

CPPM-T-2007-01
Numéro d'ordre :

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique mathématique, physique des particules et modélisation

présentée par

Bernardo RESENDE VAZ DE MELO XAVIER

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

Étude du quark top avec ATLAS au LHC. Mise en route du calorimètre électromagnétique

Soutenue le 15 Mai 2007 devant le jury composé de :

M. Roy Aleksan	Président
M. Stan Bentvelsen	
Mme Marie-Claude Cousinou	
M. Emmanuel Monnier	Directeur de thèse
M. Philippe Schwemling	Rapporteur
M. Jérôme Schwindling	
Mme Isabelle Wingerter-Seez	Rapporteur

Remerciements

Je remercie grandement mon directeur de thèse, Emmanuel, pour le soutien sans faille qu'il m'a apporté pendant trois longues et riches années ; j'espère que nos chemins se croiseront encore. Un grand merci aussi à Fabrice et Pascal, qui m'ont énormément suivi et aidé tout au long de ma thèse, et à Karim pour son assistance précieuse et efficace. Je remercie les membres de mon jury de thèse, Isabelle, Marie-Claude, Jérôme, Philippe, Roy et Stan, d'avoir accepté d'en faire partie, et d'avoir largement contribué à enrichir et améliorer ce document par leurs nombreuses remarques. Merci aux autres membres du groupe ATLAS du CPPM, Laurent, Jean-Baptiste, Sylvain, Jessica, pour avoir répondu à mes multiples questions. Merci beaucoup à Cédric qui m'a aidé à bien entamer ma thèse alors qu'il la finissait. Merci à tout le personnel administratif du CPPM, de l'Université de la Méditerranée et du CERN pour leur grande efficacité et disponibilité. Merci à tous les chercheurs et enseignants que j'ai pu rencontrer à Marseille, au CERN ou ailleurs, et grâce à qui j'ai beaucoup appris. Je remercie grandement les mesdames et messieurs qui m'ont permis d'arriver ici depuis les petites classes jusqu'aux grandes : Seu Juca, Mme Eyrault (l'orthographe est-elle bonne ?), Mme de Cazanove, M. Odonnat et son livre de physique, M. Mouttou, M. Klein, M. Hirondel et M. Cordier. Un grand merci enfin à Jean-Jacques, sans qui toute cette aventure ne serait jamais arrivée.

J'adresse une pensée spéciale aux thésards, compagnons de fortune et infortune, d'avant et d'après. Bonne continuation à Aurélien da Conceição, Julien, Sébastien, Valentin et Vincent. Courage à Rana, Marie-Hélène, Pascal, Sam et Max, j'ai ouvert la route, à vous de jouer maintenant. Quant aux autres, Gabrielle, Guillaume, Diane, Pierre-Simon, Pierre-Élie, Rémy, Colas, les théoriciens, les stagiaires, et j'en passe, ne vous découragez jamais trop longtemps. Merci aux Marseillais plus ou moins locaux que j'ai eu la chance de connaître et qui ont rendu moins austères ces trois années de travail, en particulier Anne-Fleur grâce à qui j'ai pu rencontrer les Panaméens de Pascale. Merci beaucoup à Aurèle et à Laëtitia qui auront été des colocataires de choix. Merci en vrac à Billy, Robert, Damon, François, Philippe, Yves, Rich, Jorge, Sean, Sid, les HdR, les PA, l'ADF, la SNCF et SFR, Jean-Louis, Chaton, Steph, Éric, Sarah et Kta, David, Nathalie, les Pluri, Pizza Minute, la bande d'Aussois et celle d'Aronsborg, ainsi que tous ceux que j'oublie.

Un très grand merci à mes proches pour leur patience et pour leur confiance : parmi tant d'autres, mes amis Julien, Sandra, Diane, Nicolas, Laurin, ma mère, mon père, mon frère et Jaime. Merci surtout à Déborah d'avoir attendu tout ce temps...

Table des matières

Avant-propos **i**

1 La physique des particules à l'échelle du TeV **1**
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . 1
1.1.1 Particules élémentaires et interactions fondamentales . . . 1
1.1.2 Le groupe de symétrie de jauge du Modèle Standard . . . 3
1.1.3 Le modèle électrofaible et le mécanisme de Higgs . . . 4
1.1.4 La chromodynamique quantique . . . 7
1.1.5 La matrice CKM . . . 8
1.1.6 Les succès et les limites du Modèle Standard . . . 9
1.2 Le futur de la physique des particules . . . 11
1.2.1 La recherche du boson de Higgs . . . 12
1.2.2 La recherche de nouvelle physique . . . 13

2 Le quark top **19**
2.1 Propriétés du quark top . . . 20
2.1.1 Le quark top et la nouvelle physique . . . 20
2.1.2 Observation expérimentale . . . 21
2.1.3 Production et mesures dans les collisionneurs . . . 22
2.2 Recherche de nouvelle physique à travers les mesures de polarisation . . . 26
2.2.1 Intérêt des polarisations du quark top et du boson W . . . 26
2.2.2 Observables de polarisation du boson W . . . 27
2.2.3 Observables de polarisation de la paire top-antitop . . . 31

3 Le LHC et ATLAS **37**
3.1 Le LHC . . . 38
3.1.1 Motivations . . . 38
3.1.2 Description . . . 38
3.1.3 Les expériences du LHC . . . 39
3.2 ATLAS . . . 39
3.2.1 Introduction . . . 39
3.2.2 Le trajectographe interne . . . 43
3.2.3 Le système de calorimétrie . . . 46
3.2.4 Le spectromètre à muons . . . 53
3.2.5 Le système de déclenchement et d'acquisition . . . 58

4 Sensibilité d'ATLAS à la nouvelle physique dans le secteur du quark top **61**
4.1 Sélection et reconstruction des paires $t\bar{t}$ au LHC . . . 62
4.1.1 Les générateurs . . . 62
4.1.2 Simulations d'ATLAS . . . 66
4.1.3 Topologie d'un événement top-antitop . . . 68
4.1.4 Reconstruction des bosons W et des tops . . . 77
4.1.5 Effets de physique et du détecteur sur les résolutions . . . 79
4.2 Polarisation du boson W . . . 84
4.2.1 Méthodes et résultats . . . 84
4.2.2 Mise à jour des erreurs systématiques . . . 87
4.2.3 Sensibilité à la nouvelle physique . . . 89
4.3 Polarisation de la paire top-antitop . . . 93
4.3.1 Méthodes et résultats . . . 93
4.3.2 Mise à jour des erreurs systématiques . . . 95
4.3.3 Sensibilité à la nouvelle physique . . . 95
4.4 Conclusions . . . 97

5 Mise en route du calorimètre électromagnétique d'ATLAS **99**
5.1 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS . . . 100
5.1.1 Principe de fonctionnement . . . 100
5.1.2 Description des composants du calorimètre . . . 102
5.1.3 Description de l'électronique . . . 104
5.1.4 Reconstruction du signal . . . 108
5.1.5 Les enjeux de la mise en route du calorimètre . . . 111
5.2 Étalonnage du calorimètre électromagnétique . . . 113
5.2.1 Acquisition et étalonnage . . . 113
5.2.2 Piédestaux . . . 115
5.2.3 Délais . . . 117
5.2.4 Rampes . . . 117
5.3 Détection de muons cosmiques . . . 129
5.3.1 Configuration de la prise de données . . . 130
5.3.2 Reconstruction de l'énergie . . . 132
5.3.3 Constitution et sélection des amas de cellules . . . 135

Conclusion **139**

Bibliographie **141**

A Le filtrage optimal **1**

Avant-propos

Les lois de la physique régissant le monde des particules élémentaires sont aujourd'hui très bien décrites par ce que l'on nomme le Modèle Standard de la physique des particules. Fruit des grandes avancées théoriques et expérimentales du vingtième siècle, ce modèle nécessite une dernière observation cruciale : la détection de la particule qui confère une masse à toutes les autres, à savoir le boson de Higgs, dont la masse devrait être de l'ordre de la centaine de gigaélectron-volts (GeV). On sait néanmoins déjà que cette observation ne mettra pas un point final aux recherches en physique des particules : bien au contraire, il est admis aujourd'hui que le Modèle Standard doit être englobé par une théorie plus fondamentale encore. Plusieurs modèles ont été envisagés, et pour un grand nombre d'entre eux il sera possible d'en voir la trace expérimentale dans des phénomènes mettant en jeu une énergie de l'ordre du téraélectron-volt (TeV).

Nous sommes à la veille de la mise en service au CERN, fin 2007, du Grand Collisionneur de Hadrons ou LHC, le collisionneur de particules qui atteindra des énergies jamais explorées par ce type d'appareil. Il sera vraisemblablement un vecteur de découverte remarquable, tant pour la recherche du boson de Higgs que de signes de nouvelle physique jusqu'à l'échelle du TeV. Une étape importante menant à de telles découvertes sera l'étude du quark top. Il s'agit de la particule la plus massive connue à ce jour et l'étude fine de ses propriétés pourrait indiquer l'existence d'une nouvelle physique. De nouveaux couplages introduits par diverses théories seraient en effet préférentiellement visibles dans le secteur du top, en rapport avec sa grande masse. Le LHC sera la première "usine à quarks top". Avec plusieurs millions de quarks top produits par an, des mesures de précision pourront être effectuées, permettant de distinguer les modèles et d'effectuer des découvertes le cas échéant. Ces mesures seront réalisées grâce aux détecteurs situés auprès du LHC, notamment celui construit par la collaboration ATLAS, et dont le large spectre d'observation permettra d'étudier en détail le quark top.

Parmi les paramètres du quark top, sa polarisation, ainsi que celle du boson W apparaissant dans sa désintégration, sont accessibles assez aisément et offrent une très bonne sensibilité aux phénomènes non-standard. Elles portent en effet la trace des mécanismes de production et de désintégration du top, où la nouvelle physique peut se manifester. La sensibilité de l'expérience ATLAS a été estimée pour la première fois dans une étude récente : elle serait de quelques pourcents pour les deux mesures de polarisation. Cette précision est suffisante pour observer des effets induits par divers modèles de nouvelle physique à l'échelle du TeV. Cependant, l'étude en question a utilisé une simulation simplifiée du détecteur ATLAS, ne prenant pas en compte la propagation des particules dans le détecteur en détail. La sensibilité trouvée nécessite une validation avec la simulation détaillée du détecteur. Celle-ci, bien que beaucoup plus lente, est plus proche de la réalité

et a été validée par l'observation de faisceaux de particules. L'étude en simulation détaillée des polarisations dans le secteur du quark top est exposée ici. Une comparaison extensive de la topologie des événements top-antitop ainsi que des mesures de polarisation entre simulation simplifiée et détaillée permettra de conclure sur les perspectives encourageantes qu'offre ATLAS pour la détection rapide d'une physique au-delà du Modèle Standard.

Pour accomplir ces objectifs prometteurs, il faut d'abord correctement mettre en route et maîtriser les flots de données provenant des détecteurs d'ATLAS, notamment son calorimètre électromagnétique, indispensable pour l'identification des électrons et des photons, ainsi que pour divers critères de déclenchement. Après de nombreux tests depuis le début de sa construction, la mise en route du calorimètre passe par l'installation et la validation du détecteur et de son électronique, ainsi que par l'étude des muons cosmiques, les deux sujets du dernier chapitre de cet exposé. On s'intéressera particulièrement aux différentes étapes menant à la reconstruction de l'énergie dans chacune des cellules du calorimètre. Elle dépend de l'étalonnage de toutes les cellules du calorimètre, qui permet de réduire au maximum la contribution des non-uniformités du détecteur à la résolution de cette énergie. Les procédures d'étalonnage et la surveillance des derniers tests lors la mise en service seront également décrites. Les calorimètres d'ATLAS ont récemment observé leurs premiers muons cosmiques dans leur configuration définitive. Bien que ces muons interagissent peu avec les détecteurs, ils doivent permettre les premières études *in situ* du calorimètre. Ils nécessitent pour cela une reconstruction de l'énergie spécifique, réduisant notamment l'influence du bruit. Les efforts pour y parvenir seront décrits ici, tout comme l'application des méthodes ainsi développées pour obtenir les premiers résultats provenant des observations de 2006.

Parmi les conventions adoptées dans cet exposé, le système d'unités fixe les constantes c et h à 1 ; par conséquent, les unités de masse comme MeV/c^2, GeV/c^2 et ainsi de suite seront simplement notées MeV, GeV, etc. Les anglicismes inutiles ont été évités ici dans la mesure du possible, dans un domaine où la communication entre chercheurs se fait en grande partie en anglais. La notation des nombres décimaux retenue est néanmoins anglo-saxonne, avec un point pour séparer parties entière et fractionnaire.

Chapitre 1

La physique des particules à l'échelle du TeV

Sommaire

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules 1
1.1.1 Particules élémentaires et interactions fondamentales 1
1.1.2 Le groupe de symétrie de jauge du Modèle Standard 3
1.1.3 Le modèle électrofaible et le mécanisme de Higgs 4
1.1.4 La chromodynamique quantique 7
1.1.5 La matrice CKM 8
1.1.6 Les succès et les limites du Modèle Standard 9
1.2 Le futur de la physique des particules 11
1.2.1 La recherche du boson de Higgs 12
1.2.2 La recherche de nouvelle physique 13

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1.1 Particules élémentaires et interactions fondamentales

Les briques élémentaires dont est constitué notre monde à l'échelle de l'attomètre (10^{-18} m) se caractérisent essentiellement par les propriétés suivantes : la *masse* ; le *spin*, une propriété intrinsèque des particules, souvent improprement assimilée à une "rotation interne" ; enfin le comportement vis-à-vis des interactions fondamentales, et dont on rend compte par des *charges*, la charge électrique étant la plus connue. Les particules élémentaires qui composent la matière sont de deux types :

- les *quarks*, dont les deux plus légers – quark haut (*up*, noté u) de charge électrique positive, et quark bas (*down*, d) de charge électrique négative – sont les constituants des nucléons (proton et neutron) ;
- les *leptons*, dont l'électron (e^-) qui, associé aux nucléons, forme les atomes.

Ce sont tous des *fermions*, ce qui veut dire qu'ils ont un spin demi-entier et obéissent donc à la statistique de Fermi-Dirac. En particulier, on ne peut trouver deux fermions dans le même état quantique. Les quarks u et d, l'électron et le neutrino ν_e associé à l'électron (qui entre en jeu dans les réactions nucléaires ayant lieu notamment dans le coeur du Soleil) forment la première famille de fermions. Bien que celle-ci suffise à composer la matière ordinaire dont est fait notre monde, deux autres familles (deux quarks, deux leptons à chaque fois) ont été mises en évidence dans les expériences de hautes énergies, comme le montre le Tableau 1.1. Chaque famille est globalement plus lourde et plus instable que la précédente, les autres propriétés restant inchangées. De par leur courte durée de vie, ces particules sont peu abondantes dans notre univers, mais peuvent néanmoins être observées, par exemple dans les collisions entre notre atmosphère et les particules cosmiques qui bombardent la Terre en permanence.

		première famille		deuxième famille		troisième famille	
type	Q	nom	masse	nom	masse	nom	masse
quark	2/3	u	1.5-3	charmé c	1250 ± 90	top t	$(170.9 \pm 1.8)\cdot 10^{3\dagger}$
quark	-1/3	d	3-7	étrange s	95 ± 25	beauté b	4200 ± 70
lepton	-1	e^-	0.511	muon μ^-	105.7	tau τ^-	1777
lepton	0	ν_e	$< 3 \cdot 10^{-6}$	ν_μ	< 0.19	ν_τ	< 18.2

TABLEAU 1.1 – *Les trois familles de fermions. Chaque famille comporte deux quarks et deux leptons dont la charge électrique Q est indiquée. Les masses sont exprimées en MeV, et proviennent des moyennes mondiales regroupées par le Particle Data Group [1]. Les masses des leptons chargés sont connues avec une grande précision (*10^{-5} *à* 10^{-7}*). Il est établi que les neutrinos ν ont une masse non-nulle, mais seules des limites supérieures sur ces trois masses ont pu être établies.* †*Moyenne mondiale datant de mars 2007 [2].*

Les observations expérimentales excluent une quatrième famille de fermions similaire à celles-ci. On dénombre ainsi au total six *saveurs* de quarks et six saveurs de leptons. Pour compléter la liste des fermions connus, il faut considérer pour chacun d'entre eux une *antiparticule* associée. Cette antiparticule ne diffère de son partenaire que par ses charges, qui sont opposées : son comportement vis-à-vis des interactions fondamentales est donc inversé. Une particule et son antiparticule s'annihilent quand elles sont mises en présence : un milieu dense où les deux types de fermions coexisteraient serait très instable. Pour des raisons qui restent à élucider, notre univers a une quantité infime d'antiparticules, ce qui permet à la matière d'être stable et donc à des structures macroscopiques d'exister sur de longues périodes. Dans les expériences de hautes énergies, les antiparticules sont en revanche très courantes, car de nombreux processus les produisent dans les mêmes proportions que leur partenaire. Dans la suite de cet exposé, lorsqu'elle n'est pas essentielle, la distinction entre une particule et son antiparticule ne sera pas faite.

On peut modéliser chaque interaction fondamentale entre particules élémentaires par l'échange de *bosons*, à savoir des particules de spin entier, obéissant à la statistique de Bose-Einstein qui leur permet de se cumuler dans le même état. Ces particules "transportent" l'interaction d'une particule à une autre et sont ainsi appeleées *bosons vecteurs*.

On connaît à ce jour exactement quatre interactions fondamentales :

- *l'interaction électromagnétique*, dont le boson vecteur est le photon (noté γ). Elle s'exerce sur les particules ayant une charge électrique, souvent appelée simplement charge, ce qui comprend tous les fermions sauf les neutrinos. Le photon n'a pas lui-même de charge électrique, et sa masse est nulle.
- *l'interaction faible*, possédant trois bosons vecteurs : Z^0, électriquement neutre, et $W^{\pm}$, de charge électrique ± 1, parfois notés simplement Z et W. Elle concerne tous les fermions par le biais de deux charges, dont l'une n'est portée que par les fermions gauches (voir Section 1.1.3). Les bosons W peuvent se coupler entre eux ainsi qu'avec le photon et le Z. Les bosons vecteurs faibles ont une masse, importante par rapport à celle des fermions : $\mathrm{M}_W = 80.4 \pm 0.03\ GeV$, et $\mathrm{M}_Z = 91.19 \pm 0.002\ GeV$.
- *l'interaction forte*, dont les bosons vecteurs forment un octuplet : ce sont les gluons (g). Parmi les fermions, seuls les quarks ont une charge forte, appelée couleur, qui peut prendre trois valeurs nommées par convention "rouge", "vert" et "bleu". Les gluons ont également une charge forte, combinaison de couleurs et anti-couleurs, et peuvent ainsi se coupler entre eux. Ils ont une masse nulle.
- l'interaction gravitationnelle, dont l'éventuel boson vecteur (le graviton, de spin 2) n'a pas été observé. Bien que prépondérante à de plus grandes échelles, son amplitude est totalement négligeable lorsqu'elle s'applique aux particules élémentaires. On ne s'y intéressera pas dans la suite.

Les termes "faible" et "forte" désignant les interactions ci-dessus s'expliquent par leur amplitude relative typique aux échelles considérées ici. Le Tableau 1.2 indique ces amplitudes et rappelle quelques propriétés des bosons vecteurs.

interaction	amplitude relative	boson vecteur	Q	masse
électromagnétique	10^{-2}	photon γ	0	0
faible	10^{-6}	W^+, W^-	± 1	$80.4 \pm 0.03\ GeV$
		Z^0	0	$91.19 \pm 0.002\ GeV$
forte	1	gluons g	0	0

TABLEAU 1.2 – *Les trois interactions fondamentales pertinentes aux échelles subnucléaires et leurs bosons vecteurs. Les amplitudes relatives typiques des interactions aux échelles considérées ici, par rapport à celle de l'interaction forte, sont indiquées.*

1.1.2 Le groupe de symétrie de jauge du Modèle Standard

Le simple fait d'imposer l'invariance des lois de la physique par rapport à certaines symétries, dites de jauge, suffit à définir presque complètement ces lois ainsi que toutes les particules existantes. Les lois régissant le monde des particules élementaires peuvent ainsi être formalisées avec une très grande précision par le Modèle Standard de la physique des particules. Il s'agit d'une théorie quantique relativiste des champs [3] décrivant les

trois interactions fondamentales pertinentes aux échelles concernées : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Le modèle introduit le groupe de symétrie de jauge suivant :

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C \tag{1.1}$$

Les termes $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mènent aux interactions faible et électromagnétique, qui se mélangent à haute énergie pour former ce qu'on appelle l'interaction électrofaible [4] ; le troisième terme, $SU(3)_C$, permet de rendre compte de l'interaction forte. Le lagrangien du Modèle Standard doit être invariant de jauge par ce groupe de symétrie. Il est la somme de lagrangiens associés à chacune de ces interactions, correspondant à la propagation des particules ainsi qu'à leurs couplages.

1.1.3 Le modèle électrofaible et le mécanisme de Higgs

On peut construire un lagrangien invariant sous la symétrie de jauge électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en deux parties, l'une correspondant aux bosons vecteurs, l'autre aux fermions. Le premier terme prend la forme suivante :

$$L_{boson} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W^{a\mu\nu} \tag{1.2}$$

avec

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.3}$$

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu - g\epsilon_{abc} W^b_\mu W^c_\nu \tag{1.4}$$

où B_μ correspond au boson vecteur associé à $U(1)_Y$, et W^a_μ, $a = 1$ à 3, correspondent aux bosons vecteurs associés à $SU(2)_L$. Ce dernier groupe n'est pas commutatif, d'où les termes antisymétriques dans $W^a_{\mu\nu}$, qui font apparaître la constante de couplage g associée aux champs W^a_μ et les constantes de structure de SU(2) ϵ_{abc}. Outre la propagation des champs, le lagrangien comprend donc un terme d'interaction des champs W^a entre eux.

On introduit pour chaque fermion deux quantités : l'*isospin faible* I à trois composantes, qui rend compte de l'interaction avec les champs W^a, et l'*hypercharge* Y, due à l'interaction avec le champ B (que l'on retrouve dans la notation $U(1)_Y$). Ces quantités ne sont en réalité pas observables ; on relie la charge électrique à la composante I_3 de l'isospin faible et à Y par :

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3 \tag{1.5}$$

Tous les fermions ont une hypercharge non-nulle. L'isospin faible peut en revanche être nul, selon la chiralité des fermions. Dans la limite ultra-relativiste, celle-ci est égale à leur *hélicité* (à savoir le signe de la projection du spin sur la direction de vol : positive pour les fermions droits, négative pour les gauches) ; mais il s'agit en réalité du comportement des spineurs de Dirac décrivant les particules vis-à-vis des opérateurs de projection "vecteur moins axial" (gauche) et "vecteur plus axial" (droit) [5]. L'isospin faible est nul pour les fermions droits : on retiendra donc que le couplage avec les champs faibles W^a est de

type vecteur moins axial $(V-A)$ et ne concerne que les fermions gauches (d'où la notation $SU(2)_L$, pour *left*) ou les antifermions droits. On assimilera dans la suite par abus de langage chiralité et hélicité, en particulier dans l'étude sur le quark top présentée dans les chapitres suivants. Les fermions gauches sont ainsi regroupés en doublets d'isospin faible contenant les deux quarks gauches ou les deux leptons gauches d'une famille – par exemple $(u,d)_L$ ou $(e^-,\nu_e)_L$ – qui peuvent se coupler entre eux. Les fermions droits sont quant à eux séparés en singulets comme u_R, d_R et e_R^-. En particulier, des neutrinos droits sans masse n'interagiraient jamais avec les autres particules car toutes leurs charges (électrique, faible, forte) seraient nulles, et ils sont donc absents du modèle.

Le terme fermionique dans le lagrangien s'écrit de la façon suivante :

$$L_{fermions} = i\sum_f \left(\overline{\psi_f^L}\gamma^\mu D_\mu^L \psi_f^L\right) + i\sum_{f,\sigma}\left(\overline{\psi_{f,\sigma}^R}\gamma^\mu D_\mu^R \psi_{f,\sigma}^R\right) \tag{1.6}$$

avec

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu + ig\frac{\tau_a}{2}W_\mu^a \tag{1.7}$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \tag{1.8}$$

Les termes ψ^L et ψ^R correspondent respectivement aux multiplets de fermions gauches et droits. Dans le premier cas la somme porte sur les doublets d'isospin notés f (deux par famille) ; dans le second, il y a un ou deux singulets pour chaque valeur de f, notés $\sigma = -$ (exemples : d, e^-) et $\sigma = +$ (exemple : u). Les dérivées covariantes D_μ^L et D_μ^R assurent l'invariance de jauge du lagrangien. Elles comprennent, outre g, la constante de couplage g' avec le champ B, ainsi que les matrices de Pauli τ_a.

Le lagrangien $L_{EF} = L_{boson} + L_{fermion}$ ainsi obtenu ne comporte aucun terme de masse : il ne peut donc pas suffire pour décrire les fermions et les bosons faibles observés expérimentalement. Une manière d'introduire naturellement la masse dans le modèle en le laissant renormalisable (c'est-à-dire sans créer des divergences dans les amplitudes des différents couplages) passe par le mécanisme de Higgs [6]. On introduit dans ce cadre un champ scalaire, dont la valeur dans le vide est non nulle, ce qui mène à une brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Le champ en question est un doublet scalaire complexe noté $\phi = (\phi^+,\phi^0)$ et le potentiel associé est de la forme :

$$V(\phi) = V(|\phi|^2) = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \tag{1.9}$$

La brisure spontanée de symétrie correspond à un minimum du potentiel ailleurs qu'en $\phi = 0$. Pour ce faire, on demande :

$$\mu^2 < 0 \tag{1.10}$$

$$\lambda > 0 \tag{1.11}$$

On trouve le minimum du potentiel en dérivant par rapport à $|\phi|^2$. On obtient un ensemble continu de positions d'équilibre équivalentes (cf. Figure 1.1) vérifiant :

$$\sqrt{|\phi_{Vmin}|^2} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.12}$$

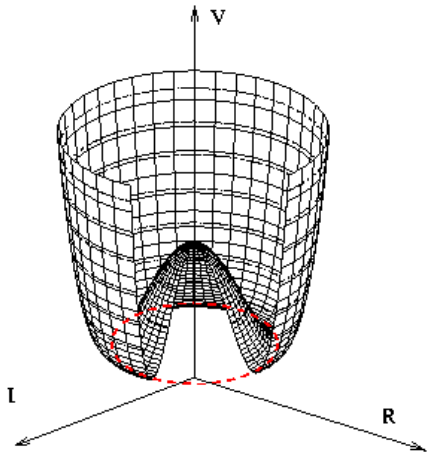


FIGURE 1.1 – *Potentiel de Higgs V dans le plan complexe. Le minimum n'est pas en zéro mais sur le cercle rouge en pointillé, où se situent des positions d'équilibre stable équivalentes.*

où l'on a défini la valeur du champ de Higgs dans le vide, v (*vacuum expectation value*). Le lagrangien de ce champ prend la forme suivante :

$$L_{Higgs} = (D^L_\mu \phi)(D^{L\mu}\phi)^\dagger - V(|\phi|^2) \tag{1.13}$$

où apparaît la dérivée covariante D^L_μ définie plus haut. La propagation du champ de Higgs et son interaction avec les champs faibles y figurent.

Il est possible de réécrire le champ de Higgs de façon à faire apparaître dans le lagrangien les champs physiques associés aux bosons faibles et au photon. Ce sont des combinaisons des champs sans masse W^a et B selon les relations suivantes :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2) \tag{1.14}$$

$$Z = \cos\theta_W W^3 - \sin\theta_W B \tag{1.15}$$

$$A = \sin\theta_W W^3 + \cos\theta_W B \tag{1.16}$$

où apparaît l'angle de Weinberg θ_W, relié aux constantes de couplage g et g' par :

$$g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W \equiv e \tag{1.17}$$

On définit ainsi la constante de couplage e du champ A, assimilé au photon. Il reste bien sans masse, alors que les bosons faibles W et Z acquièrent une masse non nulle :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \tag{1.18}$$

$$M_Z = \frac{1}{2\cos\theta_W}vg = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \tag{1.19}$$

Le doublet ϕ de Higgs perd trois degrés de liberté et se résume à un champ scalaire réel $H = h(x) + v$, électriquement neutre. Ce mécanisme implique donc l'existence d'un boson de Higgs de masse indéterminée $\sqrt{2\lambda}v = \sqrt{-2\mu^2}$. La valeur du champ de Higgs dans le vide est en revanche établie à $v = 247\ GeV$. Cette valeur définit l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible autour de quelques centaines de GeV.

Les fermions acquièrent également une masse par le mécanisme de Higgs, à travers un lagrangien de Yukawa :

$$L_{Yukawa} = -\sum_{f,\sigma} \frac{g_{f,\sigma}}{\sqrt{2}} \left(\overline{\psi_f^L} \phi \psi_{f,\sigma}^R + \overline{\psi_{f,\sigma}^R} \overline{\phi} \psi_f^L \right) \tag{1.20}$$

La somme porte sur les doublets f et les singulets (f,σ), comme plus haut. Les coefficients de Yukawa $g_{f,\sigma}$ rendent compte de l'intensité de l'interaction de chaque fermion avec le champ de Higgs ; leur valeur n'est pas définie par la théorie. Une fois ce champ ramené à un champ réel H, chaque terme de la somme ne comporte plus que le module du champ ψ_F de chaque fermion F :

$$L_{Yukawa} = -(1 + \frac{h}{v}) \sum_F \left(m_F \overline{\psi_F} \psi_F \right) \tag{1.21}$$

Ce lagrangien comprend donc un terme de masse pour chaque fermion, ainsi qu'un terme d'interaction avec le boson de Higgs proportionnel à $\frac{m_F}{v}$, et donc faible pour la plupart des fermions. La masse m_F est définie par la valeur v, liée au champ de Higgs, et par le couplage de Yukawa g_F du fermion avec le boson de Higgs :

$$m_F = \frac{vg_F}{\sqrt{2}} \tag{1.22}$$

1.1.4 La chromodynamique quantique

L'interaction forte s'exerce sur les particules ayant une charge de couleur, qui peut prendre trois valeurs, "rouge" (R), "vert" (*green* G) et "bleu" (B) – on utilise ainsi par analogie le terme de chromodynamique quantique (QCD). De fait, les quarks sont les seuls fermions concernés, et le groupe de symétrie correspondant, $SU(3)_C$, mène à un octuplet de bosons vecteurs, les gluons. Le lagrangien comportant une partie bosonique et une partie fermionique s'écrit :

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_q \left(i\overline{\psi_q} \gamma^\mu D_\mu \psi_q - m_q \overline{\psi_q} \psi_q \right) \tag{1.23}$$

où l'on a utilisé

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu \quad (1.24)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_s \frac{\lambda_a}{2} G^a_\mu \quad (1.25)$$

Les quarks q (au nombre de six) sont représentés par les spineurs ψ_q. F est construit à partir des champs G^a, a allant de 1 à 8, représentant les gluons ; g_s est la constante de couplage forte (*strong*), les huit matrices λ_a sont les matrices de Gell-Mann et les coefficients f_{abc} sont les constantes de structure de $SU(3)$. Le terme de masse provenant du mécanisme de Higgs est également mentionné.

La très faible portée de l'interaction forte, de l'ordre de 10^{-15} mètres, s'explique par le couplage des gluons entre eux. Ce fait particulier implique aussi que l'intensité de l'interaction entre deux quarks augmente avec leur distance relative. Des quarks très proches n'interagissent donc presque pas entre eux (on parle de liberté asymptotique). De même, un quark ne se trouve jamais seul, puisque son interaction avec d'autres quarks lointains deviendrait divergente ; si deux quarks s'éloignent suffisamment, l'énergie des gluons entre eux devient suffisante pour créer une nouvelle paire quark – antiquark. C'est ce fait qui est à l'origine de l'analogie des couleurs : tous les systèmes physiques composés de quarks sont "blancs", ce qui veut dire que la couleur des quarks doit se compenser. On regroupe ces systèmes sous le nom de *baryons*. Seuls deux types de baryons ont été observés à ce jour : les *hadrons*, composés de trois quarks (dont les couleurs sont respectivement R, G et B), les plus courants étant le proton (uud) et le neutron (udd) ; et les *mésons*, constitués d'un quark et d'un antiquark (on aura donc une compensation couleur-anticouleur $R\overline{R}$, $G\overline{G}$ ou $B\overline{B}$).

Le comportement expérimental des quarks produits dans les collisionneurs de hautes énergies est donc remarquable. Ils s'entourent rapidement d'autres quarks, créés par paires à partir de l'abondant rayonnement de gluons. Ces quarks et gluons se recombinent en hadrons de divers types (ce que l'on appelle l'hadronisation), se déplaçant globalement dans la direction du quark initial ; on parle alors de *jets hadroniques*, ou simplement jets. Ce sont eux qui parviennent aux appareils de détection, et à partir desquels l'identification et l'étude des quarks doit se faire. Parmi les six quarks connus, le top déroge cependant à la règle : sa très grande masse rend sa durée de vie très courte, et il se désintègre par interaction faible avant de s'hadroniser. Ce fait expérimental a de nombreuses conséquences, qui seront détaillées dans le Chapitre 2, et il est crucial pour l'étude présentée dans le Chapitre 4.

1.1.5 La matrice CKM

Les états propres observables des fermions, en particulier les quarks, ne sont pas les mêmes que les états propres de jauge de l'interaction faible : les trois familles se mélangent. Il faut en effet distinguer par exemple les quarks observables de type bas d, s, b et les états propres de jauge d', s', b' apparaissant dans les doublets et singulets d'isospin faible (cette distinction n'a pas été faite ci-dessus). Ceci implique que les quarks observables peuvent se coupler par interaction faible à des quarks d'une autre famille, ce qui serait impossible

sinon. Les amplitudes des neuf couplages V_{+-} entre quarks de charge positive et négative sont représentées par une matrice appelée CKM (Cabbibo, Kobayashi, Maskawa) [7] :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.26}$$

En se basant sur les propriétés de cette matrice, en particulier son unitarité, Wolfenstein en a proposé une paramétrisation approchée utilisant seulement 4 paramètres [8], dont l'angle de Cabbibo λ (sa valeur est d'environ 0.22) :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

La valeur de chaque élément de cette matrice est d'autant plus faible qu'il est loin de la diagonale : le couplage par interaction faible est ainsi favorisé entre quarks d'une même famille et restreint dans le cas contraire. On peut remarquer que la présence de termes complexes dans la matrice est lié à la violation de la symétrie CP (combinaison de la conjugaison de charge, qui transforme une particule en son antiparticule, et de la parité, à savoir l'image dans un miroir), qui ne pourrait survenir pour moins de trois familles de quarks. La matrice CKM étant unitaire, il est possible de quantifier ce phénomène par des relations du type :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.28}$$

Cette égalité entre trois complexes peut se représenter dans le plan complexe par un triangle dit d'unitarité. Si la symétrie CP était respectée (donc la phase complexe nulle), le triangle en question serait plat ; il ne l'est pas, comme le prouvent un grand nombre de mesures qui coïncident toutes dans une fenêtre très étroite. La recherche de phénomènes non-standard se manifestant à travers une violation anormale de la symétrie CP, en particulier dans les systèmes de mésons B, est activement menée par plusieurs expériences, en particulier les “usines à B” BaBar et Belle, et figure dans le programme de physique des grands collisionneurs actuels et futurs.

1.1.6 Les succès et les limites du Modèle Standard

Grâce aux nombreux calculs et prédictions qu'il a permis, le Modèle Standard est considéré comme un excellent modèle, qui n'a pas encore été mis en défaut. La Figure 1.2 recense diverses mesures comparées à leur prédiction par le Modèle Standard : l'accord est bon, à un écart standard près dans la plupart des cas. L'observation du boson de Higgs est le principal fait expérimental manquant à ce jour, et les grandes expériences de hautes énergies les plus récentes ont été conçues pour permettre sa détection d'ici quelques années. Plusieurs questions demeurent néanmoins très ouvertes, dont les suivantes :

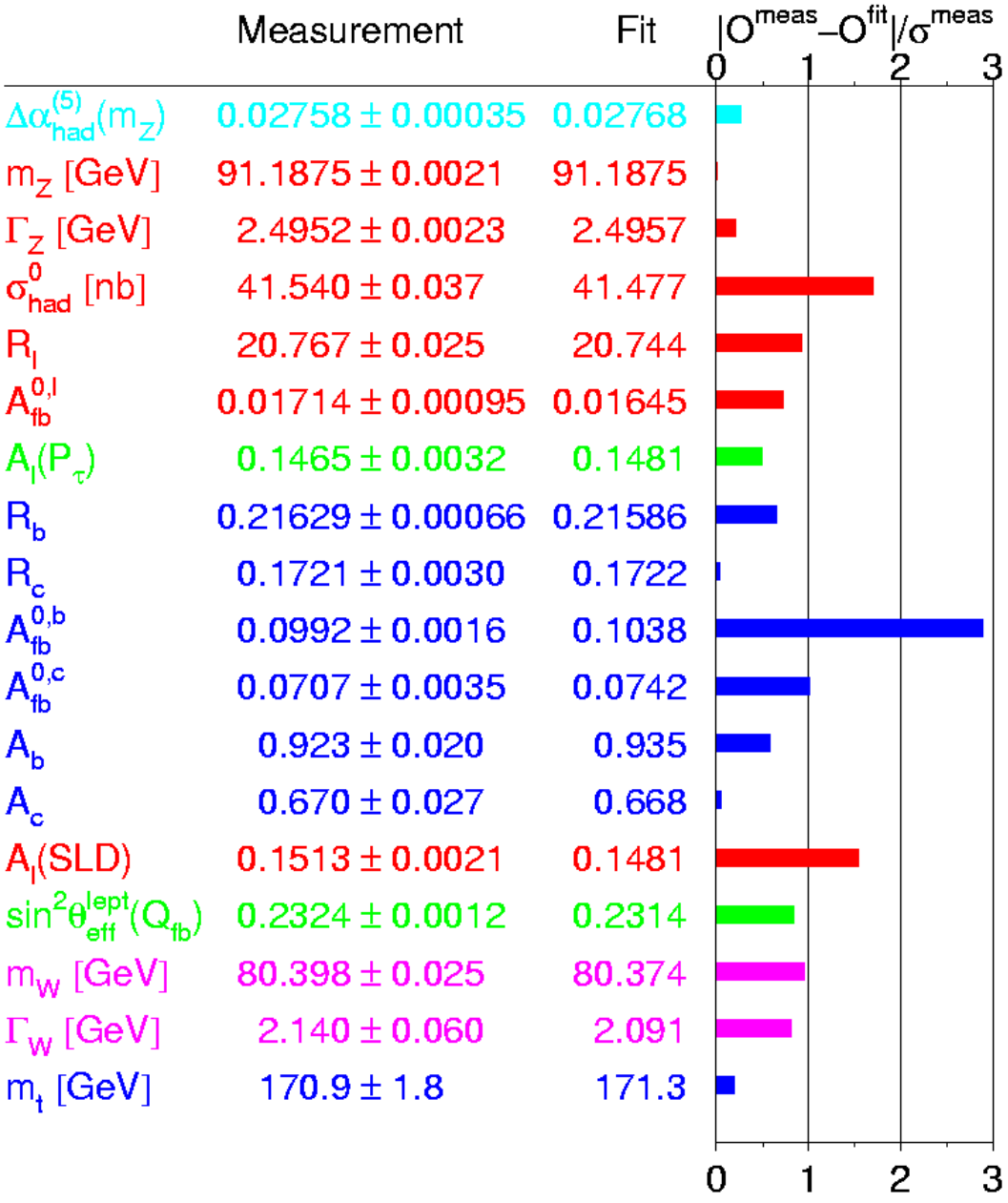


FIGURE 1.2 – *Comparaison entre mesure et prédiction par le Modèle Standard de diverses variables, en nombre d'écarts standard (σ_{meas}). Ces résultats proviennent de diverses mesures, effectuées notamment au LEP et au TeVatron, et combinées par le groupe de travail électrofaible du LEP [9].*

– le problème de naturalité : la masse “naturelle” du boson de Higgs peut devenir divergeante à cause de corrections radiatives qu'il faut lui apporter (par le biais de boucles fermion-antifermion). Or une masse du boson de Higgs de l'ordre de la centaine de GeV est d'une part favorisée par la théorie, et d'autre part fortement suggérée par les recherches expérimentales, notamment au TeVatron (collisionneur en cours de fonctionnement au Fermilab, près de Chicago) et au LEP (collisionneur ayant fonctionné jusqu'en 2000 au CERN, près de Genève). Ces recherches ont exclu une masse inférieure à 114 GeV et ont établi à ce jour une limite supérieure de 182 GeV, à 95 pourcents de niveau de confiance [10]. Pour ramener la masse du boson de Higgs à ces valeurs, un ajustement fin des paramètres est nécessaire, ce qui paraît très inélégant, d'autant plus que d'autres modèles proposent des solutions plus simples (cf. les modèles supersymétriques introduits ci-dessous).
– le problème de la hiérarchie : l'unification des forces électromagnétique et faible à l'échelle de la centaine de GeV est une grande réussite du modèle. Il faut en revanche monter à l'échelle de grande unification, $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16} GeV$, pour pouvoir “unifier” les interactions électrofaible et forte. Or les constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte, qui varient en réalité avec l'énergie, ne convergent pas exactement vers une même valeur à cette échelle (cf. Figure 1.6).
– le modèle laisse dix-huit paramètres expérimentaux libres (plus sept autres si on considère les masses des neutrinos et leur mélange) : les neuf masses des fermions, celles du boson de Higgs et du Z, les constantes de couplage g, g' et g_s ainsi que les quatre paramètres de la matrice CKM. Ce fait rappelle que le Modèle Standard est avant tout un bon modèle descriptif mais qu'il ne repose pas sur une théorie tout à fait complète et prédictive.

1.2 Le futur de la physique des particules

Pour les raisons citées et d'autres encore, il est aujourd'hui communément admis que le Modèle Standard est un modèle effectif très efficace aux énergies inférieures au TeV, mais qu'il n'est qu'une approximation d'une théorie plus vaste qui reste à déterminer. De nombreuses théories ont été proposées, et plusieurs d'entre elles impliquent l'existence de nouvelles particules ou couplages à l'échelle du TeV. Ces modèles sont encore faiblement contraints par l'expérience, mais les accélérateurs actuels, en premier le TeVatron, et ceux qui sont en cours de construction ou de conception pour explorer en détail le domaine du TeV (notamment le Grand Collisionneur de Hadrons, LHC, au CERN, cf. Section 3.1, ou le Collisionneur Linéaire International ILC) devraient permettre de distinguer les plus pertinents d'entre eux. En attendant les prochains résultats expérimentaux, le nombre de théories envisageables est trop grand pour les présenter toutes ici. Parmi les grands axes de recherche de la physique des particules dans les années à venir, on peut néanmoins distinguer deux objectifs principaux :

– la découverte du boson de Higgs s'il existe, et plus généralement la compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible et de l'origine de la masse.

– la recherche d'une éventuelle *nouvelle physique* dont les effets pourraient se manifester autour de l'échelle du TeV. Ceci se fera soit par des recherches directes de nouvelles particules, soit indirectement à travers des mesures de précision.

On donnera ici des indications sur ces deux grandes thématiques de recherche, en lien avec les potentialités du LHC et de l'expérience ATLAS (cf. Section 3.2) dont il sera question dans les chapitres suivants.

1.2.1 La recherche du boson de Higgs

Si le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est bien celui du Modèle Standard, le boson de Higgs correspondant sera produit dans les collisions $p-p$ du LHC surtout par fusion de gluons ($gg \rightarrow H$) ainsi que par fusion de bosons vecteurs. Les diagrammes de Feynman correspondants sont indiqués sur la Figure 1.3. La production d'un boson de Higgs associé à un boson Z, W ou une paire de quarks, notamment $t\bar{t}$, est largement moins abondante, mais ces modes pourront également être utilisés, en particulier pour déterminer les paramètres de couplage du boson de Higgs. D'autres modes de production moins abondants comprennent une annihilation quark-antiquark et un rayonnement à partir d'une paire de quarks lourds.

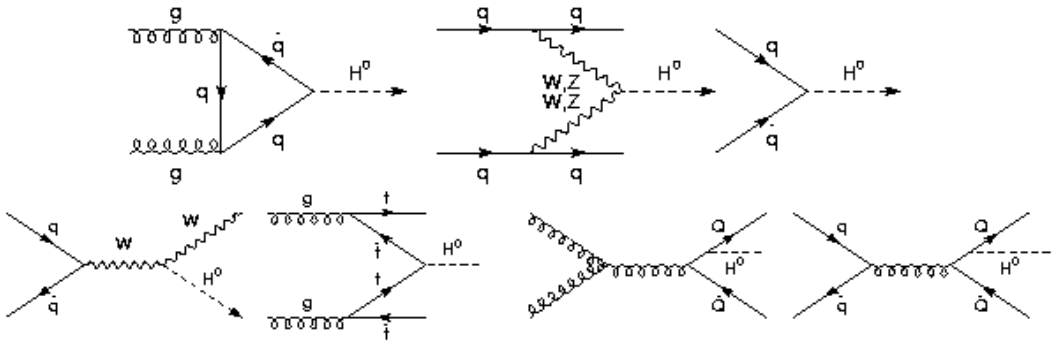


FIGURE 1.3 – *Principaux diagrammes de production du boson de Higgs au LHC. La fusion de gluons à travers une boucle de quarks lourds et la fusion de bosons vecteurs sont les processus dominants.*

Le boson de Higgs peut décroître de plusieurs façons, selon sa masse, comme le montre la Figure 1.4. Pour une masse au-delà de 200 GeV, les canaux avec deux bosons faibles (WW ou ZZ) sont privilégiés. Chacun d'eux peut alors mener séparément à une découverte claire, grâce aux décroissances leptoniques de ces bosons faibles. Pour un boson de Higgs à faible masse, favorisé par les données expérimentales disponibles à ce jour, le signal est plus difficile à extraire, et une combinaison des résultats de chaque canal ($ttH(H \rightarrow b\bar{b})$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ notamment) sera nécessaire.

La Figure 1.5 résume le potentiel de découverte du boson de Higgs, en fonction de sa masse, dans l'expérience d'ATLAS avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} [11].

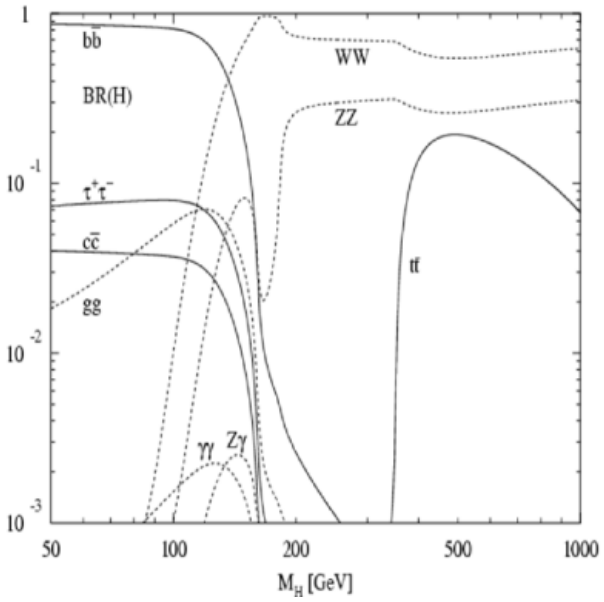


FIGURE 1.4 – *Taux d'embranchement des divers canaux de désintégration du boson de Higgs standard, en fonction de sa masse.*

En combinant les divers canaux accessibles, le boson de Higgs devrait ainsi pouvoir être découvert quelle que soit sa masse.

Le LHC a été conçu pour découvrir le boson de Higgs pour une masse allant jusqu'au TeV, valeur limite prédite par les calculs théoriques en tenant compte de considérations cosmologiques. La découverte est aussi possible dans des modèles au-delà du Modèle Standard où le mécanisme de Higgs est également présent. On peut mentionner par exemple des modèles de brisure dynamique de la symétrie électrofaible, où le boson de Higgs n'est pas une particule élémentaire, et peut en particulier être interprété comme un condensat de quarks top. La supersymétrie, introduite dans la section suivante, comprend quant à elle deux doublets de Higgs et cinq bosons observables. Au cas où aucun boson de Higgs ne serait pas observé, des modèles plus exotiques peuvent être considérés ; le LHC offre aussi plusieurs fenêtres d'observation de tels modèles, pour des énergies allant jusqu'à quelques TeV.

