qui limite la résolution temporelle du calorimètre.
- Le chapitre 8 détaille l'analyse de la diaphonie (*cross-talk*) qui affecte les signaux lus en sortie du calorimètre.
- Le chapitre 9 présente l'étude des canaux défectueux du calorimètre et l'apport des analyses de diaphonie à leur découverte ou à leur identification.

Ces études contribuent à la connaissance du comportement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et sont nécessaires à sa validation pour les prises de données issues des collisions du LHC et les analyses de physique qui suivront.

5

Le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS

CE CHAPITRE est la description du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Son principe de fonctionnement, les choix qui ont présidé à sa conception et ses différentes parties sont présentés à la section 5.1. Suivent les descriptions de ses chaînes de lecture (section 5.2) et d'étalonnage (section 5.3). La dernière section (5.4) résume la méthode utilisée pour mesurer l'énergie d'une particule électromagnétique.

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

L'énergie est une des grandeurs clé de toute mesure physique. Dans ATLAS, l'énergie des électrons et des photons est mesurée par un calorimètre électromagnétique. Sa conception et sa réalisation ont été guidées par les contraintes imposées par le LHC et les objectifs d'ATLAS. Le choix de la collaboration s'est porté sur un calorimètre échantillonné à argon liquide.

5.1.1 Principes de calorimétrie électromagnétique

Une mesure destructive de l'énergie

La reconstruction des événements produits lors des collisions au LHC passe par la mesure des quadri-vecteurs des particules produites, c'est-à-dire la mesure de leurs énergies et de leurs impulsions. La calorimétrie est

Sommaire

5.1	Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	75
5.1.1	Principes de calorimétrie électromagnétique	75
	<i>Une mesure destructive de l'énergie</i>	75
	<i>Résolution d'un calorimètre</i>	78
	<i>Intérêt pour la mesure de l'énergie</i>	78
5.1.2	Objectifs du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	79
5.1.3	Choix d'un calorimètre échantillonné à argon liquide	80
5.1.4	Description du calorimètre	81
	<i>Géométrie en accordéon</i>	81
	<i>Segmentation des électrodes</i>	82
	<i>Partitions</i>	85
5.2	Réponse du calorimètre	88
5.2.1	Signal d'ionisation	88
5.2.2	L'électronique froide	90
5.2.3	Chaîne de lecture du signal	92
	<i>Traitement élémentaire du signal dans les châssis frontaux</i>	92
	<i>L'électronique arrière (back-end electronic)</i>	95
5.3	Étalonnage du calorimètre	96
5.3.1	Principe de fonctionnement	96
5.3.2	Injection du signal : la chaîne d'étalonnage	96
5.4	Reconstruction de l'énergie : du signal à l'énergie	98

la mesure directe et destructive de l'énergie d'une particule. Elle consiste à stopper une particule incidente pour mesurer l'énergie que celle-ci dépose dans la matière. L'énergie déposée est évaluée soit par la mesure de l'ionisation produite, soit par celle de la lumière émise sur son passage (lumière de scintillation ; et lumière Čerenkov ou rayonnement de transition pour les particules chargées).

La figure 5.1 montre les différents processus d'interaction en jeu pour les électrons, positrons et photons dans le plomb. Aux énergies du LHC, c'est-à-dire au dessus du GeV, les électrons et positrons interagissent exclusivement par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et les photons par création de paires électron-positron. Les autres particules stables (à l'échelle du détecteur, soit la dizaine de ns) qui sont produites dans les collisions sont les muons et les hadrons. Leurs masses, bien plus élevées que celle de l'électron, les rendent peu sensibles au bremsstrahlung, car la section efficace d'interaction par rayonnement varie comme $1/m^2$. Cela se traduit par un plus fort pouvoir pénétrant. L'interaction des hadrons est dominée par l'interaction forte. Les muons n'y sont pas soumis ce qui rend en pratique l'utilisation de la calorimétrie inappropriée à la mesure de leur énergie en raison de leur trop grand pouvoir de pénétration.

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

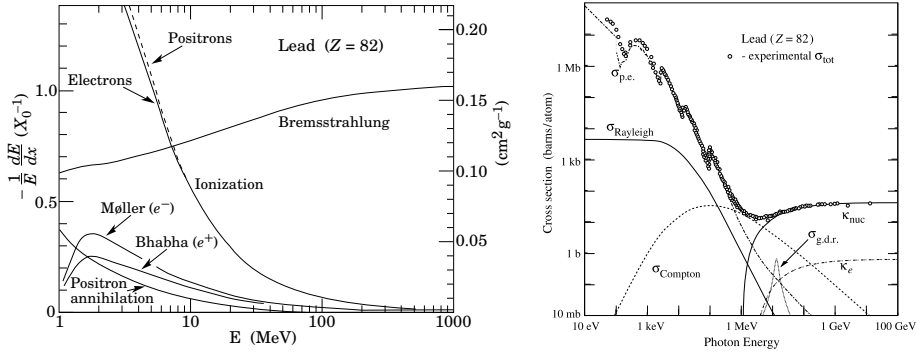


FIG. 5.1 – Gauche : fraction d'énergie perdue dans le plomb, par unité de longueur de radiation, pour des électrons et positrons d'énergie variant entre 1 MeV et 1 GeV. Les diffusions de Møller et Bhabha correspondent aux diffusions avec une perte d'énergie supérieur à 0.255 MeV. Pour des pertes d'énergie plus petites les diffusions sont considérées comme de l'ionisation. **Droite :** sections efficaces d'interaction de photons dans le plomb pour des énergies variant entre 10 eV et 100 GeV.

Les processus d'interaction des photons et des électrons aux hautes énergies correspondent donc à une perte d'énergie par création de nouvelles particules plutôt qu'à une perte d'énergie directement transmise à la matière (par ionisation). Ce phénomène conduit à la formation de *gerbes* qui se développent tant que les processus d'ionisation ne sont pas dominants. Il faut noter qu'une fois que la gerbe électromagnétique est créée, puisque celle-ci est composée d'un ensemble d'électrons, de positrons et de photons, son évolution ne dépend pas du type de la particule qui est à son origine. Pour cette raison les gerbes initiées par des photons et par des électrons sont semblables.

Il est intéressant de remarquer que la section efficace de l'émission bremsstrahlung est proportionnelle à l'énergie, ce qui implique que la perte d'énergie en fonction de la distance est uniquement déterminée par la longueur de radiation X_0 , et que celle-ci ne dépend que du type du matériau absorbant, pas de l'énergie :

$$-\frac{dE}{dx} \propto E \quad \Rightarrow \quad E = E_0 e^{-x/X_0}. \quad (5.1)$$

Expérimentalement la longueur de radiation normalisée à la densité du matériau varie comme [7] :

$$X_0 = \frac{A \times 716.4 \text{ g.cm}^{-2}}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}, \quad (5.2)$$

c'est-à-dire qu'elle est d'autant plus petite que le noyau a une charge Z élevée (A indique son nombre de nucléons).

Le développement de la gerbe s'arrête lorsque l'énergie restante est égale à l'énergie critique E_c pour laquelle les contributions des processus d'ionisation

commencent à prendre le pas sur les processus de radiation. La taille moyenne de la gerbe l varie en conséquence logarithmiquement avec l'énergie de la particule incidente. Plus précisément, $l = X_0 \ln(E_0/E_c)$.

Il existe deux grandes familles de calorimètres : les calorimètres homogènes, pour lesquels le milieu dans lequel se développe la gerbe est aussi le milieu détecteur ; et les calorimètres à échantillonnage, composés de milieux absorbeur et détecteur distincts. Ces derniers permettent en principe une meilleure résolution spatiale et une plus grande compacité, au prix d'une dégradation de la résolution en énergie car une partie seulement de l'énergie incidente est mesurée.

Résolution d'un calorimètre

D'une manière générale, la résolution d'un calorimètre sur la mesure de l'énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}, \quad (5.3)$$

où le signe \oplus signifie que les différentes contributions doivent être additionnées en quadrature.

Le terme a vient des fluctuations poissonniennes associées au processus d'interaction, par exemple le nombre d'électrons d'ionisation (calorimètres homogènes) ou le nombre de traces (calorimètres à échantillonnage) produits dans le milieu détecteur. Les calorimètres à échantillonnage, qui ne collectent qu'une partie de l'énergie incidente, dégradent la valeur de ce terme stochastique. Le terme constant b vient des erreurs systématiques associées à la reconstruction de l'énergie à partir du signal mesuré. Il comprend par exemple la méconnaissance de l'électronique de lecture, l'inhomogénéité de la réponse du détecteur, ou l'incertitude induite par l'estimation de la part de l'énergie qui n'est pas mesurée dans le cas d'un calorimètre à échantillonnage. Le terme c vient du bruit électronique, il induit une dispersion absolue indépendante de l'énergie. Ce terme constant domine aux hautes énergies, tandis que le bruit affecte principalement les mesures aux petites énergies.

Intérêt pour la mesure de l'énergie

Pour des particules ultra-relativistes, comme c'est le cas de celles produites au LHC, la mesure de l'impulsion d'une particule est aussi une mesure de son énergie. L'impulsion des particules chargées est mesurée à l'aide d'un spectromètre magnétique, c'est-à-dire par la mesure à l'aide de détecteurs de traces, de la déflexion d provoquée par un champs magnétique B sur une particule chargée d'énergie E . À la distance l cette déflexion est donnée par $d \sim \frac{Bl^2}{E}$. Cette technique est utilisée par exemple dans le cas des muons pour lesquels la calorimétrie n'est pas adaptée en raison de leur trop grand pouvoir de pénétration.

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

La calorimétrie présente cependant plusieurs avantages [38] :

- Sa résolution en énergie intrinsèque s'améliore avec l'énergie de la particule incidente (plus de particules sont produites dans la gerbe, les fluctuations relatives sont plus faibles) contrairement aux spectromètres magnétiques ($d \sim 1/E$), dont la résolution se détériore avec l'énergie.
- La taille d'une gerbe, et donc du calorimètre nécessaire pour la mesurer, varie comme le logarithme de l'énergie. La taille d'un spectromètre magnétique, pour une deflexion et un champ donnés, varie comme la racine carrée de l'énergie.
- La calorimétrie permet de mesurer les particules électriquement neutres (en plus des particules chargées).
- Enfin, l'association d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique participe à l'identification des particules incidentes en fonction des différences de pouvoirs de pénétration (électrons/photons, hadrons, muons).

5.1.2 Objectifs du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

La conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été guidée par les différents processus physiques que l'on désire étudier [33]. Il s'agit principalement de la recherche du boson de Higgs dans les processus $h \rightarrow \gamma\gamma$ et $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4e$. Aux grandes énergies les contraintes sur sa conception viennent de la recherche de nouveaux bosons de jauge se désintégrant en électron : $Z' \rightarrow e^+e^-$ et $W' \rightarrow e\nu_e$.

La mesure de ces processus avec ATLAS implique pour son calorimètre électromagnétique :

Une bonne résolution en énergie principalement dans la zone 10-100 GeV.

Une grande acceptance nécessaire à la mesure de processus rares et à la mesure de l'énergie manquante. Cela implique une grande couverture angulaire, une bonne herméticité et une grande profondeur pour éviter les fuites de gerbes électromagnétiques de grande énergie.

Une grande dynamique allant de la mesure du bruit électronique ~ 50 MeV à la mesure des électrons issus de la désintégration de boson Z' de masse allant jusqu'à 5 TeV.

Une bonne identification des particules et donc une bonne granularité et plusieurs compartiments en profondeur pour mesurer la forme de la gerbe et ainsi différencier les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Une bonne résolution angulaire est nécessaire pour mesurer la masse invariante de désintégrations neutres comme le processus $h \rightarrow \gamma\gamma$ et pour identifier les désintégrations de pions neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

À cela s'ajoute les contraintes propres au LHC (voir section 4.1.1) qui imposent de limiter le bruit d'empilement (par une réponse rapide et une fine segmentation du calorimètre) et une bonne tenue aux radiations.

5.1.3 Choix d'un calorimètre échantillonné à argon liquide

La collaboration ATLAS a fait le choix d'utiliser un calorimètre à échantillonnage utilisant le plomb comme absorbeur et l'argon liquide comme milieu détecteur : la gerbe se développe dans le plomb et l'ionisation de l'argon est utilisée pour mesurer l'énergie déposée. Le plomb est naturellement un très bon absorbeur en raison de la charge élevée de son noyau ($Z = 82$). Sa longueur de radiation est de 0.56 cm, que l'on peut par exemple comparer avec celle de l'argon liquide ($Z = 18$) qui est de 14 cm.

Utiliser un milieu détecteur liquide présente plusieurs intérêts [39] : le liquide remplit toute la cellule, ne laisse pas de zones mortes (bonne herméticité), il n'a pas de structure, contrairement aux solides (meilleure résistance aux radiations¹), tout en étant plus dense que les gaz (plus de signal par unité de longueur). Un calorimètre à échantillonnage fonctionnant avec un milieu détecteur liquide permet naturellement une grande modularité dans la forme et de fines granularités.

Les avantages de l'utilisation d'un liquide noble en calorimétrie sont connus depuis longtemps [40, 41]. Leur grande stabilité dans le temps (matériaux inertes chimiquement) et leur uniformité (liquide) permettent un étalonnage simplifiée du détecteur. De plus, la bonne mobilité des électrons, ainsi que la grande quantité d'électrons produits par l'ionisation, permettent de les utiliser avec une simple chambre d'ionisation, sans amplification : il n'y a donc pas de gain intrinsèque à étalonner. Les liquides nobles sont naturellement très résistants aux radiations car constitués de molécules monoatomiques. Les mesures d'ionisation sont possibles dans un milieu pourvu d'un fort champ magnétique. Leurs principaux inconvénients sont la nécessité d'installations cryogéniques et la longueur du signal d'ionisation. Cette longueur du signal sera compensée par le module de mise en forme de l'électronique de proximité. Le signal d'ionisation peut aussi être affecté par la présence d'impuretés (comme l' O_2) qui captent des électrons. Les liquides peuvent cependant être purifiés en ligne. Parmi les liquides nobles, l'utilisation d'un numéro atomique Z élevé est préférable pour atteindre de meilleures performances. Cela implique une plus petite longueur de radiation, comme le montre l'équation 5.2. À la suite d'études comparatives coûts-performances, le choix de la collaboration ATLAS s'est porté sur l'argon ($Z = 18$).

La résolution du calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS a été estimée à l'aide de tests en faisceau d'électrons auprès de l'accélérateur CERN SPS. Chaque terme de l'équation 5.3 a été mesuré [42] :

- le terme stochastique, $a = 10.1 \pm 0.1 \text{ \%} \cdot \sqrt{\text{GeV}}$;
- le terme constant, $b = 0.17 \pm 0.04 \text{ \%}$; et
- le bruit c a été estimé à $\sim 250 \text{ MeV}$.

¹En pratique seuls les liquides nobles sont résistants aux radiations. Les liquides organiques y sont très sensibles à cause de leur structure moléculaire.

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

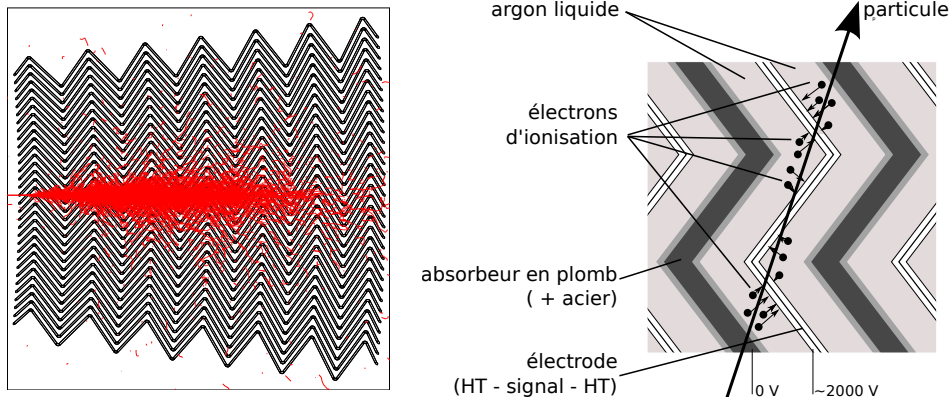


FIG. 5.2 – La gerbe se développe le long des vagues de l'accordéon (**figure de gauche**, simulation réalisée avec le logiciel GEANT 3). Les électrons d'ionisation sont collectés au niveau des électrodes (**figure de droite**). L'atténuation est réalisée grâce aux absorbeurs en plomb.

5.1.4 Description du calorimètre

La présentation du calorimètre électromagnétique et les différentes solutions techniques qui ont été envisagées peuvent être trouvées dans les principaux articles décrivant le détecteur ATLAS [32, 33, 34], actualisés peu après l'installation du détecteur dans sa caverne en 2008 [24]. Sa description précise se trouve dans *Liquid Argon Calorimeter, Technical Design Report* [43].

Pour répondre aux contraintes énoncées dans la section 5.1.2, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS a une grande acceptance géométrique réalisée par son partitionnement en un tonneau et deux bouchons qui lui assurent une couverture proche de 4π (voir figure 4.5), et par sa géométrie particulière en forme d'accordéon qui minimise les zones non instrumentées. Il est également segmenté le long du développement de la gerbe, tant longitudinalement que transversalement.

Géométrie en accordéon

La grande innovation du détecteur ATLAS au niveau de son calorimètre électromagnétique est l'utilisation d'une géométrie en accordéon. Cette géométrie particulière permet une couverture totale en ϕ sans zones mortes et une extraction rapide du signal de chaque côté de l'accordéon. Lorsqu'une particule pénètre dans le calorimètre elle crée une gerbe sur les absorbeurs en plomb qui se développe le long des vagues de l'accordéon. Les particules qui composent la gerbe ionisent l'argon liquide et les électrons d'ionisation sont collectés au niveau des électrodes. Ceci est illustré sur la figure 5.2.

Les absorbeurs sont réalisés en plomb sur lequel sont collées deux plaques

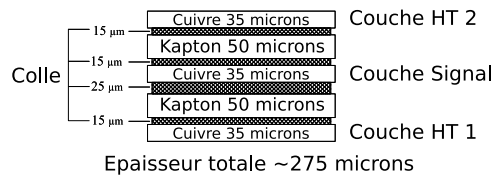


FIG. 5.3 – Détail sur la composition d'une électrode avec les deux couches haute tension (HT) et la couche centrale de lecture, séparées par l'isolant en kapton.

d'acier qui assurent une bonne résistance mécanique. Les électrodes sont placées dans l'argon liquide entre les plaques de plomb et sont constituées de trois plaques conductrices en cuivre séparées par des feuilles d'isolants en kapton comme décrit sur la figure 5.3. Sur chaque électrode, les plaques externes apportent la haute tension nécessaire à la collection des électrons d'ionisation, tandis que le signal est lu sur la plaque centrale par couplage capacitif. Électrodes et absorbeurs sont empilés pour former les modules que l'on voit sur la figure 5.4 et qui vont composer tonneau et bouchons.

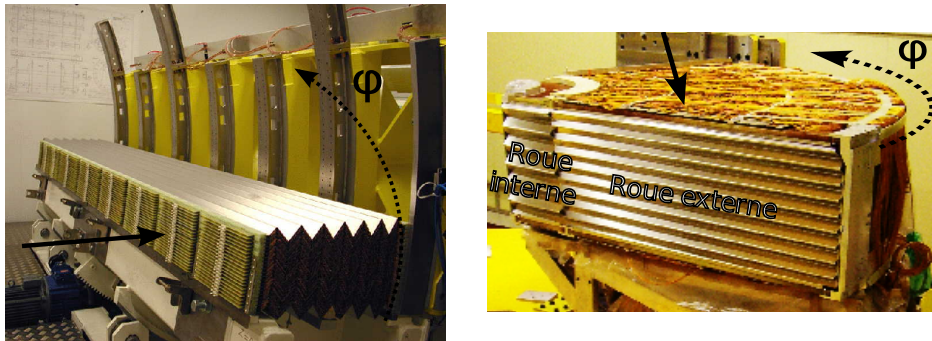


FIG. 5.4 – Photographies de modules du tonneau (**gauche**) et du bouchon (**droite**) lors de leur assemblage. La flèche en traits pleins représente la direction des particules issues du point d'interaction.

Segmentation des électrodes

La segmentation du calorimètre en profondeur et suivant η est obtenue au moyen de motifs réalisés sur chaque électrode. En pratique le calorimètre est formé de deux demi-tonneaux et de deux bouchons, chacune de ces partitions comportant deux électrodes différentes (un demi-tonneau a une électrode pour $|\eta| < 0.8$ et une autre pour $|\eta| > 0.8$, un bouchon en a une pour sa grande roue et une pour sa petite). Électrodes et motifs sont représentés sur la figure 5.5. Trois compartiments sont clairement visibles (sauf sur la petite roue du calorimètre bouchon) :

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

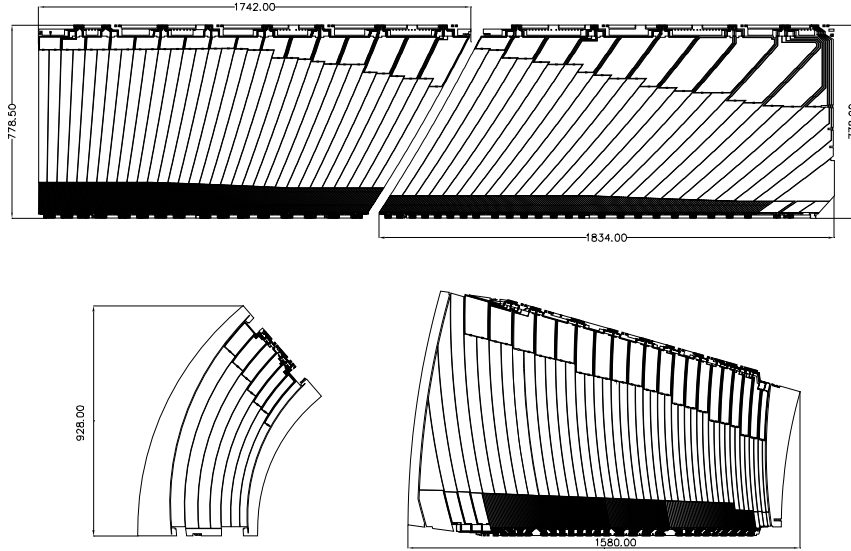


FIG. 5.5 – Plan des quatre types d'électrode avant pliage. Les deux électrodes supérieures sont pour le tonneau ($|\eta| < 0.8$ et $|\eta| > 0.8$) et les deux inférieures pour les roues intérieure (gauche) et extérieure (droite) du bouchon. Les dimensions sont données en millimètres.

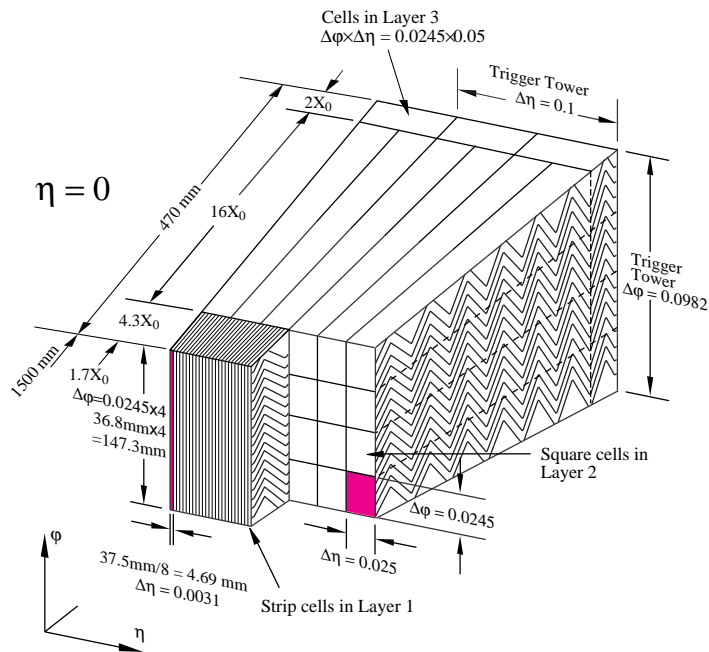


FIG. 5.6 – Représentation des cellules du calorimètre.

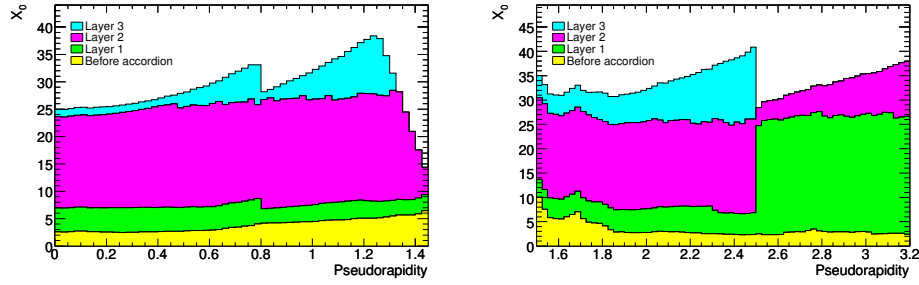


FIG. 5.7 – Épaisseur, en longueurs de radiation, des différents compartiments des calorimètres tonneau (**gauche**) et bouchon (**droite**), et quantité de matière en amont des calorimètres.

- Le compartiment avant, très finement segmenté le long de η pour permettre la réjection des π^0 et une très bonne résolution angulaire (sa segmentation selon ϕ est plus large pour limiter le nombre de voies électroniques du calorimètre).
- Le compartiment milieu où l'essentiel de l'énergie de la gerbe est déposée.
- Le compartiment arrière, plus grossièrement segmenté, utilisé pour rejeter les gerbes hadroniques dotée d'un plus grand pouvoir de pénétration.

L'épaisseur de chaque compartiment le long de η est représentée sur la figure 5.7. Le tonneau et une partie des bouchons sont de plus pourvus d'un pré-échantillonneur, constitué d'une fine couche d'argon liquide, qui est destiné à estimer l'énergie perdue en amont du calorimètre.

La granularité suivant ϕ est obtenue en sommant les signaux de plusieurs électrodes adjacentes : le résultat est une segmentation symétrique suivant ϕ qui est totalement projective suivant (η, ϕ) . Les trois compartiments, leur granularité et celle des tours de déclenchement sont représentés sur la figure 5.6. Le détail des granularités utilisées pour chaque compartiment et pour les différentes partitions du calorimètre est donné dans le tableau 5.1. Le nombre total de voies du calorimètre est de $\sim 170\,000$.

Le signal est lu de chaque côté des électrodes, côté intérieur pour le compartiment avant et côté extérieur pour les compartiments milieu et arrière. L'alimentation haute tension est apportée du côté extérieur directement sur les compartiments arrière et milieu, et fournie au compartiment avant par le biais de résistances sérigraphiées connectées au compartiment milieu. L'alimentation en haute tension d'une électrode est illustrée par la figure 5.8. La photographie d'une portion de module donnée sur la figure 5.9, permet de visualiser l'empilement des électrodes et les connecteurs de lecture du signal.

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

$ \eta $	Compartiment			
	pré- échantillonneur	1 (avant)	2 (milieu)	3 (arrière)
Tonneau				
$ \eta < 1.40$	0.025×0.1	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
$1.40 < \eta < 1.475$	$(\eta < 1.52)$	0.025×0.025	0.075×0.025	-
Bouchons				
$1.375 < \eta < 1.425$	-	0.050×0.1	0.050×0.025	-
$1.425 < \eta < 1.5$	-	0.025×0.1	-	-
$1.5 < \eta < 1.8$	0.025×0.1	$0.025/8 \times 0.1$	-	-
$1.8 < \eta < 2.0$	-	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
$2.0 < \eta < 2.4$	-	$0.025/4 \times 0.1$	-	-
$2.4 < \eta < 2.5$	-	0.025×0.1	-	-
$2.5 < \eta < 3.2$	-	0.1×0.1	0.1×0.1	-

TAB. 5.1 – Granularité du calorimètre électromagnétique ($\Delta\eta \times \Delta\phi$). Un “-” sur une ligne indique que la région en $|\eta|$ n’est pas couverte par le compartiment correspondant.

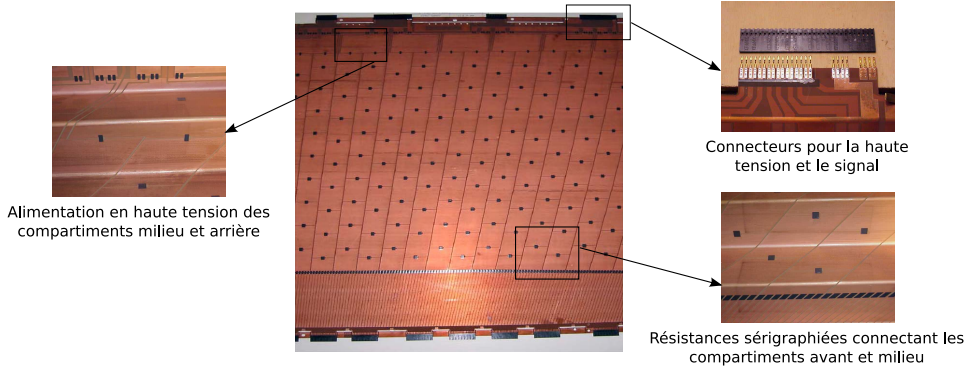


FIG. 5.8 – Photographie d’une électrode du tonneau. On y distingue les connecteurs servant à la lecture du signal de chaque côté de l’électrode. Les connecteurs extérieurs servent également à l’alimentation haute tension qui est amenée jusqu’au compartiment avant par un jeu de résistances sérigraphiées.

Partitions

Les vues détaillées des partitions du calorimètre électromagnétique, bouchon et tonneau, sont exposées sur la figure 5.10.

Tonneau Le tonneau du calorimètre électromagnétique d’ATLAS couvre la région $|\eta| < 1.475$ et est constitué de deux demi-tonneaux, formant chacun un cylindre de 3.2 m de longueur et dont les rayons internes et externes font 1.4 et 2 m. Les deux demi-tonneaux sont placés, séparés de quelques millimètres, dans un seul cryostat. Celui-ci contient également, pour limiter la

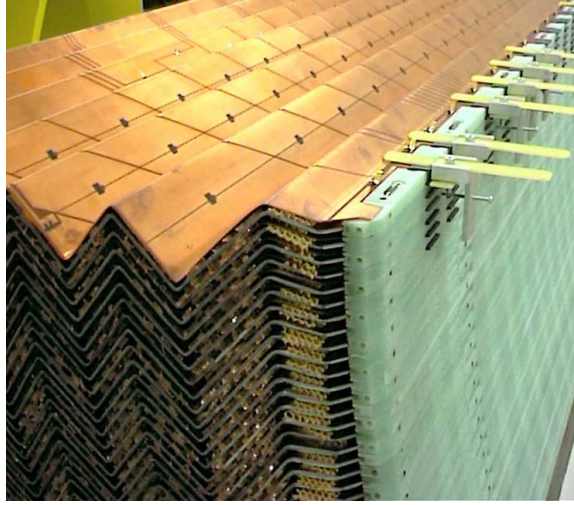


FIG. 5.9 – Photographie d’une portion de module permettant de visualiser l’empilement des électrodes positionnées à l’aide d’espaceurs en forme de nid d’abeille et les connecteurs de lecture du signal du compartiment avant.

quantité de matière inactive en amont du calorimètre, l’aimant solénoïde supraconducteur. Chacun des deux demi-tonneaux est constitué de 16 modules, photographiés sur la figure 5.4, qui sont assemblés sans discontinuité le long de l’angle ϕ . Chaque module en couvre 22.5° . Pour mesurer l’énergie perdue avant le calorimètre à cause de matière inactive (notamment l’aimant solénoïdal qui représente $0.63 X_0$) le tonneau est équipé d’un pré-échantillonneur placé en amont du compartiment avant.

Un demi-tonneau contient 1024 plans d’absorbeur. Les électrodes sont positionnées dans l’argon liquide, entre les plans d’absorbeurs, par des espaceurs en nid d’abeille. La barrière entre la zone froide (à l’intérieur du cryostat) et la zone chaude (à l’extérieur) est franchie au moyen de traversées (*feedthrough*) permettant de faire passer les signaux jusqu’à l’électronique de proximité installée dans les châssis frontaux.

Bouchons Un calorimètre électromagnétique bouchon est placé de chaque côté du tonneau et couvre la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. Chacun des bouchons est constitué de deux roues coaxiales, d’une épaisseur de 63 cm, et comprises entre les rayons interne et externe 330 et 2098 mm respectivement. La roue externe (ou grande roue) couvre la région $\eta < 2.5$ qui est la zone d’intérêt pour la physique de précision couverte par le trajectographe interne. La roue interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$) et la région externe de la grande roue ($|\eta| < 1.5$) ont seulement deux compartiments et une granularité transverse plus large comme indiqué dans le tableau 5.1.

Chaque calorimètre bouchon possède son propre cryostat qui contient les calorimètres bouchon électromagnétique et hadronique et le calorimètre

5.1 Conception du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

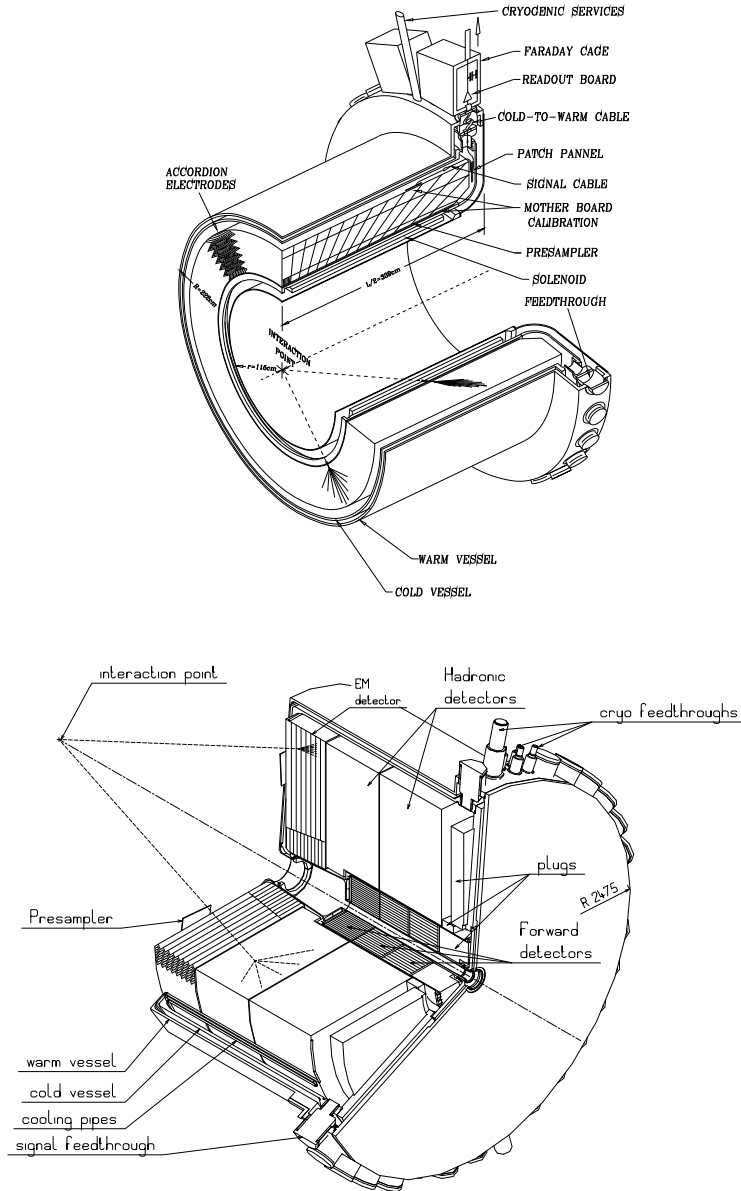


FIG. 5.10 – Vues en perspective des cryostats d'un demi-tonneau (**haut**) et d'un bouchon (**bas**).

avant décrits dans la section 4.5. Entre le cryostat du calorimètre bouchon et celui du tonneau du calorimètre électromagnétique, une région non instrumentée sert au passage des câbles nécessaires au fonctionnement du détecteur interne et du tonneau du calorimètre électromagnétique. Cette région cor-

respond à plusieurs X_0 et c'est pourquoi le calorimètre bouchon est équipé d'un pré-échantillonneur qui couvre la région $1.5 < |\eta| < 1.8$.

Chaque bouchon du calorimètre électromagnétique est constitué de huit modules, photographiés sur la figure 5.4, et contient 768 absorbeurs dans sa roue externe et 256 dans sa roue interne. Comme pour le calorimètre tonneau, les électrodes sont placées dans l'argon liquide entre les absorbeurs par des espaceurs en nid d'abeille. Le signal est également extrait du cryostat au moyen des traversées.

5.2 Réponse du calorimètre

5.2.1 Signal d'ionisation

Lorsqu'une particule traverse l'argon liquide, elle l'ionise quasi-instantanément (de l'ordre de quelques nano-secondes) : il se crée le long de sa trajectoire un ensemble de paires électron-ion. Pour comprendre les caractéristiques du signal induit, voyons tout d'abord ce qui se passe pour une charge unique q placée entre deux plaques dont la différence de potentiel constante, U_0 , génère le champ \vec{E} . Sous l'effet du champ, la charge se déplace avec une vitesse \vec{v} : la puissance qu'elle reçoit est donc $P = q\vec{E} \cdot \vec{v}$. Cette puissance est fournie par le générateur qui maintient constante la tension U_0 . Il débite en conséquence le courant $i = q\vec{E} \cdot \vec{v}/U_0$.

Localement, le calorimètre forme un condensateur plan constitué d'un absorbeur, placé à la masse, et d'une électrode, dont la tension nominale² est de 2000 V. Absorbeur et électrode sont séparés de $d = 2.1$ mm. Le champ électrique est constant, $\|\vec{E}\| = E = U_0/d \sim 1000$ V/mm, ainsi que la vitesse de la charge dans l'argon liquide, qui est dirigée parallèlement au champ électrique et égale en norme à la vitesse de dérive v_d . Le courant mesuré au niveau de l'électrode pour une charge se déplaçant dans l'argon liquide est donc :

$$i(t) = \frac{|q|Evd}{U_0} = \frac{|q|v_d}{d} \quad (5.4)$$

tant que la charge n'a pas été collectée. Une fois la charge collectée ce courant est nul.

Les ions créés ont, en raison de leur masse, une mobilité bien plus faible que celle des électrons. On peut donc négliger leur contribution au signal et ne considérer que les électrons d'ionisation créés au passage d'une particule. Pour cet ensemble de charges, le courant mesuré est $I(t) = Q(t)v_d/d = Q(t)/t_d$, où $Q(t)$ est la charge totale, en valeur absolue, portée par les électrons dérivant dans l'argon liquide au temps t , et $t_d = d/v_d$ le temps de dérive total des électrons. Puisque l'ionisation de l'argon peut être considérée

²Les valeurs données dans cette section correspondent à celles que l'on trouve typiquement pour le calorimètre tonneau.

5.2 Réponse du calorimètre

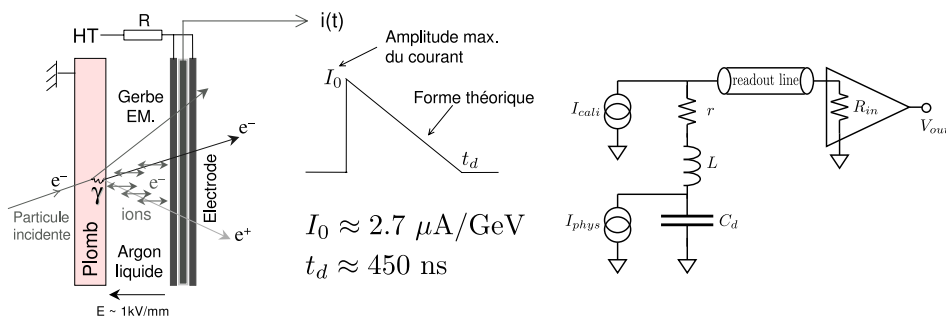


FIG. 5.11 – Gauche : formation du signal dans le calorimètre et signal théorique attendu. **Droite** : circuit équivalent d'une cellule du calorimètre avec emplacement des points d'injection du signal physique et du signal d'étalonnage.

comme uniforme le long de la trajectoire de la particule incidente, et que les électrons se déplacent à la vitesse constante v_d , la charge portée par les électrons qui n'ont pas encore été collectés est donc égale à $Q(t) = Q_0(1 - t/t_d)$, avec Q_0 la charge créée initialement. Le signal attendu dans le calorimètre suite au passage d'une particule est ainsi le signal triangulaire décrit sur la figure 5.11 :

$$I(t) = \frac{Q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (t < t_d). \quad (5.5)$$

La vitesse de dérive des électrons dans l'argon est de l'ordre de 4.5 mm/μs pour un champ ~ 1000 V/mm [44], ce qui donne un temps de dérive typique pour $d = 2.1$ mm de ~ 450 ns. Ce temps est long par rapport au temps entre deux croisements de faisceau (25 ns) : un traitement est nécessaire lors de la lecture du signal (voir section 5.2.3). L'amplitude du signal est proportionnelle à la charge déposée dans le détecteur. Puisqu'il faut 23.3 eV pour créer une paire électron-ion, elle est donc également proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Cette amplitude correspond à ~ 2.7 μA pour un GeV déposé dans le détecteur (plomb et argon liquide). Cette valeur dépend du temps de dérive t_d , elle est donc par exemple sensible à la température et la pureté de l'argon (ces paramètres sont contrôlés) ou à la position de l'électrode entre les absorbeurs.

Le schéma électrique équivalent d'une cellule, donné sur la figure 5.11, est l'association en série d'une capacité et de l'inductance correspondant à la connexion de la cellule à l'électronique froide. Le signal est lu, par couplage capacitif, sur la plaque de cuivre centrale de l'électrode pour isoler la chaîne de lecture de la haute tension. La capacité du kapton est bien plus grande ($\approx 100\times$) que celle du détecteur : la capacité de la cellule (kapton et détecteur en série) est donc équivalente à celle du détecteur seul. La valeur des principaux paramètres électriques du calorimètre est donnée dans le tableau 5.2.

Le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS

Compartiment :	avant		milieu ($ \eta < 0.8$)		arrière
Capacités					
Détecteur	C_d	100-200 pF	1400 pF	1900 pF	300-1000 pF
Kapton	C_{HV}		$\approx 100 \times C_d$		
Parasite entre les cellules	C_X	50 pF		40 pF	
Résistances et impédances					
Entrée pré-amplificateur	R_{in}	50 Ω		25 Ω	25 Ω
Injection	R_{inj}	3000 Ω	1000 Ω	500 Ω	1000 Ω
Sérigraphiées	R_{M-F}		$\approx 400 \text{ k}\Omega$		-

TAB. 5.2 – Valeurs typiques des principaux paramètres électriques du calorimètre tonneau. Ces valeurs sont tirées des références [43, 45, 46, 47].

5.2.2 L'électronique froide

L'électronique froide est située à l'intérieur du cryostat, en amont (pour la lecture du compartiment avant) et en aval (pour celle des compartiments milieu et arrière) du détecteur. C'est une électronique analogique et passive constituée de deux types de cartes, les cartes sommatrices et les cartes mères. Ces cartes sont placées au plus près du détecteur comme le montre la figure 5.12.

Les cartes sommatrices, installées directement sur les connecteurs des électrodes, ont pour fonction de grouper suivant ϕ les différentes électrodes qui constituent une cellule du calorimètre. Chaque carte somme les signaux de 16 (tonneau) ou 12 (roue externe des bouchons) électrodes pour constituer une cellule du compartiment avant ($\Delta\phi = 0.1$). Ce nombre est de 4 dans les compartiments milieu et arrière ($\Delta\phi = 0.025$). Pour la roue interne des bouchons, les cartes sommatrices sont connectées à huit électrodes ($\Delta\phi = 0.2$) et ont deux sorties, quatre électrodes adjacentes ($\Delta\phi = 0.1$) constituant une cellule.

Les cartes mères acheminent le signal d'une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Elles ont également pour fonction de distribuer les signaux d'étalonnage comme décrit dans la section 5.3. Le signal est conduit en direction de l'électronique chaude située juste après les traversées : cette connexion est visible sur la figure 5.10 et détaillée sur la figure 5.13. Le signal est lu depuis les cartes mères par les connecteurs *low profile*, étudiés pour minimiser la diaphonie, qui connectent généralement huit voies adjacentes. Sur ces connecteurs sont branchés les câbles coaxiaux qui constituent le harnais A et dirigent le signal jusqu'au connecteur μD du *patch panel*. À partir du *patch panel* les voies sont rassemblées par groupe de 64, tout d'abord jusqu'au côté froid des traversées par le harnais B (également appelé *pig tails*), puis après la traversée jusqu'à l'électronique chaude [48].

5.2 Réponse du calorimètre

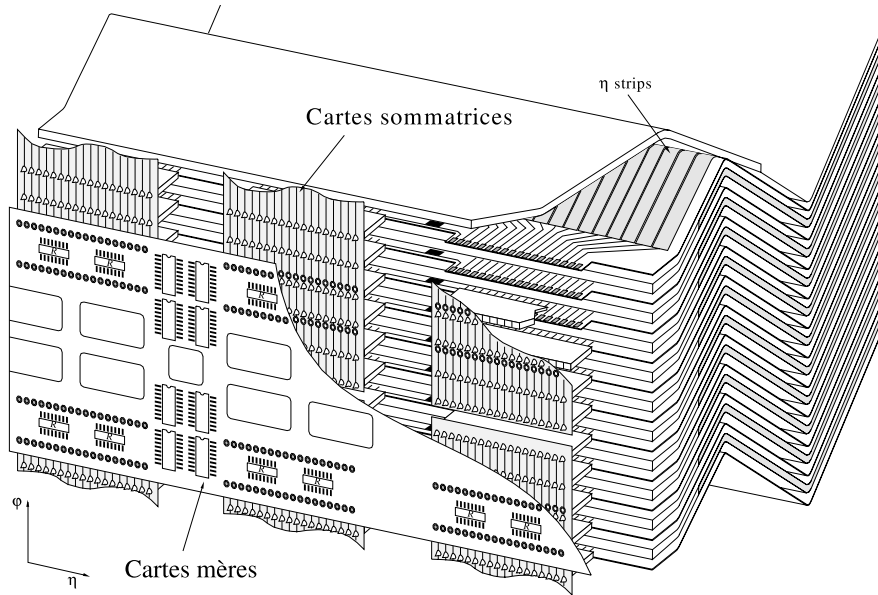


FIG. 5.12 – Vue découpée d’une portion de détecteur montrant l’emplacement des cartes sommatrices et des cartes mères.

STANDARD CONNECTION FOR 64 CHANNELS

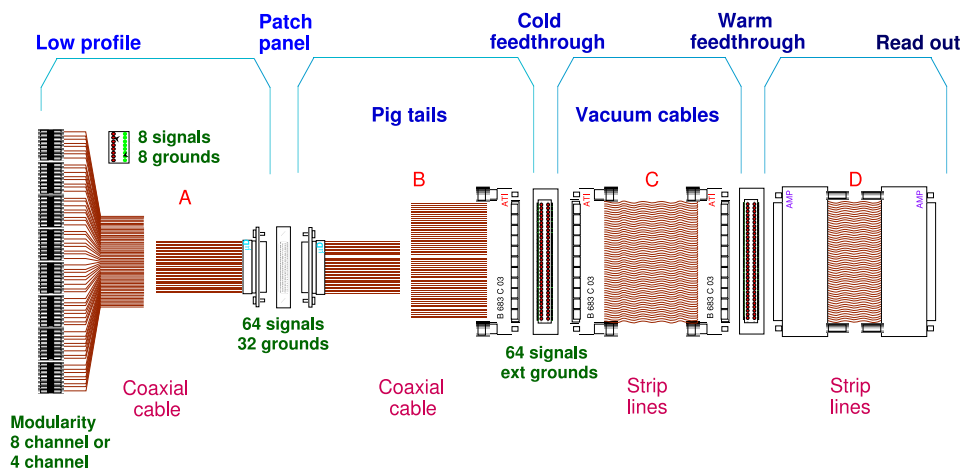


FIG. 5.13 – Détail de la connexion électrique entre les cartes mères et les cartes électroniques frontales.

5.2.3 Chaîne de lecture du signal

L'essentiel du traitement du signal est réalisé au niveau de l'électronique chaude située hors du cryostat, d'abord au sein des châssis frontaux placés sur le détecteur en sortie des traversées, puis dans les châssis de lecture situés en dehors du détecteur ATLAS, dans la caverne USA15. Châssis frontaux et châssis de lecture sont reliés par des fibres optiques. L'architecture complète de l'électronique de lecture est donnée par la figure 5.14.

Traitement élémentaire du signal dans les châssis frontaux

Les châssis frontaux (*Front-End Crates*) sont situés sur le cryostat. Ils contiennent différents types de cartes :

Les cartes d'étalonnage (*Calibration Boards*) décrites dans la section 5.3.

Les cartes d'électronique frontale (*Front-End Boards*) qui ont pour rôle :

- d'amplifier et mettre en forme le signal analogique,
- de sommer les voies qui constituent les tours de déclenchement dans chaque compartiment et préparer le signal d'entrée des cartes de construction des tours,
- de stocker le signal dans une mémoire analogique en attendant la décision du déclenchement de niveau 1,
- de numériser les signaux sélectionnés, et
- de transmettre par fibre optique les signaux numérisés.

Les cartes de construction des tours (*Tower Builder Boards*) qui ont pour rôle d'effectuer la somme analogique finale des signaux des voies qui constituent chaque tour de déclenchement ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ sur toute l'épaisseur du calorimètre).

Les cartes de contrôle (*Control Boards*) qui reçoivent et distribuent les signaux de contrôle comme l'horloge à 40 MHz du LHC et la décision du déclenchement de niveau 1.

Les cartes de surveillance (*Monitoring Boards*) qui transmettent les informations en provenance des capteurs mécaniques, et des capteurs de température et de pureté de l'argon liquide.

L'élément actif de la chaîne de lecture, au sein des châssis frontaux, est donc la carte d'électronique frontale. Celle-ci effectue plusieurs opérations sur le signal. Son architecture est donnée sur la figure 5.15. Les paragraphes suivants détaillent chacun de ses composants, sa description complète est donnée dans l'article [49]. La réalisation des objectifs énoncés à la section 5.1.2 nécessite une électronique frontale rapide et capable de traiter des signaux qui varient sur cinq ordres de grandeur, soit une gamme dynamique de 16 bits^3 .

Un pré-amplificateur est d'abord utilisé pour amplifier le signal au dessus du bruit électronique des différents éléments de la chaîne de lecture. Ces

³ $10^5 \sim 2^{16}$.

5.2 Réponse du calorimètre

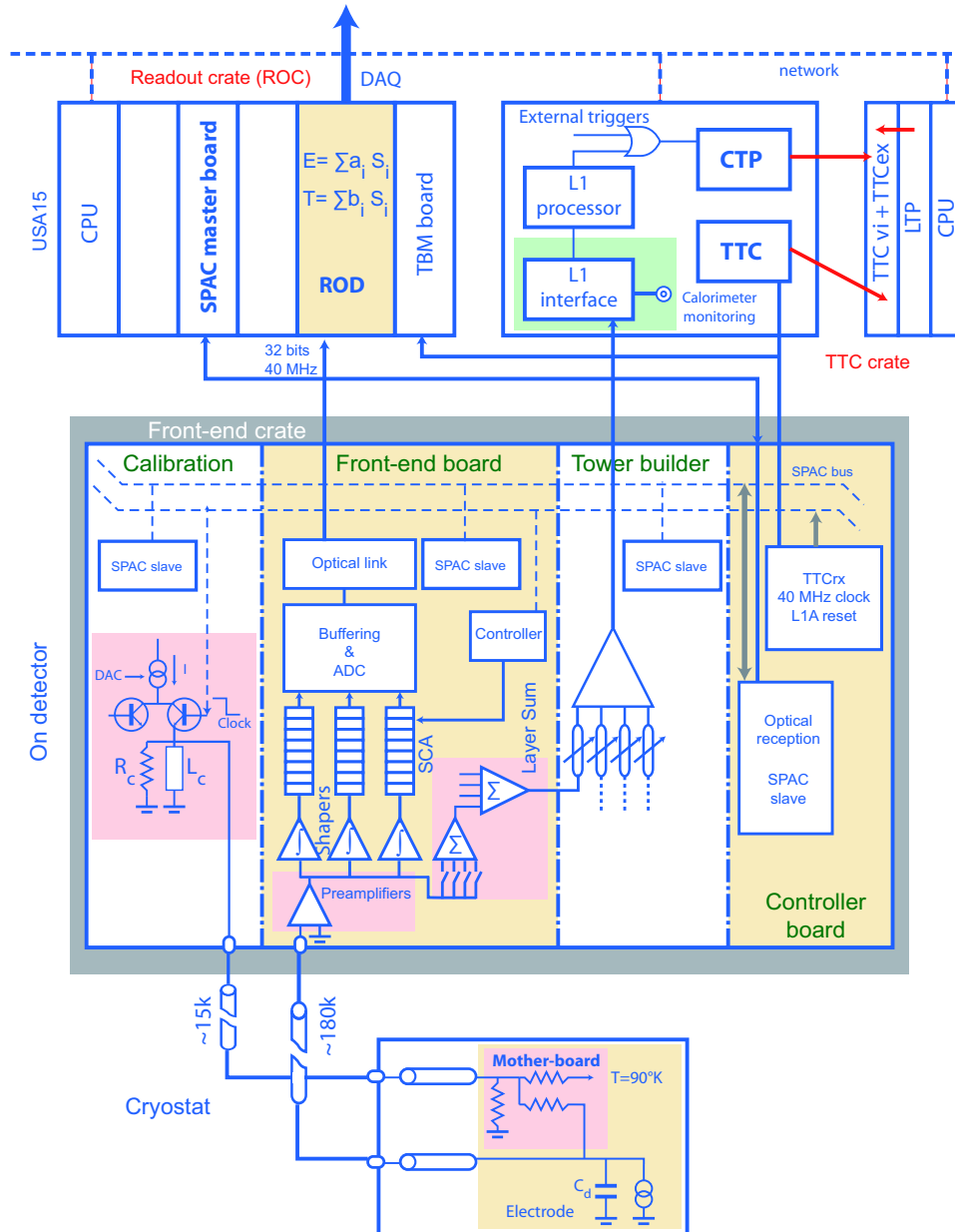


FIG. 5.14 – Architecture de l'électronique de lecture du calorimètre à argon liquide. Le signal part des cartes mères (*Mother Boards*) situées dans le cryostat jusqu'au châssis frontal (*Front-End Crate*) sur le détecteur, puis acheminé par fibres optiques jusqu'au châssis de lecture (*Readout Crate [ROC]*) installé dans la cave USA15 avec l'électronique arrière (*Back-end Electronic*).

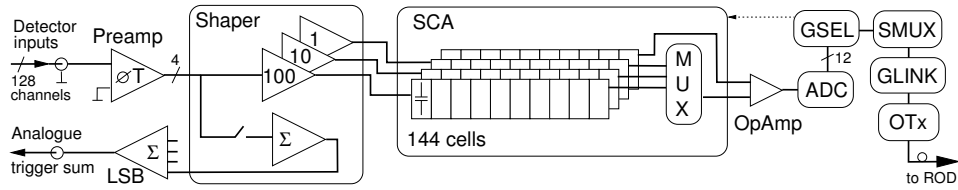


FIG. 5.15 – Architecture d'une carte électronique frontale.

pré-amplificateurs sont placés au plus près du détecteur pour minimiser les sources de bruit avant amplification mais en dehors du cryostat pour en permettre la maintenance [43, chapitre 1]. Ils acceptent des signaux sur toute la gamme dynamique et doivent être rapides, donc avoir une petite impédance d'entrée. Pour éviter les réflexions, cette impédance doit aussi être adaptée à celles des câbles. Elle a été fixée à 50Ω pour le compartiment avant et 25Ω pour les deux autres compartiments. Chaque pré-amplificateur traite quatre cellules.

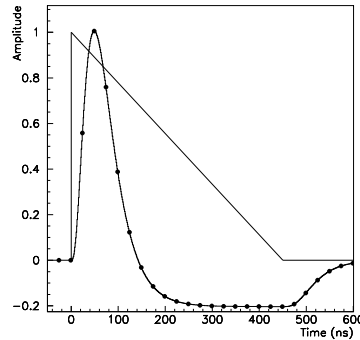


FIG. 5.16 – Forme du signal avant et après mise en forme. Est également représenté l'échantillonnage à 40 MHz.

Le signal amplifié est ensuite mis en forme par les formeurs (*shaper*). Ceux-ci appliquent un filtre bipolaire $CR - (RC)^2$ sur le signal. La différenciation (CR) a pour effet de réduire la longueur (~ 450 ns) du signal par extraction du pic. La double intégration restreint le domaine de fréquence pour limiter le bruit. Le choix de la constante de temps $\tau = RC = 15$ ns est un compromis entre la réduction du bruit d'empilement (τ petit) et celle du bruit électronique (τ grand). La forme du signal après mise en forme est représentée sur la figure 5.16. En plus de la mise en forme, le formeur apporte une nouvelle amplification au signal. Pour pouvoir utiliser par la suite des convertisseurs analogiques-numériques commerciaux de 12 bits, à chaque signal d'entrée correspondent trois sorties dont le rapport des gains

5.2 Réponse du calorimètre

varie comme $\approx 1 : 10 : 100$ ⁽⁴⁾. Enfin, chaque formeur traite quatre cellules, et dispose d'un mixeur linéaire qui produit une sortie composée de la somme analogique et mise en forme des quatre cellules. Cette sortie est utilisée pour construire les tours de déclenchement de niveau 1.

Chacune des trois sorties du formeur est analogiquement échantillonnée (toutes les 25 ns) puis stockée dans le SCA (*Switched-Capacitor Array*) qui comporte 144 capacités de stockage (correspondant donc à une latence totale de 3.6 μ s). L'échantillon d'amplitude maximale est placé au plus près du pic (dans un intervalle de ± 2 ns) par l'ajout d'une phase à l'horloge de chaque carte électronique frontale. Le stockage permet d'attendre la réponse du déclenchement de niveau 1 qui prend au maximum 2.5 μ s. Les événements qui sont acceptés sont ensuite numérisés, sur typiquement cinq échantillons et avec le gain le plus adapté, par des convertisseurs analogiques-numériques de 12 bits, puis envoyés par fibre optique en direction des châssis de lecture situés dans la caverne USA15.

L'électronique arrière (*back-end electronic*)

L'électronique arrière, détaillée dans la référence [50], est située dans la caverne principale de service (USA15), à 70 m du détecteur. Elle est composée de trois différents sous-systèmes : le système des pilotes de lecture (*Read-out Driver* - ROD), le système d'horloge, de déclenchement et de contrôle (*Trigger, Timing and Control* - TTC) et le receveur du déclenchement de niveau 1. Le rôle principal de l'électronique arrière est de lire les données provenant de l'électronique frontale, de les traiter et de les formater pour le système d'acquisition (DAQ). Ceci est réalisé par les ROD qui effectuent également des tests d'intégrité et des tâches de surveillance de haut niveau. Chaque module ROD comprend huit processeurs numériques de signal (*Digital Signal Processor* - DSP) qui réalisent le principal traitement appliqué aux données : l'extraction, à partir des échantillons, du signal, de la position en temps et de l'amplitude du pic, par la méthode de filtrage optimum [51], et le calcul d'un facteur de qualité.