1.2.2 La recherche de nouvelle physique

Parmi les nombreuses recherches directes de nouvelle physique au LHC, les modèles supersymétriques tiennent une place à part, grâce à leur grande pertinence théorique ainsi qu'aux nombreuses observations qu'ils peuvent permettre. On introduira ici quelques principes de base de ces modèles ; il sera également question des recherches indirectes de nouveaux phénomènes, par le biais de mesures de précision.

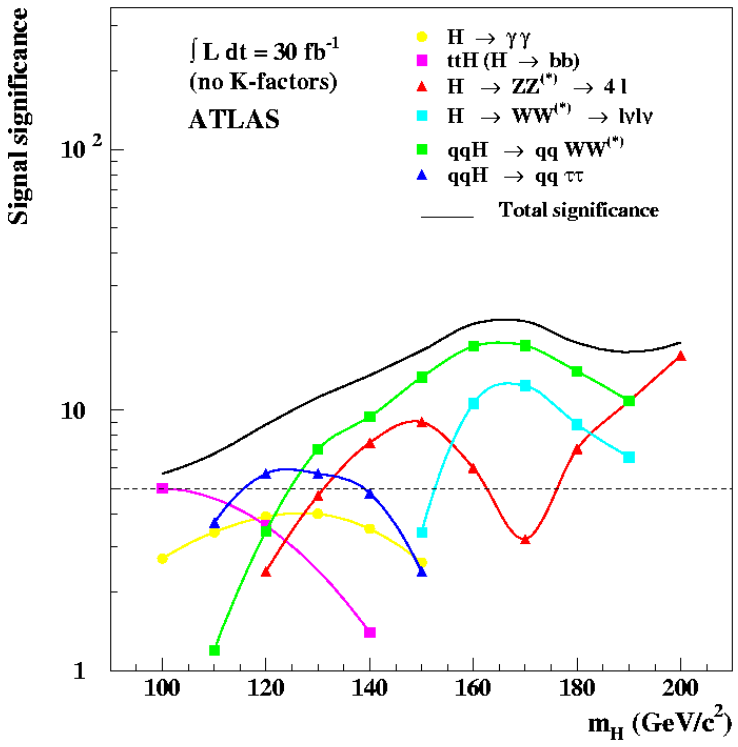


FIGURE 1.5 – *Potentiel de découverte du boson de Higgs en fonction de sa masse, en nombre d'écarts standard σ, avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} pour ATLAS. Les facteurs de correction des sections efficaces au second ordre (K-factors) n'ont pas été appliqués. La signification statistique entre 200 GeV et 1 TeV reste supérieure à 10 σ.*

1.2.2.1 La supersymétrie

Une des théories les plus prometteuses actuellement, et qui pourrait mener à des observations expérimentales dans un futur proche, est la supersymétrie [12]. On associe dans ce cadre à chaque champ du Modèle Standard (boson et fermion) un "supermultiplet". Ce multiplet contient, outre le champ initial, un champ identique mais dont le spin est différent d'une demi-unité. On obtient alors de nombreuses nouvelles particules, dites supersymétriques : des sfermions (particules scalaires, donc des bosons, associées aux fermions) et de nouveaux fermions (associés aux bosons de jauge), recensées dans le Tableau 1.3. Ces particules supplémentaires contribuent à la masse du boson de Higgs, par le biais des corrections radiatives, avec une amplitude exactement opposée à celle des particules originelles : la divergence est ainsi naturellement supprimée. De plus, il est possible dans ce nouveau cadre de faire converger les constantes de couplage des trois interactions du Modèle Standard vers une valeur unique, à l'échelle de grande unification $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$ (cf. Figure 1.6). Sous certaines conditions, la gravité peut également être réintégrée dans le modèle.

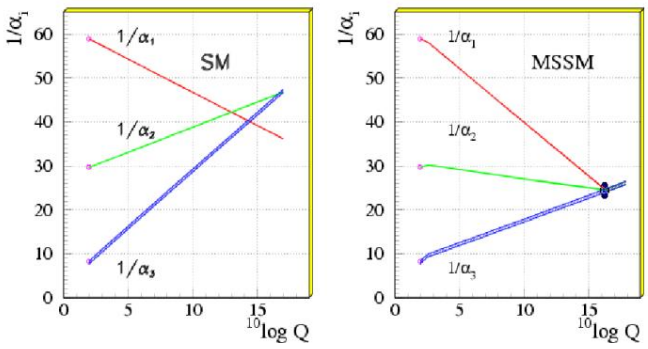


FIGURE 1.6 – *Variation des constantes de couplage des interactions fondamentales avec l'énergie, dans le cadre du Modèle Standard et dans un modèle supersymétrique.*

Les particules supersymétriques, qui devraient avoir la même masse que leur partenaire standard, n'ont pas été observées expérimentalement : la supersymétrie est donc brisée. Pour décrire correctement ce fait, on peut considérer une brisure de symétrie qui englobe le mécanisme de Higgs déjà mentionné et un mécanisme qui permet aux masses des superparticules d'être différentes de celles de leurs partenaires. Dans ce cadre, deux doublets de Higgs sont nécessaires, qui correspondent à cinq bosons de Higgs scalaires massifs, notés h, H, A (neutres), H^+ et H^-. Les états propres de masse pour les particules supersymétriques, indiqués dans le Tableau 1.3, peuvent être des mélanges des états propres de jauge. En particulier, les partenaires des bosons de jauge électrofaibles et des bosons de Higgs se manifestent sous la forme de "neutralinos" et "charginos". Les masses de toutes ces particules varient grandement selon les paramètres du modèle.

Les conséquences expérimentales de la supersymétrie sont nombreuses. La vérification du mécanisme de Higgs se ferait alors par le biais de divers bosons, dont deux chargés, ce qui modifie les canaux de découverte. Pour une large zone de paramètres du modèle, ces

Particule standard	Partenaires supersymétriques		
	état propre de jauge	état propre de masse	nom
$q_{L,R}$	$\widetilde{q}_L$ et $\widetilde{q}_R$	$(\widetilde{q}_L\,;\,\widetilde{q}_R)$ ou $(\widetilde{q}_1\,;\,\widetilde{q}_2)$	squarks
$l_{L,R}$ chargé	$\widetilde{l}_L$ et $\widetilde{l}_R$	$(\widetilde{l}_L\,;\,\widetilde{l}_R)$ ou $(\widetilde{l}_1\,;\,\widetilde{l}_2)$	sleptons
ν_L	$\widetilde{\nu}_L$	$\widetilde{\nu}_L$	sneutrinos
g	$\widetilde{g}$	$\widetilde{g}$	gluinos
$B\,;W^3\,;H_u^0\,;H_d^0$	$\widetilde{B}\,;\widetilde{W}^0\,;\widetilde{H}_u^0\,;\widetilde{H}_d^0$	$\widetilde{\chi}_1^0\,;\widetilde{\chi}_2^0\,;\widetilde{\chi}_3^0\,;\widetilde{\chi}_4^0$	neutralinos
$W^1\,;W^2\,;H_u^+\,;H_d^-$	$\widetilde{W}^1\,;\widetilde{W}^2\,;\widetilde{H}_u^+\,;\widetilde{H}_d^-$	$\widetilde{\chi}_1^\pm\,;\widetilde{\chi}_2^\pm$	charginos

TABLEAU 1.3 – *Les partenaires supersymétriques des fermions (haut) et bosons de jauge (bas) standard. Les sleptons chargés et les squarks de la troisième famille ont des états propres de masse, notés 1 et 2, issus du mélange des composantes droite et gauche. Les composantes des doublets de Higgs avant mélange sont notées H_d^0, H_d^-, H_u^+ et H_u^0.*

bosons-là ainsi que plusieurs autres particules supersymétriques ont des masses comprises entre une centaine de GeV et quelques TeV. De nombreuses observations sont donc envisageables au LHC, qui permettra d'explorer en détail cette gamme de masses. Une nouvelle notion, la R-parité, est par ailleurs introduite dans les modèles supersymétriques : R vaut 1 pour les particules du Modèle Standard et -1 pour les particules supersymétriques. Si la R-parité est conservée, les particules supersymétriques ne peuvent être produites à partir des autres particules (notamment dans les collisionneurs) que par paires. De plus, les particules supersymétriques auront alors tendance à décroître en cascade jusqu'à la particule supersymétrique la plus légère, qui dans la plupart des modèles est le neutralino χ_1^0. L'état final contient ainsi plusieurs jets de très grande impulsion transverse, éventuellement des leptons, et une quantité importante d'énergie transverse manquante correspondant au χ_1^0. La somme des impulsions transverses de tous les objets sera ainsi un bon discriminant des signatures supersymétriques. Pour chaque canal supersymétrique, le bruit de fond provenant d'autres particules supersymétriques sera en revanche important. Les recherches correspondantes considèrent donc souvent un point donné dans l'espace des paramètres de la théorie, ce qui permet de fixer les masses de chaque particule, et ainsi de mieux distinguer les canaux de décroissance de chacune. Mentionnons une autre conséquence importante de la conservation de la R-parité, qui ne concerne pas directement la physique sur accélérateurs : la particule supersymétrique la plus légère serait un candidat plausible pour expliquer la matière noire non-baryonique froide dans l'univers.

1.2.2.2 Mise en évidence indirecte par des mesures de précision

Le LHC permettra d'observer des particules de haute masse avec des statistiques inégalées. Il sera alors possible d'en étudier les propriétés par des mesures de précision, pour tenter d'y déceler la trace indirecte de phénomènes nouveaux, inaccessible pour des particules plus légères. Ces particules comprennent notamment les mésons beaux, dont plusieurs désintégrations rares seront observables, qui pourraient mener à la découverte de nouveaux phénomènes en rapport avec la violation de la symétrie CP. Le LHC sera

surtout la première “usine à quarks top”. Ce quark est la plus massive des particules connues à ce jour, et devrait constituer une des premières observations des expériences du LHC. La forte masse du top, couplée à la grande statistique du LHC, ouvrira la voie à de nombreuses recherches indirectes de nouvelle physique. Plusieurs de ces recherches présentent l'avantage de pouvoir se faire avec une luminosité intégrée restreinte : il est donc possible que les premières découvertes du LHC se fassent par ce moyen. Le chapitre suivant décrit en détail les caractéristiques du quark top et son intérêt pour la recherche d'une nouvelle physique.

Chapitre 2

Le quark top

Sommaire

2.1 Propriétés du quark top 20
2.1.1 Le quark top et la nouvelle physique 20
2.1.2 Observation expérimentale 21
2.1.3 Production et mesures dans les collisionneurs 22
2.2 Recherche de nouvelle physique à travers les mesures de polarisation 26
2.2.1 Intérêt des polarisations du quark top et du boson W 26
2.2.2 Observables de polarisation du boson W 27
2.2.3 Observables de polarisation de la paire top-antitop 31

Le quark top, tel que décrit par le Modèle Standard, est le partenaire d'isospin faible du quark b. Il a ainsi les mêmes nombres quantiques que les quarks u et c, notamment la charge électrique $+\frac{2}{3}$ et le spin $\frac{1}{2}$. Il est le dernier des quarks à avoir été découvert, en 1995 [13] au TeVatron (Fermilab, près de Chicago). Les seuls tops observés à ce jour proviennent du TeVatron, où la statistique accumulée depuis douze ans est limitée a quelques centaines. Il en résulte que ses propriétés restent peu connues. Seule sa masse a été précisément mesurée : le top est la plus lourde de toutes les particules élementaires connues. Cette caractéristique remarquable permet d'envisager pour ce quark une sensibilité particulière à des couplages non-standard se manifestant à haute masse. Ceux-ci seraient accessibles à travers des observations directes de phénomènes rares, ou bien des déviations au Modèle Standard dans les mesures de précision ; dans les deux cas, de larges échantillons sont nécessaires. Or le LHC sera une "usine à tops" : ces mesures pourront y être effectuées, et la trace d'une nouvelle physique pourrait donc être visible grâce au top. On présentera ici les caractéristiques théoriques et expérimentales du quark top permettant de telles mesures, et le Chapitre 4 détaillera une de ces mesures auprès de l'expérience ATLAS.

2.1 Propriétés du quark top

2.1.1 Le quark top et la nouvelle physique

Avant sa découverte, des mesures indirectes, effectuées notamment au LEP dans les années 80 et 90, favorisaient déjà une grande masse pour le quark top. L'ensemble des mesures effectuées dans les détecteurs DØ et CDF jusqu'en mars 2007 mène à une valeur de : $M_{top} = 170.9 \pm 1.8\ GeV$ [2]. Cette masse est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des autres quarks et leptons, et de l'ordre de celle des bosons faibles. Une telle valeur de masse a des conséquences importantes [14, 15]. Elle est de l'ordre de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible mentionée dans la Section 1.1.3. De plus, sa valeur précise est curieusement proche de $v/\sqrt{2}$, v étant la valeur du champ de Higgs dans le vide : ceci implique que le couplage de Yukawa g_t du top, comme défini par l'Équation 1.22, a une valeur numérique proche de l'unité. Cette valeur peut être le fruit du hasard, mais elle peut aussi suggérer que ce couplage est différent pour le top et pour les autres fermions. Cela pourrait indiquer que le quark top joue un certain rôle dans le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible.

Le quark top a ainsi naturellement une place à part dans plusieurs théories au-delà du Modèle Standard [16]. Dans certains modèles, le top possède des propriétés nouvelles, auquel cas il doit être considéré comme une particule non-standard. Par exemple, dans des modèles introduisant la technicouleur [17] et la topcouleur [18], c'est un condensat de quarks top qui induit la brisure de symétrie électrofaible – dynamique dans ce cas. Ces modèles introduisent une nouvelle interaction, semblable à l'interaction forte, à laquelle le top serait particulièrement sensible. Des couplages $gt\bar{t}$ anormaux apparaissent alors, qui altèrent la production des tops par paire [19, 20]. Dans d'autres théories, la nouvelle physique peut se manifester par le biais de résonances dans la production en paires : $gg \to X \to t\bar{t}$. La particule intermédiaire peut être un boson de Higgs supersymétrique neutre [21] ou un graviton de Kaluza-Klein dans un modèle introduisant des dimensions supplémentaires [22].

La désintégration du top peut également mettre en jeu de nouveaux phénomènes. Par exemple, une composante $V + A$, absente dans les couplages faibles du Modèle Standard (cf. chapitre précédent), peut apparaître dans le vertex de désintégration tWb [23]. Ceci peut notamment survenir dans des modèles introduisant le groupe de symétrie de jauge $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$ [24]. Un boson de Higgs supersymétrique chargé de masse suffisamment faible peut également apparaître dans la désintégration du top [25] : le processus $t \to H^+ b$ entrerait alors en concurrence avec la désintégration faible du top. D'autres désintégrations non-standard peuvent mettre en jeu le partenaire supersymétrique du top ($t \to \tilde{t}\chi_0$) ou bien un quark u ou c, par courant neutre changeant la saveur (FCNC : $t \to q\gamma$, qZ, qg, $q = u,c$) ou par le biais d'un boson de Higgs supersymétrique : $t \to qh^0$.

Le quark top présente donc un intérêt théorique évident. En plus d'être un révélateur potentiel des modèles de nouvelle physique mentionnés plus haut, son étude est cruciale pour les recherches sur le boson de Higgs. La mesure de la masse du quark top est en effet utilisée, conjointement à celle du boson W, pour contraindre la masse du boson de Higgs par un ajustement électrofaible. La Figure 2.1 représente ainsi la prédiction sur cette

masse en utilisant les dernières mesures en date. Un test fort de la cohérence du modèle consisterait à comparer cette prédiction à une mesure directe de la masse du boson de Higgs. Par ailleurs, divers canaux de recherche directe du boson de Higgs ont pour bruit de fond important les événements $t\bar{t}$. Une très bonne maîtrise des signatures expérimentales du top est donc indispensable pour parvenir à une découverte. La production associée $t\bar{t}H$ fait également partie des canaux d'observation envisagés : malgré une section efficace faible, elle peut permettre à long terme une mesure directe du couplage de Yukawa du top.

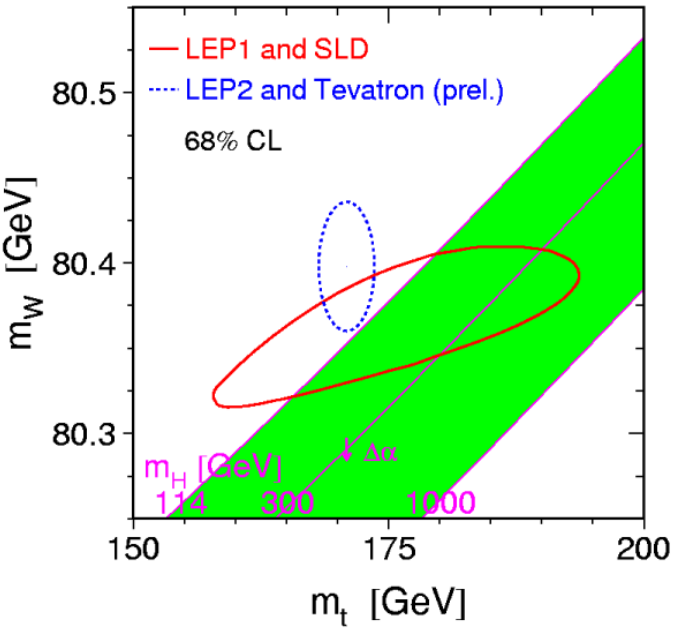


FIGURE 2.1 – *Contraintes sur la masse du boson de Higgs par ajustement électrofaible [9]. Une faible masse (de l'ordre de la centaine de GeV) est clairement favorisée.*

2.1.2 Observation expérimentale

Les caractéristiques expérimentales du quark top sont également remarquables. Le quark top est suffisamment massif pour se désintégrer par interaction faible avant de s'hadroniser [26]. Sa durée de vie est en effet de $4{\times}10^{-25}$ s (à savoir une largeur d'environ 1.5 GeV), alors que l'échelle de temps typique de l'hadronisation est de $\tau_{QCD} \sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \sim 10^{-23}$ s. Ceci présente un grand intérêt expérimental, car il est ainsi possible d'accéder, à travers le top, aux propriétés d'un quark "nu", sans qu'elles soient altérées par les processus d'hadronisation. En particulier, les mécanismes de production et de décroissance du top peuvent être étudiés par des mesures de précision. Des effets fins, tels que ceux mentionnés dans la section précédente, seraient ainsi décelables dans le secteur du top.

L'étude de ces effets est par ailleurs relativement aisée au vu de la décroissance du quark top. Le couplage faible entre le quark top et le quark b est en effet très largement

dominant dans le Modèle Standard : le top décroît donc pratiquement toujours par un vertex tWb. Ceci peut s'exprimer en termes de coefficients de la matrice CKM : $V_{tb} \sim 1 \gg V_{td}$, V_{ts}. La désintégration du boson W lui-même est assez propre et bien connue : en deux quarks légers ($u\overline{d}$ ou $c\overline{s}$ en proportions égales) dans deux tiers des cas, et le reste du temps en une paire $l\nu$ (e, μ ou τ en proportions égales). Il en résulte que les états finaux provenant de la désintégration du top sont de deux types seulement : $t \to qqb$ et $t \to l\nu b$.

Le quark top peut enfin servir d'étalon expérimental. L'échelle absolue d'énergie des jets légers est en effet accessible grâce à ceux issus du W [27]. Le top permet par ailleurs d'estimer et améliorer les performances de l'étiquetage des jets issus de b [28]. Pour toutes ces raisons, une bonne compréhension de la topologie des événements $t\bar{t}$, dont les signatures typiques – jets de b et légers, leptons, énergie transverse manquante – mettent en jeu tous les éléments de détection d'une expérience de hautes énergies comme ATLAS, constitue donc une priorité et une étape cruciale en vue de futures découvertes.

2.1.3 Production et mesures dans les collisionneurs

Le quark top peut être produit de deux façons dans un collisionneur hadronique :

– par interaction forte, soit par fusion de gluons, soit par annihilation quark-antiquark, ce qui mène à une *paire top-antitop* (cf. Figure 2.2). C'est dans ce mode de production que le top a été découvert au TeVatron.

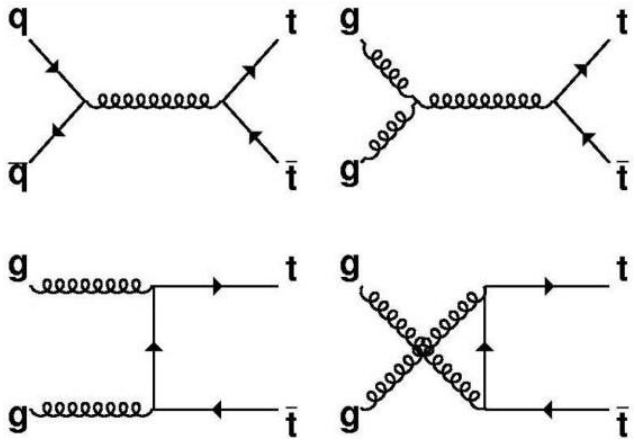


FIGURE 2.2 – *Diagrammes de production des paires top-antitop par interaction forte, au premier ordre. La section efficace de production au second ordre, mettant en jeu plusieurs autres diagrammes, est trois fois supérieure à celle du premier ordre.*

Au LHC, la section efficace de production correspondante, obtenue par des calculs théoriques, est d'environ 300 pb au premier ordre et 850 pb au second ordre, avec une incertitude d'environ 10 % [29]. La contribution du processus $gg \to t\bar{t}$ y est dominante, autour de 90 %. Ceci est dû à l'absence d'antiquarks de valence lors de la collision pp, ainsi qu'à une large domination des gluons par rapport aux quarks et antiquarks de la mer dans la fenêtre d'énergie mise en jeu dans cette production.

En effet, au seuil de production des tops par paire, la fraction d'énergie moyenne x emportée par chacun des partons concernés est de l'ordre de 0.025. On constate sur la Figure 2.3 que la distribution de probabilité associée aux gluons dans le nucléon pour une telle valeur de x est largement dominante.

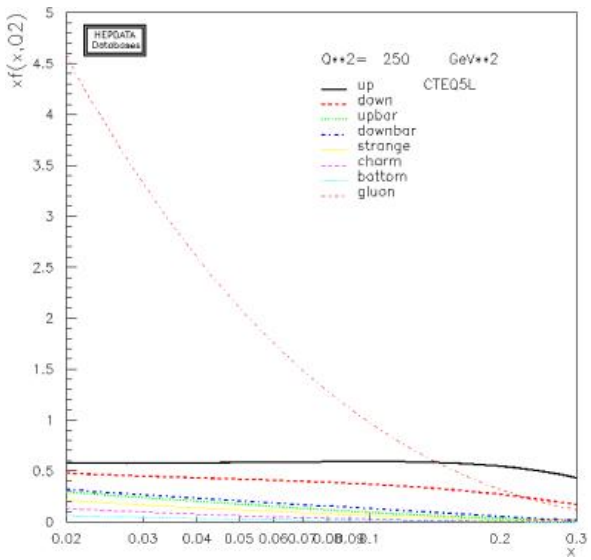


FIGURE 2.3 – *Distribution de probabilité des différents partons dans le nucléon en fonction de la fraction d'énergie x emportée par le parton. L'échelle d'énergie considérée ici est de 250 GeV, correspondant à un quark top, de masse proche de 170 GeV, ayant une impulsion transverse de plusieurs dizaines de GeV. Cette valeur est proche de celles utilisées lors de la production de quarks top pour l'étude présentée plus bas.*

– par interaction faible, à travers un vertex tWb. Trois processus peuvent alors être mis en jeu, comme indiqué sur la Figure 2.4. On obtient dans les trois cas un unique top dans l'état final, et on parle donc de production de *tops seuls* ou célibataires ; le top est en realité accompagné d'un quark b, d'un boson W ou d'un quark léger de type bas.

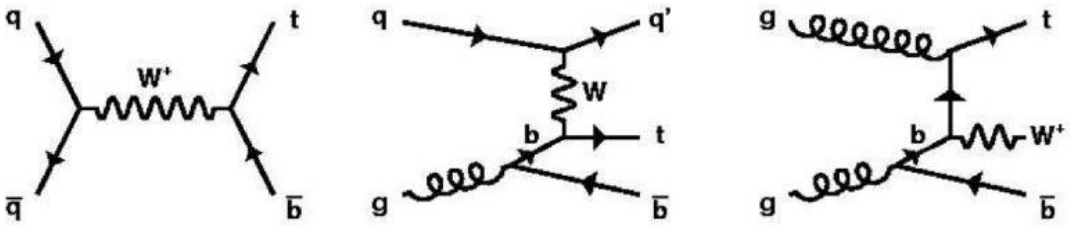


FIGURE 2.4 – *Diagrammes de production de tops par interaction faible ("tops seuls" ou single tops), au premier ordre.*

La première mise en évidence expérimentale de ce type de production vient d'être établie au TeVatron [30]. La section efficace totale attendue pour les trois processus

au LHC est d'environ 300 pb, calculée au second ordre. Remarquons que les diagrammes d'ordre supérieur pour les productions faible et forte peuvent interférer ; la distinction expérimentale entre les deux types de processus n'est donc pas évidente, et ils représenteront des bruits de fond réciproques importants [31, 32].

Dans la suite de l'exposé, on s'intéressera surtout aux paires $t\bar{t}$. La décroissance de ces paires se fait à travers trois canaux seulement (un exemple est illustré par la Figure 2.5), selon des probabilités qui ne dépendent que de celles de la désintégration des deux bosons W ainsi créés :

- $t\bar{t} \to qqb\ qqb$: canal hadronique ($\frac{2}{3} \times \frac{2}{3} \sim 44.5\%$ des cas)
- $t\bar{t} \to qqb\ l\nu b$: canal semileptonique ($\frac{1}{3}\times\frac{2}{3}+\frac{1}{3}\times\frac{2}{3} \sim 44.5\%$ des cas, dont $\frac{2}{9}\times\frac{2}{3}+\frac{2}{9}\times\frac{2}{3} \sim 29.5\%$ sans taus)
- $t\bar{t} \to l\nu b\ l\nu b$: canal dileptonique ($\frac{1}{3} \times \frac{1}{3} \sim 11\%$ des cas)

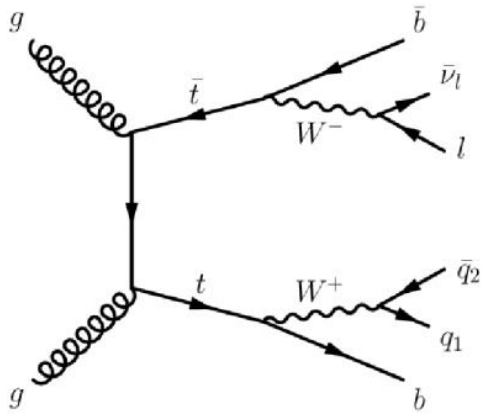


FIGURE 2.5 – *Représentation schématique de la désintégration de paires top-antitop. Cette désintégration est ici semileptonique.*

Pour son utilisation expérimentale, le canal hadronique souffre d'un grand bruit de fond venant de l'importante activité hadronique. De plus, le déclenchement sur ce type d'événement est difficile dû à l'absence de leptons chargés de haute énergie, ce qui réduit le pourcentage accessible de sa grande statistique initiale. Le canal semileptonique constitue au contraire un bon compromis entre un bruit de fond faible et une statistique suffisante, même si dans de nombreuses études les états finaux contenant des taus sont rejetés. L'unique neutrino non observé directement n'empêche pas la reconstruction de la topologie complète, et la présence d'un lepton chargé de haute énergie rend le déclenchement aisé et permet d'effectuer de meilleures études de précision que les jets légers. Le canal dileptonique est enfin handicapé par sa faible statistique et par la présence de deux neutrinos qui rendent la reconstruction de la topologie complète difficile ; il a néanmoins un excellent rapport signal sur bruit et un déclenchement très aisé, et peut fournir des mesures précises complémentaires à celles du canal semileptonique.

Avec une énergie dans le centre de masse de 1.98 TeV contre 14 TeV au LHC, les sections efficaces de production du top au TeVatron sont cent fois plus faibles, inférieures à 10 pb, et la statistique disponible est limitée à quelques centaines de quarks top, même avec plusieurs fb^{-1} de luminosité intégrée. La reconstitution explicite de la topologie de l'événement top-antitop est souvent inefficace et plusieurs mesures ne peuvent se faire qu'indirectement. Il en résulte que le secteur du quark top est encore relativement peu exploré. L'exception notable à ceci est la mesure de la masse du quark top, dont la précision est actuellement de 1.1 %. La luminosité qui aura été cumulée d'ici la fin de l'exploitation du TeVatron devrait permettre de l'abaisser sous le pourcent [33] et d'améliorer la sensibilité des autres études. Néanmoins, les mesures de précision permettant d'exclure des modèles et de chercher des signes de nouvelle physique ne pourront vraisemblablement être effectuées qu'au LHC. Avec quatre-vingt millions de paires $t\bar{t}$ et trente millions de tops seuls produits par an et par expérience à luminosité nominale, le LHC sera en effet la première usine à tops. De nombreuses mesures de précision sont alors prévues ; comme mentionné plus haut, elles peuvent mener à des observations de plusieurs phénomènes nouveaux. Ce seraient là des mises en évidence indirectes, mais certaines d'entre elles présentent l'avantage d'être réalisables en un temps relativement court, grâce à la grande statistique prévue. Dès une luminosité intégrée de quelques fb^{-1}, les incertitudes pour un grand nombre de canaux seront largement dominées par les erreurs systématiques, dont la maîtrise sera indispensable pour obtenir des résultats intéressants.

Le Tableau 2.1 recense plusieurs mesures sur le quark top effectuées au TeVatron et leur précision actuelle, ainsi que la précision visée par le LHC. Une mesure très fine de la masse du top pourra venir de l'étude des décroissances du top contenant un J/Ψ dans l'état final. Ce sont des évènements rares exigeant un grand lot de données, mais une précision inférieure à 1 GeV pourrait être ainsi atteinte [14]. Les effets liés à la largeur du top, $\Gamma_t \sim 1.5\ GeV$, devront alors être pris en compte. Une précision d'au moins 5 % est visée pour la mesure de la section efficace de la production par paires, pour permettre d'en vérifier la cohérence avec la mesure de la masse du top. L'observation récente de tops seuls au TeVatron a permis d'avancer une première valeur de section efficace, compatible avec la théorie mais avec une large incertitude, et sans distinguer les trois modes de production. Les études au LHC devraient permettre d'améliorer cette précision pour chacun de ces trois modes séparément [34]. Cette mesure pourra ensuite mener à une estimation directe de V_{tb}, puisque la section efficace de la production des tops seuls est proportionnelle à $|V_{tb}|^2$. La polarisation (à savoir la projection de leur spin selon un axe) des tops seuls est à plus de 90 % selon leur direction de vol ; la mesure de cette polarisation peut se faire avec une bonne précision dès 10 fb^{-1} [35]. La confirmation de la valeur $+\frac{2}{3}$ pour la charge électrique du top peut s'effectuer de deux manières au LHC [36] : si on suppose une désintégration en Wb, par la mesure de la charge du W et en distinguant les quarks b et $\bar{b}$, comme au TeVatron [37] ; ou en utilisant des événements plus rares où la paire $t\bar{t}$ irradie un photon. La mesure directe du couplage de Yukawa g_t du quark top au boson de Higgs passe par la production associée $t\bar{t}H$. La section efficace correspondante étant très faible (0.1 à 0.5 pb), il faudra vraisemblablement accumuler quelques années de données à luminosité nominale pour en déduire une mesure [38].

Propriété	Mesure ou précision actuelle (TeVatron/LEP/usines à B)	Buts du LHC (mesure/précision)
Masse	$170.9 \pm 1.8\ GeV$	$\lesssim 1\ GeV$
$\sigma(t\bar{t})$	7.3 ± 0.9 pb	5 %
σ(top seul)	4.9 ± 1.4 pb	13 à 21 %
V_{tb}	20 %	3 %
Polarisation top seul	-	2%
Charge	$\frac{4}{3}$ exclu à 92% niv. conf	$\frac{2}{3}$ à 95% niv. conf
g_t (Yukawa)	-	20-30 %

TABLEAU 2.1 – *Précision actuelle et objectifs du LHC pour la mesure des propriétés du quark top.*

Parmi les diverses mesures envisagées, la polarisation du top et de celle du boson W sont des observables très prometteuses pour la recherche de signatures de nouvelle physique dans les mécanismes de production et de désintégration du quark top. La mesure des variables correspondantes au TeVatron est encore peu précise : pour la polarisation du top, on attend une précision de 40 % avec 2 fb^{-1}, et celle obtenue pour la polarisation du W par des mesures indirectes est de 3 à 13 %. Ces incertitudes ne permettent pas de distinguer la trace de la plupart des phénomènes non-standard. Le LHC devrait au contraire obtenir une très bonne précision et donc être sensible à la nouvelle physique à travers ces mesures. Leur motivation théorique et la description des variables expérimentales correspondantes sont données ici.

2.2 Recherche de nouvelle physique à travers les mesures de polarisation

2.2.1 Intérêt des polarisations du quark top et du boson W

Le principal intérêt des mesures de polarisation présentées ici est de *chercher des traces de nouvelle physique dans les mécanismes de production et de désintégration du quark top*. On étudie pour cela la polarisation des quarks top eux-mêmes, produits par paires $t\bar{t}$ [39, 40], et la polarisation du boson W qui en provient [41, 42].

Dans le cadre du Modèle Standard, la décroissance rapide du quark top permet d'accéder sans ambiguïté à sa polarisation. Le top se désintègre en effet avant de subir des effets d'hadronisation (cf. Section 2.1.2), et sa polarisation de départ n'est ainsi pas altérée. L'information sur cette polarisation découle directement du couplage de production de la paire $t\bar{t}$, où la nouvelle physique peut intervenir. Cette information est intégralement transmise aux particules-filles, que l'on appellera ici *analyseurs de spin*. Elle se combine à l'information sur le couplage de désintégration du top, où de nouveaux phénomènes peuvent aussi survenir. Le comportement des analyseurs de spin comporte donc des informations aussi bien sur la production que sur la décroissance du top. Une

mesure de précision de la polarisation du top par le biais de ces analyseurs peut donc permettre de révéler des phénomènes nouveaux. Elle ne permettra en revanche pas forcément d'en distinguer l'origine, car une compensation de ces phénomènes entre le couplage de production et celui de désintégration est possible.

On s'intéresse donc également à l'étude de la polarisation du W issu du top. Cette polarisation portera essentiellement une information sur le couplage de décroissance tWb, et permettra ainsi d'y déceler des phénomènes nouveaux. La désintégration du boson W lui-même étant bien connue par ailleurs, l'étude de ses particules-filles, qui sont aussi des analyseurs de spin du top, devrait permettre d'accéder à cette polarisation. La combinaison des deux mesures de polarisation permettra alors de distinguer l'origine d'une nouvelle physique éventuelle, et pourra mener le cas échéant à des observations indépendantes de phénomènes non-standard.

On présentera ici les expressions théoriques des observables utilisées pour étudier chacune de ces polarisations, ainsi que leurs valeurs prédites par le Modèle Standard. La mesure de ces observables et leur interprétation en vue de la recherche de nouvelle physique seront données dans le Chapitre 4.

2.2.2 Observables de polarisation du boson W

2.2.2.1 Principe

Les bosons faibles ont une masse non-nulle ; contrairement au photon, ils peuvent donc avoir une composante de polarisation longitudinale. Cependant, cette possibilité est rarement réalisée : à part la décroissance du top, les processus de QCD sont les seuls à produire des bosons W sur leur couche de masse, et dans ce cas la vaste majorité d'entre eux est polarisée transversalement. La désintégration faible du top dans le Modèle Standard produit au contraire des bosons W avec une composante de polarisation longitudinale majoritaire. Les trois polarisations du boson W issu du quark top – longitudinale, transverse gauche et transverse droite – correspondent aux trois cas illustrés Figure 2.6. Leurs proportions relatives sont notées F_0, F_L et F_R, dont la somme vaut un par définition. Si on néglige la masse du quark b, très faible au vu de celles du top et du W, le Modèle Standard prévoit les valeurs suivantes au premier ordre :

$$\begin{cases} F_0 = \frac{\mathrm{M}_{top}^2}{\mathrm{M}_{top}^2+2\mathrm{M}_W^2} = 0.703 + 0.002 \times (\mathrm{M}_{top} - 175) \\ F_L = \frac{2\mathrm{M}_W^2}{\mathrm{M}_{top}^2+2\mathrm{M}_W^2} = 0.297 - 0.002 \times (\mathrm{M}_{top} - 175) \\ F_R = 0.000 \end{cases} \tag{2.1}$$

Si on considère des quarks b sans masse, ils ne peuvent être d'hélicité droite dans le Modèle Standard, au vu de la structure $V-A$ du couplage faible : il n'y a donc pas de W droits au premier ordre. Un calcul au second ordre, prenant en compte la masse du b et des corrections radiatives ainsi que les largeurs des particules, donne néamoins des valeurs semblables : $F_0 = 0.695$, $F_L = 0.304$ et $F_R = 0.001$ pour une masse du top

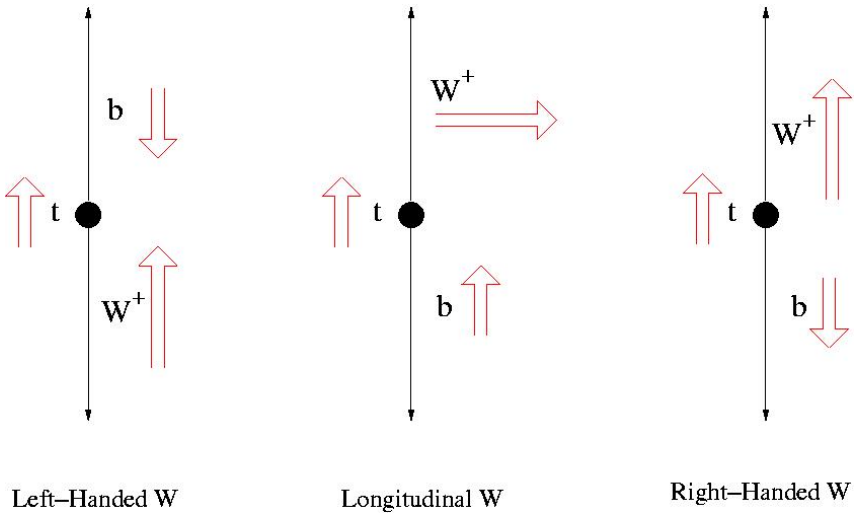


FIGURE 2.6 – *Configurations possibles pour les directions de vol (flèches simples) et les spins (flèches doubles) dans le vertex de décroissance tWb, en se plaçant dans le référentiel du top au repos et en tenant compte de la conservation du moment angulaire. Le quark b doit être d'hélicité gauche si l'on néglige sa masse ; dans ce cas le troisième schéma est supprimé, et le W^+ ne peut donc avoir une polarisation droite.*

de 175 GeV [43]. Le Modèle Standard mène donc à une prédiction non-ambiguë et bien connue des composantes de polarisation du W. Si on peut les mesurer avec précision, un écart par rapport à ces prédictions serait un signe clair de nouvelle physique.

2.2.2.2 Variables mesurées

Il est possible de relier les composantes de polarisation du W à la distribution angulaire de ses produits de désintégration. Chacune des polarisations du W mène en effet à une distribution angulaire précise pour ses particules-filles, due à la conservation du moment angulaire. Si on prend l'exemple du lepton chargé, illustré sur la Figure 2.7, on constate qu'il a tendance à être émis dans une direction perpendiculaire à celle du W^+ si celui-ci a une polarisation transverse. Si le W^+ est gauche ou droit, le lepton chargé aura plutôt une direction respectivement opposée ou alignée. La distribution angulaire réelle est la somme des distributions associées à ces trois cas, pondérées par les proportions relatives F_0, F_L et F_R de chaque polarisation.

Le choix de l'analyseur de spin se fait entre le lepton chargé, le neutrino et les jets légers issus du W. Comme il est expérimentalement impossible de distinguer les jets issus de u ou c de ceux issus de d ou s, ces jets légers sont difficilement utilisables ici. On choisit donc de travailler sur le W leptonique, et le meilleur analyseur est alors le lepton chargé, mieux mesuré expérimentalement que le neutrino. Sa distribution angulaire est :

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{d\cos\Psi} = \frac{3}{2}\left[F_0\left(\frac{\sin\Psi}{\sqrt{2}}\right)^2 + F_L\left(\frac{1-\cos\Psi}{2}\right)^2 + F_R\left(\frac{1+\cos\Psi}{2}\right)^2\right] \tag{2.2}$$

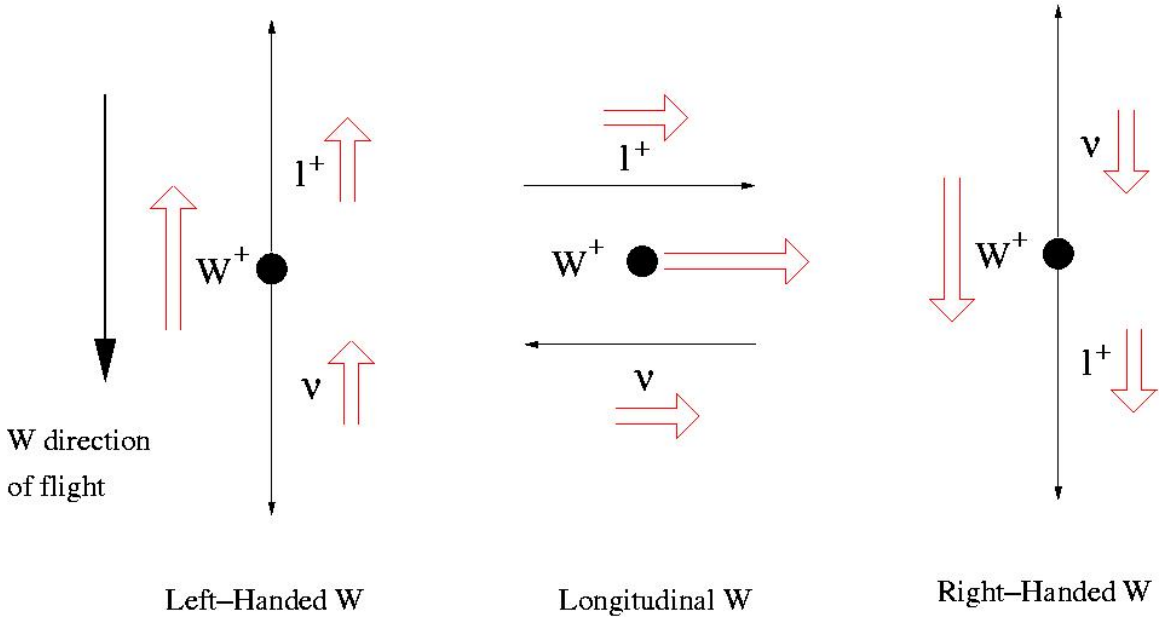


FIGURE 2.7 – *Configurations des directions de vol (flèches simples) et des spins (flèches doubles) dans la désintégration $W^+ \to l\nu$, en se plaçant dans le référentiel du W au repos et en tenant compte de la conservation du moment angulaire.*

Ψ est l'angle entre le lepton, placé dans le référentiel du boson W au repos, et le W dans le référentiel de son top au repos. Si l'on considère les valeurs des composantes de polarisation du Modèle Standard, au premier ordre et en prenant $M_{top} = 175\ GeV$, la distribution angulaire prévue pour le lepton est celle de la Figure 2.8. Une fois la topologie complète des événements top-antitop reconstruite, il est possible de mesurer directement l'angle Ψ, et d'obtenir ainsi la distribution correspondante. Un ajustement sur cette distribution permet enfin d'obtenir une mesure des composantes de polarisation F_0, F_L et F_R.

Lorsque la topologie complète de l'événement $t\bar{t}$ n'est pas accessible, il est possible d'accéder à la polarisation du W par des mesures indirectes : c'est le cas pour les études au TeVatron [44], ainsi que pour le canal dileptonique au LHC [45], pour lequel la présence de deux neutrinos rend la reconstruction complexe [46]. L'angle Ψ peut ainsi être approché par la formule suivante [41] :

$$\cos\Psi \sim \frac{2M_{lb}^2}{M_t^2 - M_W^2} - 1 \tag{2.3}$$

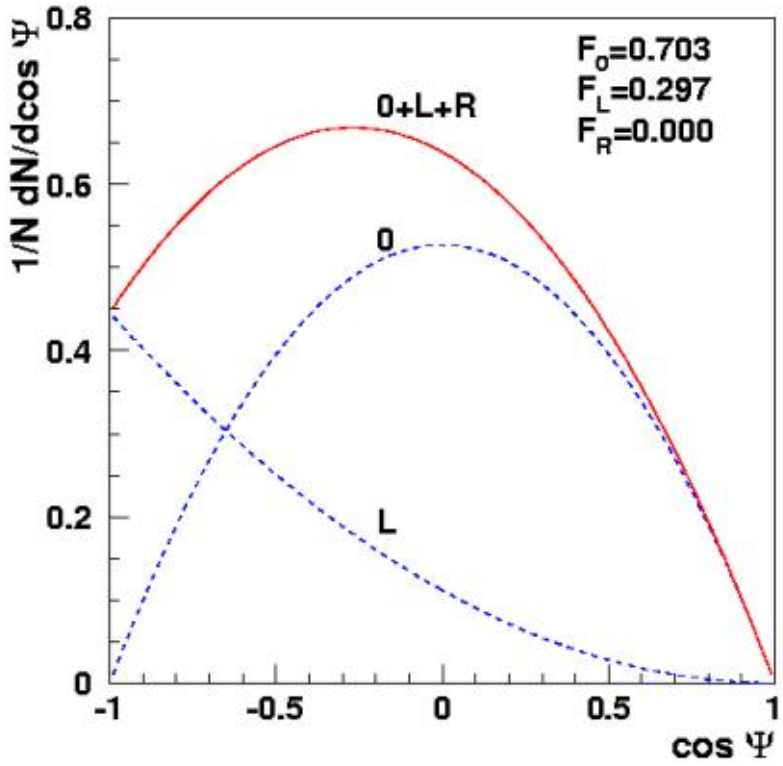


FIGURE 2.8 – *Distribution de* $\cos\Psi$*, angle entre le* W *et lepton qui en est issu, au premier ordre dans le Modèle Standard. Les contributions des composantes longitudinale (0) et transverse gauche (L) sont représentées séparément (lignes discontinues) ; la contribution de la composante transverse droite est nulle. Leur somme est égale à la courbe pleine.*

Si les masses du top et du boson W sont calculées pour chaque événement, l'approximation est très bonne. Elle reste cependant valable en utilisant des valeurs de masses fixes connues par ailleurs, ce qui permet d'effectuer la mesure de la polarisation du W. Une autre mesure indirecte envisageable consiste en l'étude de l'impulsion transverse du lepton, dont le spectre est différent selon la polarisation du W. Ces deux méthodes mettent en jeu moins d'objets, et sont donc adaptées quand le nombre d'événements est restreint, et que les lots ont une pureté médiocre. Avec la grande statistique disponible au LHC pour le canal semileptonique, il sera au contraire possible d'appliquer des critères de sélection très stricts pour obtenir des échantillons purs. Il est alors plus intéressant d'utiliser toute l'information de chaque événement, et donc d'en reconstruire la topologie complète. On n'utilisera donc pas de mesure indirecte de la polarisation du W dans la suite.

2.2.3 Observables de polarisation de la paire top-antitop

2.2.3.1 Principe

La production des paires top-antitop par QCD ne définit pas une direction particulière pour le spin de chacun des quarks [47] ; seule leur direction relative est imposée. Au seuil de production, l'état de spin de la paire $t\bar{t}$ est en effet complètement défini par son mécanisme de création. S'il s'agit d'une annihilation quark-antiquark, cet état est ${}^3S_1$; s'il s'agit d'une fusion de gluons, cet état est ${}^1S_0$. Dans ce dernier cas, largement dominant au LHC, les spins des deux tops seront donc opposés. Au vu de leurs directions de vol opposées dans le référentiel du centre de masse de la paire, leur hélicité sera alors la même. Au-delà du seuil, le moment angulaire entre en jeu, et ce comportement tend à s'inverser, comme le montre la Figure 2.9. Si l'on se restreint à des valeurs intermédiaires de $M_{t\bar{t}}$, et en sachant que la production par fusion $q\bar{q}$ (qui mène au contraire à des tops d'hélicité opposée) est dix fois moins importante, les paires $t\bar{t}$ produites au LHC auront globalement tendance à avoir la même helicité.