Cette méthode consiste à extraire l'énergie E et le décalage en temps τ d'un signal par une simple somme pondérée, et d'en déduire le facteur de qualité χ^2 à partir de la forme du signal :

$$E = \sum_{i=0}^n a_i(s_i - p), \quad \tau = \frac{1}{E} \sum_{i=0}^n b_i(s_i - p), \quad \chi^2 = \sum_{i=0}^n (s_i - p - E \times (g_i - \tau g'_i))^2, \quad (5.6)$$

où n est le nombre d'échantillons, p la valeur du piédestal de la voie correspondante et g_i et g'_i les formes normalisées du signal attendu et de sa dérivée.

⁴Plus précisément, les gains sont de 0.8 pour le gain bas, 8.4 pour le gain moyen et 82 pour le gain haut.

Les poids a_i et b_i sont extraits lors de l'étalonnage du calorimètre par une procédure décrite à la section 6.2.2.

5.3 Étalonage du calorimètre

5.3.1 Principe de fonctionnement

Pour pouvoir profiter de la stabilité et de l'uniformité du signal d'ionisation de l'argon liquide décrit dans la partie 5.1.3, il est nécessaire d'avoir une très bonne connaissance de la chaîne de reconstruction du signal présentée dans la section 5.2. Cela implique un système d'étalonnage précis. Par exemple, une partie du terme constant de la résolution énergétique (voir section 5.1.1) provient de la précision de l'étalonnage. Cette contribution doit être limitée à moins de 0.25 % [43]. L'étalonnage du calorimètre à argon liquide d'ATLAS est réalisé par un système d'injection de charge. Ses buts principaux sont de déterminer les facteurs de conversion entre l'amplitude du signal mesuré en ADC et le courant injecté en μA , et de contrôler la stabilité dans le temps de ce facteur pour chaque voie.

L'étalonnage du détecteur par un système d'injection de charge est nécessaire, car, à cause de la mise en forme du signal décrite dans la section 5.2.3, la réponse du détecteur dépend non seulement de la charge déposée dans l'argon liquide mais aussi de la dépendance temporelle du courant d'ionisation. Le signal d'étalonnage doit donc être injecté au plus près des cellules, au niveau des cartes mères dans le cryostat. En pratique celui-ci est généré par les cartes d'étalonnage qui sont placées dans les châssis frontaux. Il doit être uniforme, stable et linéaire, avec une amplitude et une forme aussi proche que possible du signal physique décrit dans la section 5.2.1, sur la dynamique de 16 bits. La description complète des cartes d'étalonnage se trouve dans l'article [52].

5.3.2 Injection du signal : la chaîne d'étalonnage

Le schéma du système d'étalonnage est donné par la figure 5.17. Une des caractéristiques du système est l'absence de composants actifs à l'intérieur du cryostat où ils seraient exposés à une forte irradiation sans possibilité de maintenance. Le signal est construit à partir d'un courant précis contrôlé numériquement (DAC). Par défaut le transistor $Q1$ est passant et le courant traverse l'inductance L . Lorsque $Q2$ est ouvert le courant rejoint directement la masse et le transistor $Q1$ se ferme. L'énergie magnétique stockée dans l'inductance est alors transférée à la résistance R_0 et au câble d'impédance $Z_c = R_0 = 50 \Omega$: il se produit un signal très rapide avec une décroissance exponentielle $V(t) = R_0 I_p \exp(-t/\tau)$ où $\tau = R_0/2L$. À l'intérieur des cartes mères, le signal est ensuite distribué au travers de résistances d'injection R_{inj} , précises à mieux que 0.1 %, entre plusieurs cellules. La résistance R_a

5.3 Étalonnage du calorimètre

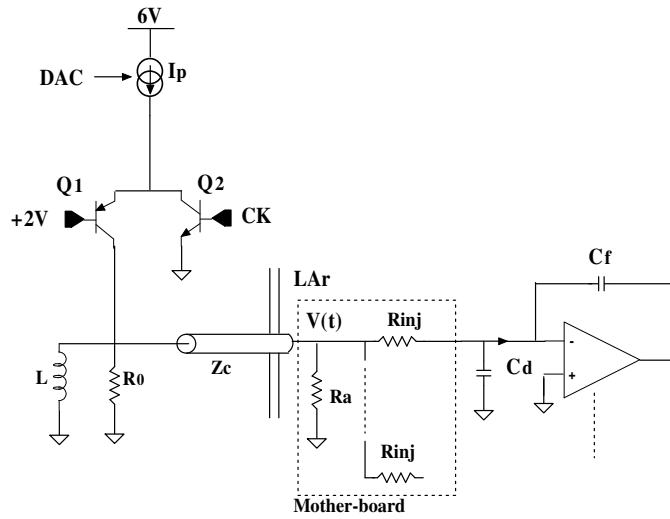


FIG. 5.17 – Schéma de la chaîne d'étalonnage. La partie gauche est réalisée par les cartes d'étalonnage, situées à l'intérieur des châssis frontaux. La partie droite se trouve à l'intérieur du cryostat.

est choisie de manière à ce que l'impédance vue par le signal à l'entrée des cartes mères soit égale à celle du câble (50Ω) et supprimer les réflexions. Le câblage des cellules injectées par une même ligne d'étalonnage (32 pour le compartiment avant et 8 pour les compartiments milieu et arrière) est fait de manière à pouvoir réaliser les études de diaphonies exposées dans le chapitre 8. Ces schémas de câblage sont détaillés sur les figures 5.19 et 5.20.

La précision sur l'amplitude du signal d'étalonnage délivré sur le détecteur est déterminée par la précision sur le signal en sortie des cartes d'étalonnage, par les résistances de précision dans le cryostat et par l'impédance des câbles. Ces trois contributions conduisent à une uniformité de 0.25 % entre les voies [52]. Il faut cependant noter que la différence entre les signaux physiques d'ionisation et les signaux d'étalonnage, tant dans leurs formes,

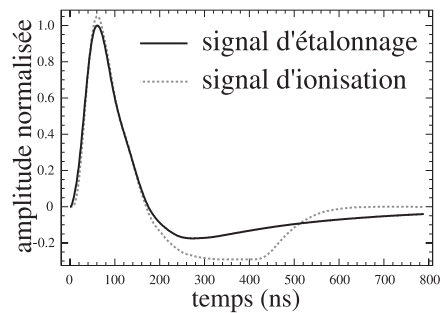


FIG. 5.18 – Forme des signaux d'ionisation et d'étalonnage (amplitude arbitraire).

comme le montre la figure 5.18, que dans leurs points d'injection, schématisés sur la figure 5.11, doit être prise en compte dans le calcul des constantes d'étalonnage. Ceci est décrit dans la section 5.4.

5.4 Reconstruction de l'énergie : du signal à l'énergie

En considérant tous les processus de génération et d'acquisition du signal, l'énergie E en MeV déposée dans une cellule s'obtient à partir des $N_{sample} = 5$ échantillons du signal s_i par [53, 54] :

$$E = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \times F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \times \frac{M_{phys}}{M_{cali}} \times \sum_{i=1}^{N_{Ramp}} R_i \left[\sum_{j=1}^{N_{Sample}} a_j (s_j - p) \right]^i. \quad (5.7)$$

Chacun de ces termes, qui sont déterminés pour chaque cellule, peut être détaillé :

Le terme p est le piédestal en ADC, c'est-à-dire la valeur du signal de sortie en absence de signal d'entrée.

Les facteurs a_j sont les coefficients de filtrage optimum, présentés dans la section 5.2.3.

Les facteurs R_i sont les coefficients polynomiaux de rampes (N_{Ramp} au total) qui assurent la conversion ADC→DAC et correspondent aux gains de l'électronique.

Le facteur $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$ tient compte de la différence entre les signaux d'ionisation et d'étalonnage comme expliqué à la section 5.3.2.

Le facteur $F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$ assure la conversion entre la valeur de DAC et le courant (en μA).

Le facteur $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ assure la conversion entre le courant (en μA) et l'énergie déposée dans le détecteur (en MeV).

Les trois derniers termes sont calculés. $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$ est le rapport entre les amplitudes des signaux de physique et d'étalonnage qui tient ainsi compte de la différence des points d'injection (à courant injecté constant). Il est dérivé des signaux d'étalonnage et des prédictions faites sur le signal physique (voir section 6.2.2). Ce facteur n'est pas inclus dans le calcul des coefficients de filtrage optimum pour permettre l'utilisation de méthodes alternatives pour l'extraction de l'amplitude du signal. $F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$ est déterminé par l'électronique d'étalonnage décrite à la section 5.3.2, plus précisément par les caractéristiques des cartes d'étalonnage et les valeurs des résistances d'injection. Il varie comme $1/R_{inj}$. $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ a été obtenu à partir de tests en faisceau, validés par une simulation Monte-Carlo du calorimètre basée sur le programme GEANT 4 [55]. Les autres termes sont mesurés lors des prises de données d'étalonnage : leur extraction est décrite tout au long du chapitre 6.

5.4 Reconstruction de l'énergie : du signal à l'énergie

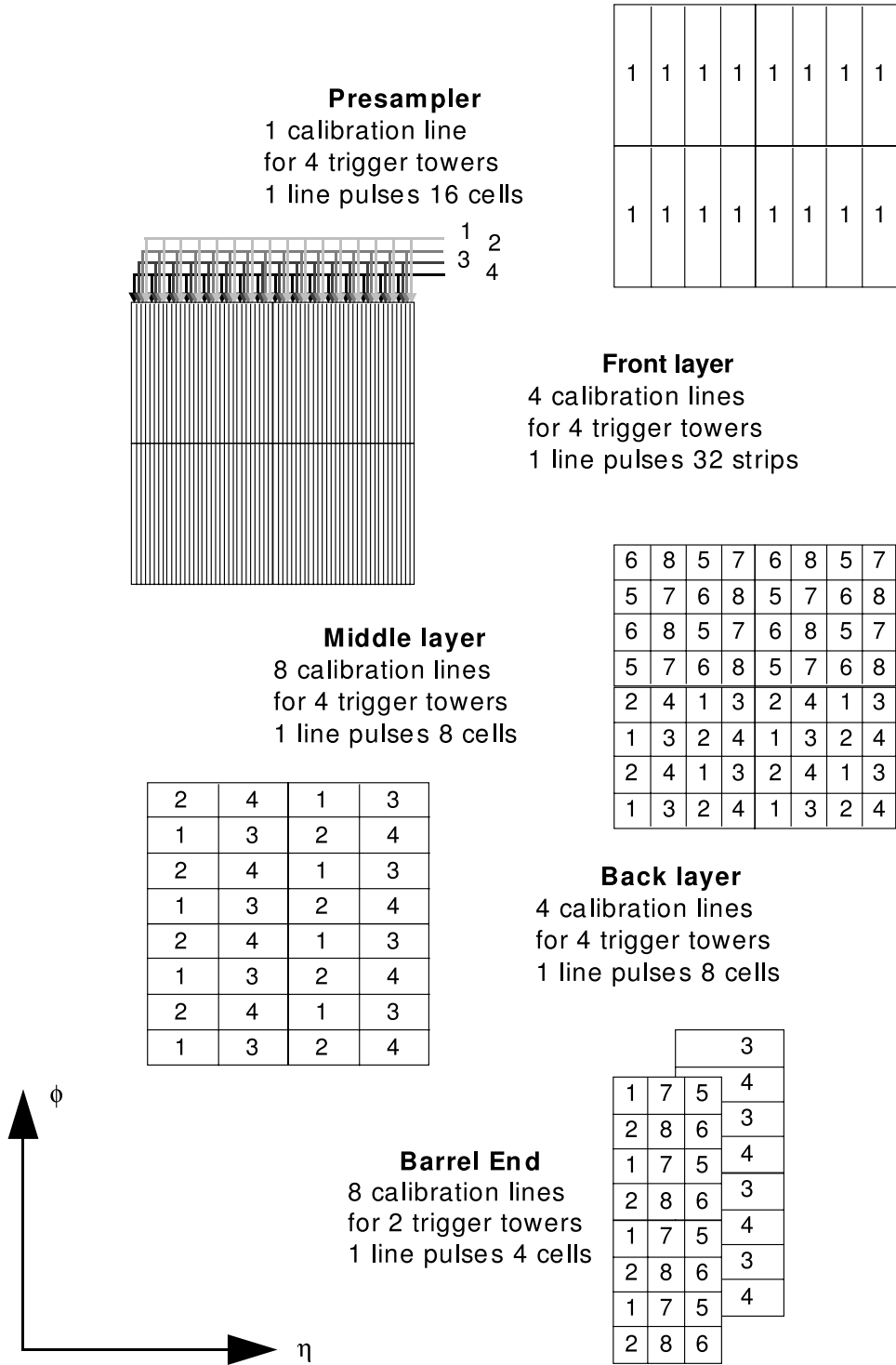


FIG. 5.19 – Schéma de câblage des lignes d'étalonnage dans le calorimètre tonneau. Chaque numéro correspond à un motif d'étalonnage différent.

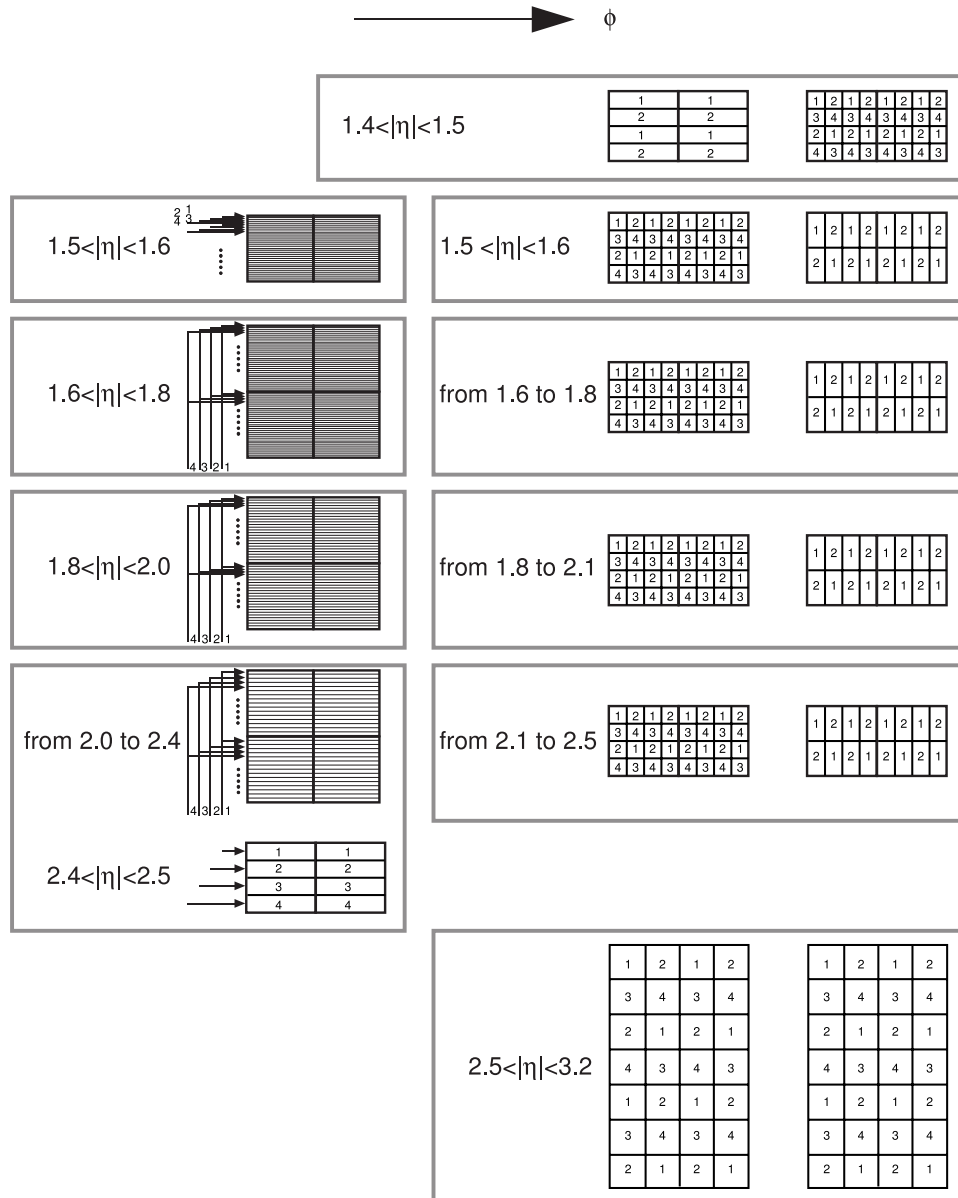


FIG. 5.20 – Schéma de câblage des lignes d'étalonnage dans le calorimètre bouchon. Chaque numéro correspond à un motif d'étalonnage différent.

6

Étalonnage électronique

L'OBJECTIF DE CE CHAPITRE est de montrer comment sont extraites les constantes d'étalonnage introduites à la section 5.4, et de présenter quelques-unes des analyses utiles à la bonne connaissance du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Trois différents types de données sont nécessaires à l'étalonnage électronique :

- Les données de **piédestaux** (*pedestal*), prises sans injection de signal. Elles permettent l'extraction des piédestaux.
- Les données **retardées** (*delay*), pour lesquelles le calorimètre est injecté avec un courant fixé. Elles permettent de reconstituer et d'étudier la forme du signal pour extraire, par exemple, les coefficients de filtrage optimum.
- Les données de **gain** (*ramp*), où chaque cellule est injectée successivement avec des courants de différentes amplitudes. Elles permettent l'extraction des coefficients de rampes.

L'étalonnage doit permettre une bonne connaissance de l'électronique, de manière à ce que la résolution sur la mesure de l'énergie ne soit pas dégradée. Aux hautes énergies en particulier, où le terme constant domine, l'électronique doit être étalonnée à mieux que 0.25 % [43].

La procédure d'étalonnage consiste à prendre chacun des trois types de données pour les trois gains possibles (bas, moyen et haut). Des prises de données rapides seront effectuées à chaque remplissage du LHC (toutes les huit heures environ) et des prises de données plus longues de temps en temps (environ toutes les semaines) [43]. Ceci pour tester la stabilité des constantes d'étalonnage et éventuellement mettre à jour leurs valeurs dans les bases de données.

Sommaire

6.1	Données de piédestaux	102
6.1.1	Piédestaux et bruit	102
6.1.2	Matrice d'autocorrélation	102
6.2	Données retardées et étude de la forme du signal	103
6.2.1	Étude des signaux retardés	104
6.2.2	Coefficients de filtrage optimum	104
6.3	Données de gain et extraction des coefficients de rampe	105
6.4	Étalonnage électronique du calorimètre	106

6.1 Données de piédestaux

Les données de piédestaux sont prises sans injection de signal. Elles comportent habituellement 3000 événements (mesures) de 7 ou 32 échantillons, pour chaque voie et pour chacun des trois gains. Tous les échantillons sont transmis au système d'acquisition sans application des coefficients de filtrage optimum. Les données de piédestaux permettent l'extraction des piédestaux, la réalisation d'études de bruit et le calcul des matrices d'autocorrélation.

6.1.1 Piédestaux et bruit

Le piédestal est la valeur mesurée pour une voie en absence d'injection. Cette valeur est de l'ordre 1000 coups ADC et correspond au décalage de tension appliqué au signal juste avant sa numérisation [49] pour permettre l'enregistrement du lobe négatif du signal après mise en forme (voir la figure 5.16). Les piédestaux rentrent dans la reconstruction du signal, comme expliqué dans la section 5.4, puisqu'ils sont soustraits aux valeurs mesurées avant leur conversion en énergie.

Ils sont calculés en prenant la moyenne des échantillons enregistrés. La dispersion de ces derniers permet de plus de mesurer le bruit électronique d'une cellule, défini par l'écart-type. L'extraction des valeurs de piédestal et de bruit pour une voie électronique est illustrée sur la figure 6.1.

6.1.2 Matrice d'autocorrélation

La matrice d'autocorrélation représente la corrélation temporelle entre deux échantillons. C'est un paramètre qui sert au calcul des coefficients de filtrage optimum car celui-ci est contraint par la minimisation du bruit sur l'amplitude du signal (voir section 6.2.2).

La matrice d'autocorrélation est définie par la valeur moyenne des pro-

6.2 Données retardées et étude de la forme du signal

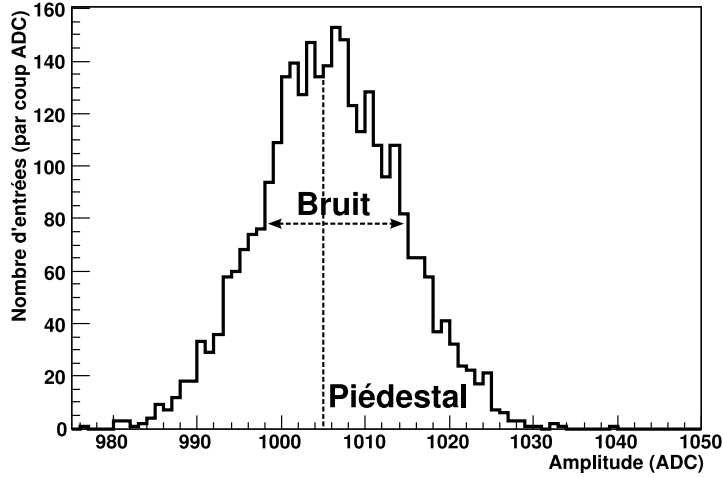


FIG. 6.1 – Distribution du premier échantillon d’une cellule dans les données de piédestaux, et extraction des valeurs du piédestal et du bruit.

duits de deux échantillons normalisée par leur écart-type :

$$V_{ij} = \frac{\langle s_i \times s_j \rangle}{\sqrt{\langle s_i^2 \rangle \langle s_j^2 \rangle}}, \quad (6.1)$$

où $\langle \dots \rangle$ signifie que la moyenne est réalisée sur l’ensemble des événements. Dans cette équation, s_i désigne la valeur mesurée en coups ADC soustraite du piédestal de l’échantillon i (de telle sorte que $\langle s_i \rangle = \langle s_j \rangle = 0$). V_{ij} est une matrice symétrique et invariante sous une translation dans le temps.

6.2 Données retardées et étude de la forme du signal

Les données retardées sont prises en injectant un courant fixé et en ajoutant un certain retard, typiquement $N \times 1.04$ ns, entre le signal d’étalonnage et le système d’acquisition. L’écart entre deux échantillons reste fixé, par l’électronique, au temps entre deux croisements de faisceaux du LHC, soit 24.95 ns. En variant N entre 0 et 23, puis en réordonnant les échantillons enregistrés, il est ainsi possible de reconstruire la forme du signal avec un échantillonnage effectif de ≈ 1 ns.

Les données retardées utilisent habituellement 32 échantillons¹, enregistrés par série de 100 événements dont la moyenne est faite directement au niveau des DSP situés dans les ROD. L’acquisition est réalisée sans application des coefficients de filtrage optimum. La figure 6.2 donne un exemple de signaux retardés obtenus pour différents courants d’injection.

¹ Soit une acquisition sur $32 \times 24.95 \approx 800$ ns.

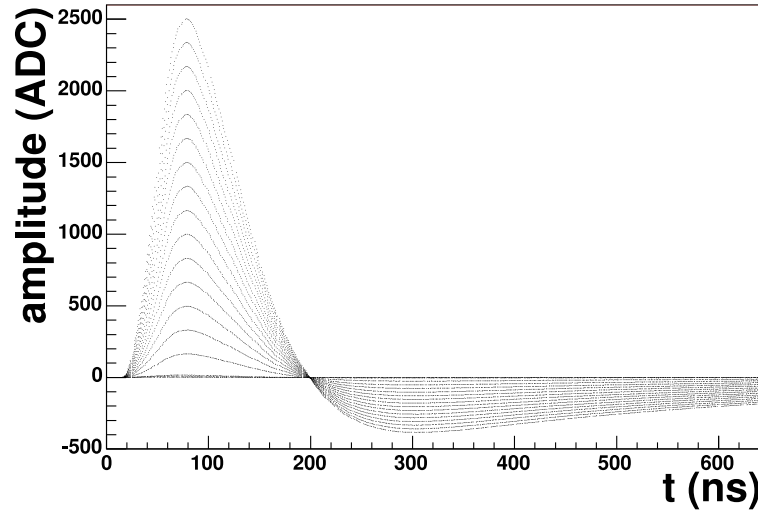


FIG. 6.2 – Exemple de signaux retardés pour différents courants d'injection [53].

6.2.1 Étude des signaux retardés

Les signaux retardés permettent d'accéder à la forme du signal. Leur premier rôle est l'extraction des coefficients de filtrage optimum, décrite ci-dessous, mais ils permettent également de nombreuses études sur la forme ou la stabilité des signaux d'étalonnage. L'étude de la gigue électronique, décrite au chapitre 7, et celle de la diaphonie, détaillée au chapitre 8, sont basées sur les signaux retardés.

6.2.2 Coefficients de filtrage optimum

Les coefficients de filtrage optimum introduits à la section 5.2.3 sont calculés par la minimisation du bruit affectant l'amplitude (dérivé de la matrice d'autocorrélation définie à la section 6.1.2), avec la contrainte que les formules de l'équation 5.6 soient vérifiées pour le modèle de signal :

$$s_i = E \times (g_i - \tau g'_i + n_i). \quad (6.2)$$

Dans cette équation, les variables sont définies à la section 5.2.3 à l'exception de n_i qui est le bruit dérivé de la matrice d'autocorrélation. Les données retardées sont nécessaires à l'extraction des formes du signal et de sa dérivée temporelle g_i et g'_i .

En pratique, deux séries de coefficients de filtrage optimum sont calculées. Pour la première, les signaux retardés normalisés sont utilisés directement au calcul de g_i et g'_i . Ce sont les coefficients de filtrage optimum qui ne servent que pour les prises de données d'étalonnage, notamment pour l'extraction des coefficients de rampes décrite à la section 6.3. La seconde série de coefficients de filtrage optimum est utilisée pour la mesure des particules.

6.3 Données de gain et extraction des coefficients de rampe

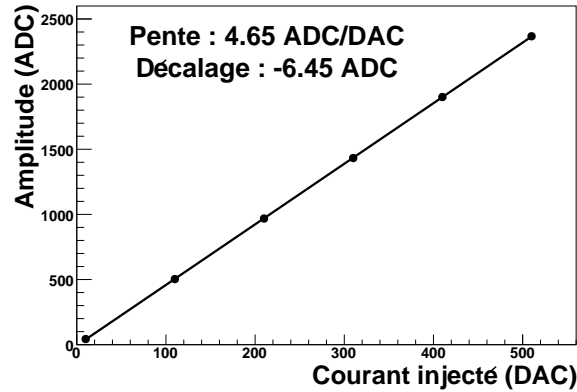


FIG. 6.3 – Extraction des coefficients de rampe par ajustement linéaire à partir de six valeurs de courant d’injection.

Elle nécessite au préalable, pour les raisons énoncées à la section 5.3.2, la prédiction du signal physique à partir du signal d’étalonnage par différentes méthodes présentées dans les références [53, 56].

La prédiction des signaux de physique est faite à courant injecté (d’ionisation ou d’étalonnage) constant. Mais à cause des différences de forme et de point d’injection, les amplitudes des signaux d’ionisation et d’étalonnage après mise en forme sont différentes. C’est ce qui justifie l’introduction des facteurs $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$ dans l’équation 5.7. Il faut enfin noter que la diaphonie dans le compartiment avant est corrigée lors de l’extraction des coefficients de filtrage optimum. Ce point est décrit dans la section 8.5.1.

6.3 Données de gain et extraction des coefficients de rampe

Les données de gain sont constituées d’une série d’acquisitions pour différentes valeurs du courant d’injection (DAC). Elle comportent, pour chaque valeur de DAC, généralement 100 événements (dont la moyenne est faite dans les DSP) de 7 échantillons, sur lesquels sont appliqués les coefficients de filtrage optimum. La plage de variation du courant dépend du gain utilisé.

Obtenus par un ajustement des données de gain soustraites du piédestal, les coefficients de rampes de l’équation 5.7 caractérisent le gain de l’électronique. Leur extraction pour une cellule du calorimètre est illustrée par la figure 6.3. Le calcul des coefficients de rampes des cellules du compartiment avant est corrigé des effets de la diaphonie : cette correction est détaillée dans la section 8.5.1.

6.4 Étalonnage électronique du calorimètre

L'étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS nécessite des données de piédestaux, des données retardées et des données de gain pour l'extraction des constantes d'étalonnage de chaque voie. Ces données sont également le principal outil disponible, en l'absence de collisions, pour l'étude du comportement du calorimètre. Elles servent de base à de nombreuses analyses, comme celles de la gigue électronique ou de la diaphonie exposées respectivement aux chapitres 7 et 8.

7

Étude de la gigue électronique

LA GIGUE (*jitter*) est la mesure de la fluctuation temporelle d'un signal. La gigue due à l'électronique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est donc un paramètre de sa résolution temporelle. Ce chapitre présente l'étude de la gigue mesurée à partir des données d'étalonnage prises lors de l'installation finale du détecteur ATLAS dans sa caverne. La valeur qui en est extraite est la gigue électronique totale, résultant pour chaque voie à la fois de sa chaîne de lecture et de sa chaîne d'étalonnage.

7.1 Résolution temporelle et contraintes sur la gigue électronique

7.1.1 Résolution temporelle du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS permet, en plus de la mesure de l'énergie et de la position d'une particule incidente, d'en mesurer également le temps d'arrivée. Cette mesure a plusieurs utilités [57] :

- Elle peut servir à l'identification de particules à grand temps de vie, qui se désintègrent dans le détecteur mais loin du point d'interaction, et à la mesure de leur temps de vie.
- Elle peut aussi participer à l'identification du bruit d'empilement et permettre ainsi la reconstruction événement par événement de sa contribution et le rejet à haute luminosité des événements à fort bruit d'empilement.

Un exemple typique de particule à grand temps de vie apparaît dans le cadre des modèles supersymétriques brisés par interaction de jauge (*Gauge Media-*

Sommaire

7.1	Résolution temporelle et contraintes sur la gigue électronique	107
7.1.1	Résolution temporelle du calorimètre électromagnétique	107
7.1.2	Contraintes sur la gigue électronique	108
7.2	Méthode de mesure	109
7.3	Mesures et résultats	110
7.4	La gigue électronique : un paramètre sous contrôle	112

ted SUSY Breaking - GMSB) où le neutralino est la seconde particule supersymétrique la plus stable. Dans les cas où celui-ci se désintègre à l'intérieur du détecteur, sa présence peut être signée par la détection de deux photons non pointant et en retard par rapport à la collision proton-proton [58]. Pour répondre à toutes ces contraintes, la résolution temporelle du calorimètre doit être bien plus petite que la nanoseconde, autour de 100 ps [57, 35, 59].

La résolution temporelle du calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été mesurée lors des tests en faisceaux d'électrons réalisés en 2001 et 2002 [60, 57]. La méthode utilisée s'appuie sur le temps reconstruit par la technique du filtrage optimum. La résolution en temps est extraite de la dispersion observée entre les voies. Différentes mesures ont été effectuées, tant sur les données issues des faisceaux d'électrons que de celles d'étalonnages, les principaux résultats sont rassemblés dans le tableau 7.1.

La résolution temporelle du calorimètre est estimée à 83 ps avec le faisceau d'électrons et inférieure à 20 ps avec les données d'étalonnage. La différence entre ces deux valeurs est expliquée par des biais résiduels subsistant après l'application de plusieurs corrections [60]. Ces valeurs montrent que l'objectif d'ATLAS (une résolution inférieure à la centaine de picosecondes) est accessible, mais nécessite le traitement d'effets systématiques.

Il faut également noter que, lors des prises de données d'étalonnage, les dispersions temporelles mesurées entre des cellules injectées par la même ligne d'étalonnage (insensibles donc aux fluctuations du signal d'étalonnage) sont bien plus petites que celles mesurées entre les voies injectées simultanément, mais qui n'appartient pas à la même ligne d'étalonnage (insensible aux fluctuations du signal de déclenchement, mais pas à celles du signal d'étalonnage). Cela signifie que la gigue totale imputable à l'électronique du calorimètre (étalonnage et lecture) est dominée par la chaîne d'étalonnage.

7.1.2 Contraintes sur la gigue électronique

Pour profiter de la très bonne résolution temporelle intrinsèque du détecteur et atteindre les objectifs décrits dans la section précédente, la gigue électronique doit rester petite. Mais son seul effet ne se limite pas à affecter

7.2 Méthode de mesure

Résolution mesurée en faisceau d'électron (245 GeV)	
Valeur brute	254 ps
Valeur corrigée des effets parasites (voir [60] pour les détails)	83 ps
Résolution mesurée sur les données d'étalonnage	
Valeur brute	135 ps
Cellules injectées simultanément (contributions de l'étalonnage et de la lecture)	56 ps
Cellules injectées par la même ligne d'étalonnage (contribution de la chaîne de lecture seule)	< 20 ps

TAB. 7.1 – Résolutions temporelles mesurées lors des tests en faisceaux de 2001-2002 [60]

ter la résolution temporelle : la gigue peut également biaiser la mesure de l'énergie si les signaux de physique et d'étalonnage ne sont pas parfaitement alignés. Dans ce cas en effet, les fluctuations dues à la gigue vont induire un bruit supplémentaire sur l'amplitude reconstruite du signal, bruit d'autant plus important que la dérivée du signal est grande (voir ci-dessous). Ce bruit, comme la dérivée du signal, est donc proportionnel à l'amplitude de celui-ci et s'annule en son maximum. Par exemple, une gigue de plusieurs centaines de picosecondes peut induire un terme constant dans la résolution énergétique de l'ordre du pour mille s'il existe une phase d'une nanoseconde entre le pic du signal et l'échantillon maximum. Il faut noter que l'utilisation de la méthode de filtrage optimum permet de réduire l'effet de la gigue [43, chapitre 10].

Au cours de l'installation finale du détecteur ATLAS dans sa caverne, la gigue électronique a été étudiée grâce aux prises de données d'étalonnage. Cette mesure correspond à la gigue électronique totale due à la fois à la chaîne de lecture et à celle d'étalonnage. L'objectif est de vérifier que la gigue électronique totale est inférieure à 100 ps pour l'ensemble du calorimètre.

7.2 Méthode de mesure

La gigue mesure la fluctuation temporelle du signal : c'est donc un bruit, mais qui affecte la reconstruction en temps. Le bruit total σ mesuré pour un signal $f(t)$ a ainsi deux contributions : le bruit sur l'amplitude σ_N , que l'on peut mesurer par exemple à partir des données de piédestaux comme décrit dans la section 6.1.1 ; et le bruit de gigue σ_J . En considérant que ces deux contributions ne sont pas corrélées, on obtient au premier ordre :

$$\sigma^2 = \sigma_N^2 + \left(\frac{df}{dt} \right)^2 \sigma_J^2. \quad (7.1)$$

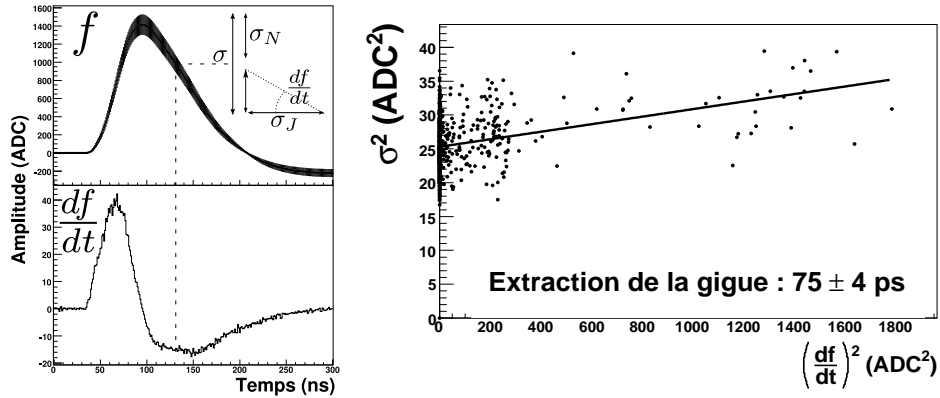


FIG. 7.1 – Méthode d’extraction de la gigue électronique totale (chaîne de lecture et chaîne d’étalonnage) à partir des données retardées. **Gauche** : signal retardé (le bruit est amplifié) et sa dérivée. **Droite** : ajustement linéaire et extraction de la gigue.

La gigue électronique totale, celle des chaînes de lecture et d’étalonnage, peut ainsi être mesurée pour chaque cellule à partir des données retardées présentées à la section 6.2. Le bruit σ est extrait de la dispersion des événements enregistrés pour chaque échantillon et la dérivée df/dt est calculée en chaque point à partir du signal mesuré. Après un ajustement linéaire des points $((df/dt)^2, \sigma^2)$, le coefficient directeur α de la droite obtenue mesure la contribution temporelle au bruit des données retardées. La gigue en est dérivée par :

$$\sigma_J = \sqrt{\alpha} \quad (7.2)$$

$$\sigma_{\sigma_J} = \frac{\sigma_\alpha}{2\sqrt{\alpha}} \quad (7.3)$$

où σ_α et σ_{σ_J} sont les erreurs évaluées lors de l’ajustement linéaire sur respectivement le coefficient directeur de l’ajustement et la gigue électronique. Cette méthode est illustrée par la figure 7.1.

7.3 Mesures et résultats

La gigue électronique totale, mesurée dans l’ensemble du calorimètre électromagnétique, est de 77 ± 20 ps (tous gains confondus). Cette valeur est plus faible que la limite de 100 ps donnée à la section 7.1.2. Elle est de plus cohérente avec celle obtenue lors des tests en faisceau¹ (voir section 7.1.1). Il faut noter que les deux méthodes utilisées sont très différentes, puisque l’une est basée sur la mesure du bruit de chaque voie, et l’autre sur l’écart temporel reconstruit entre deux voies par la méthode de filtrage optimum.

¹La comparaison doit être faite avec les fluctuations mesurées pour les chaînes de lecture et d’étalonnage. Ces résultats sont également sensibles aux fluctuations du signal

7.3 Mesures et résultats

Gain	calorimètre tonneau	calorimètre bouchon
Haut	75 ± 10 ps	74 ± 10 ps
Moyen	72 ± 9 ps	71 ± 9 ps
Bas	71 ± 9 ps	71 ± 10 ps

TAB. 7.2 – Gigue électronique totale mesurée dans les calorimètres tonneau et bouchon pour chacun des trois gains. Les valeurs données sont extraites par ajustement gaussien des distributions.

La figure 7.2 montre les distributions de la gigue et de l’erreur extraites de l’ajustement linéaire. Plusieurs voies ont une gigue électronique qui dépasse la centaine de picosecondes à cause de leur carte d’étalonnage (voir ci-après). Si on se limite à la partie gaussienne de la distribution, la gigue est de 72 ± 10 ps pour tout le calorimètre électromagnétique. L’erreur moyenne extraite de l’ajustement linéaire, qui représente l’erreur imputable à la méthode, est de 3 ps dans le cas le plus défavorable (le gain haut pour lequel le bruit électronique est le plus important) : elle est donc négligeable devant les dispersions observées.

la figure 7.4 donne la valeur de la gigue en fonction de la carte d’étalonnage utilisée. La corrélation, clairement visible entre les deux, montre que les hautes valeurs mesurées sont imputables aux cartes d’étalonnage. Cela justifie l’observation donnée à la section 7.1.1 : la gigue électronique totale (lecture et étalonnage) est dominée par la chaîne d’étalonnage. Par contre, la gigue ne dépend pas du numéro de ligne d’étalonnage injecté, comme le montre la figure 7.5.

La gigue due à la chaîne de lecture est donc petite devant celle imputable à la carte d’étalonnage. L’électronique de lecture dépend du gain utilisé, mais aucun effet n’est visible sur les mesures, comme le montre le tableau 7.2. La figure 7.3 montre les valeurs mesurées pour chaque type de carte électronique frontale et pour les trois gains. Aucune variation significative n’est visible : la gigue électronique totale est donc très uniforme sur tout le calorimètre électromagnétique.

de déclenchement, mais celles-ci sont négligeables [43]. Ce n’est pas la cas pour le signal de déclenchement utilisé pour les tests en faisceau [60].

7.4 La gigue électronique : un paramètre sous contrôle

La gigue électronique totale des chaînes d'étalonnage et de lecture a été mesurée pour l'ensemble du calorimètre électromagnétique d'ATLAS lors de son installation finale. Sa valeur est de 77 ± 20 ps pour l'ensemble des voies, et de 72 ± 10 ps si on se limite à la partie gaussienne de la distribution. Ces deux valeurs sont en dessous du critère de 100 ps. Aucune dépendance n'a été observée en fonction du gain ou de la position de la cellule dans le calorimètre. Les valeurs mesurées sont dominées par la contribution des cartes d'étalonnage.

Certaines cartes d'étalonnage induisent une gigue de plusieurs centaines de picosecondes. Ces valeurs restent raisonnables. Elles n'ont qu'un effet limité sur l'extraction des constantes d'étalonnages, car la méthode de filtrage optimum minimise l'effet de la gigue [43]. Elles n'apparaissent de plus que lors de l'étalonnage : la contribution des cartes d'étalonnage disparaît pour la mesure d'une particule. Ces cartes ne nécessitent donc pas d'intervention particulière.

7.4 La gigue électronique : un paramètre sous contrôle

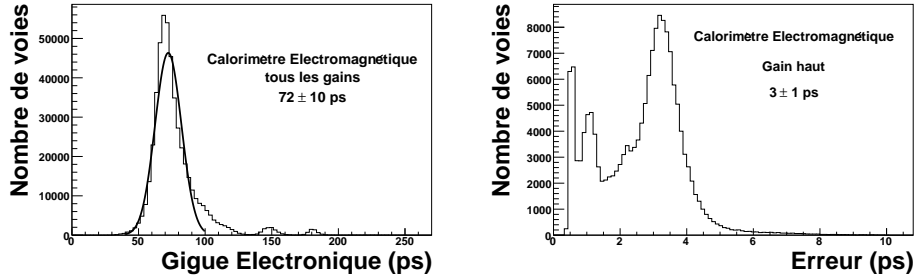


FIG. 7.2 – Gigue électronique et son erreur dans le calorimètre électromagnétique (tonneau et bouchon). La figure de gauche montre la distribution de la gigue électronique, tous gains confondus. La valeur de gigue donnée est celle de l’ajustement gaussien. La figure de droite montre la distribution de l’erreur extraite de l’ajustement linéaire dans le cas du gain haut qui est le cas le plus défavorable.

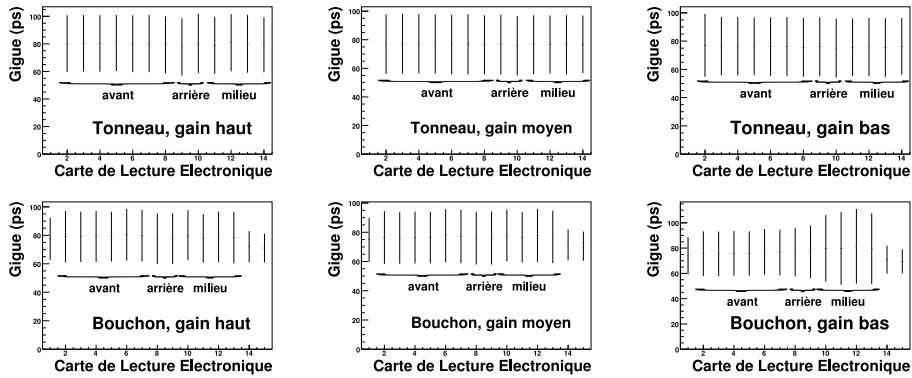


FIG. 7.3 – Gigue électronique mesurée par type de carte d’électronique frontale, dans les calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**). Les mesures sont effectuées pour chaque gain (de gauche à droite : haut, moyen, bas). Les erreurs tracées en chaque point sont la dispersion des voies correspondantes. Les compartiments correspondant aux différentes cartes électroniques sont également indiqués (pour le calorimètre bouchon, les compartiments indiqués sont ceux de la roue externe)

Étude de la gigue électronique

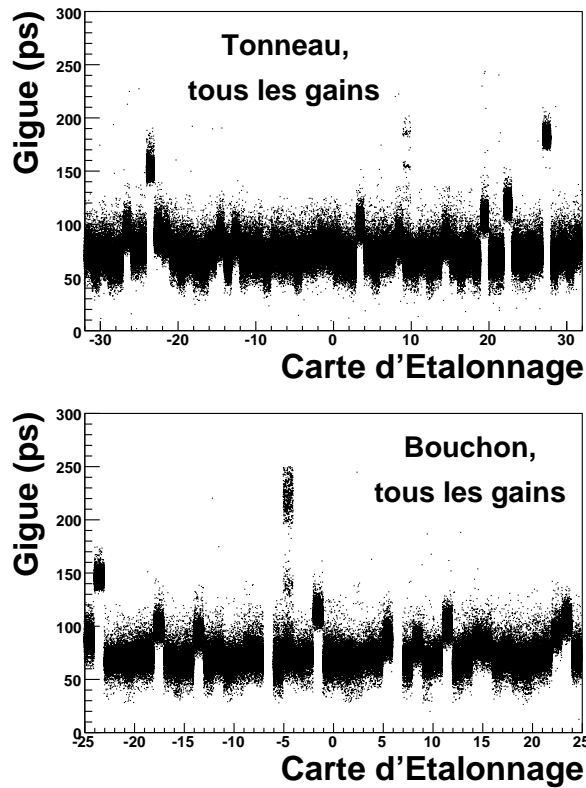


FIG. 7.4 – Gigue électronique mesurée (tous gains confondus) pour chaque carte d'étalonnage dans les calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**). Les cartes numérotées négativement correspondent aux cartes situées dans la zone $z < 0$.

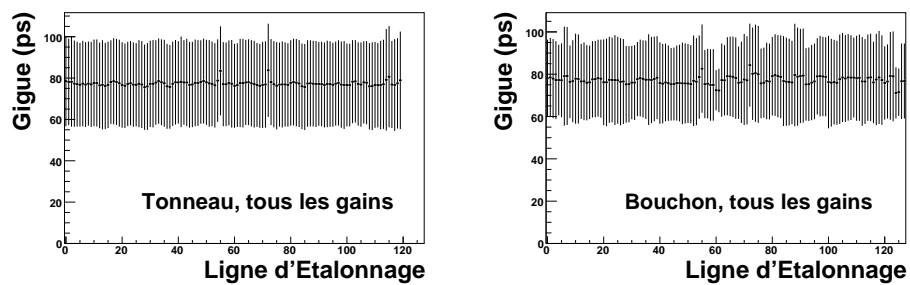


FIG. 7.5 – Gigue électronique mesurée (tous gains confondus) par numéro de ligne d'étalonnage dans les calorimètres tonneau (**gauche**) et bouchon (**droite**). La gigue est calculée, pour l'ensemble des cartes d'étalonnage, à partir de la distribution des valeurs mesurées dans toutes les voies qui sont injectées par le numéro de ligne correspondant. Les erreurs affichées correspondent à la dispersion mesurée entre ces voies.

8

Étude de la diaphonie

LA DIAPHONIE est l'un des phénomènes qui perturbent le signal analogique lu en sortie de détecteur. Elle traduit l'interférence qui existe entre les voies à cause des couplages parasites présents sur les électrodes, ou le long de la chaîne de lecture. Ces couplages sont variés et conduisent à trois types de diaphonie : capacitive, résistive et inductive. La diaphonie affecte aussi bien les signaux d'ionisation que ceux d'étalonnage. L'étude détaillée des sources de diaphonie dans le calorimètre électromagnétique peut être trouvée dans les notes [46, 47].

La diaphonie a été mesurée, à partir de données d'étalonnage, lors des différents tests en faisceau réalisés sur des modules isolés, en 1999 [61] et 2000 [62] pour le calorimètre tonneau, et 1999 [63] puis 2001 et 2002 [64] pour le calorimètre bouchon. Le but de ce chapitre est de présenter l'étude de la diaphonie dans le calorimètre électromagnétique effectuée en 2008 lors de l'installation finale du détecteur ATLAS dans sa caverne. Ces résultats sont publiés dans la note [65].

8.1 Méthode d'étude de la diaphonie

Un exemple de diaphonie entre deux cellules du compartiment avant se trouve sur la figure 8.1. La diaphonie a pour effet de modifier l'amplitude et la position du pic pour la voie injectée et de faire apparaître des signaux dans les voies qui ne sont pas injectées. Pour quantifier son importance deux définitions sont utilisées :

Sommaire

8.1	Méthode d'étude de la diaphonie	115
8.2	Diaphonie capacitive dans le premier compartiment	119
8.2.1	Origine	119
8.2.2	Mesures	120
	<i>Diaphonie dans le premier voisin</i>	<i>122</i>
	<i>Diaphonie dans le second voisin</i>	<i>123</i>
8.3	Diaphonie résistive entre le second compartiment et le premier	125
8.3.1	Origine	125
8.3.2	Mesures	125
8.4	Diaphonie inductive dans les compartiments milieu et arrière	128
8.4.1	Origine	128
8.4.2	Mesures	130
8.5	Conséquences de la diaphonie	131
8.5.1	Extraction des constantes d'étalonnages : correction de la diaphonie du compartiment avant	131
8.5.2	Mesure d'une particule	133
8.6	Conclusion	134

La diaphonie pic à pic, X_{max}/V_{max} , mesurée en prenant le rapport de l'amplitude du signal de diaphonie X_{max} sur celle du signal de la cellule injectée V_{max} .

La diaphonie sous le pic, $X(T_{max})/V_{max}$, mesurée en prenant le rapport des deux signaux à l'instant T_{max} où le signal de la cellule injectée atteint son maximum.

Ces deux définitions sont illustrées par la figure 8.1. La diaphonie sous le pic reflète le mieux l'effet attendu sur la mesure de l'énergie, mais elle est très sensible à la forme exacte du signal et donc sujette à de larges fluctuations. La diaphonie pic à pic permet une meilleure compréhension des phénomènes en jeu et doit être vue comme une limite supérieure à leurs effets.

La diaphonie est extraite des données retardées prises lors des séquences d'étalonnage et présentées dans la section 6.2. Sa mesure dans le voisinage de la cellule injectée, là où la diaphonie est en général la plus importante, est rendue possible par le câblage particulier des lignes d'étalonnage qui permet d'injecter une cellule isolément de ses voisines. Les schémas de câblage des lignes d'étalonnage sont donnés par les figures 5.19 et 5.20. Les valeurs mesurées reflètent principalement les effets imputables au détecteur lui-même et à sa chaîne de lecture : la diaphonie issue des cartes d'étalonnage a été estimée à moins de 0.1 %. En prenant en compte l'influence des câbles cette

8.1 Méthode d'étude de la diaphonie

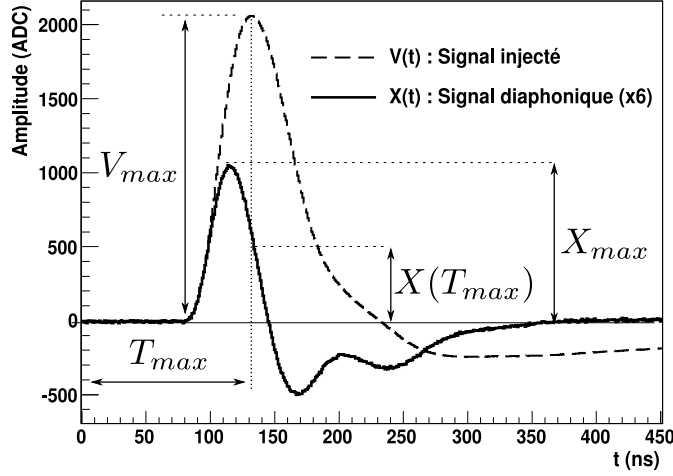


FIG. 8.1 – Exemple de signal de diaphonie et définition des paramètres utilisés pour sa mesure.

valeur correspond à $\sim 0.3\%$ pour la diaphonie pic à pic et $\sim 0.1\%$ pour la diaphonie sous le pic [66].

La diaphonie a été mesurée dans le compartiment avant où le couplage est principalement capacitif (section 8.2); entre le compartiment milieu et le compartiment avant, là où la diaphonie est majoritairement résistive (section 8.3); et au sein des compartiments arrière et milieu où le couplage inductif domine (section 8.4). Ses conséquences sur la mesure de l'énergie et la correction appliquée pour en limiter les effets sont exposés à la section 8.5.

Pour manipuler des grandeurs physiques, les facteurs de gain permettant la conversion $\text{ADC} \leftrightarrow \text{MeV}^1$ sont appliqués sur chaque voie. Ces facteurs sont surtout pertinents pour les mesures de diaphonie entre les compartiments et leurs rapports entre les différents compartiments sont donnés sur la figure 8.2. Enfin, les valeurs indiquées sont généralement normalisées au cas où une seule cellule est injectée à la fois. Pour cela des facteurs correctifs sont appliqués, leurs valeurs sont données en annexe de la note [65].

Tout au long de ce chapitre les notations η_{front} , η_{middle} et η_{back} désignent la numérotation des cellules le long de η dans, respectivement, les compartiments avant, milieu et arrière du calorimètre tonneau ou du calorimètre bouchon. Cette numérotation est précisée sur le tableau 8.1.

Dans cette étude, seules les parties principales des calorimètres tonneau ($|\eta| < 1.4$) et bouchons (roue externe, $|\eta| < 2.5$) ont été considérées. Tous les résultats présentés sont obtenus par la moyenne des valeurs mesurées à $\eta > 0$ et à $\eta < 0$.

¹Ces facteurs regroupent les termes R_1 , $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$, $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ de l'équation 5.7.

Étude de la diaphonie

$ \eta $	Compartiment		
	1 (avant)	2 (milieu)	3 (arrière)
Tonneau			
$ \eta < 1.40$	$0 \leq \eta_{front} \leq 447$	$0 \leq \eta_{middle} \leq 55$	$0 \leq \eta_{back} \leq 26$ ($ \eta < 1.35$)
$1.40 < \eta < 1.475$	$448 \leq \eta_{front} \leq 450$	$ \eta_{middle} = 56$	-
Bouchons			
$1.375 < \eta < 1.425$	$ \eta_{front} = 0$	$ \eta_{middle} = 0$	-
$1.425 < \eta < 1.5$	$1 \leq \eta_{front} \leq 3$		-
$1.5 < \eta < 1.8$	$4 \leq \eta_{front} \leq 99$		
$1.8 < \eta < 2.0$	$100 \leq \eta_{front} \leq 147$	$1 \leq \eta_{middle} \leq 43$	$0 \leq \eta_{back} \leq 19$
$2.0 < \eta < 2.4$	$148 \leq \eta_{front} \leq 211$		
$2.4 < \eta < 2.5$	$212 \leq \eta_{front} \leq 215$		
$2.5 < \eta < 3.2$	$216 \leq \eta_{front} \leq 222$	$44 \leq \eta_{middle} \leq 50$	-

TAB. 8.1 – Numérotation des cellules suivant η pour les calorimètres tonneau et bouchon. Les granularités de chaque région sont données par le tableau 5.1.

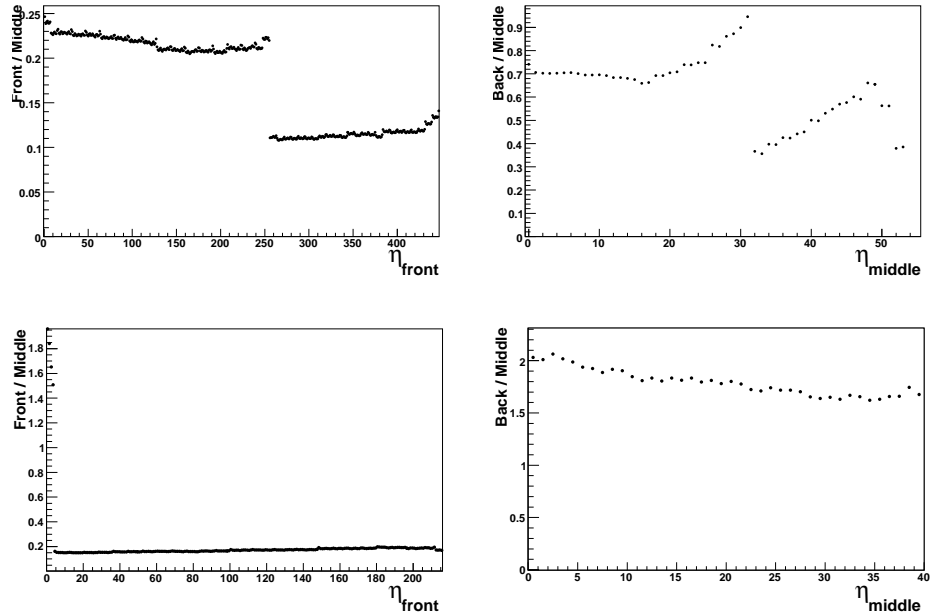


FIG. 8.2 – Rapport des facteurs de gain (MeV/ADC) entre les cellules des compartiments avant (**gauche**) ou arrière (**droite**) et les cellules du compartiment milieu en fonction de la numérotation des cellules suivant η . Ces rapports sont donnés pour les calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**)

8.2 Diaphonie capacitive dans le premier compartiment

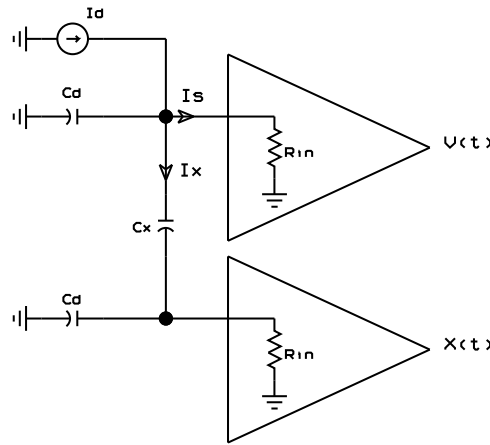


FIG. 8.3 – Schéma équivalent du couplage capacitif entre deux cellules voisines.

8.2 Diaphonie capacitive dans le premier compartiment

8.2.1 Origine

La segmentation des électrodes indiquée sur la figure 5.5 induit un couplage parasite entre les cellules qui sont voisines en η . C'est la source principale de diaphonie dans le compartiment avant où la segmentation est particulièrement fine. Dans les compartiments milieu et arrière, l'effet de ce couplage capacitif est dominé par ceux des couplages parasites inductifs qui sont décrits à la section 8.4. Une seconde contribution à la diaphonie capacitive provient de couplages parasites près du pré-amplificateur. En raison du câblage utilisé, ces couplages génèrent de la diaphonie entre seconds voisins dans le compartiment avant [47]. La diaphonie capacitive est mesurée dans les premiers ($\eta_{front} \pm 1$) et seconds ($\eta_{front} \pm 2$) voisins de la cellule injectée.