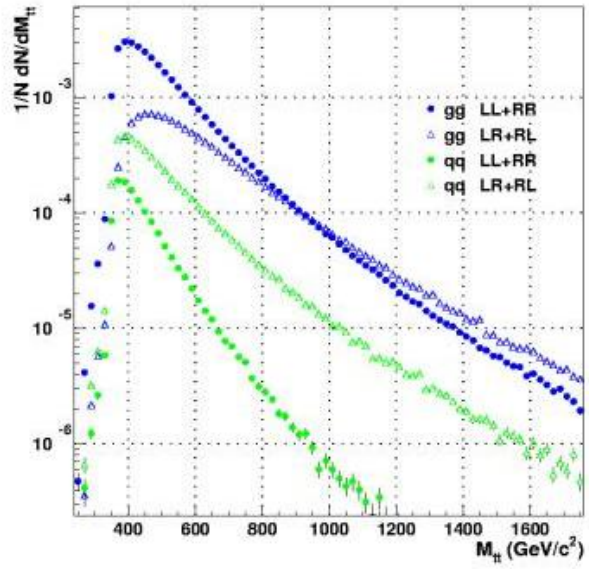


FIGURE 2.9 – *Distribution de la masse invariante des paires $t\bar{t}$ selon leur hélicité, identique (LL+RR) ou opposée (LR+RL), et leur mode de production, $gg \to t\bar{t}$ ou $q\bar{q} \to t\bar{t}$ [48].*

Pour quantifier ce lien entre les hélicités des tops (parfois appelé "corrélation de spin"), on peut utiliser comme observable le produit scalaire de leurs opérateurs de spin, $(\mathbf{S}_t \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}})$:

$$(\mathbf{S}_t \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) = \sum_i S_{ti} S_{\bar{t}i} = \sum_i (\hat{\mathbf{e}}^{(i)} \cdot \mathbf{S}_t)(\hat{\mathbf{e}}^{(i)} \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) \tag{2.4}$$

où les opérateurs $\hat{\mathbf{e}}^{(i)}$ sont définis par $\hat{\mathbf{e}}^{(i)}_k = \delta_{ik}$. Cette expression peut être généralisée

en considérant le produit des projections des spins des tops sur deux axes unitaires quelconques $\hat{\mathbf{a}}$ et $\hat{\mathbf{b}}$:

$$(\hat{\mathbf{a}}\cdot \mathbf{S}_t)(\hat{\mathbf{b}}\cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) \tag{2.5}$$

On peut définir ainsi deux variables d'asymétrie A et A_D :

$$\mathrm{A} = 4\langle(\hat{\mathbf{a}}\cdot \mathbf{S}_t)(\hat{\mathbf{b}}\cdot \mathbf{S}_{\bar{t}})\rangle = \frac{\sigma(t_\uparrow\bar{t}_\uparrow)+\sigma(t_\downarrow\bar{t}_\downarrow)-\sigma(t_\uparrow\bar{t}_\downarrow)-\sigma(t_\downarrow\bar{t}_\uparrow)}{\sigma(t_\uparrow\bar{t}_\uparrow)+\sigma(t_\downarrow\bar{t}_\downarrow)+\sigma(t_\uparrow\bar{t}_\downarrow)+\sigma(t_\downarrow\bar{t}_\uparrow)} \tag{2.6}$$

$$\mathrm{A}_D = \langle(\mathbf{S}_t\cdot \mathbf{S}_{\bar{t}})\rangle \tag{2.7}$$

La variable A s'exprime simplement comme la différence relative entre les sections efficaces de production pour une paire $t\bar{t}$ dont les spins projetés sur les axes $\hat{\mathbf{a}}$ et $\hat{\mathbf{b}}$ ont le même signe ($\uparrow\uparrow$, $\downarrow\downarrow$) et pour une paire aux spins de signes opposés ($\uparrow\downarrow$, $\downarrow\uparrow$). Pour la suite, on choisit les bases d'hélicité comme axes de projection, auquel cas les notations $\uparrow$ et $\downarrow$ deviennent simplement R et L. La valeur de l'observable A est alors presque optimale, pour une reconstruction relativement aisée : il suffit en effet de disposer de la direction de vol de chacun des tops, dans le référentiel du centre de masse $t\bar{t}$. Une base où l'asymétrie est plus marquée a été determinée [49] mais sa reconstruction est plus complexe et introduirait de nouvelles incertitudes. L'asymétrie A_D, bien que moins marquée, est au contraire plus robuste car sa mesure ne nécessite pas la reconstruction du référentiel du centre de masse. Elle peut également être exprimée à l'aide de sections efficaces de production $t\bar{t}$.

Les prédictions du Modèle Standard pour A et A_D, en intégrant sur tout le spectre de masse au LHC, sont connues au premier (A = 0.319, A_D = -0.217) et second ordres [50] :

$$\begin{cases} \mathrm{A} = 0.326^{+0.003}_{-0.002}(\mu)^{+0.013}_{+0.001}(\mathrm{PDF}) \\ \\ \mathrm{A}_D = -0.237^{+0.005}_{-0.007}(\mu)^{+0.000}_{-0.006}(\mathrm{PDF}) \end{cases} \tag{2.8}$$

Les incertitudes théoriques correspondent aux échelles de factorisation et de renormalisation, prises ici à la même valeur μ, et aux fonctions de distribution des partons. Elles sont relativement faibles, y compris au second ordre, car les asymétries A et A_D s'expriment comme des rapports entre sections efficaces qui compensent les contributions à ces erreurs systématiques. On dispose donc ici, comme pour le W, d'observables prédites avec précision par le Modèle Standard, et qui permettront donc de chercher de traces de nouvelle physique dans les couplages du top, si l'on arrive à les mesurer finement.

Comme évoqué plus haut, on se restreint dans cette étude à la zone inférieure du spectre $\mathrm{M}_{t\bar{t}}$ pour bénéficier d'asymétries plus marquées (cf. Figure 2.9). On ne considère ainsi que les paires telles que $\mathrm{M}_{t\bar{t}} < 550\ GeV$; la statistique, qui n'est pas un facteur contraignant au LHC, est réduite de 30% alors que les asymétries prennent les valeurs suivantes au premier ordre :

$$\begin{cases} \mathrm{A} = 0.422 \\ \mathrm{A}_D = -0.290 \end{cases} \tag{2.9}$$

2.2.3.2 Variables mesurées

Le lien entre la distribution angulaire d'un analyseur de spin et la polarisation du fermion (ici le quark top) dont il provient peut être exprimé de façon générale par la formule suivante :

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{d\cos\theta_i} = \frac{1}{2}(1 + \alpha_i S\cos\theta_i) \tag{2.10}$$

S est le module de la polarisation du top, et θ_i est l'angle entre la direction de cette polarisation et la direction de vol de l'analyseur i, placé dans le référentiel du top au repos. On peut ainsi comprendre le terme $S\cos\theta_i$ comme la projection du spin du top sur l'axe de vol de son analyseur. Le coefficient α_i qui s'y rajoute, appelé pouvoir d'analyse, rend compte de la sensibilité de l'analyseur à la polarisation du top dont il provient. Sa valeur, comprise entre -1 et 1, a été calculée pour toutes les particules pouvant ici servir d'analyseur de spin [51, 52] ; le Tableau 2.2 en recapitule les valeurs aux premier et second ordre.

Analyseur	b-jet	W^+	l^+	j_1=d ou $\bar{s}$	j_2=u ou $\bar{c}$	lej
α_i, 1^{er} ordre	-0.41	0.41	1	1	-0.31	0.51
α_i, 2^{nd} ordre	-0.39	0.39	0.998	0.93	-0.31	0.47

TABLEAU 2.2 – *Pouvoir d'analyse des analyseurs de spin envisageables pour le top. Les valeurs sont données au premier et second ordre dans le Modèle Standard. On suppose un spin positif pour le top ; les signes sont inversés pour un spin négatif ou pour un antitop.*

On constate que le lepton chargé est un analyseur idéal : on l'utilisera donc aussi souvent que possible. Le quark de type bas provenant de la décroissance du W serait également un bon candidat, mais il est expérimentalement impossible de distinguer des jets issus de quarks d et s de ceux issus de u ou c. Le pouvoir effectif des jets indifferenciés est ainsi la moyenne entre les pouvoirs d'analyse des deux types de jets, à savoir 0.35, valeur peu significative. On peut l'améliorer en choisissant systématiquement le jet le moins énergétique (*least energetic jet*, lej) parmi ceux venant du W ; il est de type bas dans 61 % des cas, donc son pouvoir d'analyse est d'environ 0.5 [53].

Il est ainsi possible de relier les asymétries de spin de la paire $t\bar{t}$ aux distributions angulaires des analyseurs de spin. On utilise pour cela des distributions mettant en jeu un analyseur de spin de chacun d'entre eux simultanément. Ceci peut être fait de deux façons :

– en considérant l'angle entre chaque analyseur et le top dont il provient, puis en multipliant les deux angles, ce qui mène à une distribution du type [54] :

$$\frac{1}{N}\frac{d^2N}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} = \frac{1}{4}(1 + \mathrm{B}_1\cos\theta_1 + \mathrm{B}_2\cos\theta_2 - \mathrm{C}\cos\theta_1\cos\theta_2) \tag{2.11}$$

θ_1 (θ_2) est ainsi l'angle entre la direction de vol de l'analyseur de spin du top (antitop), placé dans le référentiel du top (antitop) au repos, et la direction de vol du

top (antitop) lui-même, placé dans le référentiel du centre de masse $t\bar{t}$. En réalité, puisque le top et l'antitop ne sont pas eux-mêmes polarisés, B_1 et B_2 sont nuls, et la distribution devient donc simplement :

$$\frac{1}{N}\frac{d^2N}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} = \frac{1}{4}(1 - C\cos\theta_1\cos\theta_2) = \frac{1}{4}(1 - A|\alpha_1\alpha_2|\cos\theta_1\cos\theta_2) \quad (2.12)$$

Le coefficient C rend compte de la corrélation entre les spins des tops (mesurés par le biais de leurs analyseurs), lorsque ces spins sont projetés sur la direction de vol des tops. Il est donc relié aux pouvoirs d'analyse des deux analyseurs de spin utilisés, ainsi qu'à l'asymétrie A, définie de façon similaire.

– en considérant l'angle entre analyseurs de spin directement [50] :

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{d\cos\Phi} = \frac{1}{2}(1 - D\cos\Phi) = \frac{1}{2}(1 - A_D|\alpha_1\alpha_2|\cos\Phi) \quad (2.13)$$

Φ est l'angle entre analyseurs de spin, chacun placé dans le référentiel de repos du top dont il provient. Le coefficient correspondant, D, met donc en jeu les pouvoirs d'analyse α_1 et α_2 ainsi que l'asymétrie A_D définie directement par le produit des opérateurs de spin des tops.

Les distributions correspondantes, au niveau partonique, sont représentées sur la Figure 2.10 (gauche). C et D dépendent du choix des analyseurs de spin, et leurs valeurs seront d'autant plus marquées que les pouvoirs d'analyse sont grands. Le choix optimal dans le canal semileptonique est ainsi le lepton d'une part et le jet le moins énergétique d'autre part. Les asymétries A et A_D se déduisent de C et D en les divisant par le produit des pouvoirs d'analyse. Le choix d'analyseurs performants se traduira donc par de moindres incertitudes sur leur mesure. Expérimentalement, on accède aux variables C et D grâce aux estimateurs non-biaisés suivants :

$$C = -9 < \cos\theta_1\cos\theta_2 > \quad (2.14)$$
$$D = -3 < \cos\Phi > \quad (2.15)$$

La valeur de D s'obtient ainsi directement en multipliant la moyenne de la distribution de $\cos\Phi$ par -3. Pour mesurer C, on multiplie entre eux les angles θ_i, dont on observe un exemple correspondant au lepton chargé sur la Figure 2.10 en haut à droite. On obtient alors la distribution representée sur la même figure en bas à droite, qui combine le lepton chargé et le jet le moins énergétique (*lej*). On obtient bien la valeur attendue pour A en divisant la moyenne de cette distribution par les pouvoirs d'analyse des analyseurs choisis.

La recherche de mécanismes non-standard dans le secteur du quark top peut se faire avec les variables de polarisation ainsi définies pour le top et le W. Le Chapitre 4 détaillera la reconstruction de la topologie des paires $t\bar{t}$, ainsi que les méthodes employées pour mesurer les polarisations et leurs incertitudes. On en déduira une estimation de la sensibilité à la nouvelle physique, accessible à partir de ces mesures, visée par l'expérience ATLAS au LHC, dont il est question dans le chapitre suivant.

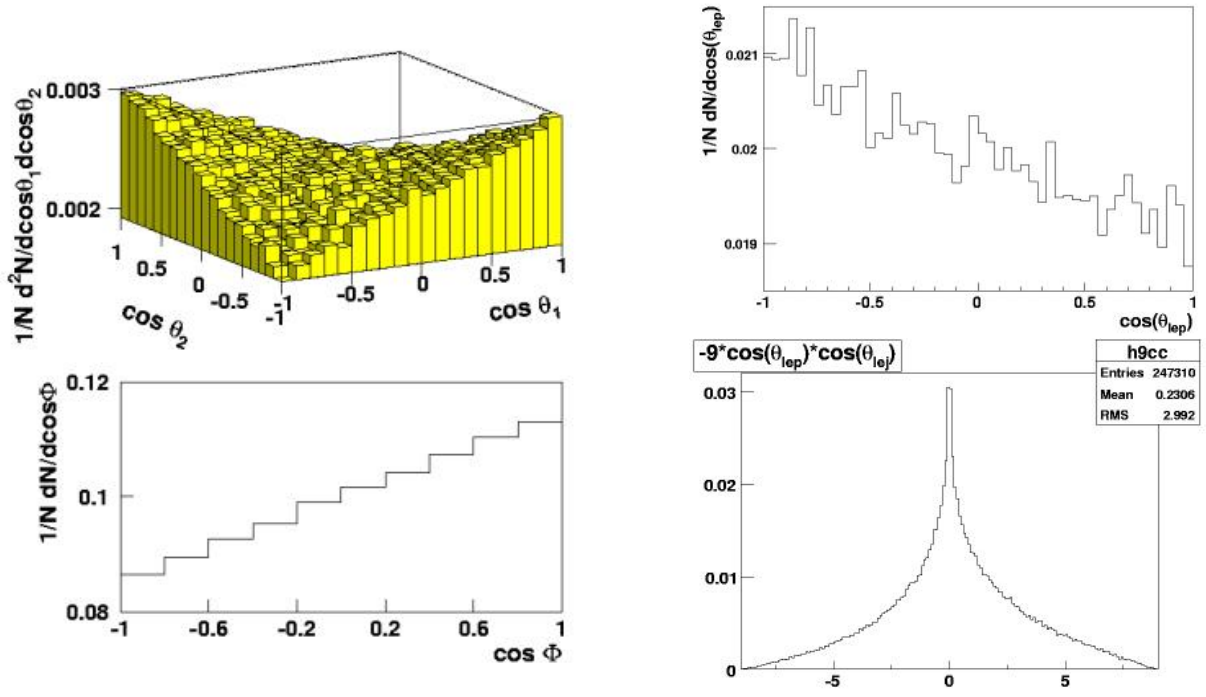


FIGURE 2.10 – *Gauche : distributions angulaires des analyseurs de spin de la paire $t\bar{t}$ correspondant aux Équations 2.12 (haut) et 2.13 (bas). Droite : distribution de* $\cos\theta_{lep}$ *(haut) et du produit* $-9\times\cos\theta_{lep}\times\cos\theta_{lej}$ *(bas). La moyenne de cette dernière distribution, dont on extrait la valeur de l'asymétrie A, est de 0.23 ± 0.03. La masse invariante* $M_{t\bar{t}}$ *est dans tous les cas inférieure à 550 GeV.*

Chapitre 3

Le LHC et ATLAS

Sommaire

3.1 Le LHC 38
3.1.1 Motivations 38
3.1.2 Description 38
3.1.3 Les expériences du LHC 39
3.2 ATLAS 39
3.2.1 Introduction 39
3.2.2 Le trajectographe interne 43
3.2.3 Le système de calorimétrie 46
3.2.4 Le spectromètre à muons 53
3.2.5 Le système de déclenchement et d'acquisition 58

La physique des particules est actuellement dans une phase de transition. Si la pertinence et l'efficacité du Modèle Standard, évoquées dans le premier chapitre, sont aujourd'hui incontestables, il est également clair que ce modèle est insuffisant au-dessus d'une certaine énergie, probablement autour du TeV. Cette énergie correspond à la température de l'univers moins de 10^{-13} secondes après le Big Bang. Pour tenter d'établir une théorie globale expliquant le comportement élémentaire de notre univers, il faut donc pouvoir explorer le spectre allant de la centaine de GeV à quelques TeV à l'aide d'un collisionneur adéquat ; ce sera le rôle du Grand Collisionneur de Hadrons, le LHC. Les collisions qui y auront lieu donneront vraisemblablement naissance à un grand nombre de phénomènes rares, qu'il faudra tous étudier pour en extraire la nouvelle physique attendue. Elles nécessiteront donc des détecteurs généralistes capables d'observer tous ces phénomènes avec une grande précision ; l'expérience ATLAS est un de ceux-là. Le LHC et ATLAS seront brièvement présentés ici.

3.1 Le LHC

3.1.1 Motivations

Comme mentionné dans la Section 1.2, deux des principaux défis expérimentaux actuels pour la physique des hautes énergies sont la compréhension de la brisure de la symétrie électrofaible par la mise en évidence du boson de Higgs, et la recherche d'une théorie englobant le Modèle Standard à l'échelle du TeV. Pour ouvrir la voie à ces découvertes, des collisionneurs hadroniques, avec des protons et/ou antiprotons, peuvent être utilisés. Bien que l'énergie du centre de masse, répartie entre les divers partons mis en jeu, ne soit pas entièrement mise à contribution dans les phénomènes rares recherchés, et malgré des états finaux bien plus complexes, la moindre déperdition d'énergie par rayonnement synchotron permet d'atteindre de plus hautes énergies que des collisionneurs électron-positon, à dimensions égales. À la suite du TeVatron, collisionneur proton-antiproton dont l'énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV et qui arrive bientôt à la fin de son exploitation, le Grand Collisionneur de Hadrons (*Large Hadron Collider*, LHC [55]) sera l'accélérateur-collisionneur de particules conçu avec la plus grande énergie et la plus grande luminosité jamais atteintes. Ce collisionneur proton-proton est une machine d'exploration dont on attend de nombreuses découvertes, et qui orientera de façon décisive les recherches en physique des particules pour les décennies à venir.

3.1.2 Description

Le LHC est situé au CERN (Laboratoire européen pour la physique des particules), à la frontière franco-suisse près de Genève. Des protons sont créés à partir d'une source à base d'hydrogène, puis accélérés successivement dans divers appareils (Linac, Booster, PS et SPS – voir Figure 3.1), à des énergies de 0.05, 1, 26 puis 450 GeV. Ils sont alors injectés dans les deux sens dans la boucle souterraine de 27 km de circonférence du LHC, où ils seront enfin accélérés à 7 TeV pour obtenir dans le centre de masse de la collision $p-p$ une énergie de 14 TeV. La fréquence de croisement des paquets de protons sera de 40 MHz. Lors de son démarrage fin 2007 et en 2008, la luminosité sera progressivement portée à $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, et atteindra après quelques années de fonctionnement sa valeur nominale à $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Le nombre de protons par paquet sera alors de 1.1×10^{11}, et une vingtaine d'interactions $p-p$ auront lieu à chaque croisement. Le LHC accélérera également dès 2008 des noyaux de plomb à une énergie 2.8 TeV par nucléon. Ces collisions ont pour objectif de physique l'étude de phénomènes de QCD dans des milieux denses très énergétiques.

Le choix d'une collision entre protons plutôt que $p\overline{p}$ permet de s'affranchir des efforts de production et stockage des anti-protons. De plus, à une énergie de 14 TeV, les distributions de probabilités des partons sont dominées par les gluons, et les quarks de valence jouent un rôle moindre : l'avantage d'une collision $p\overline{p}$ est donc largement réduit. En revanche, du fait de leur charge identique, l'accélération et la courbure de la trajectoire des protons ou ions circulant côte à côte dans des sens opposés n'est pas évidente. Pour réussir ce défi, 1232 dipôles courbés "en huit" (cf. Figure 3.1, détail) seront utilisés. Ils sont composés de fils supraconducteurs en niobium-titane refroidi à 1.9 K ; le champ atteint

dépassera les 8 Teslas. L'assemblage de ces aimants est achevée et leur installation dans le tunnel du LHC très avancée. Les premiers protons sont prévus dans le LHC fin 2007, tout d'abord à l'énergie d'injection de 450 GeV, qui ne requiert pas le courant maximal dans les aimants, puis à énergie nominale en 2008.

3.1.3 Les expériences du LHC

Les faisceaux de protons sont déviés et focalisés pour provoquer les collisions à quatre endroits de la boucle, au coeur des grands systèmes de détection du LHC :

- ATLAS [56] et CMS [57], deux expériences généralistes qui collecteront le maximum d'informations sur les collisions $p - p$ pour accomplir un large programme de physique. Elles permettront la recherche du boson de Higgs et de nouvelles particules très massives, ainsi que des mesures de précision permettant de déceler des traces de nouvelle physique, notamment dans le secteur du top comme mentionné dans le chapitre précédent. Tout cet exposé porte sur l'expérience ATLAS.
- LHCb [58], dont le détecteur asymétrique est orienté vers les faibles angles de déviation par rapport aux faisceaux. Il cherchera à étudier la violation de la symétrie CP dans le secteur des mésons B, (voir Chapitre 1), et à observer en particulier leurs désintégrations rares.
- ALICE [59], qui étudiera les comportement de la matière nucléaire chaude, en particulier dans les collisions spécifiques entre noyaux de plomb. Cette expérience cherchera notamment à mettre en évidence la formation de plasmas quark-gluon.

Les appareils de détection devront être performants malgré de fortes radiations pendant de longues périodes. Plusieurs d'entre eux ne seront en effet pas accessibles facilement, et ne devraient donc pas être réparés ou remplacés avant plusieurs années. L'électronique devra également gérer un flux très important de données : à luminosité nominale, le nombre d'événements par seconde dans ATLAS ou CMS sera de l'ordre de 800 millions. La vaste majorité d'entre eux sont des événements dits de biais minimum. Ils n'entraînent pas la création de particules très massives et ne sont pas porteurs d'information physique nouvelle. Le système de déclenchement de chaque expérience aura pour but de sélectionner, au milieu de ce bruit de fond, des événements mettant en jeu des particules et des phénomènes plus rares et plus intéressants.

3.2 ATLAS

3.2.1 Introduction

La collaboration ATLAS (*A Toroidal Lhc ApparatuS*) a mis au point et construit, en une quinzaine d'années, un détecteur généraliste [60] pour exploiter toutes les possibilités de physique offertes par le LHC [61]. Ses dimensions (un cylindre de 44 mètres de long pour 22 mètres de diamètre pesant 7000 tonnes) en font le plus grand détecteur jamais construit pour la physique des hautes énergies sur accélérateur. La structure d'ATLAS (illustrée sur la Figure 3.2) suit une disposition classique pour ce type d'appareil, avec des

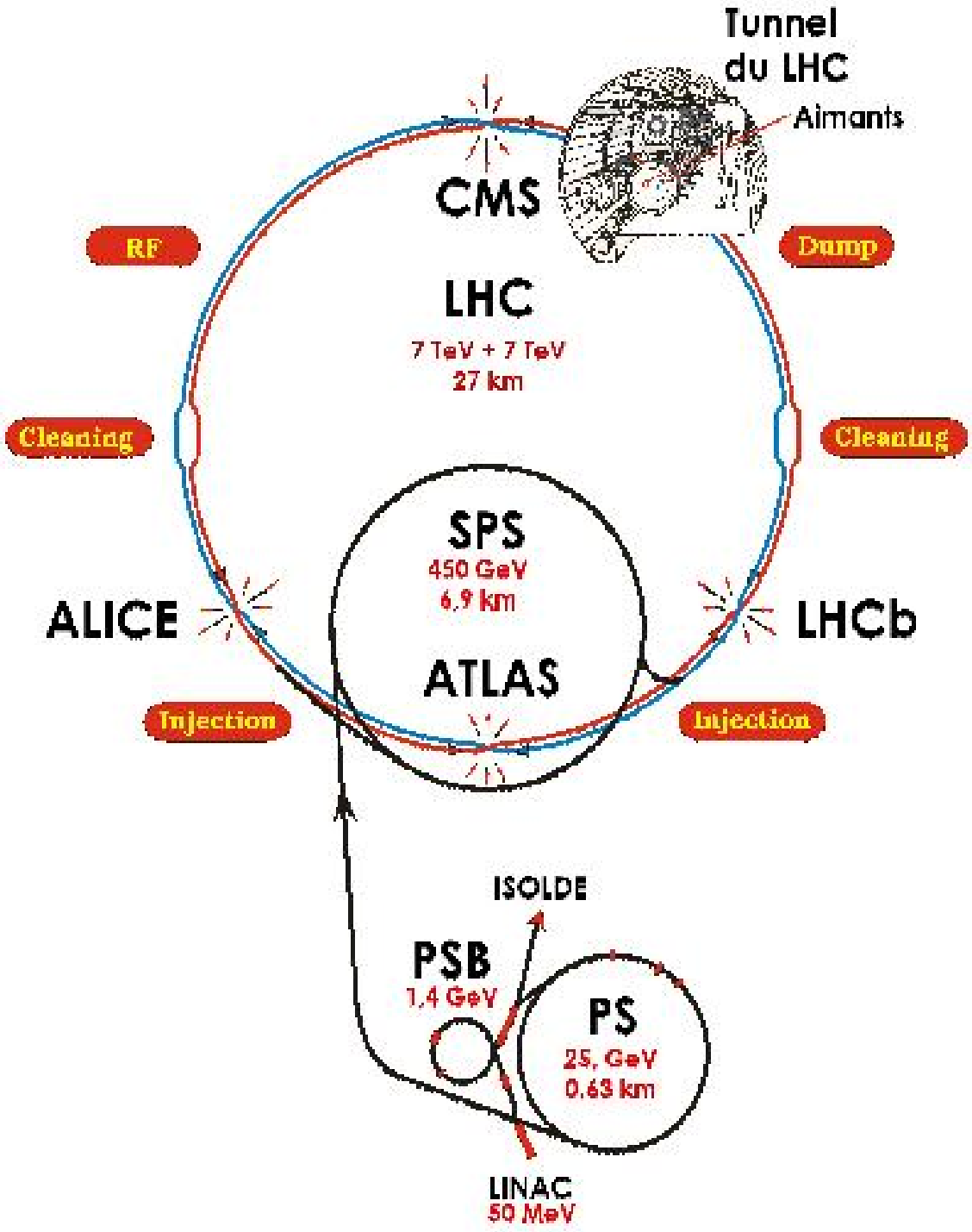


FIGURE 3.1 – *Représentation schématique des accélérateurs du CERN.*

couches successives de détection autour du point d'interaction. Les coordonnées adéquates pour répérer les particules dans ce système sont l'angle azimuthal ϕ autour de l'axe des faisceaux et la pseudo-rapidité η. Celle-ci est définie à partir de l'angle polaire θ que fait la particule avec l'axe du faisceau : $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$. Pour des particules ultra-relativistes, les différences de pseudo-rapidité sont invariantes par un boost de Lorentz, et de nombreuses distributions sont donc constantes en η. Les distances entre particules sont souvent mesurées à l'aide de la variable $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Tous les détecteurs d'ATLAS sont symétriques par rapport au plan vertical central et la couverture spatiale est aussi grande que possible selon η. Ils sont composés d'une partie centrale, appelée tonneau et correspondant aux faibles valeurs de η, et de deux parties latérales qu'on appelle bouchons. Depuis le point d'interaction vers l'extérieur, les trois grandes parties d'ATLAS sont :

- Le trajectographe interne : il doit mesurer l'impulsion des particules chargées, courbées par un champ solénoïdal lors de leur passage, tout en étant composé du moins de matière possible pour limiter les interactions multiples et les rayonnements durs.
- Le système de calorimétrie : il provoque l'arrêt des électrons, photons et jets grâce à une grande densité de matière. Ces particules y déposent ainsi toute leur énergie, que l'on peut mesurer.
- Le trajectographe externe : il mesure l'impulsion des muons, qui traversent les calorimètres sans être arrêtés, et qui sont ici courbés par le champ d'un grand aimant toroïdal.

Mentionnons que la large couverture en η d'ATLAS, ainsi que sa bonne hermeticité dans la zone couverte, sont cruciales pour la détection des particules qui interagissent très peu avec la matière ordinaire. Il s'agit par exemple des neutrinos, qui ont une très faible masse et ne sont soumis qu'à l'interaction faible, ou des neutralinos, stables dans une grand nombre de modèles supersymétriques, et qui ne peuvent alors pas interagir avec des particules non-supersymétriques. Leur présence est retrouvée par le biais d'un bilan d'énergie transverse, c'est-à-dire selon le plan orthogonal à l'axe des faisceaux. Ce bilan est en principe nul si toutes les particules de la collision sont observées par le détecteur ; dans le cas contraire, la valeur de l'énergie transverse manquante est attribuée à des particules s'échappant du détecteur. On obtient ainsi une information partielle sur leur énergie et leur position. Il est en revanche impossible de faire un bilan complet de l'énergie, dont une partie inconnue est emportée par des particules collinéaires au faisceau. La caractérisation de l'impulsion longitudinale de particules telles que le neutrino nécessite donc l'utilisation d'autres informations, par exemple la masse invariante d'une paire lepton chargé-neutrino provenant d'un W.

Chacun des trois grands sous-systèmes d'ATLAS sera brièvement présenté ici, avec un rappel des performances attendues ainsi que l'état d'avancement de leur intégration dans la caverne de l'expérience ATLAS et de leur mise en route au début 2007.

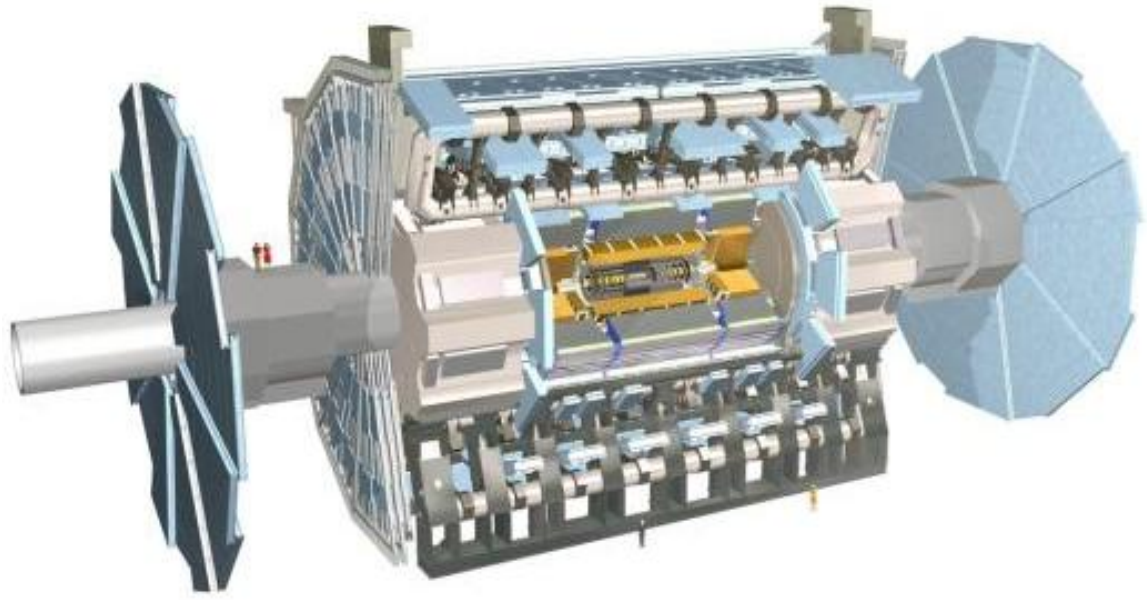


FIGURE 3.2 – *Représentation schématique des détecteurs de l'expérience ATLAS.*

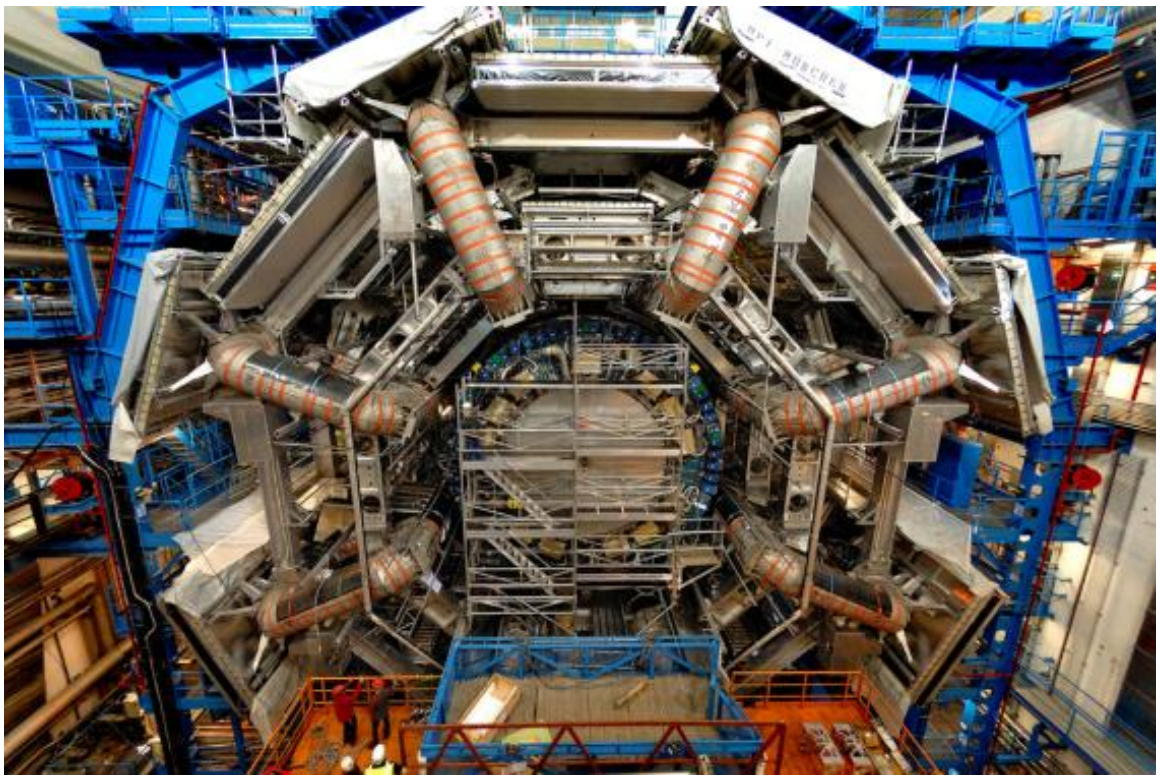


FIGURE 3.3 – *Vue d'ATLAS en octobre 2006.*

3.2.2 Le trajectographe interne

Le système de trajectographie interne [62] est le plus proche du point d'interaction d'ATLAS. Il doit servir à reconstruire la trajectoire des particules chargées, pour obtenir des informations précises sur leur charge et leur impulsion. Ces informations ont un intérêt multiple : elles offrent le principal moyen d'étiqueter les jets issus de quarks b ; elles contribuent à la détection des leptons chargés (électron et muon) ; elles permettent de distinguer les photons des électrons vus dans le calorimètre.

Outre une bonne précision, le détecteur interne doit être constitué du moins de matière possible, pour permettre aux calorimètres de recueillir ensuite toute l'énergie des particules initiales. Ceci constitue un défi considérable, notamment à cause du système de refroidissement nécessaire au bon fonctionnement du très grand nombre de canaux de lecture. Les technologies retenues pour parvenir à ces buts sont de deux types. D'une part, on utilise des surfaces de détection très fines en silicium. Dans ce cas, la particule incidente va créer de nombreuses paires électron-trou au minimum d'ionisation ; les électrons dérivent ensuite sous l'effet d'un champ électrique, et le courant associé, s'il dépasse un certain seuil, indique que la cellule de lecture a été touchée. D'autre part, un ensemble de tubes à dérive de faible diamètre et en grand nombre sont employés. Ils permettront d'observer le passage d'une particule presque en continu, par ionisation du gaz dans chaque tube. Les détecteurs au silicium fourniront une très bonne résolution sur la position et l'impulsion des particules chargées, et les tubes offriront une grande densité de points de mesure. Leur combinaison permet donc d'effectuer une détection des traces précise et robuste.

Les performances combinées des détecteurs internes permettent d'envisager une efficacité de reconstruction supérieure à 80 % pour des particules hadroniques ayant une impulsion transverse supérieure à 1 GeV, et supérieure à 90 % pour des muons et des électrons d'impulsion transverse supérieure respectivement à 1 et 5 GeV. Le pourcentage de fausses traces devrait être inférieur à 0.3 %. La résolution sur la mesure de l'impulsion va de 1 à 2 % pour une impulsion transverse de 1 GeV ; elle se dégrade pour une impulsion transverse cent fois plus importante, et est alors comprise entre 4 et 11 %. Les résolutions sur les composantes transverses et longitudinales du point d'impact s'améliorent au contraire pour de plus hautes impulsions transverses, comprises ainsi entre 0.1 et 1 mm pour 1 GeV, et entre 10 et 200 μm pour 1 TeV.

Le trajectographe interne s'étend entre des rayons de 5 et 130 centimètres autour de l'axe du faisceau et se compose de quatre sous-parties : deux détecteurs au silicium, couvrant la région $|\eta| < 2.5$, un ensemble de tubes à dérive allant jusqu'à $|\eta| = 2.0$, et enfin un aimant solénoïdal. Les trois détecteurs sont composés d'un tonneau et de deux bouchons, alors que le solénoïde est en un seul bloc. L'acheminement du signal, tout comme l'évacuation de la chaleur, impliquent une quantité de matière inerte importante. Les câbles et autres services correspondants ont été regroupés sur des parties restreintes comme indiqué sur la Figure 3.4.

3.2.2.1 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal qui entoure les détecteurs internes [63] doit servir à courber la trajectoire des particules chargées selon ϕ et permettre ainsi de mesurer leur impulsion.

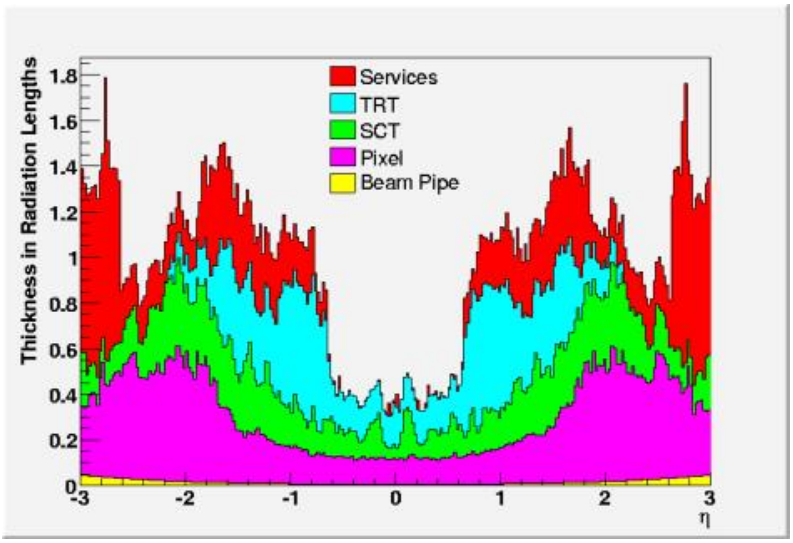


FIGURE 3.4 – *Quantité de matière, exprimée en nombre de longueurs de radiation* $\frac{X}{X_0}$, *constituant les trois détecteurs du trajectographe interne, ainsi que les services (circuits d'acheminement du signal, circuits de refroidissement...).*



FIGURE 3.5 – *Installation de l'aimant solénoïdal dans le cryostat du calorimètre électromagnétique tonneau, en février 2004.*

Cet aimant a un rayon externe de 130 centimètres et une longueur totale d'environ 5 mètres. Il ne couvre donc pas intégralement les détecteurs internes sur leur longueur. Le champ magnétique, constant à l'intérieur de l'aimant, est moins uniforme à l'extérieur. Sa valeur au centre du solénoïde est de 2 Teslas. Le solénoïde, épais de 44 mm au total, se situe à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique tonneau, et a ainsi été installé à sa position définitive en octobre 2004. Le courant a ensuite été porté à intensité nominale, et le champ a été cartographié *in situ* en 2006 avec une précision de 1 mT.

3.2.2.2 Le détecteur de vertex à pixels

Le détecteur à pixels [64], le plus proche du point d'interaction, est un détecteur de vertex. Il est essentiel pour la détermination de vertex secondaires, et donc pour l'identification des saveurs lourdes, notamment les jets hadroniques issus de quarks b. Sa résolution spatiale doit être très fine pour permettre de distinguer les traces et de reconstruire les vertex associés. Il est ainsi composé de pixels, à savoir de cellules de lecture de faible surface et épaisseur, constituées d'un matériau semiconducteur en silicium, et dont le fonctionnement a été évoqué plus haut. Chaque pixel est soudé par une microbille au système électronique de sortie qui se trouve derrière lui, ce qui permet d'avoir de larges surfaces de détection sans espaces morts. Les pixels, de surface 50×400 μm^2 dans le plan (XY) et d'épaisseur 250 μm, sont regroupés en modules d'une surface de 62×24 mm^2. Dans la partie tonneau, les modules des pixels sont disposés en trois cylindres de rayons 5, 9 et 12 cm autour de l'axe du faisceau ; dans les bouchons, les modules sont disposés en trois disques dont les centres sont sur l'axe du faisceau, éloignés de 50, 58 et 65 cm de part et d'autre du point d'interaction (cf. Figure 3.6). Le nombre total de pixels, et donc de canaux de lecture, est supérieur à quatre-vingt millions.

La performance attendue correspond à une résolution de 12 μm dans la direction R-ϕ, et de 70 μm dans la direction z, pour la position d'un point de mesure. Au vu des coûts nécessaires, une configuration initiale avec deux couches de pixels seulement pour le démarrage en 2007 a été envisagée. Une étude récente [28] a cependant montré que les performances de l'étiquetage des jets de b seraient fortement réduites : les trois couches ont donc été retenues. Au début de 2007, la fabrication des pixels est terminée. Tous les modules fonctionnent correctement et le nombre de pixels défaillants est très faible. Le tonneau et les bouchons sont intégrés à la partie du tube à vide du LHC qui sera au centre d'ATLAS ; ils seront descendus en un seul bloc avant l'été 2007, ce qui permettra de "fermer" le détecteur définitivement.

3.2.2.3 Le détecteur de traces à semiconducteurs

La partie suivante du trajectographe interne, appelée détecteur de traces à semiconducteurs ou SCT, est également basée sur de fines surfaces de détection en silicium semiconducteur, mais avec une disposition en bandes. Elles permettront d'ajouter huit points de mesure à ceux des pixels. De plus, les surfaces de détection du SCT tonneau sont groupées par paires, dont les bandes forment un angle relatif de 40 mrad. Ceci permet d'obtenir la position selon l'axe z et ainsi distinguer les traces fantômes. La surface de chaque bande est de 80 μm $\times$ 128 mm. Les diamètres des quatre couches du tonneau sont

de 30, 37, 45 et 52 cm. Les cellules des bouchons sont disposées en 9 disques de chaque côté du centre d'ATLAS, à des distances allant de 83 à 280 cm (cf. Figure 3.7). On attend une précision de 22 μm dans la direction R-ϕ et 580 μm selon z pour chacun des huit points de mesure prévus.

Les tonneaux des SCT et TRT ont été intégrés ensemble, ainsi que leurs bouchons, en 2006. Après des tests avec des rayons cosmiques en surface, le tonneau a été descendu dans le puits d'ATLAS et placé dans sa position définitive en août 2006. Les premiers tests cosmiques pour les bouchons ont eu lieu fin 2006 et ils seront descendus dans le puits avant l'été 2007.

3.2.2.4 Le trajectographe à radiation de transition

Le dernier détecteur interne de traces chargées est le trajectographe à radiation de transition, ou TRT. Comme expliqué plus haut, il est composé d'un ensemble de tubes à dérive de faible rayon, qui permettent d'obtenir un grand nombre de points de mesure adjacents, et donc d'effectuer une détection presque continue des traces. Ces mesures sont complémentaires de celles des détecteurs au silicium, plus précis et moins denses. Il permet également d'effectuer une identification des particules grâce à une radiation de transition dans ses parois.

Le fonctionnement de chaque tube pour la détection des traces est celui d'une chambre à fils classique : la paroi du tube est à la masse, le fil d'anode central est porté à une haute tension, et le tube est rempli d'un mélange gazeux, à base de xénon. Les particules passant dans le tube ionisent le gaz et les électrons ainsi libérés dérivent dans le champ électrique vers les fils qui recueillent le signal. À ce mécanisme vient s'ajouter une émission par rayonnement de transition. Les parois du tube sont recouvertes d'une fine couche de polypropylène/polyéthylène ; en passant dans ce milieu, les particules émettent un rayonnement de transition différent pour chaque type de particule, et qui provoque une ionisation supplémentaire du milieu gazeux. L'amplitude du signal recueilli, dont la valeur exacte n'est pas nécessaire pour mesurer la trajectoire des particules, peut donc être utilisée pour distinguer les électrons des pions.

Chacun des tubes est un cylindre de 4 mm de diamètre. Ce détecteur est composé d'un tonneau et de bouchons (voir Figure 3.8), mais il s'étend seulement jusqu'à $|\eta| = 2.0$, pour des raisons budgétaires. Chaque trace sera échantillonnée avec au moins une trentaine de points de mesure, chacun ayant une précision d'environ 130 μm. Pour une trace ayant une quarantaine de points de mesure, la résolution attendue sur la position est ainsi de 50 μm. Ce dispositif est une spécificité d'ATLAS par rapport à des expériences équivalentes et devrait permettre d'atteindre une rejection des jets de l'ordre de 100 000 par rapport aux électrons, si on le combine avec le système de calorimétrie.