Le schéma équivalent du couplage capacitif entre deux cellules est donné sur la figure 8.3. Pendant l'étalonnage, ou à la suite d'une ionisation de l'argon liquide, le courant injecté I_d se partage entre I_s circulant dans la cellule injectée et I_x circulant dans sa voisine. Les cellules sont lues à travers l'impédance d'entrée des pré-amplificateurs R_{in} . La diaphonie capacitive est proportionnelle au rapport $C_X/(C_d+2C_X)$ [46], où C_X et C_d sont respectivement la capacité parasite et la capacité du détecteur². Ce type de diaphonie affecte les voisins suivant η .

Les signaux typiques de diaphonie capacitive, mesurés dans les premiers et seconds voisins d'une cellule injectée, sont visibles sur la figure 8.4. La forme du signal dans le premier voisin est proche de la dérivée première du

²La fine segmentation du compartiment avant induit de basses valeurs pour C_d . C_X n'est alors plus négligeable.

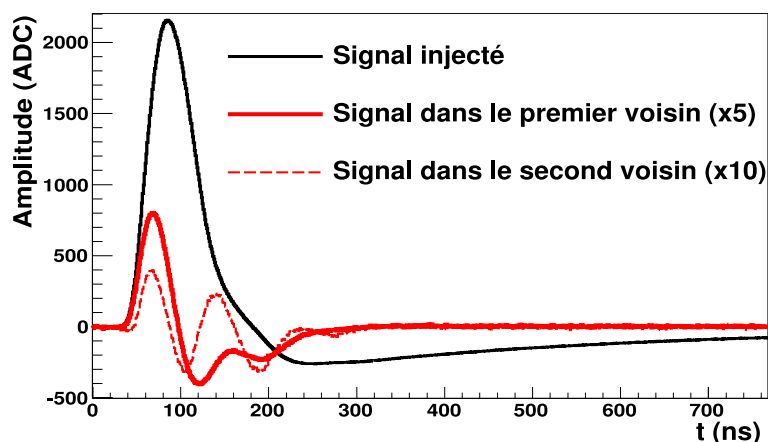


FIG. 8.4 – Signaux typiques de la diaphonie capacitive. Le signal dans la cellule voisine de la voie injectée est amplifié d'un facteur 5, celui de la seconde voisine d'un facteur 10.

signal injecté, comme on peut s'y attendre avec un couplage capacitif [46]. La forme du signal dans le second voisin est plus distordue mais reste proche de la dérivée seconde du signal initial.

8.2.2 Mesures

Diaphonie	Tonneau		Bouchon	
	pic à pic	sous le pic	pic à pic	sous le pic
Premier voisin	7.16 %	4.34 %	6.33 %	3.8 %
Écart-type	0.90 %	0.60 %	1.1 %	0.67 %
Mesures, tests en faisceaux	7.26 %	4.3 %	6.4 %	3.7 %
Second voisin	0.78 %	0.22 %	0.89 %	0.40 %
Écart-type	0.17 %	0.12 %	0.10 %	0.12 %
Mesures, tests en faisceaux	0.88 %	0.3 %	< 0.5 %	< 0.5 %

TAB. 8.2 – Mesures de la diaphonie dans le compartiment avant (2008) comparées avec les résultats issus des tests en faisceau (1999 [61] et 2001-2002 [64]).

Les valeurs moyennes de la diaphonie, mesurées dans les premiers et seconds voisins d'une cellule injectée, sont données dans le tableau 8.2 et comparées avec les résultats des tests en faisceau. L'accord entre les mesures est très bon : la diaphonie dans le premier compartiment pour tout le détecteur est tout à fait semblable aux mesures effectuées sur un seul module.

Grâce à la symétrie du calorimètre électromagnétique, la diaphonie est uniforme le long de ϕ . La figure 8.5 montre la distribution de la dispersion relative suivant ϕ , c'est-à-dire du rapport entre l'écart-type et la moyenne

8.2 Diaphonie capacitive dans le premier compartiment

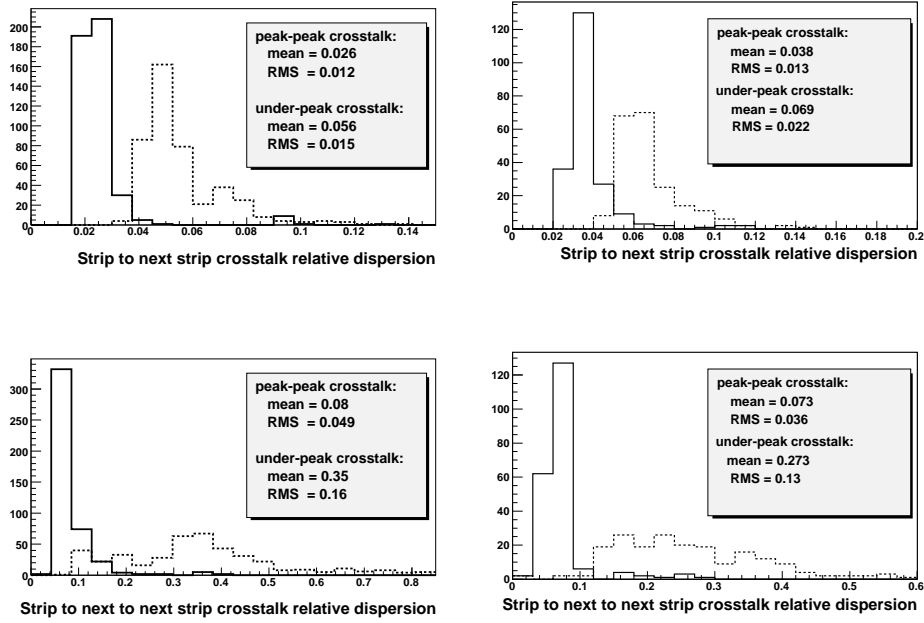


FIG. 8.5 – Distribution des dispersions relatives suivant ϕ (écart-type sur la moyenne) de la diaphonie dans le compartiment avant pour chaque valeur de η dans les calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**). **Gauche** : diaphonie dans le premier voisin ; **droite** : diaphonie dans le second voisin. En traits pleins sont tracées les distributions correspondant à la diaphonie pic à pic ; en pointillés celles correspondant à la diaphonie sous le pic.

pour chaque groupe de voies correspondant à une valeur donnée de η . La dispersion relative est plus petite que 10 %, à l'exception de la diaphonie sous le pic dans le second voisin où la valeur mesurée, ≈ 35 %, a pour origine la variation rapide du signal de diaphonie lorsque le signal injecté est à son maximum. L'uniformité de la diaphonie le long de ϕ permet de limiter l'étude de ses variations à sa dépendance suivant η . Pour le calorimètre bouchon, la diaphonie capacitive n'est dominante que dans les régions où le calorimètre est finement segmenté, c'est-à-dire entre $|\eta| = 1.5$ et $|\eta| = 2.4$ (voir tableau 5.1) ce qui correspond à $4 \leq \eta_{front} \leq 211$. Dans les autres régions du compartiment avant des bouchons, la diaphonie est dominée par des couplages inductifs. L'étude de la diaphonie dans le compartiment avant est pour cette raison limitée aux zones de fine segmentation.

Étude de la diaphonie

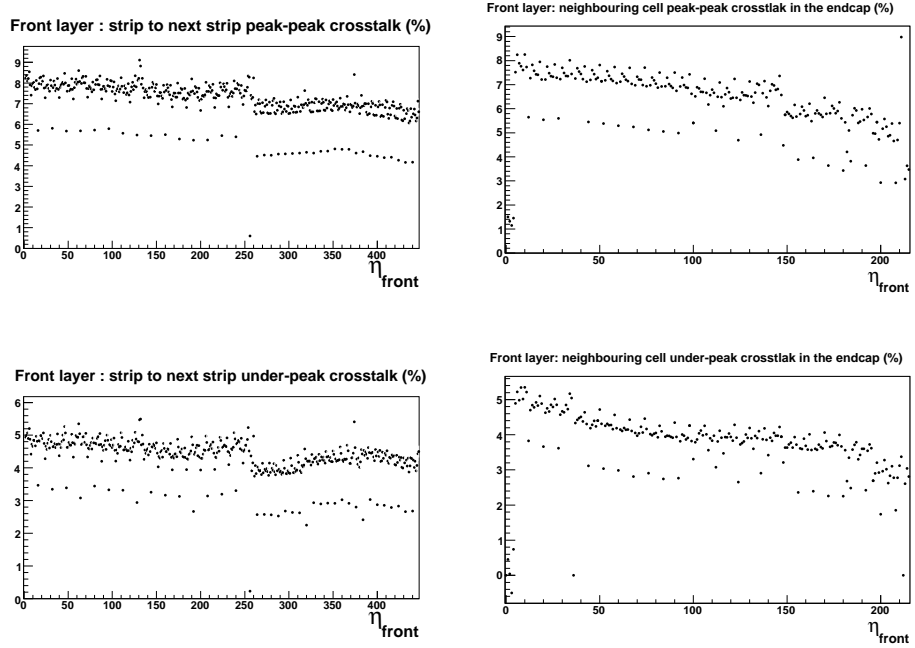


FIG. 8.6 – Diaphonie dans le compartiment avant entre une cellule et son premier voisin, en fonction de η . **Haut** : diaphonie pic à pic dans les calorimètres tonneau (gauche) et bouchon (droite). **Bas** : diaphonie sous le pic.

Diaphonie dans le premier voisin

La diaphonie pic à pic varie entre 6 % et 9 % dans le calorimètre tonneau (entre 4 % et 5 % pour la diaphonie sous le pic) et entre 4 % et 8 % dans le calorimètre bouchon (respectivement entre 2 % et 5 %). Les variations suivant η pour chacune des définitions sont données sur la figure 8.6.

Il apparaît des valeurs plus basses de diaphonie tous les 16/8 voies dans le calorimètre tonneau et tous les 8/12/8 voies dans le calorimètre bouchon. Cette structure s'explique par l'existence d'un couplage capacitif présent au niveau des connecteurs de cartes sommatriques installés sur les cartes mères. Ces connecteurs induisent une diaphonie supplémentaire de ~ 2 % pour la diaphonie pic à pic et ~ 1 % pour la diaphonie sous le pic. Ce couplage additionnel disparaît pour les voies situées aux bords des connecteurs.

La répartition des valeurs plus basses de diaphonie varie donc avec le câblage des cartes mères [48]. Pour le calorimètre tonneau, les connecteurs de cartes sommatriques regroupent 16 voies lorsque celles-ci appartiennent à la première électrode ($|\eta_{front}| \leq 255$), et 8 lorsqu'elles appartiennent à la seconde ($|\eta_{front}| \geq 256$). Pour le calorimètre bouchon, ces valeurs varient avec la granularité : 8 ($4 \leq |\eta_{front}| \leq 99$), 12 ($100 \leq |\eta_{front}| \leq 147$) ou 8 voies ($148 \leq |\eta_{front}| \leq 211$), pour les régions finement segmentées.

8.3 Diaphonie résistive entre le second compartiment et le premier

Les changements de granularité au sein du calorimètre bouchon sont également responsables de la décroissance générale de la diaphonie suivant η : la capacité parasite C_X varie de 60 à 30 pF alors que celle du détecteur C_d croît de 90 à 160 pF. Cela explique la diminution de la diaphonie pic à pic de 10 à 6 % et celle de la diaphonie sous le pic de 5 à 2 % [46].

Diaphonie dans le second voisin

La diaphonie pic à pic dans le second voisin de la cellule injectée varie entre 0.6 et 1.1 % dans le calorimètre tonneau et entre 0.5 et 1 % dans le calorimètre bouchon. La diaphonie sous le pic reste quant à elle inférieure à 0.6 et 0.5 % respectivement. Les variations en fonction de η de la diaphonie dans le second voisin sont données sur la figure 8.7.

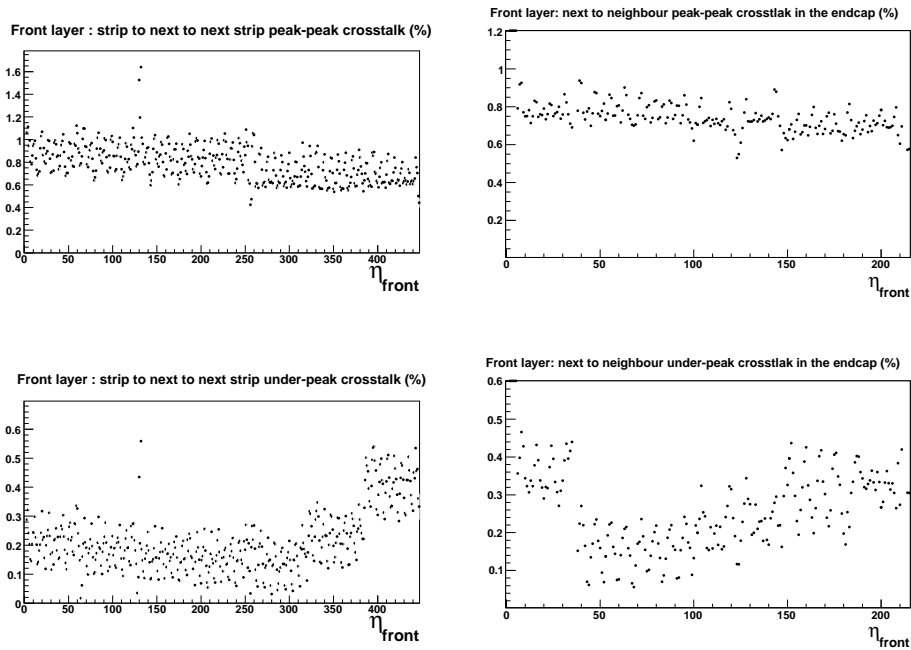


FIG. 8.7 – Diaphonie dans le compartiment avant entre une cellule et son second voisin, en fonction de η . **Haut** : diaphonie pic à pic dans les calorimètres tonneau (gauche) et bouchon (droite). **Bas** : diaphonie sous le pic.

Étude de la diaphonie

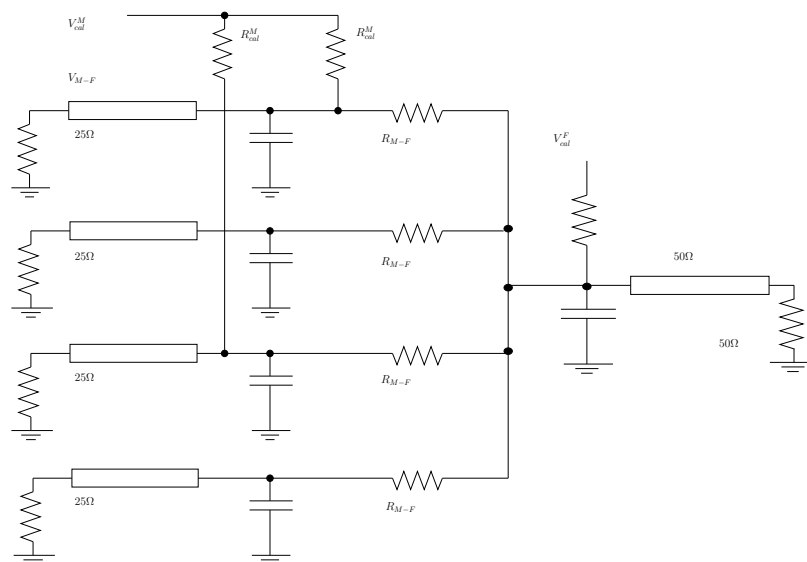


FIG. 8.8 – Schéma équivalent du couplage induit par les résistances de haute tension connectant les compartiments avant et milieu.

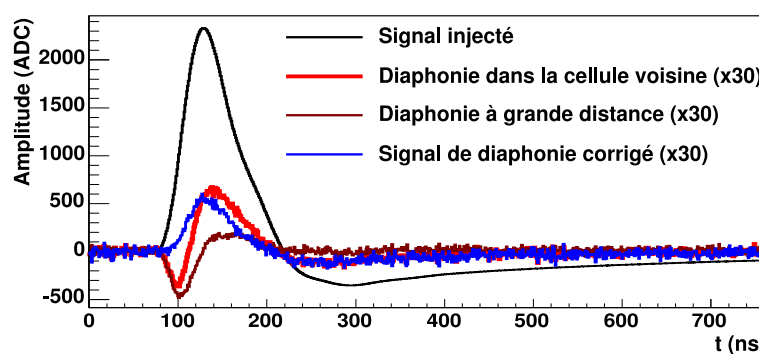


FIG. 8.9 – Signaux typiques de la diaphonie résistive. En noir le signal injecté dans le compartiment milieu. En rouge la diaphonie visible dans une cellule en face de la cellule injectée. En marron la diaphonie à grande distance. La courbe bleu est la composante purement résistive de la diaphonie (diaphonie mesurée corrigée de la diaphonie à longue distance). Les signaux de diaphonie sont amplifiés par un facteur 30.

8.3 Diaphonie résistive entre le second compartiment et le premier

8.3.1 Origine

Comme décrit dans la section 5.1.4 l'alimentation haute tension est apportée au compartiment avant au moyen de résistances sérigraphiées le connectant physiquement au compartiment milieu. Le couplage résistif qui en résulte domine la diaphonie entre les deux compartiments. Celle-ci est mesurée dans les cellules du compartiment avant qui font face aux cellules du compartiment milieu où le signal d'étalonnage est injecté.

La figure 8.8 montre le schéma électrique équivalent au couplage induit par les résistances de haute tension. À cause des granularités différentes le long de ϕ , chaque cellule du compartiment avant est reliée à quatre cellules du compartiment milieu. Le signal d'étalonnage V_{cal}^M est injecté dans le compartiment milieu au moyen des résistances d'injection R_{cal}^M et une partie du signal arrive dans le compartiment avant au travers des résistances sérigraphiées R_{M-F} . La valeur de la diaphonie résistive est proportionnelle à l'inverse de la résistance équivalente, calculée pour l'ensemble des cellules du compartiment avant connectées en parallèle à la cellule injectée du compartiment milieu [46].

En plus de ce couplage purement résistif, la diaphonie entre les compartiments milieu et avant est affectée par une diaphonie à longue distance entre les deux compartiments. Cette dernière peut être mesurée et quantifiée par le signal induit, lorsque le compartiment milieu est injecté, dans une cellule du compartiment avant qui n'est pas située en face d'une cellule injectée. Cette contribution à longue distance est cependant petite devant la contribution résistive. La figure 8.9 montre différents signaux de diaphonie vus dans le compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté. Pour l'étude présentée ici, le choix a été fait de mesurer la diaphonie totale entre les deux compartiments.

8.3.2 Mesures

Les valeurs moyennes de la diaphonie mesurée dans le compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté sont données dans le tableau 8.3. Les valeurs des diaphonies pour les deux électrodes du calorimètre tonneau sont différentes et les résultats sont donnés pour chacune d'entre elles. Les mesures issues des tests en faisceau, corrigées de la diaphonie à grande distance, sont également données pour comparaison. L'écart entre les mesures de 2008 et celles des tests en faisceau s'explique par la composante non résistive de la diaphonie qui est prise en compte dans les résultats de 2008. À cause de la variation rapide du signal de diaphonie à longue dis-

Étude de la diaphonie

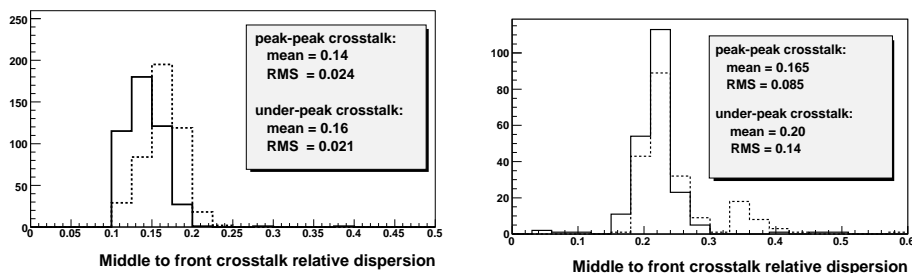


FIG. 8.10 – Distribution des dispersions relatives le long de ϕ (écart-type sur la moyenne) de la diaphonie pour chaque valeur de η dans le compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté. **Gauche** : calorimètre tonneau ; **droite** : calorimètre bouchon. En traits pleins sont tracées les distributions correspondant à la diaphonie pic à pic ; en pointillés celles correspondant à la diaphonie sous le pic.

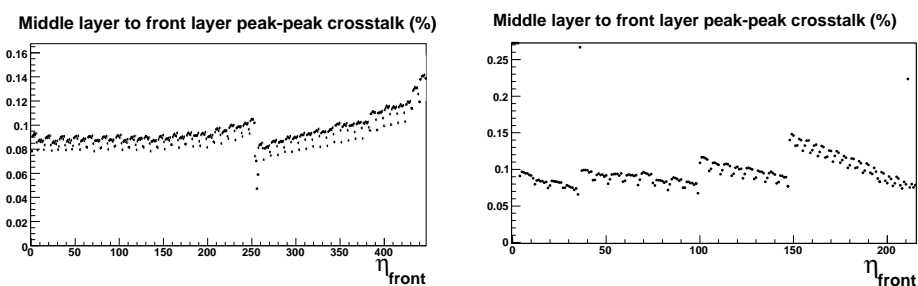


FIG. 8.11 – Diaphonie mesurée dans le compartiment avant des calorimètres tonneau (**gauche**) et bouchon (**droite**) lorsque le compartiment milieu est injecté.

8.3 Diaphonie résistive entre le second compartiment et le premier

Diaphonie	Tonneau		Bouchon
	Électrode A	Électrode B	
pic à pic	0.089 %	0.099 %	0.097 %
Écart-type	0.013 %	0.022 %	0.022 %
sous le pic	0.070 %	0.093 %	0.077 %
Écart-type	0.014 %	0.022 %	0.015 %
Mesures, tests en faisceau	0.05 %	0.16 %	0.18 %

TAB. 8.3 – Mesures de la diaphonie dans le compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté (2008) pour les deux types de diaphonie. Les résultats issus des tests en faisceau (1999 [61] et 2001-2002 [64]) sont corrigés de la diaphonie à grande distance et représente en conséquence la composante purement résistive pour laquelle diaphonie pic à pic et diaphonie sous le pic sont équivalentes (les signaux sont en phase).

tance (voir figure 8.9), il est difficile de prédire le signe et la valeur de sa contribution.

La diaphonie mesurée dans le compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté est uniforme le long de ϕ : sa dispersion relative est de l'ordre de 15 % comme le montre la figure 8.10. Son évolution en fonction de η est donnée sur la figure 8.11. Pour cette figure, seule la diaphonie pic à pic est représentée car les valeurs de la diaphonie sous le pic sont peu différentes.

Dans le calorimètre tonneau la diaphonie varie entre 0.08 et 0.11 % pour l'électrode A ($|\eta_{front}| \leq 255$) et entre 0.08 et 0.16 % dans l'électrode B ($|\eta_{front}| \geq 256$). Ces valeurs différentes s'expliquent par les résistances de haute tension utilisées sur chacune des électrodes : la collaboration ATLAS a fait appel à deux sous-traitants pour fournir ces résistances et la valeur de celles-ci dans les deux lots n'est pas la même. Par ailleurs, l'augmentation de la diaphonie mesurée lorsque η croît vient de la diminution des valeurs de résistances utilisées. Dans le calorimètre tonneau la diaphonie varie entre 0.06 et 0.15 %.

Les valeurs de diaphonie plus basses mesurées toutes les 8 voies dans le tonneau et toutes les 8/6/4 voies dans le bouchon (suivant la granularité) sont dues aux résistances plus importantes utilisées pour alimenter la première et dernière cellule du groupe qui fait face à une cellule du compartiment milieu.

Étude de la diaphonie

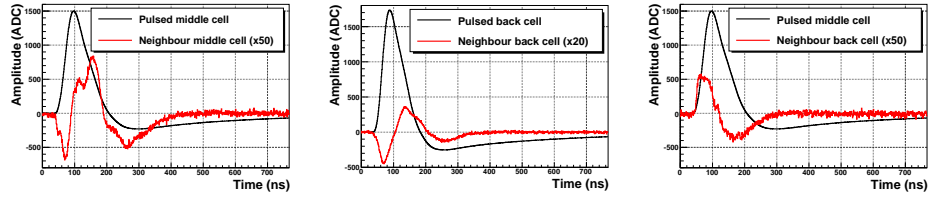


FIG. 8.12 – Signaux typiques de la diaphonie dans les compartiments milieu et arrière. **Gauche** : les cellules injectée et lue appartiennent au compartiment milieu ; **centre** : les cellules injectée et lue appartiennent au compartiment arrière ; **droite** : la cellule injectée appartient au compartiment milieu, la cellule lue au compartiment arrière. Les signaux de diaphonie sont tracés en rouge et sont amplifiés.

8.4 Diaphonie inductive dans les compartiments milieu et arrière

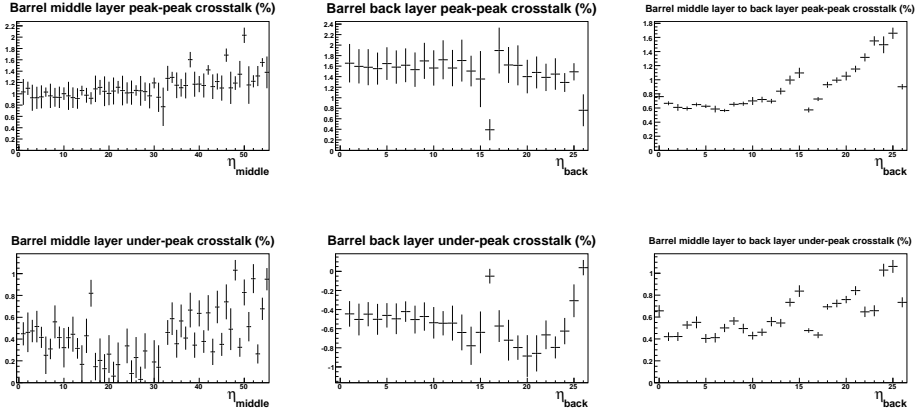
8.4.1 Origine

L'étude de la diaphonie dans les compartiments milieu et arrière est plus complexe que les études présentées dans les sections 8.2 et 8.3. Ses composantes sont multiples mais les contributions principales viennent de couplages inductifs. Ces couplages sont localisés sur l'électrode elle-même et dans les cartes mères, au niveau des retours à la masse et des connecteurs *low profile*³. La diaphonie inductive est également présente dans le compartiment avant mais reste dominée par les deux autres types de diaphonie.

La localisation des cellules affectées par ce type de diaphonie est moins clairement définie que pour les types capacitif et résistif. Pour les analyses de diaphonie réalisées lors de l'installation finale du détecteur il a été choisi, pour rester cohérent avec l'étude du compartiment avant, de mesurer la diaphonie à l'intérieur d'un compartiment dans les voisins en η , et de mesurer la diaphonie entre les compartiments dans les cellules qui font face aux cellules injectées. Ce choix donne une estimation raisonnable de la diaphonie moyenne et permet d'être consistant avec la méthode de reconstruction de l'énergie qui associe des cellules voisines (algorithme d'amas). L'analyse présentée ici se concentre sur l'étude de la diaphonie dans les compartiments milieu et arrière et dans le compartiment arrière lorsque le compartiment milieu est injecté. La figure 8.12 montre les signaux typiques rencontrés dans cette étude.

8.4 Diaphonie inductive dans les compartiments milieu et arrière

Calorimètre tonneau



Calorimètre bouchon

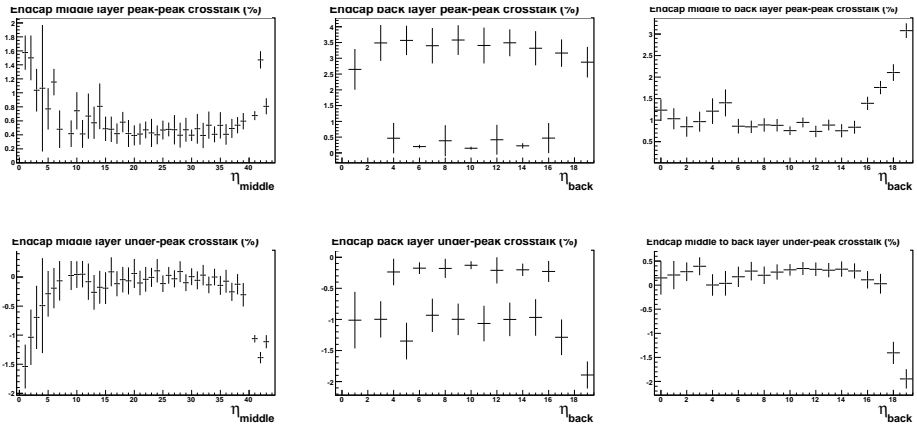


FIG. 8.13 – Diaphonie dans les compartiments milieu et arrière pour les calorimètres tonneau et bouchon. Pour chaque partition la première ligne représente la diaphonie pic à pic et la seconde la diaphonie sous le pic. **Gauche** : diaphonie milieu→milieu; **centre** : diaphonie arrière→arrière; **droite** : diaphonie milieu→arrière. Les erreurs indiquées correspondent à la dispersion des valeurs mesurées pour chaque valeur de η .

Étude de la diaphonie

Diaphonie	Tonneau		Bouchon	
	pic à pic	sous le pic	pic à pic	sous le pic
Milieu→Milieu	1.11 %	0.44 %	0.63 %	-0.24 %
Écart-type	0.32 %	0.26 %	0.31 %	0.40 %
Mesures, tests en faisceau	1.7 %	0.85 %	0.9 %	< 0.2 %
Arrière→Arrière	1.43 %	- 0.52 %	3.37 %	-1.15 %
Écart-type	0.52 %	0.28 %	0.42 %	0.85 %
Mesures, tests en faisceau	1.6 %	0.68 %	3.1 %	0.7 %
Milieu→Arrière	0.88 %	0.61 %	1.17 %	0.034 %
Écart-type	0.32 %	0.18 %	0.56 %	0.59 %
Mesures, tests en faisceau	0.9 %	0.36 %	1.27 %	0.3 %

TAB. 8.4 – Diaphonie dans les compartiments milieu et arrière (2008) comparée avec les mesures effectuées lors des tests en faisceau de 2000 [62] et 2001-2002 [64]. Pour le compartiment arrière du calorimètre bouchon, les résultats donnés sont ceux des voies qui partagent le même connecteur de cartes sommatriques.

8.4.2 Mesures

Les valeurs de diaphonie mesurées en 2008 dans les compartiments milieu et arrière sont données dans le tableau 8.4 et comparées avec les résultats des tests en faisceau [62, 64]. L'accord entre les mesures est bon pour la diaphonie pic à pic. Les écarts observés pour la diaphonie sous le pic ont vraisemblablement pour origine la grande sensibilité de ce type de diaphonie à la forme du signal.

Les variations en fonction de η des différentes diaphonies étudiées sont données sur la figure 8.13. Dans l'analyse de la diaphonie au sein du compartiment arrière du calorimètre bouchon, deux populations sont visibles et correspondent aux voies ayant une valeur paire ou impaire de η_{back} . Cet effet provient des connecteurs de cartes sommatriques : lorsque les deux voies partagent le même connecteur un couplage inductif supplémentaire augmente la valeur de la diaphonie comme le montre la figure 8.14. Cet effet existe également pour le calorimètre tonneau et pour les autres cas de diaphonie mesurés dans les compartiments milieu et arrière mais il y est beaucoup moins important.

Pour tous les types de diaphonies étudiés, le changement d'électrode, dans le calorimètre tonneau, ou de granularité, dans le calorimètre bouchon, est clairement visible et conduit à des valeurs mesurées plus basses. Les plus grandes valeurs de diaphonie qui sont observées, pour le calorimètre bouchon,

³Suite à de larges valeurs de diaphonie mesurées entre les compartiments milieu et arrière, les cartes mères ont fait l'objet d'une reconception en 1999-2000 [46]. Les mesures issues des tests en faisceau présentés dans cette partie sont celles postérieures à cette reconception.

8.5 Conséquences de la diaphonie

dans les quatre dernières cellules du compartiment milieu proviennent de l'absence de retour à la masse au niveau du rayon interne de la roue.

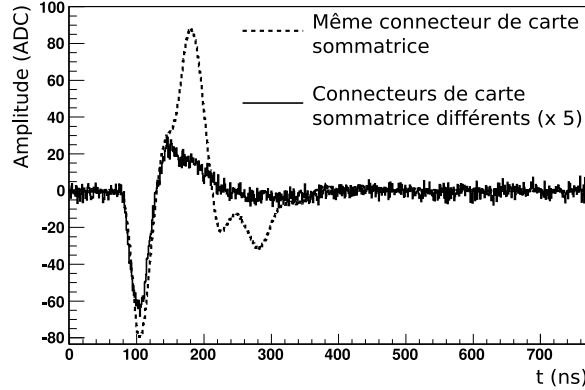


FIG. 8.14 – Signaux de diaphonie dans le compartiment arrière du calorimètre bouchon dans le cas où la cellule injectée partage son connecteur de cartes sommatrices avec la cellule lue et dans le cas où les deux connecteurs sont différents.

8.5 Conséquences de la diaphonie

La diaphonie modifie la forme du signal mesuré : l'amplitude est notamment plus basse et le pic du signal décalé en temps. Ses valeurs typiques sont de $\sim 4\%$ dans le compartiment avant ; $\sim 0.1\%$ entre les compartiments milieu et avant ; et $\sim 1\%$ dans les compartiments milieu et arrière. La diaphonie entre les compartiments milieu et avant est donc faible et peut être négligée. Les conséquences des autres types de diaphonie sont différentes suivant que l'on s'intéresse à l'extraction des constantes d'étalonnage ou à la mesure de l'énergie d'une particule.

8.5.1 Extraction des constantes d'étalonnages : correction de la diaphonie du compartiment avant

La diaphonie a des répercussions sur l'extraction des constantes d'étalonnages présentée au chapitre 6 : les coefficients de rampe et de filtrage optimum mesurés sont biaisés. Cet effet n'est cependant conséquent que là où les valeurs de diaphonie sont importantes : dans le compartiment avant.

Dans ce compartiment, la non prise en compte de la diaphonie conduit à une surestimation du gain électronique, qui assure la conversion $ADC \rightarrow DAC$, de $\sim 9\%$ (l'amplitude mesurée est diminuée). De plus, la forme du signal est modifiée et l'utilisation des coefficients de filtrage optimum qui en sont extraits conduisent à sous-estimer l'amplitude du pic de 1 à 3 % environ. Ces deux effets combinés induisent une surestimation de l'énergie dans le compartiment avant de $\sim 7\%$ [54]. Une correction est donc nécessaire

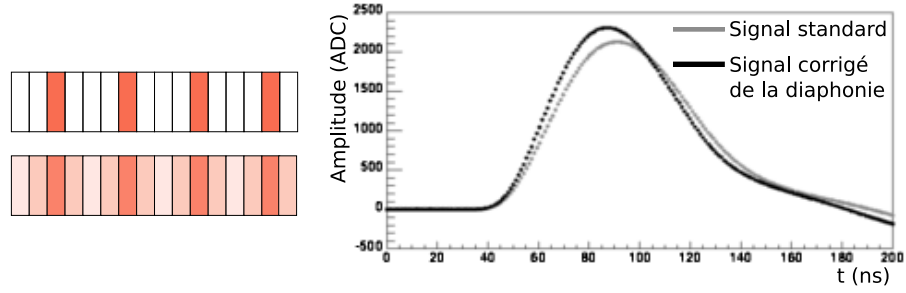


FIG. 8.15 – **Gauche** : illustration de l’effet de la diaphonie sur la répartition de l’énergie dans le compartiment avant (haut : signal injecté, bas : signal lu). **Droite** : signal dans le compartiment avant, brut, et après correction des effets de la diaphonie.

pour l’extraction des coefficients de rampe et de filtrage optimum dans le compartiment avant.

Lors de l’étalonnage électronique du compartiment avant seule une cellule sur quatre est injectée, comme indiqué sur les figures 5.19 et 5.20. La correction appliquée [67, 68] consiste, lors des prises de données retardées, à recréer le signal original en additionnant au signal mesuré les signaux de diaphonie qui apparaissent dans les cellules voisines :

$$\begin{aligned}
 E_{corr}(\eta_{front}) &= E_{mes}(\eta_{front}) \\
 &+ E_{diaph}(\eta_{front} + 1) + E_{diaph}(\eta_{front} - 1) \\
 &+ \frac{E_{diaph}(\eta_{front} + 2) + E_{diaph}(\eta_{front} - 2)}{2}.
 \end{aligned} \quad (8.1)$$

L’illustration de l’effet de la diaphonie dans le compartiment avant et le résultat de sa correction se trouvent sur la figure 8.15. Dans la formule 8.1, le facteur 1/2 devant les signaux de diaphonie dans les seconds voisins en η tient compte du fait que ces cellules reçoivent des signaux parasites des deux côtés. Le signal corrigé permet de calculer un facteur correctif de gain qui est appliqué aux coefficients de rampe, et d’extraire des jeux de coefficients de filtrage optimum, pour la physique ou l’étalonnage, corrigés de la diaphonie.

L’amplitude de la correction sur le gain est $\sim 7\%$. La méthode a montré qu’elle est linéaire et les facteurs de correction appliqués aux coefficients de rampe semblent indépendants de la valeur de DAC utilisée. L’uniformité sur la mesure de l’énergie totale d’un électron en est améliorée de quelques pour-cents (en valeur relative) [68].

8.5.2 Mesure d'une particule

L'analyse de la diaphonie avec des particules (muons cosmiques, faisceaux ou collisions) est complexe car il est difficile d'isoler le signal induit. Une étude conduite dans le compartiment milieu sur des électrons de 245 GeV [69] estime l'effet de la diaphonie comme inférieur à 0.2 % sur la mesure de l'énergie, et d'environ 9 % (en valeur relative) sur sa résolution. Le décalage temporel du pic est évalué à ~ 1 ns.

Il faut cependant noter que la mesure de l'énergie d'un électron ou d'un photon procède d'un algorithme d'amas : l'énergie mesurée est la somme des énergies mesurées dans un groupe de cellules. Par exemple, lors des tests en faisceau, l'amas de cellules utilisé pour le calorimètre tonneau était défini par le carré 3×3 de cellules du compartiment milieu, centré sur la cellule la plus énergétique [42]. À ces cellules étaient ajoutées les cellules correspondantes dans les compartiments avant (entre 24 et 48 cellules⁴) et arrière (6 cellules). L'effet d'étalement de l'énergie dû à la diaphonie est alors fortement atténué. Il est également nécessaire de tenir compte de l'énergie reçue dans chaque compartiment : le compartiment avant, celui qui est le plus fortement affecté par la diaphonie, ne reçoit qu'une faible part de l'énergie initiale.

En conséquence, l'effet de la diaphonie sur la mesure de l'énergie d'une particule est négligeable, si les constantes d'étalonnages sont correctes. Un type particulier de diaphonie doit cependant être pris en compte lors de la reconstruction d'une particule : la diaphonie entre les compartiments milieu et arrière [68]. Le compartiment arrière a pour rôle de détecter les fuites de gerbes et d'aider à l'identification des gerbes hadroniques. Considérant que 80 % environ de l'énergie incidente est reçue par le compartiment milieu, la contribution de la diaphonie à l'énergie mesurée dans le compartiment arrière peut devenir relativement importante. Cet effet devra être corrigé.

⁴Suivant la position du carré 3×3 de cellules du compartiment milieu utilisé, une ou deux rangées de cellules du compartiment avant sont nécessaires le long de ϕ (voir notamment la figure 5.6).

8.6 Conclusion

La diaphonie a été mesurée lors de l'installation du détecteur ATLAS dans sa caverne dans les trois compartiments du calorimètre électromagnétique. Les différentes mesures effectuées sont rassemblées sur les figures 8.16 et 8.17. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus sur les différents modules utilisés pour les tests en faisceaux et correspondent aux effets attendus des différents couplages parasites identifiés sur l'ensemble du détecteur. La diaphonie du calorimètre électromagnétique est donc un phénomène bien compris et son comportement est reproductible.

La principale conséquence de la diaphonie est de perturber l'extraction des constantes d'étalonnage. Cet effet n'a d'importance que dans le compartiment avant où la diaphonie est grande et il est corrigé. Lors de la mesure d'une gerbe dans le calorimètre électromagnétique, la diaphonie entre les compartiments milieu et arrière entraîne un surcroît d'énergie dans le compartiment arrière. Cela peut perturber l'identification des gerbes hadroniques et devra être corrigé.

8.6 Conclusion

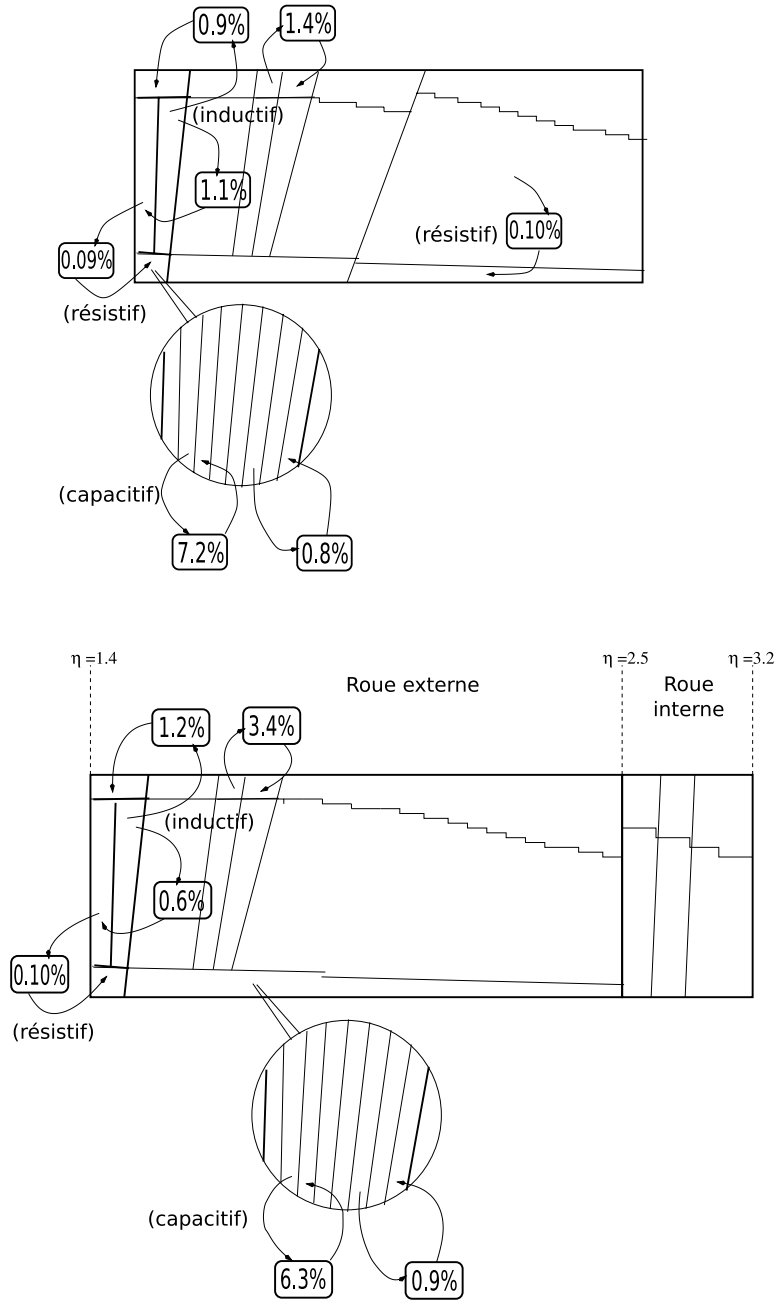


FIG. 8.16 – Résumé des différents types de diaphonie pic à pic mesurés pendant l'installation finale du détecteur dans les calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**).

Étude de la diaphonie

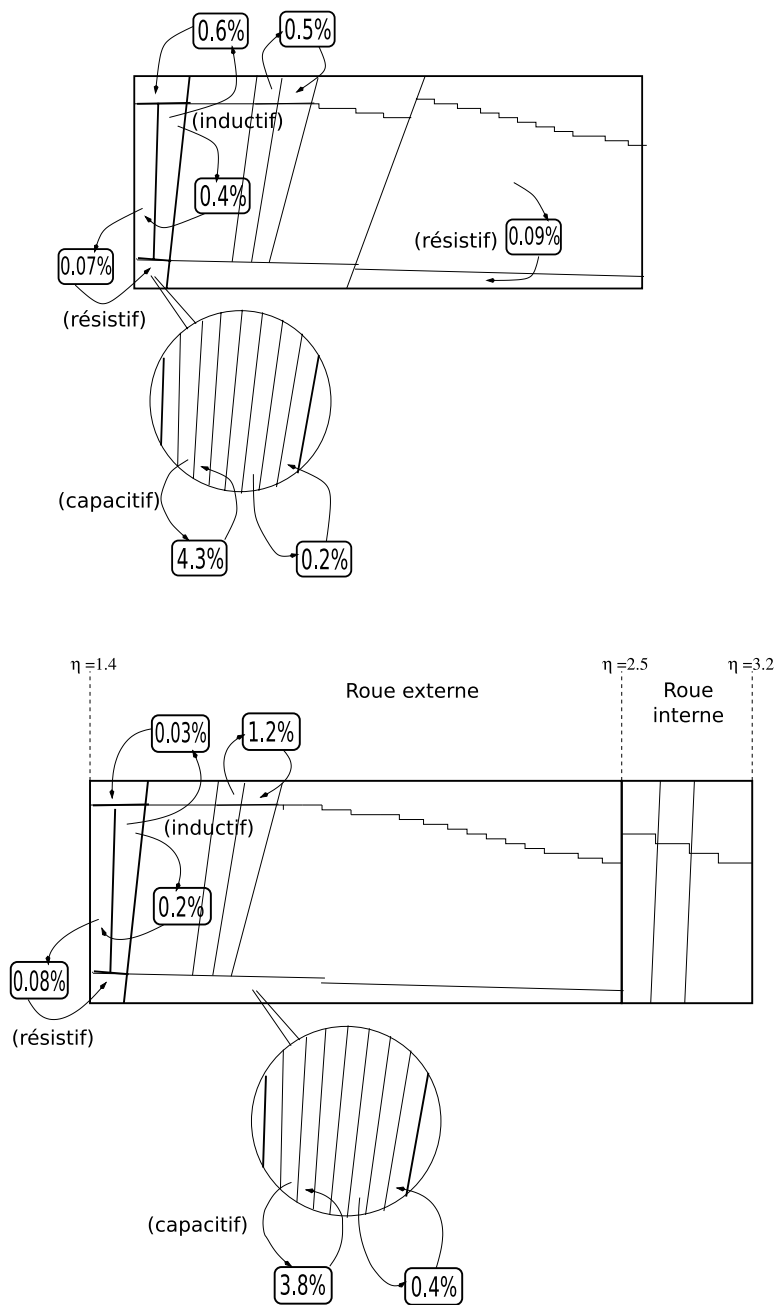


FIG. 8.17 – Résumé des différents types de diaphonie sous le pic mesurés pendant l'installation finale du détecteur dans les calorimètres tonneau (**haut**) et bouchon (**bas**).

9

Pathologies lors de l'étalonnage

EN RAISON DE SA GRANDE GRANULARITÉ, le nombre total de voies de lecture dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est d'environ 170 000. Celles-ci sont étalonnées au moyen d'environ 14 000 lignes d'étalonnage. Même avec un faible taux de défauts, le nombre de voies présentant un comportement pathologique peut être important et affecter les performances du calorimètre. Leur recensement est nécessaire pour éviter des erreurs lors de la mesure d'une particule. L'identification de la source du problème est utile pour en permettre l'éventuelle réparation ou correction.

9.1 Les enjeux : détection et localisation du problème

Les données prises au LHC devraient permettre de réaliser une cartographie de la réponse du calorimètre et d'identifier les voies défectueuses en utilisant par exemple la symétrie par rapport à ϕ des événements de biais minimum [70]. En l'absence de collisions, les données qui permettent d'identifier les défauts du calorimètre proviennent :

- Des mesures en laboratoire réalisées sur banc de test pour les cartes d'électronique frontale et d'étalonnage.
- Des mesures électriques réalisées au CERN lors de l'assemblage des différents sous-détecteurs.
- Des données d'étalonnages décrites au chapitre 6.
- Des prises de données réalisées à partir des muons cosmiques.

Sommaire

9.1	Les enjeux : détection et localisation du problème	137
9.2	Types de pathologies	139
9.2.1	Canaux bruyants	139
9.2.2	Courts-circuits	139
9.2.3	Canaux morts	139
	<i>Chaîne de lecture morte</i>	<i>140</i>
	<i>Chaîne d'étalonnage morte</i>	<i>140</i>
	<i>Cellule physiquement déconnectée</i>	<i>141</i>
9.2.4	Canaux distordus	141
9.2.5	Erreurs de câblage	142
9.3	La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies	142
9.3.1	Analyse des canaux morts ou distordus	142
	<i>Localisation de la pathologie</i>	<i>145</i>
	<i>Cellules fuyantes</i>	<i>145</i>
	<i>Étiquetage automatique des canaux morts ou distordus</i>	<i>149</i>
9.3.2	Caractérisation des courts-circuits	149
9.3.3	Détection d'erreurs de câblage	150
	<i>Inversion de deux connecteurs de carte mère (2 × 8 voies)</i>	<i>150</i>
	<i>Inversion de deux harnais B (2 × 64 voies)</i>	<i>152</i>
9.4	Conclusion	154

Un des enjeux est de localiser la source du problème. Les principales données disponibles sont les données d'étalonnage : les problèmes identifiés par ce moyen reflètent donc le comportement de toute la chaîne, étalonnage et lecture. Or, si l'origine du défaut est localisée sur la chaîne d'étalonnage, celui-ci n'affectera pas la mesure de l'ionisation produite au passage d'une particule¹ qui utilise uniquement la chaîne de lecture. Malheureusement, les données issues des muons cosmiques souffrent d'une trop faible statistique et d'une inégale répartition le long du calorimètre pour permettre la localisation de la cause des différentes voies défectueuses.

Enfin, si le défaut provient de l'électronique frontale celui-ci peut être réparé lors de la maintenance du détecteur. Ce n'est pas le cas si l'origine du défaut se trouve dans le détecteur, à l'intérieur du cryostat.

¹Par raccourci de langage, les données issues du passage d'une particule (muons cosmiques, faisceaux ou collisions) seront désignées comme données de "physique", par opposition aux données d'étalonnage.

9.2 Types de pathologies

Les pathologies affectant les voies du calorimètre électromagnétique sont variées. Les principales peuvent être regroupées en quatre grands types [71] :

- Les canaux bruyants,
- Les canaux morts,
- Les canaux distordus,
- Les courts-circuits.

Un autre type de défaut qui ne se traduit pas exactement par le comportement pathologique d'un canal est l'erreur de câblage. Enfin, certains problèmes sont intermittents ou induisent une instabilité des constantes d'étalonnage.

9.2.1 Canaux bruyants

Les canaux bruyants présentent un bruit, mesuré à partir des données de piédestaux (voir la section 6.1.1), supérieur à la normale. Les causes peuvent être multiples : problème de pré-amplificateur, de ligne à haute tension, de câblage, etc.

9.2.2 Courts-circuits

Les courts-circuits mettent en contact deux cellules. Si on considère l'électrode représentée sur la figure 5.3, deux types de courts-circuits sont envisageables :

- Un court-circuit sur la couche de signal,
- Un court-circuit sur la couche de haute tension.

En pratique même si l'un de ces courts-circuits ne se produit que sur une seule électrode, les deux cellules correspondantes se retrouvent également en court-circuit car les différentes électrodes qui les composent le long de ϕ sont connectées en parallèle. La plupart des courts-circuits découverts dans le pré-échantillonneur ou dans le calorimètre bouchon ont été éliminés par l'application d'une décharge de haute tension à travers le court-circuit [72].

9.2.3 Canaux morts

Un canal est considéré comme mort si aucun ou un très faible signal est mesuré lorsqu'il est injecté lors des prises de donnée d'étalonnage. Ces canaux sont principalement identifiés à partir des données retardées, mais un bruit plus faible que la normale est également le signe d'un canal mort.

La cause du problème peut être localisée à différents endroits, comme illustré par la figure 9.1. La question est de savoir si une voie qui apparaît morte lors des prises de données d'étalonnage est utilisable avec des données de physique. Comme le montre la figure 9.1, trois grandes catégories de

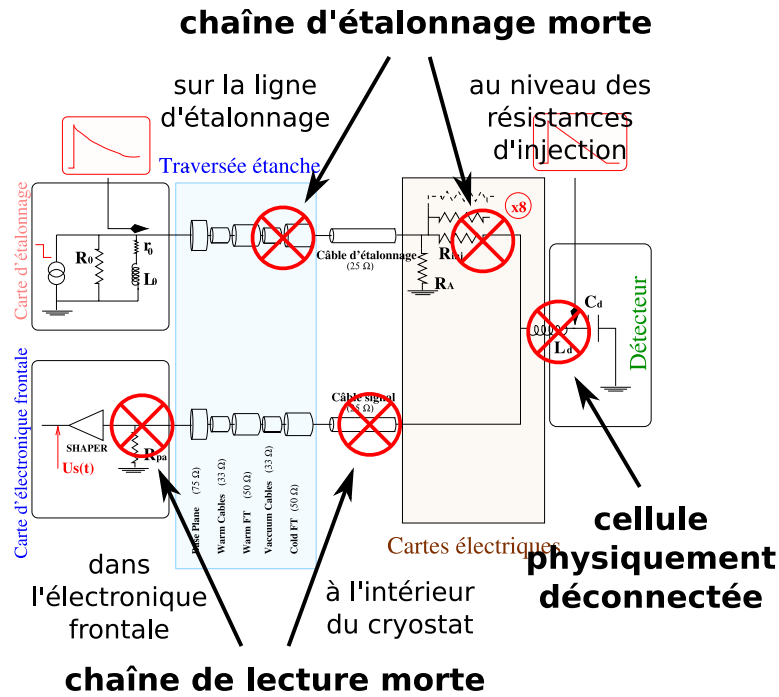


FIG. 9.1 – Les différents types de canaux morts.

canaux morts peuvent être différenciés : chaîne de lecture morte ; chaîne d'étalonnage morte et cellule physiquement déconnectée.

Chaîne de lecture morte

Dans le cas où la chaîne de lecture d'un canal est morte, la voie est perdue : aucun signal ne peut être lu en prise de données d'étalonnage ou de physique. La mesure de l'énergie d'une particule incidente doit être corrigée à partir des informations provenant des cellules voisines et des autres compartiments. Lorsque le problème est situé dans le détecteur, la valeur du bruit mesurée n'est généralement pas affectée. Mais elle l'est lorsque la cause se situe au niveau des cartes électroniques frontales [71].

Chaîne d'étalonnage morte

Si l'une des lignes d'étalonnage est morte, la ou les cellules correspondantes ne peuvent pas être directement étalonnées. Ces cellules peuvent néanmoins être utilisées pour la reconstruction de signaux issus de l'ionisation de l'argon liquide. Dans ce cas leurs constantes d'étalonnage doivent être extrapolées à partir d'autres cellules, par exemple en utilisant la symétrie en ϕ du calorimètre.

Deux types de chaîne d'étalonnage morte sont envisageables : si la source

9.2 Types de pathologies

du problème se situe entre les cartes d'étalonnage et les cartes mère, l'ensemble des voies injectées par la ligne d'étalonnage, décrit sur les figures 5.19 et 5.20, apparaît mort lors des prises de données d'étalonnage. Ce cas est relativement simple à identifier. Une voie unique est par contre affectée si l'origine est localisée au niveau des résistances d'injection, c'est-à-dire après la répartition à l'intérieur des cartes mère du signal de chaque ligne d'étalonnage suivant les différentes cellules qu'elle injecte. Dans ce cas l'identification de la cause de la pathologie (chaîne d'étalonnage ou chaîne de lecture) est moins aisée².

Cellule physiquement déconnectée

La dernière possibilité de canal mort envisageable est celle d'une cellule physiquement déconnectée de sa carte mère. Puisque le signal d'étalonnage est injecté par les cartes d'étalonnage au niveau des cartes mères, d'où repart la chaîne de lecture, un tel type de canal mort n'apparaît pas comme tel lors des prises de données d'étalonnage. Il n'est mort que pour les prises de données de physique. Cependant, la déconnexion de la cellule de sa chaîne de lecture se traduit par un pic plus haut et qui arrive plus tôt [63].

9.2.4 Canaux distordus

Les canaux distordus sont ceux pour lesquels un signal est mesuré, mais dont l'amplitude ou la forme n'est pas conforme à ce que l'on s'attend. Ces canaux ne devraient pas avoir d'impact important sur la mesure de l'énergie d'une particule, à condition d'avoir les bonnes constantes d'étalonnage. En effet, et comme pour le cas des canaux morts, la question est d'identifier la chaîne électronique (lecture ou étalonnage) qui est responsable de la pathologie.

Si le problème vient de la chaîne de lecture, un comportement similaire de la voie est attendu dans les prises de données de physique et d'étalonnage. Dans ce cas les constantes d'étalonnage propres à la cellule doivent être utilisées pour les mesures physiques. Mais si la cause de la pathologie provient de la chaîne d'étalonnage, le problème observé lors de l'étalonnage ne devrait pas subsister lors des prises de données de physique. Les constantes d'étalonnage à utiliser avec ces dernières doivent alors être extrapolées par une procédure identique à celle utilisée pour les canaux à chaîne d'étalonnage morte.

²Il faut toutefois noter que dans ce cas la résistance R_a de la chaîne d'étalonnage (voir figure 5.17) n'est plus adaptée, ce qui a pour conséquence une variation de $\sim 1\%$ sur l'amplitude des autres canaux associés à la ligne d'étalonnage.

9.2.5 Erreurs de câblage

Une dernière grande catégorie de problème qui peut être envisagée, et qui n'est pas à proprement parlé une pathologie affectant un canal, est celle des erreurs de câblage. Pour détecter ce type de problème, des prises de données sont effectuées en injectant chaque ligne d'étalonnage une à une (voir les figures 5.19 et 5.20). Cependant, si une erreur de câblage conduit à l'inversion de canaux qui sont injectés par une même ligne d'étalonnage, comme décrit dans la section 9.3.3, une telle méthode ne permet pas de l'identifier.

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

Les comportements pathologiques des canaux du calorimètre électromagnétique sont le plus souvent détectés lors des analyses de bruit, de formes ou de gain, qui sont effectuées régulièrement dans le cadre de l'extraction des constantes d'étalonnage. L'analyse des signaux de diaphonie des voies défectueuses apporte des informations nouvelles qui vont aider à leur identification. Ceci pour trois raisons [65] :

- L'extraction de la diaphonie nécessite la reconstruction des signaux mesurés dans les cellules qui ne sont pas injectées, ce qui fournit un ensemble d'observables supplémentaires à l'étude de voies pathologiques.
- La diaphonie est le reflet de la relation entre deux cellules. Son étude est donc particulièrement pertinente à l'analyse d'interactions pathologiques entre deux canaux.
- La mesure de diaphonie entre les différents compartiments permet la détection de canaux qui ont été inversés, en particulier le long de ϕ où son comportement est normalement uniforme.