3.2.3 Le système de calorimétrie

Les calorimètres mesurent l'énergie des électrons, photons et jets. Ils sont composés de matériaux denses formant un grand nombre de longueurs de radiation et d'interaction. Une particule de haute énergie traversant un calorimètre subira un certain nombre de

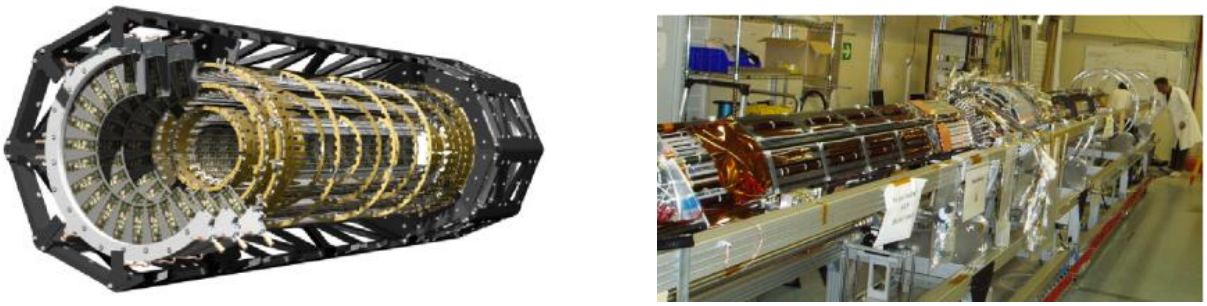


FIGURE 3.6 – *Gauche : représentation schématique du détecteur de vertex à pixels. Droite : vue du détecteur de vertex à pixels, placé autour du tube à vide du LHC, lors de la connexion des derniers services en février 2007.*

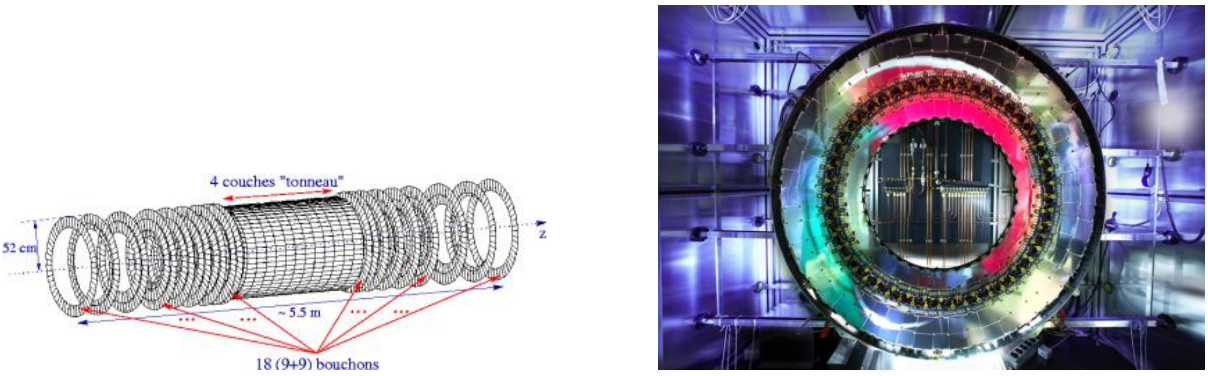


FIGURE 3.7 – *Gauche : représentation schématique du détecteur à semi-conducteurs (SCT). Droite : vue du SCT tonneau lors de tests effectués en 2006.*

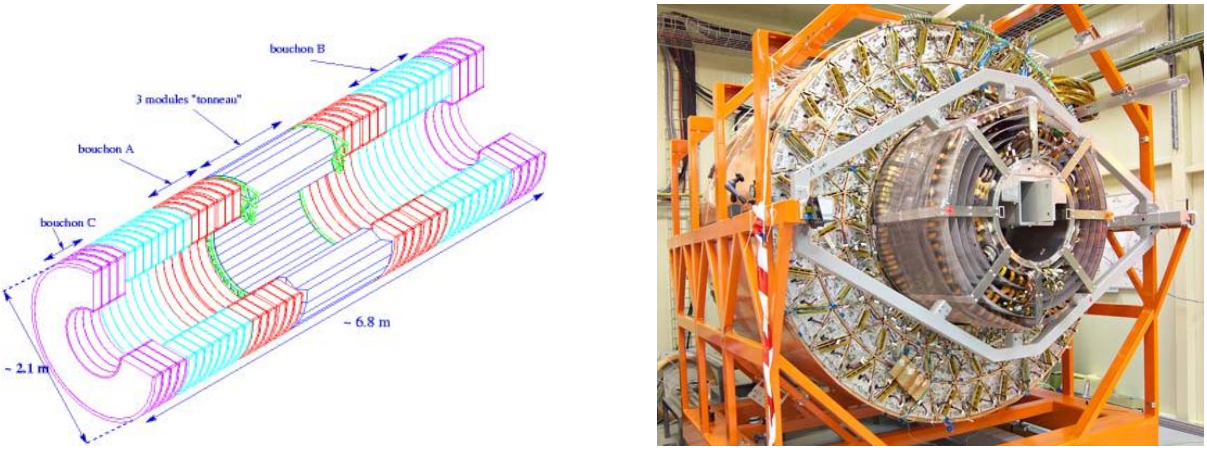


FIGURE 3.8 – *Gauche : représentation schématique du trajectographe à rayonnement de transition (TRT). La longueur totale a été réduite à $|\eta| < 2.0$ par rapport à la conception initiale. Droite : vue du TRT tonneau, installé avec le SCT tonneau.*

collisions, créant alors une gerbe, électromagnétique ou hadronique, composée d'un grand nombre de particules secondaires. Ces particules emportent l'énergie de la particule de départ, et leur interaction avec le système de détection du calorimètre permet la mesure de cette énergie, déposée dans un volume étendu. Il existe deux grands types de calorimètres : les calorimètres homogènes, où la mesure de l'énergie déposée et les collisions se font dans le même matériau ; les calorimètres à échantillonnage, alternant de la matière passive où la gerbe se crée et se développe, et un milieu actif où se fait la détection. Les calorimètres d'ATLAS sont à échantillonnage ; les matières passives utilisées sont faites de plomb, fer ou cuivre ou tungstène, et la détection dans la matière active se fait soit par ionisation d'argon liquide, soit par scintillation dans un matériau plastique. Ils sont de plus non-compensants, ce qui signifie que leur réponse à des particules de type électromagnétique et hadronique n'est pas la même. Cette différence est prise en compte dans la reconstruction de l'énergie des particules.

Le système de calorimétrie d'ATLAS s'étend jusqu'à $|\eta| = 4.9$, ce qui permet d'effectuer un bilan d'énergie transverse assez complet, grâce auquel les particules non-observables directement (neutrinos, neutralinos...) seront repérées. ATLAS comporte un calorimètre électromagnétique, conçu et dimensionné pour étudier les électrons et photons, et un calorimètre hadronique adapté aux jets de hadrons. Ils sont tous deux complétés à grand η par ce que l'on appelle le calorimètre avant. Les calorimètres jouent un rôle important dans le système de déclenchement de premier niveau. Le système de calorimétrie d'ATLAS est représenté sur la Figure 3.9. La Figure 3.10 représente la quantité de matière devant les calorimètres ainsi que dans la calorimétrie elle-même.

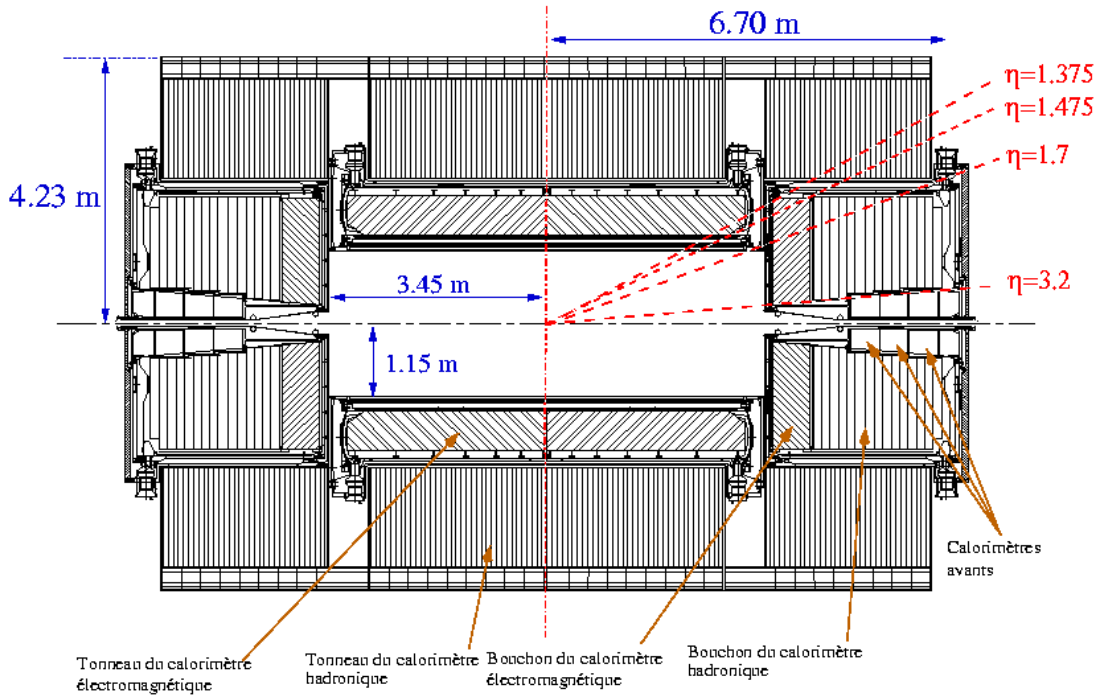


FIGURE 3.9 – *Représentation schématique des calorimètres d'ATLAS.*

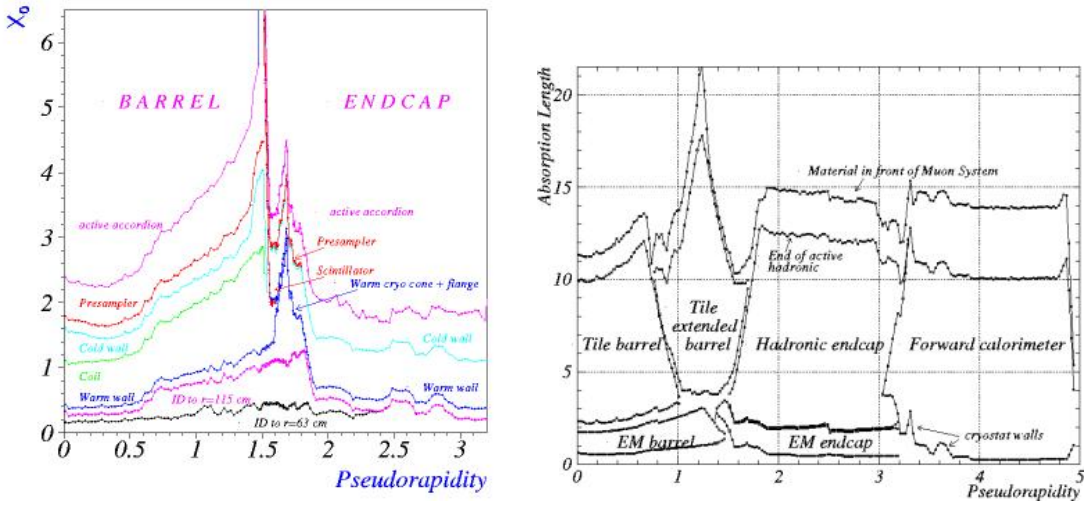


FIGURE 3.10 – *Gauche : quantité de matière, exprimée en longueurs de radiation X_0, de chaque composant placé en amont du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, en fonction de la pseudo-rapidité η. Droite : équivalent en quantité de matière, exprimée en longueurs d'absorption λ_I, de chaque partie du système de calorimétrie d'ATLAS, en fonction de la pseudo-rapidité η.*

3.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [65] sera décrit en détail dans le Chapitre 5, et plusieurs aspects de sa mise en route y seront abordés ; en voici un bref aperçu. Il a pour matière passive le plomb, plongé dans l'argon liquide à 89.3 K qui consitue la matiere active. Des électrodes en cuivre sont intercalées entre deux plaques de plomb, pour établir une haute tension qui fait dériver les charges d'ionisation dans l'argon liquide, et pour récolter le signal ainsi généré. La géométrie des plaques de plomb et des électrodes est en accordéon. Cette spécificité d'ATLAS permet d'assurer une bonne hermeticité tout en facilitant la connexion des électrodes avec l'extérieur. Le calorimètre électromagnétique est conçu pour permettre l'étude de canaux de désintégration importants du boson de Higgs, à savoir $H \rightarrow \gamma\gamma$ ainsi qu'une désintégration en quatre électrons. Il est dimensionné pour contenir des gerbes associées à des particules de quelques TeV. Il doit avoir de bonnes résolutions en énergie, en position et en temps, être uniforme et linéaire, et permettre une bonne identification des particules. Celle-ci est permise par la segmentation transverse des calorimètres, qui possèdent environ 170 000 canaux de lecture. Elle est complétée par une segmentation longitudinale, avec trois couches en profondeur, qui permet aussi d'estimer les pertes en avant et en aval des couches extrêmes, pour raffiner la mesure de l'énergie sur tout le spectre et ainsi améliorer la linéarité du calorimètre.

Le rayon extérieur du calorimètre électromagnétique est de deux mètres et la longueur totale est d'environ sept mètres. Il est contenu dans trois cryostats distincts. Dans le cryostat central, on trouve deux demi-tonneaux s'étendant jusqu'à $|\eta| = 1.5$, ainsi que

l'aimant solénoïdal. Les cryostats latéraux contiennent les bouchons, couvrant la région $1.375 < |\eta| < 3.2$, et également les calorimètres hadroniques bouchon et les calorimètres avant. Entre les cryostats tonneau et bouchons, des scintillateurs perpendiculaires à l'axe du faisceau sont utilisés pour compenser en partie les pertes dans la matière inerte (paroi des cryostats et services du détecteur interne). Un pré-échantillonneur est enfin placé devant le calorimètre jusqu'à $|\eta| = 1.8$, là où la quantité de matière en amont est la plus importante. Il s'agit d'une couche active d'argon liquide qui a pour rôle de détecter des gerbes précoces démarrées dans le solénoïde et la paroi du cryostat. Au début 2007, le calorimètre électromagnétique est intégralement construit et les trois cryostats sont dans la caverne d'ATLAS, refroidis ou en cours de refroidissement.

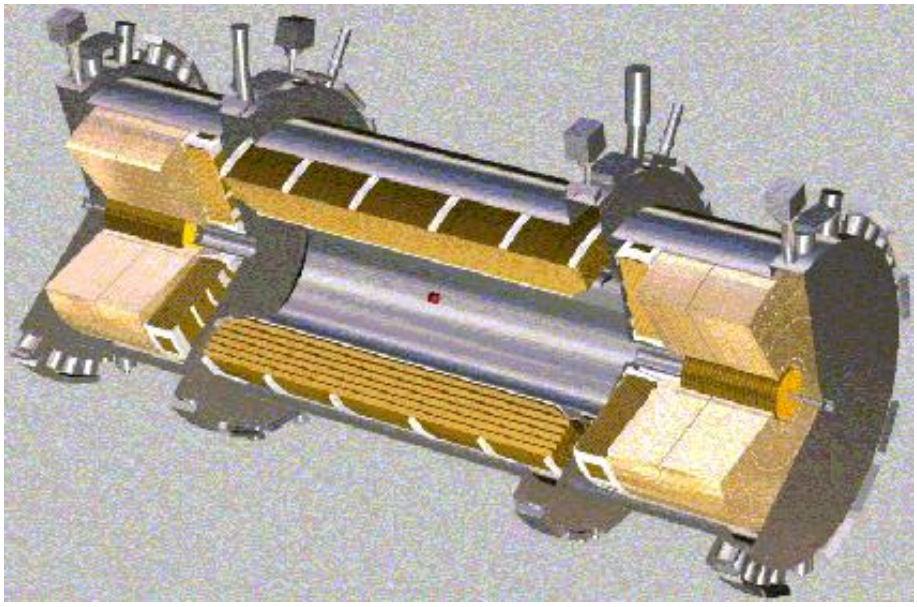


FIGURE 3.11 – *Image d'artiste représentant les calorimètres à argon liquide. Autour du point d'interaction (rouge), se trouvent le tonneau puis les bouchons du calorimètre électromagnétique ; on observe ensuite les bouchons du calormètre hadronique, entourant les calorimètres avant. Les parois des cryostats, ainsi que les traversées étanches et connexions avec l'extérieur, sont également représentées.*

3.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique d'ATLAS [66] sera utilisé pour mesurer l'énergie des jets. Son dimensionnement s'est donc fait en termes de longueur d'interaction λ_I. La profondeur correspondante doit être suffisante pour arrêter tous les hadrons, évitant ainsi des fuites dans le spectromètre à muons ; le calorimètre hadronique permet ainsi de contenir un jet de 1 TeV quelle que soit sa direction. La calorimétrie dans ATLAS est non-compensante, ce qui veut dire que sa réponse à un signal de type électromagnétique ou hadronique est différente. Le rapport entre ces deux réponses, dont la valeur mesurée se situe autour de $e/h = 1.4$, est pris en compte lors de la reconstruction de l'énergie. Ces deux types de

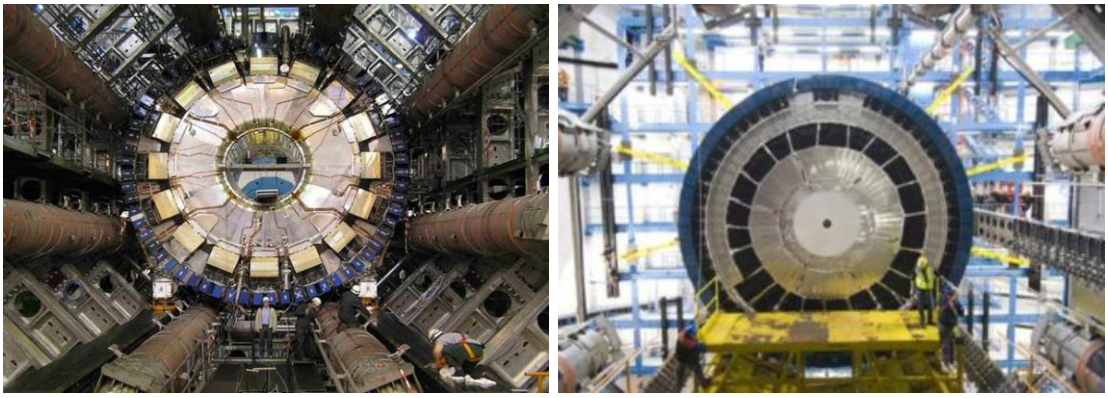


FIGURE 3.12 – *Gauche : tonneau du calorimètre électromagnétique installé dans sa position définitive en novembre 2005. Droite : bouchon A du calorimètre à argon liquide, entouré du tonneau étendu du calorimètre hadronique, lors de son refroidissement en février 2007.*

particule se distinguent en particulier par la forme de la gerbe qu'elles engendrent. Elle est oblongue dans le premier cas (voir Section 5.1.1), et à angle plus large pour les secondes. En effet, celles-ci sont engendrées par l'interaction forte entre les particules hadroniques des jets et les noyaux de la matière passive : ces collisions entraînent un transfert d'énergie important, et donc une gamme large de directions de vol pour les particules qui en sont issues.

Les techniques de détection retenues pour le tonneau ($|\eta| < 1.7$) et les bouchons ($1.5 < |\eta| < 3.2$) sont différentes. Dans le tonneau, la détection se fait par le biais de tuiles scintillantes à base de polystyrène, alternées avec du fer en guise d'absorbeur. Les molécules scintillantes, excitées par les particules de la gerbe hadronique, émettent des photons proportionnellement à l'énergie du jet. Les photons, parvenant au bord des tuiles, subissent un décalage de longueur d'onde adapté aux photomultiplicateurs, d'où ils sont transmis à la chaîne de lecture. Le tonneau est séparé en trois parties : un cylindre central pour $|\eta| < 1.0$, qui entoure le cryostat à argon liquide tonneau, et deux cylindres placés autour des cryostats bouchon, appelés tonneaux étendus ou extensions, et couvrant la zone $0.8 < |\eta| < 1.7$. Cette configuration permet d'acheminer radialement les divers services du détecteur interne et des calorimètres à argon liquide vers l'extérieur. Des extensions du calorimètre et des scintillateurs dans la région entre tonneau et tonneau étendu compensent en partie les moindres performances à cet endroit. Chacun des trois cylindres du tonneau est composé de 64 modules selon ϕ, comme ceux illustrés sur la Figure 3.13. Le tonneau est segmenté en 3 compartiments en profondeur, dont les caractéristiques sont rappelées dans le Tableau 3.1. Tous les modules du tonneau et du tonneau étendu ont été installés autour des cryostats du calorimètre à argon liquide dans le puits. Ils ont été testés et utilisés dans les conditions de fonctionnement pour observer des muons cosmiques, en association avec le calorimètre électromagnétique en 2006, puis également avec des chambres à muons début 2007.

Les bouchons du calorimètre hadronique (*Hadronic End-caps*, HEC) sont des calorimètres à échantillonnage en cuivre/argon liquide. Leur fonctionnement est similaire

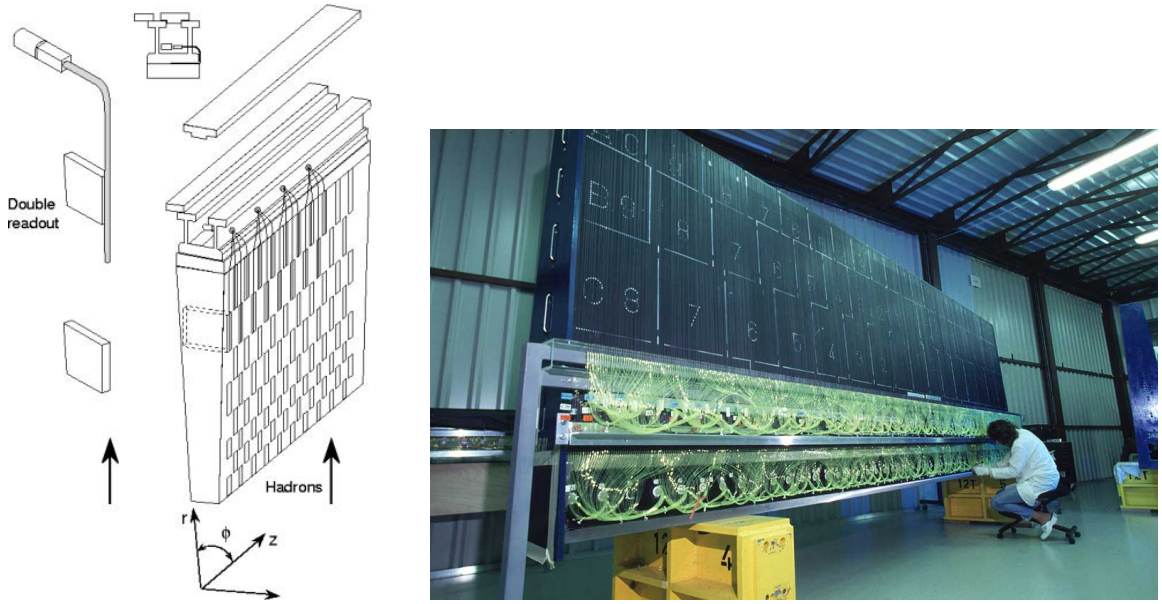


FIGURE 3.13 – *Gauche : représentation schématique d'un module du calorimètre hadronique tonneau à tuiles. Droite : vue d'un module du calorimètre hadronique tonneau à tuiles.*

Zones du calorimètre hadronique		Compartiments		
		1 (avant)	2 (milieu)	3 (arrière)
Tonneau	$\lvert\eta\rvert \leq 1.0$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Extensions	$0.8 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Bouchons	$1.5 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.1×0.1
	$2.5 \leq \lvert\eta\rvert \leq 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2

TABLEAU 3.1 – *Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) dans le calorimètre hadronique.*

à celui du calorimètre électromagnétique en plomb/argon liquide, dont ils partagent les cryostats bouchon ; en revanche les plaques et électrodes sont ici planes et perpendiculaires à l'axe du faisceau. Chaque bouchon est divisé en deux cylindres côte à côte (HEC1 et HEC2) aux granularités différentes, comme indiqué sur le Tableau 3.1. Chacun de ces quatre cylindres est composé de trente-deux modules.

La résolution en énergie pour les hadrons mesurée avec les tests en faisceau correspond à un terme stochastique autour de $50\%/\sqrt{E}$; le terme constant vaut 2.3 % dans le tonneau et est inférieur à 1 % dans les bouchons, et les termes de bruit valent respectivement 3.2 et 1.2 GeV (voir la Section 5.1.1 pour plus d'information sur ces différents termes). L'échelle d'énergie des jets doit être connue à 1 % près pour différents canaux de physique ; cette précision devrait être atteinte grâce à un étalonnage *in situ* utilisant les événements $W \to jj$, en particulier pour les bosons W provenant de quarks top, ainsi que les événements Z + jet.

3.2.3.3 Le calorimètre avant

Dans la région entre les bouchons des calorimètres décrits plus haut et le tube à vide du faisceau, pour $|\eta|$ allant de 3.1 à 4.9, le calorimètre avant (*Front Calorimeter*, FCAL) a pour but d'améliorer l'hermeticité du système de calorimétrie. Il se compose de trois blocs d'absorbeur métallique percés de tubes parallèles à l'axe du faisceau, à l'intérieur desquels se trouvent des électrodes du même matériau, maintenues centrées par des espaceurs. L'argon liquide se trouve dans l'espace étroit entre le tube et l'électrode : le diamètre des tubes est d'environ 5 mm, alors que l'espace occupé par l'argon varie entre 250 et 500 μm d'épaisseur (voir Figure 3.14). Le premier des trois blocs en profondeur est électromagnétique (FCAL1) et fait de cuivre ; les deux autres (FCAL2 et FCAL3) sont hadroniques et sont composés de tungstène. Leur granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$; leur but n'est pas de reconstruire précisement les particules, mais plutôt de localiser les dépôts d'énergie, et ainsi permettre une bonne estimation de l'énergie transverse manquante. La précision de la mesure de cette énergie manquante, qui est dépendante des performances de toute la calorimétrie, peut s'exprimer en fonction de la somme des énergies transverses de tous les objets observés. Sa mesure ainsi définie est proche de $0.5\ \sqrt{\Sigma E_T}$.

3.2.4 Le spectromètre à muons

Un spectromètre spécifique est dédié aux muons [67], car ils offrent un déclenchement aisé et fiable, et ils sont utilisés pour des canaux de physique importants, notamment un boson de Higgs décroissant en quatre muons. Lorsqu'ils atteignent le trajectographe externe, les muons n'ont déposé qu'une faible portion de leur énergie dans les autres détecteurs ; pour courber leur trajectoire, un fort champ magnétique toroïdal, avec un grand bras de levier, est utilisé. Le champ est fourni par un système d'aimants supraconducteurs, et la mesure précise de la trajectoire est assurée par des chambres à fils classiques de divers types (cf. Figure 3.15). Des chambres spécifiques sont également présentes pour assurer le déclenchement et compléter les mesures.

La résolution sur la mesure de l'impulsion des muons est très dépendante des mesures

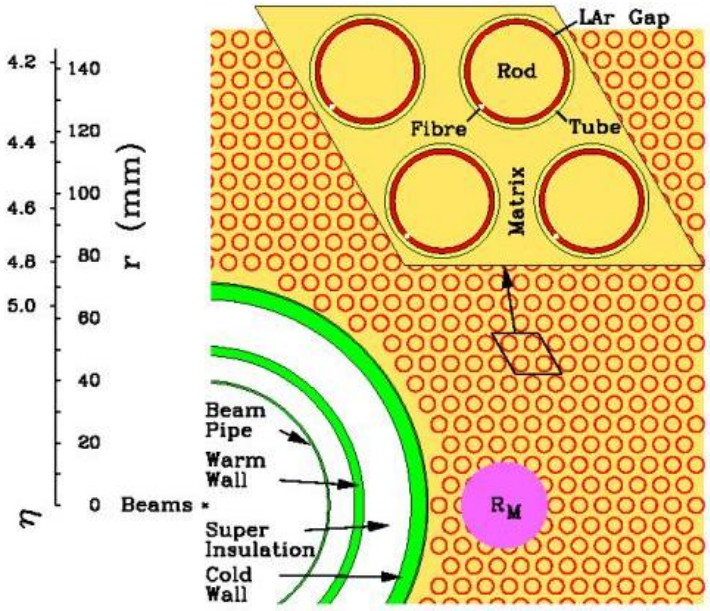


FIGURE 3.14 – *Représentation schématique du calorimètre avant (FCAL). R_M est le rayon de Molière qui caractérise l'expansion transverse de la gerbe.*

complémentaires provenant du trajectographe interne pour les faibles valeurs d'impulsion transverse. La résolution combinée est ainsi d'environ 1.4 à 2.4 % pour un muon de 10 GeV, plus de deux fois inférieure à la résolution obtenue avec le spectromètre à muons seul. À haute impulsion transverse, le spectromètre seul fournit au contraire une résolution comparable à la mesure combinée, allant par exemple de 4 à 10 % pour des muons de 1 TeV.

3.2.4.1 Les aimants toroïdaux

Pour courber la trajectoire des muons dans le spectromètre externe, un système d'aimantation toroïdal est utilisé. Ces aimants supraconducteurs contribuent en grande partie aux imposantes dimensions d'ATLAS : leur taille permet d'obtenir un grand bras de levier, et donc de réduire la valeur du champ magnétique pour une mesure précise de l'impulsion. Chacun des huit toroïdes tonneau est long de 25 m et s'étend entre 5 et 10 m depuis le point d'interaction, couvrant la région $|\eta| < 1.0$. Les bouchons ont un rayon externe de 5 mètres, et leur couverture en pseudo-rapidité correspond à $1.4 < |\eta| < 2.7$. Le champ dans la zone intermédiaire est une combinaison des deux sources. La température de fonctionnement des aimants est de 4.5 K, et le champ est de l'ordre de 0.5 Tesla au centre des bobines. Le champ magnétique est non-uniforme dans l'espace, et il est impossible d'en dresser une carte par un calcul analytique ; environ deux mille sondes de Hall permettront de connaître le champ à 2 mT près pendant le fonctionnement du détecteur. Cette précision est importante pour maintenir une incertitude sur la valeur du champ de l'ordre de 0.3%, ce qui éviterait une dégradation de la résolution sur l'impulsion

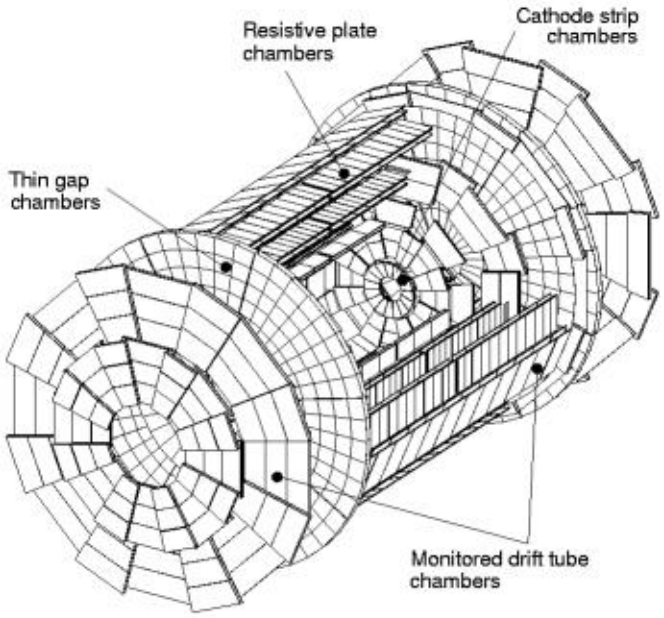


FIGURE 3.15 – *Vue schématique des chambres de détection et de déclenchement du spectromètre à muons.*

supérieure à 3%. Les toroïdes tonneau ont été installés en 2005. Ils ont été testés en 2006 avec l'intensité nominale en situation de fonctionnement, et le champ a été cartographié. Les bouchons dans leur cryostat seront descendus dans le puits pendant l'été 2007.

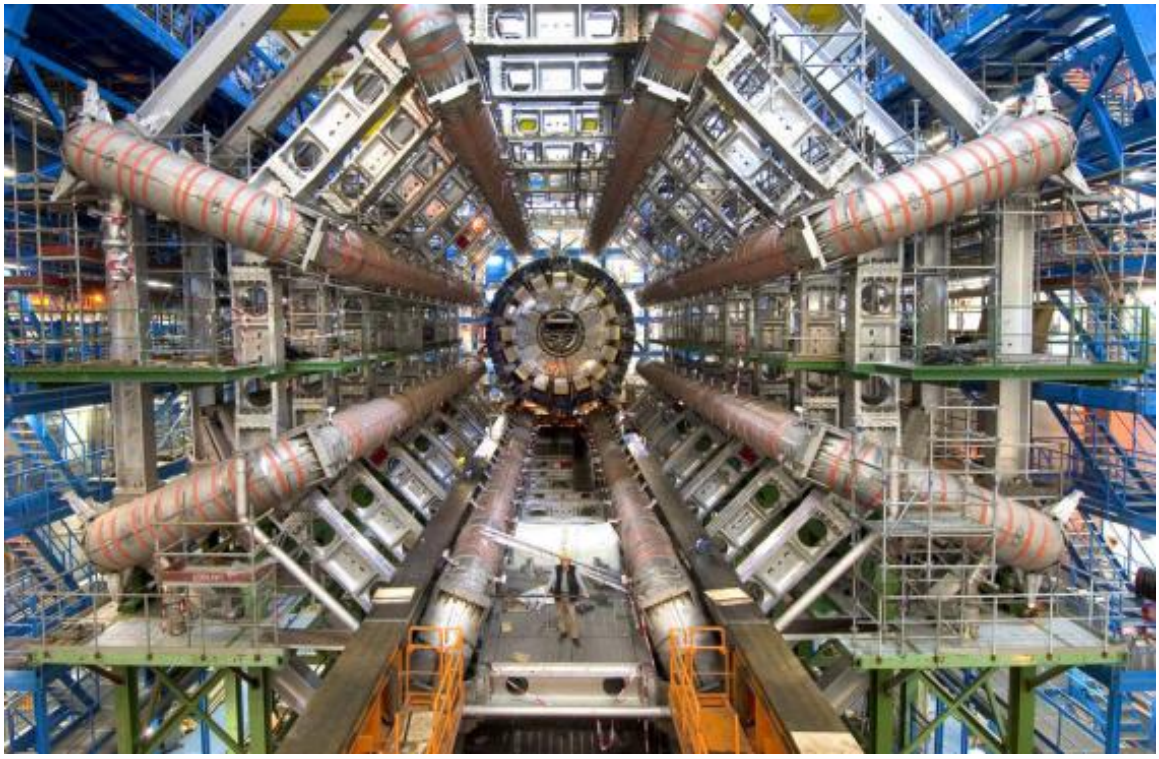


FIGURE 3.16 – *Vue des aimants toroïdaux tonneau en place dans la caverne ATLAS en octobre 2005.*

3.2.4.2 Chambres de détection

La détection dans le tonneau ($|\eta| < 1.0$) et dans la partie $1.0 < |\eta| < 2.0$ des bouchons est effectuée par des tubes à dérive (*Monitored Drift Tubes*, MDT) en aluminium, ayant un fil d'anode central en tungstène-rhénium et contenant un mélange gazeux à base d'argon, ionisé par les muons incidents. Chaque tube a un diamètre de 30 mm. Ils sont regroupés en chambres comprenant 2×4 couches de tubes pour les chambres internes, et 2×3 couches pour les chambres externes (voir Figure 3.17). Les chambres sont disposées dans le tonneau en trois cylindres de diamètre 5, 7.5 et 10 m, et chaque bouchon est composé de quatre disques éloignés de 7, 10, 14 et 21-23 mètres du centre d'ATLAS.

La résolution en position attendue par tube est de 80 μm dans le plan r-z. L'alignement des chambres concernées doit donc être inférieur à cette valeur pour préserver leurs performances. On vise un alignement relatif à 30 μm près ; il sera surveillé en continu par un système optique, qui permettra également d'obtenir un repérage absolu. Plus de 90 % des chambres MDT tonneau sont installées dans le puits d'ATLAS, et trois quarts des chambres des bouchons sont également en place.

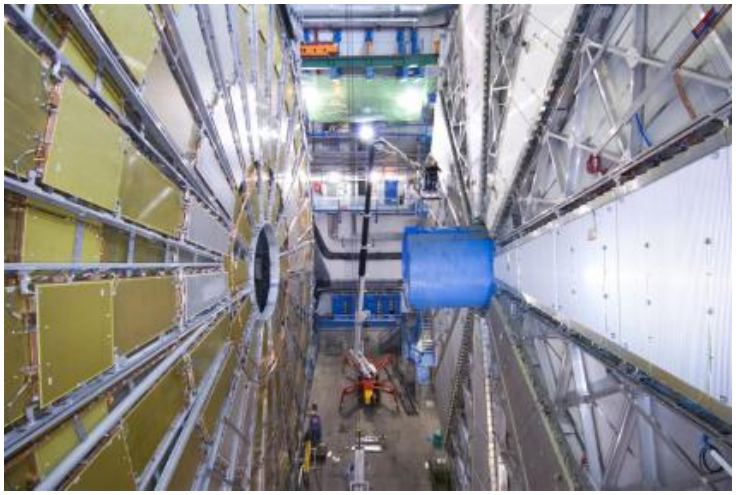


FIGURE 3.17 – *Gauche : représentation schématique d'une chambre de tubes à dérive (MDT). Droite : vue de la grande roue d'un bouchon des tubes à dérive (MDT, à droite sur la figure) ainsi que des chambres de déclenchement des bouchons (TGC, à gauche).*

Les détecteurs utilisés dans les parties centrales des bouchons ($2.0 < |\eta| < 2.7$) sont des chambres remplies d'un mélange gazeux et comprenant plusieurs fils d'anode perpendiculaires aux pistes de cathode (on les appelle *Cathode Strip Chambers* ou CSC), comme indiqué sur la Figure 3.18. Les résolutions spatiale et temporelle attendues par chambre sont de 60 μm dans le plan r-ϕ et 7 ns, avec un temps de dérive inférieur à 30 ns. Les chambres sont regroupées par huit (2×4 couches) en profondeur, et disposées au centre du premier disque bouchon.

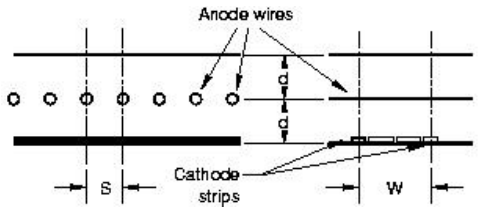


FIGURE 3.18 – *Représentation schématique des électrodes d'une chambre CSC. On a : W = 2S = 2d = 5 mm.*

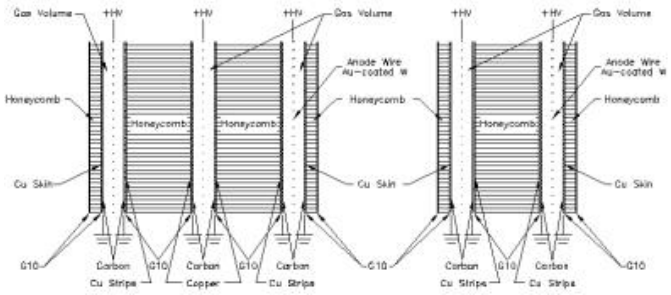


FIGURE 3.19 – *Représentation schématique des chambres TGC. Elles sont regroupées en triplets ou doublets.*

3.2.4.3 Chambres de déclenchement

Le déclenchement dans le tonneau est assuré par des chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers*, RPC). Il s'agit d'un dispositif rapide et de conception simple.

Une chambre est composée de deux plaques parallèles, entre lesquelles une haute tension est appliquée ; elle est remplie d'un mélange gazeux qui sera ionisé par le muon. Les pistes de lecture se trouvent de part et d'autre de chacune de ces plaques ; d'un côté elles sont parallèles aux fils des MDT (pistes "η"), de l'autre elles leur sont perpendiculaires (pistes "ϕ"). Ceci permet une localisation à deux dimensions pour le déclenchement, et cette information peut aussi compléter celle du MDT dans la reconstruction hors ligne. Les chambres sont groupées par 2×2 et sont disposées en trois couches : deux de part et d'autre du deuxième cylindre des MDT, et la dernière devant ou derrière le troisième cylindre. Ils sont installés en même temps que les MDT, et sont ainsi presque tous en place dans la caverne d'ATLAS.

Les chambres permettant le déclenchement dans les bouchons, appelées *Thin Gap Chambers* ou TGC, sont semblables aux CSC mais avec une géométrie et un mélange gazeux différents. La direction des fils d'anode est celle des fils des MDT. Les TGC sont groupées par deux ou trois (cf. Fig. 3.19).

Outre le déclenchement, les TGC permettent de compléter l'information des MDT par une mesure de ϕ. Elles sont situées sur le premier disque des MDT bouchon ainsi que de part et d'autre du disque central. Sur ces six disques, un est déjà installé dans le puits.

3.2.5 Le système de déclenchement et d'acquisition

Le très grand nombre de collisions chaque seconde au LHC exige un système performant de sélection des événements en continu. Le déclenchement de l'enregistrement des données dans ATLAS [68] se fait en trois étapes successives (voir Figure 3.20) :

- le niveau 1 : des informations grossières portant sur de larges zones du calorimètre et des chambres de déclenchement du spectromètre externe sont récoltées. L'énergie dans une "tour" en profondeur est additionnée, et des régions d'intérêt (*Regions of Interest*, RoI) de forte activité sont alors définies. Ceci se fait au niveau des machines, et une décision est prise en moins de 2.5 μs. Les données sont conservées dans des mémoires électroniques auprès de chaque détecteur en attendant cette décision. Le taux de données conservées est alors réduit à 75 kHz au maximum. Ces données sélectionnées sont acheminées vers les cartes de lecture à l'extérieur d'ATLAS.
- le niveau 2 : dans les régions d'intérêt définies précédemment, les informations de tous les détecteurs sont combinées pour améliorer la sélection. Elle est effectuée ici par des algorithmes sur ordinateur. Le temps d'attente pendant lequel les données restent dans les tampons de lecture (*Read-out Buffers*, ROB) est de 1 à 10 ms et le taux d'événements sélectionnés descend à 1 kHz.
- le niveau 3 : l'intégralité de l'information des détecteurs est utilisée par des algorithmes de sélection hors ligne. La fréquence d'événements sélectionnés descend à 100 Hz, et les données sont enregistrées sur bande.

Malgré cette forte réduction de la quantité de données conservées, elles correspondent encore à un pétaoctet écrit sur bande par an.

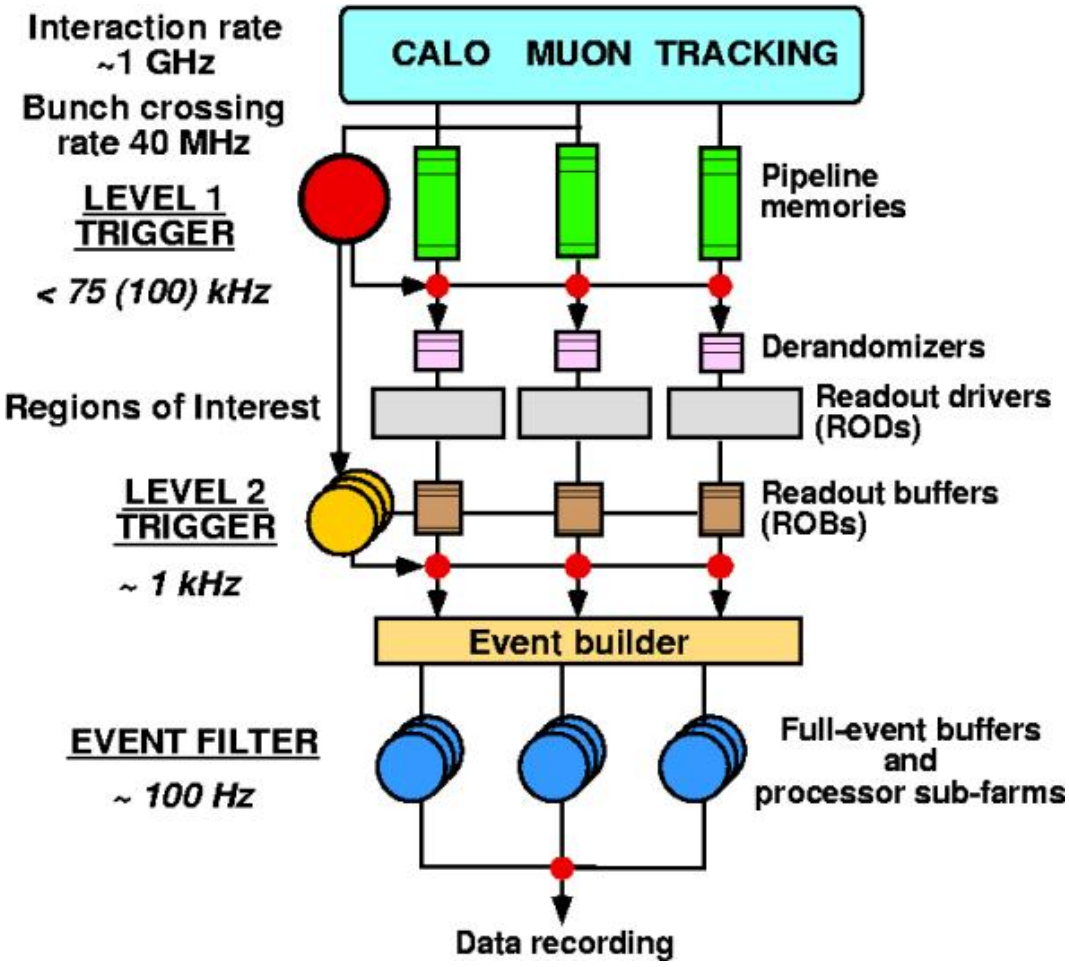


FIGURE 3.20 – *Représentation schématique du système de déclenchement d'ATLAS.*

Chapitre 4

Sensibilité d'ATLAS à la nouvelle physique dans le secteur du quark top

Sommaire

4.1 Sélection et reconstruction des paires $t\bar{t}$ au LHC 62
4.1.1 Les générateurs 62
4.1.2 Simulations d'ATLAS 66
4.1.3 Topologie d'un événement top-antitop 68
4.1.4 Reconstruction des bosons W et des tops 77
4.1.5 Effets de physique et du détecteur sur les résolutions 79
4.2 Polarisation du boson W 84
4.2.1 Méthodes et résultats 84
4.2.2 Mise à jour des erreurs systématiques 87
4.2.3 Sensibilité à la nouvelle physique 89
4.3 Polarisation de la paire top-antitop 93
4.3.1 Méthodes et résultats 93
4.3.2 Mise à jour des erreurs systématiques 95
4.3.3 Sensibilité à la nouvelle physique 95
4.4 Conclusions 97

Comme indiqué dans le Chapitre 2, la signature de phénomènes non-standard peut être décelée à travers des mesures de polarisation dans le secteur du quark top. Les mesures existantes ont été effectuées d'une part indirectement au LEP et dans les usines à B, et d'autre part sur des événements $t\bar{t}$ au TeVatron. Ces mesures dépendent le plus souvent d'un modèle choisi au préalable, et ne sont pas suffisamment précises pour mettre en évidence des phénomènes de nouvelle physique : par exemple, les précisions obtenues ou visées par le TeVatron avec les données du *run* II vont de 10 à 40 % [44]. Ces études tendent néanmoins à confirmer un comportement compatible avec le Modèle Standard, et à écarter les propriétés les plus exotiques pour le top.

La sensibilité d'ATLAS s'annonce en revanche très prometteuse dans ce secteur. Avec l'équivalent d'une année de fonctionnement à basse luminosité, une précision de quelques pourcents a été récemment estimée pour les mesures de polarisation du top et du W, tenant compte des erreurs systématiques. Cette précision est suffisante pour déceler des phénomènes anormaux fins prédits par divers modèles (le détail en est rappelé dans les Sections 4.2.3 et 4.3.3). Ces résultats ont été obtenus grâce à une étude combinant les canaux semileptonique et dileptonique [69], et utilisant une simulation simplifiée des détecteurs d'ATLAS. Une telle simulation effectue un traitement statistique des particules, basée sur des performances globales estimées par ailleurs, et ne tient pas compte directement de l'interaction avec les détecteurs. Cette simulation permet d'obtenir rapidement plusieurs échantillons avec une grande statistique, mais les résultats correspondants doivent être confirmés par une simulation détaillée et réaliste des éléments de détection. Celle-ci nécessite un temps de calcul important, et il est difficile dans ce cas de produire des échantillons correspondant à plusieurs fb^{-1} de luminosité intégrée pour des événements abondants comme les paires $t\bar{t}$. Pour avoir des résultats fiables, on compare donc les événements produits en simulation simplifiée avec une grande statistique à ceux obtenus avec une simulation détaillée : si une telle comparaison aboutit à un bon accord au niveau de la cinématique ainsi que des mesures de polarisation, on pourra affirmer que les incertitudes systématiques calculées dans le premier cas sont valables, et donc que la sensibilité obtenue est fiable.

L'objet du présent chapitre est ainsi la mesure des polarisations du top et du W sur des événements $t\bar{t}$ produits avec une simulation détaillée d'ATLAS. Les résultats obtenus seront comparés à ceux en simulation simplifiée, pour établir de façon définitive la sensibilité d'ATLAS à la nouvelle physique avec ces mesures. Tout d'abord, un bon accord cinématique pour les objets de base (lepton, neutrino, jets) et les objets reconstruits (W et top) entre les deux types de simulation doit être trouvé [70]. Cet accord permettra ensuite de comparer les distributions angulaires et les variables de polarisation [71]. Si un bon accord est également trouvé à ce niveau, la bonne sensibilité d'ATLAS à la nouvelle physique dans le secteur du top sera validée.

On présentera ici les différents générateurs utilisés, ainsi que les simulations des détecteurs d'ATLAS. La méthode de sélection et reconstruction de la topologie de la paire $t\bar{t}$, à partir des objets élémentaires, sera ensuite exposée. Les mesures de polarisation et la recherche de nouvelle physique seront enfin abordées dans les Sections 4.2 et 4.3.