En conséquence, les analyses de diaphonie sont particulièrement pertinentes pour l'étude des canaux morts ou distordus, des courts-circuits et des erreurs de câblage. Elles participent à l'établissement d'une taxonomie des défauts rencontrés dans le calorimètre électromagnétique.

9.3.1 Analyse des canaux morts ou distordus

L'analyse de la diaphonie fournit deux nouvelles observables adaptées à l'étude des canaux morts ou distordus :

- Le signal observé dans la cellule problématique lorsqu'une cellule voisine est injectée.
- Le signal observé dans les cellules voisines lorsque la cellule problématique est injectée.

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

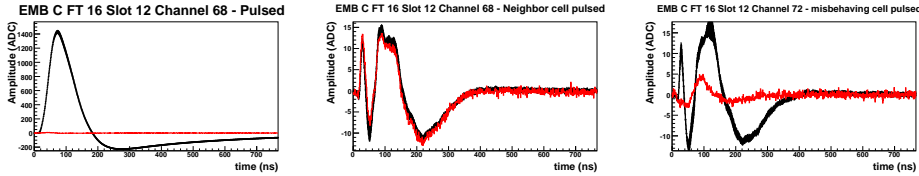


FIG. 9.2 – Illustration d’une voie morte à cause d’un défaut dans la chaîne d’étalonnage. Le signal étudié est tracé en rouge, le signal attendu en noir. **Gauche** : lorsque la voie est injecté aucun signal n’est lu : le canal apparaît mort. **Centre** : quand une cellule voisine est injectée, un signal de diaphonie normal est lue sur la voie pathologique : le problème vient de la chaîne d’étalonnage. **Droite** : si on regarde une cellule voisine lorsque la voie problématique est injectée, aucun signal de diaphonie n’est visible : le signal d’étalonnage ne parvient pas jusqu’à la cellule problématique.

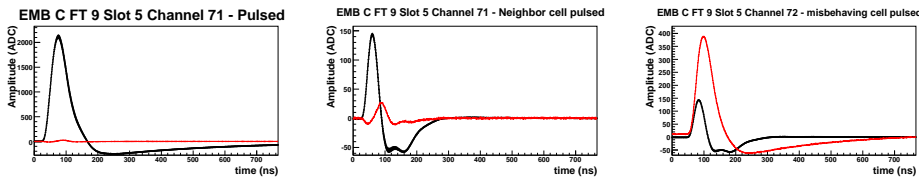


FIG. 9.3 – Illustration d’une voie morte à cause d’un défaut dans la chaîne de lecture. Le signal étudié est tracé en rouge, le signal attendu en noir. **Gauche** : lorsque la voie est injecté aucun signal n’est lu : le canal apparaît mort. **Centre** : quand une cellule voisine est injectée, aucun signal de diaphonie n’est lue sur la voie pathologique : le problème vient de la chaîne de lecture. **Droite** : si on regarde une cellule voisine lorsque la voie problématique est injectée, un signal de diaphonie supérieur à celui attendu est observé : le signal d’étalonnage parvient jusqu’à la cellule problématique, et celle-ci est de plus fuyante.

Pathologies lors de l'étalonnage

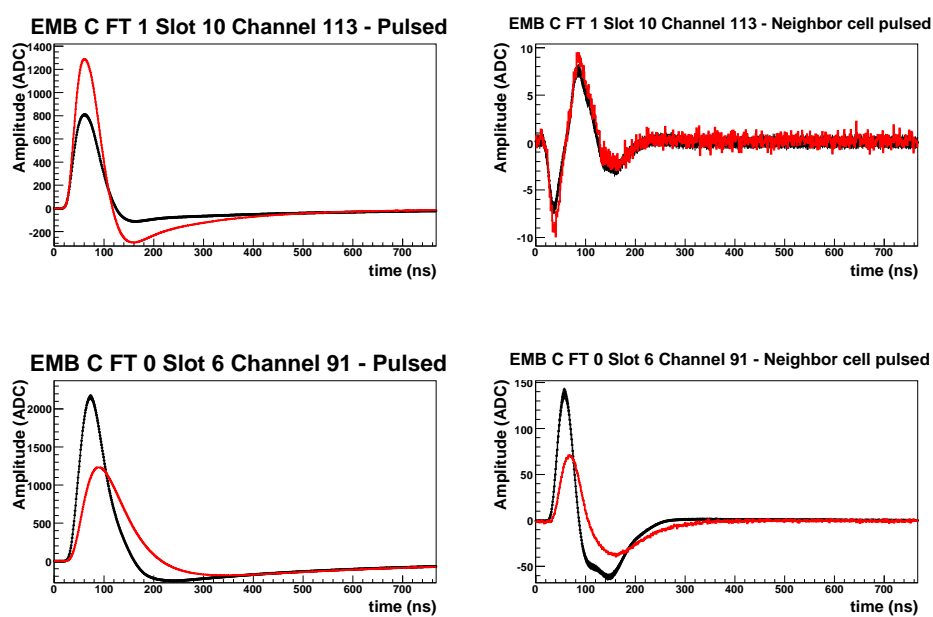


FIG. 9.4 – Illustration de voies distordues à cause d'un défaut dans la chaîne d'étalonnage (**haut**) ou de lecture (**bas**). Le signal étudié est tracé en rouge, le signal attendu en noir. Les signaux de gauche sont mesurés lorsque la cellule est injectée, ceux de droite représentent le signal de diaphonie qui apparaît lorsqu'une cellule voisine est injectée.

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

La première va servir à localiser l'origine du problème, tandis que la seconde va permettre de détecter un nouveau comportement pathologique : celui des cellules "fuyantes".

Localisation de la pathologie

Comme expliqué dans les sections 9.2.3 et 9.2.4, l'un des enjeux concernant les canaux morts ou distordus consiste à distinguer si la cause du problème se trouve sur la chaîne de lecture ou sur la chaîne d'étalonnage. L'analyse diaphonique permet de différencier les deux cas en permettant d'accéder au signal lu dans une cellule lorsque la chaîne d'étalonnage de celle-ci n'est pas utilisée. En conséquence, lorsque qu'une cellule voisine de la cellule à étudier est injectée :

- Si un signal de diaphonie proche de celui attendu est observé, la chaîne de lecture fonctionne correctement et le problème a pour origine la chaîne d'étalonnage.
- Si le problème persiste, la cause est à chercher le long de la chaîne de lecture.

Un exemple de chaîne d'étalonnage morte est donné par la figure 9.2. La figure 9.3 illustre le cas d'une chaîne de lecture morte. Le principe est identique pour les canaux distordus dont le cas est illustré par la figure 9.4.

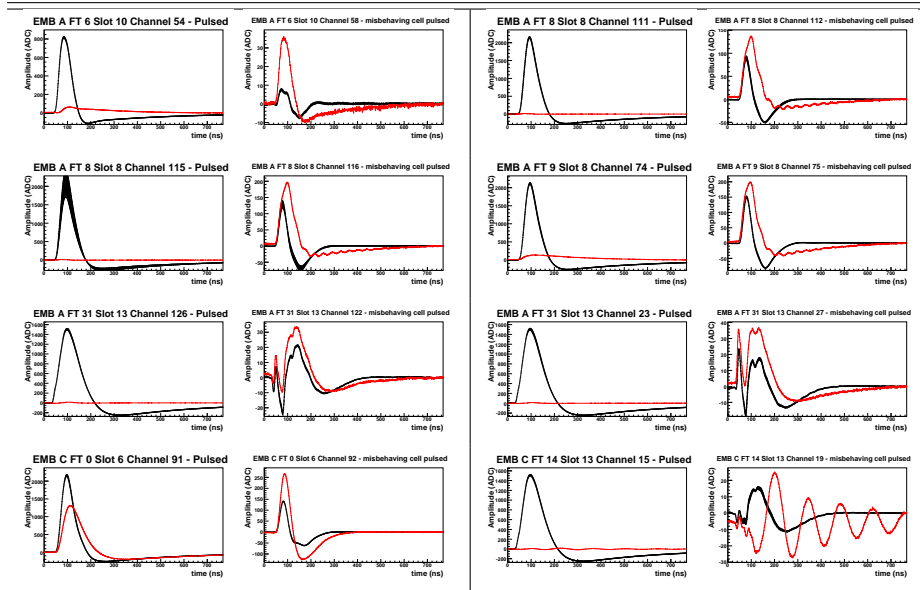
On peut ajouter que la diaphonie apporte également une information supplémentaire à la caractérisation d'une cellule physiquement déconnectée de sa carte mère. En effet, dans ce cas les composantes de la diaphonie qui proviennent du détecteur devraient disparaître (diaphonie capacitive, diaphonie résistive et une partie de la diaphonie inductive, comme précisé dans le chapitre 8). Il faut cependant noter que ce type de canaux morts n'a pas été observé dans les études conduites lors de l'installation finale du détecteur.

Cellules fuyantes

Dans le cadre de l'étude présentée au chapitre 8, un type supplémentaire de comportement pathologique a été détecté : celui d'un signal de diaphonie important ou oscillant observé dans le voisinage d'une cellule morte ou distordue lorsque celle-ci est injectée. Les cellules qui présentent cette propriété d'affecter leurs voisinage ont été appelées cellules "fuyantes". La figure 9.5 montre les signaux mesurés pour les principaux cas de cellules fuyantes. Celles-ci sont toutes des cellules dont la pathologie provient de la chaîne de lecture.

Les conséquences de ce type de comportement sur la reconstruction de l'énergie devraient être négligeables : le signal parasite observé est la plupart du temps environ 50 % plus grand que le signal de diaphonie normal et reste petit devant un signal injecté dans une cellule, pendant l'étalonnage ou à la

Cellules fuyantes



Cellules fuyantes généreuses

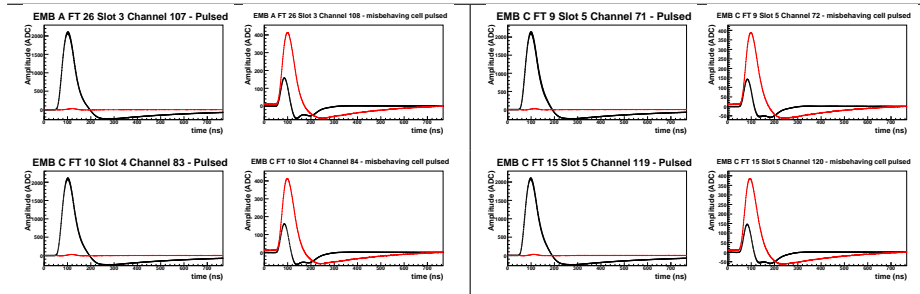


FIG. 9.5 – Signaux correspondants aux principales cellules fuyantes trouvées dans le calorimètre tonneau. Dans chaque colonne, la figure de gauche représente le signal lu dans la voie problématique lorsque celle-ci est injectée; la figure de droite est le signal lu dans une cellule voisine au même moment. Les canaux étudiés sont tracés en rouge, le signal attendu en noir. Les quatre dernières voies correspondent aux cellules fuyantes généreuses.

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

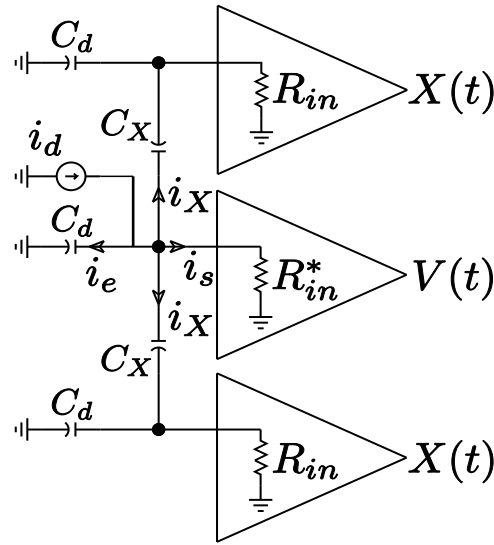


FIG. 9.6 – Schéma électrique équivalent de la diaphonie dans le compartiment avant utilisé pour le calcul du signal de diaphonie d’une cellule fuyante génératrice.

suite de l’ionisation de l’argon liquide par le passage d’une particule. Cela d’autant que la plupart des cas observés sont situés dans le compartiment avant, là où le nombre de cellules qui participent à la reconstruction de l’énergie déposée est grand. Deux cas de cellules fuyantes sont éventuellement à considérer : celui où le signal de diaphonie est longuement oscillant et qui peut participer à une augmentation du bruit dans le voisinage des cellules fuyantes correspondantes ; et le cas des cellules fuyantes génératrices décrit ci-dessous.

Cellules fuyantes génératrices Les cellules fuyantes génératrices correspondent à un cas particulier de cellules fuyantes qui affectent certaines voies dont la chaîne de lecture est morte. C’est un cas caractéristique, mesuré pour plusieurs canaux et qui ne concerne que des cellules situées dans le compartiment avant. Il est particulièrement spectaculaire car le signal parasite mesuré dans les deux cellules voisines, lorsque la cellule fuyante génératrice est injectée, présente les caractéristiques suivantes :

- Son amplitude est de l’ordre de 20 % de celle du signal injecté (ce qui correspond à une diaphonie entre trois et cinq fois plus importante, suivant la définition utilisée).
- Sa forme est celle du signal injecté, sans la dérivation à laquelle on peut s’attendre pour une diaphonie dans le compartiment avant (voir la section 8.2).

Ce comportement particulier peut s’expliquer par une absence de contact entre la cellule et le pré-amplificateur situé dans la carte électronique frontale.

Pathologies lors de l'étalonnage

Pour comprendre ce phénomène, partons du schéma électrique équivalent décrivant la diaphonie dans la compartiment avant donné sur la figure 9.6. Le courant issu de la carte d'étalonnage, i_d se partage entre la cellule injectée i_s , l'électrode i_e , et chacune des deux cellules voisines i_X :

$$i_d = i_s + i_e + 2i_X. \quad (9.1)$$

En utilisant la transformée de Laplace $t \leftrightarrow s$ chacun des courants est donné par :

$$i_s = \frac{V}{R_{in}^*}, \quad i_e = sC_d V \quad \text{et} \quad i_X = sC_X V, \quad (9.2)$$

où V est le signal mesuré dans le canal injecté au travers du pré-amplificateur dont l'impédance d'entrée est R_{in}^* . C_d et C_X sont respectivement les capacités du détecteur et du couplage parasite à l'origine de la diaphonie. La capacité du détecteur dans les deux cellules voisines a été négligée car l'impédance d'entrée des pré-amplificateurs R_{in} est petite [46].

Si on combine les équations 9.2 et 9.1, on obtient pour les courants dans la cellule injectée et dans l'une de ses voisines :

$$\begin{aligned} i_s &= \frac{1}{1 + sC_t R_{in}^*} \times i_d \\ i_X &= \frac{sC_X R_{in}^*}{1 + sC_t R_{in}^*} \times i_d \end{aligned} \quad (9.3)$$

où on a introduit $C_t = C_d + 2C_X$. Voyons maintenant ce qui se passe lorsque la chaîne d'entrée du pré-amplificateur de la cellule injectée est coupée, c'est-à-dire lorsque $R_{in}^* \rightarrow \infty$. Le courant dans la cellule injectée est alors $i_s \rightarrow 0$, ce qui signifie que la cellule est morte. Quant au signal parasite mesuré dans l'une des cellules voisines :

$$i_X \rightarrow \frac{C_X}{C_t} \times i_d, \quad (9.4)$$

ce qui signifie qu'il devient simplement proportionnel au signal injecté, et perd sa dérivation. C'est exactement ce que l'on observe. Il est également possible d'estimer son amplitude. À partir des valeurs typiques des capacités du compartiment avant, $C_d \simeq 150$ pF et $C_X \simeq 50$ pF, le facteur C_X/C_t a pour valeur :

$$\frac{C_X}{C_t} = \frac{C_X}{C_d + 2C_X} \simeq 20 \%, \quad (9.5)$$

ce qui correspond là encore à ce qui est observé.

Le cas des cellules fuyantes généreuses est un cas particulier et spectaculaire de cellules mortes qui affectent leur voisinage. L'hypothèse d'une rupture de la connexion entre la cellule et le pré-amplificateur semble valide car elle permet d'expliquer les deux caractéristiques de cette pathologie :

- un signal simplement proportionnel à celui injecté,

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

- une amplitude égale à 20 % de celle injectée.

Cette explication est confirmée par les mesures effectuées en 2003-2004, pendant l'assemblage du calorimètre : les cellules identifiées comme étant fuyantes généreuses présentent un canal d'étalonnage ouvert³, c'est-à-dire un défaut de connexion [73].

Étiquetage automatique des canaux morts ou distordus

En raison du grand nombre de voies à traiter, une procédure d'étiquetage automatique des canaux pathologiques a été développée pour les analyses réalisées pendant l'installation finale du détecteur ATLAS dans sa caverne. Cette procédure a été appliquée pour chaque canal défectueux détecté par les analyses de bruit, de forme ou de gain. Elle s'appuie sur la construction de signaux de référence calculés, pour chaque voie, à partir d'autres canaux du calorimètre en supposant la réponse de celui-ci symétrique le long de ϕ .

À partir de ces signaux de référence, la procédure d'étiquetage est réalisée comme suit :

- Si l'amplitude du signal dans le canal pathologique est différente, quand il est injecté, de celle de la référence de plus de cinq déviations standard,
 - Alors, si l'amplitude du signal de diaphonie dans le canal pathologique, lorsque un de ses voisins est injecté, dévie également de la référence de plus de cinq fois la déviation standard, l'étiquette “*Problème dans la chaîne de lecture*” est appliquée au canal pathologique.
 - Sinon, l'étiquette “*Problème dans la chaîne d'étalonnage*” est appliquée car le canal se comporte de manière pathologique uniquement quand il est injecté.
- Si, lorsque le canal pathologique est injecté, le signal de diaphonie mesuré dans les cellules voisines est plus grand, de plus de cinq déviations standard, que la référence, alors l'étiquette “*Fuyante*” est appliquée à la cellule pathologique.

Cette procédure a abouti à étiqueter : 32 voies comme ayant une chaîne d'étalonnage morte ; 26 voies comme ayant une chaîne de lecture morte ; 52 voies distordues comme résultant d'un problème de chaîne d'étalonnage ; 38 voies distordues comme résultant d'un problème de chaîne de lecture. Parmi les cellules du calorimètre étiquetées problématiques en raison de leur chaîne de lecture, 25 ont également été étiquetées “*Fuyantes*”.

9.3.2 Caractérisation des courts-circuits

Les analyses de diaphonie sont particulièrement pertinentes pour étudier les courts-circuits car ce type de pathologie affecte le lien entre deux canaux. Les deux types courts-circuits présentés à la section 9.2.2 sont aisément différenciables :

³Cela implique que le défaut est localisé dans le cryostat et ne pourra pas être réparé.

- Les courts-circuits sur la couche de signal se traduisent par une diaphonie de 100 %. Les signaux lus sur la voie injectée et sur sa voisine sont identiques.
- Les courts-circuits sur la couche de haute tension ont pour effet d'ajouter un couplage capacitif parasite correspondant à deux capacités C_{HV} en série, c'est-à-dire une capacité de $C'_X = C_{HV}/2$, où C_{HV} est la capacité du kapton (voir figure 5.3). Par exemple, dans le compartiment avant où la diaphonie est principalement capacitive ($C_X \simeq 50$ pF), un court-circuit sur la couche de haute tension ($C_{HV} \simeq 200$ pF) conduit à une diaphonie de 15 % environ [61].

L'analyse des données prises lors de l'installation finale du détecteur a permis de détecter deux courts-circuits sur la couche de signal et deux courts-circuits sur la couche de haute tension (dont un entre les compartiments milieu et arrière). Tous sont localisés dans le calorimètre tonneau.

9.3.3 Détection d'erreurs de câblage

L'analyse de la diaphonie mesurée dans le compartiment avant du calorimètre tonneau, lorsque le compartiment milieu est injecté, a révélé certaines valeurs anormalement basses. Ces basses valeurs, visibles sur la figure 9.7, sont interprétées par des inversions de voies :

- L'inversion de deux groupes consécutifs de 8 voies.
- L'inversion des canaux $0 \rightarrow 63$ et $64 \rightarrow 127$ d'une carte électronique frontale.

Ces deux types d'inversion correspondent à des erreurs de câblage. Ils sont décrits plus en détails ci-dessous.

Chaque ligne d'étalonnage injecte simultanément plusieurs cellules : une simple vérification des signaux lus lors des prises de données de câblage décrites à la section 9.2.5 ne suffit pas pour valider le câblage de chaque cellule. Certaines ambiguïtés peuvent donc être levées grâce aux analyses de diaphonie.

Inversion de deux connecteurs de carte mère (2×8 voies)

L'inversion de deux groupes consécutifs de 8 voies est illustrée par la figure 9.9 : de basses valeurs de diaphonie sont mesurées dans huit cellules adjacentes du compartiment avant⁴ qui font face à certaines cellules injectées du compartiment milieu. En regardant l'ensemble des signaux de diaphonie mesurés dans le compartiment avant on s'aperçoit qu'un autre groupe de huit canaux voit un signal de diaphonie alors même qu'il ne fait pas face à une cellule injectée du compartiment milieu.

Par ailleurs, aucun comportement pathologique n'a été vu par d'autres analyses dans les régions considérées. Comme le montre la figure 9.8, la per-

⁴Ce qui correspond à $\Delta\eta_{front} \times \Delta\phi_{front} = 8 \times 1$.

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

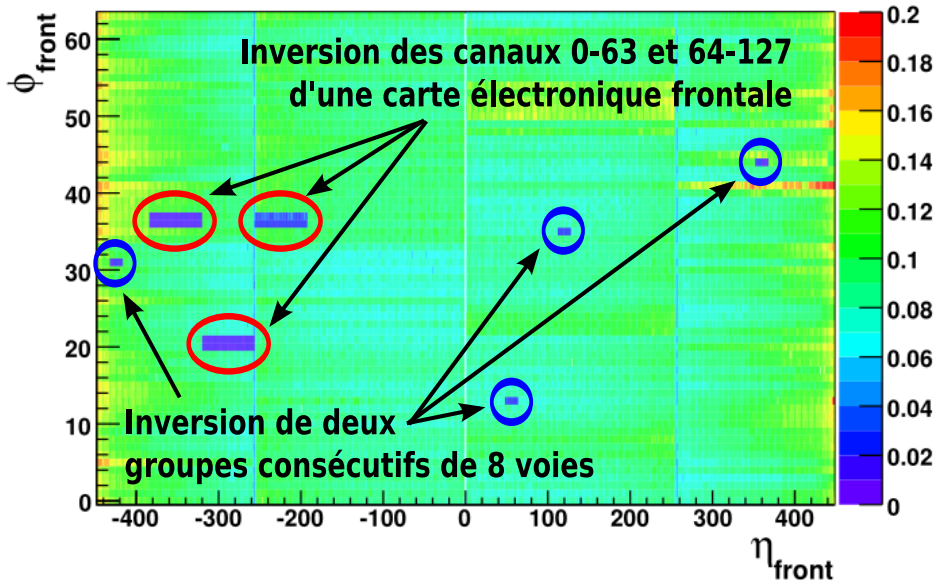


FIG. 9.7 – Carte en (η, ϕ) de la diaphonie dans le compartiment avant du calorimètre tonneau, lorsque le compartiment milieu est injecté. Les basses régions de diaphonie sont dues à des inversions de voies.

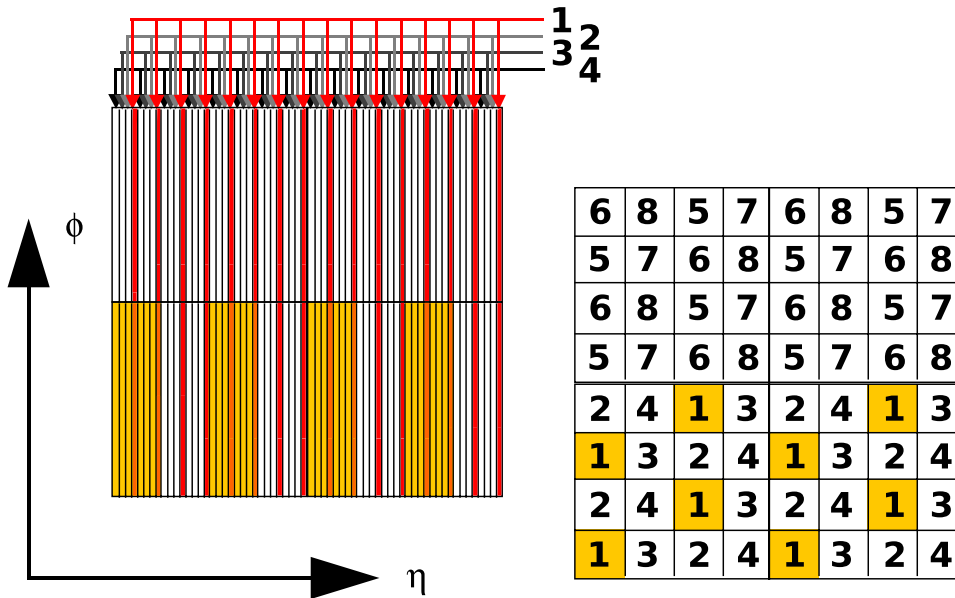


FIG. 9.8 – Schémas d'étalonnage des compartiments avant (gauche) et milieu (droite) du calorimètre tonneau ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$). En rouge : cellules du compartiment avant injectées par une même ligne d'étalonnage. En jaune : cellules du compartiment milieu injectées pour un motif d'étalonnage particulier, et cellules du compartiment avant qui leur font face.

Pathologies lors de l'étalonnage

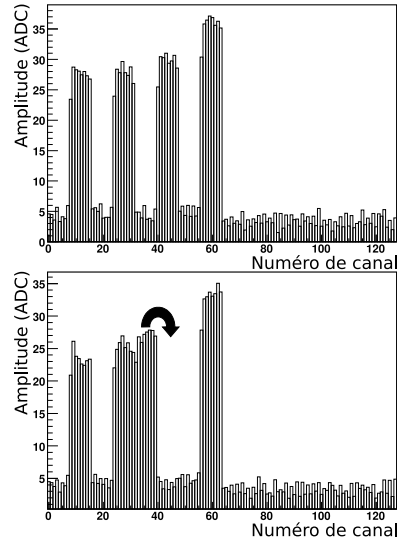


FIG. 9.9 – Amplitudes mesurées dans une carte d’électronique frontale du compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté. La figure du haut montre les valeurs attendues, celle du bas les valeurs mesurées dans une région où deux groupes de 8 voies sont inversés.

mutation des 2×8 voies en question du compartiment avant (correspondant sur la figure à l’inversion d’une zone jaune et de la zone voisine en blanc à sa droite) n’est pas détectable par des prises de données de câblage. Ces deux groupes correspondent à la périodicité utilisée pour l’étalonnage des cellules du compartiment avant.

L’explication la plus simple est l’interversion de deux connecteurs de carte mère. Un connecteur regroupe 8 voies, et le connecteur d’à côté regroupe les 8 voies suivante (voir la figure 5.13). Quatre erreurs de câblage de ce type furent trouvées, toutes dans le calorimètre tonneau.

Ces erreurs ont été corrigées par la réinversion des cellules concernées dans les bases de données de reconstruction. Cette solution permet de retrouver le bon routage pour la chaîne de lecture du calorimètre. La seconde sortie du calorimètre, le déclenchement de niveau 1, n’a pas nécessité de correction car les 2×8 voies concernées appartiennent à la même tour de déclenchement (leur inversion n’a donc aucun effet sur le déclenchement de niveau 1).

Inversion de deux harnais B (2×64 voies)

La figure 9.10 montre que de manière tout à fait analogue, les basses valeurs de diaphonie de la figure 9.7 qui affectent des zones de taille $\Delta\eta_{front} \times \Delta\phi_{front} = 64 \times 2$, correspondent à des inversions de canaux. Là encore un signal de diaphonie milieu→avant apparaît dans les voies qui ne font pas face

9.3 La diaphonie comme outil de caractérisation des pathologies

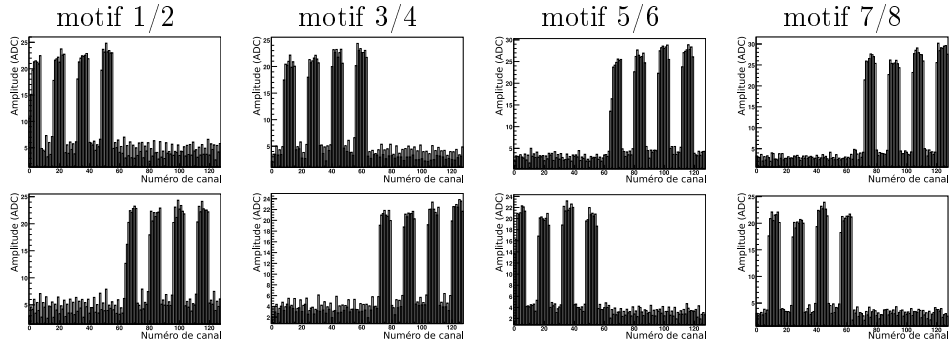


FIG. 9.10 – Amplitude des signaux de diaphonie mesurés dans le compartiment avant lorsque le compartiment milieu est injecté pour différents motifs d'étalonnage. **Haut** : diaphonie dans une carte correctement câblée; **bas** : diaphonie dans une carte dont les deux régions en ϕ correspondant aux voies $0 \rightarrow 63$ et $64 \rightarrow 127$ ont été inversées.

aux cellules injectées du compartiment milieu, cette fois ce sont les canaux $0 \rightarrow 63$ et $64 \rightarrow 127$ de la carte électronique frontale qui sont intervertis. Cette observation a été confirmée par l'analyse de la sortie du déclenchement de niveau 1.

L'inversion de ces deux groupes de canaux correspond à la permutation des deux valeurs en ϕ couvertes par une carte électronique frontale du compartiment avant. Comme le montre la figure 9.8, ces deux valeurs en ϕ reçoivent simultanément un signal lors de leur étalonnage. Il n'est donc pas possible de détecter leur inversion par des prises de données de câblage, contrairement à ce qui se passe lorsque le compartiment milieu est injecté.

Comme expliqué dans la section 5.2.2, les voies du calorimètre électromagnétique sont rassemblées par groupe de 64 à partir du *patch panel*, et ce jusqu'à l'entrée des châssis frontaux. L'interversion de deux câbles, correspondant à la permutation de deux groupes de 64 voies, doit donc avoir lieu entre ces deux points. Étant donnée la flexibilité des câbles en jeu, le plus probable pour expliquer un telle erreur de câblage est l'inversion de deux harnais B (également appelés *pig tails*) situés dans le cryostat.

Trois de ces erreurs de câblage furent détectées dans le calorimètre tonneau à un moment où le cryostat était fermé et où les harnais B n'étaient plus accessibles. Une des solutions envisagées fut d'échanger les deux câbles chauds qui relient le côté chaud de la traversée à l'entrée du châssis frontal (voir figure 5.13). Mais cela aurait nécessité la réalisation de câbles dédiés avec un risque de large diaphonie et de propagation de bruit à l'intersection des deux câbles. La solution appliquée fut à nouveau d'inverser les deux séries de canaux dans les bases de données informatiques.

Cette correction permet de retrouver le bon routage pour la chaîne de lecture du calorimètre. Cette fois cependant, les cellules en jeu n'appartiennent

pas toutes aux mêmes tours de déclenchement de niveau 1 ⁽⁵⁾ : cela veut dire que l'énergie déposée dans les cellules du compartiment avant n'est pas additionnée à celle déposée dans les bonnes cellules des compartiments milieu et arrière. Des modifications matérielles furent donc nécessaires entre les cartes électroniques frontales et les cartes de construction des tours. Celles-ci ont été réalisées au niveau de la sortie du déclenchement de niveau 1 des cartes électroniques frontales.

9.4 Conclusion

En raison de sa grande granularité, le nombre de cellules du calorimètre électromagnétique est élevé. Plusieurs types de défauts peuvent apparaître. Leurs recensement et leur identification sont nécessaires pour ne pas biaiser la mesure de l'énergie et permettre leur réparation ou correction. Les analyses de diaphonie apportent pour cela des informations supplémentaires utiles à la taxonomie des différentes pathologies, particulièrement dans le cas des cellules mortes ou distordues et des courts-circuits ; et à la découverte d'erreurs de câblage.

Le tableau 9.1 reprend l'ensemble des pathologies identifiées ou découvertes lors des analyses de diaphonie réalisées pendant l'installation finale du détecteur. À la veille des premières données issues de collisions au LHC, le nombre de défauts dans le calorimètre est inférieur à 0.1 % ; et le nombre de défauts irrécupérables (voies dont la chaîne de lecture est morte) inférieur à 0.02 %.

	Tonneau	Bouchon
Nombre total de canaux	101 760	62 208
Voies mortes		
à cause de la chaîne d'étalonnage	26	6
à cause de la chaîne de lecture	14	12
Voies distordues		
à cause de la chaîne d'étalonnage	25	27
à cause de la chaîne de lecture	11	27
Dont cellules fuyantes	12	13
Courts-circuits sur la couche de signal	2	0
Courts-circuits sur la couche de haute tension	2	0
Inversion de deux harnais B	3	0
Inversion de deux connecteurs de carte mère	4	0

TAB. 9.1 – Nombre de pathologies analysées ou découvertes à l'aide de la diaphonie.

⁵La granularité des tours de déclenchement de niveau 1 est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

Conclusion de la seconde partie

LES études physiques conduites au LHC nécessitent des détecteurs performants et maîtrisés. Le calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS, dont la description est donnée par le chapitre 5, a été testé pendant son intégration finale, notamment par l'étalonnage électronique présenté au chapitre 6.

À partir de ces données d'étalonnage j'ai conduit des analyses de gigue (chapitre 7) et de diaphonie (chapitre 8) et étudié les canaux défectueux du calorimètre (chapitre 9). La gigue électronique est un paramètre maîtrisé. Sa valeur, mesurée pour les chaînes de lecture et d'étalonnage, est de 77 ± 20 ps, donc en dessous de la limite de 100 ps.

J'ai étudié la diaphonie dans les trois compartiments du calorimètre électromagnétique. Les valeurs mesurées sont conformes à ce qui est attendu. C'est un phénomène bien compris dont les effets sont reproductibles. Leurs conséquences tant pour l'étalonnage du calorimètre que pour les mesures physiques qui seront effectuées ont été présentées, ainsi que les corrections appliquées.

Enfin, j'ai établi une taxonomie des voies défectueuses du calorimètre. La pertinence des analyses de diaphonie à la caractérisation des voies mortes ou distordues et des courts-circuits a été montrée, de même que son utilité à la découverte d'erreurs de câblage.

Mon travail participe à l'établissement d'une bonne connaissance du comportement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Il contribue à la validation du détecteur nécessaire aux analyses des collisions produites au LHC.

Troisième partie

Mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top à ATLAS

Introduction à la troisième partie

DE tous les quarks connus, le quark top est celui dont la phénoménologie est la plus particulière. Les effets de spin sont notamment observables dans les produits de sa désintégration, et j'ai effectué une étude prospective de la sensibilité de l'expérience ATLAS sur la mesure de la polarisation des bosons W produits dans sa décroissance. Ce travail a été réalisé au sein du groupe *Top* de la collaboration ATLAS.

Le premier chapitre de cette troisième et dernière partie (le chapitre 10) présente tout d'abord les propriétés du quark top, ainsi que les principales mesures le concernant et leurs intérêts. La mesure de la polarisation des bosons W est ainsi décrite. Celle-ci permet notamment de contraindre le vertex d'interaction Wtb entre le quark top, le boson W et le quark b .

Mon travail est détaillé dans les deux chapitres suivants. Il s'agit d'une étude prospective réalisée à partir de simulations. Le chapitre 11 présente l'ensemble des étapes nécessaires à la prédiction et la réalisation de la mesure : la simulation, la sélection et la reconstruction des événements. L'essentiel du travail que j'ai effectué est rassemblé dans le chapitre 12. Il détaille l'extraction des fractions de polarisation des bosons W et des contraintes correspondantes sur le vertex Wtb .

Ma contribution à cette étude repose principalement sur la mise en œuvre et la validation d'une méthode novatrice d'extraction des fractions de polarisation pour l'expérience ATLAS. J'ai également évalué les incertitudes associées par une technique élaborée qui permet d'estimer la distribution de probabilité de la mesure qui sera effectuée par ATLAS.

10

Le quark top et la polarisation des bosons W

DERNIER QUARK DÉCOUVERT¹, le top est le quark de type up de la troisième génération, partenaire d'isospin faible du quark b . Ses nombres quantiques sont donnés dans le tableau 1.1 du chapitre 1.

C'est la particule élémentaire la plus massive connue. Sa masse, 173.1 ± 1.3 GeV [76], est de l'ordre de celle d'un noyau d'or, ou de plomb. Cette valeur est proche de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible : le quark top est ainsi une sonde adaptée à l'étude de cette brisure. Les mesures de précisions de ses processus de production ou de décroissance permettent de contraindre les théories au-delà du modèle standard.

Par ailleurs, et contrairement à tous les autres quarks connus, le quark top se désintègre rapidement, par interaction faible, sans avoir le temps de s'hadroniser. Cette décroissance aboutit quasi-exclusivement à un boson W et un quark b . L'analyse des produits de cette décroissance, auxquels sont transmis le spin et l'impulsion du quark top, est donc la seule manière d'étudier un quark isolé. Des études de spins sont ainsi possibles. L'étude de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top permet notamment de contraindre le vertex d'interaction Wtb entre le quark top et les produits de sa désintégration.

Tous les quarks top étudiés à ce jour ont été produits au Tevatron et leur nombre est limité. Comme montré à la section 3.2.2, le LHC, en raison de la grande énergie de ses collisions et de sa forte luminosité, sera une véritable "usine à tops". Les propriétés du quark top y seront précisément étudiées.

¹En 1995, auprès du collisionneur Tevatron, par les expériences CDF [74] et D0 [75].

Sommaire

10.1 Phénoménologie du quark top au LHC	162
10.1.1 Production auprès des collisionneurs hadroniques	162
<i>Production forte de paires de top</i>	<i>162</i>
<i>Production électrofaible de quarks top célibataires</i>	<i>164</i>
10.1.2 Canaux de désintégration	165
10.2 Étude du quark top	167
10.2.1 Détermination des caractéristiques du quark top	167
10.2.2 Le quark top et la brisure de la symétrie électrofaible	168
10.2.3 Production	168
<i>Production de paires $t\bar{t}$</i>	<i>168</i>
<i>Production de quarks top célibataires</i>	<i>169</i>
10.2.4 Décroissance	169
10.2.5 Le quark top comme outils d'étalonnage	170
10.3 Le vertex Wtb et la polarisation des bosons W	170
10.3.1 Polarisation des bosons W dans la décroissance du quark top	170
10.3.2 Caractérisation du vertex Wtb	171
<i>Le couplage Wtb du modèle standard</i>	<i>171</i>
<i>Paramétrisation générique d'une nouvelle physique</i>	<i>172</i>
10.3.3 Mesure de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$	176

10.1 Phénoménologie du quark top au LHC

10.1.1 Production auprès des collisionneurs hadroniques

Production forte de paires de top

La production principale de quarks top en collisionneurs hadroniques vient de processus d'interaction forte : l'annihilation quark-antiquark et la fusion de gluons. Les diagrammes de production de ces processus à l'ordre dominant sont donnés sur la figure 10.1. Tous deux créent une paire top-antitop ($t\bar{t}$) car la chromodynamique quantique conserve la saveur.

La section efficace de production mesurée au Tevatron² est de 7.3 ± 0.9 pb, en accord avec le modèle standard [7]. Celle attendue au LHC, pour des collisions proton-proton à l'énergie de 14 TeV dans le centre de masse, est d'environ³ 833 ± 100 pb. Comme expliqué au chapitre 3 cette valeur, obtenue

²Mesure effectuée par l'expérience CDF pour des collisions proton-antiproton à l'énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse et en supposant une masse du quark top de 175 GeV [7].

³Valeur calculée au second ordre dominant (NLO), et incluant la resommation des gluons sous au second ordre des logarithmes dominants (NLL) [31, 78, 79].

10.1 Phénoménologie du quark top au LHC

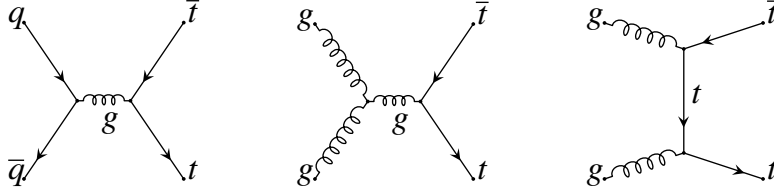


FIG. 10.1 – Diagrammes de production d'une paire $t\bar{t}$ à l'ordre dominant par annihilation quark-anti-quark ou fusion de gluons.

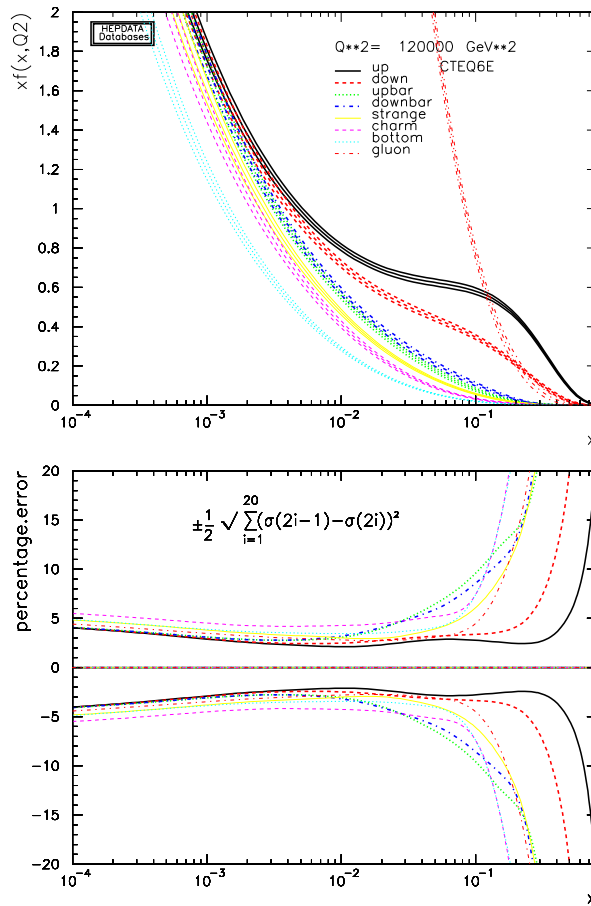


FIG. 10.2 – Fonctions de distributions partoniques du proton (multipliées par x), $xf_i(x, Q^2)$, (CTEQ6 [21]), et leurs incertitudes, au seuil de production d'une paire $t\bar{t}$ ($Q^2 \approx 4m_t^2$) [77].

par l'augmentation de l'énergie disponible, correspond à approximativement une paire $t\bar{t}$ par seconde lors de la phase de basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Les mécanismes de production dominants pour ces deux collisionneurs différent. Cela s'explique par la figure 10.2 où sont représentées, pour une énergie légèrement supérieure au seuil de création d'une paire $t\bar{t}$, les fonctions de distributions partoniques (PDF) définies à la section 3.1.1. L'énergie portée par un parton est donnée par $x \frac{\sqrt{s}}{2}$, où $\frac{\sqrt{s}}{2}$ est l'énergie d'un (anti)proton (donc \sqrt{s} celle de la collision hadronique). Pour évaluer la valeur caractéristique de x , on peut supposer que les deux partons qui collisionnent possèdent la même énergie ($x_1 = x_2$). Ainsi, au seuil de production d'une paire $t\bar{t}$, la fraction d'impulsion typique portées par un parton est $x = \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$.

Au Tevatron, $x \simeq 0.18$ ($\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$) : comme le montre la figure 10.2, les PDF des quarks u et d (les quarks de valence) dominent celle du gluon. Le processus principal de création d'une paire $t\bar{t}$ au Tevatron est donc l'annihilation quark-antiquark⁴, qui concerne environ 85 % des événements $t\bar{t}$. Avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, la situation au LHC est très différente. Dans ce cas, $x \simeq 0.025$ et les PDF qui dominent sont celles des gluons : environ 90 % des paires $t\bar{t}$ produites au LHC le sont par le processus de fusion de gluons [31]. La figure montre également les incertitudes sur la valeur des PDF. Celles-ci impliquent une erreur de 5 à 6 % sur l'estimation de la section efficace [31].

Production électrofaible de quarks top célibataires

La production de quarks top est également possible par interaction faible. Les diagrammes de production à l'ordre dominant sont donnés par la figure 10.3 : dans ce cas un seul quark top est produit. L'observation de quarks top célibataires a été faite en mars 2009 au Tevatron [80, 81]. L'expérience CDF a par exemple mesuré une section efficace de production de $2.3_{-0.5}^{+0.6} \text{ pb}$ ($\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$, la valeur attendue pour le modèle standard est d'environ 3 pb [7]). La section efficace estimée pour le LHC est $323 \pm 12 \text{ pb}$ [31], proche du tiers de la section efficace de production d'une paire $t\bar{t}$.

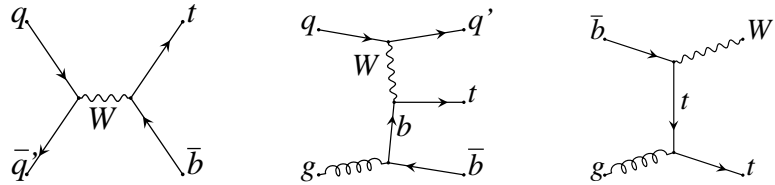


FIG. 10.3 – Diagrammes de production, à l'ordre dominant, d'un quark top célibataire. De gauche à droite : voie s , voie t et production associée Wt .

⁴Favorisée par la présence des quarks de valence du proton et des antiquarks de valence de l'antiproton.

10.1.2 Canaux de désintégration

Le quark top décroît exclusivement par interaction faible. Pour trois générations de quarks, les trois processus envisageables sont $t \rightarrow Wd$, $t \rightarrow Ws$ et $t \rightarrow Wb$. Puisque la masse du quark top est supérieure au seuil de création de chacun de ces canaux, leurs rapports d'embranchements respectifs dépendent principalement des éléments correspondant de la matrice CKM : V_{td} , V_{ts} et V_{tb} . Les paramètres V_{td} et V_{ts} sont estimés inférieurs à 0.043 et 0.014 respectivement [7]. L'unitarité de la matrice CKM impose $|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$: V_{tb} est donc très proche de l'unité. Sa valeur mesurée par l'expérience D0 dans les événements top célibataires est 1.07 ± 0.12 [81]. La décroissance du quark top est donc complètement dominée par le canal $t \rightarrow Wb$.

La largeur calculée de ce processus est d'environ $\Gamma_t = 1.3$ GeV [7], ce qui correspond à une durée de vie de 5×10^{-25} s. Cette dernière est inférieure d'un ordre de grandeur environ au temps d'hadronisation $\sim 3 \times 10^{-24}$ s que l'on peut calculer à partir de Λ_{QCD} donnée au chapitre 1. Le quark top se désintègre donc avant d'avoir eu le temps de s'hadroniser.

Cette décroissance rapide par l'émission, quasi-exclusive, d'un boson W et d'un quark b sur leur couche de masse permet de classer les événements contenant une paire $t\bar{t}$ en fonction du canal de désintégration des bosons W^+ et W^- issus respectivement du quark top et de l'antiquark top. Les rapports d'embranchement de la décroissance d'un boson W en leptons ou hadrons sont respectivement de 32 et 68 % [7]. La production d'un quark b est par ailleurs supprimée par le mécanisme CKM. Par exemple, l'ordre de grandeur du rapport d'embranchement du processus $W \rightarrow cb$ est donné par $|V_{cb}|^2 \simeq 1.7 \times 10^{-3}$ [31]. Les deux seuls jets b attendus dans les événements $t\bar{t}$ sont donc ceux qui sont issus de la décroissance des quarks top.

On distingue trois catégories d'états finals, illustrées sur la figure 10.4 :

Les événements tout hadroniques lorsque les deux bosons W décroissent de manière hadronique. Ces événements ont un fort rapport d'embranchement (46 %) mais leur signature est composée exclusivement de jets. Leur distinction du bruit de fond multijets, dont la section efficace est particulièrement importante, est alors difficile.

Les événements semi-leptoniques lorsqu'un boson W décroît leptoniquement et le second hadroniquement. Le rapport d'embranchement de ces événements est de 44 %. Lorsque le lepton chargé est un τ , celui-ci se désintègre dans le détecteur. Aussi, on se limite le plus souvent aux cas où le lepton chargé est un électron ou un muon. Pour ces derniers le rapport d'embranchement est alors égal à 29 %. Ces événements sont caractérisés par un lepton chargé de haute énergie utile au déclenchement et au rejet du bruit de fond hadronique.

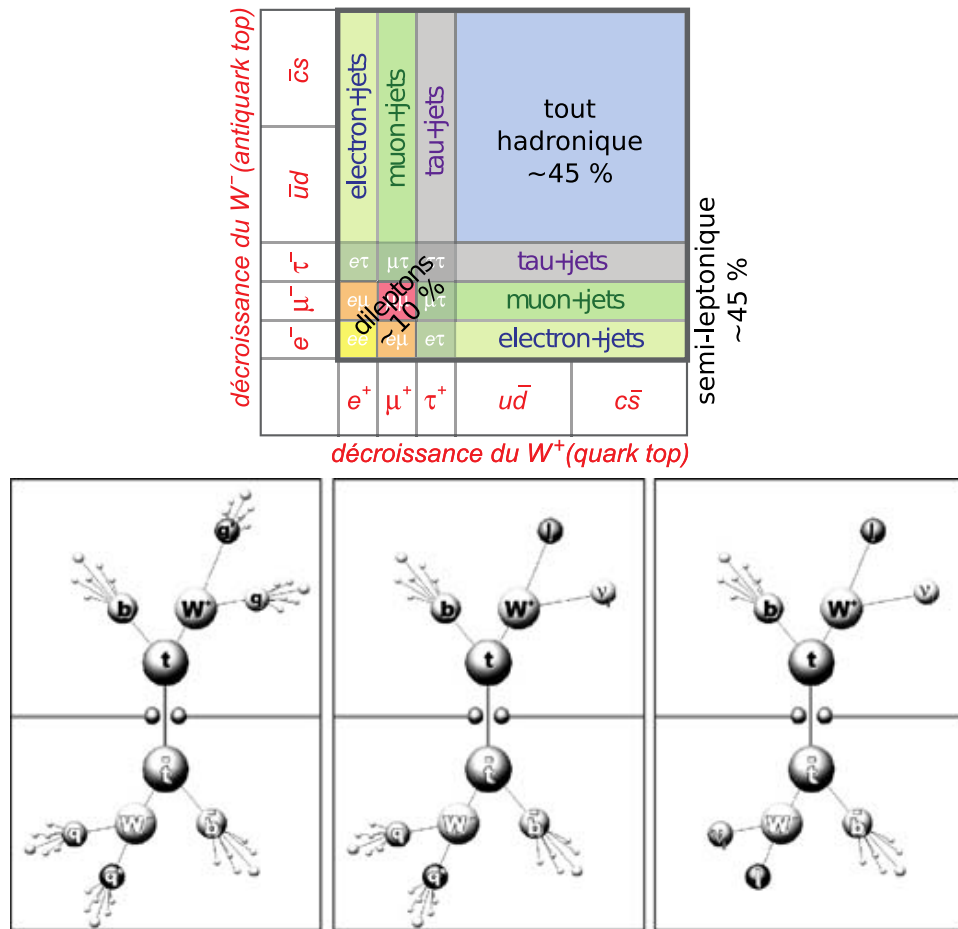


FIG. 10.4 – Canaux de désintégration d’une paire $t\bar{t}$. **Haut** : la surface de chaque état final est proportionnelle à son rapport d’embranchement. **Bas** : représentation schématique des événements tout hadroniques (gauche), semi-leptoniques (centre) et dileptoniques (droite) [82].

Les événements dileptoniques lorsque les deux bosons W décroissent de manière leptonique. Ces événements possèdent deux leptons chargés de haute énergie, ce qui permet de supprimer fortement le bruit de fond hadronique. Il souffrent cependant d’un faible rapport d’embranchement, 11 %, qui tombe à 4.6 % si les événements contenant des τ ne sont pas pris en compte. De plus, la présence de deux neutrinos rend leur reconstruction particulièrement complexe.

10.2 Étude du quark top

La richesse de la physique du quark top provient de ses deux principales caractéristiques : sa masse importante et sa décroissance rapide par interaction faible. Les paramètres libres du modèle standard qui lui sont associés sont sa masse et trois éléments de la matrice CKM, V_{tb} , V_{ts} et V_{td} . Expérimentalement, son interaction forte est mesurée par les processus de création de paires $t\bar{t}$; et son interaction faible dans sa décroissance et dans la production de quarks top célibataires.

Si sa masse est connue avec précision grâce aux expériences du Tevatron, ce n'est pas le cas de toutes ses propriétés. Les mesures de précision de ses mécanismes de production ou de décroissance permettront de révéler l'éventuelle défaillance des prédictions du modèle standard. Par ailleurs, les processus du modèle standard qui impliquent le quark top constituent un bruit de fond à certains phénomènes rares ou de nouvelle physique. Citons notamment la production d'un boson de Higgs neutre associé à une paire $t\bar{t}$, ou encore d'un boson de Higgs chargé, de supersymétrie, ou d'un nouveau boson de jauge chargé [31]. L'étude du quark top est donc nécessaire à sa maîtrise comme fond. Enfin, les événements top sont également utiles à l'étalonnage des algorithmes de reconstruction et d'identification .

10.2.1 Détermination des caractéristiques du quark top

Masse : La masse du quark top est connue avec une précision meilleure que le pour-cent grâce aux expériences du Tevatron [76].

Largeur : Sa largeur, ou de manière équivalente sa durée de vie, n'est pas directement mesurée (bien qu'il existe des limites [83]). La valeur donnée au paragraphe 10.1.2 est calculée théoriquement.

Spin : La décroissance $t \rightarrow Wb$ indique que le quark top est un fermion. Des deux valeurs de spin possibles, $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$, celle du modèle standard est favorisée par les mesures de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ [84].

Charges : La charge électrique du quark top est de $+\frac{2}{3}$ dans le modèle standard. Une charge de $\frac{4}{3}$ n'est cependant pas exclue par les observations, même si la valeur du modèle standard est celle favorisée par les mesures effectuées au Tevatron [7].

La charge de couleur ne peut être mesurée directement à cause du confinement. Toutefois, les mesures de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ sont compatibles avec les prédictions du modèle standard pour une paire quark-antiquark (triplet et antitriplet de couleur) [84].

10.2.2 Le quark top et la brisure de la symétrie électrofaible

Si l'étude du quark top est pertinente en elle-même, sa forte masse permet également de sonder le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Ce quark joue donc un rôle important dans la recherche de bosons de Higgs.

Dans le cadre du modèle standard, le couplage du quark top au boson de Higgs est très proche de l'unité [85]. Le quark top est impliqué dans différents processus de production d'un boson de Higgs, comme sa production par fusion de gluons, ou associée à une paire $t\bar{t}$, $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}h$. De plus, les principales corrections radiatives à la masse du boson W proviennent du quark top et du boson de Higgs⁵. La mesure des masses des deux premiers permet ainsi de contraindre celle du troisième [12]. La masse du quark top est un paramètre important de l'ajustement électrofaible présentée à la section 2.1.4.

Par ailleurs, certaines extensions au modèle standard, comme la supersymétrie, nécessitent deux doublets de Higgs. Cela implique l'existence d'un boson de Higgs chargé, qui, en général, se couple aux fermions proportionnellement à leurs masses [86]. La recherche d'un boson de Higgs chargé H^+ est donc très liée au quark top. Les analyses dépendent de leurs masses respectives, m_{H^+} et m_t [31] :

- si $m_{H^+} > m_t$, le mode principal de décroissance du boson de Higgs chargé est généralement la production d'un quark top, $H^+ \rightarrow tb$;
- si $m_{H^+} < m_t$, le mode principal de production du boson de Higgs chargé est généralement la décroissance du quark top, $t \rightarrow H^+b$.

Enfin, la grande masse du quark top est parfois décrite par un secteur de jauge spécifique à la troisième génération de fermions ou de quarks [87]. C'est le cas par exemple dans les théories de *topcolor* [88], parfois associées à la technicouleur (*topcolor assisted technicolor* [89]). Ces théories utilisent la formation d'un condensat de quarks top pour expliquer la grande masse de ce quark, et générer tout ou partie de la brisure de la symétrie électrofaible.

10.2.3 Production

Production de paires $t\bar{t}$

La première observable associée à la production de paires $t\bar{t}$ est sa section efficace. Celle-ci doit être mesurée pour les différentes topologies données à la section 10.1.2 qui doivent toutes aboutir à la même valeur. Par exemple, le rapport des sections efficaces mesurées pour les canaux semi-leptonique et dileptonique renseigne sur la présence de nouvelle physique dans la désintégration du top qui se couplerait préférentiellement aux quarks ou aux leptons.

⁵Plus exactement, ces corrections dépendent quadratiquement de la masse du quark top et logarithmiquement de celle du boson de Higgs. Leur calcul utilise uniquement trois paramètres électrofaibles, connus avec une bonne précision [82].

10.2 Étude du quark top

Par ailleurs, les quarks top produits par paires ne sont pas polarisés, mais leurs états de spin sont néanmoins corrélés. L'étude de cette corrélation au travers de la distribution angulaire de leurs produits de désintégration permet de contraindre le mécanisme de production. Près du seuil de production, en absence de moment cinétique orbital, les états accessibles à une paire $t\bar{t}$ produite par fusion de gluons ou par annihilation de quarks sont différents [90]. La mesure des proportions d'événements $t\bar{t}$ dont les spins des quarks et antiquarks top sont parallèles ou antiparallèles teste ainsi la proportion de chacun des mécanismes de production.

Enfin, la topologie des événements $t\bar{t}$ peut-être affectée par la présence de nouvelle physique. En particulier, l'apparition d'une résonance dans le spectre de masse invariante de la paire $t\bar{t}$ serait la signature d'un nouveau boson. Celui-ci pourrait être un boson de Higgs lourd (scalaire ou pseudo-scalaire), un nouveau boson de jauge neutre couplé préférentiellement aux quarks, une excitation associée à la présence de dimensions supplémentaires, ou encore un état de technicouleur [91].

Production de quarks top célibataires

L'étude de la production de quarks top célibataires passe par la mesure des sections efficaces des trois processus donnés sur la figure 10.3. Celles-ci sont proportionnelles à $|V_{tb}|^2$ et permettent ainsi d'observer directement l'interaction faible du quark top. La décroissance du quark top permet également de tester son interaction faible, mais uniquement à l'échelle d'énergie de sa masse. La production électrofaible n'a pas cette limitation (le boson W apparaît dans le mécanisme de production), ce qui la rend particulièrement sensible aux phénomènes de nouvelle physique.

En effet, ses sections efficaces de production peuvent être affectées par exemple par la présence de nouveaux bosons de jauge, ou de nouveaux scalaires (boson de Higgs ou boson des théories de *topcolor*), chargés. De plus, de nombreuses théories prédisent l'existence de courants neutres avec changement de saveur (*Flavour Changing Neutral Current* - FCNC). Ceux-ci sont fortement supprimés dans le modèle standard, et leur observation serait la preuve d'une physique au-delà du modèle standard. L'existence de FCNC ouvre de nouveaux canaux de production pour le quark top célibataire, et augmente sa section efficace de production [85, 92, 93].

10.2.4 Décroissance

Le quark top décroît dans le modèle standard quasi-exclusivement en un boson W et un quark b , polarisés par la violation maximale de la symétrie de parité de l'interaction faible. L'étude de la polarisation du boson W permet de contraindre la structure du vertex d'interaction Wtb , comme décrit ci-

dessous dans la section 10.3. Cette mesure au LHC avec le détecteur ATLAS est détaillée au chapitres 11 et 12.

L'étude de la décroissance du quark top permet également de tester la validité du modèle standard. Cette décroissance peut par exemple être modifiée par la présence d'un boson de Higgs chargé léger, ou de particules associées aux théories de *topcolor* assistée par la technicouleur. Elle est également sensible à l'existence de changements de saveurs par courants neutres (recherchée sous la forme $t \rightarrow Zq$ ou $t \rightarrow \gamma q$), qui sont prédits par exemple dans les théories de supersymétrie ou celles de brisure dynamique de la symétrie électrofaible (comme les théories de technicouleur) [94].

10.2.5 Le quark top comme outils d'étalonnage

Enfin, les événements contenant une paire $t\bar{t}$ peuvent servir à l'étalonnage des algorithmes de reconstruction et d'identification. Ces études s'appuient sur la connaissance précise des masses du quark top et du boson W issue des analyses du LEP et du Tevatron. Elle suppose également une décroissance exclusive $t \rightarrow Wb$ telle qu'attendue dans le modèle standard.

Leur grande section efficace de production permet d'isoler des échantillons d'événements $t\bar{t}$ d'une grande pureté. Ceux-ci sont alors utilisés pour déterminer l'efficacité d'étiquetage des jets b , ou en utilisant les masses des bosons W et du quark top, de mesurer à partir des données les échelles d'énergie des jets légers et des jets b [95].

10.3 Le vertex Wtb et la polarisation des bosons W

10.3.1 Polarisation des bosons W dans la décroissance du quark top

La désintégration du quark top passe quasi-exclusivement, comme décrit à la section 10.1.2, par le processus $t \rightarrow W^+b$. Cette décroissance se produit avant que l'effet décohérent de la chromodynamique quantique n'intervienne. De plus, grâce à la masse importante du quark top, ses produits de désintégration peuvent être considérés réels (émis sur leur couches de masses). Les effets de spin sont observables et peuvent ainsi être étudiés.

Or, la violation totale de la symétrie de parité dans les interactions faibles polarise la production des bosons W puisque ceux-ci ne se couplent qu'aux particules de chiralité gauche⁶. Pour des particules sans masse, la chiralité (valeur propre de la symétrie de parité) se confond avec l'hélicité (la projection du spin le long de l'impulsion). Dans la décroissance $t \rightarrow W^+b$, la masse du quark b peut être négligée, car sa valeur, 4.3 GeV [7], est bien plus petite que celle du quark top, 173.1 GeV. Celui-ci doit donc avoir une hélicité gauche (négative), c'est-à-dire qu'un seul état de spin lui est accessible. Comme le montre la figure 10.5, la conservation du moment cinétique

10.3 Le vertex Wtb et la polarisation des bosons W

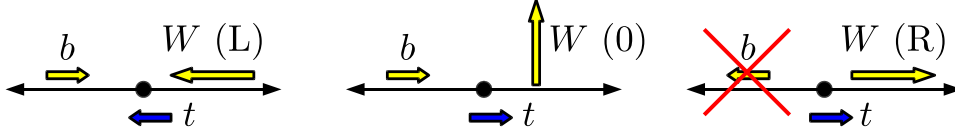


FIG. 10.5 – Polarisation gauche (L), longitudinale (0) et droite (R) des bosons W^+ dans la décroissance du quark top (représentées dans le référentiel du quark top, les flèches larges représentent les spins et les fines les impulsions). La dernière est supprimée si l'hélicité du quark b est gauche.

n'autorise alors que deux états d'hélicité pour le boson W , suivant les deux états de spin accessibles au quark top.

Les observables associées sont les trois fractions d'hélicité du boson W : $F_i = \Gamma_i/\Gamma$, où Γ_i est la largeur correspondant à une polarisation donnée, et $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_L + \Gamma_R$ la largeur totale (par définition $F_0 + F_R + F_L = 1$). À l'ordre dominant (LO) et en négligeant la masse du quark b , celles-ci valent :

- $F_0 = 0.703$ pour la polarisation longitudinale (hélicité du boson W nulle) ;
- $F_L = 0.297$ pour la polarisation gauche (hélicité du boson W négative) ;
- $F_R = 0$ pour la fraction de polarisation droite (hélicité du boson W positive).

La prise en compte de la masse du quark b et des corrections au second ordre (NLO) aboutit aux valeurs [96] :

$$F_0 = 0.694, \quad F_L = 0.304, \quad F_R = 1.49 \times 10^{-3}. \quad (10.1)$$

Une déviation significative de ces valeurs, notamment l'apparition à l'ordre du pour-cent de bosons W d'hélicité droite dans la décroissance des quarks top, impliqueraient la présence de nouvelle physique. Cela signifierait l'altération du vertex d'interaction Wtb du modèle standard, entre le boson W et les quarks top et b .

10.3.2 Caractérisation du vertex Wtb

Le couplage Wtb du modèle standard

Dans le modèle standard, le vertex d'interaction entre le boson W , le quark top de chiralité gauche t_L et l'antiquark b de chiralité droite \bar{b}_R est décrit par la densité de lagrangien :

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b}_R \gamma^\mu t_L W_\mu^- + h.c. \quad (10.2)$$

⁶L'interaction faible se couple par contre aux antiparticules de chiralité droite, obtenues par l'action de la symétrie CP . Dans la désintégration $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ les hélicités sont alors inversées. Cependant, les observables associées à la polarisation du boson W sont des angles entre deux impulsions, invariants sous l'action de la symétrie CP . Les mesures effectuées pour les décroissances $t \rightarrow W^+ b$ et $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ donnent donc des résultats identiques.

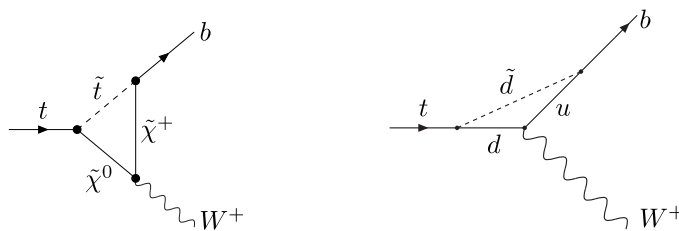


FIG. 10.6 – Exemples de processus supersymétriques qui modifient le vertex Wtb et conservent [97] (**gauche**) ou violent [98] (**droite**) la R-parité.

g est la constante de couplage électrofaible, γ_μ représente les matrices de Dirac et $h.c.$ le conjugué hermitien. Cette densité de lagrangien peut-être ré-écrite pour les bi-spineurs qui réunissent les composantes de chiralité gauche et droite,

$$t = \begin{pmatrix} t_L \\ t_R \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad b = \begin{pmatrix} b_L \\ b_R \end{pmatrix}, \quad (10.3)$$

à l'aide du projecteur sur les états de chiralité gauche :

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \quad \text{où} \quad \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10.4)$$

On obtient :

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu P_L t W_\mu^- + h.c. = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{1}{2} (\gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^5) t W_\mu^- + h.c. \quad (10.5)$$

Le terme γ^μ est un vecteur (V) alors que le terme $\gamma^\mu \gamma^5$ est un pseudo-vecteur (ou vecteur axial, A). Ces deux termes ont un comportement opposé lors d'une transformation de parité. C'est leur utilisation conjointe sous la forme d'un couplage de type $V - A$ qui est responsable de la violation totale de la symétrie de parité par les interactions faibles.

Paramétrisation générique d'une nouvelle physique

Différentes théories au delà du modèle standard impliquent des processus qui modifient le vertex Wtb et affectent la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top. C'est le cas des théories de *topcolor* assistée par la technicouleur [99], de supersymétrie (illustrées sur la figure 10.6) [97, 98] et d'autres modèles exotiques [100]. À cause de cette grande diversité de phénoménologies, il est pertinent d'étudier le vertex Wtb dans une approche indépendante du modèle.

Cela peut être fait par l'écriture d'un lagrangien effectif utilisant des couplages génériques [101]. En se limitant, dans le développement à basse énergie, aux termes dominants (vecteur, V , et pseudo-vecteur, A , dimension 4 en masse) et à l'ordre suivant (tenseur, T , et pseudo-tenseur P , dimension

10.3 Le vertex Wtb et la polarisation des bosons W

5 en masse), la densité de lagrangien la plus générale pour les particules W , t et b sur leurs couches de masse s'écrit [102] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\bar{b}(\gamma^\mu g_V + \gamma^\mu \gamma^5 g_A + iq_\nu \sigma^{\mu\nu} g_T + iq_\nu \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 g_P) tW_\mu^- + h.c. \quad (10.6) \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\gamma^\mu (V_L P_L + V_R P_R) tW_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{b}\frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{\Lambda} (g_L P_L + g_R P_R) tW_\mu^- + h.c. \end{aligned}$$

q_ν est la quadri-impulsion du boson W et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ est le tenseur défini par le commutateur des matrices de Dirac. La seconde ligne de l'équation 10.6 fait apparaître les projecteurs de chiralité $P_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)$ et l'échelle d'énergie de la nouvelle physique, Λ . Celle-ci est introduite car les termes tensoriels ne sont pas renormalisables. Pour la suite, on prendra $\Lambda = m_W$ par cohérence avec la littérature sur le sujet.

La nouvelle physique est ainsi paramétrée par quatre couplages : V_L , V_R , g_L et g_R . Ces couplages sont en général complexes, mais si la symétrie CP est conservée dans la décroissance $t \rightarrow Wb$, ils peuvent être pris réels. Par la suite, tous les résultats numériques sont obtenus pour des couplages réels. Dans le modèle standard, $V_L = V_{tb} \simeq 1$ et les trois autres couplages sont nuls à l'ordre dominant : $V_R = g_L = g_R = 0$.

La physique des mésons beaux (possédant un quark b comme quark de valence) fournit des contraintes sur ces différents couplages. En effet, le quark top intervient, au travers de diagrammes en boucles, dans certaines désintégrations rares comme $b \rightarrow s\gamma$. Son rapport d'embranchement, et ses incertitudes statistiques, systématiques et théoriques, valent [103] :

$$BR(b \rightarrow s\gamma) = \left(355 \pm 24 \text{ (stat.)}_{-10}^{+9} \text{ (sys.)} \pm 3 \text{ (théo.)}\right) \times 10^{-6}. \quad (10.7)$$

De cette valeur se déduisent les limites données dans le tableau 10.1.

Limites	$V_L - V_{tb}$	V_R	g_L	g_R
Valeur supérieure ($\times 10^{-3}$)	30	2.5	0.4	570
Valeur inférieure ($\times 10^{-3}$)	-130	-0.7	-1.5	-150

TAB. 10.1 – Limites à 95 % de niveau de confiance ($\times 10^3$) obtenues à partir de la mesure de $BR(b \rightarrow s\gamma)$ sur les couplages anormaux de la décroissance $t \rightarrow Wb$ lorsque la symétrie CP est conservée [104, 105].

Celles-ci sont fortes, particulièrement pour V_R et g_L . Elles supposent cependant l'absence de toute autre source de nouvelle physique couplée au quark b , et sont obtenues en variant un seul couplage à la fois, les autres restant fixés à leurs valeurs dans le modèle standard. Si plusieurs couplages varient simultanément, il existe d'autres solutions [105]. En supplément de ces limites indirectes, il est donc pertinent de contraindre la valeur des couplages anormaux à partir de l'observation directe de la décroissance $t \rightarrow Wb$.

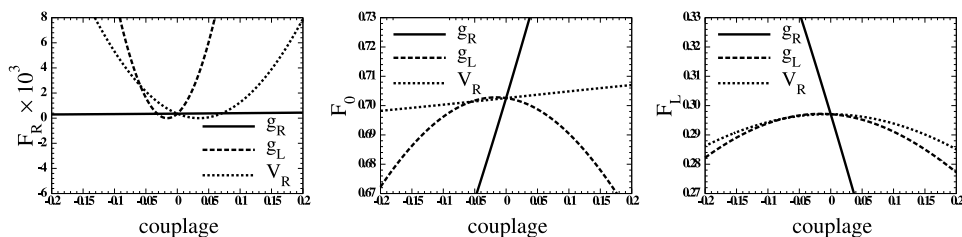


FIG. 10.7 – Variations, en présence de couplages anormaux, des fractions de polarisation du boson W dans la décroissance du quark top [102]. Un seul couplage anormal à la fois est différent de zéro.

La polarisation des bosons W créés dans la décroissance des quarks top résulte directement de la structure du vertex Wtb . Les largeurs partielles pour chaque état d'hélicité, Γ_i , peuvent être calculées à partir du lagrangien de l'équation 10.6 [102], elle sont données sur la figure 10.8. L'effet individuel de chaque couplage anormal sur les fractions d'hélicité, $F_i = \Gamma_i/\Gamma$, est donné sur la figure 10.7. Il apparaît que F_0 et F_L sont particulièrement sensibles à g_R et à son signe, peu contraints par $BR(t \rightarrow s\gamma)$. F_R n'y est pas du tout sensible, mais une composante d'hélicité droite apparaît rapidement lorsque g_L , et, dans une moindre mesure, V_R , diffèrent de zéro.

L'expérience D0 a extrait des limites sur la valeurs des couplages anormaux à partir de l'analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$ et des mesures de sections efficaces de production de quarks top célibataires [106, 107]. Ces limites sont obtenues en variant deux couplages à la fois (V_L et un autre) et sont données dans le tableau 10.2. Elles ne sont pour le moment que peu contraignantes et devraient être grandement améliorées au LHC.

Variation simultanée de V_L et de C		Limites pour $V_L = 1$
V_L	$C = V_R/g_L/g_R$	$C = V_R/g_L/g_R$
$ V_L ^2 = 1.27_{-0.48}^{-0.57}$	$ V_R ^2 < 0.95$	$ V_R ^2 < 1.01$
$ V_L ^2 = 1.27_{-0.48}^{-0.60}$	$ g_L ^2 < 0.32$	$ g_L ^2 < 0.28$
$ V_L ^2 = 1.04_{-0.49}^{-0.55}$	$ g_R ^2 < 0.23$	$ g_R ^2 < 0.23$

TAB. 10.2 – Valeurs mesurées et limites supérieures, à 95 % de niveau de confiance, obtenues par l'expérience D0 sur les couplages du vertex Wtb [106]. Ces valeurs sont extraites par la variation conjointe de V_L et d'un couplage anormal C , puis en fixant V_L à sa valeur dans le modèle standard.

10.3 Le vertex Wtb et la polarisation des bosons W

$$\begin{aligned}
\Gamma_0 &= \frac{g^2 |\vec{q}|}{32\pi} \left[\frac{m_t^2}{m_W^2} (|V_L|^2 + |V_R|^2) (1 - x_W^2 - 2x_b^2 - x_W^2 x_b^2 + x_b^4) - 4x_b \Re(V_L V_R^*) \right. \\
&+ (|g_L|^2 + |g_R|^2) (1 - x_W^2 + x_b^2) - 4x_b \Re(g_L g_R^*) \\
&- 2 \frac{m_t}{m_W} \Re(V_L g_R^* + V_R g_L^*) (1 - x_W^2 - x_b^2) \\
&\left. + 2 \frac{m_t}{m_W} x_b \Re(V_L g_L^* + V_R g_R^*) (1 + x_W^2 - x_b^2) \right] \\
\Gamma_{R,L} &= \frac{g^2 |\vec{q}|}{32\pi} \left[(|V_L|^2 + |V_R|^2) (1 - x_W^2 + x_b^2) - 4x_b \Re(V_L V_R^*) \right. \\
&+ \frac{m_t^2}{m_W^2} (|g_L|^2 + |g_R|^2) (1 - x_W^2 - 2x_b^2 - x_W^2 x_b^2 + x_b^4) - 4x_b \Re(g_L g_R^*) \\
&- 2 \frac{m_t}{m_W} \Re(V_L g_R^* + V_R g_L^*) (1 - x_W^2 - x_b^2) \\
&\left. + 2 \frac{m_t}{m_W} x_b \Re(V_L g_L^* + V_R g_R^*) (1 + x_W^2 - x_b^2) \right] \\
&\pm \frac{g^2}{64\pi} \frac{m_t^3}{m_W^2} \times (1 - 2x_W^2 - 2x_b^2 + x_W^4 - 2x_W^2 x_b^2 + x_b^4) \\
&\times \left[-(|V_L|^2 - |V_R|^2) x_W^2 + (|g_L|^2 - |g_R|^2) (1 - x_b^2) \right. \\
&\left. + 2x_W \Re(V_L g_R^* - V_R g_L^*) + 2x_W x_b \Re(V_L g_L^* - V_R g_R^*) \right] \tag{10.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma &= \Gamma_0 + \Gamma_L + \Gamma_R \\
&= \frac{g^2 |\vec{q}|}{32\pi} \frac{m_t^2}{m_W^2} \left[(|V_L|^2 + |V_R|^2) (1 + x_W^2 - 2x_b^2 - 2x_W^4 + x_W^2 x_b^2 + x_b^4) \right. \\
&- 12x_W^2 x_b \Re(V_L V_R^*) + 2(|g_L|^2 + |g_R|^2) \left(1 - \frac{x_W^2}{2} - 2x_b^2 - \frac{x_W^4}{2} - \frac{x_W^2 x_b^2}{2} + x_b^4\right) \\
&- 12x_W^2 x_b \Re(g_L g_R^*) - 6x_W \Re(V_L g_R^* + V_R g_L^*) (1 - x_W^2 - x_b^2) \\
&\left. + 6x_W x_b \Re(V_L g_L^* + V_R g_R^*) (1 + x_W^2 - x_b^2) \right] \tag{10.9}
\end{aligned}$$

$$|\vec{q}| = \frac{1}{2m_t} \sqrt{m_t^4 + m_W^4 + m_b^4 - 2m_t^2 m_W^2 - 2m_t^2 m_b^2 - 2m_W^2 m_b^2} \tag{10.10}$$

$$x_W = \frac{m_W}{m_t} \quad x_b = \frac{m_b}{m_t} \tag{10.11}$$

FIG. 10.8 – Largeurs partielles de polarisation du boson W (Γ_i) et largeur totale (Γ) calculées pour la paramétrisation du vertex Wtb donnée par l'équation 10.6. Les largeurs sont exprimés en fonction des masses m_t , m_W et m_b , et du module de l'impulsion du boson W , $|\vec{q}|$ [102]; $\Re(x)$ désigne la partie réelle de x .

10.3.3 Mesure de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

La mesure des fractions de polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top permet donc de contraindre les couplages du vertex Wtb et de tester les valeurs attendues pour le modèle standard. Cette mesure est possible par l'analyse des distributions angulaires de ses produits de décroissance.

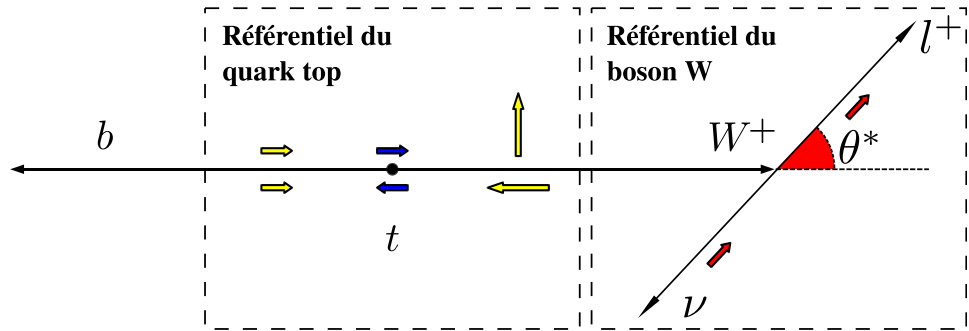


FIG. 10.9 – Définition de l'angle θ^* .

Dans les collisionneurs hadroniques, les particules de la décroissance d'un boson W qui sont identifiées et mesurées avec la plus grande précision sont les leptons chargés. L'observable la plus pertinente pour la mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top est ainsi le cosinus $\cos\theta^*$ de l'angle représenté sur la figure 10.9 : le cosinus de l'angle entre l'impulsion du lepton chargé, mesurée dans le référentiel du boson W , et l'impulsion du boson W , mesurée dans le référentiel du quark top⁷. La distribution de $\cos\theta^*$ est liée aux fractions d'hélicité des bosons W par l'expression [102, 108] :

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta^*} = \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta^*)F_0 + \frac{3}{8}(1 - \cos\theta^*)^2F_L + \frac{3}{8}(1 + \cos\theta^*)^2F_R. \quad (10.12)$$

Les distributions correspondant aux différents états d'hélicité du boson W , ainsi que celle attendue pour le modèle standard se trouvent sur la figure 10.10.

En pratique, il existe également d'autres méthodes pour contraindre la polarisation des bosons W , telles que l'observation du spectre en impulsion transverse du lepton chargé, la reconstruction de la masse invariante M_{lb} du système {quark b , lepton chargé} ou l'utilisation d'éléments de matrices [94]. La masse invariante M_{lb} est par exemple reliée à $\cos\theta^*$ par :

$$\cos\theta^* \simeq \frac{2M_{lb}^2}{m_t^2 - m_W^2} - 1 \quad (10.13)$$

⁷C'est-à-dire le cosinus de π moins l'angle entre le quark b et le lepton chargé, mesuré dans le référentiel du boson W .

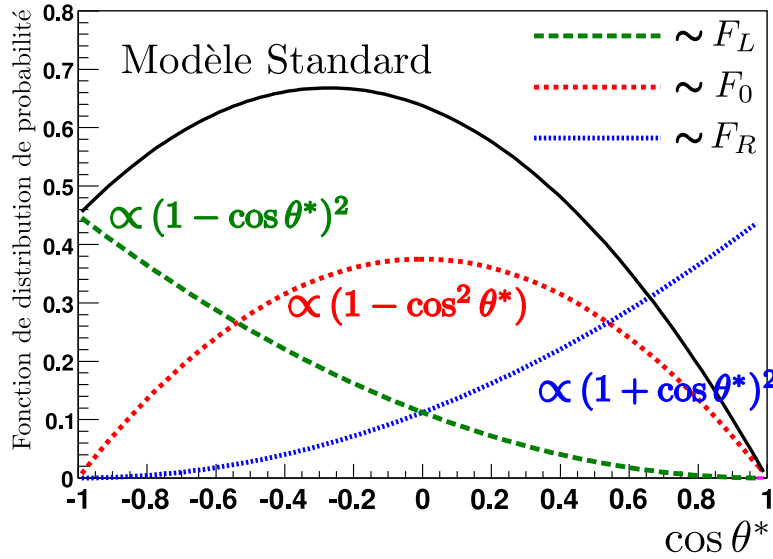


FIG. 10.10 – Distribution de l’observable $\cos \theta^*$ attendue pour le modèle standard, et forme des distributions pour chaque état d’hélicité du boson W : $F_0 \propto (1 - \cos^2 \theta^*)$; $F_L \propto (1 - \cos \theta^*)^2$; $F_R \propto (1 + \cos \theta^*)^2$.

si seules les masses du quark top et du boson W sont prises en compte. Cette relation est utile pour appréhender rapidement l’effet d’une erreur systématique sur la mesure de $\cos \theta^*$. L’analyse de la distribution du $\cos \theta^*$ s’appuie sur l’observable la plus directe de la polarisation du boson W .

Ces différentes méthodes ont été mises en œuvre au Tevatron [94] pour extraire les fractions F_0 et F_R (F_L s’en déduit à partir de $F_0 + F_L + F_R = 1$). Pour l’expérience D0, les mesures et leurs incertitudes statistiques et systématiques ont pour valeurs [109] :

$$\begin{aligned}
 F_0 &= 0.490 \pm 0.106 \text{ (stat.)} \pm 0.085 \text{ (sys.)}; \\
 F_R &= 0.110 \pm 0.059 \text{ (stat.)} \pm 0.052 \text{ (sys.)}.
 \end{aligned}
 \tag{10.14}$$

Quant à l’expérience CDF, une combinaison de différentes analyses [110, 111] aboutit au résultat (dominé par l’incertitude statistique) [112] :

$$F_0 = 0.66 \pm 0.16 \quad \text{et} \quad F_R = -0.03 \pm 0.07
 \tag{10.15}$$

Ces mesures se retrouvent sur la figure 10.11.

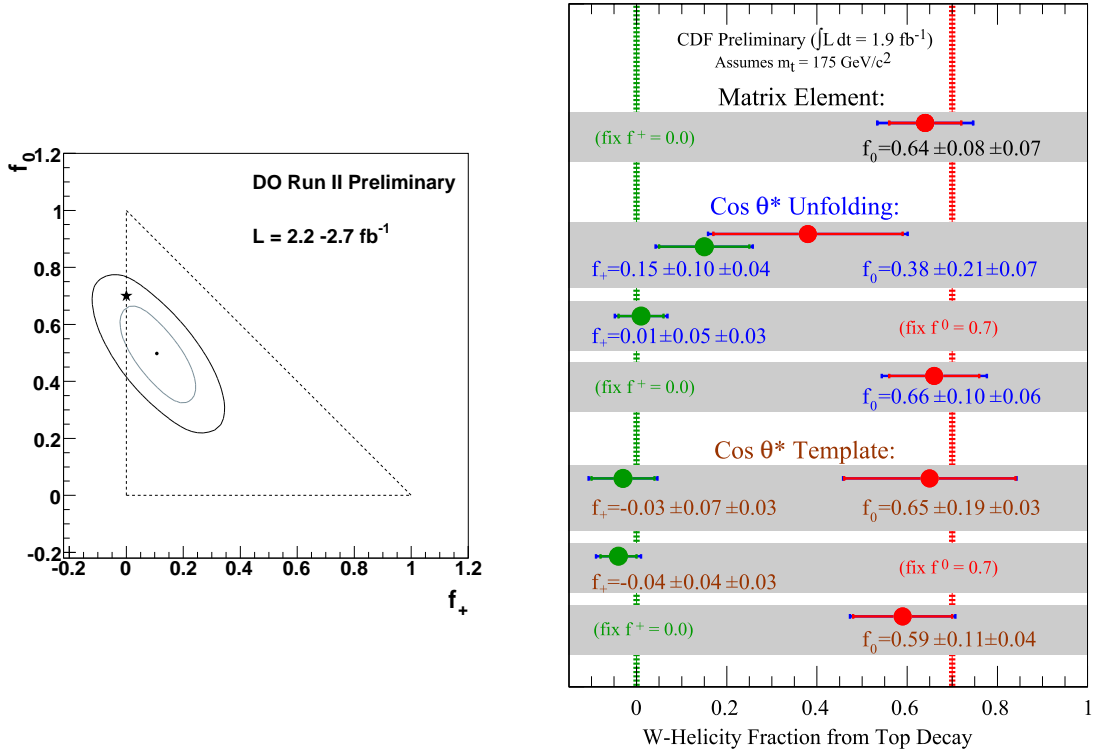


FIG. 10.11 – Mesure des fractions F_0 et F_R au Tevatron (notées respectivement f_0 et f_+). **Gauche** : résultats de l'expérience D0 [109], et ses niveaux de confiance à 68 et 95 %. L'étoile désigne les valeurs attendues pour le modèle standard et le triangle représente la région physiquement permise par $F_0 + F_R + F_L = 1$. **Droite** : résultats de différentes analyses [113, 110, 111] réalisées pour l'expérience CDF.

L'objectif de cette dernière partie est de déterminer la précision qui sera obtenue au LHC sur la mesure des fractions d'hélicité des bosons W dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques. Cette étude est présentée sur deux chapitres, pour 1 fb^{-1} de données collectées avec l'expérience ATLAS (soit quelques mois de fonctionnement du LHC à basse luminosité, $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Le chapitre 11 présente la préparation de l'analyse qui comprend la simulation, la sélection et la reconstruction des événements. L'extraction des fractions d'hélicité et de leurs incertitudes est détaillée au chapitre 12.

11

Préparation de l'analyse : simulation, sélection et reconstruction des événements

L'OBJECTIF DE CE CHAPITRE est de présenter les étapes préliminaires à l'analyse de la polarisation des bosons W dans la décroissance du quark top. En l'absence de données provenant de collisions au LHC, celles-ci sont simulées. Ces événements sont ensuite sélectionnés et reconstruits de manière identique à ceux qui seront produits au LHC. L'extraction des fractions d'hélicité du boson W et les résultats de cette étude sont donnés au chapitre 12.

11.1 Cadre de l'analyse

11.1.1 Définition de l'observable

L'observable directe de la polarisation d'un boson W est la distribution angulaire de ses produits de désintégration. Puisqu'il est nécessaire de connaître l'isospin faible de la particule utilisée pour analyser son spin, l'utilisation pour cela d'un lepton est le meilleur choix. En effet, dans les décroissances hadroniques du boson W , il n'est pas possible de distinguer expérimentalement les jets issus de quarks de type up de ceux provenant de quarks de type $down$ ¹.

L'observable choisie pour cette étude est donc le cosinus $\cos\theta^*$ présenté à la section 10.3.3. Son extraction nécessite la reconstruction complète de la

¹La production d'un quark top est impossible cinétiquement, et celle d'un quark b supprimée par le mécanisme CKM. L'identification du type de quark à l'origine d'un jet léger est très difficile pour l'expérience ATLAS.

Sommaire

11.1 Cadre de l'analyse	179
11.1.1 Définition de l'observable	179
11.1.2 Définition du signal	181
11.1.3 Définition des bruits de fond	181
11.1.4 Objectif de l'analyse	183
11.2 Simulation des événements	183
11.2.1 Génération des événements	183
<i>Génération du processus partonique</i>	<i>183</i>
<i>Des partons à la collision</i>	<i>184</i>
11.2.2 Simulation du détecteur	185
11.3 Sélection et reconstruction des événements	187
11.3.1 Définition des objets utilisés	187
<i>Électrons</i>	<i>187</i>
<i>Muons</i>	<i>187</i>
<i>Jets</i>	<i>187</i>
<i>Énergie manquante transverse</i>	<i>188</i>
11.3.2 Sélection des événements	188
<i>Sélection en ligne : déclenchement</i>	<i>188</i>
<i>Sélection hors ligne : définition des sélections utilisées</i>	<i>189</i>
<i>Efficacités des sélections d'événements</i>	<i>190</i>
11.3.3 Reconstruction des événements	195
<i>Reconstruction du boson W leptonique</i>	<i>195</i>
<i>Reconstruction du boson W hadronique et des quarks top</i>	<i>196</i>
11.4 Mesure de l'observable $\cos\theta^*$	197

décroissance du quark top, $t \rightarrow W^+ b \rightarrow l^+ \nu b$, puisqu'il est défini par l'angle entre l'impulsion du lepton chargé, mesurée dans le référentiel du boson W , et l'impulsion du boson W , mesurée dans le référentiel du quark top.

Comme précisé à la section 10.3.3, la mesure de la masse invariante du système {quark b , lepton chargé} permet également d'accéder à la polarisation des bosons W . L'intérêt est qu'elle ne nécessite pas la reconstruction complète de l'événement. Cependant, la valeur de $\cos\theta^*$ reconstruite à partir de l'équation 10.13 est particulièrement sensible aux incertitudes sur l'échelle d'énergie des jets (mesure de M_{lb}) et sur la masse du quark top (utilisée dans la formule 10.13). Au contraire, ces deux contributions s'annulent en première considération pour la mesure directe de $\cos\theta^*$ [90] ⁽²⁾.

²Car M_{lb}^2 et $m_t^2 - m_W^2$ sont dans ce cas tous deux mesurés simultanément et dépendent ainsi à priori linéairement de l'énergie du jet b .

11.1.2 Définition du signal

Les événements les plus pertinents pour l'étude de la distribution du cosinus $\cos\theta^*$ sont les événements contenant une paire de quarks top à décroissance semi-leptonique, pour lesquels le lepton chargé est soit un électron soit un muon. En effet, ces événements :

- contiennent un lepton chargé, nécessaire à la mesure de $\cos\theta^*$. Celui-ci servira également au déclenchement et au rejet des événements multi-jets.
- ont un rapport d'embranchement supérieur à ceux des événements paire de quarks top dileptonique, et une section efficace supérieure à celle de la production de top célibataire.
- peuvent être reconstruits complètement, car il ne contiennent qu'un seul neutrino, contrairement aux événements paire de quarks top dileptonique.
- Ne contiennent pas de leptons τ . Les leptons τ se désintègrent par l'émission d'un boson W^* virtuel et d'un neutrino, ce qui complique la reconstruction (et la sélection si ce boson W^* décroît hadroniquement).

Le signal choisi pour cette analyse est donc le processus $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow l\nu bqq'b$ avec $l = e$ ou μ . Sa topologie minimale est donnée sur la figure 11.1 (les corrections radiatives de la chromodynamique quantique peuvent induire un nombre de jets supérieur). Les événements correspondants sont caractérisés par un lepton chargé (électron ou muon), de l'énergie manquante transverse et au moins quatre jets, dont au minimum deux jets b . En raison de la masse importante du quark top, ses produits de décroissance ont une énergie importante.

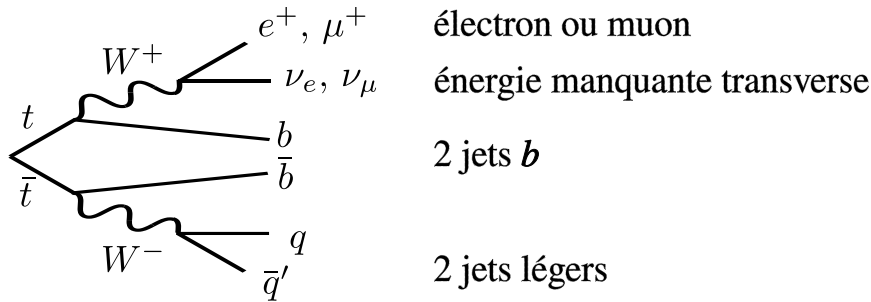


FIG. 11.1 – Topologie d'un processus de signal.

11.1.3 Définition des bruits de fond

Les bruits de fond sont tous les événements dont l'état final présente une topologie semblable à celle du signal donnée ci-dessus. Ils regroupent tous les phénomènes de production de quarks top, et plus généralement l'ensemble des processus de production de bosons W .

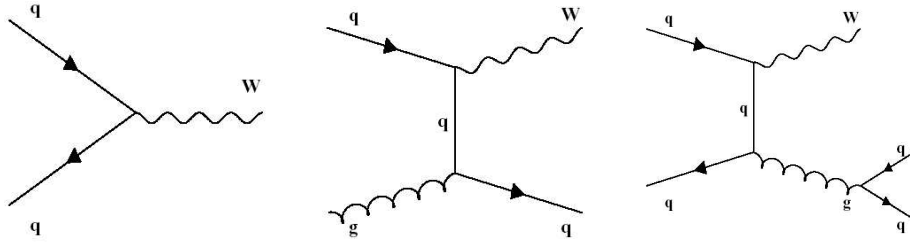


FIG. 11.2 – Exemples de processus de production d’un boson W , associée à zéro, un ou deux jets.

Les fonds de production de quarks top sont tous les processus de production par paires décrits à la section 10.1.2 (à l’exception des événements de signal), auxquels il faut ajouter la production de quarks top célibataires dans ses trois modes de production donnés sur la figure 10.3. Les leptons τ créés dans les décroissances semi-leptoniques des paires de quarks top seront traités séparément. En effet, leur désintégration, $\tau \rightarrow W^* \nu_\tau$, conduit à des topologies variées et complexes suivant que le boson W^* décroît hadroniquement ou leptoniquement. Sauf mention contraire, les événements dileptoniques désigneront ici uniquement ceux dont les leptons sont de type électron ou muon.

Les processus de production d’un boson W sans quark top ont une topologie moins semblable au signal, mais leurs sections efficaces sont en générale plus importantes. Pour cette étude, seule a été prise en compte la production associée d’un boson W et de jets. On distinguera les processus contenant une paire $b\bar{b}$, qui sont plus proches de la topologie étudiée et seront appelés $Wb\bar{b} + jets$, de ceux ne contenant que des jets légers, tels les processus de la figure 11.2, qui seront dénommés $W + jets$. La production de deux bosons vecteurs, WW ou WZ , n’a pas été prise en compte. Ces deux processus ont des sections efficaces faibles, estimées respectivement à 24.5 et 7.8 pb [31], et leur contribution à cette analyse est négligeable [90].

Les événements multijets peuvent également constituer un bruit de fond pour cette analyse, si un des jets au moins est identifié comme un électron, ou produit un muon. La prédiction de ce fond souffre de larges incertitudes (aussi bien sur le processus lui-même que sur le taux de mauvaise identification). Il devra être mesuré directement au LHC sur les données. Des études précédentes semblent cependant indiquer que ce fond est fortement réductible pour l’étude proposée [90]. Il n’a donc pas été pris en compte dans cette analyse.

11.1.4 Objectif de l'analyse

L'objectif de cette analyse est de déterminer la précision accessible à l'expérience ATLAS pour la mesure des fractions d'hélicité des bosons W dans la décroissance des quarks top,

- par la mesure directe du cosinus $\cos\theta^*$ défini à la section 10.3.3,
- pour les événements paires de quarks top dans le canal semi-leptonique, lorsque le lepton est de type électron ou muon,
- à partir de données simulées, à l'énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de 14 TeV,
- et pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} (soit quelques mois de fonctionnement du LHC à la luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

11.2 Simulation des événements

Les données utilisées pour cette étude sont celles produites dans le cadre de la validation du système informatique d'ATLAS (*Computing System Commissioning* - CSC). Elles ont été simulées au travers de l'architecture logicielle d'ATLAS nommée ATHENA. Le détail sur ces données se trouve dans la note [31] d'où sont extraites notamment les valeurs des sections efficaces citées ci-dessous.

11.2.1 Génération des événements

Génération du processus partonique

Différents programmes de génération ont été utilisés pour la simulation des processus partoniques. Tous reposent sur des méthodes Monte-Carlo (MC) qui permettent, par tirages aléatoires dans l'espace des phases, d'intégrer les éléments de la matrice d'interaction d'un processus. Ces derniers sont calculés en théorie des champs perturbative. Certains générateurs utilisent des éléments de matrices évalués à l'ordre dominant (LO) du calcul perturbatif, d'autres à l'ordre suivant (NLO). Les sections efficaces estimées à l'aide de générateurs limités à l'ordre dominant sont pondérés par un nombre appelé facteur K (rapport des calculs NLO et LO). Pour tous ces générateurs, la masse du quark top a été fixée à 175 GeV.

Génération des paires $t\bar{t}$ Les événements $t\bar{t}$ ont été générés à l'aide du générateur MC@NLO [114] (version 3.1) qui est un générateur NLO. Deux échantillons de données ont été produits, un pour les événements $t\bar{t}$ leptoniques et semi-leptoniques, et un pour les événements $t\bar{t}$ tout hadroniques. Bien que les corrélations de spins entre les quarks top ne soient pas modélisées par le programme MC@NLO, celui-ci décrit correctement la polarisation des bosons W . Ce générateur est donc adapté à l'étude proposée. Pour tenir

compte de la contribution négative de certains diagrammes du calcul perturbatif, un poids égal à -1 est attribué aux événements correspondant (les nombres d'événements donnés ci-dessous en tiennent compte).

Génération des quarks top célibataire Les événements top célibataire ont été produits par le générateur AcerMC [115] (versions 3.1-3.4), sous la forme d'un échantillon de données par canal de production. Les canaux Wt et s ont été générés à l'ordre LO. Les contributions NLO à l'arbre (sans boucle) ont été prises en compte pour le canal t (principalement la division d'un gluon en une paire $b\bar{b}$). La décroissance leptonique (de type e , μ ou τ) est forcée pour les canaux s et t . Les événements Wt , qui contiennent un boson W en plus du quark top, sont forcés dans leur mode de décroissance semi-leptonique.

Génération des bosons W Les fonds $W + jets$ et $Wbb + jets$ ont été produits par le générateur ALPGEN [116] (versions 2.05-2.13), qui est un générateur LO. Les bosons W ont été forcés de décroître leptoniquement (type e , μ ou τ). Lors de la génération, une coupure sur l'impulsion transverse des partons ($p_T > 20$ GeV) et sur la séparation angulaire entre deux partons ($\Delta R > 0.3$) a été appliquée (les sections efficaces données ci-dessous sont celles des processus subsistant après cette coupure). Deux séries d'échantillons ont été produites. La première, pour les événements $W + jets$, concerne la production d'un boson W et de n partons ($n = 0, 1, 2, 3, 4, \geq 5$). La seconde, pour les événements $Wbb + jets$, comprend la production d'un boson W , d'une paire $b\bar{b}$ et de n partons ($n = 0, 1, 2, 3$).

Des partons à la collision

Le passage d'un processus partonique aux observables d'une collision proton-proton nécessite trois ingrédients : les fonctions de distribution partoniques (PDF) ; la description de la fragmentation et de l'hadronisation des partons de l'état final ; et la modélisation de l'événement sous-jacent.

Les jeux de PDF utilisés sont ceux de la collaboration CTEQ [21] : CTEQ6L pour les processus générés à l'ordre dominant et CTEQ6M pour ceux générés à l'ordre suivant. La fragmentation et l'hadronisation des événements $t\bar{t}$ et boson W ont été réalisées à l'aide du programme HERWIG [117] (versions 6.508-6.510). Pour ceux-ci, l'événement sous-jacent a été modélisé par le programme Jimmy [118] (versions 4.2 et 4.31). Les événements top célibataire ont été traités avec le programme PYTHIA [119] (versions 6.623-6.411), qui décrit à la fois la fragmentation, l'hadronisation et l'événement sous-jacent. Ces différentes informations sont rassemblées dans les tableaux 11.1.

11.2.2 Simulation du détecteur

Deux outils sont disponibles pour simuler le détecteur ATLAS : une simulation détaillée [120], basée sur le programme GEANT 4 [55] ; et une simulation rapide, nommée ATLFAST [121].

La simulation détaillée modélise précisément l'ensemble des sous-détecteurs d'ATLAS, et décrit une grande variété de processus d'interaction entre les particules de haute énergie et la matière. Des comparaisons ont été effectuées avec les données issues des tests en faisceau réalisés sur des portions de détecteur. Les prédictions de la simulation complète sont généralement valides au niveau du pour-cent [122]. Cette méthode de simulation a été utilisée pour les événements $t\bar{t}$, top célibataire et $Wbb + jets$.

La simulation par le programme GEANT 4 du détecteur ATLAS est cependant très gourmande en temps de calcul. La simulation rapide ATLFAST a ainsi été utilisée pour les événements produits en grand nombre, comme les fonds $W + jets$. Celle-ci repose sur la dégradation, par fluctuations gaussiennes, des quadri-vecteurs des électrons, photons et muons. L'énergie déposée dans les calorimètres et ensuite également dégradée, et l'énergie manquante transverse recalculée.

L'étiquetage des jets b dans les événements traités par la simulation rapide du détecteur n'a cependant pas été modélisé par ATLFAST. La méthode des fonctions de taux d'étiquetage (*Tagging rate function* - TRF) [123] lui a

Processus	Génération	Hadronisation	Simulation	σ (pb)	N_{events}	\mathcal{L} (fb ⁻¹)
Production de paires $t\bar{t}$						
dileptoniques et semi-leptoniques	MC@NLO	HERWIG	GEANT	450	387 856	0.86
tout hadroniques	MC@NLO	HERWIG	GEANT	380	71 350	0.19
Production de quarks top célibataires						
Canal s (facteur K : 1.14)	AcerMC	PYTHIA	GEANT	3.5	48 300	14
Canal t (facteur K : 0.98)	AcerMC	PYTHIA	GEANT	79.7	41 430	0.52
Canal Wt (facteur K : 1.5)	AcerMC	PYTHIA	GEANT	29.1	48 350	1.7
Production de bosons W						
$W + jets$	ALPGEN	HERWIG	ATLFAST	Voir tableau 11.2		
$Wbb + jets$	ALPGEN	HERWIG	GEANT	Voir tableau 11.2		

TAB. 11.1 – Liste des échantillons de données simulés. Pour chacun, sont indiqués les programmes utilisés pour la génération, la fragmentation et l'hadronisation, et la simulation du détecteur. Sont également précisés la section efficace du processus (σ , la valeur indiquée tient compte des rapport d'embranchement et facteur K du processus) ; le nombre d'événements généré (N_{events}) ; et la luminosité intégrée correspondante (\mathcal{L}).

Simulation, sélection et reconstruction des événements

Nombre de jets	0	1	2	3	4	≥ 5
W + jets (facteur K : 1.15)						
<i>W</i> → $e\nu_e$						
σ (pb)	15 400	3 000	950	275	77.5	27.6
N_{events}	950 000	290 000	475 000	75 000	15 000	-
\mathcal{L} (fb ⁻¹)	0.061	0.096	0.50	0.27	0.19	-
<i>W</i> → $\mu\nu_\mu$						
σ (pb)	15 400	2 980	950	271	78.5	27.9
N_{events}	815 000	600 000	135 000	30 000	50 000	15 000
\mathcal{L} (fb ⁻¹)	0.063	0.19	0.14	0.11	0.63	0.54
<i>W</i> → $\tau\nu_\tau$						
σ (pb)	15 400	3 010	952	275	77.9	28.1
N_{events}	-	890 000	370 000	60 000	-	15 000
\mathcal{L} (fb ⁻¹)	-	0.30	0.39	0.22	-	0.53
Wbb + jets (facteur K : 2.57)						
σ (pb)	16.1	17.9	10.1	6.12		
N_{events}	6 250	7 200	4 000	3 000		
\mathcal{L} (fb ⁻¹)	0.39	0.40	0.40	0.49		

TAB. 11.2 – Échantillons simulés pour les fonds *W + jets* et *Wbb + jets*. Sont précisés leurs sections efficaces (σ , la valeur indiquée tient compte des rapport d'embranchement et facteur K du processus), nombres d'événements générés (N_{events}), et luminosités intégrées correspondantes (\mathcal{L}). Un signe “-” dans une colonne signifie que l'échantillon correspondant n'a pas été utilisé pour des raisons techniques.

été préférée. Celle-ci attribue un poids à chaque événement en fonction de sa probabilité d'avoir, par exemple, un ou deux jets étiquetés *b*. Cette probabilité est calculée à partir de l'efficacité d'étiquetage par jet, qui est paramétrisée, en fonction de la saveur du parton initial, par l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité du jet. Le ou les jets étiquetés sont choisis aléatoirement. Cette méthode de pondération permet de conserver l'ensemble des événements générés, et de réduire ainsi les fluctuations statistiques. Elle est particulièrement adaptée à l'étude du fond *W + jets*, car celui-ci ne contient pas de parton *b* et possède une grande section efficace de production. Comme le taux de mauvais étiquetage est faible, la pondération des événements évite de perdre une statistique importante.

La liste des échantillons de données simulés, avec les différents programmes utilisés et le nombre d'événements générés, est donnée par le tableau 11.1. Les échantillons des fonds boson *W* sont détaillés sur le tableau 11.2. On notera que les luminosités intégrées des différents échantillons sont différentes. Chacun sera normalisé à la valeur de 1 fb⁻¹.

11.3 Sélection et reconstruction des événements

Une fois les échantillons d'événements générés, ceux-ci sont pondérés pour correspondre au nombre d'événements attendus à la luminosité intégrée de 1 fb^{-1} à partir des sections efficaces données dans les tableaux 11.1 et 11.2. Ces données simulées sont ensuite traitées de manière identique à celles qui seront collectées auprès du collisionneur LHC.

11.3.1 Définition des objets utilisés

Les objets utilisés dans cette analyse sont ceux définis de manière standard par la collaboration ATLAS. Plus de détails peuvent être trouvés dans la note [31], où sont définis les différents algorithmes cités ci-dessous.

Électrons

Les électrons sont reconstruits à partir des amas de cellules du calorimètre électromagnétique, auxquelles sont associées les informations du trajectographe interne. Différentes coupures sont appliquées, profitant de la grande granularité du calorimètre électromagnétique, pour rejeter les jets hadroniques ou la décroissance de pions neutres, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Un nombre minimal d'impacts (*hits*) dans le détecteur interne est également requis. Cette sélection correspond au jeu de coupures *Medium* de l'algorithme *isEM*.

Il est également tenu compte de la zone mal instrumentée du calorimètre électromagnétique, entre les calorimètres tonneau et bouchon, décrite à la section 5.1.4. Les électrons reconstruits dans la région $1.37 < |\eta| < 1.52$ sont rejetés.

Muons

Les muons sont reconstruits à partir de la meilleure combinaison des informations issues du trajectographe interne et du spectromètre à muons. Cette reconstruction est réalisée par l'algorithme *Staco*. Celui-ci effectue une combinaison statistique des traces mesurées dans chacun des trajectographes. La meilleure combinaison est déterminée par une méthode de χ^2 .

Jets

La reconstruction des jets utilise l'ensemble du système calorimétrique (électromagnétique et hadronique). Les cellules de tous les calorimètres sont projetées sur une grille dans l'espace $\eta \times \phi$ de granularité 0.1×0.1 , pour former des tours de calorimètre. Les jets sont ensuite reconstruits par un algorithme de cône : ces tours sont traitées par impulsion transverse décroissante et associées lorsqu'elles se trouvent dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta^2 \eta + \Delta^2 \phi} = 0.4$. Chaque association est calculée par une méthode itérative jusqu'à ce que le

cône défini soit stable, et les tours de calorimètre qui le composent sont alors retirées de la liste des tours à traiter. Un même objet peut être reconstruit comme un électron ou un jet. Dans ce cas, l'électron est prioritaire : les jets qui coïncident dans un rayon $\Delta R = 0.2$ avec un électron (tel que défini ci-dessus) sont retirés de la reconstruction.

L'étiquetage des jets b est réalisé en déterminant la probabilité qu'il contienne un vertex secondaire. Pour cela les algorithmes *IP3D* (paramètre d'impact tridimensionnel) et *SV1* (vertex secondaire) sont utilisés. Les événements traités par la simulation rapide du détecteur sont étiquetés par les fonctions de taux d'étiquetage présentées ci-dessus.

Énergie manquante transverse

La calcul de l'énergie manquante transverse est déterminé par la somme (vectorielle) des impulsions transverses mesurées à partir des calorimètres et du spectromètre à muon. Les objets calorimétriques sont tout d'abord identifiés (électrons, photons, jets), puis la contribution des cellules restantes est ajoutée. L'impulsion des muons est prise en compte et mesurée à la sortie des calorimètres grâce au spectromètre à muons, sans utiliser le trajectographe interne. Ainsi l'énergie perdue par les muons dans les calorimètres n'est pas comptée deux fois. Une correction est également appliquée pour tenir compte des pertes d'énergie dans les cryostats.

11.3.2 Sélection des événements

Les événements obtenus doivent être sélectionnés en vue d'éliminer les bruits de fond, et de disposer de lots de données d'une bonne pureté en événements de type signal. Comme précisé à la section 11.1.2, le signal est constitué d'objets de haute énergie : un lepton chargé, de l'énergie manquante transverse et d'au moins quatre jets dont au moins deux issus de quarks b . Le nombre de jets peut être plus important que celui attendu pour des désintégrations à l'ordre dominant à cause des corrections radiatives de la chromodynamique quantique.

Sélection en ligne : déclenchement

Pour être analysé, un événement doit d'abord avoir été sélectionné au milieu de l'important bruit de fond constitué par les événements de biais minimum. La première étape de la sélection est donc effectuée par le système de déclenchement. Pour la topologie du signal considéré, le déclenchement le plus pertinent est effectué sur le lepton chargé. Trois chaînes de déclenchement ont été utilisées, basées sur la présence minimale, en sortie du filtre d'événement, de :

- un électron de $p_T > 60$ GeV, ou un électron isolé de $p_T > 25$ GeV,
- ou un muon isolé de $p_T > 20$ GeV.

11.3 Sélection et reconstruction des événements

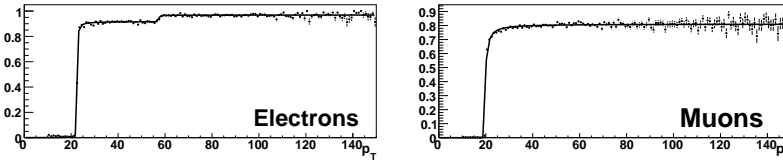


FIG. 11.3 – Efficacités de déclenchement en fonction de l’impulsion transverse, pour les électrons (EF_e25i OU EF_e60) et les muons (EF_mu20i) dans la région centrale ($|\eta| < 1.4$).

Ces chaînes de déclenchement sont appelées respectivement EF_e60, EF_e25i et EF_mu20i [31]. Un lepton est isolé lorsque l’énergie transverse additionnelle, déposée dans les calorimètres et dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ autour de lui, est inférieure à 6 GeV. Ce critère permet de réduire le taux de faux leptons, qui sont en réalité des jets.

Le déclenchement est décrit par la simulation complète du détecteur. Cette information n’est cependant pas disponible pour les échantillons de données traités par le programme de simulation rapide ATLFast. Pour ceux-ci, l’effet du déclenchement a été modélisé par une pondération affectée à chaque événement, et paramétrée par l’impulsion transverse et la pseudo-rapidité de ses leptons chargés. Les efficacités de sélection et la modélisation utilisée avec la simulation rapide sont visibles sur la figure 11.3.

Sélection hors ligne : définition des sélections utilisées

Une sélection plus élaborée est opérée hors ligne après la reconstruction complète des objets. Puisque les événements de signal contiennent deux partons b dans l’état final, il est notamment intéressant d’utiliser l’étiquetage des jets b . Cependant, des outils élaborés comme celui-ci devront être validés sur les premières données du LHC avant de pouvoir être utilisés. Trois types de sélections ont donc été mise en œuvre : une sélection “ 0 - b tag”, qui n’utilise pas l’étiquetage des jets b ; une sélection “ 1 - b tag” requérant au moins un jet étiqueté b ; et une sélection “ 2 - b tag” nécessitant l’étiquetage minimum de deux jets b .

Ces trois sélections reposent uniquement sur un ensemble de coupures cinématiques, dont la plupart sont communes :

- Tout d’abord, il est demandé que l’ensemble des objets mesurés appartiennent à la région de précision du détecteur ATLAS : $|\eta| < 2.5$. Cette région correspond à la couverture du détecteur interne et aux fines granularités du calorimètre électromagnétique (voir section 5.1.4).
- La présence d’un seul lepton chargé est requise. Celui-ci doit être isolé et avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV pour un électron ou 20 GeV pour un muon.

Simulation, sélection et reconstruction des événements

Sélection	<i>0-btag</i>	<i>1-btag</i>	<i>2-btag</i>
Lepton	$N = 1$, isolé, et $ \eta < 2.5$ $p_T > 25$ GeV (e) ou $p_T > 20$ GeV (μ)		
Énergie transverse manquante	$\cancel{E}_T > 20$ GeV		
Jets	$N \geq 4$ et $ \eta < 2.5$ $p_T > 40$ GeV $p_T > 40$ GeV $p_T > 30$ GeV		
Nombre de jets b	-	≥ 1	≥ 2

TAB. 11.3 – Coupures utilisées pour les trois sélections *0-btag*, *1-btag* et *2-btag*.

- Il est de plus demandé la présence d'énergie manquante transverse supérieure à 20 GeV.
- Enfin, l'évènement doit comporter au moins quatre jets. Les sélections *0-btag* et *1-btag* réclament que leurs impulsions transverses soient supérieures à 40 GeV. La sélection *2-btag* demande simplement que ces impulsions soient supérieures à 30 GeV. Les sélection *1-btag* et *2-btag* demande également l'étiquetage d'au moins un et deux jets respectivement comme jet b .

Ces différentes coupures sont résumées dans le tableau 11.3. Celles-ci sont typiques des sélections effectuées en vue de l'étude du quark top avec l'expérience ATLAS.

Efficacités des sélections d'événements

Les nombres d'événements sélectionnés par chacune des sélections pour les différents processus considérés sont donnés par le tableau 11.4. Ces nombres sont grands, ils reflètent les larges sections efficaces des processus étudiés. Le tableau donne également les efficacités de sélections des différents processus (rapport entre le nombre d'événements attendu et le nombre d'événements sélectionné). Les sélections sont adaptées à l'analyse : les efficacités de sélection sont plus grandes pour le signal que pour les bruits de fond.

Le tableau 11.4 permet d'évaluer la contribution des bruits de fond pour chacune des sélections. Les processus $t\bar{t}$ tout hadronique et $Wbb + jets$ sont largement dominés. Le processus $W + jets$ est le fond dominant de la sélection *0-btag*, mais il est fortement réduit par l'utilisation de l'étiquetage des jets b , pour les sélection *1-btag* et *2-btag*. Toutes sélections confondues, les fonds principaux sont, par ordre d'importance, la décroissance de paires $t\bar{t}$ en un lepton τ ($t\bar{t} \rightarrow \tau + X$); les processus top célibataire; les événements $t\bar{t}$ dileptoniques.

11.3 Sélection et reconstruction des événements

Processus	N	$0\text{-}btag$	$1\text{-}btag$	$2\text{-}btag$
Signal	240 000	23 991 (9.99)	18 213 (7.59)	14 033 (5.85)
$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ ($t\bar{t}$ semi-leptonique)	125 000	2 008 (1.61)	1 483 (1.19)	1 139 (0.91)
$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ ($t\bar{t}$ dileptonique)	50 000	1 337 (2.67)	1 047 (2.09)	912 (1.82)
$t\bar{t}$ dileptonique (lepton = e ou μ)	38 000	1 029 (2.72)	769 (2.02)	639 (1.68)
$t\bar{t}$ tout hadronique	380 000	341 (0.09)	197 (0.05)	129 (0.03)
top célibataire (Canaux s , t et Wt)	112 000	1 648 (1.47)	1 159 (1.03)	884 (0.79)
$Wbb + jets$	50 000	172 (0.34)	123 (0.25)	88 (0.18)
$W + jets$	52×10^6	4 584 ($\sim 10^{-2}$)	447 ($\sim 10^{-3}$)	81 ($\sim 10^{-4}$)

TAB. 11.4 – Nombres d'événements attendus (N) et nombres d'événements sélectionnés, pour les trois sélections ($0\text{-}btag$, $1\text{-}btag$, $2\text{-}btag$), et pour les différents processus de signal et de bruits de fond. Les efficacités de sélection correspondantes sont données entre parenthèses (en pour-cent).

La performance statistiques d'une sélection peut être évaluée à partir du nombre d'événements de signal, S , et de bruit de fond B , qui sont sélectionnés. On construit :

Le rapport signal sur bruit S/B , qui permet d'évaluer la pureté en signal d'un échantillon de données.

La sensibilité S/\sqrt{B} , qui compare le signal aux fluctuations statistiques du bruit de fond.