4.1 Sélection et reconstruction des paires $t\bar{t}$ au LHC

4.1.1 Les générateurs

Plusieurs générateurs ont été utilisés pour simuler les processus physiques, que ce soit pour les paires $t\bar{t}$ ou pour le bruit de fond. Il n'y a pas de choix idéal pour la génération du top. Deux générateurs au premier ordre produisent les paires de tops avec l'information de polarisation correcte. Le premier est TopReX [72], version 4.09, qui produit initialement les événements $t\bar{t}$ sans tenir compte des spins, puis qui les filtre selon les valeurs de polarisation attendues. Le second est AcerMC [32], version 3.2, qui calcule les éléments

de matrice exacts et incorpore ainsi naturellement la polarisation ; le calcul pourrait cependant être trop long, ce qui implique une exploration préalable de l'espace de phase, et au final une pondération des événements. On a vu que la section efficace de la production du top par paires est fortement modifiée au second ordre ; il est donc naturel d'utiliser MC@NLO [73], version 2.31, qui calcule les corrections radiatives provenant de la QCD au second ordre, mais ce générateur ne tient pas compte de la polarisation des tops. Les distributions angulaires utilisées pour l'étude des corrélations entre polarisations sont dans ce cas symétriques, et les asymétries de spin nulles. Le dernier générateur considéré est AlpGen [75] : il a été utilisé avec la simulation simplifiée mais les performances en temps sont moins bonnes ; il sera utilisé ici seulement pour le bruit de fond. Tous ces générateurs fournissent la polarisation correcte pour le W issu du top, au premier ordre pour les processus électrofaibles.

Les effets sur la sensibilité des mesures de physique liés au choix d'un générateur sont en principe décorrélés de ceux de la simulation du détecteur et de la reconstruction des événements. Ceci est valable à condition que les différences entre générateurs restent faibles. La première étape de cette étude consiste donc en la comparaison entre les vérités partoniques des trois générateurs considérés. Ceci se fait en comparant les distributions cinématiques (impulsion transverse, η et ϕ) des différentes particules considérées. La Figure 4.1 illustre ainsi la comparaison entre TopReX et MC@NLO, qui a servi à observer les effets des corrections radiatives de second ordre. L'accord est très bon, certains spectres en impulsion transverse étant légèrement plus durs et les jets légers plus centraux dans MC@NLO. Cet effet est attendu au second ordre : il est dû à la présence d'un gluon dur supplémentaire qui augmente l'activité transverse de l'événement. La comparaison entre TopReX et AcerMC (voir Figure 4.2) indique également un excellent accord. Pour la suite de cet exposé, sauf mention contraire, on a choisi de détailler les distributions associées à MC@NLO, en principe plus correct pour ce qui est de la topologie des événements $t\bar{t}$. De plus, une grande partie des études ayant le top pour bruit de fond ne nécessite pas l'information de polarisation, et utilise donc les lots en MC@NLO en simulation détaillée : ces lots sont donc en général plus rapidement validés et mis à jour. Le bon accord entre générateurs sera néanmoins vérifié une fois les tops reconstruits, et lors des mesures de polarisation pertinentes.

Les bruits de fond pour la présente étude sont rappelés sur le Tableau 4.1. Les bruits de fond non $t\bar{t}$ les plus importants sont ici les événements avec un boson W acccompagné de 4 jets, ainsi que les tops seuls. D'autres bruits de fond tels que les paires $b\bar{b}$, un boson Z avec des jets, des paires de bosons faibles ou un W associé à une paire $b\bar{b}$ ont également été considérés. Parmi les événements $t\bar{t}$, on considère enfin les décroissances hadroniques et les canaux où au moins un tau apparaît dans la désintégration de la paire. La plupart de ces processus apporte une contribution négligeable au bruit de fond après sélection et reconstruction. Pour la simulation détaillée, les seuls bruits de fond produits sont ainsi les événements $W + 4$ jets, générés avec AlpGen, et les tops seuls générés avec TopReX. Dans la génération du signal semileptonique par MC@NLO et AcerMC, les trois leptons issus du W leptonique ont été utilisés, incluant donc le bruit de fond $t\bar{t} \to \tau + X$. La masse du top prise pour tous les échantillons est de $\mathrm{M}_{top} = 175\ GeV$, proche de la valeur moyenne connue alors, et la distribution de probabilié des partons utilisée est CTEQ6L [76], la plus récente

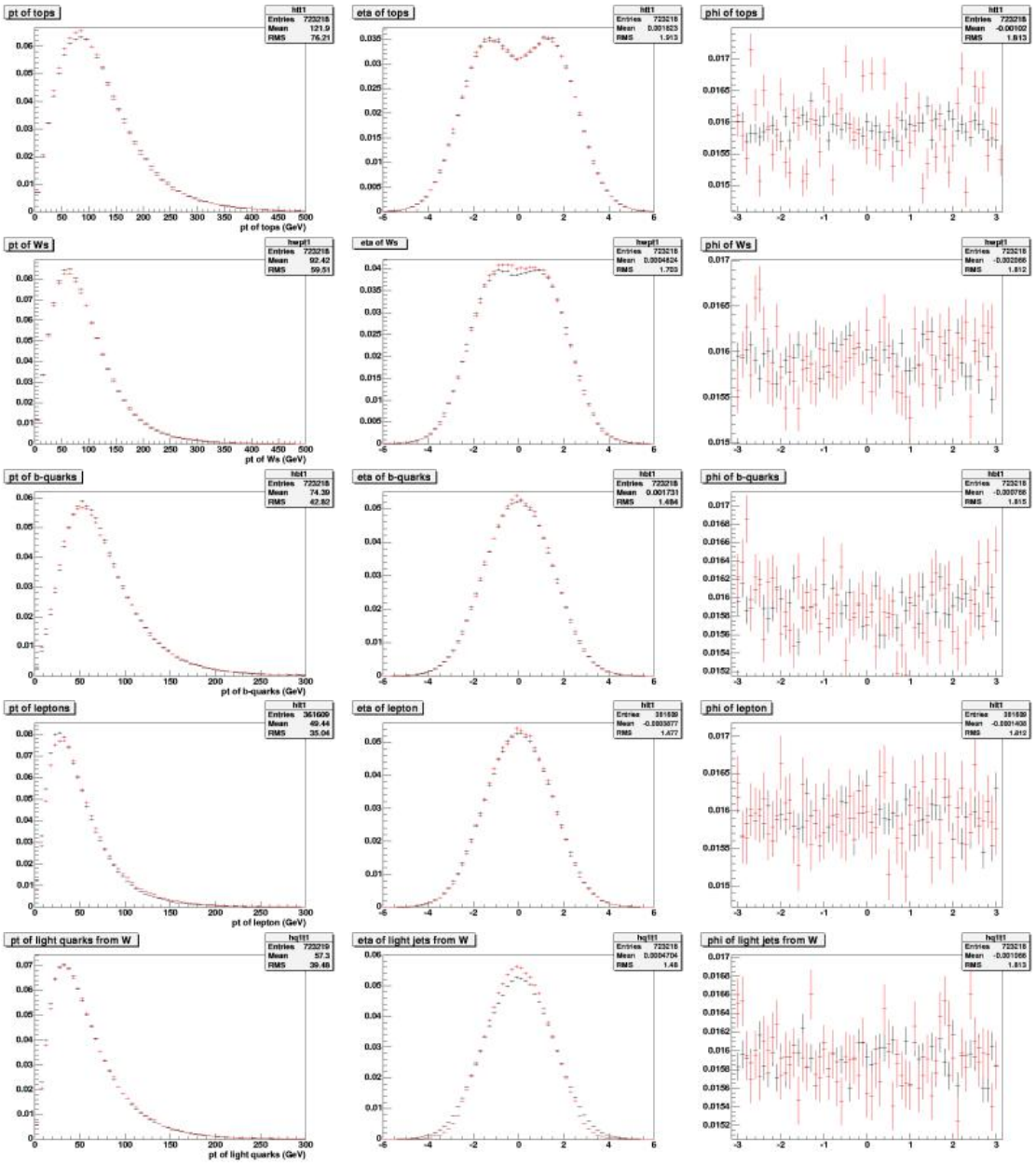


FIGURE 4.1 – *Comparaison des distributions cinématiques des particules de la vérité partonique, entre MC@NLO (rouge) et TopRex (noir). De haut en bas : tops, bosons W, quarks b, lepton chargé, et quarks issus du W. De gauche à droite, impulsion transverse, η, ϕ.*

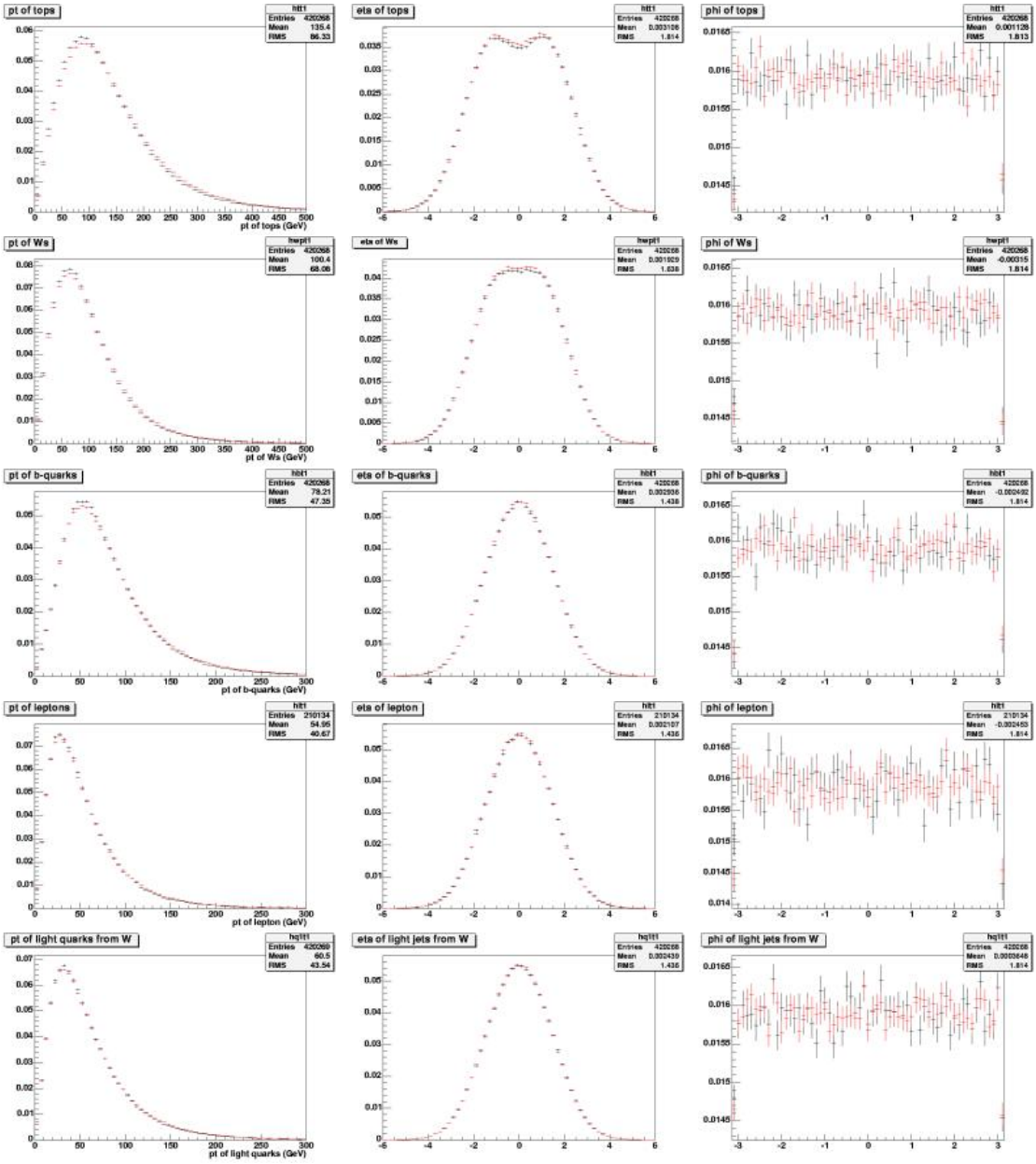


FIGURE 4.2 – *Comparaison des distributions cinématiques des particules de la vérité partonique, entre AcerMC (rouge) et TopRex (noir). De haut en bas : tops, bosons W, quarks b, lepton chargé, et quarks issus du W. De gauche à droite, impulsion transverse, η, ϕ.*

au moment de l'étude. Ces deux choix impliquent des incertitudes systématiques qui ont été estimées. Une fois le cœur de l'événement (par exemple $gg/q\overline{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow qq'b\ l\nu b$) produit, l'hadronisation et la radiation des particules sont assurées par Pythia [74] version 6.2 (pour TopReX et AcerMC) ou Herwig [77] version 6.5 (pour MC@NLO et AlpGen). La décroissance des taus et le rayonnement de photons associé sont effectués par Tauola et Photos [78].

Processus	Événements pour 10 fb^{-1} ($\times 10^6$)
Signal : $t\bar{t}$ semileptonique (e, μ)	2.5
$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	1.3
$t\bar{t}$ hadronique	3.7
W + 4 jets	12
tops seuls	1.0
$b\bar{b}$	6000 ($\sqrt{s} > 120GeV$)
Z + jets	50
$ZZ + ZW + WW$	1
$Wb\bar{b}$	0.7

TABLEAU 4.1 – *Nombre d'événements de signal et de bruit de fond correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}.*

4.1.2 Simulations d'ATLAS

Les événements générés sont ensuite propagés dans le détecteur, où les signaux induits sont simulés. Deux types de simulation sont disponibles, comme mentionné plus haut. La simulation simplifiée (aussi appelée simulation rapide) d'ATLAS, ATLFAST [79] version 2.6.0, reproduit globalement le comportement des détecteurs, les effets d'acceptance (non-efficacités, zones non-instrumentées) n'étant pas intégrés par défaut. À partir des particules venant du générateur, les traces ainsi que les dépôts d'énergie sont simplement "brouillés" suivant des distributions gaussiennes basées sur l'estimation préalable des performances des éléments de détection. Cette estimation se fait à l'aide de la simulation détaillée évoquée ci-dessous, ou des tests en faisceau. Le temps de calcul est court en simulation simplifiée : sur un seul processeur, des centaines de milliers d'événements $t\bar{t}$ par jour peuvent être traités. Il a ainsi été possible de produire des dizaines de lots de 2.5 millions d'événements (à savoir l'équivalent de 10 fb^{-1} de luminosité intégrée, en ne considérant que les paires semileptoniques sans tau) pour estimer les erreurs systématiques.

La simulation détaillée (ou complète), basée sur GEANT4 [80], comprend au contraire une description précise de la géométrie de chaque détecteur, incluant les éventuelles imperfections et asymétries ainsi que la matière inerte (supports, câbles, etc.). L'interaction rayonnement-matière est modélisée pour simuler l'interaction des particules avec les détecteurs. Cette simulation a de plus été calibrée et validée grâce aux tests en faisceau : elle est donc en principe proche de la réalité. Outre la simulation du détecteur en soi, la conversion et transmission des signaux à travers la chaîne de l'électronique est également

prise en compte. Le format de données simulées est ainsi au final identique à celui des vraies données. Elles sont ensuite traitées par les algorithmes de reconstruction des particules. Les photons et électrons sont ainsi obtenus à partir des dépôts calorimétriques, ainsi que des traces internes pour les différencier. Les dépôts d'énergie permettent aussi de reconstruire les jets, et leur étiquetage se fait grâce aux traces internes. Les muons sont obtenus avec les coups enregistrés dans le trajectographe externe, combinés éventuellement avec le signal du détecteur interne. Les mêmes dépôts calorimétriques ou coups dans les trajectographes peuvent être utilisés pour reconstruire plusieurs de ces particules, ce qui provoque des chevauchements qu'il faut corriger. Un bilan de l'énergie transverse permet enfin d'en associer la partie manquante aux particules s'échappant du détecteur, notamment les neutrinos.

Le temps de calcul en simulation détaillée est considérable : 150 événements en moyenne par jour et par processeur sont produits dans ce cas. On ne peut donc en obtenir un échantillon significatif que par du calcul partagé. De plus, au vu des ressources nécessaires, il est souhaitable que chaque type de donnée ne soit produit qu'une fois, de façon centralisée, pour permettre à diverses équipes de les utiliser tout en assurant leur qualité. Ceci se fait lors des *Data Challenges* (DC) [81] organisés par la collaboration ATLAS, dont le but est autant de fournir des lots de simulations pour les études physiques que de tester les capacités des Grilles de Calcul internationales (LCG, NorduGrid, OSG...) qui servent à simuler, reconstruire et analyser les données. Deux échantillons $t\bar{t}$ ont été produits dans les plus récents DC : un lot de référence ("T1") produit avec MC@NLO, de grande priorité, utilisé non seulement pour les études sur le top mais aussi par les nombreuses études où il constitue un bruit de fond important ; et un lot contenant l'information de polarisation pour la paire $t\bar{t}$. Ce dernier lot était généré auparavant avec TopReX ; les processus adéquats ont été implémentés par la suite dans AcerMC, qui est devenu le générateur officiel pour ces données, après la validation au niveau partonique présentée plus haut. Chacun de ces lots comprend environ 500 000 événements $t\bar{t}$, reproduits intégralement ou en partie au fur et à mesure des améliorations des algorithmes et de la description du détecteur, ainsi que des validations par les groupes de travail d'ATLAS.

La modélisation du détecteur elle-même exige un travail considérable, et la description du détecteur a ainsi plusieurs "versions" régulièrement améliorées. Les lots de simulation détaillée étudiés ici correspondent à deux versions de la modélisation. La première, habituellement appelée la version "Rome", a été utilisée pour les échantillons définitifs du deuxième DC. En particulier, dans cette description, les trois couches du détecteur à pixels tonneau sont présentes. Suite à divers problèmes, l'information des TRT n'est pas disponible, ce qui implique notamment une moindre pureté pour la reconstruction des électrons ; par ailleurs, seul un des algorithmes de reconstruction des muons est disponible, et ses performances ne sont pas optimales. Le détecteur est par ailleurs idéal. Les lots de Rome, en particulier celui produit avec MC@NLO, sont ceux utilisés pour l'essentiel de la présente étude. La version suivante de la simulation a été implementée en prévision de la validation du système de calcul d'ATLAS (*Computing System Commissioning*, CSC), le DC le plus récent qui doit permettre une préparation aux premières données du LHC. Elle ne suppose plus un détecteur parfait, mais prend en compte certaines des asymétries et imperfections du détecteur réel. L'information du TRT y est normalement incluse. La

production des lots du CSC est en cours actuellement.

Le lot par défaut utilisé dans la suite, généré avec MC@NLO, a été produit avec la version "Rome" de la simulation détaillée. Ce lot comprend environ 180 000 événements physiques après pondération. Sauf mention contraire, les figures présentées ici correspondent à ce lot en simulation détaillée.

4.1.3 Topologie d'un événement top-antitop

L'étude des polarisations du top et du W nécessite la reconstruction de la topologie complète de chaque événement (cf. Figure 2.5), en particulier de plusieurs référentiels de repos (ceux du W leptonique, des tops et du centre de masse $t\bar{t}$), pour le calcul des directions de vol du top, du W et des analyseurs de spin. Cette reconstruction se fait pour le signal et le bruit de fond en passant par les étapes suivantes :

- la sélection des objets pertinents, à savoir un lepton, un neutrino sous la forme d'énergie transverse manquante, deux jets étiquetés b et deux jets légers ;
- la reconstruction des deux bosons W, à partir des jets légers et de la paire lepton-neutrino ;
- l'association entre jets de b et bosons W reconstruits, pour obtenir les tops ;
- la reconstruction des référentiels de repos et le calcul des angles.

Chacun des objets élémentaires utilisés dans la première étape de la reconstruction sera présenté dans la suite.

4.1.3.1 Lepton

Un unique lepton (électron ou muon) de haute impulsion transverse est exigé. On requiert ainsi pour ce lepton $\mathrm{p}_T(l) > 20\ GeV$, ce qui correspond aux critères de déclenchement standard d'ATLAS[1]. On requiert également $|\eta(l)| < 2.5$, ce qui correspond à la zone de précision d'ATLAS (à savoir une granularité fine dans le calorimètre électromagnétique et la zone de couverture du détecteur interne et du spectromètre à muons). Ce lepton doit être isolé par rapport aux jets pour écarter des électrons provenant de la décroissance leptonique d'un quark, notamment le quark b.

Électrons Les électrons sont reconstruits par l'algorithme proposé par le groupe de performances egamma [82], optimisé pour l'étude d'électrons et photons de haut p_T (typiquement au-dessus de 15 à 20 GeV). Cet algorithme forme des d'amas de taille fixe dans chaque compartiment du calorimètre électromagnétique ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ dans le compartiment du milieu) ; ces amas sont associés entre eux et des critères sur la forme du dépôt calorimétrique sont ensuite appliqués. L'amas est également associé avec une trace interne proche telle que le rapport entre énergie de l'amas et impulsion de la trace $\frac{E}{p}$ soit proche de un. Les seuils de chacun des critères de l'algorithme ont été étudiés, et les valeurs par

1. Les données du déclenchement n'étaient pas encore toutes disponibles pour les lots de Rome ; l'étude des effets correspondants n'a donc pas été effectuée.

défaut se sont avérées pertinentes pour cette étude. L'efficacité de reconstruction, à savoir le rapport entre le nombre d'électrons reconstruits et le nombre de vrais électrons vérifiant les critères de sélection, est illustrée en fonction de η et de p_T sur la Figure 4.3. La valeur moyenne est d'environ 83.3 %. Les jonctions entre les demi-tonneaux du calorimètre électromagnétique, à $\eta = 0$, et entre tonneau et bouchons pour $|\eta| \sim 1.4$, se traduisent par une moindre efficacité locale. L'efficacité est par ailleurs constante dans le tonneau et légèrement décroissante avec η dans les bouchons. On constate une amélioration de l'efficacité de l'algorithme avec l'impulsion transverse jusqu'à environ 100 GeV.

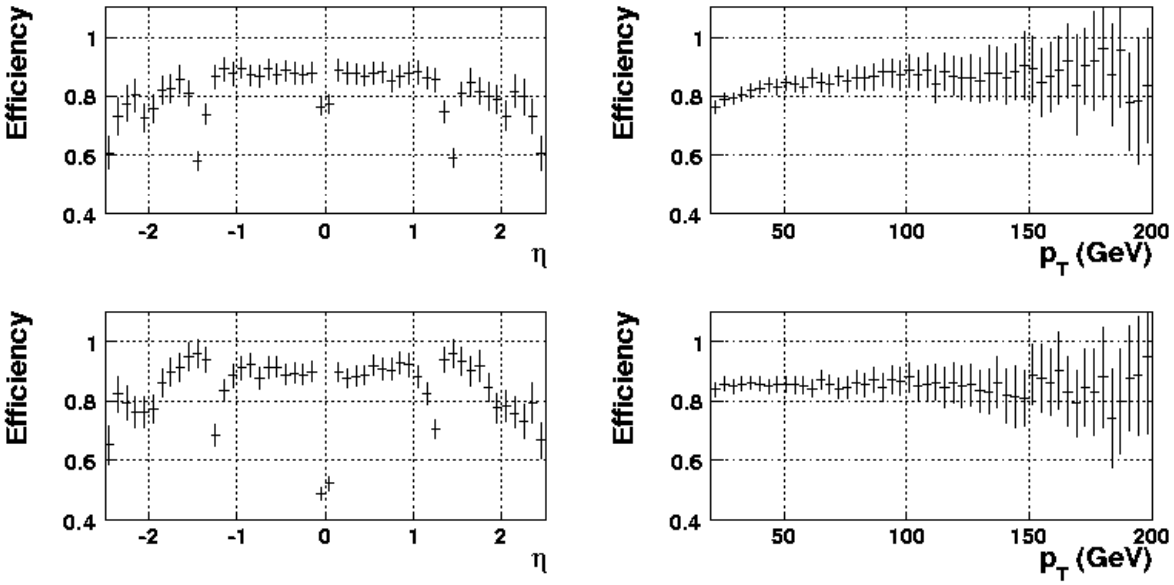


FIGURE 4.3 – *Efficacité de la reconstruction des leptons sélectionnés, en fonction de η et de p_T. Les histogrammes du haut correspondent à l'électron, ceux du bas au muon.*

Pour définir les paramètres (énergie et direction) des électrons, on peut utiliser les informations venant aussi bien de la trace dans le détecteur interne que du dépôt électromagnétique. La précision en position est meilleure pour la trace, grâce à la haute résolution du détecteur de vertex et du SCT, alors que l'énergie reconstruite dans le calorimètre, dont la résolution s'améliore avec l'énergie, est de meilleure qualité pour la gamme considérée ici que l'impulsion calculée par le détecteur interne, qui ne tient pas compte du rayonnement de freinage. Les résolutions en énergie et position correspondantes sont représentées sur la Figure 4.4. Partant de cette comparaison, au lieu d'utiliser l'information de la trace ou du dépôt calorimétrique seulement, ce qui était la norme auparavant, la direction provenant de l'impulsion $\overrightarrow{p^{trace}}$ a été combinée à l'énergie calorimétrique E^{calo} pour cette étude. Ce choix est depuis lors devenu standard pour les électrons de haut p_T dans ATLAS. Le quadrivecteur résultant s'écrit :

$$\begin{cases} E = E^{calo} \\ p_x = p_x^{trace} \times r \ (r = \frac{E^{calo}}{||\overrightarrow{p_{trace}}||}) \\ p_y = p_y^{trace} \times r \\ p_z = p_z^{trace} \times r \end{cases} \tag{4.1}$$

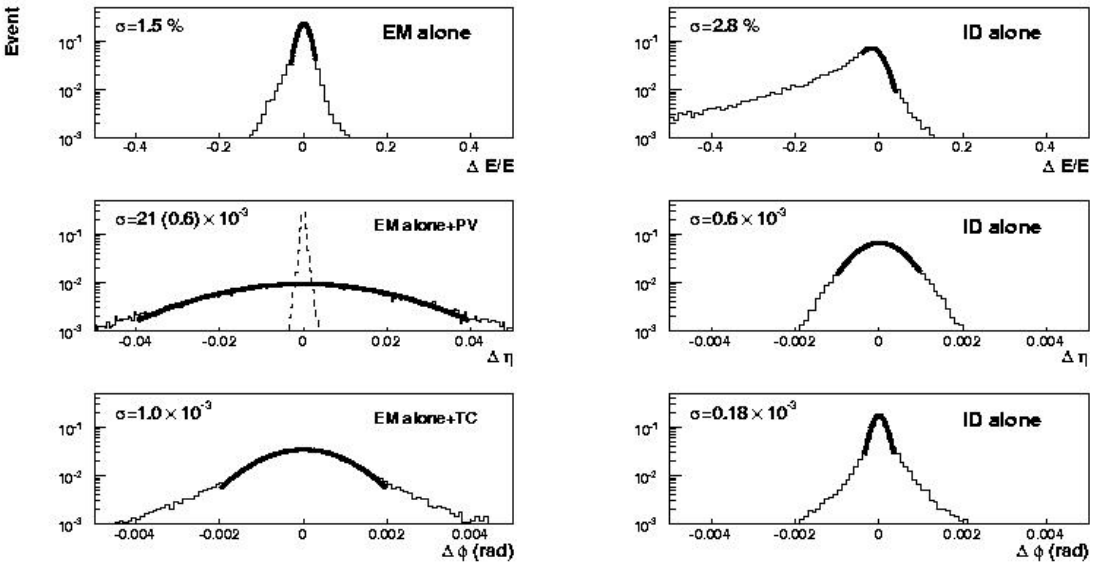


FIGURE 4.4 – *Résolutions en énergie ($\frac{\Delta E}{E}$) et en direction ($\Delta\eta$ et $\Delta\phi$) pour les électrons sélectionnés, à gauche dans le calorimètre électromagnétique, à droite dans le détecteur interne. La largeur des ajustements gaussiens est indiquée à chaque fois. La résolution en η dans le calorimètre peut être calculée en considérant un vertex primaire au centre d'ATLAS (ligne pleine) ou le vertex primaire calculé précisément par le détecteur interne (ligne pointillée). La résolution en ϕ dans le calorimètre est calculée en tenant compte de la courbure des traces dans le champ magnétique.*

L'isolation de l'électron est estimée grâce à l'énergie déposée dans les calorimètres dans un cône autour de l'électron (lui-même exclu). La largeur de ce cône est de $\Delta R = 0.3$ pour les lots de Rome, à savoir la plus petite alors disponible. On considère comme isolés les électrons dont l'énergie mesurée dans le cône ne dépasse pas 10 GeV. Les électrons contenus dans un jet sont ainsi rejetés. La distribution de cette énergie est représentée sur la Figure 4.5.

Muons Les muons sont reconstruits en combinant les informations du spectromètre externe, reconstruites avec les algorithmes Moore [83] et Muonboy [84], avec celles du trajectographe interne, respectivement avec les algorithmes MuID et Staco. Cette combinaison permet d'améliorer le calcul de l'impulsion et le facteur de rejet de muons issus de pions ou de kaons. Les efficacités de reconstruction correspondant à MuID sont représentées sur la Figure 4.3. On observe l'étroite zone non instrumentée à $\eta = 0$, la région entre

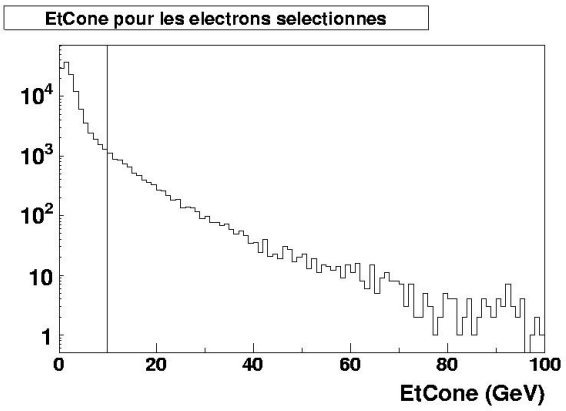


FIGURE 4.5 – *Énergie déposée dans les calorimètres dans un cône de largeur $\Delta R = 0.3$ autour de l'électron sélectionné. La coupure effectuée rejette des valeurs supérieures à 10 GeV.*

$|\eta| = 1.0$ et 1.4 où manquent les chambres de type EE dans le spectromètre externe, et enfin l'anomalie de reconstruction pour $|\eta| > 2.0$ spécifique aux lots de Rome. L'efficacité de reconstruction est constante en η partout ailleurs, ainsi qu'en p_T. L'isolation des muons, de façon similaire à celle des électrons, se fait par l'étude de l'énergie calorimétrique dans un cône de largeur $\Delta R = 0.2$. Le muon est isolé par rapport aux jets quand cette énergie est inférieure à 10 GeV.

La valeur moyenne pour l'impulsion transverse du lepton sélectionné est de l'ordre de 60 GeV, aussi bien pour l'électron que pour le muon. La distribution de son impulsion transverse ainsi que de sa pseudo-rapidité se trouve sur la Figure 4.6. Le nombre d'événements de signal où deux leptons non isolés de haut p_T ont été reconstruits est négligeable.

4.1.3.2 Jets

Les jets sont reconstruits par un algorithme de cône. Il consiste à regrouper des amas de cellules, constitués par une méthode topologique, se situant à l'intérieur d'un cône de largeur ΔR choisie au préalable, autour d'un dépôt calorimétrique important. Une largeur de cône de 0.4, qui offre un bon compromis entre l'efficacité de reconstruction et le niveau de bruit, a été retenue pour la simulation détaillée, inspirée notamment par des études sur la masse du top [85] [2]. Ces jets doivent être corrigés pour tenir compte de la présence éventuelle de leptons proches. La Figure 4.7 montre la distance ΔR entre les leptons et les jets.

La reconstruction des jets ne distingue pas toujours les amas correspondant à des électrons des amas hadroniques. L'électron isolé choisi peut ainsi engendrer un faux jet qu'il faut supprimer ; dans les données de Rome, ce faux jet est présent dans presque tous les événements de signal ayant un électron isolé, et l'énergie de cet électron correspond

2. Dans la simulation simplifiée, des cônes de taille $\Delta R = 0.4$ et 0.7 sont utilisés pour les jets.

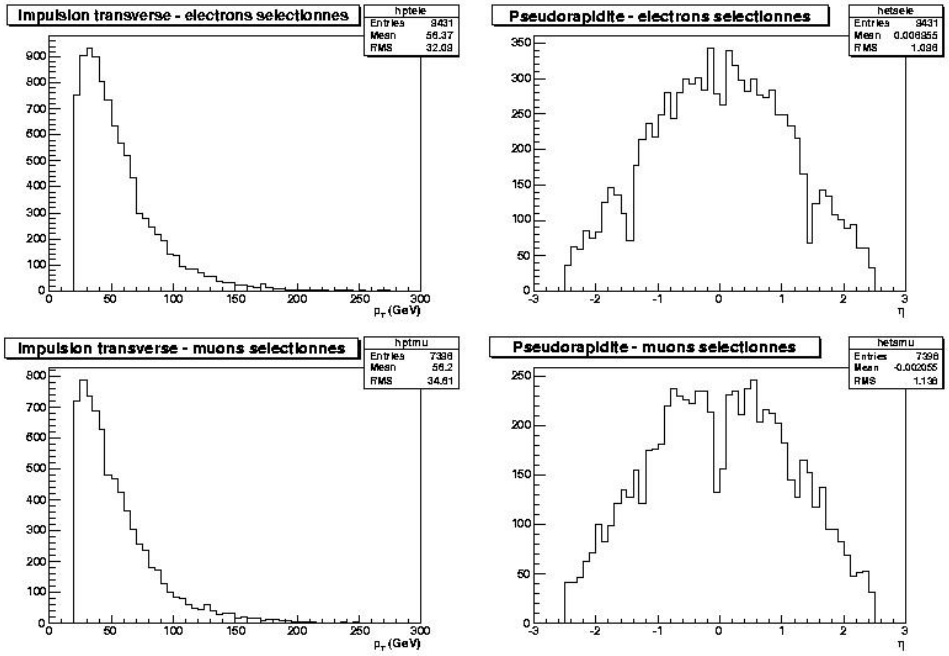


FIGURE 4.6 – *Distributions de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité η pour le lepton isolé sélectionné. En haut : électron, en bas : muon.*

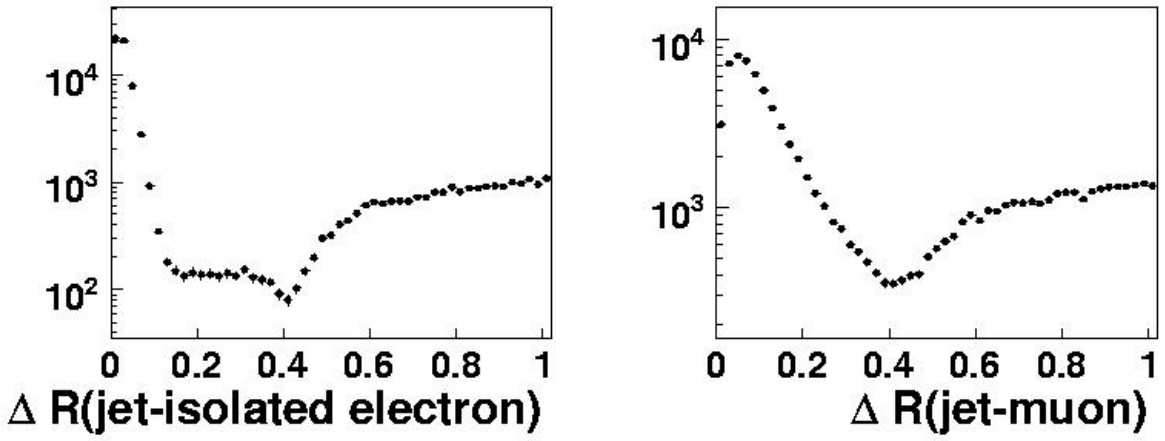


FIGURE 4.7 – *Distance (ΔR) entre le lepton et le jet le plus proche. À gauche, le lepton est l'électron isolé sélectionné ; à droite, tous les muons de l'événement avec $p_T > 3\,GeV$.*

bien à celle du faux jet. On observe clairement cette population de faux jets pour les basses valeurs de ΔR dans la Figure 4.7 ; les jets dont la distance à l'électron isolé est inférieure à 0.1 sont supprimés. Par ailleurs, une confusion est possible au niveau des dépôts calorimétriques : si un électron localement isolé est géométriquement dans le cône (relativement large) d'un jet, son dépôt d'énergie aura été ajouté indûment au jet en question. Il faut dans ce cas soustraire l'impulsion et l'énergie de l'électron à ceux du jet. On effectue cette correction pour une distance ΔR(jet, électron isolé) comprise entre 0.1 et 0.4 (cf. Figure 4.7). Pour ce qui est des muons, il n'y a pas d'ambiguïté pour les dépôts d'énergie, mais la contribution des muons non-isolés n'est pas ajoutée par défaut aux jets. L'énergie-impulsion des muons tels que ΔR(jet-muon) < 0.2 a ainsi été ajoutée aux jets.

Malgré ces corrections, l'échelle d'énergie absolue des jets reste biaisée par divers effets, notamment les fuites latérales hors du cône et la non-compensation des calorimètres. Il sera possible à terme d'obtenir un étalonnage avec des données de physique ; pour l'étude présente, on utilise des fonctions d'étalonnage calculées à l'aide de la vérité partonique. Les jets sont ainsi associés aux vrais quarks quand leur distance relative vérifie $\Delta R < 0.1$, en distinguant jets de b et jets légers. On considère cinq zones en $|\eta|$, délimitées par les valeurs : 0.6, 1.0, 1.4, 1.8 : dans chacune d'entre elles, le rapport des énergies entre jets et quarks est calculée en fonction de l'énergie du jet reconstruit. On obtient alors par ajustement polynomial de troisième degré cinq fonctions d'étalonnage pour chaque type de jet, qui sont appliquées aussi bien au signal qu'au bruit de fond.

Au moins quatre jets d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV sont requis. Cette valeur est un bon compromis entre une statistique suffisante et un faible bruit de fond combinatoire. Les valeurs en pseudo-rapidité doivent ici aussi se trouver dans la zone de précision des calorimètres : $|\eta(l)| < 2.5$. L'efficacité de cette sélection est de 50 % avec MC@NLO, et de 47 % avec TopReX, où la multiplicité des jets ainsi que le spectre des jets choisis sont légèrement plus faibles (cf. Figure 4.8). La simulation simplifiée présente une efficacité plus importante (56 %), ce qui peut être expliquée par l'absence d'inefficacité de reconstruction des jets.

4.1.3.3 Étiquetage des jets issus de quarks b

Parmi les jets sélectionnés, au moins deux doivent être étiquetés comme issus de quarks b. L'identification de ces jets se fait à l'aide des traces situées dans le cône du jet. La méthode mise au point par le groupe de performances combine la recherche de vertex secondaires déplacés (SV1) et l'étude des paramètres d'impact des traces (IP3D) [86]. On obtient ainsi un poids pour chaque jet, d'autant plus grand qu'il a de chances d'être un jet de b, et moins de chances d'être un jet de c ou léger. Le choix d'une valeur minimale de poids implique donc une efficacité ϵ_b d'étiquetage des jets de b et des facteurs de rejet des jets de c (R_c) et de jets plus légers (R_{uds}). Le lien entre efficacité et facteurs de rejet est illustré sur la Figure 4.9. La distinction entre les trois types de quark se fait avec la vérité partonique, sans purification des jets légers (c'est-à-dire sans coupure sur un quark b ou c proche) et sans isolation entre les jets.

L'étiquetage joue un rôle essentiel dans l'élimination des bruits de fond non $t\bar{t}$, en particulier les tops seuls et surtout les événements W + 4 jets. Le rapport signal sur

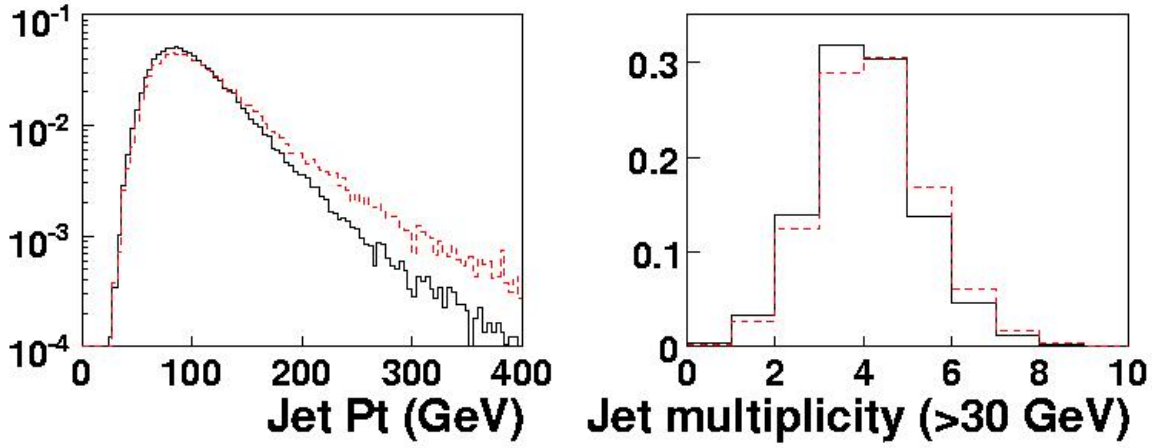


FIGURE 4.8 – *Impulsion transverse de tous les jets sélectionnés (gauche), et multiplicité des jets vérifiant $p_T > 30$ GeV (droite). Les courbes pleines noires correspondent à TopReX, les courbes pointillées rouges à MC@NLO.*

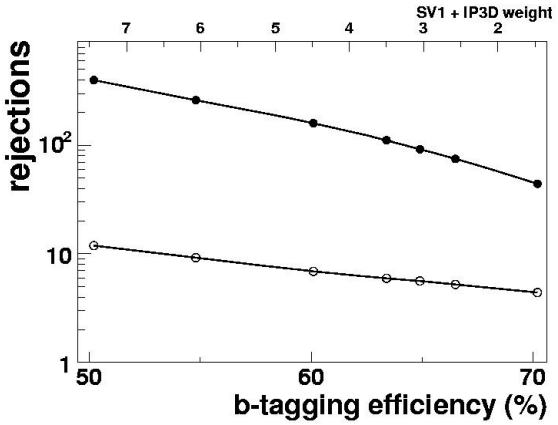


FIGURE 4.9 – *Facteur de rejet des jets légers (points) et des jets c (cercles) en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets de b. La méthode utilisé est SV1+IP3D.*

bruit de fond non $t\bar{t}$ en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets de b, une fois toutes les coupures de sélection appliquées, est représenté sur la Figure 4.10. Ce rapport reste stable en-dessous de 65 %. La pureté du jet de b associé au W leptonique est également représentée en fonction de ϵ_b, en considérant que l'association est correcte si ΔR(jet, vrai quark) est inférieur à 0.4. Cette pureté est importante pour mesurer proprement la polarisation du W. On observe une faible dépendance par rapport à l'efficacité d'étiquetage. Une valeur de 60 %, utilisée couramment dans diverses études et préconisée par le groupe de performances, est choisie ici. Les facteurs de rejet sont alors $R_{uds} = 160$ et $R_c = 7$. Pour comparaison, la méthode d'étiquetage dans la simulation simplifiée consiste simplement en une association aléatoire de la saveur (b, c, léger) selon les performances suivantes : $R_{uds} = 100$, $R_c = 10$ pour $\epsilon_b = 60$ %. Des études plus récentes tendent cependant à revoir les performances de la simulation détaillée à la hausse. Ces nouveaux résultats sont déjà utilisés dans une nouvelle paramétrisation de l'étiquetage [87], qui prend en compte l'impulsion transverse et la pseudo-rapidité des jets.

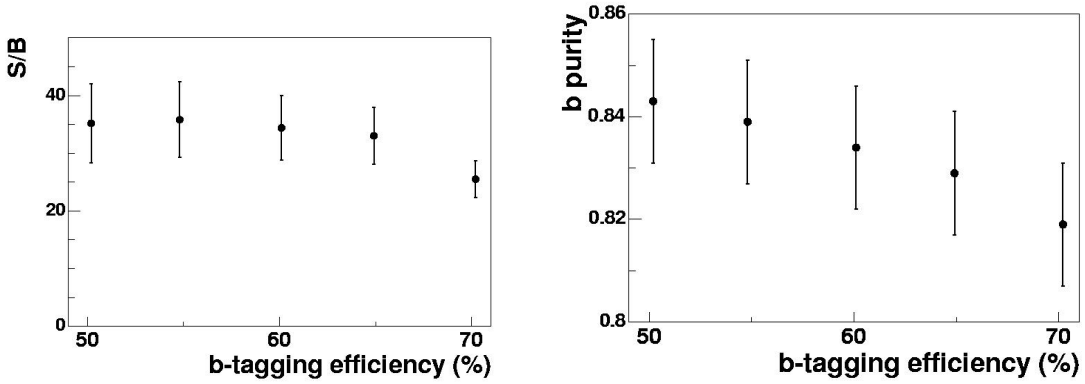


FIGURE 4.10 – *Rapport entre signal et bruit de fond non $t\bar{t}$ (gauche) et pureté du jet de b choisi du côté leptonique (droite), en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets de b.*

4.1.3.4 Énergie transverse manquante

Pour estimer l'énergie emportée par des particules non détectées (ici les neutrinos), un bilan de l'énergie transverse déposée dans le détecteur est effectué. On forme pour cela des amas de cellules calorimétriques par une méthode topologique, et on applique une correction pour compenser les pertes dans la matière en amont des calorimètres, ainsi que l'énergie emportée par les muons. Ce bilan est en principe nul quand aucune particule ne s'échappe du détecteur, et est égal à l'impulsion transverse du neutrino le cas échéant ; il constitue ce que l'on appelle l'énergie transverse manquante (p_T^m). Pour pouvoir reconstruire le neutrino, 20 GeV d'énergie transverse manquante au moins sont requis. Cette coupure canonique, illustrée sur la Figure 4.11, a une efficacité de 90 % en simulation détaillée et de 91 % en simulation simplifiée. La résolution $\Delta p_T^m / p_T^m$ est décalée de 3 % vers des valeurs reconstruites plus faibles, ce qui correspond à un décalage global de

-1.2 GeV, en accord avec les études du groupe de performances jets/p_T^m [88]. Ce décalage est corrigé pour la suite de la reconstruction.

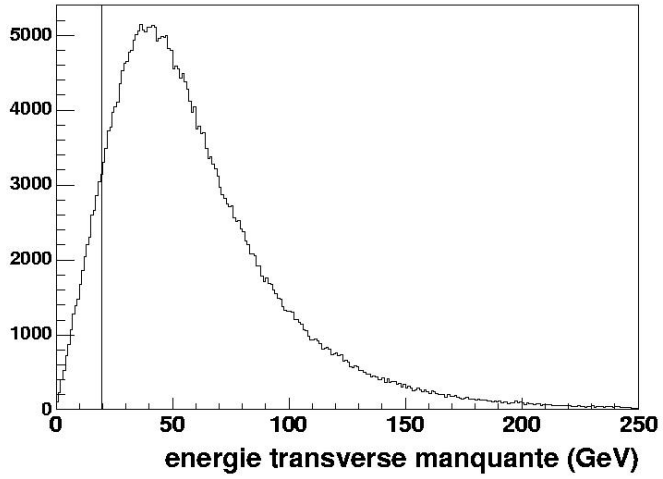


FIGURE 4.11 – *Énergie transverse manquante dans tous les événements de signal. La coupure à 20 GeV est representée par un trait.*

4.1.3.5 Efficacité de sélection

L'ensemble des coupures de sélection et leur efficacité sont résumées dans le Tableau 4.2, pour le lot MC@NLO. L'efficacité globale est très similaire en simulation simplifiée (9.3 %) et détaillée (9.5 %). L'échantillon TopReX a des efficacités plus faibles, respectivement de 7.6 % et 8.2 %, ce qui s'explique par les valeurs de p_T et de multiplicité de jets, plus faibles au premier ordre, qui ont été observées plus haut. La valeur en simulation simplifiée correspond à l'étude dans [69], où une efficacité de reconstruction de 0.9 pour les leptons et de 0.95 pour les jets était ajoutée.

Variables	Critères de sélection	Efficacité (%)	
		détaillée	simplifiée
=1 lepton isolé	$p_T > 20\ GeV$, $\|\eta\| < 2.5$	62	60.0
≥ 4 jets	$p_T > 30\ GeV$, $\|\eta\| < 2.5$	50	55.7
étiquetage b	≥ 2 jets de b	32	31.4
énergie transv. manq. (ν)	$p_T^{manq} > 20\ GeV$	90	91.1
Efficacité globale		9.5	9.3

TABLEAU 4.2 – *Critères de sélection des événements $t\bar{t}$ semileptoniques. Leurs efficacités en simulation détaillée et simplifiée pour des lots générés avec MC@NLO sont indiquées.*

Pour les événements ainsi sélectionnés, on pourra maintenant reconstruire la topologie complète de l'événement $t\bar{t}$ à l'aide des objets élémentaires (lepton, jets et énergie transverse manquante). Grâce aux coupures effectuées, une partie importante du bruit

de fond est écartée, et le bruit de fond combinatoire devient dominant. Il provient d'un mauvais choix des jets légers, du mauvais étiquetage des jets, ou encore d'une erreur sur l'association des jets de b aux bosons W. Les critères de sélection supplémentaires sur les masses reconstruites, qui seront détaillés dans la suite, doivent permettre de réduire ce bruit de fond, ainsi que celui provenant des événements avec des taus, à un niveau faible.

4.1.4 Reconstruction des bosons W et des tops

On détermine tout d'abord les jets légers devant servir à la reconstruction du W hadronique. La méthode la plus simple consiste à choisir la paire dont la masse invariante M_{jj} est la plus proche de la masse connue du W, $\mathrm{M}_W = 80.4\ GeV$. Une méthode plus complexe utilisée dans d'autres études [85], l'étalonnage *in situ*, a été considérée ici. Elle doit permettre de raffiner la sélection tout en ajustant l'énergie des jets. On considère pour chaque paire de jets légers $j_1 j_2$ la quantité suivante :

$$\chi^2 = \frac{(\mathrm{M}_{j_1 j_2} - \mathrm{M}_W)^2}{(\Gamma_W)^2} + \frac{(E_1 - \alpha_1 E_1)^2}{(\sigma_j(E_1))^2} + \frac{(E_2 - \alpha_2 E_2)^2}{(\sigma_j(E_2))^2} \tag{4.2}$$

La résolution σ_j sur l'énergie des jets a été déterminée lors du calcul des fonctions de correction pour l'énergie des jets. Pour toutes les paires de jets légers, on minimise cette quantité en fonction des coefficients α_1 et α_2. Ensuite, la paire avec la valeur de χ^2 minimisée la plus faible est retenue. Les coefficients α_1 et α_2 associés à cette paire correspondent à la correction à apporter à l'énergie des jets. Cette méthode a un effet visible sur la largeur des pics de masse du W et du top hadroniques, mais un effet similaire a été observé sur les événements de bruit de fond, notamment combinatoire. La paire de jets sélectionnée ne change pas dans la vaste majorité des cas et le rapport signal sur bruit ne s'améliore pas. L'étalonnage *in situ* n'a donc pas été retenu. La paire de jets légers est sélectionnée par la méthode simple, et elle n'est pas recalibrée dans cette étape.

Avant de reconstruire le top hadronique, les événements tels que M_{jj} s'écarte de plus de 20 GeV de la masse du W sont écartés pour réduire le bruit de fond combinatoire. On choisit alors le jet étiqueté b tel que la masse invariante M_{jjb} soit la plus proche de M_{top}, fixée dans cette étude à 175 GeV. Pour le côté leptonique, il reste un unique jet de b dans 93 % des cas, et s'il en reste plus d'un, le plus proche du lepton en ΔR est retenu. Le W leptonique est reconstruit avec le lepton et l'impulsion transverse manquante. On considère alors que la masse invariante $\mathrm{M}_{l\nu}$ doit être égale à la masse du W. En supposant que le p_T du neutrino est égal à p_T^m, on obtient donc l'égalité :

$$\left[E^l + \sqrt{(p_T^\nu)^2 + (p_z^\nu)^2}\right]^2 - (p_x^l + p_x^\nu)^2 - (p_y^l + p_y^\nu)^2 - (p_z^l + p_z^\nu)^2 = \mathrm{M}_W^2 \tag{4.3}$$

Il est alors possible de déterminer l'impulsion longitudinale p_z^ν du neutrino dans deux tiers des cas ; le reste du temps, ceci est impossible à cause de la résolution en p_T^m. On pourrait tout de même garder ces événements en modifiant la valeur de l'impulsion transverse du neutrino [69] mais la pertinence de cette méthode en simulation détaillée n'a pas pu être établie, et on ne l'applique donc pas dans la suite. Il y a en général deux

solutions pour p_z^ν menant à deux tops leptoniques différents ; celui dont la masse invariante $M_{l\nu b}$ est la plus proche de M_{top} est retenu.

Les masses des tops hadronique (M_{jjb}) et leptonique ($M_{l\nu b}$) obtenues après cette reconstruction sont représentées sur la Figure 4.12 pour les lots TopReX et MC@NLO. Un très bon accord est visible entre les simulations simplifiée et détaillée ainsi qu'entre générateurs. Les valeurs des masses, extraites par ajustement gaussien et polynomial, sont compatibles avec la valeur de génération de 175 GeV. Ces résultats sont comparables à ceux des études sur la mesure de la masse du top [89, 85], mais il faut remarquer qu'ici la valeur de la masse du top a été utilisée comme paramètre dans les critères de reconstruction. Finalement, on écarte les événements mal reconstruits en demandant des écarts entre les valeurs de masse reconstruites et la masse du top inférieurs à 35 GeV.

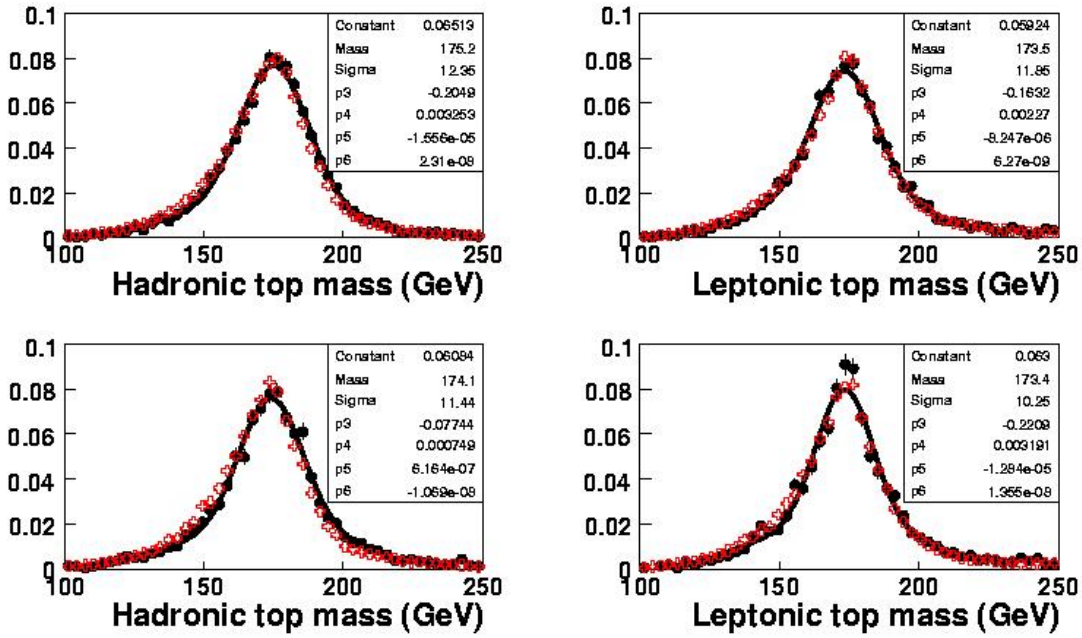


FIGURE 4.12 – *Masses des tops hadroniques (gauche) et leptoniques (droite) reconstruits, en simulation simplifiée (croix rouges) et détaillée (points noirs). Les distributions en haut proviennent des lots générés avec TopReX, celles du bas des lots MC@NLO. Les valeurs de masse et de largeur σ indiquées sont obtenues grâce à un ajustement par la somme d'une gaussienne et d'un polynôme de degré 3 sur les distributions en simulation détaillée.*

Après la reconstruction et le rejet des W et tops mal reconstruits, l'efficacité finale en simulation détaillée est de 2.7 %, à savoir 70000 événements pour 10 fb^{-1} de données. L'efficacité correspondante est légèrement plus grande dans l'étude en simulation simplifiée [69], comme indiqué sur le Tableau 4.3. Ceci est essentiellement dû à la récupération artificielle des événements sans solution pour p_z^ν. Le bruit de fond reste faible en simulation détaillée, en accord avec l'étude précédente. Il est constitué presque exclusivement d'événements $t\bar{t}$ où au moins un des bosons W décroît en un tau, ce tau ayant lui-même une décroissance leptonique. L'électron ou le muon qui en provient est moins

énergétique que dans les événements de signal, et l'impulsion transverse manquante est plus importante car deux neutrinos sont présents, ce qui a permis d'en écarter un grand nombre. Des événements $W + 4$ jets, éliminés pour la plupart grâce à l'étiquetage des jets de b, et des tops seuls, dont une large majorité ne satisfait pas les critères de masse, sont également présents dans une proportion moindre. Les événements $b\bar{b}$ et les paires $t\bar{t}$ hadroniques ont été largement éliminés, notamment grâce au lepton chargé et isolé de haute impulsion transverse, ainsi que les événements avec des bosons faibles. On ne s'intéressera pas dans la suite au bruit de fond non $t\bar{t}$; seules les paires avec des taus seront considérées, ainsi que le bruit de fond combinatoire. On peut distinguer ce dernier dans l'échantillon du signal en comparant les jets reconstruits aux vrais quarks de la génération Monte Carlo. Si l'on considère qu'un jet, b ou léger, est mal reconstruit s'il s'écarte de plus de $\Delta_R = 0.4$ de chacun des quarks vrais, on obtient un pourcentage d'événements mal reconstruits de 35 %. On peut distinguer ce bruit de fond combinatoire dans les distributions de masse de la Figure 4.13.

	Statistique pour 10 fb^{-1}($\times 10^6$)	Événements sélectionnés détaillée	simplifiée
Signal ($t\bar{t}$ semileptonique)	2.5	70000	80000
$t\bar{t} \to \tau + X$	1.3	7500	9000
$W(\to l\nu)$+4 jets	12	900	[200,550]*
tops seuls Wg	0.5	250	300
tops seuls Wt	0.2	550	450

TABLEAU 4.3 – *Nombre d'événements pour le signal et les processus de bruit de fond les plus importants, avant (gauche) et après sélection (droite), pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. Les échantillons ont été générés avec MC@NLO. *Fourchette estimée en supposant une statistique poissonienne, seules quelques dizaines d'événements ayant été sélectionnées.*

4.1.5 Effets de physique et du détecteur sur les résolutions

Pour comparer les performances entre simulations simplifiée et détaillée, il faut distinguer les différentes étapes menant des partons aux objets détectés. Ces étapes sont explicitées sur la Figure 4.14. On parle ainsi de "vérité partonique" issue des simples processus de création et décroissance du quark top ; de "vérité Monte Carlo (MC)" pour les nombreuses particules (quelques centaines) obtenues après la radiation d'état final et l'hadronisation ; enfin de "particules détectées" pour désigner les objets reconstruits à partir des signaux provenant des détecteurs. Les "effets de physique" correspondent au passage des partons à la vérité MC, simulé par Pythia ou Herwig. Les "effets du détecteur" regroupent la simulation des interactions des particules avec les détecteurs, ainsi que la reconstruction des particules dans l'analyse. La performance globale est une convolution de ces deux effets. On peut tenter de distinguer les deux types d'effets pour ce qui est des particules de l'état final que sont le lepton chargé et les quarks/jets. Il est en revanche

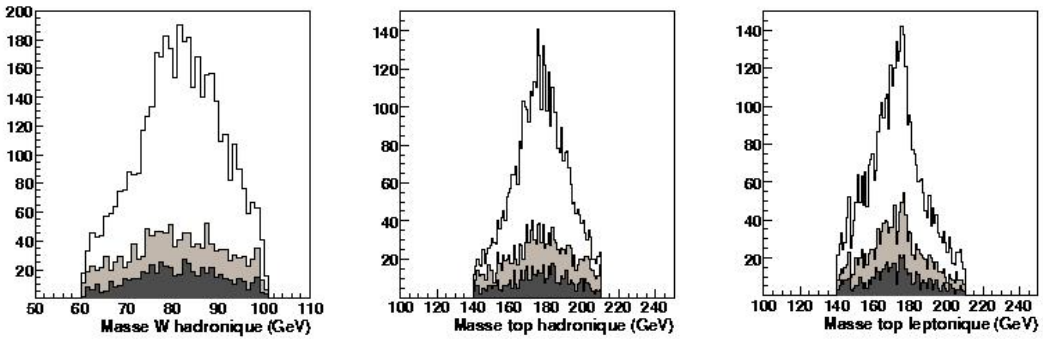


FIGURE 4.13 – *Masses du W hadronique et des tops hadronique et leptonique reconstruits, en simulation détaillée avec les lots MC@NLO. Les événements tels qu'au moins un jet de b (gris foncé) ou léger (gris clair) ne correspond pas à un quark vrai, à $\Delta_R = 0.4$ près, sont indiqués à chaque fois. Seule la coupure sur la masse du W hadronique est appliquée sur la figure de gauche ; les trois coupures sur les masses reconstruites sont appliquées sur la figure centrale et celle de droite.*

impossible de le faire pour le W et le top, et inutile pour le neutrino qui ne subit pas les radiations d'état final.

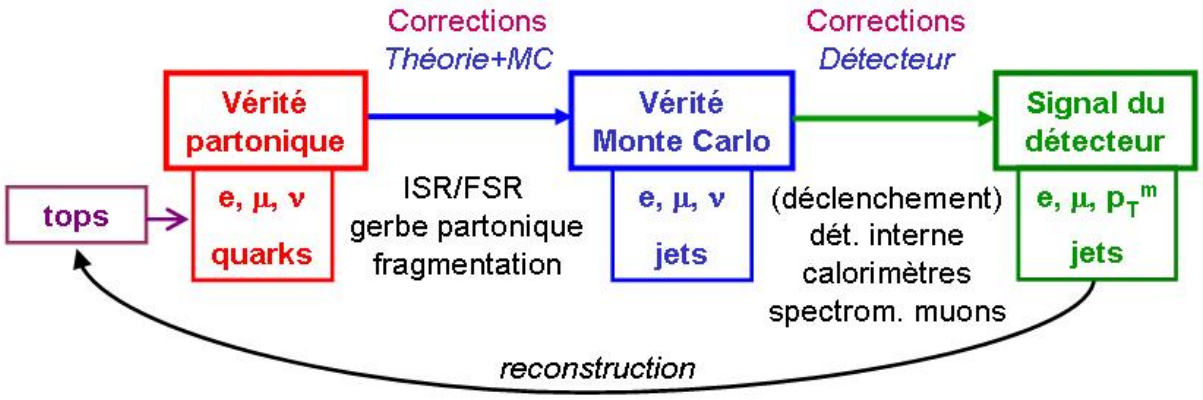


FIGURE 4.14 – *Étapes menant de la génération aux particules reconstruites. Les partons initiaux subissent les effets de physique (radiations, hadronisation), puis la vérite Monte Carlo résultante subit les effets du détecteur (simulation et reconstruction).*

4.1.5.1 Effets du détecteur sur les particules de base

Pour estimer l'importance des effets du détecteur, on compare les objets détectés à ceux de la vérité Monte Carlo. On calcule pour cela les résolutions sur l'impulsion transverse (à savoir $\frac{\Delta p_T}{p_T}$) et sur la position ($\Delta\eta$ et $\Delta\phi$). Par construction, la résolution sur p_T est une gaussienne en simulation simplifiée. La direction n'est en revanche pas modifée

par défaut ; nous y avons rajouté une incertitude, selon le même principe que pour l'impulsion transverse, en prenant pour référence la largeur de l'ajustement gaussien central des résolutions en simulation détaillée. La Figure 4.15 regroupe toutes les résolutions du détecteur pour chacun des objets.

L'impulsion transverse des électrons en simulation simplifiée est en bon accord avec la simulation détaillée. La queue de la distribution dans ce second cas est due au rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) dans la matière en amont du calorimètre ; cet effet n'est pas pris en compte dans la simulation simplifiée. Un désaccord est visible pour la résolution en p_T des muons, pour une version précédente de la simulation détaillée. L'effet correspondant – une courbe plus large et excentrée de 0.4% – s'atténue largement dans une version postérieure des algorithmes de reconstruction. Les résolutions en simulation détaillée pour le p_T des jets légers et les jets étiquetés b sont similaires, cette dernière étant légèrement meilleure. L'impulsion transverse des jets n'est pas correctement reproduite en simulation simplifiée, pour laquelle la résolution est trop optimiste. Cet effet a été constaté par ailleurs [90] et l'ancienne paramétrisation ($50\%/\sqrt{E} + 3\%$ pour $|\eta| < 3$) a été remplacée depuis par un modèle plus adéquat.

Les résolutions angulaires (η et ϕ) pour les deux simulations coïncident dans les parties centrales, ce qui est attendu par construction. Pour η, l'écart résiduel est faible pour les leptons et modéré pour les jets. La situation est plus disparate pour ϕ : les électrons, qui subissent de façon importante le rayonnement de freinage, présentent une distribution avec de larges queues en simulation détaillée. Les muons ne subissent au contraire que faiblement cet effet, et leur résolution en phi est en bon accord dans les deux cas. L'ajout de l'incertitude en ϕ sur les jets ne mène en revanche pas à une résolution réaliste : dans la suite, la valeur initiale en ϕ est conservée pour les jets.

4.1.5.2 Effets de physique sur les particules de base et reconstruites

Si l'on compare les objets finaux à la vérité partonique, les effets de physique entrent en jeu. Ces effets sont identiques pour les deux types de simulation et se cumulent aux effets précédents. On constate sur la Figure 4.16 que l'accord entre simulation simplifiée et simulation détaillée devient très bon. Les queues non-gaussiennes en particulier sont bien reproduites. La seule différence notable observée correspond au p_T du muon, due ici aussi à des problèmes de reconstruction résolus par la suite. Les résolutions en p_T se dégradent de 10 à 20 %, ce qui peut être expliqué par les radiations d'état final. La résolution pour les jets de b devient du même ordre de celle des jets légers, essentiellement à cause des neutrinos dans les décroissances semi-leptoniques du b.

Les effets du détecteur sont ainsi complètement dilués par les effets de physique, qui sont donc prédominants pour ce qui est des objets de base de la reconstruction. Vu que ces effets de physique sont les mêmes quelle que soit la simulation, il est normal que les différences entre simulations simplifiée et détaillée disparaissent. Il faut cependant noter que la simulation considérée utilise une modélisation idéale du détecteur. Les performances réelles seront donc vraisemblablement dégradées par rapport à cette estimation, notamment au début du fonctionnement d'ATLAS. La différence considérable entre les amplitudes des effets de physique et du détecteur permettent néanmoins d'espérer que ces

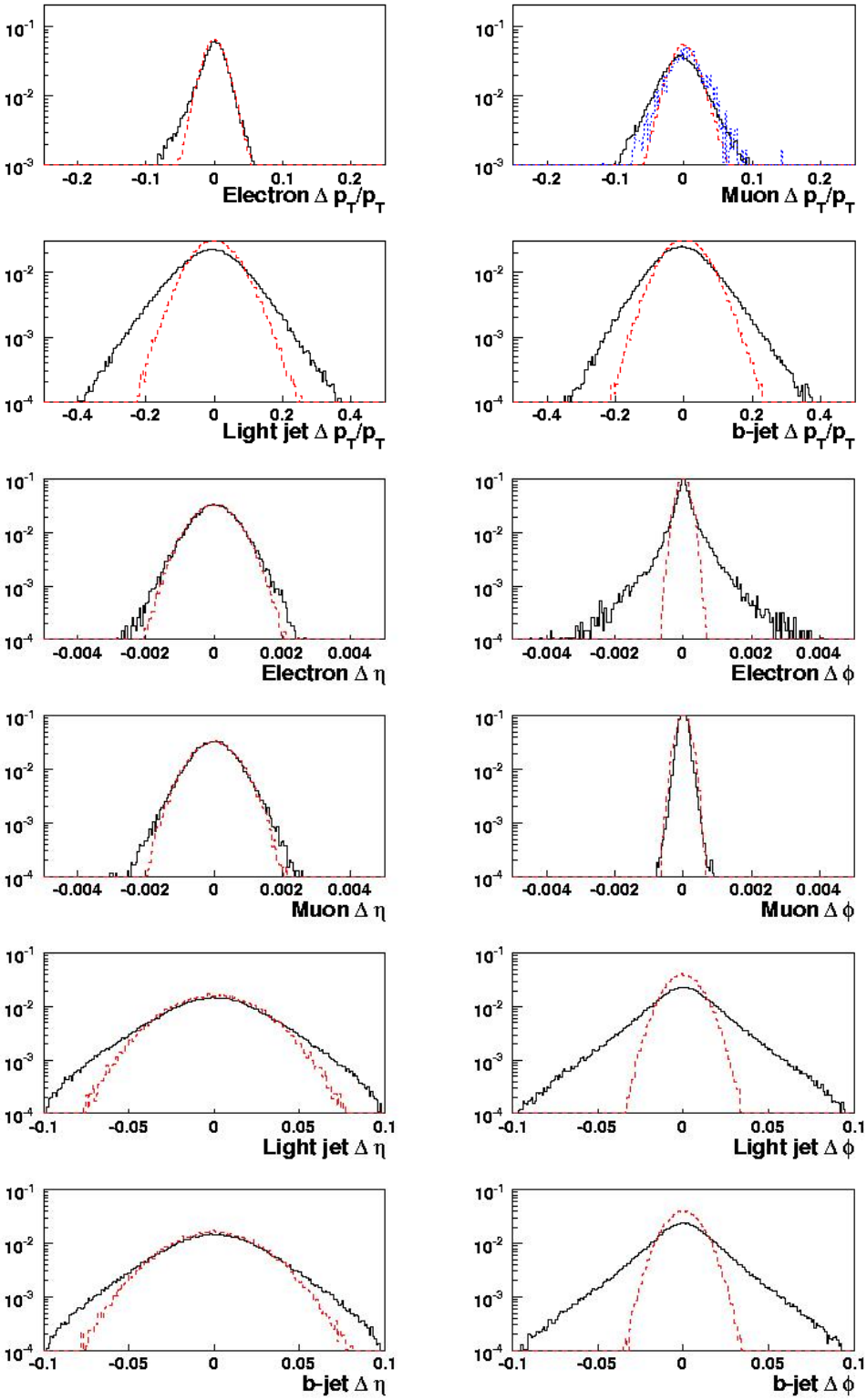


FIGURE 4.15 – *Résolutions du détecteur pour l'impulsion transverse* ($\frac{\Delta p_T}{p_T}$) *et la direction* ($\Delta\eta$ *et* $\Delta\phi$). *Les courbes pleines noires correspondent à la simulation détaillée, et les courbes rouges en pointillé à la simulation simplifiée. La courbe bleue en pointillé épais correspond à la résolution en* p_T *du muon avec une nouvelle version de la reconstruction. La largeur* σ *du pic gaussien en simulation détaillée est indiquée à chaque fois.*

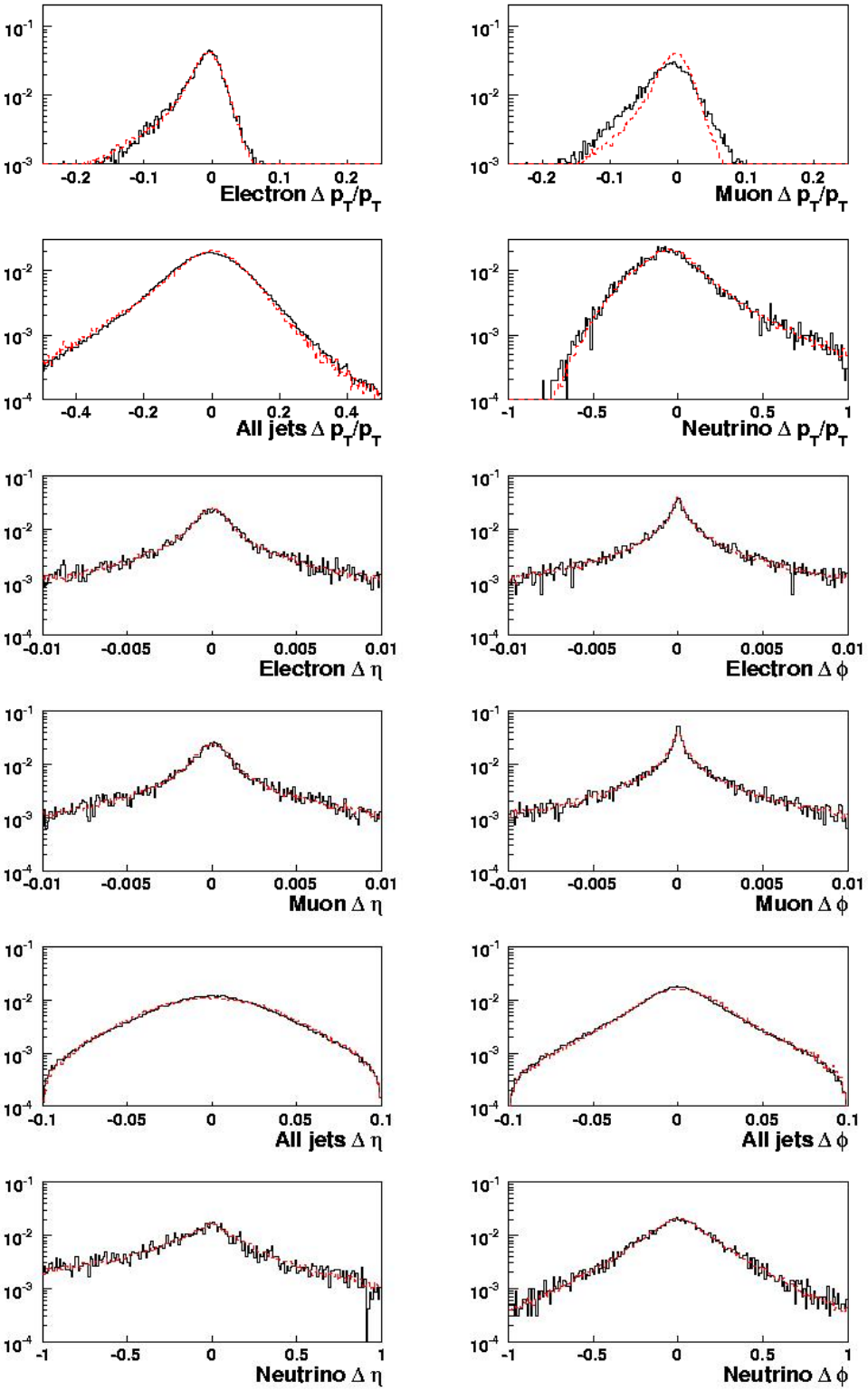


FIGURE 4.16 – *Résolutions globales pour l'impulsion transverse* ($\frac{\Delta p_T}{p_T}$) *et la direction* ($\Delta\eta$ *et* $\Delta\phi$). *Les courbes pleines noires correspondent à la simulation détaillée, et les courbes rouges en pointillé à la simulation simplifiée. Les distributions correspondant aux jets de b et aux jets légers sont très semblables, elles sont donc ici fusionnées. La largeur* σ *du pic gaussien est indiquée pour le* p_T.

derniers pourront être ramenés à un niveau raisonnable à plus long terme.

On attend ici un bon accord entre simulations pour le W et le top : la reconstruction est la même dans les deux cas, à part l'étiquetage des jets de b. Ce bon accord peut être constaté sur la Figure 4.17, où les résolutions de chacun des tops et des W sont représentées. Ceci est cohérent avec les pics de masse trouvés pour les tops, presque identiques dans les deux cas (cf. Figure 4.12). Ce bon accord se traduit naturellement par des distributions angulaires semblables. On constate ce bon accord pour tous les générateurs.

Il est donc raisonnable de comparer les mesures de polarisation en simulation simplifiée et détaillée. Cela viendrait confirmer de façon définitive la pertinence de la sensibilité à la nouvelle physique dans le secteur du top estimée en simulation simplifiée. Dans les sections suivantes, la méthode utilisée pour calculer les variables de polarisation sera présentée, et le bon accord entre les topologies sera exploité pour extraire la sensibilité en simulation détaillée et la comparer à la simulation simplifiée. En particulier, les erreurs systématiques pertinentes liées à la reconstruction de l'événement $t\bar{t}$ seront mises à jour. Le lien entre la précision prévue pour ces mesures et les recherches de nouvelle physique sera enfin rappelé.

4.2 Polarisation du boson W

En partant de la sélection et de la reconstruction détaillées ci-dessus, et de la distribution de l'angle Ψ ainsi obtenue, les composantes de polarisation du W sont calculées. La méthode utilisée ici, tout comme dans [69], sera décrite en détail, avec une comparaison entre les deux types de simulation.

4.2.1 Méthodes et résultats

Si l'on compare la distribution de l'angle Ψ obtenue après reconstruction à celle prévue par le Modèle Standard, et qui est celle de la vérité partonique, on constate un écart significatif (cf. Figure 4.18), aussi bien en simulation détaillée que simplifiée. Ce biais peut être expliqué par de nombreux facteurs : des effets de physique (hadronisation et radiations d'état final), d'acceptance (non-efficacités des détecteurs, sélection des événements) et de reconstruction (fausses particules, incertitude sur les énergies notamment des jets, mauvaises associations).

Pour obtenir une distribution angulaire non biaisée, on définit une fonction de correction, qui dépend de $\cos\Psi$. Cette fonction donne un poids à appliquer à chaque événement, selon la valeur de l'angle. Elle est obtenue simplement en divisant la distribution angulaire reconstruite par la distribution partonique. Ce rapport ne contient en principe que l'information sur le biais, et pas d'information physique. Un ajustement polynomial de troisième degré permet d'obtenir la fonction de correction. On ne considère pour cela que la région $-0.9 < \cos\Psi < 0.8$, où le biais varie de façon modérée, et qui contient la vaste majorité des événements. Le poids à appliquer est l'inverse de la valeur de la fonction, pour chaque valeur de $\cos\Psi$. La fonction de correction à appliquer sur un échantillon

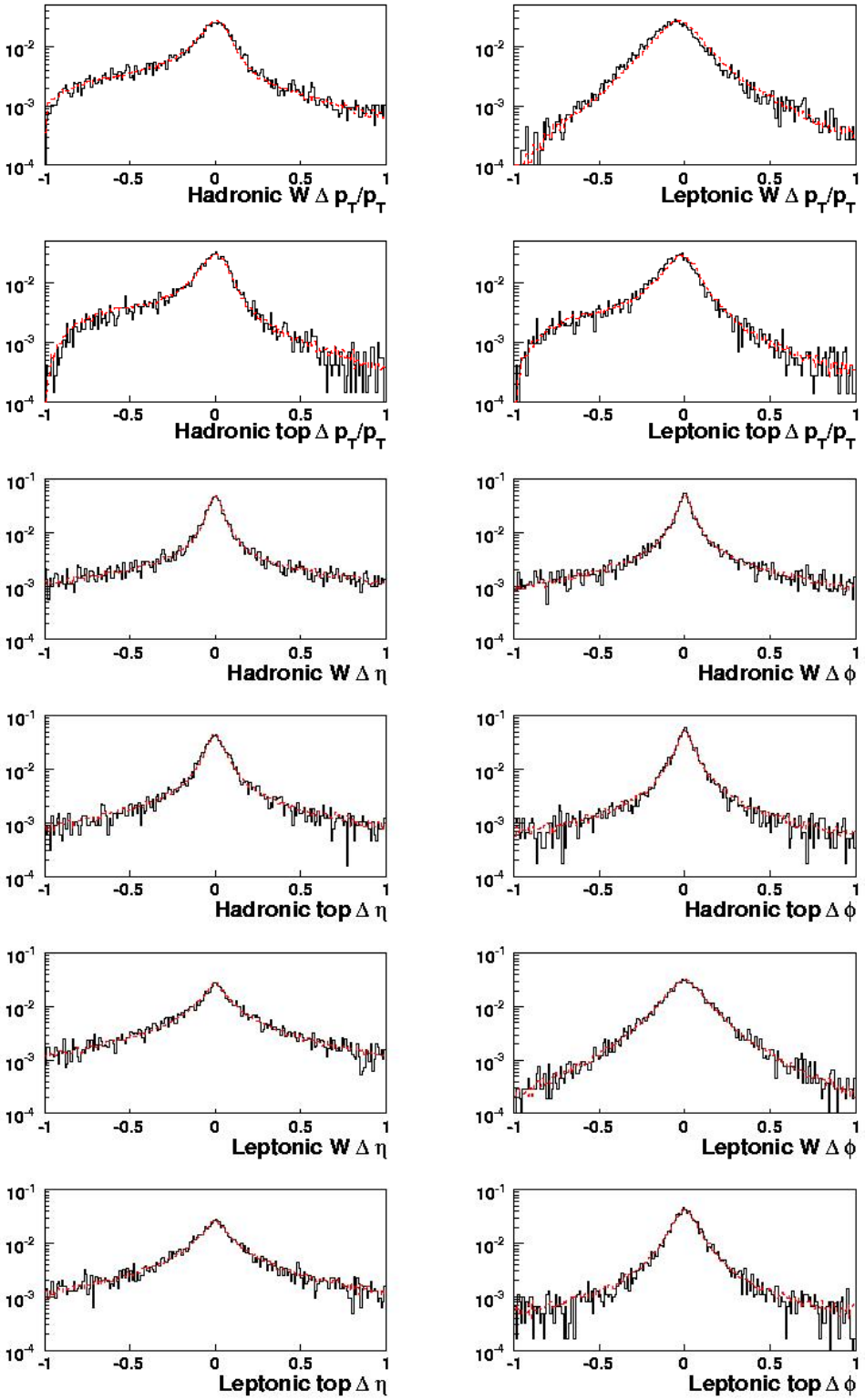


FIGURE 4.17 – *Résolutions globales pour l'impulsion transverse ($\frac{\Delta p_T}{p_T}$) et la direction ($\Delta\eta$ et $\Delta\phi$) des bosons W et quarks top reconstruits. Les courbes pleines noires correspondent à la simulation détaillée, et les courbes rouges en pointillé à la simulation simplifiée.*

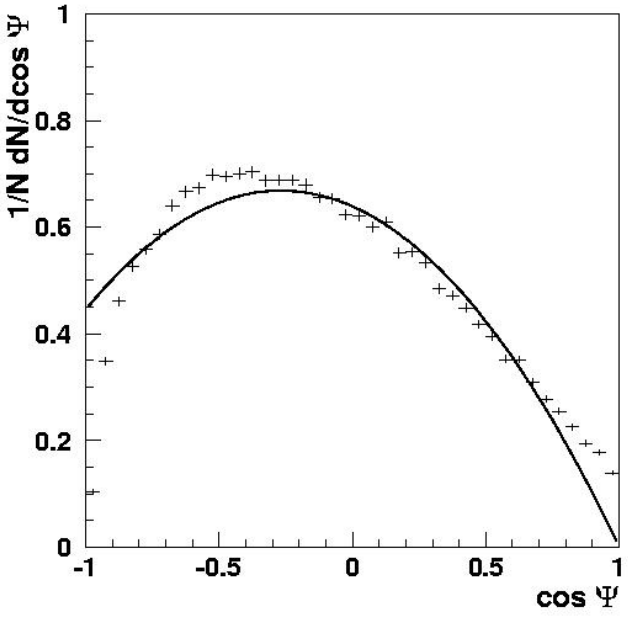


FIGURE 4.18 – *Distribution de* $\cos\Psi$*, au niveau de la vérité partonique (courbe pleine) et après reconstruction en simulation simplifiée (histogramme).*

donné doit être calculée à partir d'un autre échantillon statistiquement indépendant : la nouvelle distribution pondérée de cette manière n'est en principe pas biaisée.

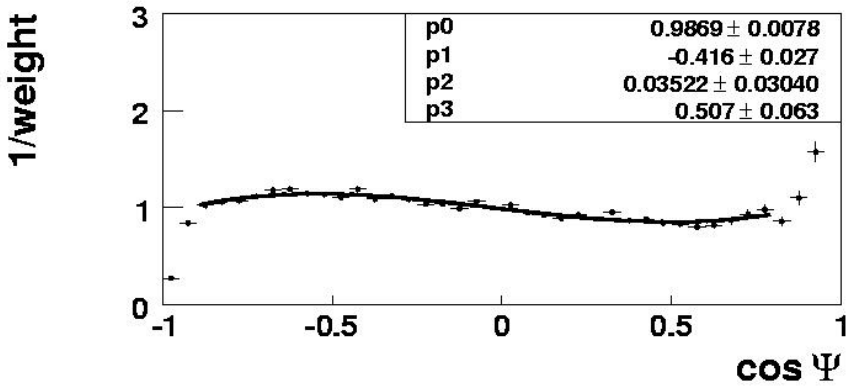


FIGURE 4.19 – *Fonction de correction, obtenue par le rapport entre distributions angulaires reconstruite et partonique, en simulation simplifiée. Le lot utilisé a été généré avec MC@NLO.*

Au vu de la faible statistique disponible, il est peu intéressant de séparer en deux parties indépendantes les échantillons de simulation détaillée pour le calcul de la fonction de correction d'une part et son application d'autre part. L'idée est alors d'utiliser directement une fonction de correction provenant d'un lot en simulation simplifiée (produit avec MC@NLO) sur les échantillons en simulation détaillée, profitant ainsi de la grande statistique disponible. Ceci est valable au vu du bon accord cinématique trouvé entre simulations et entre générateurs. Il s'agit aussi d'un test de robustesse de la méthode, pour vérifier le caractère universel de la fonction de correction. Le résultat obtenu, visible sur la Figure 4.20, est très positif : les valeurs de polarisation de départ sont retrouvées, moyennant les erreurs statistiques, y compris pour le lot produit avec un autre générateur et un autre schéma d'hadronisation (TopReX et Pythia). Par ailleurs, les distributions corrigées de $\cos\Psi$ correspondant au bruit de fond combinatoire et aux événements $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ montrent aussi un bon accord entre simulations (cf. Figure 4.21). La méthode utilisée s'est donc montrée non-biaisée et robuste.

4.2.2 Mise à jour des erreurs systématiques

Il est impossible d'effectuer l'étude extensive des erreurs systématiques en simulation détaillée, car seuls les deux lots de données standard (TopReX et MC@NLO) sont disponibles. Néanmoins, la plupart des erreurs systématiques calculées en simulation simplifiée ne dépendent pas directement de la simulation du détecteur, et leur estimation reste donc

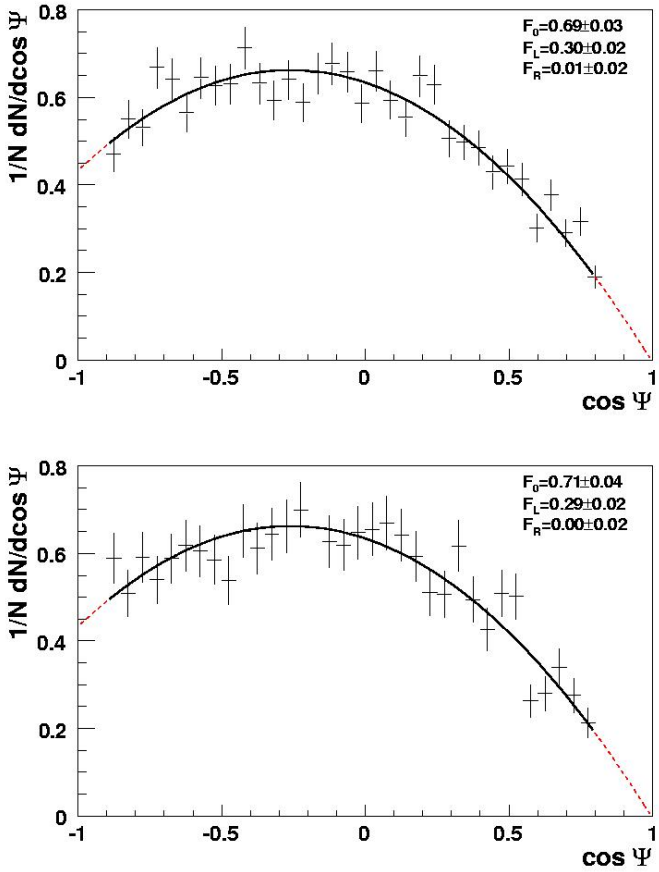


FIGURE 4.20 – *Distribution de* $\cos\Phi$ *reconstruit, après correction, en simulation détaillée. La génération a été effectuée en haut avec TopReX et en bas avec MC@NLO.*

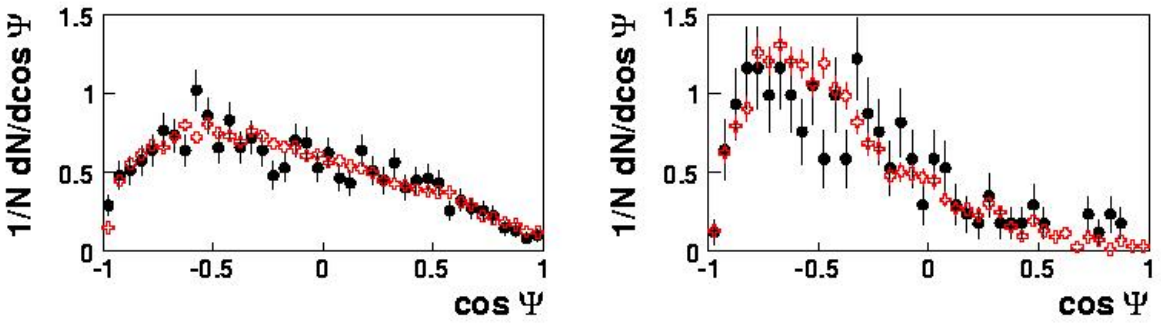


FIGURE 4.21 – *Distributions de* $\cos\Psi$ *reconstruit pour le bruit de fond combinatoire (gauche) et pour* $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ *(droite). Les points noirs correspondent à la simulation détaillée, les croix rouges à la simulation simplifiée. Les lots sont générés avec MC@NLO.*

valable au vu du bon accord trouvé. Les valeurs ainsi trouvées en simulation simplifiée sont représentées sur la Figure 4.22. Au niveau de la génération, les incertitudes peuvent provenir de l'échelle d'énergie utilisée pour la production des partons (*Q-scale*), du choix de la fonction de structure du protons, ainsi que de la fragmentation du quark b. Les incertitudes les plus importantes correspondent cependant à la radiation d'état initial ou final, qui peut altérer la topologie de l'événement $t\bar{t}$, ainsi que du schéma d'hadronisation utilisé (Pyhtia ou Herwig).

D'importantes incertitudes sont introduites au niveau de la reconstruction, provenant de la masse du quark top, liée aux composantes de polarisation du W et utilisée comme paramètre dans la reconstruction, de l'efficacité d'étiquetage des jets de b et de l'échelle d'énergie des jets de b (celle des jets légers est néligeable ici). Ces deux dernières ont pu être mises à jour avec la simulation détaillée (l'influence de la masse du top aurait exigé d'autres lots produits avec des masses différentes). On fait ainsi varier l'efficacité d'étiquetage entre 50 % et 70 %, et on recalcule alors la valeur des composantes de polarisation. De même, on multiplie l'énergie de chaque jet de b par un facteur allant de 0.95 à 1.05 pour en observer l'impact sur la polarisation ; on s'attend à une augmentation de $\cos\Psi$ quand l'échelle d'énergie des jets de b augmente, ce qui peut être compris avec la formule approchée de l'Équation 2.3, puisque $\cos\Psi$ croît avec M_{lb}. On observe effectivement un tel comportement, aussi bien en simulation simplifiée que détaillée.

Pour les deux systématiques ainsi étudiées, la dépendance des composantes de polarisation est très similaire pour les deux simulations du détecteur. La Figure 4.23 montre ainsi cette dépendance en fonction de l'échelle d'énergie des jets de b, qui introduit la systématique la plus importante, en simulation simplifiée et détaillée. Les pentes sont à chaque fois très semblables, et l'incertitude correspondante est donc presque identique.

Les autres incertitudes systématiques envisageables sont l'influence du bruit de fond, qui reste négligeable en simulation détaillée, et celle du bruit d'empilement provenant des événements de biais minimum. Cette dernière n'a pas pu être mise à jour avec les données de Rome qui n'incluaient pas le bruit d'empilement pour les échantillons utilisés ici.

Au vu des diverses comparaisons effectuées, les résultats de l'étude en simulation simplifiée sont corroborés. Leur mise à jour avec les valeurs trouvées en simulation détaillée ici ne modifie pas les incertitudes systématiques calculées alors, qui peuvent donc être considérées comme une estimation plausible de la précision qu'atteindra ATLAS avec 10 fb^{-1}. Ces résultats sont rappelés sur le Tableau 4.4, combinés à ceux de l'étude similaire effectuée dans le canal dileptonique. Ils ouvrent la voie à la recherche de phénomènes non-standard.