La précision $\sqrt{S+B}/S$, qui compare la fluctuation statistique des données au signal.

Une sélection est d'autant plus performante que S/B et S/\sqrt{B} sont grands, et que $\sqrt{S+B}/S$ est petit. Les valeurs de ces trois indicateurs, pour les différentes sélections utilisées, sont rassemblées dans le tableau 11.5.

Le rapport signal sur bruit est d'approximativement 2 à 4 : bien que la pureté de l'échantillon de données sélectionnées ne soit pas très élevée, celui-ci contient majoritairement des événements de type signal. La grande sensibilité des sélections utilisées (≈ 200) indique que le signal est protégé des fluctuations statistiques du bruit de fond. Cela signifie que si la description

	Nombre d'événements				
	Signal	Bruit	Rapport	Sensibilité	Précision
	S	B	S/B	S/\sqrt{B}	$\sqrt{S+B}/S$
$0\text{-}b\text{tag}$	23 291	11 130	2.16 ± 0.03	227 ± 2	0.00781 ± 0.00005
$1\text{-}b\text{tag}$	18 213	5 226	3.48 ± 0.07	252 ± 3	0.00841 ± 0.00005
$2\text{-}b\text{tag}$	14 033	3 872	3.62 ± 0.08	225 ± 3	0.00954 ± 0.00006

TAB. 11.5 – Performances des sélections $0\text{-}b\text{tag}$, $1\text{-}b\text{tag}$ et $2\text{-}b\text{tag}$: rapport signal sur bruit, sensibilité et précision. Les erreurs indiquées correspondent aux incertitudes statistiques.

des fonds est bien maîtrisée, par exemple par un étalonnage sur les données du LHC, ceux-ci pourraient être soustraits sans induire d'erreur importante. Enfin, la précision est de l'ordre de 10^{-2} : avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} le signal domine largement les fluctuations statistiques des données. Ces différents nombres reflètent la grande statistique disponible au LHC pour les événements $t\bar{t}$, et la possibilité de réaliser des mesures de précision. On notera pour finir que l'utilisation de l'étiquetage des jets b améliore les performances statistiques de la sélection, bien que le nombre d'événements signal sélectionnés soit plus faible.

L'effet individuel de chaque coupure peut être évalué en regardant les efficacités de sélection exclusives (application des coupures une à une) et inclusives (application séquentielle des coupures). Celles-ci sont rassemblées dans les tableaux 11.6, pour le signal, 11.7, pour les bruits de fond de production d'un boson W associé à des jets, et 11.8, pour les bruits de fond contenant un quark top.

De manière générale, les coupures qui éliminent le plus d'événements sont celles sur les jets et leur étiquetage b (particulièrement lorsque deux jets étiquetés sont demandés). Ces coupures sont principalement responsables de la diminution du nombre d'événements de type signal.

Elle sont néanmoins nécessaires. La coupure sur les jets légers permet de limiter les fonds $t\bar{t}$ dileptonique, $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ dileptonique, et top célibataire. Ce dernier est aussi réduit par la coupure sur un deuxième étiquetage b , car il ne contient qu'un seul quark top. Le fond $Wbb + jets$ est principalement supprimé par la coupure sur les jets légers et un second étiquetage b . Pour sa part, le fond $W + jets$ est fortement rejeté par toutes les coupures hadroniques (jets légers et jets b). Remarquons que l'augmentation de la coupure sur impulsion transverse de 30 GeV à 40 GeV est justifiée car elle augmente approximativement la pouvoir de rejet de ce fond d'un facteur 2.

La coupure sur le lepton chargé est la seule qui réduise (en proportion du signal) la contribution du fond $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ semi-leptonique, lorsque $\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$. En effet, deux neutrinos emportent une partie de l'énergie disponible

11.3 Sélection et reconstruction des événements

Signal : $t\bar{t}$ semi-leptonique, lepton = électron ou muon					
	e		μ		
Déclenchement	49.96	49.96	58.87	58.87	
Lepton chargé	47.98	43.01	68.9	54.01	
Énergie transverse manquante	91.03	38.31	91.52	48.62	
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	45.52	15.57	40.86	19.89	
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	26.58	8.71	22.97	11.2	
≥ 1 jet étiqueté b	60.95	6.58	61.3	8.54	
≥ 2 jets étiquetés b	22.28	5.10	22.75	6.55	

TAB. 11.6 – Efficacités exclusives (colonne de gauche) et inclusives (colonne de droite) des différentes coupures de l’analyse sur les événements de type signal. Les valeurs sont données en pour-cent. Pour les efficacités inclusives, l’ordre des coupures est celui de la lecture (l’étiquetage de deux jets b est demandé pour les jets de $p_T > 30$ GeV).

Bruit de fond $Wbb + jets$: production de bosons $W(\rightarrow e/\mu/\tau)$ et de saveurs lourdes (b)			
Déclenchement	29.75	29.74	
Lepton chargé	31.83	26.42	
Énergie transverse manquante	85.23	22.8	
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	9.37	1.81	
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	4.65	0.9	
≥ 1 jet étiqueté b	31.45	0.65	
≥ 2 jets étiquetés b	8.22	0.46	

Bruit de fond $W + jets$: production de bosons $W (W \rightarrow l\nu)$ et de jets légers						
Décroissance du boson W	e		μ		τ	
Déclenchement	29.37	29.37	40.74	40.74	4.18	4.18
Lepton chargé	29.31	26.27	51.09	40.3	4.72	3.8
Énergie transverse manquante	84.7	23.79	71.79	35.97	79.4	1.09
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	0.17	0.04	0.69	0.24	0.67	0.02
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	0.07	0.02	0.32	0.11	0.32	0.01
≥ 1 jet étiqueté b	0.61	1.37×10^{-3}	0.82	0.01	1.02	1.35×10^{-3}
≥ 2 jets étiquetés b	0.01	3.51×10^{-4}	0.02	1.65×10^{-3}	0.02	1.63×10^{-4}

TAB. 11.7 – Efficacités exclusives (colonne de gauche) et inclusives (colonne de droite) des différentes coupures de l’analyse sur la production associée de bosons W et de jets. Les valeurs sont données en pour-cent. Pour les efficacités inclusives, l’ordre des coupures est celui de la lecture (l’étiquetage de deux jets b est demandé pour les jets de $p_T > 30$ GeV).

et le lepton chargé mesuré a alors une énergie plus faible. Lorsque le lepton τ décroît hadroniquement, l’événement est fortement supprimé puisqu’il n’y a pas de lepton chargé dans l’état final. Le fond $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ semi-leptonique est donc dominé par les décroissances leptoniques du lepton τ .

Cette coupure sur le lepton chargé est aussi responsable de la diminution du nombre de paires $t\bar{t}$ dans le canal tout hadronique (avec la coupure sur

Bruit de fond : $t\bar{t}$ dileptonique						
leptons chargés	ee		$\mu\mu$		$e\mu$	
Déclenchement	75.21	75.21	82.4	82.4	73.45	73.45
Lepton chargé	49.12	45.39	43.03	35.43	50.34	40.89
Énergie transverse manquante	93.86	42.57	94.55	33.74	93.97	38.58
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	15.25	6.36	8.73	3.31	12.15	5.09
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	7.96	3.51	4.13	1.7	6.15	2.58
≥ 1 jet étiqueté b	58.47	2.6	59.85	1.24	59.09	1.95
≥ 2 jets étiquetés b	19.04	2.08	19.88	1.08	19.69	1.64
leptons chargés	$e\tau$		$\mu\tau$		$\tau\tau$	
Déclenchement	54.36	54.36	61.54	61.54	18.35	18.35
Lepton chargé	48.24	43.46	65.98	51.82	17.17	13.64
Énergie transverse manquante	94.33	40.78	94.43	48.75	94.48	13.08
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	17.54	5.87	14.39	6.84	21.02	1.91
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	8.63	2.87	6.71	3.31	10.87	1.03
≥ 1 jet étiqueté b	58.47	2.15	60.54	2.68	60.05	0.83
≥ 2 jets étiquetés b	19.59	1.87	20.03	2.39	20.24	0.62
Bruit de fond : $t\bar{t}$ semi-leptonique, lepton = τ						
Décroissance du lepton τ	$\tau \rightarrow e\nu_e$		$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu$		$\tau \rightarrow jets$	
Déclenchement	21.99	21.99	28.79	28.79	3.8	3.8
Lepton chargé	17.96	15.83	32.27	24.99	0.95	0.42
Énergie transverse manquante	93.04	14.55	93.1	22.91	92.13	0.4
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	42.51	6.11	41.17	9.69	53.67	0.15
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	23.8	3.52	22.87	5.49	31.45	0.07
≥ 1 jet étiqueté b	60.15	2.62	61.4	4.05	62.29	0.05
≥ 2 jets étiquetés b	21.93	1.83	23.15	3.33	23.02	0.03
Bruit de fond : $t\bar{t}$ hadronique						
Déclenchement	3.97	3.97				
Lepton chargé	0.76	0.38				
Énergie transverse manquante	42.62	0.2				
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	77.16	0.13				
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	55.3	0.09				
≥ 1 jet étiqueté b	62.89	0.05				
≥ 2 jets étiquetés b	25.42	0.03				
Bruit de fond : top célibataire						
Canal	s		t		Wt	
Déclenchement	32.95	32.95	36.46	36.46	41.15	41.15
Lepton chargé	34.69	28.93	38.86	32.56	43.95	36.95
Énergie transverse manquante	90.71	25.74	90.77	29.06	89.74	32.36
Jets hadroniques ($p_T > 30$ GeV)	4.39	0.82	10.71	2.42	19.82	5.08
Jets hadroniques ($p_T > 40$ GeV)	1.95	0.4	5.37	1.16	9.43	2.44
≥ 1 jet étiqueté b	50.24	0.31	43.7	0.82	42.83	1.7
≥ 2 jets étiquetés b	14.41	0.33	8.3	0.68	7.68	1.13

TAB. 11.8 – Efficacités exclusives (colonne de gauche) et inclusives (colonne de droite) des différentes coupures de l’analyse sur les fonds top. Les valeurs sont données en pour-cent. Pour les efficacités inclusives, l’ordre des coupures est celui de la lecture (l’étiquetage de deux jets b est demandé pour les jets de $p_T > 30$ GeV).

11.3 Sélection et reconstruction des événements

l'énergie manquante transverse). Elle contribue également, car un seul lepton est requis, à une baisse de la contribution du processus $t\bar{t}$ dileptonique. En effet, celui-ci possède deux leptons chargés dans son état final, c'est d'ailleurs la cause de sa grande efficacité de déclenchement. La coupure sur l'énergie manquante transverse est peu sélective pour les processus considérés, elle a pour principal objectif la suppression des fond multijets.

Les sélections *0-btag*, *1-btag* et *2-btag* sont adaptées à l'étude proposée. Leurs performances statistiques montrent que les échantillons de données sélectionnés pour une luminosité de 1 fb^{-1} permettent de réaliser des mesures de précision. À l'issue de la sélection, les principaux bruits de fond sont les processus :

- $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ dileptonique, lorsque le lepton τ décroît hadroniquement ;
- $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ semi-leptonique, lorsque le lepton τ décroît leptoniquement ;
- top célibataire, à décroissance leptonique ;
- $t\bar{t}$ dileptonique, lorsque le lepton est un électron ou un muon ; et
- $W + jets$ (pour la sélection sans étiquetage b uniquement).

11.3.3 Reconstruction des événements

Le calcul de $\cos \theta^*$ nécessite la connaissance du quadri-vecteur du quark top leptonique et du boson W leptonique, en plus de celui du lepton chargé qui est mesuré. À cause de la présence du neutrino, leur estimation requiert la reconstruction complète de l'événement, c'est-à-dire des quadri-vecteurs de toute la chaîne de désintégration de la paire $t\bar{t}$. Ils sont calculés à partir des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Reconstruction du boson W leptonique

La reconstruction de la décroissance $W \rightarrow l\nu$ utilise les quadri-vecteurs du lepton chargé et du neutrino. Pour le neutrino, la seule information disponible est l'énergie manquante dans le bilan d'impulsion réalisé dans le plan transverse. En faisant l'hypothèse que le neutrino est la seule cause à l'énergie manquante, on peut lui assigner le vecteur manquant \vec{E}_T . Cette hypothèse est cependant une approximation : d'autres neutrinos de plus basse énergie peuvent être présents dans l'événement, notamment par des décroissances leptoniques de hadrons beaux [31].

Il reste cependant à déterminer l'impulsion k_z du neutrino le long de l'axe du faisceau. Celle-ci peut être contrainte par la masse du boson W , qui est supposée connue. En effet, en notant $(E, \vec{p}) = (E, \vec{p}_T, p_z)$ le quadri-vecteur du lepton chargé et en négligeant sa masse, celle du boson W s'écrit :

$$m_W^2 = (l + \nu)^2 = 2E\sqrt{\vec{E}_T^2 + k_z^2} - 2\vec{p}_T \cdot \vec{E}_T - 2p_z k_z. \quad (11.1)$$

L'impulsion k_z est donc solution de l'équation quadratique :

$$(E^2 - p_z^2) k_z^2 - 2 \left(\frac{m_W^2}{2} + \vec{p}_T \cdot \vec{\cancel{E}}_T \right) p_z k_z + E^2 \cancel{E}_T^2 - \left(\frac{m_W^2}{2} + \vec{p}_T \cdot \vec{\cancel{E}}_T \right)^2 = 0 \quad (11.2)$$

qui est obtenue après quelques calculs sans difficulté.

Cette équation possède en général deux solutions. Dans ce cas la plus petite (en valeur absolue) est choisie. Elle donne un boson W plus central, ce qui est correcte dans environ 65 % des cas. Il est également possible qu'il n'y ait aucune solution si l'énergie manquante transverse \cancel{E}_T fluctue de manière à ce que la masse invariante du neutrino et du lepton chargé soit supérieure à celle du boson W . Ce cas de figure survient pour environ un tiers des événements. Pour ceux-ci, l'impulsion k_z est forcée à la solution la plus proche, c'est-à-dire à la valeur qui minimise le membre de gauche de l'équation 11.2.

Cette procédure permet donc d'évaluer le quadri-vecteur du boson W , donné par la somme de celui de lepton chargé (E, \vec{p}_T, p_z) et de celui du neutrino $(\sqrt{\cancel{E}_T^2 + k_z^2}, \vec{\cancel{E}}_T, k_z)$.

Reconstruction du boson W hadronique et des quarks top

Les trois quadri-vecteurs qu'il reste à reconstruire sont ceux du boson W hadronique, du quark top leptonique et du quark top hadronique. Une fois le boson W leptonique reconstruit, les objets de l'état final encore inutilisés sont les jets, qui sont tous supposés mesurés et sélectionnés.

La principale difficulté consiste donc à associer les bons jets à chaque particule. Cette association est réalisée en recherchant la combinaison qui donne les masses du boson W et des quarks top les plus proches de celles attendues : 80.4 GeV pour le boson W et 175 GeV pour les quarks top (valeur utilisée par les générateurs).

Tous les arrangements $\{j_a, j_b, j_c, j_d\}$ de quatre jets, pris parmi l'ensemble des jets mesurés, sont considérés. Ceux-ci sont associés aux particules comme suit : $W_{had} = j_a + j_b$ pour le boson W leptonique ; $t_{had} = W_{had} + j_c = j_a + j_b + j_c$ pour le quark top hadronique ; et $t_{lep} = W_{lep} + j_d$ pour le quark top leptonique. L'information d'étiquetage b , n'est pas utilisée ici : la méthode de reconstruction est ainsi identique pour les trois sélections 0 - $btag$, 1 - $btag$ et 2 - $btag$.

Le meilleur arrangement est celui qui minimise le χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_a, j_b} - m_{W_{had}})^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{j_a, j_b, j_c} - m_{top_{had}})^2}{\sigma_t^2} + \frac{(m_{W_{lep}, j_d} - m_{top_{lep}})^2}{\sigma_t^2}, \quad (11.3)$$

avec $m_{a,b,\dots}$ la masse invariante d'un système de particules $\{a, b, \dots\}$, $m_{W_{had}} = 80.4$ GeV la masse du boson W et $m_{top_{lep}} = m_{top_{had}} = 175$ GeV celle du quark

11.4 Mesure de l'observable $\cos\theta^*$

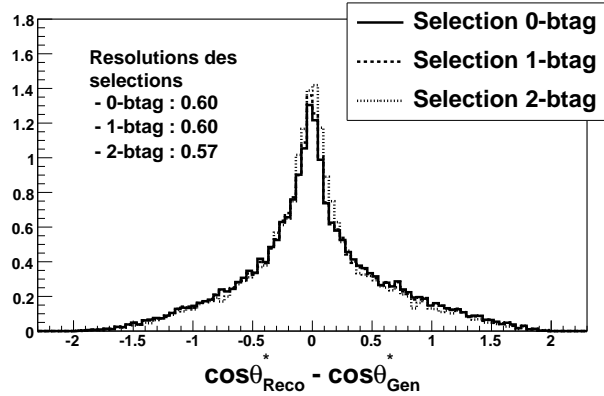


FIG. 11.4 – Résolutions expérimentales sur $\cos\theta^*$ dans les événements de type signal pour les trois sélections (valeur mesurée moins valeur générée).

top. Les résolutions utilisées dans le calcul du χ^2 sont celles attendues expérimentalement pour ATLAS sur les masses du boson W et du quark top : $\sigma_W = 10$ GeV et $\sigma_t = 14$ GeV [31]. Cette méthode de χ^2 n'est utilisée que pour la reconstruction des événements. Aucune coupure sur sa valeur n'est appliquée.

11.4 Mesure de l'observable $\cos\theta^*$

En l'absence de collisions au LHC, des lots de données ont été simulés pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . La polarisation des bosons W est sondée par la mesure directe de $\cos\theta^*$ dans les événements $t\bar{t}$ semi-leptonique, lorsque le lepton chargé est un électron ou un muon. Trois sélections d'événements ont été définies suivant le nombre de jets b demandé : 0-btag (≥ 0), 1-btag (≥ 1) et 2-btag (≥ 2).

La mesure de l'observable $\cos\theta^*$ a été effectuée à partir de la reconstruction de l'ensemble des événements sélectionnés. Les résolutions expérimentales obtenues sont données sur la figure 11.4. La résolution typique sur le cosinus est de 0.6 : cette valeur est importante et se traduit par une altération des distributions mesurées, qui sont visibles sur la figure 11.5.

Les contributions des différents bruits de fond sont également représentées. Les principales sont constituées des processus :

- $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ dileptonique ($\tau \rightarrow l \nu \nu_\tau$) et semi-leptonique ($\tau \rightarrow j \nu_\tau$);
- top célibataire à décroissance leptonique;
- $t\bar{t}$ dileptonique (lepton = e ou μ); et
- $W + jets$ (pour la sélection 0-btag uniquement).

Ces distributions peuvent maintenant être utilisées pour extraire les trois fractions d'hélicité du boson W dans la décroissance des quarks top : F_0 , F_L et F_R . Cette analyse est présentée au chapitre 12.

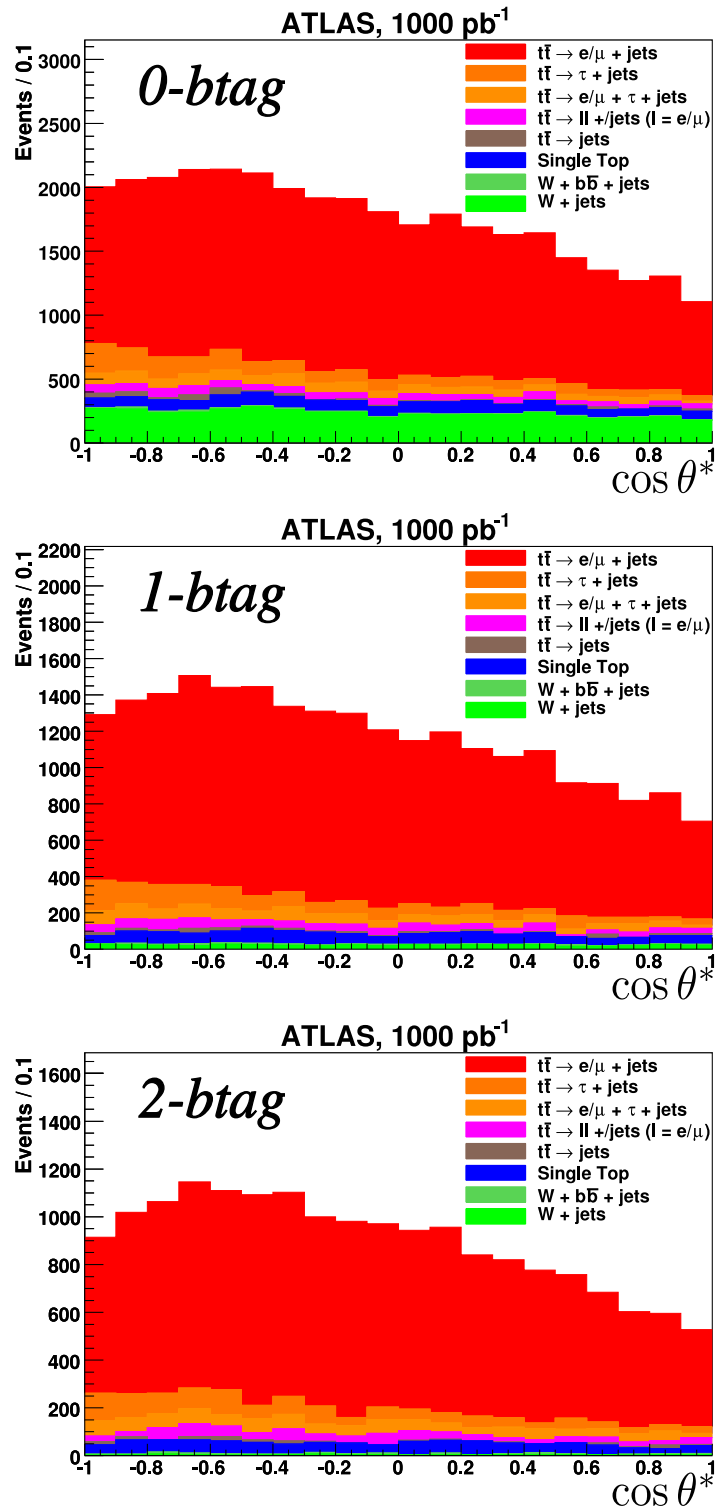


FIG. 11.5 – Distributions en $\cos\theta^*$ mesurées pour les sélections *0-btag*, *1-btag* et *2-btag*. La contribution des différents processus est également indiquée.

12

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

LE CHAPITRE 11 a présenté la préparation des événements (simulation, sélection et reconstruction) nécessaire à l'analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$. Les distributions expérimentales obtenues sur l'observable $\cos\theta^*$ sont données sur la figure 11.5.

Comme expliqué à la section 10.3, ce sont ces distributions qui reflètent l'état de polarisation du boson W . Elles sont altérées par la résolution du détecteur, la présence de bruits de fond, la sélection des événements et la méthode de reconstruction du cosinus $\cos\theta^*$. Un des enjeux de l'analyse présentée ici est l'extraction des fractions d'hélicité du boson W , F_0 , F_L et F_R , à partir de ces distributions altérées.

L'objectif de ce chapitre est de présenter la méthode utilisée pour y parvenir, et d'évaluer la précision qui pourra être atteinte sur les valeurs mesurées par l'expérience ATLAS lorsqu'elle aura collecté une quantité de données de 1 fb^{-1} . Cette mesure permettra d'accéder au vertex Wtb entre le quark top, le boson W et le quark b . Est également présenté l'estimation des contraintes correspondantes sur la valeur de ses couplages anormaux.

12.1 Mesure des fractions de polarisation

12.1.1 Distribution expérimentale de $\cos\theta^*$

La distribution expérimentale de $\cos\theta^*$ est comparée à la distribution attendue théoriquement dans le cadre du modèle standard sur la figure 12.1

Sommaire

12.1	Mesure des fractions de polarisation	199
12.1.1	Distribution expérimentale de $\cos\theta^*$	199
12.1.2	Méthode de mesure	203
12.1.3	Extraction des acceptances	205
	<i>Génération des gabarits</i>	<i>205</i>
	<i>Acceptances des états d'hélicité</i>	<i>207</i>
12.1.4	Extraction des fractions d'hélicité	208
12.2	Extraction des incertitudes	210
12.2.1	Sources d'incertitude	210
	<i>Incertitude statistique</i>	<i>211</i>
	<i>Erreurs systématiques sur la génération</i>	<i>211</i>
	<i>Erreurs systématiques sur la reconstruction</i>	<i>212</i>
	<i>Erreur intrinsèque à la méthode</i>	<i>214</i>
	<i>Erreurs systématiques liées aux conditions du LHC</i>	<i>215</i>
	<i>Résumé des sources d'incertitudes prises en compte</i>	<i>215</i>
12.2.2	Méthode d'extraction des incertitudes	216
	<i>Sensibilité des paramètres aux différentes incertitudes</i>	<i>216</i>
	<i>Combinaison des incertitudes par tirages aléatoires</i>	<i>216</i>
12.2.3	Incertaines sur la mesure des fractions d'hélicité du boson W	218
	<i>Incertitude totale</i>	<i>218</i>
	<i>Estimation des contributions de chaque incertitude</i>	<i>219</i>
	<i>Conclusion</i>	<i>224</i>
12.3	Contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb	225
12.3.1	Méthode d'extraction des contraintes sur les couplages anormaux	225
12.3.2	Résultats	227
12.4	Conclusion et perspectives	228
12.4.1	Conclusion	228
12.4.2	Perfectionnement de l'étude réalisée	231
	<i>Amélioration de la sélection des événements</i>	<i>231</i>
	<i>Amélioration de la reconstruction des événements</i>	<i>231</i>
	<i>Amélioration de l'extraction des fractions d'hélicité</i>	<i>231</i>
	<i>Amélioration de l'évaluation des incertitudes</i>	<i>232</i>
	<i>Amélioration des contraintes sur les couplages anormaux</i>	<i>232</i>
12.4.3	Étude multicanal de la polarisation des bosons W	233
12.4.4	Application à la recherche d'un boson de Higgs chargé léger	235

(le bruit de fond n'est pas pris en compte). Il apparaît que la distribution mesurée est élargie par la faible résolution obtenue sur le cosinus $\cos\theta^*$ à l'issue de la reconstruction des événements. Cet élargissement a notamment pour effet de peupler les régions de grandes valeurs de $\cos\theta^*$, peu remplies

12.1 Mesure des fractions de polarisation

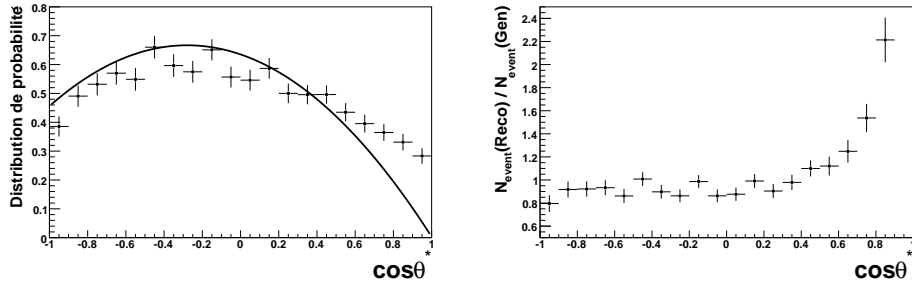


FIG. 12.1 – Distributions de $\cos \theta^*$ théorique et expérimentale (ici pour la sélection $2\text{-}b\text{tag}$) dans le cadre du modèle standard. **Gauche** : Les deux distributions superposées. **Droite** : rapport de la distribution expérimentale sur la distribution théorique.

dans le modèle standard car elle correspondent principalement, comme le montre la figure 12.2, au états d'hélicité droite du boson W .

Un léger déficit est par contre observé pour les valeurs de $\cos \theta^*$ proches de -1 . Celui-ci s'explique par le critère d'isolation appliqué sur la reconstruction du lepton chargé : les leptons reconstruits près d'un jet sont alors rejetés. Or, pour $\cos \theta^* = -1$, le lepton est émis en direction du quark b (voir figure 12.2) et son identification est alors plus difficile.

L'extraction directe des fractions d'hélicité F_0 , F_L et F_R par un ajustement de la formule 10.12 (donnée à la section 10.3.3) sur la distribution mesurée n'est donc pas possible. Une méthode plus élaborée doit être employée.

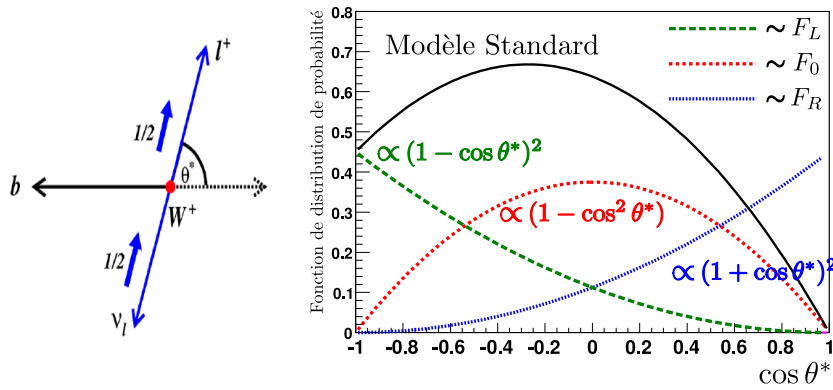


FIG. 12.2 – États d'hélicité du boson W et distributions théoriques correspondantes pour $\cos \theta^*$.

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

L'altération de la distribution expérimentale peut être formalisée. Une distribution de probabilité est habituellement estimée par un histogramme. Si on considère le *bin*¹ i de cet histogramme, le nombre d'événements mesuré, d_i , dépend du nombre d'événements attendu théoriquement dans ce même *bin*, \bar{d}_i , mais aussi de celui attendu dans tous les autres *bins* à cause des effets de migration. Si pour simplifier le bruit de fond est négligé, on peut écrire [110] :

$$d_i(X) \propto \sum_{\text{bin } k} \bar{d}_k(X) \epsilon_k M_{ki}. \quad (12.1)$$

Un événement correspondant à une certaine valeur de l'observable, par exemple celle du *bin* k , est tout d'abord affecté par l'efficacité de sélection de ce *bin*, ϵ_k . Il y a de plus migration entre les *bins* due à la résolution du détecteur et à la méthode de reconstruction. Cet effet est modélisé par la matrice de migration M . Dans l'équation 12.1, seuls les nombres d'événements d et \bar{d} dépendent du jeu de paramètres théoriques, $X = \{F_0, F_L, F_R\}$, que l'on désire contraindre.

Le problème consiste donc à évaluer $\bar{d}_i(X)$ (attendu théoriquement) à partir de la mesure de $d_i(X)$. Il est possible d'estimer les facteurs $\epsilon_k \times M_{ki}$ à partir de simulations, puis d'inverser la relation 12.1. Cela requiert cependant le calcul d'un grand nombre de paramètres (n_{bins}^2 si n_{bins} désigne le nombre de *bins*). Ces derniers doivent de plus être connus avec une bonne précision, car l'inversion de la matrice $\epsilon_k \times M_{ki}$ fait apparaître un ensemble de déterminants qui dépendent des différences entre les produits de ses éléments. Ces difficultés illustrent la complexité à reconstruire un signal lorsque l'information qu'il porte est dégradée par la résolution de la mesure.

Une solution simple consiste à exprimer \bar{d}_i directement en fonction de sa mesure d_i à l'aide d'un facteur correctif unique C_i , et d'écrire :

$$\bar{d}_i(X) = C_i(X) d_i(X). \quad (12.2)$$

Ce facteur correctif peut par exemple être estimé à l'aide de simulations par $C = \frac{\bar{n}_i}{n_i}$, si \bar{n}_i est le nombre d'événements générés dans le *bin* i et n_i celui reconstruits. L'ennui est que ce facteur dépend des paramètres X que l'on cherche à mesurer. Il est donc nécessaire de faire une hypothèse sur X pour calculer sa valeur.

C'est cette méthode qui a été utilisée précédemment dans les analyses de la polarisation des bosons W conduites pour l'expérience ATLAS [90, 124, 125, 31, 126]. L'extraction est réalisée en émettant l'hypothèse que la valeur des fractions d'hélicité est celle attendue dans le modèle standard. La fonction de correction C est évaluée à partir du rapport des distributions générée

¹Le terme français le plus adapté pour désigner les différentes valeurs utilisées à la construction d'un histogramme est sans doute celui de *classe*. Celui-ci est généralement peu utilisé, et sera remplacé par son équivalent anglais.

12.1 Mesure des fractions de polarisation

et reconstruite visible sur la figure 12.1. Si les valeurs de fractions extraites ne sont pas cohérentes avec l'hypothèse modèle standard, la fonction de correction est recalculée en prenant ces valeurs comme nouvelle hypothèse. Le processus est itéré jusqu'à ce que sa convergence soit obtenue [90].

Une autre solution est envisageable. Elle utilise la dépendance explicite du nombre d'événements attendu théoriquement \bar{d}_i avec la valeur des fractions d'hélicité. Celle-ci est linéaire : $\bar{d}_i(X = F_0, F_L, F_R) = \bar{d}_i^0 F_0 + \bar{d}_i^L F_L + \bar{d}_i^R F_R$. La relation 12.1 peut ainsi être développée :

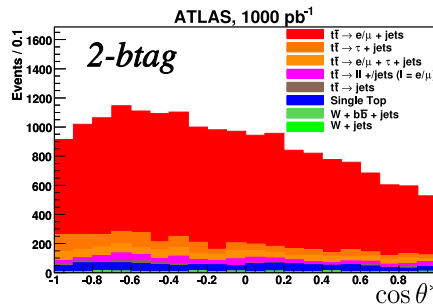
$$\begin{aligned} d_i(F_0, F_L, F_R) &\propto F_0 \sum_{bin\ k} \bar{d}_k^0 \epsilon_k M_{ki} + F_L \sum_{bin\ k} \bar{d}_k^L \epsilon_k M_{ki} + F_R \sum_{bin\ k} \bar{d}_k^R \epsilon_k M_{ki}, \\ &= N [F_0 \times a_{i,0} + F_L \times a_{i,L} + F_R \times a_{i,R}]. \end{aligned} \quad (12.3)$$

L'extraction des fractions d'hélicité à partir des nombres d'événements mesurés d_i est alors possible à partir de l'estimation des acceptances de chaque état d'hélicité : $a_{i,0}$, $a_{i,L}$ et $a_{i,R}$ (N étant un coefficient de normalisation).

Cette méthode est plus complexe que l'approche simplifiée utilisée précédemment, mais ne nécessite pas d'hypothèse sur les grandeurs que l'on souhaite mesurer. C'est cette méthode qui a été choisie pour l'étude présentée ici.

12.1.2 Méthode de mesure

Plutôt que d'essayer d'extraire des distributions mesurées le signal initial, puis d'évaluer les fractions d'hélicité du boson W à partir de leurs distributions théoriques, la méthode choisie cherche à prédire la mesure en fonction de chaque état d'hélicité. En effet, dans chaque *bin* de l'histogramme obtenu :



le nombre d'événements attendu n est donné par le nombre d'événements total de bruit de fond b , et par le nombre d'événements de signal. Ce dernier dépend directement des fractions d'hélicité, ainsi que de la luminosité \mathcal{L} , de la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$, et de son rapport d'embranchement Br . Ainsi :

$$n(F_0, F_L, F_R) = b + \mathcal{L} \sigma_{t\bar{t}} Br (a_0 F_0 + a_L F_L + a_R F_R). \quad (12.4)$$

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

L'équation 12.4 fait apparaître les acceptances propres à chaque état d'hélicité : a_0 , a_L et a_R , dans lesquelles sont également incluses les contributions des distributions théoriques correspondantes. Ces acceptances dépendent de la valeur de $\cos\theta^*$ et donc du *bin* i considéré, bien que, pour alléger l'écriture, cet indice n'est pas indiqué.

Supposons que pour ce *bin*, d événements aient été mesurés. La question à se poser est alors : quel est l'accord entre d et le nombre d'événements attendus n ? Cela peut être évalué par la probabilité de mesurer d événements lorsque n sont attendus. Cette probabilité est donnée, comme pour la plupart des phénomènes rares, par la distribution statistique de Poisson :

$$P(d | n(F_0, F_L, F_R)) = \frac{n^d(F_0, F_L, F_R)e^{-n(F_0, F_L, F_R)}}{d!}. \quad (12.5)$$

En combinant l'ensemble des *bins* de l'histogramme, on peut construire ainsi la fonction de vraisemblance :

$$L(F_0, F_L, F_R) = \prod_{bin\ i} \frac{n_i^{d_i}(F_0, F_L, F_R)e^{-n_i(F_0, F_L, F_R)}}{d_i!}. \quad (12.6)$$

Il est naturel de considérer que la valeur des fractions de polarisation qui doivent être extraites des données $\{d_i\}$ est celle associée à la plus forte probabilité : celle qui maximise la fonction de vraisemblance.

En pratique, on minimise plutôt son logarithme $-\ln L$. Cela est de plus réalisé avec la contrainte :

$$F_0 + F_L + F_R = 1. \quad (12.7)$$

On obtient alors pour l'estimation des fractions F_L et F_R , l'équation :

$$\frac{\partial(-\ln L)}{\partial F_{L/R}} = \sum_{bin\ i} \mathcal{L} \sigma_{t\bar{t}} Br(a_{i,L/R} - a_{i,0}) \left(1 - \frac{d_i}{n_i}\right) = 0. \quad (12.8)$$

De la même manière on peut également estimer la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$:

$$\frac{\partial(-\ln L)}{\partial \sigma_{t\bar{t}}} = \sum_{bin\ i} \mathcal{L} Br(a_{i,L}F_L + a_{i,R}F_R + a_{i,0}(1 - F_L - F_R)) \left(1 - \frac{d_i}{n_i}\right) = 0. \quad (12.9)$$

La méthode d'extraction des fractions d'hélicité du boson W dans la décroissance des quarks top proposée pour cette étude repose ainsi sur la maximisation de la fonction de vraisemblance définie par l'équation 12.6. Cette maximisation est possible par la connaissance des différents termes de l'équation 12.4.

La contribution du bruit de fond b est estimée à partir des donnée simulées. La luminosité \mathcal{L} et le rapport d'embranchement Br sont fixés à leur

12.1 Mesure des fractions de polarisation

valeur attendue. La section efficace de production des paires $t\bar{t}$ peut être fixée à sa valeur mesurée par un autre moyen, par exemple par une analyse dédiée. Cela permet de supprimer un paramètre et une équation de la minimisation de $-\ln L$. Elle peut également être extraite en même temps que les fractions. Les deux possibilités seront testées, et celle retenue sera celle qui conduira aux incertitudes les plus petites sur la valeur des fractions.

Un ingrédient manque cependant : les acceptances de chaque état de polarisation. Leurs valeurs sont évaluées à partir de lots d'événements simulés dont l'état d'hélicité est fixé, c'est-à-dire dont la distribution théorique visible sur la figure 12.2 est connue. Le principe de cette méthode est donc de dégrader le signal attendu théoriquement pour le comparer aux données mesurées, plutôt que d'essayer de l'extraire des mesures.

12.1.3 Extraction des acceptances

La méthode d'extraction des fractions d'hélicité présentée à la section précédente repose sur l'estimation des acceptances a_0 , a_L et a_R . Derrière ces notations se cachent les termes $\sum_{bin\ k} \bar{d}_k^h \epsilon_k M_{ki}$ de l'équation 12.3, c'est-à-dire pour chaque *bin* i : l'efficacité de sélection, les migrations entre *bins*, et la valeur de la distribution théorique d'état d'hélicité fixé \bar{d}_k^h ($h = 0, L, R$).

Ces acceptances correspondent donc aux distributions théoriques en $\cos \theta^*$, modifiées par les effets de résolution et de sélection : $\sum_{bin\ k} \bar{d}_k^h \epsilon_k M_{ki}$ est l'expression de la distribution expérimentale d'un échantillon parfaitement pur de bosons W polarisés. Cela signifie que les termes d'acceptances forment des gabarits (*templates*), qui peuvent être utilisés comme référence, puisqu'ils reflètent la distribution expérimentale d'un état d'hélicité fixé.

Génération des gabarits

L'extraction des acceptances consiste à générer des gabarits dont l'état d'hélicité du boson W est fixé. Les lots d'événements présentés à la section 11.2 ne sont cependant pas adaptés à cet objectif. En effet, ils sont simulés dans le cadre du modèle standard et contiennent donc très peu de bosons d'hélicité droite. La fabrication des gabarits requiert donc la simulation de nouveaux lots de données, enrichis en fraction de polarisation droite.

Pour cela le générateur ALPGEN [116] a été utilisé, car il est capable de décrire un vertex Wtb non standard. Ce générateur permet en effet de choisir un mélange entre les couplages vectoriel (V) et pseudo-vectoriel (A), ou pour reprendre les notations introduites à la section 10.3.2, entre les couplages V_L (soit $V - A$) et V_R (soit $V + A$).

Plusieurs lots de données ont été générés pour différentes combinaisons de ces deux couplages, puis traités par la simulation rapide du détecteur ATLFASST présentée au chapitre 11. Les échantillons obtenus sont listés dans

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

Couplage	N_{gen}	\mathcal{L} (fb $^{-1}$)	F_0	F_L	F_R
V	976 271	2.697	71 %	14 %	14 %
$V + A$	791 845	2.158	70 %	30 %	≈ 0
$V - A$	791 845	2.160	70 %	≈ 0	30 %
Total	2 539 220	7.014	0.704	0.148	0.148

Événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques ($\sigma \times Br = 833 \times 0.435 = 362$ pb)
 génération : ALPGEN, simulation du détecteur : ATLFFAST

TAB. 12.1 – Liste des échantillons utilisés pour la construction des gabarits. Pour chacun sont indiqués le nombre d'événements générés (N_{gen}), la luminosité correspondante (\mathcal{L}) et la proportion des différents états d'hélicité des bosons W .

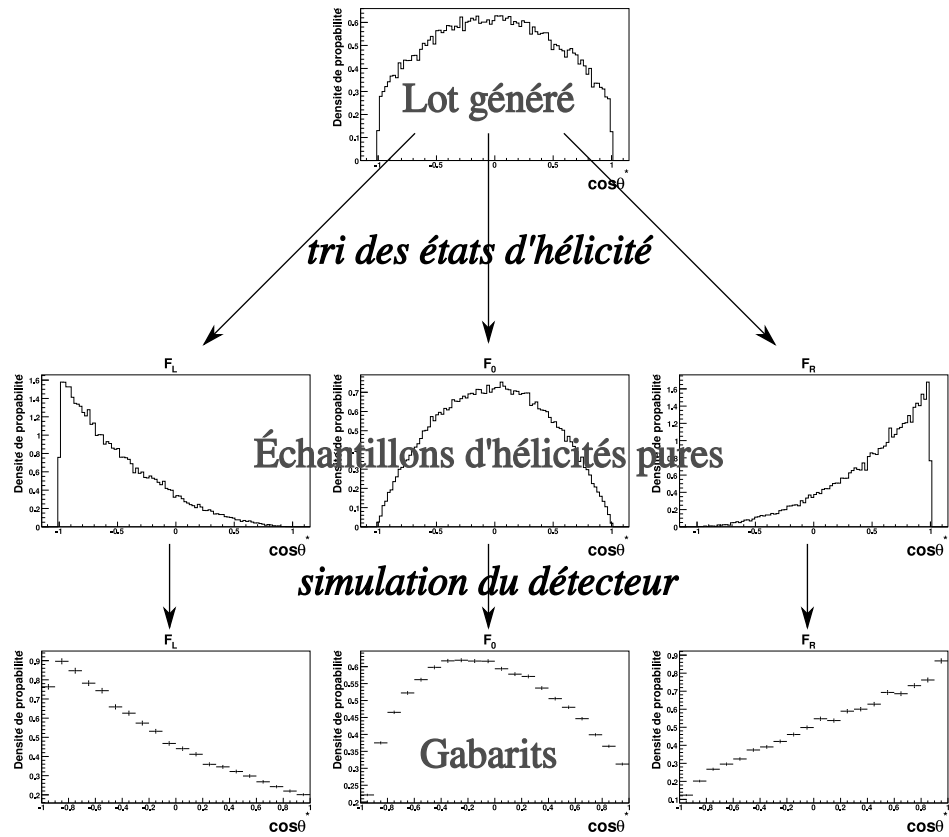


FIG. 12.3 – Méthode de génération des gabarits d'état d'hélicité déterminé (tous les événements simulés n'ont pas été utilisés pour la réalisation de la figure. Les fluctuations statistiques des deux premières lignes ne correspondent pas à celles des échantillons utilisés).

12.1 Mesure des fractions de polarisation

le tableau 12.1. Ces différents lots ont ensuite été additionnés pour n'en former plus qu'un².

De ce lot contenant des bosons W d'états d'hélicité variés, trois échantillons sont extraits, un par état de polarisation. L'information de polarisation du boson W n'est pas disponible avec le programme ALPGEN, aussi ce tri a été effectué sur la base d'un traitement événement par événement. Pour chaque événement :

- la valeur du cosinus généré $\cos\theta^*$ est calculée ;
- les probabilités que l'événement ait un boson W d'hélicité longitudinale (0), gauche (L) ou droite (R) en sont dérivées, connaissant la composition de hélicité de l'échantillon initial ;
- puis l'événement est affecté aléatoirement, en fonction des probabilités évaluées, dans un des trois échantillons d'hélicité déterminée.

Cette procédure est illustrée sur la figure 12.3 où sont également visibles les gabarits obtenus.

Les gabarits sont générés avec le programme ALPGEN qui ne décrit pas de couplages tensoriels au vertex Wtb . Ils permettent cependant de tester de manière totalement générique ce vertex, car les couplages ne sont pas directement observables. Pour s'en convaincre il suffit de se placer par exemple dans le référentiel du quark top. La conservation de l'énergie et de l'impulsion fixe les impulsions du boson W et du quark b . Le spin du quark top ne dépend que du processus de production, donc de l'interaction forte pour les paires $t\bar{t}$. Une fois l'hélicité du boson W fixée, la conservation du moment cinétique impose celle du quark b . La forme des gabarits est donc insensible à l'expression exacte du vertex Wtb . Ils permettent de mesurer de manière tout à fait générique l'hélicité des bosons W .

Il faut noter par ailleurs, qu'en toute rigueur les acceptances devraient tenir compte de l'état d'hélicité du boson W à décroissance hadronique issu du second quark top³. La distribution en énergie des jets en dépend en effet. La polarisation de ce second boson W varie avec le vertex Wtb et cela est correctement décrit par le programme ALPGEN. Cet aspect a été négligé ici. Une faible influence est cependant attendue puisque la distinction n'est pas faite expérimentalement entre les quarks de type *up* et *down* de la décroissance hadronique du boson W .

Acceptances des états d'hélicité

Les acceptances propres à chaque état d'hélicité sont données par les gabarits visibles sur la figure 12.3. Les acceptances globales (toutes valeurs de

²En fait, un seul lot de données généré pour un couplage seulement vectoriel (V) aurait suffi, car l'échantillon V est celui qui contient la plus grande diversité en états d'hélicité.

³C'est-à-dire utiliser $3 \times 3 = 9$ gabarits.

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

$\cos\theta^*$ confondues) sont déterminées par les efficacités de sélection correspondantes, indiquées sur le tableau 12.2.

	F_0	F_L	F_R
Sélection $0\text{-}b\text{tag}$	10.08	9.12	10.49
Sélection $1\text{-}b\text{tag}$	7.90	7.21	8.24
Sélection $2\text{-}b\text{tag}$	6.05	5.51	6.28

TAB. 12.2 – Efficacités de sélection (en %) des différents gabarits.

Ces valeurs sont cohérentes avec celles des lots de données obtenus avec le générateur MC@NLO et la simulation complète du détecteur (voir tableau 11.1). Les états d’hélicité gauche sont moins sélectionnés. Ce sont ceux qui peuplent les basses valeurs de $\cos\theta^*$ et ils sont un peu plus supprimés par la coupure d’isolation sur le lepton chargé, comme cela a été remarqué à la section 12.1.1.

Avec la construction des gabarits, tous les ingrédients sont maintenant disponibles pour réaliser l’extraction des différentes fractions d’hélicité du boson W dans la décroissance des quarks top.

12.1.4 Extraction des fractions d’hélicité

Les fractions d’hélicité sont extraites à partir de la maximisation de la fonction de vraisemblance présentée à la section 12.1.2. Comme précisé précédemment la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ de production des paires $t\bar{t}$ peut être soit simultanément évaluée, soit fixée à sa valeur attendue (833 pb). La luminosité $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ et le rapport d’embranchement du signal $Br = 28.82 \%$ sont pour leur part fixés. Les valeurs mesurées sur les échantillons de données simulées présentés à la section 11.2 sont rassemblées dans le tableau 12.3.

	$\sigma_{t\bar{t}}$ fixée			$\sigma_{t\bar{t}}$ mesurée			
	F_0	F_L	F_R	F_0	F_L	F_R	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)
Sélection $0\text{-}b\text{tag}$	0.591	0.381	0.028	0.568	0.400	0.032	857
Sélection $1\text{-}b\text{tag}$	0.554	0.409	0.037	0.558	0.405	0.036	827
Sélection $2\text{-}b\text{tag}$	0.554	0.401	0.045	0.554	0.401	0.045	834
Erreur statistique	0.030	0.020	0.015	0.030	0.020	0.015	10
Modèle standard	0.694	0.304	0.001	0.694	0.304	0.001	833

TAB. 12.3 – Valeurs des fractions d’hélicité mesurées (et de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ lorsque celle-ci est également ajustée). Les incertitudes statistiques indiquées ne sont qu’indicatives. Elles sont évaluées précisément à la section 12.2.

12.1 Mesure des fractions de polarisation

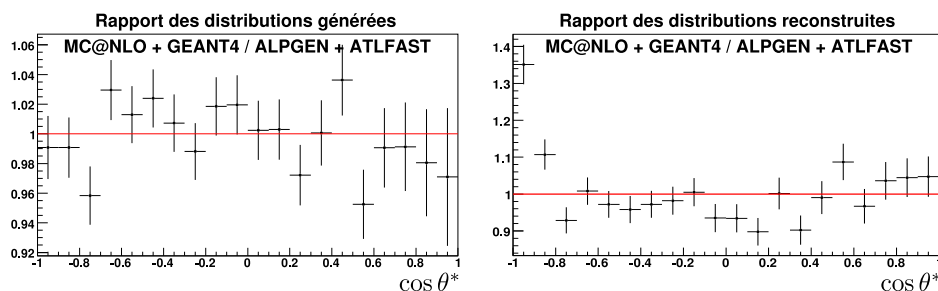


FIG. 12.4 – Comparaison des distributions en $\cos \theta^*$ obtenues pour les échantillons “MC@NLO + GEANT4” et “ALPGEN + ATLFAST”. **Gauche** : rapport des distributions générées. **Droites** : rapport des distributions reconstruites (contenant au moins un lepton chargé et quatre jets reconstruits).

Bien que l’ensemble des données soient simulées, ces valeurs ne correspondent pas exactement à celles attendues. Les écarts obtenus sont à imputer aux différences entre l’échantillon utilisé comme signal et les échantillons utilisés à la fabrication des gabarits. Le signal est généré par le programme MC@NLO, et traité par la simulation complète du détecteur ATLAS basée sur le programme GEANT 4. Les gabarits sont construits à partir d’échantillons simulés par le programme ALPGEN et la simulation rapide du détecteur ATLFAST.

Les distributions générées et reconstruites de ces deux lots de données sont comparées sur la figure 12.4. Si au niveau de la génération les différences sont faibles (de l’ordre de quelques pour-cents) et explicables par les fluctuations statistiques des échantillons, il n’en va pas de même au niveau reconstruit. Un excès d’événements est mesuré dans l’échantillon “MC@NLO + GEANT4” pour les valeurs de $\cos \theta^*$ proches de -1 . Cet excès explique les grandes valeurs de la fraction F_L du tableau 12.3 : en effet, les bosons d’hélicité gauche peuplent les basses valeurs de $\cos \theta^*$. De manière analogue un déficit est mesuré près du centre de la distribution. Ce déficit correspond aux faibles valeurs extraites pour F_0 . Cette différence entre les distributions, visibles principalement pour les événements reconstruits, indique que les biais ont majoritairement pour origine le choix de l’outil de simulation du détecteur. La réalisation de cette mesure au LHC demandera la correction de cette erreur, par exemple en limitant l’analyse aux valeurs de $\cos \theta^* > -0.85$ pour lesquelles le biais est plus faible. Cela n’a pas été fait pour cette étude, qui est centrée sur l’évaluation des incertitudes de mesure.

Les résultats donnés dans le tableau 12.3 ont surtout pour objectif de valider la méthode proposée, puisqu’ici tout est simulé et qu’aucune donnée du LHC n’est disponible pour effectuer une “vraie” mesure. D’ailleurs, les événements de bruit de fond utilisés dans le calcul de la fonction de vraisemblance et dans les données simulées sont identiques. Ils ne contribuent donc

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

Échantillon	Valeurs attendues				Valeurs extraites			
	F_O	F_L	F_R	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)	F_O	F_L	F_R	$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb)
V	0.71	0.14	0.14	833	0.73	0.14	0.13	831
$V - A$	0.70	0.30	0	833	0.69	0.30	0.01	834
$V + A$	0.70	0	0.30	833	0.70	0.01	0.30	835

TAB. 12.4 – Mesure des fractions d’hélicité des échantillons simulés avec ALPGEN et ATLFast. L’incertitude statistique typique sur la valeur des fractions est de 2 à 3 % (en valeur absolue). Pour la section efficace, cette incertitude est de 6 pb.

pas aux valeurs du tableau. Il est cependant intéressant de remarquer que le degré de complexité de la simulation des gabarits est plus faible que celui de la simulation du signal. C’est le cas aussi bien au niveau de la génération des processus partoniques (ALPGEN est un générateur à l’ordre dominant, contrairement à MC@NLO), qu’au niveau du détecteur (puisque les gabarits sont réalisés à l’aide de la simulation rapide ATLFast). Cette différence existera également pour les données collectées au LHC, puisqu’aucune simulation n’est en mesure de décrire toute la complexité des phénomènes réels.

La validation de la méthode proposée peut également être abordée à partir de l’extraction des fractions d’hélicité dans les échantillons listés sur le tableau 12.1, c’est-à-dire ceux qui ont été utilisés à la fabrication des gabarits. Ces mesures sont données sur le tableau 12.4. Sans surprise, puisqu’ici les mêmes événements servent de données et de référence, les valeurs trouvées correspondent à celles attendues⁴. Ces résultats montrent cependant que la méthode choisie permet de mesurer des fractions d’hélicité variées. L’approximation faite en négligeant la polarisation des bosons W hadroniques pour la fabrication des gabarits est ainsi justifiée.

La méthode présentée à la section 12.1.2 a montré sa capacité à mesurer les fractions d’hélicité des bosons W dans la décroissance des quarks top. Elle peut maintenant être utilisée pour répondre à l’objectif de cette étude : déterminer, pour cette mesure, la précision accessible à l’expérience ATLAS à la luminosité de 1 fb^{-1} .

12.2 Extraction des incertitudes

12.2.1 Sources d’incertitude

Comme pour toutes les mesures, celle de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top possède une précision limitée. Sa résolution dépend tout d’abord des fluctuations du nombre d’événements utilisés

⁴Les gabarits ont ensemble plus d’événements que les échantillons utilisés comme données. Le nombre d’événements simulé est suffisant pour que ces résultats soient tout de même sensibles aux fluctuations statistiques.

12.2 Extraction des incertitudes

pour déterminer la distribution expérimentale de l'observable $\cos\theta^*$. Ces fluctuations constituent une incertitude intrinsèque à la mesure, purement statistique. La précision est ensuite dégradée par la méconnaissance des conditions précises du LHC et de l'effet exact du détecteur sur les mesures, l'incapacité à décrire rigoureusement l'ensemble des phénomènes ou encore par les biais propres à la méthode de reconstruction et d'analyse. Ces diverses contributions sont rassemblées sous le terme d'erreurs systématiques. Elles ne peuvent être réduites directement par l'accroissement de la luminosité, c'est-à-dire par la quantité de données utilisée.

La méthode de mesure de $\cos\theta^*$ exposée à la section 12.1 n'a jamais été mise en œuvre pour l'expérience ATLAS. L'objectif de cette étude est de déterminer ses performances typiques. L'évaluation des incertitudes systématiques peut demander un travail important, comme la simulation de nombreux lots de données, et certaines ne seront pas considérées ici.

Incertitude statistique

Comme la plupart des phénomènes rares, le nombre d'événements mesuré N obéit à la distribution statistique de Poisson. Pour cette analyse N est suffisamment grand pour être utilisé comme estimateur de sa valeur moyenne. Ses fluctuations sont donc données par \sqrt{N} et calculées pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

Erreurs systématiques sur la génération

Les erreurs systématiques sur la génération des événements sont principalement causées par les limites des modèles théoriques, ou l'imprécision sur les paramètres qu'ils utilisent. Deux contributions ont été considérées : la méconnaissance des fonctions de distributions partoniques (PDF), et des sections efficaces des différents processus.

L'ordre de grandeur des incertitudes théoriques sur l'estimation des sections efficaces de production au LHC est de $\pm 10 \%$ [31]. À cette valeur, la contribution typique des erreurs sur les fonctions de distributions partoniques est évaluée à 5% , comme énoncé à la section 10.1.1. Cette source d'erreur affecte les mécanismes de production des processus pris en compte, c'est-à-dire leur nombre d'événements mesuré, et ne devrait pas modifier la distribution expérimentale de l'observable $\cos\theta^*$. C'est pourquoi elle a été modélisée de manière simplifiée en faisant varier l'ensemble des nombres d'événements mesurés de 10% . Lorsque la section efficace du signal n'est pas imposée, mais extraite par maximisation de la fonction de vraisemblance, cette erreur a été ramenée à 5% pour ne garder que la contribution des fonctions de distributions partoniques.

Il faut également noter que les formes des distributions et les sections efficaces de production des processus de bruit de fond pourront également

être contraintes par des mesures directes réalisées au LHC. C'est notamment le cas des fonds $W + jet$ produits en grand nombre et qui souffrent de larges incertitudes quant à leur normalisation [31].

Les événements peuvent par ailleurs être modifiés par l'apparition de radiations dans l'état final (*Initial State Radiation* - ISR) ou dans l'état initial (*Final State Radiation* - FSR) qui ont pour incidence d'augmenter le nombre de jets et affecter l'impulsion transverse des particules. Une partie de ces radiations sont décrites par le générateur MC@NLO par l'utilisation d'éléments de matrices calculés au second ordre dominant. L'effet de ces radiations sur l'analyse est principalement attendu au niveau des efficacités de sélection plutôt que sur la distribution de l'observable $\cos\theta^*$. Cette contribution a donc été négligée.

La simulation des données dépend également des modélisations utilisées pour décrire la fragmentation et l'hadronisation des partons. L'évaluation des erreurs imputables à ces modèles phénoménologiques est complexe. Elle est habituellement réalisée en faisant varier leurs paramètres [90]. La simulation de nouveaux lots de données et alors nécessaire, et cette incertitude n'a pour l'instant pas été prise en compte.

Erreurs systématiques sur la reconstruction

Les erreurs sur la reconstruction dépendent essentiellement des performances du détecteur. Celles-ci seront principalement estimées à partir des données collectées au LHC, mais leur évaluation précise demandera une importante luminosité intégrée. Pour cette analyse, deux paramètres du détecteur ATLAS sont notamment à prendre en compte : l'échelle d'énergie des jets et l'efficacité d'étiquetage des jets b . L'erreur associée à ces deux paramètres est évaluée faisant varier leur valeur dans les simulations. Leurs effets sont ainsi directement propagés sur la forme des gabarits.

La méconnaissance de la masse précise du quark top peut également être une source d'incertitudes. Par exemple son effet sur les sections efficaces de production est pris en compte comme expliqué ci-dessus. Sa valeur en elle-même n'a pas d'influence sur la celle de $\cos\theta^*$ car elle n'est pas utilisée pour son calcul⁵, mais la masse du quark top intervient cependant pour la reconstruction des événements. Son incertitude évaluée par les expériences du Tevatron (1.3 GeV) est cependant bien plus petite que la résolution utilisée dans le calcul du χ^2 donné à la section 11.3 (14 GeV). Sa contribution est donc supposée négligeable pour cette étude.

Échelle d'énergie des jets L'échelle d'énergie des jets a été introduite à la section 4.5.2. Si une précision de l'ordre de 1 % sur sa valeur est attendue à

⁵Ce n'est pas le cas pour la méthode d'extraction basée sur la mesure de la masse invariante du système {lepton chargé, jet b }.

12.2 Extraction des incertitudes

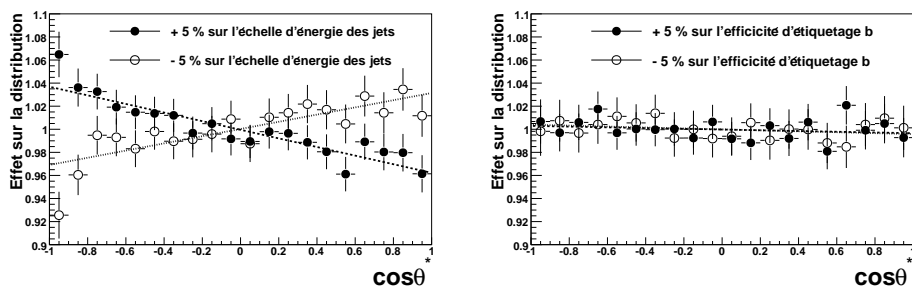


FIG. 12.5 – Effets sur la distribution de $\cos \theta^*$ de l’erreur sur l’échelle d’énergie des jets (**gauche**) et sur l’efficacité d’étiquetage des jets b (**droite**). Sont représentés les rapports des distributions estimées avec et sans l’erreur considérée.

long terme pour le détecteur ATLAS, cette performance ne sera pas atteinte avant plusieurs années de prise de données. Cette incertitude a donc été fixée à 5 %.

La sensibilité de l’analyse à cette source d’erreur a été estimée en changeant artificiellement l’énergie des jets mesurés. Ces changements sont alors propagés sur la valeur de l’énergie manquante transverse. Ce processus a été réalisé pour des variations de ± 2 , ± 4 et ± 6 %. L’effet d’une fluctuation de ± 5 % est ensuite extrapolé à partir de ces trois valeurs.

Les conséquences sur la distribution de l’observable $\cos \theta^*$ sont visibles sur la figure 12.5. Lorsque l’erreur sur l’échelle d’énergie des jets est positive, et l’énergie des jets surestimée, la valeur du cosinus $\cos \theta^*$ mesurée est plus faible. Cet effet peut être expliqué en développant l’équation 10.13 donnée à la section 10.3.3 :

$$\begin{aligned} \cos \theta^* &= \frac{2M_{lb}^2}{m_t^2 - m_W^2} - 1 = \frac{2 \times 2 E_l E_b (1 - \cos \Theta_{lb})}{2(E_W E_b - p_W E_b \cos \Theta_{Wb})} - 1 \\ &= \frac{2E_l(1 - \cos \Theta_{lb})}{E_W - p_W \cos \Theta_{Wb}} - 1. \end{aligned} \quad (12.10)$$

Les masses du quark b et du lepton ont été négligées, et on a noté E_a et p_a respectivement l’énergie et l’impulsion de la particule a . Θ_{ab} désigne l’angle que celle-ci forme avec la particule b . On constate qu’en première considération l’observable $\cos \theta^*$ ne dépend pas de l’énergie des jets : c’est un des intérêts de la mesure directe du cosinus $\cos \theta^*$ cité à la section 11.1.1.

L’effet observé doit alors être expliqué par l’erreur induite sur l’énergie et l’impulsion du boson W . Celles-ci sont déterminées à partir de la mesure de l’énergie manquante transverse, et c’est cette mesure qui est modifiée par l’erreur sur l’échelle d’énergie des jets. En effet, lorsque l’énergie des jets est surestimée, la région la plus affectée est celle du top à décroissance hadronique. L’énergie manquante transverse, associée au neutrino et donc

mesurée le plus souvent dans une direction opposée, vient compenser ce surcroît d'énergie et est ainsi également surestimée. Cela se traduit par des valeurs plus importantes pour l'énergie et l'impulsion du boson W et donc par des valeurs plus faibles pour $\cos\theta^*$. C'est ce qui explique les dépendances observées sur la figure 12.5.

Efficacité d'étiquetage des jets b Les erreurs sur l'étiquetage des jets b , présenté dans la section 4.4.1, ont également été prises en compte. Celles-ci sont estimées à 5 % sur son efficacité, et à 50 % sur son taux de mauvaise identification [31]. La sensibilité de l'analyse à cette source d'erreur a été évaluée pour une fluctuation de $\pm 5\%$ de son efficacité d'étiquetage. L'effet mesuré est seulement perceptible pour les efficacités de sélection, la distribution de l'observable $\cos\theta^*$ est pratiquement inchangée comme le montre la figure 12.5. Cela s'explique : l'étiquetage des jets b ne change pas la topologie des événements, et n'est pas non plus utilisé pour leur reconstruction.

Erreur intrinsèque à la méthode

Au delà de toutes les erreurs dues à une mauvaise description des phénomènes en jeu, la méthode utilisée possède une limitation intrinsèque issue du nombre fini d'événements utilisé à la fabrication des gabarits et à la modélisation des bruits de fond. L'incertitude correspondante est de type poissonnienne, mais son calcul exact doit prendre en compte la pondération des événements réalisée lors de la génération et de la simulation du détecteur.

En effet, différents poids sont affectés aux événements :

- Un poids de génération (w^{MC}), pour le lot $t\bar{t}$ semi-leptonique et dileptonique simulé avec le programme MC@NLO (voir section 11.2.1) ;
- Un poids de déclenchement ($w^{trigger}$) ; et
- Un poids d'étiquetage b calculé par les fonctions de taux d'étiquetage (w^{TRF}).

Ces deux dernières pondérations sont utilisées pour la simulation rapide du détecteur réalisée par ATLFast (voir section 11.2.2).

Avant d'être sélectionnés et reconstruits, les événements simulés sont normalisés au nombre d'événements attendu pour un luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Cela est fait en multipliant l'acceptance a par la luminosité \mathcal{L} , leur section efficace σ et leur rapport d'embranchement Br :

$$N = a \times \mathcal{L} \times \sigma \times Br \quad (12.11)$$

Les acceptances sont calculés à partir des différents poids par :

$$a = \frac{\sum_i w_i^{MC} \times w_i^{trigger} \times w_i^{TRF}}{\sum_i w_i^{MC}}, \quad (12.12)$$

12.2 Extraction des incertitudes

où la somme est faite sur l'ensemble des événements. L'incertitude intrinsèque à la méthode doit donc être dérivée de l'équation 12.12. Elle est calculée à partir des formules déterminées dans l'annexe 12.4.4.

Erreurs systématiques liées aux conditions du LHC

L'expression de la fonction de vraisemblance utilisée pour l'extraction des fractions d'hélicité fait apparaître explicitement la luminosité intégrée dans le calcul du nombre d'événements de l'équation 12.4. Comme précisé à la section 4.7, une précision de l'ordre de 5 % devrait rapidement être atteinte sur la détermination de la luminosité dans l'expérience ATLAS. C'est donc l'incertitude qui est utilisée pour cette analyse.

Les contributions de l'événement sous-jacent (inclus dans les simulations) et du bruit d'empilement (absent des échantillons simulés), présentés respectivement aux sections 3.1.4 et 3.1.3, n'ont pas été considérées. Leur effet attendu est principalement de modifier les efficacités de sélection, sans modifier la distribution de l'observable $\cos\theta^*$. Ce sont surtout des phénomènes qui devront être contraints par les premières données collectées au LHC.

Résumé des sources d'incertitudes prises en compte

L'évaluation de la précision sur la mesure de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$ avec la méthode présentée à la section 12.1.2 est réalisée pour toutes les incertitudes statistiques et systématiques présentées précédemment. La liste de ces dernières est rappelée sur le tableau 12.5.

Incertitude statistique	\sqrt{N}
Étiquetage b	± 5 % sur l'efficacité d'étiquetage
Énergie des jets	± 5 % sur l'échelle d'énergie des jets
Statistique des gabarits	Déterminée par les échantillons utilisés
Statistique des fonds	Déterminée par les échantillons utilisés
Luminosité	± 5 % sur la luminosité intégrée
Génération du signal	± 10 % sur le nombre d'événements (± 5 % si $\sigma_{t\bar{t}}$ est mesurée simultanément)
Génération des fonds	± 10 % sur le nombre d'événements

TAB. 12.5 – Liste des sources d'erreurs considérées et leurs incertitudes supposées à 68 % de niveau de confiance.

12.2.2 Méthode d'extraction des incertitudes

Sensibilité des paramètres aux différentes incertitudes

La fonction de vraisemblance, contruite à la section 12.1.2 pour extraire les fractions d'hélicité du boson W , s'appuie sur la prédiction du nombre d'événements dans chaque *bin* i de l'histogramme construit pour l'observable $\cos\theta^*$. Comme énoncé précédemment, ce nombre d'événements est estimé par :

$$n_i(F_0, F_L, F_R) = b_i + \mathcal{L} \sigma_{t\bar{t}} Br (a_{i,0}F_0 + a_{i,L}F_L + a_{i,R}F_R). \quad (12.13)$$

En dehors des fractions d'hélicité que l'on cherche à mesurer, l'équation 12.13 dépend de plusieurs paramètres. Ce sont leurs valeurs, estimées à partir de simulations, qui sont biaisées par les différentes sources d'erreurs systématiques. Si on associe la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ et le rapport d'embranchement Br aux acceptances (ces termes décrivent tous le signal), le calcul de la fonction de vraisemblance repose uniquement sur la valeur des données mesurées d_i ; de la luminosité \mathcal{L} ; du bruit de fond b_i ; et des acceptances a_i . C'est-à-dire :

$$L(F_0, F_L, F_R) = \prod_{bin\ i} P(d_i | n_i(F_0, F_L, F_R)) = f(d_i, b_i, \mathcal{L}, a_i). \quad (12.14)$$

Ces quatre termes ne sont pas affectés par toutes les sources d'incertitudes listées dans le tableau 12.5. La sensibilité de chacun aux différentes sources d'erreurs est donnée sur le tableau 12.6.

Incertitude	Mesure	Simulation		
	données d_i	fonds b_i	luminosité \mathcal{L}	acceptances a_i
Statistique données	X			
Efficacité d'étiquetage b		X		X
Échelle d'énergie des jets		X		X
Statistique gabarits				X
Statistique fonds		X		
Luminosité		X	X	
Génération signal				X
Génération fonds		X		

TAB. 12.6 – Sensibilité des paramètres de la fonction de vraisemblance aux incertitudes considérée.

Combinaison des incertitudes par tirages aléatoires

L'évaluation et la combinaison des différentes incertitudes sont réalisées par une méthode de tirages aléatoires, qui vont permettre de déterminer

12.2 Extraction des incertitudes

la distribution des fractions d'hélicité estimées. Ces tirages reposent sur les hypothèses suivantes : 1) l'incertitude statistique des données est de type poissonnienne ; 2) toutes les incertitudes systématiques ont une distribution gaussienne ; 3) les différentes sources d'erreurs sont totalement décorréelées ; 4) les fluctuations des différents paramètres qui sont imputables à une même source d'erreur sont totalement corrélées, sauf dans le cas des erreurs statistiques (des données, des gabarits et des fonds).

Il est alors procédé au recalcul de l'ensemble des paramètres : $d_i \rightarrow \tilde{d}_i$, $b_i \rightarrow \tilde{b}_i$, $\mathcal{L} \rightarrow \tilde{\mathcal{L}}$, $a_i \rightarrow \tilde{a}_i$, en les faisant fluctuer selon leurs sensibilités et corrélations données par le tableau 12.6, et à partir des hypothèses énoncées et de la valeur des incertitudes à 68 % de niveau de confiance listées dans le tableau 12.5. Cela est réalisé par les étapes suivantes :

1. Le nombre d'événements des données \tilde{d}_i est tiré aléatoirement pour chaque *bin* i à partir d'une distribution poissonnienne de valeur moyenne d_i .
2. Un ensemble de nombres aléatoires est tiré à partir d'une distribution gaussienne de variance unité et de valeur moyenne nulle.
3. Ces nombres aléatoires sont utilisés pour recalculer \tilde{b}_i , $\tilde{\mathcal{L}}$ et \tilde{a}_i en tenant compte des corrélations.

Par exemple, si on ne considère que les incertitudes dues à la luminosité (*lumi*) à l'étiquetage des jets b (*btag*) et à l'échelle d'énergie des jets (*JES*), trois nombres aléatoires x_1 , x_2 et x_3 sont utilisés. Le nombre d'événements de bruit de fond b_i et les acceptances a_i de chaque *bin* i , ainsi que la luminosité \mathcal{L} deviennent :

$$\begin{aligned}\tilde{b}_i &= b_i + x_1 \times \Delta b_i^{btag} + x_2 \times \Delta b_i^{JES} + x_3 \times \Delta b_i^{lumi} \\ \tilde{\mathcal{L}} &= \mathcal{L} + x_3 \times \Delta \mathcal{L}^{lumi} \\ \tilde{a}_i &= a_i + x_1 \times \Delta a_i^{btag} + x_2 \times \Delta a_i^{JES}\end{aligned}$$

C'est-à-dire que le même jeu de nombres aléatoires est utilisé au calcul des différents paramètres pour l'ensemble des *bins* de l'histogramme, de sorte que leurs fluctuations sont totalement corrélées. Seules les fluctuations statistiques sont générées indépendamment dans chaque *bin* de la distribution.

4. La nouvelle fonction de vraisemblance $L(\tilde{d}_i, \tilde{b}_i, \tilde{\mathcal{L}}, \tilde{a}_i)$ est maximisée pour extraire les nouvelles fractions d'hélicité (ainsi qu'éventuellement la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$).

Ce processus est répété 500 000 fois. L'ensemble des valeurs qui sont estimées à chaque tirage forme la distribution de probabilité de la mesure effectuée par une expérience unique affectée par toutes les incertitudes.

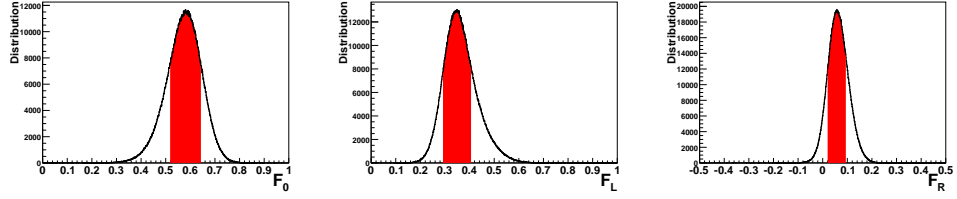


FIG. 12.6 – Distributions de probabilité et intervalles à 68 % de niveau de confiance des fractions d’hélicité estimées pour la sélection $2\text{-}btag$ lorsque la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est simultanément mesurée.

12.2.3 Incertitudes sur la mesure des fractions d’hélicité du boson W

Incertitude totale

La méthode d’extraction des incertitudes sur les fractions d’hélicité des bosons W dans la décroissance des quarks top est appliquée pour chacune des trois sélections, $0\text{-}btag$, $1\text{-}btag$ et $2\text{-}btag$, et suivant les deux possibilités proposées :

- La section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est fixée à sa valeur attendue (833 pb) ; ou
- La section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est simultanément mesurée.

Les distributions obtenues sont typiquement celles représentées sur la figure 12.6.

La valeur d’une incertitude est extraite en cherchant l’intervalle associé à la probabilité de 68 %, c’est-à-dire tel que l’intégrale de la distribution de probabilité sur cet intervalle vaille 0.68. Ces intervalles de confiance sont déterminés de manière à ce que les intégrales calculées à droite et à gauche de la valeur maximale soient égales.

Les incertitudes obtenues par la méthode décrite sont rassemblées sur le tableau 12.7. On observe tout d’abord que les mesures sont plus précises lorsque la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ est également mesurée. Ce résultat n’est pas surprenant : $\sigma_{t\bar{t}}$ est en facteur des fractions d’hélicité dans l’équation 12.4. Lorsque celle-ci est extraite par maximisation

Sélection	$\sigma_{t\bar{t}}$ fixée			$\sigma_{t\bar{t}}$ mesurée		
	F_0	F_L	F_R	F_0	F_L	F_R
$0\text{-}btag$	0.122	0.098	0.041	0.064	0.059	0.031
$1\text{-}btag$	0.117	0.090	0.038	0.061	0.056	0.032
$2\text{-}btag$	0.115	0.081	0.040	0.060	0.061	0.029

TAB. 12.7 – Incertitudes (absolues) obtenues sur les fractions d’hélicité pour les trois sélections.

12.2 Extraction des incertitudes

de la fonction de vraisemblance, elle absorbe toutes les fluctuations sur le nombre global d'événements (puisque la forme ne dépend pas de la normalisation). Les fractions d'hélicité obtenues simultanément sont ainsi protégées des sources d'incertitude sur les nombres d'événements qui n'affectent pas la distribution de l'observable $\cos\theta^*$. Par ailleurs, la meilleure précision est obtenue sur la fraction de bosons W d'hélicité droite, celle-là même qui est fortement supprimée dans le modèle standard.

Il faut noter que les résultats des trois sélections sont très similaires, la sélection $2\text{-}b\text{tag}$ étant très légèrement plus précise. Cela signifie que l'amélioration des efficacités de sélection obtenues en demandant un ou deux jets étiquetés b ne compense pas la valeur des incertitudes. L'utilisation de plusieurs sélections est néanmoins utile à la validation de ces résultats sur des données réelles.

La méthode d'estimation des incertitudes présentée à la section 12.2.2 permet également d'étudier la distribution de probabilité bidimensionnelle d'un couple de fractions. Les distributions des trois couples de fractions possibles sont données sur la figure 12.7 (une mesure est toujours effectuée pour deux fractions, la troisième s'en déduit par $F_0 + F_L + F_R = 1$). On remarquera qu'à cause de la très faible valeur de F_R , les fractions F_0 et F_L sont partiellement anti-corrélées. Les coefficients de corrélation de chaque couple de fractions peuvent être calculés à partir de ces distributions. Ils sont donnés dans le tableau 12.8.

Comparés aux mesures effectuées par les expériences du Tevatron et données à la section 10.3.3, ces résultats sont deux à trois fois plus précis. Cela illustre l'intérêt du LHC pour la physique de précision du quark top : quelques mois de prise de données à la luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ suffiront pour obtenir des résultats largement compétitifs.

Estimation des contributions de chaque incertitude

La contribution individuelle de chaque incertitude peut être évaluée en les faisant fluctuer une à une. Cette méthode est cependant biaisée pour les incertitudes calculées à partir d'échantillons dédiés, c'est-à-dire pour celles associées à l'échelle d'énergie des jets (JES) et à l'efficacité d'étiquetage des jets b ($b\text{tag}$). En effet, dans ce cas la statistique des échantillons ($MC \text{ stat}$) contribue également, par ses fluctuations, aux différences mesurées entre la distribution standard et la distribution obtenue pour une variation de la source de l'incertitude. Ces deux contributions ont donc été évaluées en supposant leurs valeurs décorréélées des effets statistiques :

$$\begin{aligned} \Delta^2(b\text{tag}) &\simeq \Delta^2(b\text{tag} + MC \text{ stat}) - \Delta^2(MC \text{ stat}), \\ \Delta^2(JES) &\simeq \Delta^2(JES + MC \text{ stat}) - \Delta^2(MC \text{ stat}). \end{aligned} \quad (12.15)$$

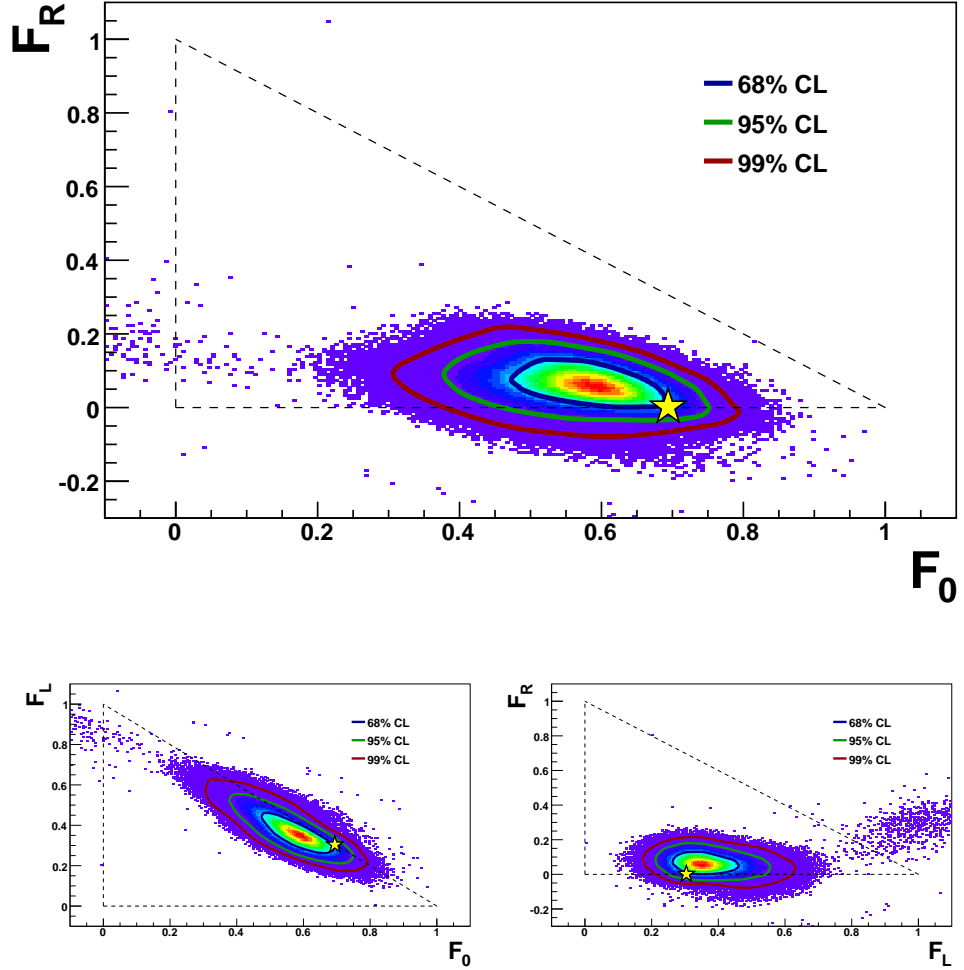


FIG. 12.7 – Distributions de probabilité des couples de fractions d'hélicité et intervalles de confiance à 68, 95 et 99 % (résultats obtenus avec la sélection $2\text{-}b\text{tag}$). L'étoile indique la valeur du modèle standard, et le triangle la zone de variation physiquement permise.

Couple de fractions	(F_0, F_L)	(F_0, F_R)	(F_L, F_R)
Coefficient de corrélation	-0.83	-0.40	-0.19

TAB. 12.8 – Coefficient de corrélation de chaque couple de fractions d'hélicité extraits de la figure 12.7.

12.2 Extraction des incertitudes

Dans cette équation Δ désigne la valeur de l'intervalle de confiance défini précédemment.

Le détail des incertitudes évaluées pour chaque sélection est donné dans les tableaux 12.9 ($\sigma_{t\bar{t}}$ fixée à sa valeur attendue) et 12.10 ($\sigma_{t\bar{t}}$ simultanément mesurée). L'incertitude statistique sur les données est inférieure à la contribution totale des différentes erreurs systématiques. Cela signifie que cette mesure sera rapidement dominée par ces dernières : ces résultats ne seront alors que marginalement améliorés par la collection d'une luminosité intégrée plus importante. La plupart des incertitudes systématiques pourront cependant être déterminées avec une meilleure précision au fur et à mesure des données collectées.

Les erreurs obtenues lorsque seules les fractions d'hélicité sont mesurées (tableau 12.9) sont importantes. Leurs contributions principales viennent des incertitudes sur l'échelle d'énergie des jets et sur le nombre global d'événements (luminosité et génération). Quand la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est également extraite par maximisation de la fonction de vraisemblance (tableau 12.10), cette dernière incertitude est cependant fortement réduite. L'incertitude systématique totale est alors dominée par l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets et celle induite par la limitation statistique des échantillons simulés (aussi bien pour les gabarits que pour les bruits de fond).

Ces résultats peuvent être confrontés à ceux obtenus avec la méthode évoquée à la section 12.1.1, basée sur la correction de la distribution en $\cos\theta^*$ reconstruite [90, 31]. Ils ne sont pas directement comparables en ce que la sélection utilisée dans les deux cas est différente, de même que la méthode d'évaluation des incertitudes. De plus certaines sources d'incertitudes prises en compte dans l'analyse [31] ont été négligées ici et devront être considérées pour une étude plus complète.

Les résultats de l'analyse [31], obtenus à partir des mêmes lots de données simulées que ceux utilisés dans cette étude, sont rassemblés dans le tableau 12.11. Comparées aux valeurs du tableau 12.10, les incertitudes systématiques totales de l'analyse [31] sont plus petites d'un facteur deux environ (sauf sur F_R).

Si les valeurs trouvées ont un même ordre de grandeur en ce qui concerne l'erreur sur l'efficacité d'étiquetage des jets b , les deux autres sources d'erreurs directement comparables entre les deux études (échelle d'énergie des jets et bruit de fond) induisent des incertitudes plus larges dans l'analyse présentée ici. Cette différence est interprétée comme résultant d'une plus grande contamination en bruits de fond. Cette contamination affecte en effet l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. Cela peut être évalué en supprimant artificiellement les fonds : l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets alors est grandement réduite, principalement pour F_0 ou les différences observées sont les plus importantes.

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

Sélection 0-btag

Incertitude	F_0	F_L	F_R
Statistique données	0.033	0.019	0.017
Échelle d'énergie des jets	0.103	0.023	0.035
Statistique gabarits	0.027	0.017	0.014
Statistique fonds	0.028	0.017	0.015
Luminosité	0.048	0.038	0.007
Génération signal	0.073	0.059	0.013
Génération fonds	0.021	0.016	0.007
Total systématiques	0.118	0.088	0.038
Incertitude totale	0.122	0.098	0.041

Sélection 1-btag

Incertitude	F_0	F_L	F_R
Statistique données	0.034	0.021	0.018
Efficacité de l'étiquetage b	0.019	0.020	0.005
Échelle d'énergie des jets	0.075	0.054	0.024
Statistique gabarits	0.031	0.018	0.015
Statistique fonds	0.022	0.014	0.011
Luminosité	0.034	0.029	0.005
Génération signal	0.061	0.053	0.009
Génération fonds	0.000	0.005	0.005
Total systématiques	0.113	0.087	0.034
Incertitude totale	0.117	0.090	0.038

Sélection 2-btag

Incertitude	F_0	F_L	F_R
Statistique données	0.035	0.023	0.018
Efficacité de l'étiquetage b	0.066	0.052	0.016
Échelle d'énergie des jets	0.046	0.018	0.027
Statistique gabarits	0.023	0.014	0.012
Statistique fonds	0.020	0.013	0.010
Luminosité	0.031	0.026	0.006
Génération signal	0.057	0.048	0.010
Génération fonds	0.010	0.002	0.002
Total systématiques	0.103	0.082	0.035
Incertitude totale	0.115	0.081	0.040

TAB. 12.9 – Détail des contributions aux incertitudes absolues sur les fractions d'hélicité pour les trois sélections (la section efficace de production $t\bar{t}$ est fixée à sa valeur attendue).

12.2 Extraction des incertitudes

Sélection 0-btag

Incertitude	F_0	F_L	F_R	$\sigma_{t\bar{t}}$
Statistique données	0.033	0.020	0.017	6
Échelle d'énergie des jets	0.031	0.050	0.015	163
Statistique gabarits	0.030	0.019	0.015	6
Statistique fonds	0.028	0.017	0.015	5
Luminosité	0.016	0.007	0.005	57
Génération signal	0.009	0.003	0.007	42
Génération fonds	0.018	0.013	0.007	37
Total systématiques	0.056	0.057	0.025	177
Incertitude totale	0.064	0.059	0.031	202

Sélection 1-btag

Incertitude	F_0	F_L	F_R	$\sigma_{t\bar{t}}$
Statistique données	0.036	0.022	0.019	7
Efficacité de l'étiquetage b	0.013	0.001	0.007	35
Échelle d'énergie des jets	0.033	0.049	0.015	139
Statistique gabarits	0.029	0.018	0.016	6
Statistique fonds	0.023	0.015	0.011	4
Luminosité	0.007	0.004	0.001	48
Génération signal	0.000	0.005	0.001	37
Génération fonds	0.012	0.010	0.006	22
Total systématiques	0.049	0.051	0.025	154
Incertitude totale	0.061	0.056	0.032	159

Sélection 2-btag

Incertitude	F_0	F_L	F_R	$\sigma_{t\bar{t}}$
Statistique données	0.035	0.022	0.018	7
Efficacité de l'étiquetage b	0.009	0.012	0.001	106
Échelle d'énergie des jets	0.034	0.051	0.016	106
Statistique gabarits	0.023	0.014	0.012	5
Statistique fonds	0.021	0.014	0.010	4
Luminosité	0.006	0.003	0.000	49
Génération signal	0.000	0.000	0.003	37
Génération fonds	0.014	0.009	0.000	21
Total systématiques	0.048	0.057	0.022	157
Incertitude totale	0.060	0.061	0.029	158

TAB. 12.10 – Détail des contributions aux incertitudes absolues sur les fractions d'hélicité et la section efficace de production $t\bar{t}$ (en pb) pour les trois sélections ($\sigma_{t\bar{t}}$ est mesurée).

Source d'erreur systématique	F_0	F_L	F_R
Efficacité d'étiquetage b (5 %)	0.002	0.007	0.005
Échelle d'énergie des jets (5 %)	0.002	0.02	0.02
Bruits de fonds	0.002	0.004	0.001
Fonctions de structures partoniques	0.003	0.003	0.004
Radiations dans l'état initial	0.002	0.001	0.001
Radiations dans l'état final	0.007	0.009	0.002
Fragmentation des quarks b	0.002	0.001	0.001
Modélisation de l'hadronisation	0.016	0.010	0.006
Bruit d'empilement(2.3 événements)	0.002	0.005	0.006
Masse du quark top (2 GeV)	0.011	0.015	0.004
Erreur systématique totale	0.02	0.03	0.02

TAB. 12.11 – Incertitudes systématiques sur les fractions d'hélicité obtenues par la méthode de correction des distributions [31]. Les erreurs indiquées en caractères gras sont directement comparables aux résultats de l'étude présentée ici.

Ceci est confirmé par la valeur du rapport signal sur bruit obtenu par l'analyse [31], qui est de 7.8, deux fois supérieur à celui trouvé ici. Ces meilleures performances sont atteintes par l'utilisation de critères de qualité appliqués aux événements, basés sur les valeurs reconstruites des masses des quarks top et des bosons W . Ce type de sélection plus élaborée n'a pas été mis en œuvre pour cette étude qui s'est concentrée sur la méthode d'extraction des fractions et de leurs incertitudes. C'est une des principales pistes d'amélioration potentielle pour le futur.

Conclusion

Appliquée pour la première fois à la prédiction des performances de l'expérience ATLAS pour l'étude de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top, la méthode d'analyse décrite à la section 12.1.2 a montré sa capacité à extraire les valeurs des trois fractions d'hélicité. Cette extraction est réalisée au moyen de gabarits qui modélisent les distributions expérimentales de l'observable $\cos\theta^*$ pour chaque état d'hélicité.

Les incertitudes associées à cette étude ont été évaluées pour de nombreuses sources d'erreurs et combinées par l'utilisation de tirages aléatoires. Les valeurs estimées montrent que les résultats de l'expérience ATLAS sur cette mesure seront rapidement compétitifs avec ceux des expériences installées au Tevatron. Les incertitudes évaluées sont en effet deux à trois fois plus faibles que celles des mesures actuelles.

Ces résultats ont été comparés aux prédictions effectuées avec une méthode différente d'extraction des fractions d'hélicité. Les écarts obtenus sont attribués à une plus grande contamination du signal par le bruit de fond, pour cette étude, qui résulte d'une sélection moins élaborée. Au vu de ces

12.3 Contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb

considérations, la méthode d'extraction des fractions d'hélicité proposée ici peut être validée.

Une étude plus complète de ses performances peut maintenant être envisagée. Celle-ci devra améliorer le rejet des événements de bruit de fond et estimer plus complètement l'ensemble de ses incertitudes.

12.3 Contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb

La mesure des fractions d'hélicité des bosons W dans la décroissance des quarks top permettra à l'expérience ATLAS de contraindre la valeur des couplages anormaux au vertex Wtb présentés à la section 10.3.2. Ces contraintes peuvent être estimées pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} à partir des résultats présentés à la section 12.2. Pour cela, les valeurs des fractions d'hélicité seront fixées à celles du modèle standard. Puisque ces résultats ont été obtenus à partir de la mesure de paires de quarks top, il n'est pas possible de contraindre le seul couplage non nul du modèle standard : $V_L \simeq V_{tb} \approx 1$, qui sera fixé à l'unité⁶.

12.3.1 Méthode d'extraction des contraintes sur les couplages anormaux

Les couplages anormaux V_R , g_L , et g_R , qui sont tous nuls dans le modèle standard, sont liés aux fractions d'hélicité par les équations données sur la figure 10.8 du chapitre 10. Pour la suite, la symétrie CP sera supposée conservée par le vertex Wtb , c'est-à-dire que les couplages anormaux seront pris réels [102].

La mesure la plus adaptée à cette étude est celle obtenue à partir de la sélection $2\text{-}b\text{tag}$ en laissant libre la valeur de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$. Elle fournit en effet la meilleure précision sur la valeur des fractions d'hélicité. Les contraintes sur les couplages anormaux sont ainsi extraites des distributions présentées sur la figure 12.6. Il faut cependant prendre en compte le biais présent sur l'extraction des fractions d'hélicité à partir de l'échantillon de données généré par le programme MC@NLO et la simulation complète du détecteur ATLAS (voir section 12.1.4). La solution consiste ici à utiliser les distributions dérivées de l'échantillon simulé avec les programmes ALPGEN et ATLFast dans le cadre du modèle standard. Cet échantillon, présenté sur le tableau 12.1, donne typiquement les mêmes incertitudes sur les fractions d'hélicité, mais les valeurs extraites en l'absence

⁶Ou, de manière équivalente, la valeur des autres couplages sera normalisée par rapport à V_L . Comme précisé à la section 10.2.3, V_L et V_{tb} sont principalement mesurés à partir de la production de quarks top célibataires.

de source d'incertitude sont celles du modèle standard. C'est-à-dire qu'elles ne sont pas biaisées.

Les contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb seront évaluées par une méthode de tirages aléatoires. Chaque tirage sera accepté ou rejeté en fonction de la distribution de probabilité de la mesure simultanée de deux fractions d'hélicité (la troisième s'en déduit par $F_0 + F_L + F_R = 1$). Cette distribution de probabilité peut être évaluée à partir des distributions de chaque fraction, illustrées sur la figure 12.6. Ces distributions unidimensionnelles sont plus régulières que celles, bidimensionnelles, représentées sur la figure 12.9. Il faut néanmoins tenir compte des corrélations, et cela sera fait avec une approximation gaussienne. Cela signifie que la probabilité $P(V_R, g_L, g_R)$ associée à un jeu de couplages anormaux V_R , g_L et g_R , sera évaluée par :

$$P(V_R, g_L, g_R) = P_X(V_R, g_L, g_R) \times P_Y(V_R, g_L, g_R) \times \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} e^{r \frac{(X-\bar{X})(Y-\bar{Y})}{\Delta_X \Delta_Y}}, \quad (12.16)$$

où P_X et P_Y désignent les distributions de probabilité des fractions X et Y . Le terme de corrélation est calculé à partir du coefficient de corrélation r , des valeurs attendues \bar{X} et \bar{Y} des deux fractions d'hélicité dans le modèle standard, et des incertitudes correspondantes Δ_X et Δ_Y estimées précédemment.

Parmi les trois couples de fractions d'hélicité envisageables, le couple $(X = F_L, Y = F_R)$ est tout à fait indiqué à l'étude proposé. Son coefficient de corrélation est en effet le plus faible, comme indiqué dans le tableau 12.8 (l'expression donnée dans l'équation 12.16 n'est qu'une approximation). Il est de plus tout à fait adapté à l'évaluation de contraintes sur les trois couplages anormaux, tant en terme de sensibilité (voir figure 10.7) que de précision (donnée sur le tableau 12.7).

L'extraction des contraintes accessibles à l'expérience ATLAS sur la valeur des couplages anormaux au vertex Wtb est ainsi réalisée comme suit :

1. La valeur de l'un ou des trois couplages anormaux, V_R , g_L et g_R , est tirée aléatoirement à partir d'une distribution uniforme sur l'intervalle $[-1; 1]$.
2. Les valeurs correspondantes des fractions d'hélicité gauche F_L et droite F_R en sont déduites à partir du jeu d'équations de la figure 10.8.
3. La probabilité $P(V_R, g_L, g_R)$ que le jeu de couplages choisi soit en accord avec les précisions attendues sur la valeur des fractions, données à la section 12.2.3, est calculée à partir de l'équation 12.16.
4. Un nouveau nombre aléatoire est tiré entre 0 et 1. Si ce nombre est plus petit que $P(V_R, g_L, g_R)$, le jeu de couplage est conservé, sinon il est rejeté.

12.3 Contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb

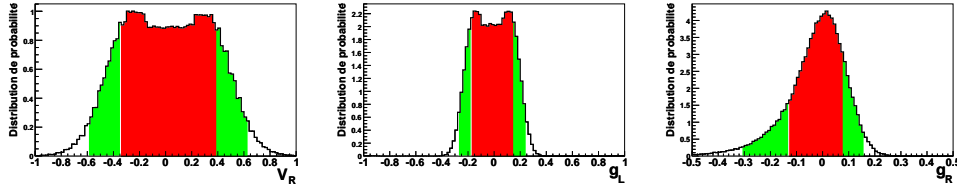


FIG. 12.8 – Distributions de probabilité et intervalles à 68 % et 95 % de niveau de confiance de chaque couplage anormal au vertex Wtb , lorsque les deux autres sont fixés à zéro, leur valeur dans le modèle standard.

Cet ensemble d'opérations est répété un grand nombre ($\sim 10^9$) de fois. Il permet d'obtenir la distribution de probabilité compatible avec l'incertitude attendue sur les fractions d'hélicité, d'un seul couplage (si les deux autres sont fixés à leur valeur dans le modèle standard) ou des trois (si tous les couplages anormaux sont tirés aléatoirement).

12.3.2 Résultats

Les distributions obtenues, grâce à la méthode exposée ci-dessus, lorsqu'un seul couplage anormal est non nul sont données sur la figure 12.8. Leurs formes sont très éloignées de celle d'une distribution gaussienne, contrairement aux distributions des fractions d'hélicité. Cela vient des termes non linéaires dans les équations de la figure 10.8 [102].

Les intervalles correspondants aux niveaux de confiance de 68 et 95 % sont donnés sur la tableau 12.12. Ceux-ci sont calculés de telle manière que la probabilité que le couplage considéré ne soit pas dans l'intervalle soit la même pour les valeurs positives et négatives. Le couplage g_R possède deux valeurs compatibles avec celles des fractions d'hélicité du modèle standard (voir figure 12.9). Sa distribution et ses niveaux de confiance sont évalués pour sa valeur nulle, qui est la plus probable et celle du modèle standard.

Ces résultats correspondent à une amélioration d'un facteur 3 à 4 des contraintes disponibles actuellement grâce aux mesures effectuées au Tevatron et qui sont données sur le tableau 10.2 du chapitre 10. Il est également

Couplage anormal	V_R	g_L	g_R
Intervalle à 68 %	$[-0.35, 0.39]$	$[-0.18, 0.15]$	$[-0.13, 0.08]$
Intervalle à 95 %	$[-0.59, 0.63]$	$[-0.27, 0.24]$	$[-0.31, 0.16]$

TAB. 12.12 – Intervalles de confiance à 68 et 95 % évalués pour chaque couplage anormal au vertex Wtb lorsque les deux autres sont fixés à zéro, leur valeur dans le modèle standard.

remarquable que la meilleure précision soit obtenue sur g_R qui est le paramètre le moins contraint par l'étude des mésons beaux. Son incertitude est environ trois fois plus faible que celle estimée par la mesure du rapport d'embranchement $BR(b \rightarrow s\gamma)$ donnée sur le tableau 10.1.

Il est possible de faire varier simultanément les trois couplages anormaux au vertex Wtb . On obtient alors leur distribution de probabilité tridimensionnelle, dont les projections sur chaque paire de couplages sont données sur la figure 12.9.

Dans ce cas, la valeur du couplage vectoriel droit V_R peut largement s'éloigner de celle du modèle standard, tout en étant compatible avec les observations, si les deux couplages tensoriels annulent en partie sa contribution. Le couplage tensoriel droit g_R possède deux solutions permises par ces mesures. Une près de zéro, sa valeur dans le modèle standard, et la seconde autour de 0.8. Cette dernière peut cependant être rejetée à partir des mesures de la section efficace de production électrofaible des quarks tops [127].

Les résultats de cette étude seule devraient tout de même permettre à l'expérience ATLAS d'exclure les valeurs de g_R inférieures à -0.3 à 68 % de niveau de confiance⁷. Le couplage tensoriel gauche est le seul dont la région de variation soit bien déterminé. Cette étude, réalisée sur 1 fb^{-1} de données du LHC, devrait permettre d'exclure les valeurs $|g_L| \gtrsim 0.6$ à 68 % de niveau de confiance.

Des contraintes plus précises peuvent également être obtenues à partir de la mesure des rapports $\rho_{L/R} = \frac{F_{L/R}}{F_0}$ ou de certaines asymétries, et par la combinaison des analyses effectuées sur les événements paire $t\bar{t}$ semi-leptonique, paire $t\bar{t}$ dileptonique et quark top célibataire [102, 90, 126, 128, 127]. L'étude exposée ici présente l'intérêt d'utiliser directement la distribution des fractions d'hélicité obtenue par la méthode d'évaluation de leurs incertitudes détaillée à la section 12.2.2.

12.4 Conclusion et perspectives

12.4.1 Conclusion

Une nouvelle méthode d'étude de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top a été mise en œuvre pour l'expérience ATLAS. Cette méthode est basée sur la prédiction des distributions expérimentales de l'observable $\cos\theta^*$ pour chaque état d'hélicité du boson W . L'extraction des fractions d'hélicité est ensuite réalisée par la maximisation de la fonction de vraisemblance construite sur les données mesurées.

⁷Pour des raisons techniques, les valeurs à 95 % de niveau de confiance n'ont pu être déterminées.

12.4 Conclusion et perspectives

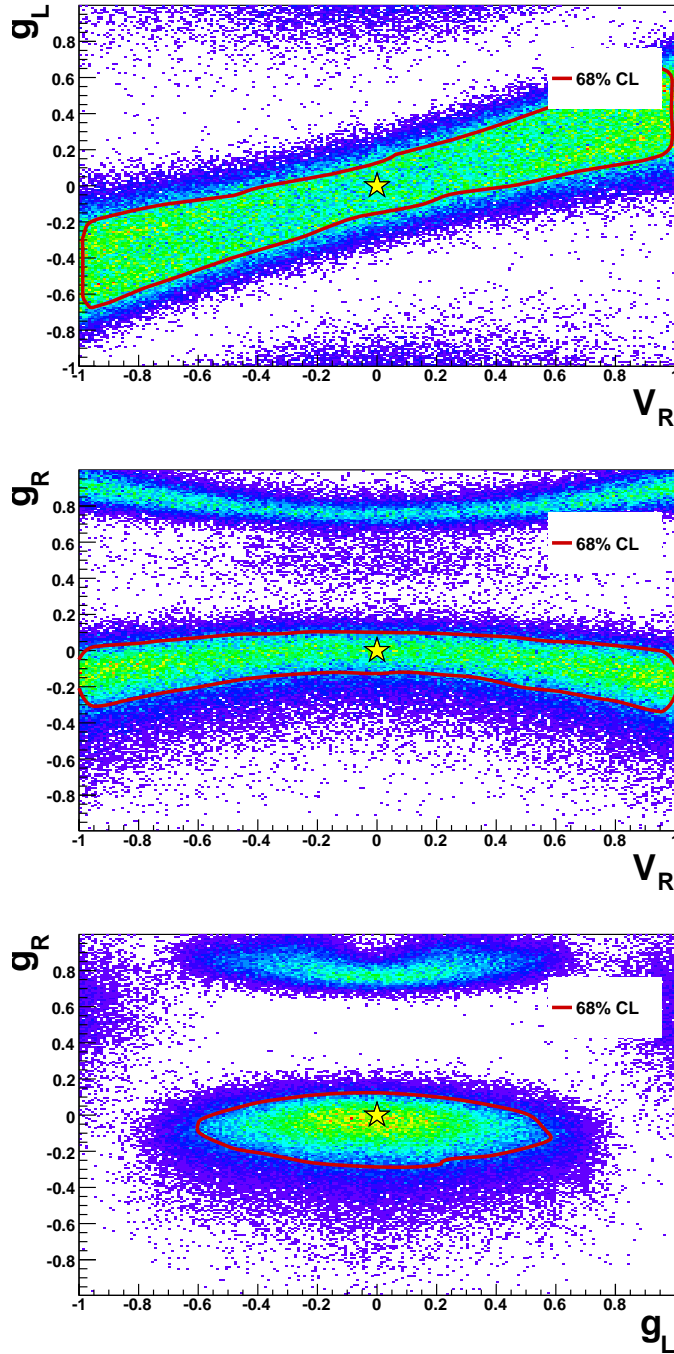


FIG. 12.9 – Projections bidimensionnelles de la distribution de probabilité des couplages anormaux aux vertex Wtb , lorsque les trois couplages varient simultanément. Sont également représentées les régions associées au niveau de confiance de 68 %. L'étoile indique les valeurs attendues pour le modèle standard.

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

L'effet de nombreuses sources d'incertitude sur la mesure des fractions d'hélicité a été estimé. Leurs différentes contributions ont été combinées par une méthode de tirages aléatoires qui prend en compte leurs corrélations. La précision accessible à l'expérience ATLAS après la collection, pendant quelques mois de fonctionnement du LHC à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), de 1 fb^{-1} de luminosité intégrée à l'énergie de 14 TeV dans le centre de masse des collisions, est donnée dans le tableau 12.13. Ces résultats correspondent à l'amélioration des mesures existantes réalisées au Tevatron d'un facteur deux à trois.

		Valeur dans le modèle standard	Précision attendue (1 fb^{-1})
Longitudinale	F_0	0.694	± 0.035 (stat.) ± 0.048 (sys.)
Gauche	F_L	0.304	± 0.022 (stat.) ± 0.057 (sys.)
Droite	F_R	1.49×10^{-3}	± 0.018 (stat.) ± 0.022 (sys.)

TAB. 12.13 – Précision attendue (incertitudes statistiques et systématiques) sur la mesure des fractions d'hélicité des bosons W dans la décroissance des quarks top (résultats de la sélection $2\text{-}b\text{tag}$ avec extraction simultanée de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$).

Les contraintes qui peuvent être dérivées sur la valeur des couplages anormaux au vertex Wtb ont été évaluées à partir de la distribution attendue de la mesure des fractions d'hélicité. Les précisions estimées sur la mesure d'un seul couplage s'écartant de sa valeur dans le modèle standard sont données dans le tableau 12.14.

		Intervalle à 68 % de niveau de confiance (1 fb^{-1})
Couplage anormal		
Vectorel droit	V_R	$[-0.35, 0.39]$
Tensoriel gauche	g_L	$[-0.18, 0.15]$
Tensoriel droit	g_R	$[-0.13, 0.08]$

TAB. 12.14 – Précision attendue sur la mesure d'un couplage anormal en supposant les autres à leur valeur dans le modèle standard ($V_L = 1, V_R = g_L = g_R = 0$).

Ces résultats correspondent à une amélioration des mesures existantes réalisées au Tevatron d'un facteur trois à quatre. L'incertitude évaluée sur g_R est de plus environ trois fois plus faible que celle estimée par l'étude des mésons beaux. Si tous les couplages au vertex Wtb sont libres de varier (à part le couplage vectorel gauche V_L du modèle standard), V_R est alors difficilement contraint et il existe en général deux solutions pour g_R . Les contraintes suivantes à 68 % de niveau de confiance devraient cependant être obtenues :

$$g_R \gtrsim -0.3 \quad \text{et} \quad |g_L| \lesssim 0.6. \quad (12.17)$$

12.4 Conclusion et perspectives

Différentes perspectives peuvent être envisagées à l'étude proposée. Celle-ci peut tout d'abord être perfectionnée pour obtenir de meilleurs résultats. Elle peut également être étendue à d'autres canaux de mesure et aboutir à l'extraction simultanée des fractions d'hélicité dans les différents canaux, en utilisant au maximum les informations accessibles sur la décroissance des paires $t\bar{t}$. À plus long terme, une application à la recherche de bosons de Higgs chargés et légers peut également être développée.

12.4.2 Perfectionnement de l'étude réalisée

Amélioration de la sélection des événements

Comme expliqué à la section 12.2.3, la première amélioration à considérer concerne le rejet des bruits de fond. L'efficacité d'étiquetage des jets b contribue peu aux incertitudes sur la mesure, et celui-ci est avantageusement utilisé pour éliminer les fonds $W + jets$. Les bruits de fond subsistants sont ceux qui contiennent un ou deux quarks top. Leur rejet nécessitera la mise en place de coupures sur la qualité de la reconstruction, soit sur la valeur des masses reconstruites pour les bosons W et les quarks top, soit sur celle du χ^2 calculé lors de la reconstruction des événements à la section 11.3.3. Une solution plus élaborée peut s'appuyer sur la mise en place de méthodes multivariées (fonctions de vraisemblance, arbres de décision, réseaux de neurones, etc.) qui permettent de combiner un grand nombre de variables.

Amélioration de la reconstruction des événements

Malgré l'utilisation de gabarits, la mesure est dégradée par une mauvaise résolution sur l'observable. Différentes améliorations à la reconstruction des événements présentée à la section 11.3.3 peuvent être étudiées. Lors de la reconstruction du boson W à décroissance leptonique, les différentes solutions de l'équation 11.2 sur l'impulsion du neutrino peuvent ainsi être considérées, et par exemple sélectionnées par la valeur du χ^2 calculée. La contribution du bruit de fond combinatoire, constitué des événements de type signal mal reconstruits, peut également être évaluée. Celle-ci devrait être réduite par l'utilisation de coupures sur la reconstruction, telles que présentées ci-dessus.

Amélioration de l'extraction des fractions d'hélicité

L'application de la méthode d'extraction des fractions d'hélicité présentée à la section 12.1.2 sur des données réelles nécessitera la correction du biais introduit par la simulation rapide du détecteur qui est utilisée à la construction des gabarits. Ce biais, décrit à la section 12.1.4, pourrait être réduit par le recours à la version II du programme ATLFAST. La grande statistique nécessaire à la fabrication des gabarits interdit en effet de simuler

complètement le détecteur ATLAS à partir du programme GEANT 4. L'extraction des fractions d'hélicité peut également être réalisée uniquement sur la partie non biaisée de la distribution de l'observable $\cos\theta^*$, au risque de perdre en sensibilité. Enfin, le biais obtenu sur la distribution pourrait être réduit ou paramétrisé en modifiant le critère d'isolation du lepton chargé qui en est responsable.

Par ailleurs, la méthode d'extraction des fractions d'hélicité peut être plus amplement validée en fixant, au niveau de la génération partonique des gabarits, la polarisation du boson W . Le recours pour cela au générateur PROTOS⁸ serait par exemple pertinent. Ce programme décrit en effet un vertex Wtb anormal avec ses couplages vectoriels et tensoriels.

Amélioration de l'évaluation des incertitudes

L'évaluation des incertitudes doit être améliorée par la prise en compte plus complète des différentes sources d'erreurs. Cela passe notamment par l'évaluation de la sensibilité de la mesure aux erreurs sur la fragmentation et l'hadronisation des quarks b , induites lors de la génération des processus partoniques et qui sont détaillées à la section 12.2.1. La conséquence de l'incertitude existante sur la masse du quark top, utilisée lors de la reconstruction des événements, peut également être évaluée en variant sa valeur dans le calcul du χ^2 donné à la section 11.3.3.

L'erreur sur l'échelle d'énergie des jets est une erreur dominante. L'incertitude qu'elle induit peut éventuellement être réduite par l'utilisation d'un étalonnage *in situ*, c'est-à-dire par l'évaluation événement par événement de l'échelle d'énergie des jets à partir de la masse reconstruite du boson W à décroissance hadronique et de celle du quark top qui en est à l'origine [31]. Par ailleurs, les incertitudes imputables aux bruits de fond devraient être réduites par l'utilisation de coupures sur la reconstruction des événements telles que décrites ci-dessus. La mise en place de méthodes multivariées permettrait de plus d'isoler des lots de données enrichis en bruits de fond utiles à la validation des simulations.

Amélioration des contraintes sur les couplages anormaux

L'extraction des contraintes sur les couplages anormaux au vertex Wtb peut être perfectionnée par l'utilisation, non pas directement des fractions de polarisation, mais par exemple des rapports d'hélicité $\rho_{L/R} = \frac{F_{L/R}}{F_0}$, d'asymétries angulaires ou de la distribution en énergie du lepton chargé [102]. Dans ce cas, c'est sur ces variables que les incertitudes devront être minimisées. De plus, la méthode décrite à la section 12.3.1 peut également être validée en générant différents jeux de couplages (V_R, g_L, g_R) grâce au programme PROTOS.

⁸En cours de développement par J.A. Aguilar-Saavedra (Universidad de Granada).

12.4.3 Étude multicanal de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

L'étude présentée ici s'est jusqu'à présent limitée à la mesure de la distribution angulaire des électrons et des muons issus d'un boson W dans les événements $t\bar{t}$ à décroissance semi-leptonique. Mais d'autres observables permettent de sonder la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top.

Tout d'abord, les désintégrations hadroniques des bosons W peuvent être prises en compte. Par exemple, l'angle θ_{had} de la distribution angulaire d'un des quarks peut être défini de manière analogue à l'angle θ^* du lepton chargé. Dans ce cas cependant, il n'est pas possible de mesurer expérimentalement l'isospin du jet hadronique créé par la fragmentation et l'hadronisation du quark. L'angle θ_{had} peut tout de même être mesuré à une phase π près, si l'un des deux jets de la désintégration du boson W est choisi aléatoirement.

La distribution obtenue est alors celle de la valeur absolue de son cosinus, $|\cos\theta_{had}|$. Cette mesure ne permet pas de distinguer entre les hélicités droite et gauche du boson W , car les distributions de F_L et F_R sont symétriques l'une de l'autre (voir figure 12.2). Les valeurs respectives de F_0 et de $F_L + F_R$ peuvent cependant être extraites.

Par ailleurs, tous les bruits de fond contenant un quark top contiennent également des informations sur la polarisation des bosons W . Si on se limite au principaux bruits de fond $t\bar{t}$, on trouve en effet :

- Pour les événements $t\bar{t} \rightarrow l\nu l'\nu' b\bar{b}$ ($t\bar{t}$ dileptonique, $l = e$ ou μ) deux bosons W à décroissance leptonique.
- Pour les événements $t\bar{t} \rightarrow \tau(\rightarrow e/\mu \nu \nu_\tau) \nu_\tau j j b\bar{b}$ ($t\bar{t}$ semi-leptonique, $l = \tau$) un boson W à décroissance hadronique et un boson W à décroissance leptonique donnant un lepton τ à décroissance leptonique.
- Pour les événements $t\bar{t} \rightarrow \tau(\rightarrow j\nu_\tau) \nu_\tau l\nu b\bar{b}$ ($t\bar{t}$ dileptonique avec présence d'un lepton τ , $l = e$ ou μ) deux bosons W à décroissance leptonique, dont un donnant un lepton τ à décroissance hadronique.

Ces différents processus souffrent cependant d'une difficulté de reconstruction due à la présence de plusieurs neutrinos. Il est cependant envisageable d'utiliser comme observable les masses invariantes des systèmes $\{b, e/\mu\}$ ($M_{b\bar{b}}^2$) ou $\{b, j\}$ ($M_{j\bar{b}}^2$) pour, respectivement, les décroissances leptoniques et hadroniques des bosons W et des leptons τ . La mesure de ces observables ne nécessite pas en effet la reconstruction complète des événements, bien qu'elle soit en général plus sensible aux sources d'erreurs systématiques.

Ces constatations amènent à considérer l'ensemble d'observables donné dans le tableau 12.15.

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

Processus	Boson W_1 Observable	Boson W_2 Observable
$t\bar{t}$ semi-leptonique (lepton = e ou μ)	$W \rightarrow e/\mu$ $\cos \theta^*$	$W \rightarrow jj$ $ \cos \theta_{had} $
$t\bar{t}$ dileptonique (lepton = e ou μ)	$W \rightarrow e/\mu$ M_{lb}^2	$W \rightarrow e/\mu$ M_{lb}^2
$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ ($t\bar{t}$ semi-leptonique, $\tau \rightarrow l\nu_\tau$)	$W \rightarrow \tau, \tau \rightarrow e/\mu$ M_{lb}^2	$W \rightarrow jj$ M_{jb}^2
$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ ($t\bar{t}$ dileptonique, $\tau \rightarrow j\nu_\tau$)	$W \rightarrow e/\mu$ M_{lb}^2	$W \rightarrow \tau, \tau \rightarrow j$ M_{jb}^2

TAB. 12.15 – Observables envisageables pour l'étude de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$.