4.2.3 Sensibilité à la nouvelle physique

4.2.3.1 Mesure d'une composante non-standard

La méthode présentée ci-dessus utilise l'information de polarisation partonique lors du calcul de la fonction de correction. Elle suppose donc un vertex tWb tel que prédit par le Modèle Standard. Si de nouveaux phénomènes devaient se manifester, modifiant la polarisation du W, cette fonction de correction ne serait pas la bonne. L'ajustement sur la

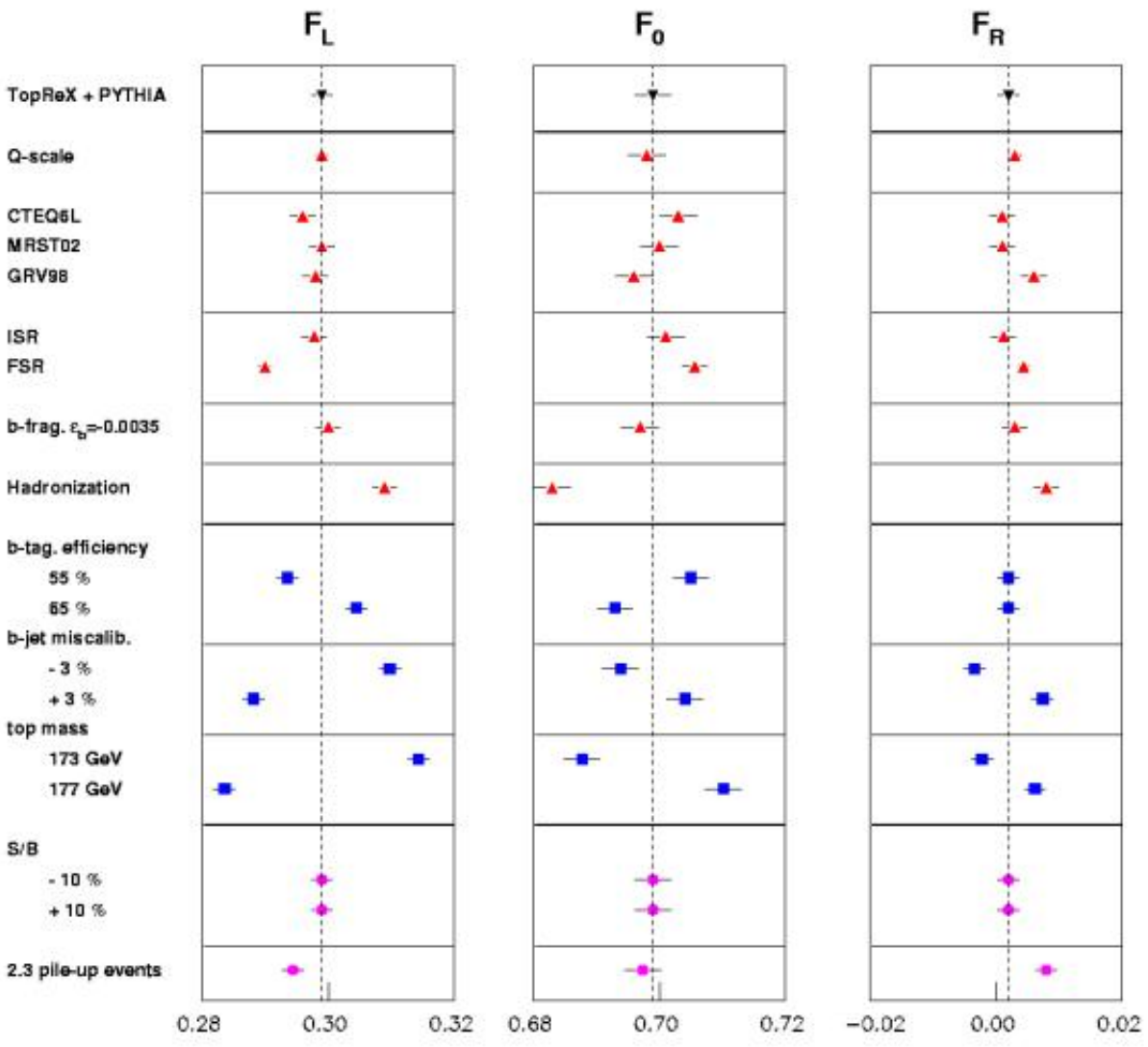


FIGURE 4.22 – *Incertitudes systématiques sur la mesure de F_L, F_0 et F_R, calculées en simulation simplifiée pour des événements $t\bar{t}$ semileptoniques.*

	Semileptonique (±stat±syst)	Dileptonique (±stat±syst)	Semi+dileptonique
F_L	0.299 ± 0.003 ± 0.024	0.314 ± 0.007 ± 0.034	0.303 ± 0.003 ± 0.024
F_0	0.699 ± 0.005 ± 0.023	0.696 ± 0.010 ± 0.016	0.697 ± 0.004 ± 0.015
F_R	0.002 ± 0.003 ± 0.012	-0.010 ± 0.005 ± 0.024	0.000 ± 0.003 ± 0.012

TABLEAU 4.4 – *Mesure des composantes de polarisation du W dans le Modèle Standard avec un an de données cumulées au LHC ($10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, 10 fb^{-1}), dans les canaux semi-leptonique et dileptonique. Le résultat combiné des deux canaux est presenté en dernière colonne.*

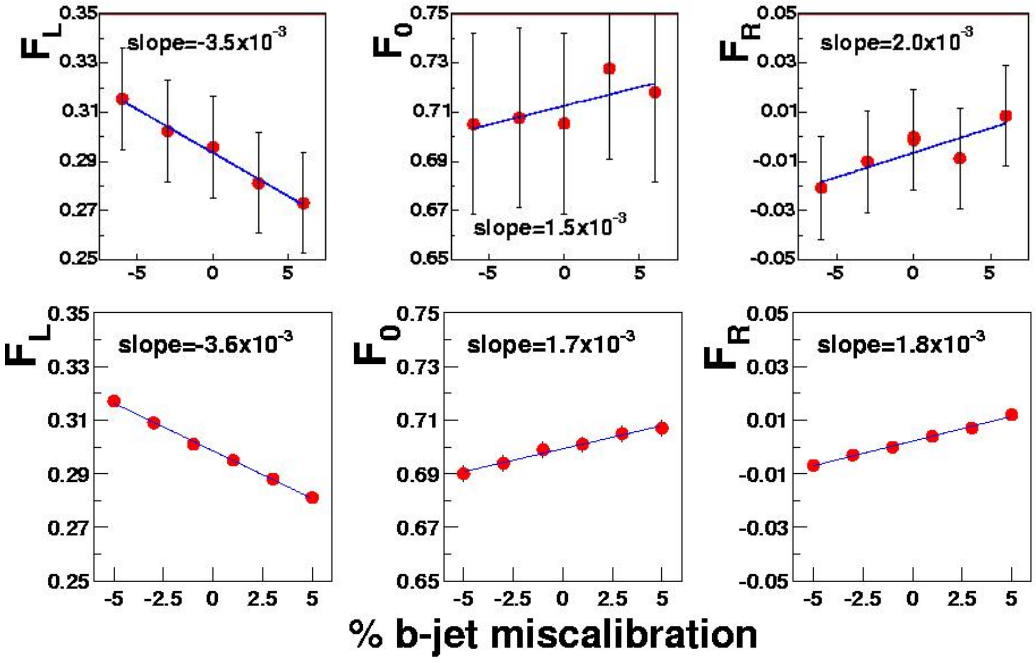


FIGURE 4.23 – *Variation des composantes de polarisation du boson W en fonction de l'échelle d'énergie des jets de b. Haut : simulation détaillée, bas : simulation simplifiée.*

distribution angulaire corrigée donnera bien des composantes de polarisation différentes de celles prédites par le Modèle Standard, mais leur valeur ne sera pas correcte. Pour obtenir les véritables valeurs non-standard, une itération est effectuée. Après avoir appliqué la fonction de correction standard, les composantes de polarisation obtenues par ajustement sont utilisées pour calculer une nouvelle distribution théorique pour $\cos\Psi$. Grâce à celle-ci, on obtient une nouvelle fonction de correction, donc une nouvelle distribution corrigée, un nouvel ajustement et de nouvelles composantes, et ainsi de suite. L'itération cesse quand les composantes obtenues après correction sont les mêmes que celles utilisées pour définir la distribution de $\cos\Psi$. Cette méthode n'a pas pu être utilisée en simulation détaillée, puisqu'elle aurait nécessité la production d'un lot supplémentaire de données non-standard. Elle a néanmoins été validée par l'étude en simulation simplifiée : une valeur de F_R allant jusqu'à 0.3 peut ainsi être mesurée en moins de quatre itérations.

4.2.3.2 Implications sur le couplage tWb

Si des effets non-standard dans le couplage tWb sont décelés, se posera la question de leur interprétation. Certaines théories ont déjà proposé des modélisations [91, 92, 93, 94], mais le grand nombre de modèles envisageables rend intéressante une approche indépendante du modèle [42, 95, 96, 97, 98]. On peut ainsi poser un lagrangien générique au second ordre, vérifiant la symétrie CP, avec huit constantes de couplage. En supposant des quarks t et b dans leur couche de masse et un W qui se couplera seulement à des fermions sans masse, ce lagrangien se ramène à :

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{b}\gamma^\mu (f_1^L P_L + f_1^R P_R) t - \frac{g}{\sqrt{2}\Lambda} \partial_\nu W_\mu^- \bar{b}\sigma^{\mu\nu} (f_2^L P_L + f_2^R P_R) t + h.c. \qquad (4.4)$$

avec $P_{R/L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. g est la constante de couplage électrofaible, et Λ l'échelle où se manifestent les effets de nouvelle physique, que l'on peut prendre égale à la masse du W. Deux des quatre couplages mis en jeu, f_1^L et f_1^R sont vectoriels, et les deux autres tensoriels : f_2^L et f_2^R. Au premier ordre dans le Modéle Standard, $f_1^L = V_{tb} \sim 1$, et les trois autres couplages sont nuls. La mesure des composantes de polarisation du W peuvent mener à une estimation de ces trois couplages non-standard [41, 98, 99]. Plus précisément, la variation de chaque composante de polarisation selon les valeurs de f_1^R, f_2^L et f_2^R est indiquée sur la Figure 4.24. On en déduit la sensibilité sur la mesure des trois couplages anormaux, présentée sur la Figure 4.25. On voit qu'une valeur non-nulle pour f_1^R serait la plus difficile à déceler, alors que la dépendance linéaire de F_L et F_0 en f_2^R fait de cette constante de couplage la plus sensible à des valeurs non-standard des composantes de polarisation.

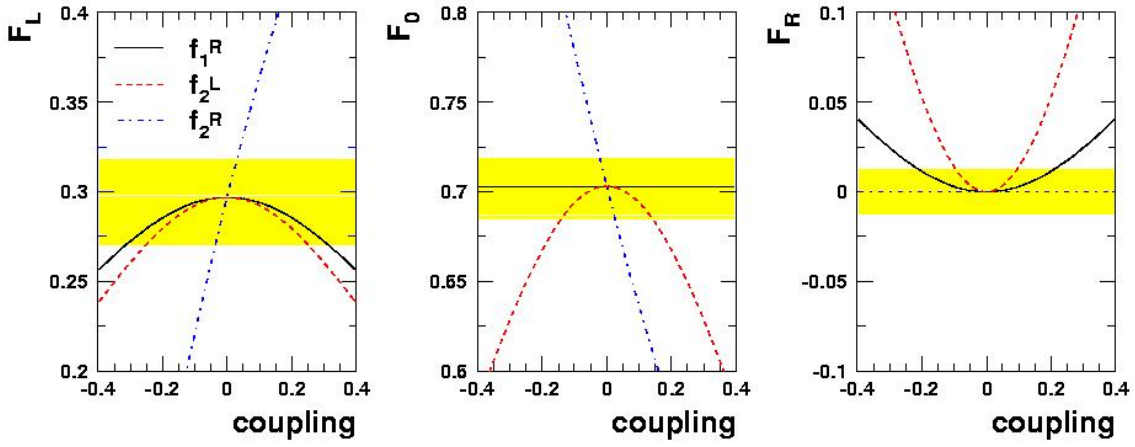


FIGURE 4.24 – *Variation des composantes de polarisation du W en fonction des couplages anormaux f_1^R (ligne pleine), f_2^L (pointillé) et f_2^R (tirets-points). Les zones grises correspondent à l'incertitude de la mesure présentée ici, en combinant les canaux semileptonique et dileptonique.*

Le Tableau 4.5 recense les limites de sensibilité à 2σ de cette étude. Ces limites sont comparées aux autres mesures existantes ou à venir. Pour ce qui est des mesures directes, des études complémentaires sont prévues au LHC avec les tops seuls [100, 101, 102] ; les prévisions au TeVatron pour des études similaires à celle-ci, avec une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} [103] sont également indiquées. Les résultats existants, extraits des données du *run I* [104] et du début du *run II* [44], sont encore peu compétitifs. Les mesures indirectes proviennent des vertex tWb intervenant dans des processus connus avec une grande précision. Ceci comprend des décroissances rares du b ($b \to s\gamma$ ou $b \to sl^+l^-$)

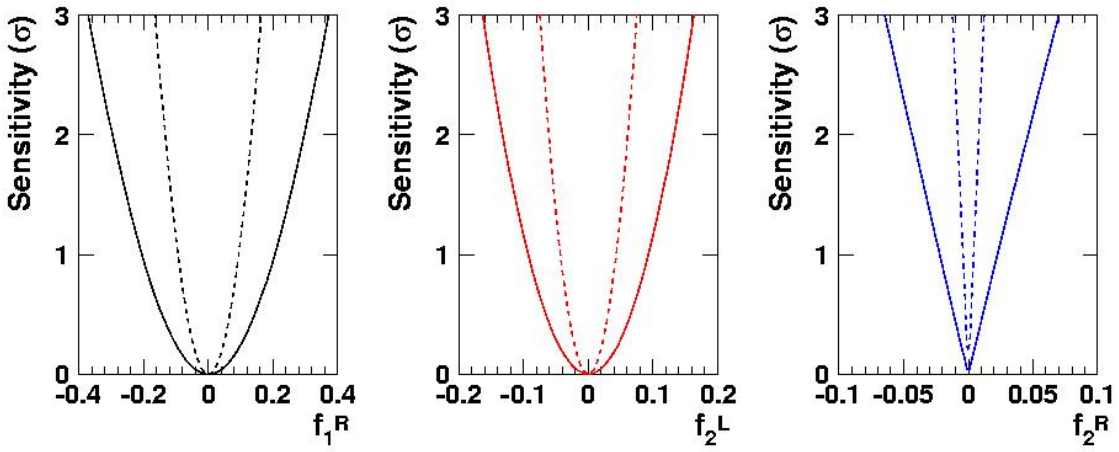


FIGURE 4.25 – *Sensibilité à la mesure des couplages anormaux f_1^R, f_2^L et f_2^R selon leur valeur, en nombre d'écarts standard σ. Les lignes pleines comprennent les incertitudes systématiques et statistiques, et les pointillés correspondent aux erreurs statistiques seulement.*

observées dans les usines à B [105], ainsi qu'à la décroissance du Z étudiée au LEP et à SLC [106], surtout sensible à f_2^R.

4.3 Polarisation de la paire top-antitop

Une fois effectuée la reconstruction de la topologie complète de l'événement $t\bar{t}$, comme indiqué dans la Section 4.1.4, les angles θ_1, θ_2 et Φ mettant en jeu les tops et leurs analyseurs de spin peuvent être calculés. La valeur moyenne des distributions $\cos\theta_1 \cos\theta_2$ et $\cos\Phi$ permet en principe d'obtenir directement une mesure des asymétries A et A_D ; comme pour la polarisation du boson W, il faudra en réalité corriger leurs biais. Vu les nombreux points communs entre les mesures de polarisation de la paire $t\bar{t}$ et celles du W, des notions introduites dans la section précédente seront directement utilisées ici.

4.3.1 Méthodes et résultats

De même que pour le W, des effets d'acceptance et de reconstruction altèrent les distributions $\cos\theta_1 \cos\theta_2$ et $\cos\Phi$, dont les moyennes ne sont alors plus des estimateurs non-biaisés des observables C et D. On corrige chacune d'elles en les pondérant événement par événement, avec une fonction de correction, issue du rapport entre distributions reconstruite et partonique dans chacun des cas. L'étude en simulation simplifiée indique que ces fonctions de correction mènent à des mesures non biaisées des asymétries. De même que ci-dessus, on profite de l'accord entre simulations pour appliquer les fonctions obtenues avec une grande statistique avec MC@NLO en simulation simplifiée aux échantillons en simulation détaillée. Les résultats sont indiqués sur le Tableau 4.6. On remarque tout

Type d'étude	f_1^R	f_2^L	f_2^R
$t\bar{t}$, LHC (10 fb^{-1}) (Stat. + Syst.)	0.30	0.13	0.04
tops seuls, LHC (100 fb^{-1}) (Stat. + 5% Syst.)	0.06	0.07	0.13
$t\bar{t}$, Tevatron (2 fb^{-1}) (Stat. seulement)	0.5	0.3	0.3
$b \to s\gamma$, sl^+l^-, usines à B (indirecte)	0.004	0.005	0.4
décroissance du Z, LEP (indirecte)	-	-	0.1

TABLEAU 4.5 – *Limites de mesure à 2σ sur les couplages anormaux f_1^R, f_1^L et f_2^R. La première ligne correspond à l'étude en simulation simplifiée incluant les canaux semileptonique et dileptonique. Sont présentées ensuite les limites attendues avec les tops seuls au LHC et avec les paires $t\bar{t}$ au TeVatron, ainsi que les mesures indirectes actuelles venant des usines à B ainsi que du LEP.*

d'abord que pour le lot MC@NLO, qui ne contient pas la bonne information de polarisation pour les tops, on trouve bien des valeurs d'asymétries compatibles avec zéro. Ceci vient confirmer le fait que la fonction de correction ne porte que l'information sur le biais de la reconstruction, et pas d'information physique. Pour ce qui est du lot TopReX, l'asymétrie A_D est correctement reconstruite moyennant les erreurs statistiques. On constate en revanche un écart d'environ $2\sigma_{stat}$ pour la valeur de A. Ceci est compréhensible puisque la reconstruction de cette asymétrie met en jeu plus de paramètres (deux angles au lieu d'un, référentiel du centre de masse $t\bar{t}$) qui sont autant de sources d'incertitude. L'étude en simulation simplifiée indique par ailleurs que le canal dileptonique devrait avoir une meilleure sensibilité pour les mesures de polarisation de la paire $t\bar{t}$; l'étude de ce canal en simulation détaillée n'a pas encore été effectuée. Lorsque celle-ci sera disponible, il faudra associer les résultats en simulation détaillée pour les deux canaux.

	Sim. simplifiée, TopReX	Sim. détaillée, TopReX	Sim. détaillée, MC@NLO
A	0.422 ± 0.020	0.67 ± 0.10	0.02 ± 0.09
A_D	-0.288 ± 0.012	-0.33 ± 0.06	0.00 ± 0.05

TABLEAU 4.6 – *Asymétries de spin dans la paire $t\bar{t}$, calculées en simulation simplifiée et détaillée, sur des lots générés avec TopReX ou MC@NLO. Les erreurs indiquées sont seulement statistiques.*

	simulation simplifiée (±stat±syst)	syst. simulation détaillée
A	0.422 ± 0.020 ± 0.081	± 0.090
A_D	-0.288 ± 0.012 ± 0.036	± 0.041

TABLEAU 4.7 – *Résultats obtenus en simulation simplifiée pour la mesure des asymétries de spin dans la paire $t\bar{t}$, dans le canal semileptonique, pour des lots générés avec TopReX. Les erreurs systématiques mises à jour par l'étude en simulation détaillée sont également indiquées.*

4.3.2 Mise à jour des erreurs systématiques

La Figure 4.26 rappelle les incertitudes systématiques sur la mesure des asymétries de spin étudiées en simulation simplifiée. Ce sont les mêmes que pour la polarisation du W, mais leur impact respectif sur les mesures est différent. En particulier, l'échelle d'énergie des jets légers, plus pertinente ici car ces jets sont des analyseurs de spin des tops, induit une incertitude non-négligeable bien que modérée.

L'erreur systématique la plus importante est ici l'échelle d'énergie des jets de b. Sa mise à jour avec la simulation détaillée indique des différences notables par rapport à la simulation simplifiée. Comme pour la polarisation du W, la Figure 4.27 illustre la variation des asymétries en fonction de cette échelle d'énergie. La dépendance est plus forte en simulation détaillée, et l'erreur systématique correspondante passe respectivement de 0.045 et 0.012 à 0.059 et 0.023. Les dépendances par rapport à l'étiquetage des jets de b, l'échelle d'énergie des jets légers et le bruit de fond restent par ailleurs modérées. On en déduit une augmentation de l'erreur systématique totale sur la mesure de A et A_D de 11 à 14 %, comme indiqué sur le Tableau 4.7. L'importance de l'étude en simulation détaillée du canal dileptonique, dont on attend de moindres erreurs systématiques d'après l'étude en simulation simplifiée, est donc une fois de plus mise en évidence.

4.3.3 Sensibilité à la nouvelle physique

Comme pour la polarisation du W, des valeurs non-standard pourront être mesurées par le biais d'une itération pour trouver les bonnes fonctions de correction. La bonne précision de la mesure des asymétries combinant canaux semileptonique et dileptonique permet donc d'espérer une sensibilité intéressante pour les divers phénomènes de nouvelle physique mentionnés plus haut. Des prédictions du Modèle Standard telles que la décroissance faible sans hadronisation ainsi que la valeur $\frac{1}{2}$ pour le spin seront testées, et une limite supérieure à la durée de vie du top pourra être établie [107].

Des modèles de brisure dynamique de la symétrie électrofaible, tels que la technicouleur et la topcouleur, pourraient ainsi être mis en évidence à travers les couplages $gt\bar{t}$ anormaux qui altèrent les polarisations des tops [108]. On pourra aussi déceler des traces d'excitations de Kaluza-Klein, mettant en jeu des gravitons dont le spin 2 impliquerait des configurations non-standard pour les spins des tops. Des dimensions supplémentaires pourront ainsi être mises en évidence si leur échelle fondamentale est au-dessous de 1.5 TeV. Un autre exemple de détection de nouvelle physique consiste en l'observation d'un

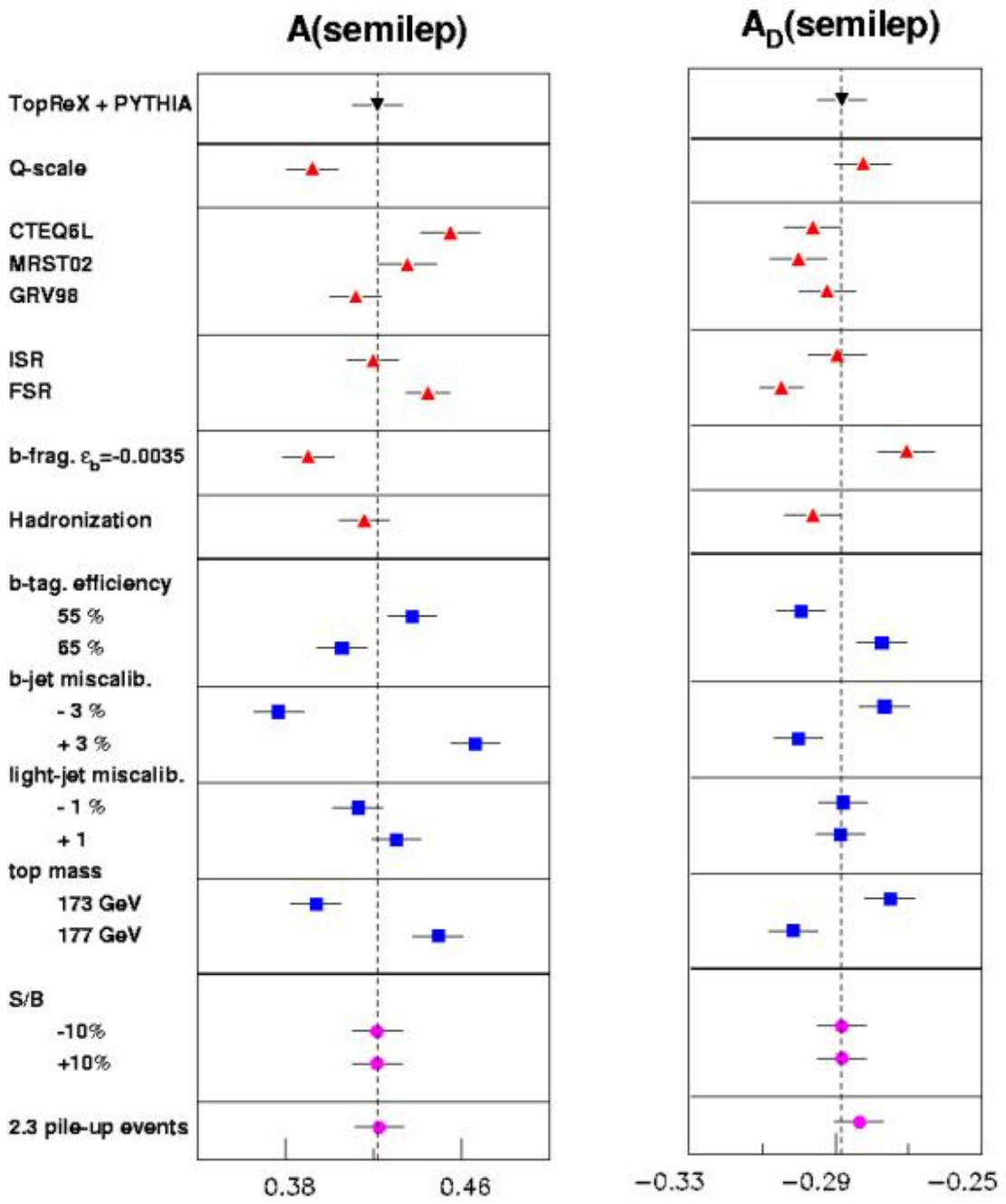


FIGURE 4.26 – *Incertitudes systématiques sur la mesure des asymétries A et A_D, calculées en simulation simplifiée pour des événements $t\bar{t}$ semileptoniques.*

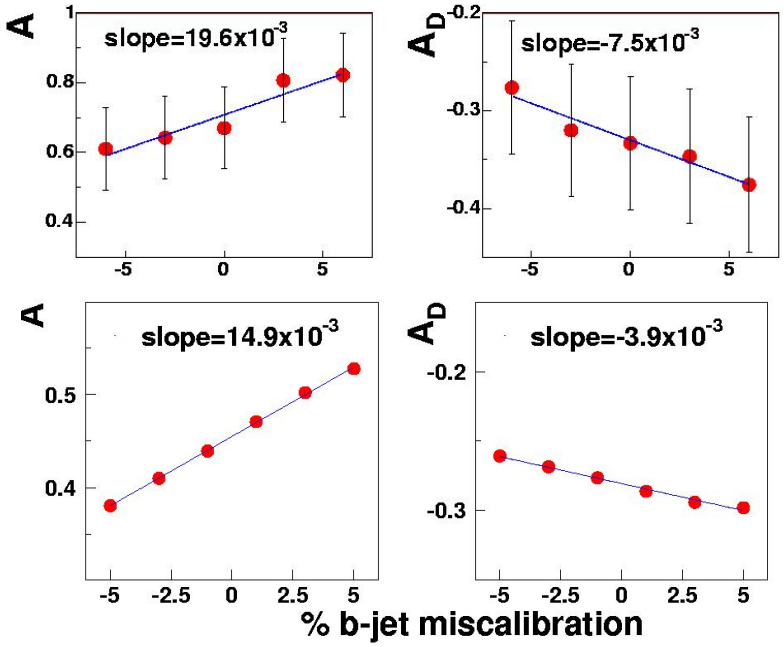


FIGURE 4.27 – *Variation des asymétries A et A_D en fonction de l'échelle d'énergie des jets de b. Haut : simulation détaillée, bas : simulation simplifiée.*

boson de Higgs chargé dans la décroissance du top. L'impact d'un tel canal sur la polarisation du W peut être faible, car la décroissance d'un boson de Higgs chargé en un électron ou un muon est peu abondante et il ne serait donc pas en compétition avec le W leptonique. La mesure de la corrélation de spin serait au contraire altérée pour certains paramètres du modèle ($M_{H^+} \sim 80\ GeV$, $\tan\beta < 2$) favorisant une désintégration du boson de Higgs chargé en deux jets. Une déviation de cinq écarts standard peut ainsi être observée si le taux d'embranchement du canal $t \to H^+b$ est supérieur à 25 %.

4.4 Conclusions

L'étude menée montre que l'accord entre simulations simplifiée et détaillée est très bon pour ce qui est de la topologie des événements top-antitop, si l'on suppose un détecteur parfait et bien maîtrisé. On constate ainsi logiquement un bon accord pour les mesures de polarisation dans les paires top-antitop ainsi que dans le boson W. La méthode de correction de biais introduite dans l'étude en simulation simplifiée s'est montrée robuste au vu de son application avec des lots de données de simulation détaillée, notamment ceux produits avec un autre générateur Monte Carlo. La mise à jour de l'incertitude systématique liée à l'échelle d'énergie des jets issus de b, une des plus importantes et qui sera certainement une des plus difficiles à maîtriser dans les premières années de fonctionnement d'ATLAS, montre une dépendance compatible avec celle observée en simulation simplifiée. Les mesures de polarisation dans la paire top-antitop pourront donc se faire avec une précision

comprise entre 1 et 4 %, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. Cette précision est très compétitive par rapport aux mesures existantes et prévues par ailleurs. Elle est surtout suffisante pour déceler, avec une statistique restreinte, des phénomènes non-standard prévus par des modèles très divers. Ceci est en accord avec l'étude exploratoire de la sensibilité d'ATLAS aux phénomènes de nouvelle physique dans le secteur du quark top. Sur le chemin menant aux découvertes, il s'agit tout d'abord de faire fonctionner ATLAS, puis de comprendre et de maîtriser les données qui en sortiront. On pourra alors mettre en oeuvre les méthodes décrites ici sur les données de physique, en s'aidant de générateurs amèliorés grâce à l'expérience qui aura été acquise au LHC, et d'une simulation décrivant au mieux les détecteurs d'ATLAS tels qu'ils seront en 2007 et au-delà.

Chapitre 5

Mise en route du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Sommaire

5.1 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS 100
5.1.1 Principe de fonctionnement 100
5.1.2 Description des composants du calorimètre 102
5.1.3 Description de l'électronique 104
5.1.4 Reconstruction du signal 108
5.1.5 Les enjeux de la mise en route du calorimètre 111
5.2 Étalonnage du calorimètre électromagnétique 113
5.2.1 Acquisition et étalonnage 113
5.2.2 Piédestaux 115
5.2.3 Délais 117
5.2.4 Rampes 117
5.3 Détection de muons cosmiques 129
5.3.1 Configuration de la prise de données 130
5.3.2 Reconstruction de l'énergie 132
5.3.3 Constitution et sélection des amas de cellules 135

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été construit entre 2001 et 2004. Chacun de ses modules assemblés a été soumis à de nombreux tests, en particulier à froid, dans le but de les qualifier. Certains ont également été soumis à des faisceaux de particules, afin d'étudier et valider leurs performances. Les différentes parties de ce calorimètre ont été installées en 2005 et 2006 dans le puits d'ATLAS. Le calorimètre est aujourd'hui en cours de mise en route, subissant les derniers tests *in situ* avant les collisions fin 2007. Après un rappel de ses caractéristiques, cet exposé détaillera les procédures d'étalonnage du détecteur, indispensables pour assurer une bonne uniformité de réponse pour plus de 170 000 canaux de lecture. L'étalonnage de la chaîne de lecture est actuellement passé en revue pour tous ces canaux. On montrera en particulier ici des études sur le lien entre l'amplitude du signal d'étalonnage envoyé et la réponse de la chaîne de lecture, par le biais

des données de "rampes". La prise de données de muons cosmiques effectuée en 2006, qui constitue la première observation de vraies particules par le calorimètre dans ses conditions définitives de fonctionnement, sera ensuite présentée,. Les efforts pour obtenir une reconstruction de l'énergie adéquate minimisant l'influence du bruit seront détaillés.

5.1 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Comme indiqué dans la Section 3.2.3.1, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [65] est un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide, à géométrie en accordéon. Cette configuration permet une segmentation longitudinale et une lecture du signal aisées. De plus, le choix des matériaux rend le détecteur robuste, résistant aux radiations et stable dans le temps. Ce détecteur joue un rôle crucial pour de nombreuses études, en particulier les canaux de désintégration du boson de Higgs en deux photons ou quatre électrons. Il doit ainsi permettre une très bonne identification des électrons et des photons, ainsi qu'une mesure précise de l'énergie des particules, de leur position et du temps de détection. Il est également crucial pour le déclenchement d'ATLAS, notamment sur les électrons et photons isolés de haute énergie. On présentera tout d'abord ici le principe de fonctionnement du calorimètre, ainsi que les performances attendues et vérifiées grâce aux tests. Les composants du détecteur seront ensuite brièvement décrits ; on détaillera la composition de l'électronique ainsi que les procédures de traitement du signal et de reconstruction de l'énergie. On introduira enfin deux des aspects de la mise en route du calorimètre, à savoir l'étalonnage *in situ* de son électronique de lecture et l'observation de muons cosmiques, en rapport avec l'historique des tests et validations du calorimètre.

5.1.1 Principe de fonctionnement

Dans un calorimètre électromagnétique à échantillonnage, le long de la trajectoire des particules, la matière active (ici l'argon liquide) alterne avec la matière passive dense (ici le plomb). Une particule qui traverse la matière passive a ainsi une grande probabilité d'interagir avec elle. Les phénomènes d'interaction dominants aux hautes énergies considérées ici sont d'une part l'émission d'un photon par rayonnement de freinage pour les électrons et positons, et la désintégration en une paire électron-positon pour les photons. À partir d'une interaction initiale, ces deux processus vont s'enchaîner successivement, créant ainsi une gerbe électromagnétique, similaire pour les électrons, positons et photons de haute énergie. Les particules de cette gerbe sont émises dans un angle faible par rapport à la particule initiale, et la gerbe aura donc une forme oblongue. Celle-ci s'étend sur plusieurs couches actives et passives (cf. Figure 5.1), où l'énergie initiale de la particule est entièrement déposée. Le dimensionnement du calorimètre électromagnétique lui permet de contenir toutes les particules de type électromagnétique issues des collisions, par exemple un électron de 1.5 TeV issu de la désintégration d'un boson Z'. Par ailleurs, des gerbes hadroniques peuvent également être initiées dans le plomb, par interaction forte entre les noyaux et les hadrons des jets. Ces gerbes sont à angle plus large, et s'étendent

jusqu'au calorimètre hadronique : leur reconstruction combine donc les dépôts d'énergie des deux détecteurs.

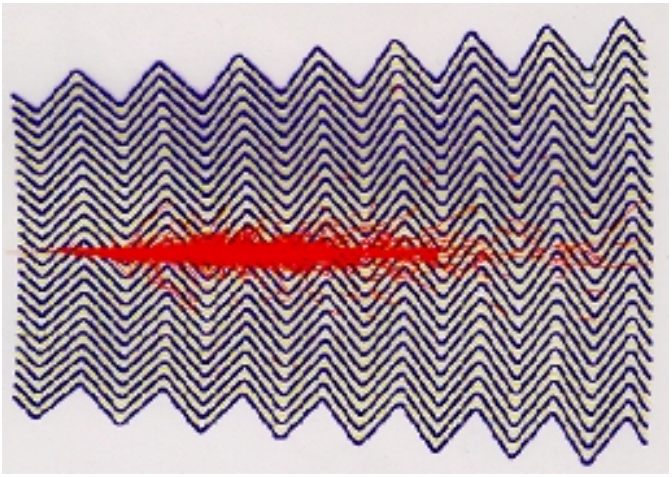


FIGURE 5.1 – *Représentation d'une gerbe électromagnétique à l'intérieur du calorimètre électromagnétique.*

Dans le plomb, l'énergie des particules de la gerbe est dissipée sans être observée ; en revanche, les particules chargées de la gerbe ionisent l'argon liquide. Les électrons de basse énergie ainsi créés dérivent dans un potentiel électrique établi entre des électrodes, intercalées entre les absorbeurs et portées à une haute tension, et les plaques de plomb qui sont à la masse. Ces électrons induisent sur les électrodes un courant électrique triangulaire dont le temps de montée est très court (environ une nanoseconde) et qui décroît ensuite vers 0 en environ 450 ns, ce qui correspond au temps de dérive des charges d'ionisation dans l'argon. Ce courant est ensuite lu et traité par l'électronique frontale. On enregistre le signal à la fréquence des collisions (un croisement de faisceaux toutes les 25 ns) et on utilise donc seulement l'amplitude maximale du courant, proportionnelle à la charge d'ionisation et immédiatement disponible. Celle-ci sera amplifiée, mise en forme, échantillonnée à la fréquence des collisions et numérisée avant d'être transférée dans une salle proche de la caverne d'ATLAS vers les processeurs où l'énergie est reconstruite. Cette procédure complexe, détaillée dans les Sections 5.1.3.2 et 5.1.4, implique un étalonnage précis sur l'ensemble des canaux de lecture ; on y reviendra dans la Section 5.2. Le signal issu des électrodes permet aussi, en passant par un circuit spécifique, d'effectuer un déclenchement de premier niveau basé sur des dépôts calorimétriques larges. Ce déclenchement est essentiel pour toute l'expérience ATLAS, et en particulier pour la sélection des signaux à traiter dans l'électronique même du calorimètre électromagnétique. Les procédures de déclenchement ne seront cependant pas détaillées dans cet exposé.

La résolution en énergie du calorimètre, un de ses paramètres les plus importants, peut être modélisée par la formule suivante [65, 109] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{5.1}$$

L'énergie E est en GeV. Le coefficient a est appelé terme stochastique. Il rend compte des fluctuations de type statistique dans la mesure de l'énergie. Celle-ci est en effet proportionnelle au nombre de particules secondaires (électrons ou photons) créées par la gerbe. Des fluctuations peuvent aussi provenir de la quantité de matière traversée en amont. Pour un calorimètre à échantillonnage comme celui d'ATLAS, la fraction d'échantillonnage du calorimètre entre également en jeu ici. Il s'agit du rapport entre matière active et matière totale traversée, qui rend donc compte de l'énergie non détectée, dissipée dans la matière passive. Le terme b correspond au bruit provenant de la chaîne d'électronique, ainsi qu'au bruit d'empilement. Le terme constant c rend enfin compte des non-uniformités. Il est dominant à haute énergie, et combine plusieurs effets, dont les non-uniformités géométriques du détecteur, les imperfections de l'étalonnage, les résidus après corrections sur les données et les fluctuations de température dans l'argon liquide.

Les objectifs en termes de performances ont été estimés par le biais de simulations numériques sur les canaux de physique les plus contraignants, notamment les décroissances du boson de Higgs en deux photons et quatre leptons. Les coefficients de la résolution en énergie doivent vérifier $a \sim 10\%\sqrt{E(GeV)}$, b de l'ordre de 400 MeV à luminosité nominale et $c \sim 0.7\%$; des valeurs comparables ont été observées lors des tests en faisceau [110], le terme constant local valant deux à quatre pour mille pour des électrons autour de quelques centaines de GeV. La non-linéarité globale à laquelle on veut aboutir est de quelques dizièmes de pourcent jusqu'à plusieurs centaines de GeV ; les tests en faisceau avec les électrons indiquent bien une valeur comprise entre un et deux pour mille. La résolution angulaire, essentielle pour l'étude du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, doit être de 50 $mrad/\sqrt{E(GeV)}$, valeur vérifiée par les tests. Cette résolution permet aussi de séparer les photons des mésons π^0 : on prévoit une efficacité de détection des photons de 90 % avec un facteur de rejet des π^0 de l'ordre de 3. Un facteur de rejet des jets dans l'identification des électrons de l'ordre de 10^5 est enfin attendu, en utilisant notamment l'information des tubes du TRT, pour une efficacité de reconstruction d'environ 80 % [111].

5.1.2 Description des composants du calorimètre

Chacun des deux demi-tonneaux du calorimètre électromagnétique est divisé en seize modules selon ϕ, et chacun des bouchons en huit modules. Ces derniers sont séparés en une roue externe finement segmentée et une roue interne à la granularité plus large, comme indiqué sur le Tableau 5.1. Chaque module est composé d'une alternance de plaques d'absorbeur et d'électrode. Ces plaques sont pliées en accordéon, de sorte que la trajectoire d'une particule rencontre chaque plaque plusieurs fois : la direction de pliage est radiale (par rapport à l'axe du faisceau) dans le tonneau, et selon l'axe du faisceau dans les bouchons, comme le rappelle la Figure 5.2. Ceci implique en particulier une géométrie différente dans le tonneau (angle de pliage fixe selon η) et dans les bouchons (angle de pliage variant avec η). La largeur des intervalles entre absorbeurs et électrodes, assurée par des espaceurs, est ainsi presque uniforme dans tout le tonneau autour de 2 millimètres, et varie en revanche de 1 à 3 millimètres selon η dans les bouchons. La géométrie et la disposition des composants du calorimètre ont été choisis notamment pour obtenir une réponse aussi uniforme que possible sur tout le détecteur [114].

Zones du calorimètre électromagnétique		Compartiments		
		1 (avant)	2 (milieu)	3 (arrière)
Pré-échant.	$\lvert\eta\rvert \leq 1.8$	0.025×0.1		
Tonneau	$\lvert\eta\rvert \leq 1.35$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.35 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.4$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.4 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	–
Bouchons	$1.375 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.425$	0.05×0.1	0.05×0.025	–
	$1.425 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.5 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.8 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.0 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.4 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.5 \leq \lvert\eta\rvert \leq 3.2$	–	0.1×0.1	0.1×0.1

TABLEAU 5.1 – *Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) des cellules dans le calorimètre électromagnétique. Les valeurs indiquées pour $\Delta\phi$ sont approchées : 0.1 représente en réalité $\frac{2\pi}{64}$. On en déduit le nombre de canaux par demi-tonneau (environ 50 000), par bouchon (environ 30 000) et dans le pré-échantillonneur (environ 10 000).*

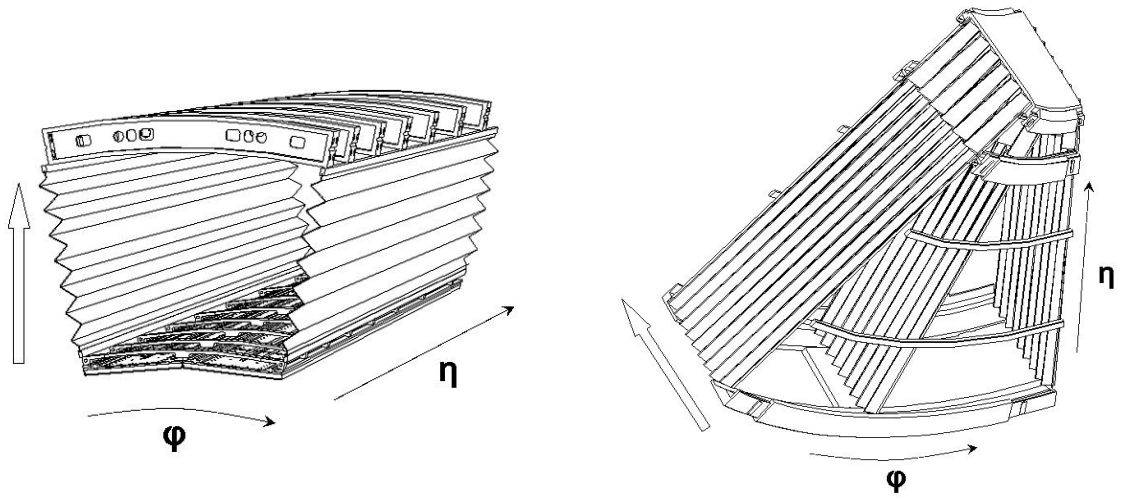


FIGURE 5.2 – *Représentation schématique des plaques du calorimètre, indiquant la direction de pliage dans le tonneau (gauche) et les bouchons (droite). Les directions selon lesquelles η et ϕ varient sont indiquées avec des flèches simples, et la direction de vol approximative des particules incidentes est indiquée avec des flèches larges.*

Les absorbeurs sont des plaques de plomb sur lesquelles une fine couche d'inox est collée pour assurer une meilleure rigidité. L'épaisseur du plomb diffère entre quatre régions selon η : respectivement 1.5, 1.1, 1.7 et 2.2 mm pour des régions délimitées par $|\eta| = 0.8$, 1.4 (tonneau), 2.5 (roue externe des bouchons) et 3.2 (roue interne). Ceci permet de compenser en partie la perte de résolution avec l'angle d'incidence des particules, due à de plus longs passages dans chaque milieu. Les absorbeurs sont connectés à la masse. Chaque électrode est quant à elle composée de trois plaques de cuivre collées sur deux plaques intermédiaires de Kapton isolant, comme l'illustre la Figure 5.3. On obtient ainsi l'équivalent d'un condensateur de part et d'autre de la plaque centrale, où le signal de physique est induit par couplage capacitif. Les cellules de lecture selon η sont ainsi délimitées sur la plaque centrale (voir Figure 5.4), qui est à la masse. Les deux plaques extérieures sont portées à une haute tension (HV) par deux circuits distincts ; cette haute tension est distribuée par des résistances sérigraphiées visibles sur la Figure 5.5. La valeur de la haute tension nominale est de 2000 volts dans le tonneau, et elle décroît par paliers avec η dans chacune des roues des bouchons, en même temps que l'intervalle entre plaques. On obtient ainsi un champ à peu près constant sur l'ensemble du calorimètre, autour de 10 kV/cm. Les connexions avec l'électronique se situent sur le bord externe des plaques, ce qui permet au signal de parcourir le plus petit chemin possible sur les électrodes.

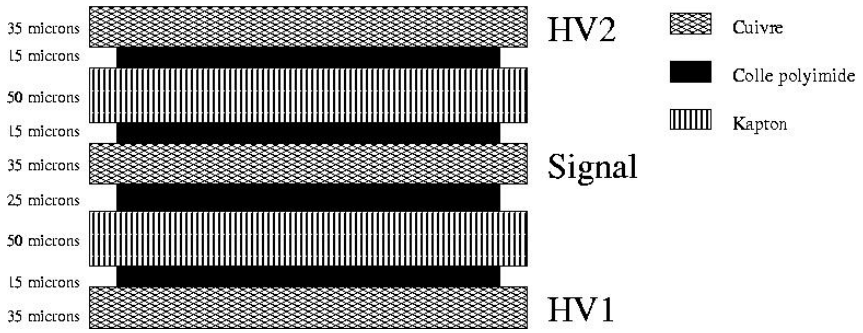


FIGURE 5.3 – *Représentation schématique des couches composant une électrode du calorimètre électromagnétique.*

5.1.3 Description de l'électronique

L'électronique du calorimètre électromagnétique peut être divisée en deux parties : l'électronique froide qui se trouve à l'intérieur du cryostat, et l'électronique chaude qui est à l'extérieur. La Figure 5.6 représente l'ensemble de la chaîne d'électronique depuis les électrodes jusqu'au système d'acquisition des données (DAQ). L'électronique du calorimètre a trois fonctions : lire et traiter le signal ; distribuer l'étalonnage ; acheminer la haute tension et connecter les masses. Son fonctionnement est identique sur l'ensemble du détecteur.

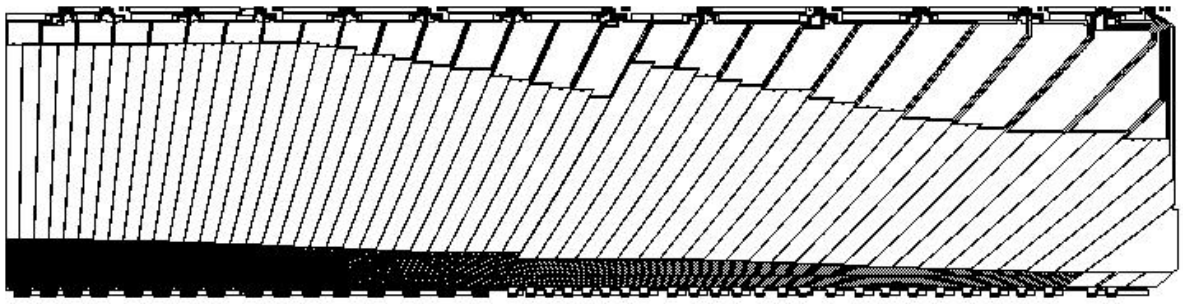


FIGURE 5.4 – *Représentation schématique de la couche de lecture d'une électrode du calorimètre électromagnétique tonneau. Chacune des cellules en η des trois compartiments est représentée. On observe un changement abrupt des longueurs des cellules pour $|\eta| = 0.8$, ce qui correspond au changement de l'épaisseur des plaques de plomb.*

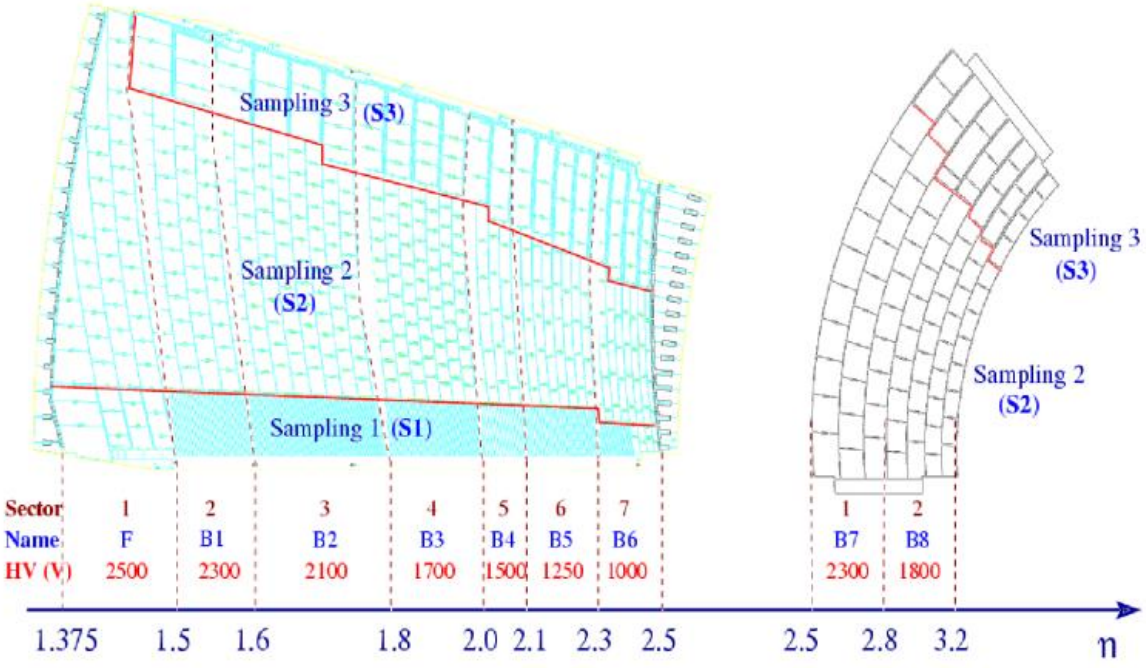


FIGURE 5.5 – *Représentation schématique d'une couche haute tension d'une électrode de chaque roue (interne et externe) du calorimètre électromagnétique bouchon. On peut distinguer les pavés délimités par les résistances sérigraphiées, ainsi que les compartiments (samplings) de chaque électrode. Les valeurs de haute tension dans chaque zone en η sont indiquées, ainsi que les limites approchées entre zones.*

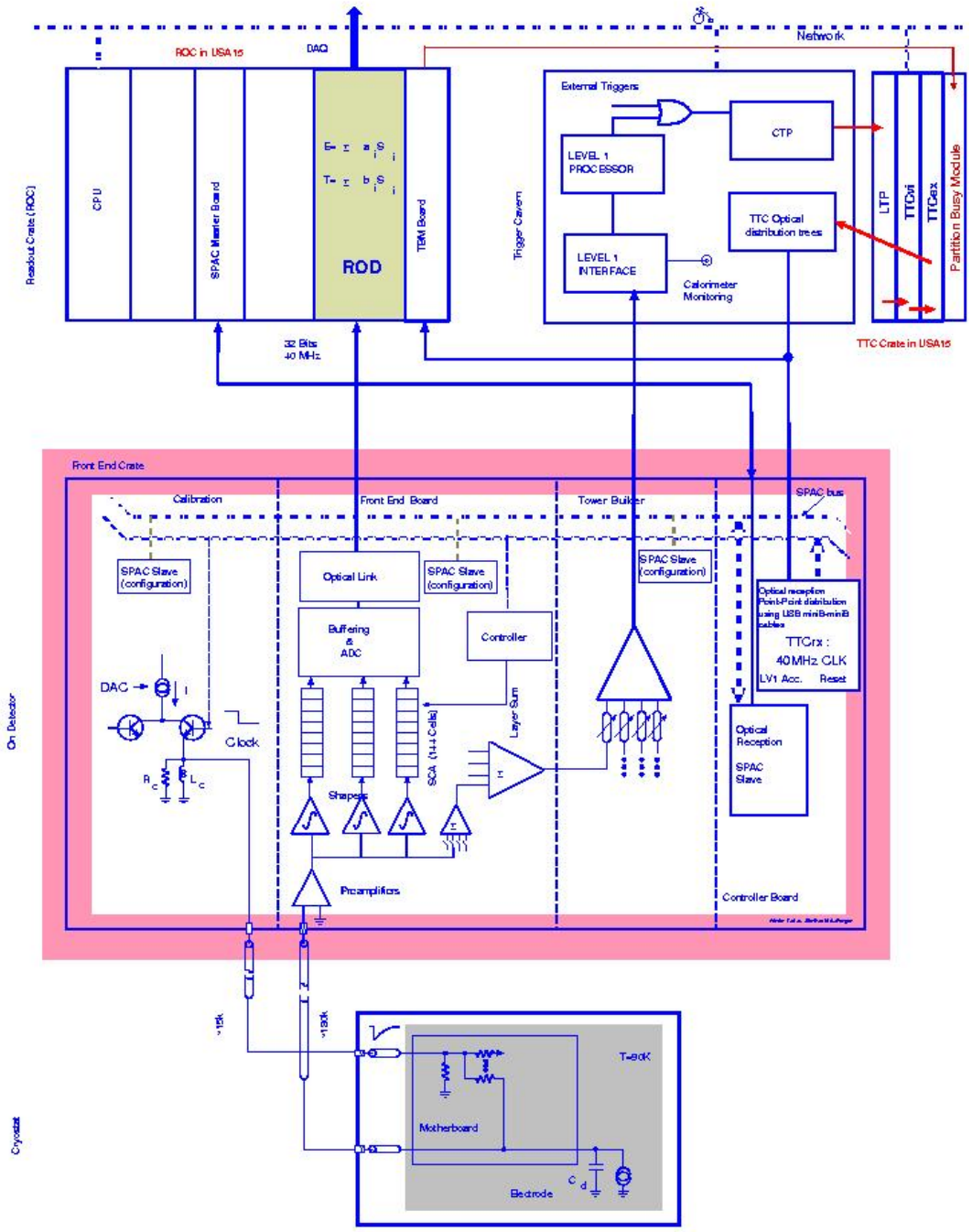


FIGURE 5.6 – *Représentation schématique de l'électronique de lecture, d'étalonnage et de déclenchement du calorimètre électromagnétique. On distingue l'électronique portée par les cartes-mères (motherboards), les châssis frontaux sur le détecteur et les châssis de lecture (readout crates).*

5.1.3.1 Électronique froide

L'électronique se trouvant à l'intérieur du cryostat, à la température de l'argon liquide, est une électronique passive et analogique. Elle est portée par trois types de cartes :

- les cartes sommatrices, qui additionnent le signal de plusieurs électrodes adjacentes pour former une cellule en ϕ ;
- les cartes-mères, qui acheminent d'une part le signal depuis les cartes sommatrices vers l'extérieur du cryostat, et distribuent d'autre part le signal d'étalonnage vers chaque canal de lecture à travers un réseau de résistances ;
- les cartes qui apportent la haute tension aux électrodes.