Il est alors possible d'envisager la mesure simultanée de l'ensemble de ces observables. La solution la plus pertinente serait l'utilisation d'une présélection simple et robuste suivie d'une méthode multivariée pour séparer les différents canaux de mesure. La présélection pourrait se limiter à demander exactement deux jets étiquetés b , au moins un lepton chargé de haute énergie et la présence d'énergie manquante transverse. L'utilisation de l'étiquetage des jets b n'induit pas d'incertitude importante sur les distributions, comme cela a été montré, et permet d'éliminer la majeure partie des fonds $W + jets$. Requérir exactement deux jets b permettrait de plus, de faciliter la reconstruction, et de diminuer ainsi le fond combinatoire (car le taux de mauvaise identification est faible).

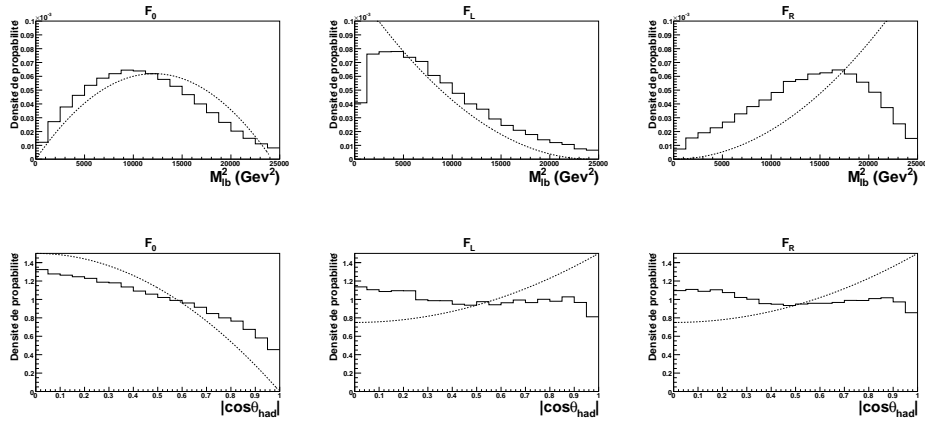


FIG. 12.10 – Gabarits (en trait plein) et distributions théoriques (en traits tiretés) des observables M_{lb}^2 (**haut**) et $|\cos \theta_{had}|$ (**bas**). Les gabarits ont été obtenus à partir de la distribution $2-btag$.

12.4 Conclusion et perspectives

À partir de l'ensemble de ces observables, les fractions d'hélicité des bosons W pourraient être extraites simultanément dans chacun des canaux de mesure (les signaux des uns sont alors les bruits de fond des autres) par la maximisation de la fonction de vraisemblance construite à partir des gabarits correspondants. À titre d'exemple, les gabarits des observables M_{bb}^2 et $|\cos \theta_{had}|$ obtenus pour les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques sont donnés sur la figure 12.10 (comme précédemment énoncé, les fractions F_L et F_R ne sont pas distinguables pour l'observable $|\cos \theta_{had}|$).

L'extraction des fractions d'hélicité des bosons W dans la décroissance des quarks top peut être effectuée globalement (en supposant que ces fractions sont les mêmes pour chaque observable) ou de manière indépendante (par l'évaluation d'un jeu de fractions par observable). Cette dernière solution permet de tester la consistance de la méthode et la présence de phénomènes de nouvelle physique dépendants du canal observé.

12.4.4 Application à la recherche d'un boson de Higgs chargé léger

L'étude multicanal proposée ci-dessus est tout à fait adaptée à la recherche de bosons de Higgs chargés légers. En effet, les bosons de Higgs sont des particules scalaires : ils ne peuvent être polarisés, une observable de sa polarisation possède donc une distribution uniforme ($F_0 = F_L = F_R = \frac{1}{3}$). Comme énoncé à la section 10.2.2, ces bosons sont présents dans les théories à deux doublets de Higgs comme les théories de supersymétrie. Lorsqu'ils sont légers ($m_{H^+} < m_t$), ils sont généralement produits de manière préférentielle dans les désintégrations de quarks top. Ces théories sont usuellement paramétrées par le rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de Higgs $\tan \beta$, et la masse du boson de Higgs chargé m_{H^+} .

Les bosons de Higgs chargés légers ont deux principaux modes de décroissance : $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ et $H^+ \rightarrow c\bar{s}$. Les rapports d'embranchement de ces deux processus, ainsi que celui de la désintégration $t \rightarrow H^+ \bar{b}$ sont donnés en fonction de $\tan \beta$ sur la figure 12.11.

La détection de bosons de Higgs chargés légers à partir de l'étude multicanal des événements $t\bar{t}$ est possible pour ses deux principaux canaux de décroissance. Sa présence peut en effet être signée par :

- un excès d'événements $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$, et la modification des observables de polarisation correspondantes ;
- un biais sur les mesures de la polarisation des bosons W à décroissance hadronique. Dans ce cas, le boson de Higgs décroît en deux jets, et il est également possible de reconstruire sa masse invariante.

Les rapports d'embranchement donnés sur la figure 12.11 montrent que le nombre d'événements Higgs chargé attendus est plus faible que celui des

Analyse de la polarisation des bosons W dans les événements $t\bar{t}$

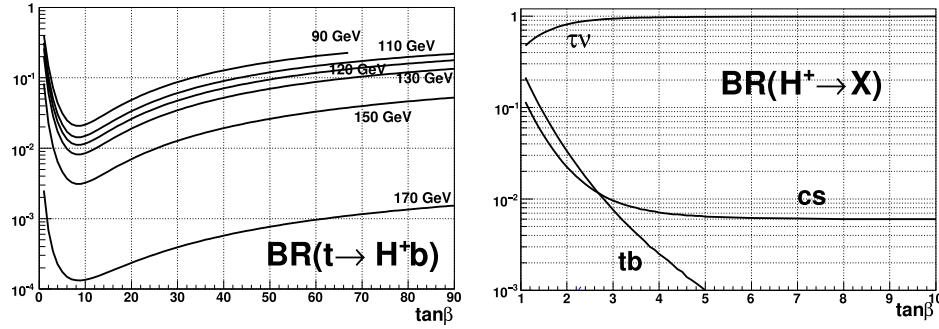


FIG. 12.11 – Production et décroissance typique d’un boson de Higgs chargé et léger [31]. **Gauche** : rapport d’embranchement de la désintégration d’un quark top pour différentes masses du boson de Higgs chargé. **Droite** : rapports d’embranchement des principaux processus de décroissance d’un boson de Higgs chargé ($m_{H^+} = 130$ GeV).

événements $t\bar{t}$. La recherche d’un boson de Higgs chargé demandera la mise en place d’une méthode de sélection dédiée. Ainsi, et grâce à la grande luminosité du LHC et à l’énergie de ses collisions, la combinaison :

- des différents canaux d’étude $t\bar{t}$,
- des deux canaux de décroissance des bosons de Higgs chargés,
- des observables de polarisation,
- et des observables de masse invariante ou de spectre en impulsion transverse ($m_{H^+} > m_W$),

devrait permettre d’être sensible à de vastes zones de l’espace des paramètres ($m_{H^+}, \tan\beta$), dont les régions toujours inexplorées sont données sur la figure 12.12.

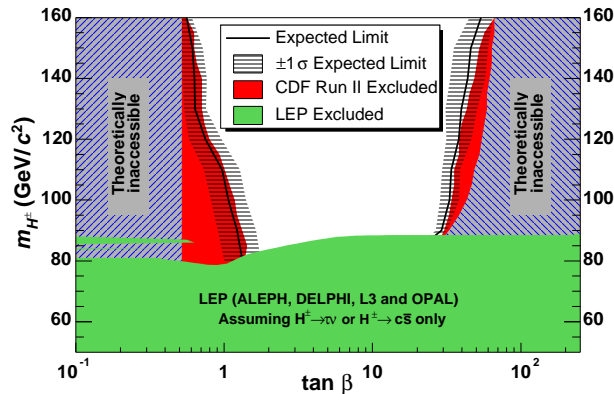


FIG. 12.12 – Régions du plan ($m_{H^+}, \tan\beta$) exclues à 95 % de niveau de confiance [7].

Conclusion de la troisième partie

LES propriétés du quark top attendues dans le cadre du modèle standard peuvent notamment être testées, comme expliqué au chapitre 10, par la mesure de la polarisation des bosons W créés dans sa désintégration. Cette dernière partie a présenté l'étude prospective que j'ai effectuée pour la réalisation de cette mesure avec l'expérience ATLAS. J'ai considéré pour cela la collection de 1 fb^{-1} de luminosité intégrée, soit quelques mois de fonctionnement du LHC à la luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Ce travail a été réalisé à partir d'événements simulés, que j'ai sélectionnés et reconstruits, comme décrit au chapitre 11. J'ai ensuite mis en place et validé une méthode de mesure et d'évaluation de ses incertitudes novatrice pour la réalisation de cette étude avec l'expérience ATLAS. J'ai enfin évalué les contraintes qui pourront en être dérivées sur les couplages non standard du vertex d'interaction Wtb .

Mes résultats indiquent que l'expérience ATLAS pourra assez rapidement améliorer les mesures existantes d'un facteur trois environ. Cela illustre la pertinences des études sur le quark top réalisées au démarrage du LHC.

J'ai enfin dégagé plusieurs pistes d'amélioration de ces résultats. Je propose notamment la réalisation d'une étude multicanal, sensible à l'existence d'un boson de Higgs chargé.

Conclusion

D'un côté il y a le LHC. Nouvelle fenêtre ouverte sur un monde inconnu, ce grand collisionneur de hadrons devrait éclaircir l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible. Mais l'énergie et la fréquence de ses collisions contribueront aussi aux problèmes de l'absence d'antimatière dans l'Univers et de la brisure de la symétrie CP , de l'existence de matière noire, ou de la formulation quantique de la gravité. Le démarrage du LHC est un événement scientifique majeur, prélude à une ère nouvelle, peut-être au-delà du modèle standard de la physique des particules.

En face, il y a le doctorant. Il a bien travaillé. Il a mis un pied dans le monde merveilleux de la recherche scientifique, espace de démocratie et de débats peuplé d'individus autonomes de tous pays qui *collaborent*. Pour l'avancée de la science, de l'humanité finalement. Il a fait preuve de sa capacité à travailler dans un groupe, à aborder des problèmes complexes, à contribuer à un projet collectif de dimension internationale. Quelques fois même, il a fait preuve d'initiatives.

Y a-t-il trouvé sa place ? Il est trop tôt pour le dire. C'est que dans ce monde merveilleux règne une sélection implacable. Seuls les meilleurs, les excellents demeurent. Il faut être performant, productif, mobile, se démarquer au milieu d'une saine *concurrence*. Et puis, la recherche publique pour la beauté de la science c'est dépassé, la mode est à la valorisation. Il faut être rentable, et le montrer.

Courageux ou inconscient, le doctorant repart, son ordinateur portable toujours sous le bras...

Ce document rassemble les études que j'ai effectuées au sein de la collaboration ATLAS dans le cadre de ma thèse de doctorat. J'ai travaillé sur l'étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique et sur la mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top. Ces deux activités sont détaillées respectivement dans les parties II et III. Leurs conclusions peuvent être trouvées aux pages 155 et 237. Je ne reprendrai ici que les résultats principaux.

J'ai montré que la gigue électronique du calorimètre électromagnétique est un effet parasite sous contrôle. Les études de diaphonie que j'ai conduites indiquent qu'il s'agit d'un phénomène bien compris et dont les effets sont reproductibles. Les fortes valeurs de diaphonie mesurées dans le compartiment avant sont corrigées lors de l'extraction des constantes d'étalonnage du ca-

Conclusion

lorimètre. La diaphonie entre les compartiments milieu et arrière devra être prise en compte pour l'identification des électrons et des photons. J'ai mis en place une méthode de caractérisation des voies défectueuses du calorimètre, à partir des mesures de diaphonie. Cette méthode participe à l'élaboration d'une taxonomie des pathologies. Le nombre de défauts irrécupérables est ainsi estimé à moins de 0.02 %.

J'ai également développé une nouvelle méthode d'analyse de la polarisation des bosons W dans les événements paire de quarks top pour l'expérience ATLAS. J'en ai déduit la précision attendue, dans une modélisation générique, sur la mesure de couplages anormaux du vertex d'interaction Wtb . Mes résultats indiquent qu'avec les données correspondant à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , et à l'énergie dans le centre de masse de 14 TeV, l'expérience ATLAS pourra améliorer les mesures actuelles d'un facteur trois environ.

Le LHC devrait produire ses premières collisions à l'automne 2009. Au cours de l'hiver 2009-2010, une luminosité de 200 pb^{-1} devrait être collectée, à l'énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

Ces données serviront tout d'abord à la validation des détecteurs. Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS pourra notamment être caractérisé par l'uniformité de sa réponse selon ϕ . Ce type d'étude apportera une meilleure compréhension de son comportement et fournira des informations nouvelles pour l'analyse de ses voies défectueuses.

La physique du quark top sera une des premières physiques étudiées par ATLAS. Le premier résultat sera la redécouverte de ce quark au LHC. Mais l'étude de ses propriétés sera également possible, bien qu'il n'est pas sûr que des résultats compétitifs sur la polarisation des bosons W puissent être obtenus avec ces premières données .

Alors, débutera enfin l'ère LHC.

Annexes

Calculer l'erreur statistique avec des événements pondérés

Les analyses de physique des hautes énergies s'appuient en général sur la mesure d'un ensemble d'événements, dont on distingue deux types : le signal recherché et le bruit de fond non désiré. La séparation du signal et du bruit de fond est le plus souvent effectuée par l'application d'une ou plusieurs coupures. Malheureusement, signal et bruit de fond sont quelquefois si semblables qu'il est impossible de les séparer de cette manière sans perdre un grand nombre d'événements. Aussi, plutôt que d'appliquer une coupure qui accepte ou rejette un événement donné, il est parfois préférable de lui attribuer un certain poids, suivant sa probabilité d'être de type signal ou de type bruit de fond [129]. Par ailleurs, pour des événements simulés, certains programmes de génération affectent un poids négatif à certains termes du calcul perturbatif des éléments de la matrice d'interaction.

L'utilisation d'événements pondérés modifie le calcul de l'erreur statistique d'une efficacité ou d'une acceptance. Considérons N événements. Ceux-ci sont tout d'abord pondérés par les poids $\{w_i\}$, correspondants par exemple à un poids de déclenchement ou un poids de génération. Le nombre d'événements est alors :

$$N_{tot} = \sum_{i=1}^N w_i. \quad (18)$$

La sélection du signal et le rejet du bruit sont ensuite réalisés par l'attribution d'un poids supplémentaire p_i à chaque événement. À l'issue de cette nouvelle pondération, le nombre d'événements est ainsi :

$$N_{sel} = \sum_{i=1}^N w_i p_i. \quad (19)$$

L'efficacité de cette sélection est estimée par le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés et le nombre d'événements total :

$$\epsilon = \frac{N_{sel}}{N_{tot}} = \frac{\sum_{i=1}^N w_i p_i}{\sum_{i=1}^N w_i} = \frac{\overline{w p}}{\overline{w}}, \quad (20)$$

où est notée \bar{x} la valeur moyenne de l'ensemble des poids $\{x_i\}$. La variance de cette efficacité peut être évaluée par les formules de propagation d'erreurs

Calculer l'erreur statistique avec des événements pondérés

usuelles [130] :

$$\begin{aligned}\text{Var}(\epsilon) &= \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\bar{w}}\right)^2 \text{Var}(\bar{w}) + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\bar{w}p}\right)^2 \text{Var}(\bar{w}p) + 2\frac{\partial\epsilon}{\partial\bar{w}}\frac{\partial\epsilon}{\partial\bar{w}p} \text{Cov}(\bar{w}, \bar{w}p) \\ &= \frac{\bar{w}p^2}{\bar{w}^4} \text{Var}(\bar{w}) + \frac{1}{\bar{w}^2} \text{Var}(\bar{w}p) - 2\frac{\bar{w}p}{\bar{w}^3} \text{Cov}(\bar{w}, \bar{w}p).\end{aligned}\quad (21)$$

Il reste donc à évaluer les deux variances $\text{Var}(\bar{w})$ et $\text{Var}(\bar{w}p)$, et la covariance $\text{Cov}(\bar{w}, \bar{w}p)$.

$\text{Var}(\bar{w})$ se calcule à partir des espérances de \bar{w}^2 et \bar{w} [130] :

$$\text{Var}(\bar{w}) = \text{E}(\bar{w}^2) - [\text{E}(\bar{w})]^2. \quad (22)$$

Chacun des termes peut être développé :

$$\text{E}(\bar{w}) = \text{E}(w_i) = \text{E}(w) \quad (23)$$

et

$$\begin{aligned}\text{E}(\bar{w}^2) &= \text{E}\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i \times \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N w_j\right) \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \text{E}(w_i \times w_j) - [\text{E}(\bar{w})]^2,\end{aligned}$$

où

$$\text{E}(w_i \times w_j) = \begin{cases} [\text{E}(w)]^2 & \text{si } i \neq j \text{ (} N^2 - N \text{ occurrences)} \\ \text{E}(w^2) & \text{si } i = j \text{ (} N \text{ occurrences)} \end{cases}. \quad (24)$$

Or, $\text{E}(w^2) = \text{Var}(w) + [\text{E}(w)]^2$. Ainsi :

$$\begin{aligned}\text{Var}(\bar{w}) &= \frac{1}{N^2} \left((N^2 - N)[\text{E}(w)]^2 + N \left([\text{E}(w)]^2 + \text{Var}(w) \right) \right) - [\text{E}(\bar{w})]^2 \\ &= \frac{\text{Var}(w)}{N},\end{aligned}\quad (25)$$

qui est un résultat du théorème central limite (la variance associée à la valeur moyenne d'un grand nombre de mesures est inversement proportionnelle à ce nombre de mesures [130]). De manière analogue, on peut également écrire :

$$\text{Var}(\bar{w}p) = \frac{\text{Var}(wp)}{N}. \quad (26)$$

Le terme de covariance se calcule de manière similaire :

$$\text{Cov}(\bar{w}, \bar{w}p) = \text{E}(\bar{w} \times \bar{w}p) - \text{E}(\bar{w}) \times \text{E}(\bar{w}p), \quad (27)$$

Calculer l'erreur statistique avec des événements pondérés

avec

$$\mathbf{E}(\bar{w}) = \mathbf{E}(w), \quad \mathbf{E}(\overline{wp}) = \mathbf{E}(wp), \quad (28)$$

et

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\bar{w} \times \overline{wp}) &= \mathbf{E}\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i \times \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N w_j p_j\right) \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \mathbf{E}(w_i \times w_j p_j), \end{aligned} \quad (29)$$

où

$$\mathbf{E}(w_i \times w_j p_j) = \begin{cases} \mathbf{E}(w) \times \mathbf{E}(wp) & \text{si } i \neq j \text{ (} N^2 - N \text{ occurrences)} \\ \mathbf{E}(w^2 p) & \text{si } i = j \text{ (} N \text{ occurrences)} \end{cases} . \quad (30)$$

Or $\mathbf{E}(w^2 p) = \text{Cov}(w, wp) + \mathbf{E}(w) \times \mathbf{E}(wp)$. Ainsi :

$$\begin{aligned} \text{Cov}(\bar{w} \times \overline{wp}) &= \frac{1}{N^2} \left((N^2 - N) \mathbf{E}(w) \times \mathbf{E}(wp) + N (\text{Cov}(w, wp) + \mathbf{E}(w) \times \mathbf{E}(wp)) \right) \\ &\quad - \mathbf{E}(w) \times \mathbf{E}(wp) \\ &= \frac{\text{Cov}(w, wp)}{N}, \end{aligned} \quad (31)$$

L'équation 21 peut ainsi être réécrite à partir des équations 25, 26 et 31 :

$$\text{Var}(\epsilon) = \frac{1}{N} \left(\frac{\overline{wp^2}}{\bar{w}^4} \text{Var}(w) + \frac{1}{\bar{w}^2} \text{Var}(wp) - 2 \frac{\overline{wp}}{\bar{w}^3} \text{Cov}(w, wp) \right). \quad (32)$$

Il faut maintenant choisir des estimateurs pour les termes de variance et de covariance. On peut utiliser les estimateurs suivants [131] :

$$\begin{aligned} \hat{\text{Var}}(w) &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (w_i - \bar{w})^2 &= \frac{N}{N-1} \left(\overline{w^2} - \bar{w}^2 \right) \\ \hat{\text{Var}}(wp) &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (w_i p_i - \overline{wp})^2 &= \frac{N}{N-1} \left(\overline{(wp)^2} - \overline{wp}^2 \right) \\ \hat{\text{Cov}}(w, wp) &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (w_i - \bar{w}) \times (w_i p_i - \overline{wp}) &= \frac{N}{N-1} \left(\overline{w^2 p} - \bar{w} \times \overline{wp} \right) \end{aligned} . \quad (33)$$

La variance de l'efficacité ϵ se calcul ainsi directement à partir des poids des différents événements :

$$\hat{\text{Var}}(\epsilon) = \frac{1}{N-1} \frac{1}{\bar{w}^2} \left[\overline{(wp)^2} + \frac{\overline{wp^2}}{\bar{w}^2} \times \bar{w}^2 - 2 \frac{\overline{wp}}{\bar{w}} \times \overline{w^2 p} \right] \quad (34)$$

Calculer l'erreur statistique avec des événements pondérés

avec les sommes suivantes :

$$\begin{aligned}\bar{w} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i \\ \overline{wp} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i p_i \\ \overline{w^2} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i^2 \\ \overline{(wp)^2} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (w_i p_i)^2 \\ \overline{w^2 p} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i^2 p_i\end{aligned}\tag{35}$$

Ce résultat est cohérent avec les formules utilisées par l'expérience CDF [132]. Il faut noter cependant qu'il ne s'applique pas dans les cas extrêmes où tous les événements sont sélectionnés ($\epsilon = 1$) ou rejetés ($\epsilon = 0$)⁹.

⁹Pour ceux-ci, il existe une méthode basée sur le théorème de Bayes [133], mais qui n'est pas développée pour des événements pondérés.

Table des figures

2.1	Le modèle standard et les mesures de précision électrofaibles .	35
2.2	Détermination du nombre de neutrinos légers couplés au Z^0 .	35
2.3	Variations de la constante de couplage fort avec l'énergie . . .	35
2.4	Combinaison des différentes mesures du triangle d'unitarité du plan $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$	36
2.5	Contraintes sur la masse du boson de Higgs	38
2.6	Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie	41
3.1	Production d'une paire de quarks top en collision proton- proton par fusion de quarks	45
3.2	Angle polaire θ et pseudo-rapacité η	45
3.3	Régions en x et Q^2 accessibles pour différentes expériences . .	46
3.4	Le complexe d'accélérateurs du CERN	49
3.5	Sections efficaces des principaux processus en collisionneurs hadroniques	51
4.1	Vue détaillée du détecteur ATLAS	57
4.2	Vue détaillée du détecteur interne	59
4.3	Performances de l'étiquetage des jets b	61
4.4	Vue détaillée du spectromètre à muon	62
4.5	Vue détaillée du système de calorimétrie	64
4.6	Schéma du système d'acquisition et de déclenchement	66
5.1	Processus d'interaction des électrons et des photons	77
5.2	Principes de fonctionnement du calorimètre en accordéon . .	81
5.3	Composition d'une électrode	82
5.4	Photographies de modules lors de leur assemblage	82
5.5	Plan des électrodes du calorimètre électromagnétique	83
5.6	Représentation des cellules du calorimètre	83
5.7	Épaisseur des calorimètres tonneau et bouchon	84
5.8	Photographie d'une électrode du tonneau	85
5.9	Photographie d'une portion de module	86
5.10	Vues en perspective des cryostats d'un demi-tonneau et d'un bouchon	87

TABLE DES FIGURES

5.11	Formation du signal dans le calorimètre	89
5.12	Emplacement des cartes sommatrices et des cartes mères . . .	91
5.13	Connexion électrique entre les cartes mères et les cartes élec- tronique frontale	91
5.14	Architecture de l'électronique de lecture du calorimètre à ar- gon liquide	93
5.15	Architecture d'une carte électronique frontale	94
5.16	Forme du signal avant et après mise en forme	94
5.17	Schéma de la chaîne d'étalonnage	97
5.18	Forme des signaux d'ionisation et d'étalonnage	97
5.19	Câblage des lignes d'étalonnage dans le calorimètre tonneau .	99
5.20	Câblage des lignes d'étalonnage dans le calorimètre bouchon .	100
6.1	Extraction du piédestal et du bruit	103
6.2	Signaux retardés pour différents courants d'injection	104
6.3	Extraction des coefficients de rampe	105
7.1	Méthode d'extraction de la gigue électronique totale	110
7.2	Gigue électronique et son erreur dans le calorimètre électro- magnétique	113
7.3	Gigue électronique mesurée par type de carte d'électronique frontale	113
7.4	Gigue électronique mesurée pour chaque carte d'étalonnage .	114
7.5	Gigue électronique mesurée par numéro de ligne d'étalonnage	114
8.1	Définition des paramètres de la diaphonie	117
8.2	Rapport des facteurs de gain entre les compartiments	118
8.3	Schéma équivalent du couplage capacitif	119
8.4	Signaux typiques de la diaphonie capacitive	120
8.5	Uniformité selon ϕ de la diaphonie du compartiment avant . .	121
8.6	Diaphonie capacitive dans le premier voisin	122
8.7	Diaphonie capacitive dans le second voisin	123
8.8	Schéma équivalent du couplage résistif	124
8.9	Signaux typiques de la diaphonie résistive	124
8.10	Uniformité selon ϕ de la diaphonie milieu→avant	126
8.11	Diaphonie résistive milieu→avant	126
8.12	Signaux typiques de la diaphonie inductive	128
8.13	Diaphonie dans les compartiments milieu et arrière	129
8.14	Effet des connecteurs de cartes sommatrices sur la diaphonie .	131
8.15	Correction de la diaphonie dans le compartiment avant	132
8.16	Résumé des mesures de diaphonie pic à pic	135
8.17	Résumé des mesures de diaphonie sous le pic	136
9.1	Les différents types de canaux morts.	140
9.2	Voie morte à cause de sa chaîne d'étalonnage	143

TABLE DES FIGURES

9.3	Voie morte à cause de sa chaîne de lecture	143
9.4	Voies distordues	144
9.5	Signaux des principales cellules fuyantes	146
9.6	Schéma électrique utilisé pour la modélisation des cellules fuyantes généreuses	147
9.7	Carte (η, ϕ) de la diaphonie milieu→avant	151
9.8	Schéma d'étalonnage des compartiments avant et milieu du calorimètre tonneau	151
9.9	Inversion de deux connecteurs de carte mère	152
9.10	Inversion de deux harnais B	153
10.1	Diagrammes de production d'une paire $t\bar{t}$	163
10.2	Fonctions de distributions partoniques du proton au seuil de production d'une paire $t\bar{t}$	163
10.3	Diagrammes de production d'un quark top célibataire	164
10.4	Canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$	166
10.5	Polarisation des bosons W dans la décroissance du quark top	171
10.6	Exemple de processus supersymétriques modifiant le vertex Wtb	172
10.7	Variations des fractions de polarisation en présence de cou- plages anormaux	174
10.8	Largeurs partielles Γ_i en fonctions des couplages anormaux au vertex Wtb	175
10.9	Définition de l'angle θ^*	176
10.10	Distributions attendues pour $\cos\theta^*$	177
10.11	Mesure de l'hélicité des bosons W dans la décroissance $t \rightarrow$ Wb au Tevatron	178
11.1	Topologie d'un processus de signal	181
11.2	Exemple de processus de production d'un boson W	182
11.3	Efficacités de déclenchement	189
11.4	Résolutions expérimentales sur $\cos\theta^*$	197
11.5	Distributions en $\cos\theta^*$ mesurées	198
12.1	Distributions de $\cos\theta^*$ théorique et expérimentale	201
12.2	États d'hélicité du boson W et distributions théoriques cor- respondantes pour $\cos\theta^*$	201
12.3	Méthode de génération des gabarits	206
12.4	Comparaison des distributions des échantillons "MC@NLO + GEANT4" et "ALPGEN + ATLFAST"	209
12.5	Effets de l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets et sur l'effica- cité d'étiquetage des jets b	213
12.6	Distributions de probabilité des fractions d'hélicité	218
12.7	Distributions de probabilité des couples de fractions d'hélicité	220

TABLE DES FIGURES

12.8 Distributions de probabilité des couplages anormaux au vertex
 Wtb (un couplage non nul à la fois) 227

12.9 Distribution de probabilité des couplages anormaux au vertex
 Wtb (les trois couplages varient simultanément) 229

12.10 Gabarits et distributions théoriques des observables M_{bb}^2 et
 $|\cos \theta_{had}|$ 234

12.11 Production et décroissance d'un boson de Higgs chargé et léger 236

12.12 Régions explorées par les recherches de bosons de Higgs chargés 236

Liste des tableaux

1.1	Composants du modèle standard de la physique des particules	31
4.1	Performances attendues pour le détecteur ATLAS	57
5.1	Granularité du calorimètre électromagnétique	85
5.2	Valeurs typiques des principaux paramètres électriques du calorimètre tonneau	90
7.1	Résolutions temporelles mesurées lors des tests en faisceaux	109
7.2	Gigue électronique mesurée dans les calorimètres tonneau et bouchon	111
8.1	Numérotation des cellules suivant η	118
8.2	Mesures de la diaphonie dans le compartiment avant	120
8.3	Mesures de la diaphonie milieu→avant	127
8.4	Diaphonie dans les compartiments milieu et arrière	130
9.1	Nombre de pathologies analysées ou découvertes à l'aide de la diaphonie.	154
10.1	Limites sur les couplages anormaux au vertex Wtb obtenues à partir de la mesure de $BR(b \rightarrow s\gamma)$	173
10.2	Limites de l'expérience D0 sur les couplages anormaux au vertex Wtb	174
11.1	Liste des échantillons de données simulés	185
11.2	Échantillons simulés pour les fonds $W + jets$ et $Wbb + jets$	186
11.3	Coupures utilisées pour les trois sélections $0-btag$, $1-btag$ et $2-btag$	190
11.4	Nombres d'événements attendus et nombres d'événements sélectionnés	191
11.5	Rapport signal sur bruit, sensibilité et précision des sélections utilisées	192
11.6	Efficacités des différentes coupures de l'analyse sur le signal	193
11.7	Efficacités des différentes coupures de l'analyse sur le bruit de fond boson W	193

LISTE DES TABLEAUX

11.8 Efficacités des différentes coupures de l'analyse sur le bruit de fond contenant un quark top	194
12.1 Liste des échantillons utilisés pour la construction des gabarits	206
12.2 Efficacités de sélection (en %) des différents gabarits.	208
12.3 Valeurs des fractions d'hélicité mesurées	208
12.4 Mesure des fractions d'hélicité des échantillons simulés avec ALPGEN et ATLFAST	210
12.5 Liste des sources d'erreurs systématiques considérées	215
12.6 Sensibilité des paramètres de la fonction de vraisemblance aux incertitudes	216
12.7 Incertitudes sur les fractions d'hélicité pour les trois sélections	218
12.8 Coefficients de corrélation de chaque couple de fractions d'hélicité	220
12.9 Détail des contributions aux incertitudes des fractions d'hélicité ($\sigma_{t\bar{t}}$ est fixée)	222
12.10 Détail des contributions aux incertitudes des fractions d'hélicité ($\sigma_{t\bar{t}}$ est mesurée)	223
12.11 Incertitudes sur les fractions d'hélicité obtenues par la méthode de correction des distributions	224
12.12 Intervalles de confiance des couplages anormaux au vertex Wtb (un couplage non nul à la fois)	227
12.13 Précision attendue sur la mesure des fractions d'hélicité	230
12.14 Précision attendue sur la mesure des couplages anormaux au vertex Wtb	230
12.15 Observables envisageables pour une étude multicanal	234

Bibliographie

- [1] S. F. NOVAES, “Standard model : An introduction”, (1999), [arXiv:hep-ph/0001283](#).
- [2] A. EINSTEIN, “Concerning an heuristic point of view toward the emission and transformation of light”, *Annalen Phys.* **17** (1905) 132–148.
- [3] S. WEINBERG, “What is an elementary particle?”, *SLAC Beam Line* **27N1** (1999) 17–21.
- [4] J. KIM, O. BENSON, H. KAN, et Y. YAMAMOTO, “A single-photon turnstile device”, *Nature* **397** (février 1999) 500 – 503.
- [5] B. DELAMOTTE, “Un soupçon de théorie des groupes : groupe des rotations et groupe de Poincaré”, DEA Champs, Particules, Matière, Université Paris 7, 1996. <http://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00092924/fr/>.
- [6] C. BURGESS et G. MOORE, *The Standard Model : a Primer*. Cambridge University Press, 2007.
- [7] C. AMSLER *et al.*, “Particle Data Group”, *Phys. Lett. B* **667** (2008) no. 1.
- [8] S. BETHKE, “alpha(s) at Zinnowitz 2004”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **135** (2004) 345–352, [arXiv:hep-ex/0407021](#).
- [9] P. AURENCHE, “La QCD et son histoire : partons d’un bon pied!”, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, 2005. <http://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00093000/fr/>.
- [10] E. MASSO, “Axions and axion-like particles”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **114** (2003) 67–73, [arXiv:hep-ph/0209132](#).
- [11] THE ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD COLLABORATIONS, THE LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP, THE SLD ELECTROWEAK AND HEAVY FLAVOUR GROUPS, “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”, *Phys. Rept.* **427** (2006) 257, [hep-ex/0509008](#).
- [12] THE ALEPH, CDF, D0, DELPHI, L3, OPAL, SLD COLLABORATIONS, THE LEP AND TEVATRON ELECTROWEAK WORKING GROUPS AND SLD ELECTROWEAK HEAVY FLAVOUR GROUPS, “Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard

BIBLIOGRAPHIE

- Model”, (2008), [arXiv:0811.4682](https://arxiv.org/abs/0811.4682) [hep-ex]. <http://lepewwg.web.cern.ch/>. (mise à jour, mars 2009).
- [13] S. BETHKE, “Experimental Tests of Asymptotic Freedom”, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58** (2007) 351–386, [arXiv:hep-ex/0606035](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606035).
- [14] Collaboration **CKMfitter Group**, J. CHARLES *et al.*, “CP violation and the CKM matrix : Assessing the impact of the asymmetric B factories”, *Eur. Phys. J.* **C41** (2005) 1–131, [arXiv:hep-ph/0406184](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0406184).
- [15] M. PIERINI, “Tests of the standard model and search for new physics using flavor”, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **62** (2009) no. 1, 1 – 47.
- [16] L. WOLFENSTEIN, “Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix”, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1945.
- [17] G. UNAL, S. LAPLACE, et J. VIVIE, “La Physique au LHC”, Ecole de Gif, 2004. http://ecole-de-gif.in2p3.fr/Passed/gif_cours.htm#GIF04.
- [18] T. HAMBYE et K. RIESELDMANN, “SM Higgs mass bounds from theory”, (1997), [arXiv:hep-ph/9708416](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9708416).
- [19] Collaboration **CDF/D0**, TEVATRON NEW PHENOMENA AND HIGGS WORKING GROUPS, “Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data”, (2009), [arXiv:0903.4001](https://arxiv.org/abs/0903.4001) [hep-ex].
- [20] J. ELLIS, J. WELZEL, et D. GHERSON, “Nouvelles physiques des particules”, Ecole de Gif, 2004. http://ecole-de-gif.in2p3.fr/Passed/gif_cours.htm#GIF04.
- [21] J. PUMPLIN *et al.*, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”, *JHEP* **07** (2002) 012, [arXiv:hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195).
- [22] J. MOREL, *Recherche d’une nouvelle résonance Z’ dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2008. CERN-THESIS-2009-024.
- [23] L. Evans (ed.) et P. Bryant (ed.), “LHC Machine”, *JINST* **3** (2008) S08001.
- [24] G. AAD *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *J. Instrum.* **3** (2008) S08003.
- [25] Collaboration **CMS**, R. ADOLPHI *et al.*, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* **0803** (2008) S08004.
- [26] Collaboration **LHCb**, A. A. ALVES *et al.*, “The LHCb Detector at the LHC”, *JINST* **3** (2008) S08005.
- [27] Collaboration **ALICE**, K. AAMODT *et al.*, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *JINST* **0803** (2008) S08002.

BIBLIOGRAPHIE

- [28] Collaboration **TOTEM**, G. ANELLI *et al.*, “The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST* **3** (2008) S08007.
- [29] Collaboration **LHCf**, O. ADRIANI *et al.*, “The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST* **3** (2008) S08006.
- [30] “Résumé de l’analyse de l’incident survenu le 19 septembre 2008 au LHC”, Note CDS :1135729, CERN, Geneva, septembre 2008.
- [31] G. AAD *et al.*, “Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics”, Note CERN-OPEN-2008-020/ISBN978-92-9083-321-5, CERN, Geneva, septembre 2008.
- [32] *ATLAS : letter of intent for a general-purpose pp experiment at the large hadron collider at CERN*. Letter of Intent. CERN, Geneva, 1992.
- [33] *ATLAS : technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994.
- [34] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [35] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [36] C. GRUPEN et J. SANDWEISS, *Particle Detectors*. Cambridge, 1996.
- [37] K. KORDAS *et al.*, “The ATLAS Data Acquisition and Trigger : Concept, design and status”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **172** (2007) 178–182.
- [38] P. CUSHMAN, “Electromagnetic and Hadronic Calorimeters”, *In Instrumentation in High Energy Physics*, F. SAULI, éditeur. World Scientific Pub Co Inc, 1992.
- [39] E. RADERMACHER, D. SCHINZEL, M. CHEN, T. DOKE, et S. SUGIMOTO, “Liquid Detectors for Precision Calorimetry”, *In Instrumentation in High Energy Physics*, F. SAULI, éditeur. World Scientific Pub Co Inc, 1992.
- [40] C. BRASSARD, “Liquid ionization detectors”, *Nucl. Instrum. Meth.* **162** (1979) 29–47.
- [41] J. FELTESSE, “Liquid Noble Gas and Warm Liquid Detectors”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A283** (1989) 375–386.
- [42] M. AHARROUCHE *et al.*, “Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **568** (2006) no. 2, 601 – 623.
- [43] *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.

BIBLIOGRAPHIE

- [44] W. WALKOWIAK, “Drift velocity of free electrons in liquid argon”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **449** (2000) no. 1-2, 288 – 294.
- [45] S. BAFFIONI, C. d. LA TAILLE, D. FOURNIER, L. ICONOMIDOU-FAYARD, N. SEGUIN-MOREAU, et L. SERIN, “Electrical Measurements on the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter”, Note ATL-LARG-PUB-2007-005/ATL-COM-LARG-2006-009, CERN, Geneva, octobre 2006.
- [46] J. COLAS, C. d. LA TAILLE, R. LAFAYE, N. MASSOL, P. PRALAVORIO, D. SAUVAGE, et L. SERIN, “Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter”, Note ATL-LARG-2000-004, CERN, Geneva, octobre 1999.
- [47] C. COLLARD, D. FOURNIER, S. HENROT-VERSILLÉ, et L. SERIN, “Prediction of signal amplitude and shape for the ATLAS electromagnetic calorimeter”, Note ATL-LARG-PUB-2007-010/ATL-COM-LARG-2007-009, CERN, Geneva, septembre 2007.
- [48] C. CERNA *et al.*, “Cabling of the ATLAS liquid argon calorimeters”, Note ATL-A-EN-0001, CERN, Geneva, décembre 2004.
- [49] N. J. BUCHANAN *et al.*, “Design and implementation of the Front End Board for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeters”, *J. Instrum.* **3** (2008) P03004.
- [50] J. BÁN *et al.*, “ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics”, Note ATL-LARG-PUB-2007-008/ATL-COM-LARG-2007-003/CERN-ATL-COM-LARG-2007-003, CERN, Geneva, mars 2007. Editeurs : Julie Prast and Helenka Przysieznia.
- [51] W. CLELAND et E. STERN, “Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **338** (1994) no. 2-3, 467 – 497.
- [52] J. COLAS *et al.*, “Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **593** (2008) no. 3, 269 – 291.
- [53] M. ALEKSA, M. DELMASTRO, M. FANTI, R. LAFAYE, W. LAMPL, S. LAPLACE, D. PRIEUR, F. TARRADE, et I. WINGERTER-SEEZ, “ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter”, Note ATL-LARG-PUB-2006-003/ATL-COM-LARG-2006-003, CERN, Geneva, avril 2006.

BIBLIOGRAPHIE

- [54] M. DELMASTRO, “From ADC to MeV : the electronic calibration of the LAr calorimeters”, juillet 2008. <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=35889>. Présentation donnée au "LAr Electronic Calibration tutorial", CERN, Geneva.
- [55] Collaboration **GEANT4**, S. AGOSTINELLI *et al.*, “GEANT4 : A simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [56] D. BANFI, M. DELMASTRO, et M. FANTI, “Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals”, *JINST* **1** (2006) P08001.
- [57] I. NIKOLIC-AUDIT et L. SERIN, “Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter”, Note ATL-LARG-2004-002. 2-3, CERN, Geneva, janvier 2004.
- [58] D. PRIEUR, “GMSB SUSY Models with Non Pointing Photons Signatures in ATLAS at the LHC”, Note ATL-PHYS-PUB-2007-010/ATL-COM-PHYS-2007-013, CERN, Geneva, mars 2007.
- [59] D. PRIEUR, *Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, 2005.
- [60] M. AHARROUCHE *et al.*, “Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **597** (2008) no. 2-3, 178 – 188.
- [61] F. HUBAUT, B. LAFORGE, D. LACOUR, et F. ORSINI, “Test Beam Measurement of the Crosstalk in the EM Barrel Module 0”, Note ATL-LARG-2000-007, CERN, Geneva, mars 2000.
- [62] F. HUBAUT, “Crosstalk Measurements in the EM Barrel Module 0 from 99’, May 00’ and July 00’ Beam Tests”, Note ATL-LARG-2000-009, CERN, Geneva, octobre 2000.
- [63] P. PRALAVORIO et D. SAUVAGE, “Review of the crosstalk in the module 0 of the Electromagnetic Endcap Calorimeter”, Note ATL-LARG-2001-006, CERN, Geneva, janvier 2001.
- [64] F. HUBAUT, P. PRALAVORIO, B. DEKHISSI, J. E. DERKAOUI, A. EL-KHARRIM, et F. MAAROUFI, “Crosstalk in production modules of the Electromagnetic Endcap Calorimeter”, Note ATL-LARG-2003-012, CERN, Geneva, octobre 2003.
- [65] R. ISHMUKHAMETOV et J. LABBE, “Crosstalk Measurements in the Electromagnetic Calorimeter during ATLAS Final Installation”, Note ATL-COM-LARG-2008-012, CERN, Geneva, décembre 2008.
- [66] J. COLAS, M. MOYNOT, P. PERRODO, G. PERROT, I. WINGERTER-SEEZ, J. P. COULON, C. d. LA TAILLE, G. MARTIN-CHASSARD,

BIBLIOGRAPHIE

- N. SEGUIN-MOREAU, et L. SERIN, “The LArg calorimeter calibration board”, Note ATL-LARG-2000-006, CERN, Geneva, décembre 1999.
- [67] M. KADO, D. FOURNIER, et L. SERIN, “Strips cross-talk treatment and weighting for uniformity studies”, mars 2004. <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a041272>. Présentation donnée à la réunion "EM calorimeter general meeting", CERN, Geneva.
- [68] M. AHARROUCHE *et al.*, “Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **582** (2007) no. 2, 429 – 455.
- [69] L. NEUKERMANS, *Étalonnage du calorimètre électromagnétique d’ATLAS. Recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations invisibles*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. LAPP-T-2002-02.
- [70] F. HUBAUT et P. PRALAVORIO, “Commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with minimum bias events”, Note ATL-LARG-PUB-2007-007. ATL-COM-LARG-2007-001, CERN, Geneva, janvier 2007.
- [71] D. DANNHEIM et M. VINCTER, “Common sources of problems, and the bad channel database”, juillet 2008. <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=35889>. Présentation donnée au "LAr Electronic Calibration tutorial", CERN, Geneva.
- [72] B. BELHORMA, J. Y. HOSTACHY, B. LUND-JENSEN, S. RYDSTRÖM, et M. YAMOUNI, “Evaporating short-circuits in the ATLAS liquid argon barrel presampler 006”, Note ATL-LARG-PUB-2005-003/ATL-COM-LARG-2005-006/CERN-ATL-LARG-PUB-2005-003, CERN, Geneva, octobre 2005.
- [73] D. LACOUR et P. PERRODO, “Electrical tests on the ATLAS barrel electromagnetic liquid argon calorimeter”, Note ATL-LARG-INT-2005-003/ATL-COM-LARG-2005-008, CERN, Geneva, 2005.
- [74] Collaboration **CDF**, F. ABE *et al.*, “Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631, [arXiv: hep-ex/9503002](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9503002).
- [75] Collaboration **D0**, S. ABACHI *et al.*, “Observation of the top quark”, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632–2637, [arXiv: hep-ex/9503003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9503003).
- [76] Collaboration **Tevatron Electroweak Working Group**, “Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark”. Note de conférence FERMILAB-TM-2427-E, note CDF 9717, note DØ 5899, mars 2009.
- [77] THE DURHAM DATABASE GROUP, DURHAM UNIVERSITY (UK), “The Durham HEP Databases”. <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/>.

BIBLIOGRAPHIE

- [78] R. BONCIANI, S. CATANI, M. L. MANGANO, et P. NASON, “NLL re-summation of the heavy-quark hadroproduction cross- section”, *Nucl. Phys.* **B529** (1998) 424–450, [arXiv:hep-ph/9801375](#).
- [79] S. MOCH et P. UWER, “Heavy-quark pair production at two loops in QCD”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **183** (2008) 75–80, [arXiv:0807.2794](#) [[hep-ph](#)].
- [80] Collaboration **CDF**, T. AALTONEN *et al.*, “First Observation of Electroweak Single Top Quark Production”, (2009), [arXiv:0903.0885](#) [[hep-ex](#)].
- [81] Collaboration **D0**, V. M. ABAZOV *et al.*, “Observation of Single Top Quark Production”, (2009), [arXiv:0903.0850](#) [[hep-ex](#)].
- [82] A. QUADT, “Top quark physics at hadron colliders”, *Eur. Phys. J.* **C48** (2006) 835–1000.
- [83] Collaboration **CDF**, T. AALTONEN *et al.*, “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** (2009) 042001, [arXiv:0808.2167](#) [[hep-ex](#)].
- [84] W. BERNREUTHER, “Top quark physics at the LHC”, *J. Phys.* **G35** (2008) 083001, [arXiv:0805.1333](#) [[hep-ph](#)].
- [85] D. CHAKRABORTY, J. KONIGSBERG, et D. L. RAINWATER, “Review of top quark physics”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53** (2003) 301–351, [arXiv:hep-ph/0303092](#).
- [86] F. CHEVALLIER, *Mesure de la section efficace de production de quarks top en paires dans le canal lepton+jets à D0 et à ATLAS et interprétation en terme de boson de Higgs chargé dans ATLAS*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2007. FERMILAB-THESIS-2007-34.
- [87] E. H. SIMMONS, “Thinking about top : Looking outside the Standard Model”, (1998), [arXiv:hep-ph/9908511](#).
- [88] C. T. HILL, “Topcolor : Top quark condensation in a gauge extension of the standard model”, *Phys. Lett.* **B266** (1991) 419–424.
- [89] C. T. HILL, “Topcolor assisted technicolor”, *Phys. Lett.* **B345** (1995) 483–489, [arXiv:hep-ph/9411426](#).
- [90] F. HUBAUT, E. MONNIER, P. PRALAVORIO, K. SMOLEK, et V. SIMAK, “ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in $t\bar{t}$ events”, *Eur. Phys. J.* **C44S2** (2005) 13–33, [arXiv:hep-ex/0508061](#).
- [91] T. HAN, “The ‘Top Priority’ at the LHC”, *Int. J. Mod. Phys.* **A23** (2008) 4107–4124, [arXiv:0804.3178](#) [[hep-ph](#)].
- [92] T. M. P. TAIT et C. P. YUAN, “Single top quark production as a window to physics beyond the standard model”, *Phys. Rev.* **D63** (2001) 014018, [arXiv:hep-ph/0007298](#).

BIBLIOGRAPHIE

- [93] Q.-H. CAO, J. WUDKA, et C. P. YUAN, “Search for New Physics via Single Top Production at the LHC”, *Phys. Lett.* **B658** (2007) 50–56, [arXiv:0704.2809 \[hep-ph\]](#).
- [94] M.-A. PLEIER, “Review of Top Quark Properties Measurements at the Tevatron”, (2008), [arXiv:0810.5226 \[hep-ex\]](#).
- [95] H. BACHACOU et P. VAN MULDER, “The top quark as a calibration tool at the LHC”, Note ATL-PHYS-CONF-2008-022/ATL-COM-PHYS-2008-096/CMS-CR-2008-058, CERN, Geneva, juillet 2008.
- [96] H. S. DO, S. GROOTE, J. G. KORNER, et M. C. MAUSER, “Electroweak and finite width corrections to top quark decays into transverse and longitudinal W bosons”, *Phys. Rev.* **D67** (2003) 091501, [arXiv:hep-ph/0209185](#).
- [97] J.-j. CAO, R. J. OAKES, F. WANG, et J. M. YANG, “Supersymmetric effects in top quark decay into polarized W boson”, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 054019, [arXiv:hep-ph/0306278](#).
- [98] Y. M. NIE, C. S. LI, Q. LI, J. J. LIU, et J. ZHAO, “Effects of R-parity violation in unpolarized top quark decay into polarized W^- boson”, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 074018, [arXiv:hep-ph/0501048](#).
- [99] X.-l. WANG, Q.-l. ZHANG, et Q.-p. QIAO, “Studying top quark decay into the polarized W^- boson in the TC2 model”, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 014035, [arXiv:hep-ph/0501145](#).
- [100] N. MAHAJAN, “ $t \rightarrow bW$ in noncommutative standard model”, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 095001, [arXiv:hep-ph/0304235](#).
- [101] G. L. KANE, G. A. LADINSKY, et C. P. YUAN, “Using the top quark for testing standard-model polarization and cp predictions”, *Phys. Rev. D* **45** (janvier 1992) 124–141.
- [102] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA, J. CARVALHO, N. F. CASTRO, F. VELOSO, et A. ONOFRE, “Probing anomalous $W t b$ couplings in top pair decays”, *Eur. Phys. J.* **C50** (2007) 519–533, [arXiv:hep-ph/0605190](#).
- [103] Collaboration **Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)**, E. BARBERIO *et al.*, “Averages of b -hadron properties at the end of 2006”, (2007), [arXiv:0704.3575 \[hep-ex\]](#).
- [104] B. GRZADKOWSKI et M. MISIAK, “Anomalous Wtb coupling effects in the weak radiative B-meson decay”, *Phys. rev.* **D78** (2008) 077501, [arXiv:0802.1413 \[hep-ph\]](#).
- [105] F. del AGUILA *et al.*, “Collider aspects of flavour physics at high Q ”, *Eur. Phys. J.* **C57** (2008) 183–308, [arXiv:0801.1800 \[hep-ph\]](#).
- [106] Collaboration **D0**, V. M. ABAZOV *et al.*, “Search for anomalous top quark couplings with the D0 detector”, (2009), [arXiv:0901.0151 \[hep-ex\]](#).

BIBLIOGRAPHIE

- [107] THE DØ COLLABORATION, “Measurement of anomalous top quark couplings at D0”. Note DØ 5838-CONF, février 2009.
- [108] R. H. DALITZ et G. R. GOLDSTEIN, “The Decay and polarization properties of the top quark”, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 1531–1543.
- [109] THE DØ COLLABORATION, “Model-independent measurement of the W boson helicity in top quark decays at D0”. Note DØ 5722-CONF, juillet 2008.
- [110] Collaboration **CDF**, T. CHWALEK *et al.*, “Measurement of the W Helicity in fully reconstructed $t\bar{t}$ Events using 1.9 fb^{-1} ”. Note CDF 9114, novembre 2007.
- [111] Collaboration **CDF**, S. MOED *et al.*, “Measurement of W Boson Helicity Fractions in Top Quark Decays Using $\cos\theta^*$ ”. Note CDF 9215, février 2008.
- [112] Collaboration **CDF**, R. EUSEBI *et al.*, “CDF Combination of Measurements of W-Boson Helicity Fractions in Top-Quark Decays using $\cos\theta^*$ ”. Note CDF 9431, juillet 2008.
- [113] Collaboration **CDF**, F. CANELLI *et al.*, “W Boson Helicity Fractions Measurement using the Matrix Element Analysis Technique”. Note CDF 9144, novembre 2007.
- [114] S. FRIXIONE et B. R. WEBBER, “Matching NLO QCD computations and parton shower simulations”, *JHEP* **06** (2002) 029, [arXiv:hep-ph/0204244](#).
- [115] B. P. KERSEVAN et E. RICHTER-WAS, “The Monte Carlo event generator AcerMC version 1.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3”, *Comput. Phys. Commun.* **149** (2003) 142–194, [arXiv:hep-ph/0201302](#).
- [116] M. L. MANGANO, M. MORETTI, F. PICCININI, R. PITTAU, et A. D. POLOSA, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions”, *JHEP* **07** (2003) 001, [arXiv:hep-ph/0206293](#).
- [117] G. CORCELLA *et al.*, “HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)”, *JHEP* **01** (2001) 010, [arXiv:hep-ph/0011363](#).
- [118] J. M. BUTTERWORTH, J. R. FORSHAW, et M. H. SEYMOUR, “Multiparton interactions in photoproduction at HERA”, *Z. Phys.* **C72** (1996) 637–646, [arXiv:hep-ph/9601371](#).
- [119] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA, et P. SKANDS, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](#).
- [120] A. RIMOLDI, A. DELL’ACQUA, M. GALLAS, A. NAIRZ, J. BOUDREAU, V. TSULAIYA, et D. COSTANZO, “The Simulation of the ATLAS Experiment : Present Status and Outlook”, Note ATL-SOFT-2004-004/ATL-COM-SOFT-2004-006/CERN-ATL-COM-SOFT-2004-006, CERN, Geneva, 2004.

BIBLIOGRAPHIE

- [121] E. RICHTER-WAS, D. FROIDEVAUX, et L. POGGIOLI, “ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS”, Note ATL-PHYS-98-131, CERN, Geneva, novembre 1998.
- [122] *ATLAS computing : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2005.
- [123] A. SHIBATA et B. CLEMENT, “Tagging rate function b-tagging”, Note ATL-PHYS-PUB-2007-011/ATL-COM-PHYS-2007-038, CERN, Geneva, juin 2007.
- [124] F. HUBAUT, E. MONNIER, P. PRALAVORIO, B. RESENDE, et C. ZHU, “Polarization studies in $t\bar{t}$ semileptonic events with atlas full simulation”, Note ATL-PHYS-PUB-2006-022/ATL-COM-PHYS-2006-026, CERN, Geneva, avril 2006.
- [125] B. RESENDE, *Étude du quark top avec ATLAS au LHC : Mise en route du calorimètre électromagnétique*. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. CERN-THESIS-2007-043.
- [126] N. F. da Silva Fernandes de CASTRO, *Study of the Wtb vertex structure at the ATLAS experiment*. Thèse de doctorat, Universidade de Coimbra, 2008. CERN-THESIS-2008-083.
- [127] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA, “Single top quark production at LHC with anomalous Wtb couplings”, *Nucl. Phys.* **B804** (2008) 160–192, [arXiv:0803.3810 \[hep-ph\]](#).
- [128] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA, J. CARVALHO, N. CASTRO, A. ONOFRE, et F. VELOSO, “Atlas sensitivity to wtb anomalous couplings in top quark decays”, *Eur. Phys. J.* (juillet 2006).
- [129] R. J. BARLOW, “Event Classification Using Weighting Methods”, *J. Comput. Phys.* **72** (1987) 202–219.
- [130] K. PROTASSOV, *Analyse statistique des données expérimentales*. EDP Sciences, Collection Grenoble Sciences, 2002.
- [131] G. COWAN, *Statistical data analysis*. Oxford University Press, 1996.
- [132] C. BLOCKER, “Uncertainties on Efficiencies”. Note CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/7168, août 2004.
- [133] M. PATERNO, “Calculating efficiencies and their uncertainties”, FERMILAB-TM-2286-CD.

Résumé

Le collisionneur LHC du CERN permettra de sonder la matière à des énergies inédites en laboratoire. Le Modèle Standard et ses extensions potentielles seront testés à l'échelle d'énergie du TeV. L'expérience ATLAS est pour cela installée à l'un des quatre points d'interaction du LHC.

Le quark top y sera produit en grande quantité. Des résultats compétitifs sur ses mécanismes de production et de décroissance seront rapidement obtenus. Contrairement aux autres quarks, celui-ci ne s'hadronise pas : les effets de spin sont observables. Il se désintègre en un boson W et un quark beau, qui sont polarisés par la violation de la symétrie de parité de l'interaction faible.

Cette thèse présente l'étude prospective de la polarisation des bosons W produits dans la décroissance, en un lepton chargé et un ensemble de jets, des paires de quarks top. Cette mesure est réalisée par la prédiction de la distribution angulaire expérimentale du lepton chargé, pour chaque état d'hélicité du boson W . Elle permet de contraindre le vertex d'interaction entre le quark top, le boson W et le quark beau. La sensibilité de l'expérience ATLAS aux différents couplages anormaux du vertex d'interaction est estimée dans une approche générique.

La validation des résultats d'ATLAS nécessitera une bonne connaissance des détecteurs. Son calorimètre électromagnétique est notamment caractérisé par étalonnage électronique. Cette thèse présente l'étude de deux effets parasites, la gigue et la diaphonie, conduite sur le calorimètre électromagnétique d'ATLAS lors de son installation finale. L'intérêt des analyses de diaphonie pour la caractérisation des voies défectueuses du calorimètre est également dégagé.

Mots-clés : LHC - ATLAS - calorimétrie électromagnétique - diaphonie - quark top - polarisation

Abstract

The CERN Large Hadron Collider (LHC) will probe the fundamental constituents of matter at an unprecedented microscopic scale. This instrument will lead to further tests and constraints of the Standard Model and its potential extensions at the energies of few TeV. The ATLAS experiment is therefore installed at one of the four interaction points of the LHC.

The top quark will be abundantly produced at LHC. Competitive results on its production and decay mechanisms should be quickly obtained. Unlike the other quarks, the top quark does not have time to hadronize before it decays, then allowing spin effects to be measured. It decays into a W boson and a bottom quark, which are polarized by the parity symmetry violation of the weak interaction.

In this thesis, the polarization of the W bosons produced in the decay of top quark pairs into a charged lepton and many jets is studied. This measurement is performed by predicting the experimental angular distribution of the charged lepton for each helicity state of the W boson. It allows to constraint the interaction vertex between the top quark, the W boson and bottom quark. The sensitivity of the ATLAS experiment on anomalous couplings of this vertex is estimated in a generic, model-independent, approach.

The validation of ATLAS's results will require a good knowledge of all its instruments. Its electromagnetic calorimeter is in particular characterized with an electronic calibration. This thesis presents the jitter and crosstalk studies realized on the ATLAS electromagnetic calorimeter during its final installation. Moreover, the interest of crosstalk analyzes for problematic channels identification is shown.

Keywords : LHC - ATLAS - Electromagnetic Calorimeter - Crosstalk - Top Quark - Polarization