Les cartes sommatrices sont directement connectées aux électrodes par le bord externe, et aux cartes-mères qui se situent juste derrière elles. Des câbles coaxiaux acheminent ensuite le signal vers les traversées étanches sur la paroi du cryostat, qui font le lien avec l'électronique chaude à l'extérieur. Ces traversées sont au nombre de 32 dans chaque demi-tonneau et de 24 dans chaque bouchon. Les traversées étanches des bouchons sont utilisées par les trois calorimètres (électromagnétique, hadronique et avant).

5.1.3.2 Électronique chaude et traitement du signal

La plus grande partie de la chaîne de lecture est placée à l'extérieur du cryostat. Cette électronique chaude est portée par deux types de châssis. Les premiers sont des châssis frontaux (FEC), qui sont accolés au cryostat pour réduire la longueur d'acheminement du signal avant son traitement, et donc l'atténuation et le bruit. Les seconds sont des châssis de lecture [112] placés dans une salle à proximité de la caverne d'ATLAS, à l'abri des forts taux de radiation auxquels sont soumis les détecteurs. Ils recueillent un signal traité et numérisé pour les événements sélectionnés par le déclenchement de premier niveau. Chaque châssis frontal est directement connecté sur deux traversées étanches. Il comporte une alimentation à basse tension utilisée par les diverses cartes et services. Un châssis contient trente-huit cartes, comprenant des cartes d'étalonnage, des cartes de surveillance et de contrôle, des cartes assemblant les tours pour le déclenchement de premier niveau, et enfin une majorité de cartes d'électronique frontale (FEB). Ces dernières reçoivent le signal brut provenant de plusieurs cellules (jusqu'à 128 cellules par carte) et le traitent en plusieurs étapes :

- La pré-amplification, pour augmenter l'amplitude du signal dans chaque canal et réduire l'effet du bruit électronique dans la suite de la chaîne.
- L'amplification en trois gains : pour pouvoir enregistrer le signal avec un nombre limité de bits sur une large gamme d'énergies (quelques dizaines de MeV à quelques TeV), on sépare celle-ci en trois gammes plus restreintes, en amplifiant différemment le signal. Les rapports d'amplification sont respectivement de 1:9.3:93 pour les gains bas, moyen et haut.

- La mise en forme : On ne s'intéresse qu'à l'amplitude du pic du signal, qui est proportionnelle à l'énergie déposée. Un circuit de mise en forme (*shaper*), constitué de filtres bipolaires CR-RC^2, traite quatre canaux en parallèle. Il transforme pour chaque gain l'amplitude du pic en un signal constitué d'un lobe positif, large d'environ 50 ns et dont le pic a une amplitude proportionnelle à celle du signal originel, et d'un lobe négatif plus long dont l'intégrale compense exactement la précédente (voir Figure 5.7). L'accumulation des signaux des collisions successives a donc en moyenne une contribution nulle, éliminant ainsi le bruit d'empilement correspondant. Par ailleurs, le signal de plusieurs cellules adjacentes formant une tour de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ est additionné puis envoyé vers le système de déclenchement de niveau 1.
- L'échantillonnage : le signal est échantillonné à la fréquence des collisions (cf. Figure 5.7). L'information provenant du LHC permet d'enregistrer des échantillons à des instants aussi proches que possible des temps de croisement des faisceaux, idéalement à une nanoseconde près, ce qui sera utile pour la reconstruction de l'amplitude du signal (cf. Section 5.1.4.1). Les échantillons ainsi espacés de 25 ns dans chaque gain sont envoyés vers des mémoires analogiques (SCA), où ils attendent la décision du déclenchement de premier niveau qui survient en moins de 2.5 μs.
- La sélection du gain : pour les événements sélectionnés par le déclenchement, le gain optimal est automatiquement choisi à partir du pic du signal (dont le temps est donné par le déclenchement) en gain moyen, numérisé en 12 bits. Il est comparé à deux seuils permettant de choisir entre les trois gains, dont la valeur par défaut est de 1300 et 3800 sans en soustraire le piédestal (cf. Section 5.2.2). Il est possible de choisir à l'avance un gain unique, par exemple pour l'étalonnage, ainsi que pour les dépôts de faible énergie des muons cosmiques nécessitant le gain haut.
- La numérisation : dans le gain choisi, plusieurs échantillons se trouvant autour du pic du signal sont numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC) de 12 bits. Ces échantillons ont donc une valeur en "coups ADC" comprise entre 0 et 4095, indépendemment du gain. En prise de données de physique, seuls cinq à sept échantillons autour du maximum seront numérisés et enregistrés, de telle sorte que le pic soit entouré d'au moins deux échantillons de part et d'autre. Pour l'étalonnage (notamment l'étude du bruit et de la forme du signal) ou pour les prises de données cosmiques (qui sont asynchrones et nécessitent une meilleure réduction du bruit), plus d'échantillons peuvent être enregistrés, jusqu'à 32.

Les échantillons numérisés sont transmis par des câbles optiques digitaux sur environ 70 mètres jusqu'aux cartes ROD (*Read-Out Drivers*) sur les châssis de lecture, où l'énergie sera reconstruite.

5.1.4 Reconstruction du signal

Le signal parvenant aux châssis de lecture a subi les traitements indiqués ci-dessus, notamment pour réduire le bruit et synchroniser son transfert avec la fréquence des collisions. Cela implique en contrepartie une reconstruction *a posteriori* que l'on détaillera

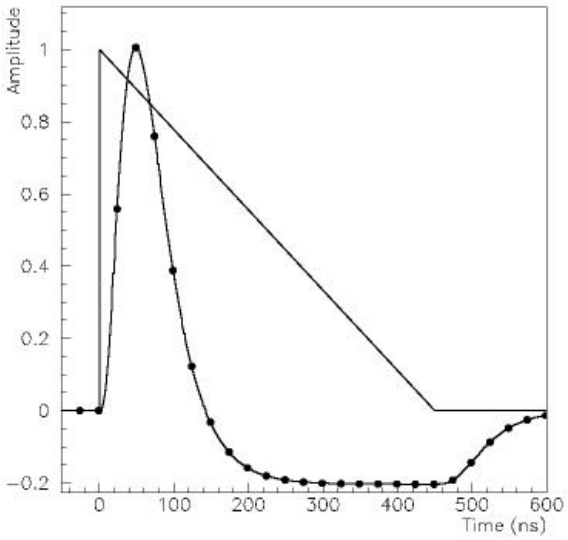


FIGURE 5.7 – *Allure du signal de physique triangulaire et du signal mis en forme avec un lobe positif et un lobe négatif. Les points sur la courbe mise en forme correspondent à un échantillonnage idéal.*

ici. Pour chaque cellule, l'information de temps provenant du déclenchement permet de déterminer l'échantillon le plus proche du pic du signal. À partir de cet échantillon et de ses voisins, l'amplitude du signal pourra être reconstruite, puis interprétée comme une énergie, dans des processeurs de traitement du signal numérisé (DSP). Ces deux étapes sont expliquées ci-dessous. Si l'énergie reconstruite est suffisamment grande, le temps du pic du signal et un terme rendant compte de la qualité de cette reconstruction sont aussi calculés ; dans le cas contraire, les fluctuations du bruit rendraient ces estimations peu fiables [113].

5.1.4.1 Reconstruction de l'amplitude du signal

La reconstruction de l'amplitude du signal se fait par la méthode de filtrage optimal [115], qui permet d'extraire le maximum d'informations du signal disponible et de minimiser l'impact du bruit. Elle consiste en une somme pondérée des échantillons autour du pic, les poids étant appelés coefficients de filtrage optimal (OFC). Le calcul de ces coefficients nécessite la connaissance de la fonction continue décrivant le signal, ainsi que de la matrice d'autocorrélation du bruit (voir Annexe 1). On obtient grâce à ces coefficients l'amplitude du signal A_{reco} (parfois abusivement appelée "ADC reconstruit"), ainsi que le décalage en temps ΔT entre le temps du pic réel et le temps du pic de la fonction utilisée :

$$A_{reco} = \sum_{i=1}^{N} a_i(ADC_i - ped) \quad (5.2)$$

$$A_{reco}\Delta T = \sum_{i=1}^{N} b_i(ADC_i - ped) \quad (5.3)$$

Les piédestaux *ped* sont soustraits aux échantillons ADC_i. Le calcul des coefficients a_i et b_i, différents pour chaque cellule et pour chaque gain, nécessite la connaissance précise du temps de départ du signal. Celui-ci sera fourni lors du fonctionnement du LHC. Lorsque cette information précise n'est pas disponible, on calcule plusieurs lots de coefficients, chacun pour un temps de départ (appelé aussi phase) espacé d'une nanoseconde ; seul un de ces lots sera effectivement appliqué à chaque fois. La valeur alors obtenue pour ΔT permet de valider le choix du lot de coefficients, si elle est inférieure à une nanoseconde. La qualité de la reconstruction peut par ailleurs être estimée par un χ^2 entre les échantillons réels et la forme du signal dont proviennent les coefficients choisis.

Le calcul préalable des coefficients de filtrage optimal se fait à l'aide des données d'étalonnage : les piédestaux, dont on extrait la matrice d'autocorrélation du bruit, et les délais, pour obtenir la forme du signal (voir Section 5.2). Or il existe deux formes de signal, triangulaire pour la physique et exponentiel pour l'étalonnage, comme indiqué dans la Section 5.2.1. Ils présentent des différences après passage par le circuit de mise en forme, notamment dans l'amplitude du pic du lobe positif et dans la queue du lobe négatif. Selon la forme du signal utilisée pour calculer les coefficients de filtrage optimal, ils peuvent donc être de deux types : les coefficients d'étalonnage, utilisés pour reconstruire les données de rampes dont il sera question dans la Section 5.2.4, et les coefficients de physique, utilisés pour l'étude des muons cosmiques. La forme de physique peut se déduire de la forme d'étalonnage en y appliquant des corrections, ou alors être calculée directement à partir des paramètres électriques de la chaîne de lecture.

Le nombre de termes dans la matrice d'autocorrélation du bruit augmente quadratiquement avec le nombre d'échantillons, donc de coefficients, qui sont utilisés. La réduction du bruit avec les coefficients de filtrage optimal est ainsi d'autant meilleure que ceux-ci sont nombreux. Des biais peuvent en revanche survenir en utilisant un grand nombre de coefficients, dus aux différences entre la forme des signaux d'étalonnage et de physique dans le lobe négatif. Le nombre de coefficients utilisés sera de cinq ou sept pour les données de physique, qui est le nombre maximal d'échantillons pouvant être traités dans les châssis de lecture avec le flux de données sélectionnées par le déclenchement de premier niveau. Pour l'étude des muons cosmiques dont le flux est faible, on a en revanche pu utiliser des séries allant jusqu'à 29 coefficients, dont l'effet sur la réduction du bruit est indiqué dans la Section 5.3.2.2.

La reconstruction de l'amplitude peut également se faire par un simple ajustement polynomial, et donc sans calcul préalable, pour des études spécifiques ainsi que pour la surveillance en ligne des données. On reviendra sur cette autre méthode dans la section sur l'étalonnage du calorimètre.

5.1.4.2 Reconstruction de l'énergie

Pour obtenir la valeur en MeV de l'énergie reconstruite, on multiplie l'amplitude reconstruite par un coefficient, différent pour chaque cellule. Il est composé de plusieurs parties, reliant d'abord l'amplitude reconstruite au courant induit dans la chaîne de lecture, puis ce courant à l'énergie déposée :

$$E = A_{reco} \times \left(ADC2DAC \times DAC2\mu A \times \mu A2MeV \times \frac{M_{phys}}{M_{cal}} \right) \tag{5.4}$$

On relie tout d'abord l'amplitude reconstruite à une tension d'étalonnage équivalente, codée en valeurs DAC (cf. plus bas). Le coefficient correspondant, $ADC2DAC$, varie selon le gain et la cellule, et il est extrait de données d'étalonnage spécifiques : ce sont les rampes, dont une analyse sera présentée dans la Section 5.2.4.

Le lien entre la tension DAC et le courant circulant dans la chaîne de lecture se fait en première approximation par l'inverse de la résistance d'injection R_{inj}, à travers laquelle passe le signal d'étalonnage. Le coefficient $DAC2\mu A$ dépend de chaque cellule et il a été mesuré par les tests électriques lors de la construction du calorimètre.

Le lien entre courant et énergie déposée dépend des caractéristiques géométriques et électriques du détecteur lui-même. Le coefficient $\mu A2MeV$ a été calculé pour chaque zone du calorimètre avec les données des tests en faisceau, combinées avec des simulations numériques. Il sera possible d'en estimer d'éventuelles variations pendant le fonctionnement d'ATLAS par l'étude de canaux physiques de référence comme $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

Une correction de l'amplitude est enfin nécessaire, due aux différences entre les formes du signal triangulaire de physique (celui que l'on cherche à mesurer) et du signal exponentiel d'étalonnage (que l'on utilise pour passer de l'amplitude reconstruite au courant). Comme indiqué dans la section précédente, il existe deux manières de calculer la forme du signal de physique, et on peut donc estimer le facteur de correction $\frac{M_{phys}}{M_{cal}}$ de deux manières différentes pour chaque cellule.

L'ensemble des étapes de reconstruction décrites ici, et qui ont lieu dans les processeurs des châssis de lecture, permet ainsi d'obtenir une valeur d'énergie pour chaque cellule. Les algorithmes hors ligne de constitution d'amas peuvent alors définir les dépôts d'énergie qui seront enfin interprétés comme des particules ayant atteint le calorimètre. Toute la chaîne menant ainsi à l'observation de particules dans le détecteur nécessite une bonne connaissance de ses performances intrinsèques et un étalonnage fin de chaque canal de lecture. Une maîtrise pratique du comportement du calorimètre lors de son fonctionnement est également indispensable pour définir les procédures de prises de données. Il a donc été soumis à divers tests, dont les derniers avant le démarrage du LHC ont lieu actuellement, comme indiqué dans la section suivante.

5.1.5 Les enjeux de la mise en route du calorimètre

Les différentes parties du calorimètre électromagnétique, désormais en phase finale d'installation, ont été soumises depuis plusieurs années à un grand nombre de tests. Des vérifications préliminaires ont permis de régler de nombreux problèmes en amont de la

production. Entre 2001 et 2004, les modules du tonneau ont été assemblés à Saclay, Annecy et au CERN, et ceux des bouchons à Marseille (qui en était maître d'oeuvre) et Madrid. À cette occasion, divers tests électriques et mécaniques ont été effectués [116]. En particulier, la tenue des composants à la haute tension a été vérifiée, pour déceler d'éventuels courts-circuits. Une fois les modules assemblés, ils ont été portés à leur température de fonctionnement en 2004 et 2005[1]. Une validation à froid a alors eu lieu : le fonctionnement et les paramètres électriques des circuits de lecture et d'étalonnage, la tenue à la haute tension ainsi que le bruit ont été étudiés. La proportion de canaux problématiques alors observés est inférieure à un demi-pourcent.

Des tests en faisceau ont été effectués sur sept modules du calorimètre, quatre venant du tonneau et trois des bouchons. Ils avaient pour but de vérifier le bon fonctionnement du détecteur avec de vraies particules, pour valider les choix techniques effectués par rapport aux performances requises. La stabilité des performances intrinsèques (résolution en énergie, position et temps, uniformité, linéarité...) entre modules a été également testée, pour pouvoir généraliser les résultats obtenus à tout le calorimètre. Ces tests ont eu lieu aussi bien avec un module du calorimètre électromagnétique seul qu'avec plusieurs détecteurs représentant une tranche complète du tonneau d'ATLAS ou bien de la calorimétrie bouchon. Les résultats des tests, dont certains sont encore en cours d'analyse, ont montré que le détecteur vérifie bien les exigences initiales. Des procédures de correction des canaux problématiques ont alors été implémentées. La simulation détaillée du détecteur sous GEANT a été ajustée et validée, ce qui permet notamment d'assurer une bonne fiabilité aux études comme celle présentée dans le Chapitre 4.

Les demi-tonneaux et les bouchons ont été assemblés dans leur cryostat, et des tests globaux ont ainsi été effectués avant leur descente dans le puits. Dès novembre 2005, le tonneau du calorimètre électromagnétique a été placé dans sa position définitive, puis refroidi et rempli d'argon liquide dans les mois suivants. Les bouchons ont été descendus et installés en 2006 ; un bouchon est aujourd'hui rempli d'argon liquide et le second est en cours de refroidissement. Les derniers tests avant les collisions ont actuellement lieu *in situ*. Ils consistent en une revue détaillée du système d'étalonnage, pour déceler des canaux qui seraient devenus inutilisables ou altérés lors de l'installation. L'étude de chaque type de donnée d'étalonnage doit permettre par ailleurs de vérifier que leur qualité est restée inchangée et d'étudier le bruit électronique dans le calorimètre placé dans son environnement définitif. On veut également valider les outils de surveillance et mettre au point les procédures de fonctionnement qui seront employées lors des prises de données au LHC. Ces données sont enfin utilisées pour étudier les muons cosmiques traversant le détecteur, qui constituent la première observation de vraies particules en situation de fonctionnement.

On décrira dans la Section 5.2 les différents types d'étalonnage effectués sur le calorimètre, en détaillant une analyse spécifique des rampes. Leur application pour l'étude des données de muons cosmiques prises dans le tonneau en 2006 sera présentée dans la Section 5.3.

1. Ce refroidissement, tout comme le retour à la température ambiante, doit être progressif pour éviter des gradients de température pouvant endommager le détecteur, et il dure donc plusieurs semaines.

5.2 Étalonnage du calorimètre électromagnétique

Pour assurer une bonne uniformité sur les 170 000 canaux que compte le calorimètre électromagnétique, un étalonnage précis doit être effectué sur chacun de ces canaux. Il sera répété régulièrement pour observer et tenir compte d'éventuelles variations dans le calorimètre. Des effets tels que la contribution de la chaîne d'électronique au terme constant de la résolution en énergie (cf. Section 5.1.1) peuvent ainsi être maîtrisés. À l'occasion de l'installation dans le puits et de la mise en route du calorimètre électromagnétique, des prises de données d'étalonnage avec les trois gains ont été effectuées régulièrement en 2006 et 2007 [117]. Elles ont pour but de vérifier le bon fonctionnement de l'électronique de lecture et d'étalonnage après leur installation définitive, en rapport notamment avec les prises de données cosmiques. L'installation de l'électronique a été finalisée, notamment avec le câblage et les alimentations basse tension définitifs, sur une douzaine de modules du tonneau au début 2007. Ceci a permis d'enregistrer un grand nombre de données d'étalonnage à froid, typiquement deux lots par semaine pendant plusieurs mois. Les modules des bouchons ont en revanche été installés sans les alimentations basse tension. Seulement deux à quatre lots de données d'étalonnage à chaud ont été enregistrés à chaque fois, à l'aide d'une alimentation unique déplacée de châssis en châssis. Ces prises de données ont été effectuées rapidement sur tous les modules des bouchon pour pouvoir pour valider leur installation, sans attendre la stabilisation de l'électronique. On attend donc de plus grandes variations sur ces données prises à chaud. L'étude d'une partie de ces données d'étalonnage sera détaillée ici.

5.2.1 Acquisition et étalonnage

Le signal d'étalonnage est généré par des cartes d'étalonnage placées sur les châssis frontaux. Un signal triangulaire identique au signal de physique est difficile à réaliser, et n'est pas utilisé ici. Pour obtenir néanmoins une forme aussi proche que possible de ce signal triangulaire, on utilise une impulsion provenant de la décharge d'une inductance chargée par un courant I_c, ce qui mène à un signal exponentiel :

$$V_c(t) \propto I_c e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{5.5}$$

Le temps caractéristique τ dépend des paramètres électriques du circuit. Il est choisi de telle sorte que le signal d'étalonnage ait les caractéristiques voulues : un temps de montée court (de l'ordre de la nanoseconde) et un temps de chute proche de 450 ns, à l'image des signaux de physique. Le courant I_c est contrôlé par un convertisseur numérique-analogique (DAC) de 16 bits qui délivre une tension comprise entre 0 et 5 V, représentée par un nombre de "coups DAC" allant de 0 à 65 535. Le courant correspondant se situe entre 200 nA et 10 mA, avec une non-linéarité totale inférieure à 0.1 %. Cette gamme de courant équivaut à une gamme d'énergie allant du niveau de bruit (quelques dizaines de MeV) jusqu'à 3 TeV dans une cellule du compartiment du milieu. Le courant d'étalonnage est acheminé vers la chaîne de lecture à travers les cartes-mères qui distribuent ce signal dans plusieurs cellules à travers un réseau de résistances d'injection (cf. Figure 5.8).

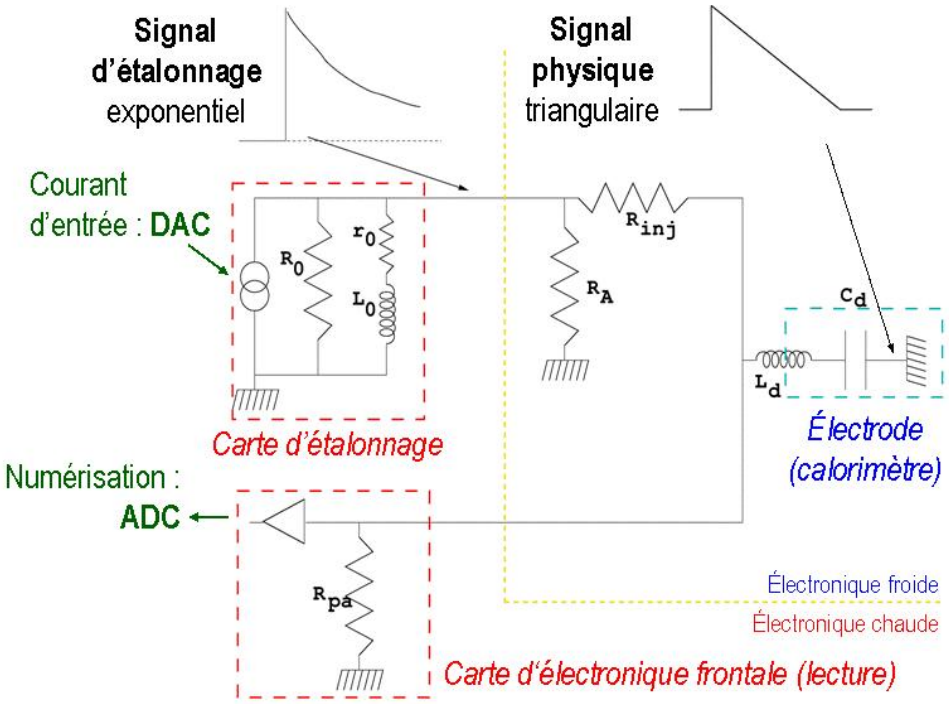


FIGURE 5.8 – *Représentation schématique de l'électronique d'étalonnage et de la chaîne de lecture.*

Plusieurs types de données d'étalonnage sont acessibles suivant la façon dont le signal est envoyé. Outre la vérification du câblage, qui se fait en envoyant un signal fixe à chacun des canaux successivement, elles sont de trois types : piédestaux, délais et rampes. Lors du fonctionnement du LHC, ces données seront prises régulièrement pour contrôler les instabilités temporelles du détecteur et de son électronique. La surveillance (*monitoring*) de ces données permet d'en estimer la qualité au moment où elles sont prises. Lors de la mise en route actuelle, elle peut aussi repérer des composants défectueux, dans le but de les réparer ou remplacer éventuellement avant la mise en service du LHC. Cette surveillance se fait à la volée, par des moyennes effectuées dans les processeurs DSP des châssis de lecture, éventuellement avec une reconstruction hors ligne, dans le cadre de la plateforme Athena, utilisant des algorithmes simplifiés. On en rappellera quelques caractéristiques dans la suite.

5.2.2 Piédestaux

Les piédestaux sont des prises de données sans signal d'étalonnage, pour estimer la valeur d'ADC à vide en sortie de la chaîne d'électronique. Celle-ci a été réglée à environ mille coups ADC dans chaque canal, ce qui permet d'observer correctement le lobe négatif du signal mis en forme dont l'amplitude peut atteindre plusieurs centaines. Le déclenchement est ici aléatoire et le nombre d'échantillons enregistrés peut être quelconque, puisque chacun est censé avoir une valeur aléatoire autour du piédestal moyen. Cette variation autour de la moyenne permet de rendre compte du bruit électronique dans chaque canal de lecture. L'amplitude du bruit est ainsi de 10 à 15 MeV dans le compartiment avant, autour de 30 MeV dans celui du milieu et autour de 25 MeV dans l'arrière [118, 119]. Sept échantillons ont été enregistrés dans la plupart des prises de données de 2006 ; quelques séries avec un grand nombre d'échantillons (jusqu'à trente-deux) et une grande statistique ont été prises pour observer des effets systématiques sur de plus grandes échelles de temps, et ainsi obtenir une meilleure estimation du bruit cohérent.

Les données de piédestal ont plusieurs utilités. Tout d'abord, pour chaque canal de lecture, la valeur moyenne du piédestal doit être soustraite au signal (de physique ou d'étalonnage) avant de le reconstruire, comme mentionné précédemment. Vu que le bruit électronique peut provenir de différentes sources, cette mesure doit se faire régulièrement, tout au long de la prise de données de physique : on prévoit ainsi un à deux enregistrement de piédestaux par jour de fonctionnement du LHC. Une autre utilisation essentielle du piédestal est dans le calcul des coefficients de filtrage optimal, par le biais de la matrice d'autocorrélation du bruit dans chaque cellule.

La surveillance de ces données permet de repérer des canaux problématiques, où le piédestal moyen ou l'amplitude du bruit présentent des valeurs anormales. La Figure 5.9 montre un exemple de FEB où plusieurs canaux ont une dispersion des échantillons qui s'écarte des valeurs observées pour des canaux similaires. On voit aussi sur cette figure les valeurs pour la même FEB prises à quelques jours d'intervalle. Les points anormaux n'y figurent plus, ce qui peut suggérer un bruit ponctuel dû à l'instabilité des conditions de la prise de données.

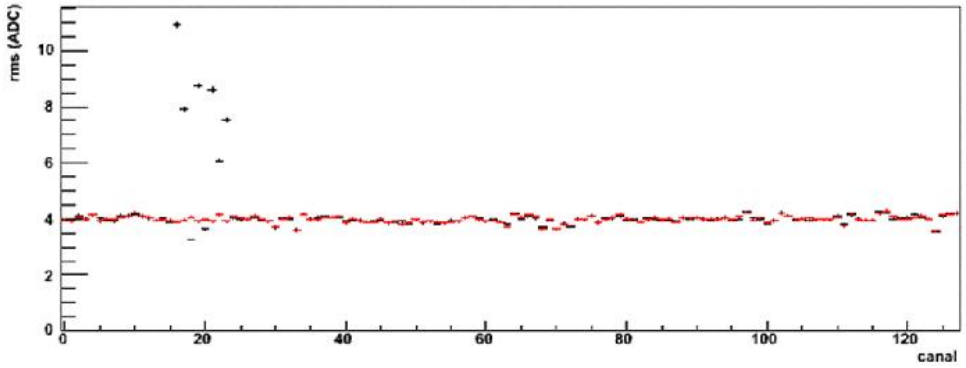


FIGURE 5.9 – *Exemple de dispersion des valeurs de piédestal dans chaque canal d'une FEB, pour deux prises de données successives (rouge et noir). On observe des dispersions anormales pour une demi-douzaine de canaux dans une des prises de données (en noir).*

L'étude de la corrélation entre valeurs de dispersion du piédestal dans différentes cellules permet d'estimer par ailleurs l'importance du bruit cohérent. Celui-ci doit rester modéré (au maximum quelques pourcents du bruit incohérent) pour éviter des effets systématiques lors de la reconstruction de l'énergie des amas de cellules. On calcule donc un coefficient de corrélation du bruit entre chaque paire de canaux dans une même FEB, qui permet de distinguer des groupes de canaux dont le bruit est fortement corrélé ; un exemple en est montré sur la Figure 5.10. On localise ensuite les cellules concernées pour distinguer l'origine du bruit cohérent et s'efforcer de le supprimer.

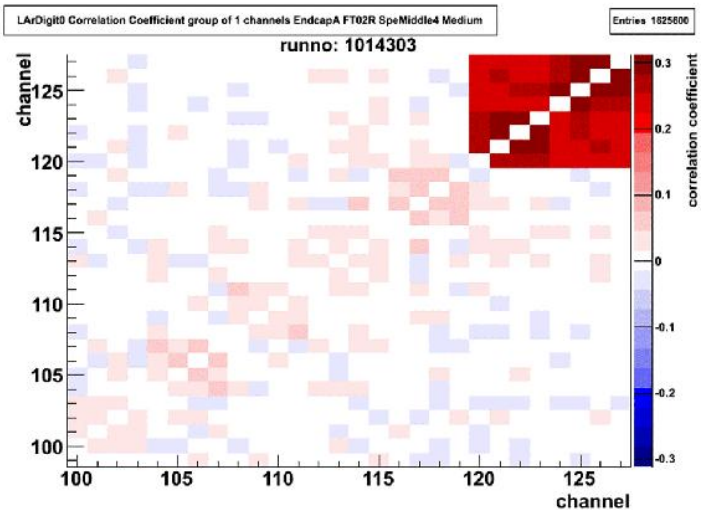


FIGURE 5.10 – *Détail d'une carte des coefficients de corrélation du bruit entre chaque paire de canaux dans une FEB. Elle permet de distinguer les canaux où le bruit cohérent est important, ici les canaux 120 à 128, et qu'il faut étudier plus en détail.*

5.2.3 Délais

De par l'échantillonnage à 40 MHz, le signal mis en forme n'est pas connu entièrement. Pour reconstituer au mieux la forme de ce signal continu, on enregistre des données dites de délai. Elles consistent en une série d'impulsions d'amplitude et temps fixés, mais telles que l'échantillonnage démarre à chaque fois avec un décalage d'une nanoseconde. On obtient ainsi 25 lots d'échantillons pour un même signal, ce qui permet d'en connaître la forme plus finement. Le nombre d'échantillons enregistrés est très variable d'un lot à l'autre ; sept à douze échantillons peuvent suffire à reconstituer le pic du signal, mais un plus grand nombre (dix-huit voire trente-deux) est nécessaire si l'on veut étudier le lobe négatif, ainsi que pour le calcul de coefficients de filtrage optimal réduisant au mieux le bruit.

Le signal issu des données de délai est un signal d'étalonnage mis en forme, qui diffère du signal de physique mis en forme (cf. Section 5.1.4.1). Il est ainsi possible d'obtenir deux types de coefficients de filtrage optimal. Les coefficients de physique, pour lesquels une forme de signal de physique déduite de celle des délais est utilisée, sont utilisés pour la reconstruction d'événements de physique tels que les muons cosmiques. Les coefficients d'étalonnage, où l'on considère directement la forme des données de délai, sont utilisés pour les rampes (cf. section suivante). Les données de délai permettent aussi d'étudier les fluctuations temporelles du signal (*jitter*), qui doivent être maintenues autour de quelques fractions de nanoseconde, pour éviter un décalage du pic du signal utilisé dans la reconstruction et donc une mauvaise reconstruction de l'énergie.

La surveillance des données de délai permet également de repérer diverses anomalies. La Figure 5.11, où figurent les formes reconstituées du signal d'étalonnage dans chaque canal d'une FEB, illustre deux problèmes parmi les plus courants : un canal d'étalonnage mort, et un problème au niveau du circuit de mise en forme, menant à un pic précoce pour le groupe de quatre canaux traités par ce circuit.

Il est également possible d'observer des réflexions du signal, par exemple à l'extrémité de câbles mal connectés, qui entraînent des oscillations du signal comme celles de la Figure 5.12. Plusieurs signaux anormaux ont en revanche une forme moins évidente à interpréter, par exemple le canal isolé sur la Figure 5.11 (droite), qu'il faut étudier par ailleurs. Il est possible actuellement d'intervenir sur les FEB et donc de corriger certaines de ces erreurs. Lors du fonctionnement du LHC, cet accès sera limité, et les canaux problématiques devront donc être régulièrement recensés. Ils subiront un traitement spécifique pour la reconstruction de l'énergie, et seront éventuellement exclus de la détection.

5.2.4 Rampes

Les rampes correspondent à des séries de données prises avec des valeurs croissantes de DAC. L'objectif est d'établir la dépendance entre amplitude reconstruite et DAC dans chaque gain et pour chaque cellule (voir un exemple sur la Figure 5.13). Cette dépendance est linéaire par construction : la pré-amplification et l'amplification dans chaque gain multiplient simplement l'amplitude du signal par un facteur, et le pic du signal mis en forme,

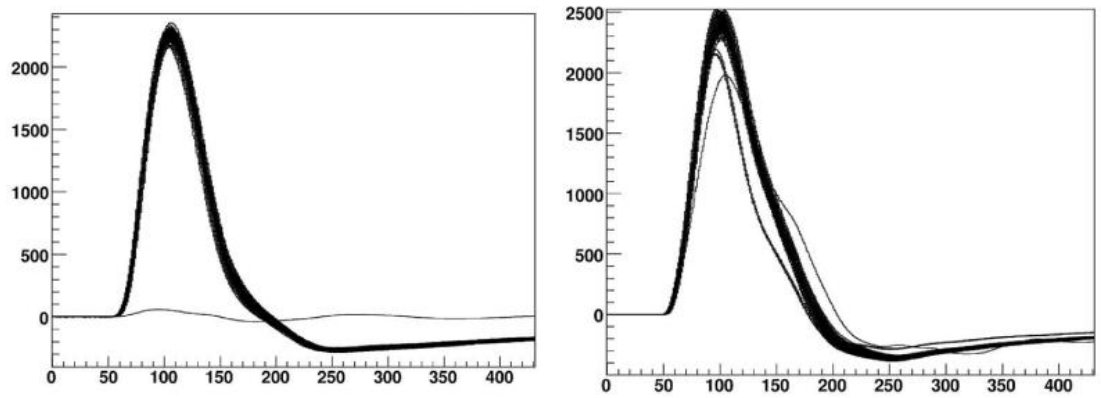


FIGURE 5.11 – *Formes du signal d'étalonnage (amplitude numérisée en fonction du temps en nanosecondes) dans chacun des canaux d'une même FEB, provenant des données de délai dont on a soustrait le piédestal. On observe à gauche un canal d'étalonnage mort dont l'amplitude reste au niveau du bruit. Un groupe de quatre canaux se distingue à droite par un pic plus précoce, dont la cause probable est une anomalie dans le circuit de mise en forme. On observe de plus à droite une autre forme anormale dont la cause n'est pas évidente.*

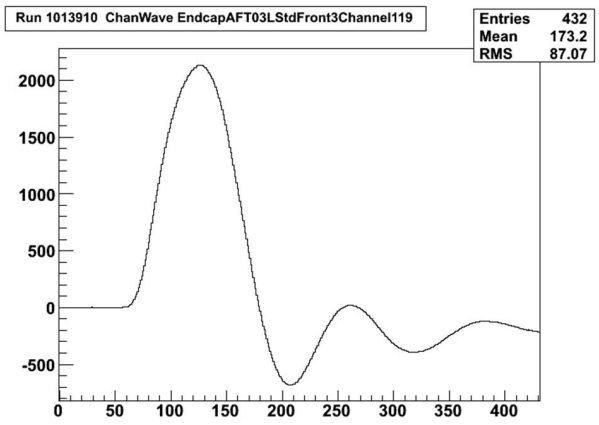


FIGURE 5.12 – *Exemple de forme du signal d'étalonnage, issu des données de délais, présentant des oscillations dues à des réflexions dans la chaîne électronique.*

retrouvé par le filtrage optimal, est lui-même proportionnel à cette amplitude. On effectue donc une interpolation linéaire sur la courbe de l'amplitude de sortie en fonction du DAC. La pente de cette droite est le coefficient $ADC2DAC$ utilisé dans la reconstruction de l'énergie[2]. Le terme constant correspond à la valeur d'ADC pour un DAC nul, à savoir le piédestal. L'étude des rampes permet en outre d'ajuster les seuils de la sélection automatique du gain dans les FEB. Ils correspondent aux limites supérieures des trois gammes d'énergie correspondant aux trois gains, autour de 30 GeV, 300 GeV et 3 TeV respectivement en haut, moyen et bas gain.

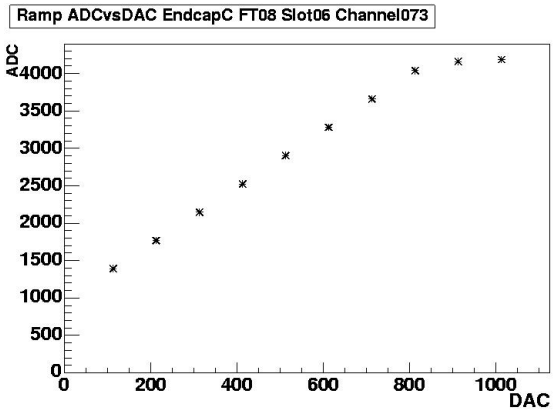


FIGURE 5.13 – *Forme typique d'une série de données de rampes pour un seul canal, en gain haut. La valeur en ordonnées ("ADC") correspond à l'amplitude reconstruite par ajustement parabolique.*

L'étude des données de rampes prises à chaud lors de la mise en route des bouchons du calorimètre, entre mai et décembre 2006, est un des objets de cet exposé. Lors de cette prise de données, une série d'environ dix valeurs de DAC régulièrement espacées a été utilisée pour chacun des gains, comme l'indique le Tableau 5.2 ; pour chaque cellule et pour chaque valeur de DAC en entrée, sept échantillons numérisés ont été enregistrés. Les valeurs en entrée ont été choisies pour explorer toute la gamme linéaire de chaque gain, et observer le début de la zone saturée qu'il faut exclure de l'interpolation. J'ai effectué diverses études avec ces rampes : la surveillance des données, la détermination de la saturation, la mesure de leur non-linéarité avant saturation, et enfin une estimation de la non-uniformité de réponse. Chacune d'entre elles sera détaillée ici. Ces études ont également été amorcées dans le tonneau ; les données disponibles, prises à froid, sont nombreuses mais ne concernent qu'une partie des modules. Elles ne seront pas traitées ici. Sauf mention contraire, toutes les figures portent ici sur les données prises à chaud dans le bouchon A du calorimètre, les résultats étant comparables dans le bouchon C. Ces résultats doivent cependant être considérés avec précaution, car les données ont été prises rapidement pour couvrir l'ensemble des bouchons, et des instabilités sont prévisibles. Men-

2. Une interpolation d'ordre supérieur est possible pour mieux tenir compte d'éventuelles non-linéarités. Dans ce cas, la conversion "$ADC2DAC$" dans la reconstruction de l'énergie prend en compte tous les coefficients de l'interpolation.

Gain	Nb. DAC	Gamme de valeurs de DAC
Haut	10	100-1000
Moyen	12	1000-12000
Bas	10	4000-40000, 5000-50000 ou 6500-65000

TABLEAU 5.2 – *Valeurs de DAC utilisées dans chaque gain pour les prises de données de rampes lors de la mise en route du calorimètre électromagnétique. Différentes valeurs ont été utilisées en bas gain pour caractériser la non-linéarité dans ce cas.*

tionnons que les prises de données à froid dans le bouchon A ont commencé récemment, et des études similaires à celles-ci pourront bientôt être effectuées.

5.2.4.1 Surveillance des données de rampes

La surveillance des données de rampes prises en 2006 s'est faite essentiellement à travers une reconstruction hors ligne rapide sous Athena, parallèlement aux prises de données. J'ai contribué au développement des outils de surveillance utilisés couramment pendant cette prise de données et qui seront détaillés ici. Pour effectuer la reconstruction de l'amplitude à partir des échantillons individuels, on n'utilise pas ici le filtrage optimal, mais une méthode plus simple, consistant en un ajustement parabolique sur trois échantillons autour du maximum[3]. On obtient alors une courbe à l'allure localement proche de celle du signal, dont le maximum fournit l'amplitude reconstruite ainsi que le temps du maximum. Cette méthode plus simpliste peut entraîner des biais dans le calcul des rampes. La pertinence de la surveillance des données en ligne avec l'ajustement parabolique doit donc être estimée. Ceci peut se faire par l'étude des différences entre les pentes des rampes obtenues par les deux méthodes. Le rapport des valeurs des pentes obtenues dans les deux cas pour les mêmes données est illustré sur la Figure 5.14 en fonction de η et de ϕ.

La différence est de l'ordre du pourcent à chaque fois : la reconstruction parabolique est donc une bonne approximation de la reconstruction par filtrage optimal. La surveillance des données avec l'ajustement parabolique permet donc bien de repérer de façon pertinente les anomalies dans les rampes. Dans les analyses plus fines présentées dans les sections suivantes, on n'utilisera cependant que la reconstruction par filtrage optimal, avec les coefficients issus du signal d'étalonnage.

La surveillance des données de rampes s'effectue tout d'abord en repérant des valeurs anormales pour la pente ou le terme constant, qui peuvent notamment signaler un canal d'étalonnage mort, comme dans l'exemple montré sur la Figure 5.15. Dans un tel cas, l'interpolation de la rampe se fait sur des termes de bruit dont la valeur fluctue, donc la valeur de la pente (et dans une moindre mesure celle du terme constant) est aléatoire. Il peut par coïncidence être semblable aux valeurs des canaux voisins, et n'être donc pas visible

3. Avec une reconstruction par ajustement parabolique, la valeur maximale que peut atteindre l'amplitude reconstruite correspond à deux échantillons saturés consécutifs, le troisième étant au niveau du bruit. Le pic se trouve alors au milieu des deux échantillons saturés et sa valeur reconstruite sera d'environ 4450 avant soustraction du bruit. Il s'agit effectivement de l'ordre de grandeur des valeurs maximales mesurées dans en gain haut et moyen pour les données de 2006. La reconstruction par filtrage optimal, qui exclut par construction le bruit, mène à des valeurs d'amplitude comparables, jusqu'à 3400.

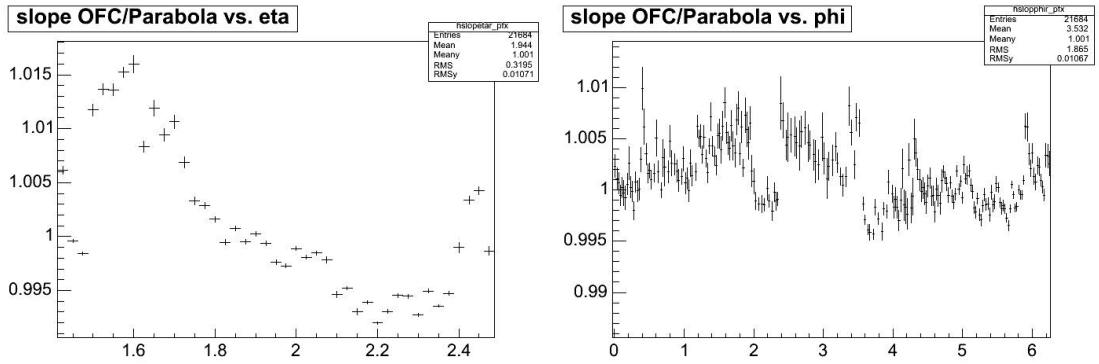


FIGURE 5.14 – *Rapport entre la pente de la rampe construite par filtrage optimal avec cinq coefficients et celle construite par ajustement parabolique, en fonction de η et ϕ. Ce rapport est calculé pour les cellules du compartiment du milieu, en gain moyen.*

sur des distributions comme celles de la Figure 5.15. Une comparaison avec les informations de saturation et de linéarité, et éventuellement avec les données de piédestaux et de délais, est nécessairene pour déceler l'anomalie dans ce cas. Un canal d'étalonnage mort n'implique pas que la lecture du signal de physique est impossible, mais la reconstruction de l'énergie nécessite un coefficient $ADC2DAC$ qui provient des rampes. La lecture de tels canaux impliquera l'utilisation de coefficients approchés, provenant d'une ancienne mesure de la rampe si elle est disponible, ou alors d'une estimation tenant compte des valeurs des cellules voisines. Les biais ainsi introduits dans la reconstruction de l'énergie doivent être estimés, comme l'indique la Section 5.2.4.4.

La surveillance des rampes se fait également en vérifiant les valeurs, par FEB et par demi-châssis, de termes rendant compte de la saturation et de la linéarité, dont il sera question dans les sections suivantes. Dans le premier cas, on utilise les valeurs d'amplitude et de DAC pour lesquelles survient la saturation, comme celles de la Figure 5.16. Elles permettent de vérifier la cohérence du calcul de la saturation : les variations des valeurs d'amplitude de saturation doivent correspondre à celles du DAC de saturation et réciproquement, comme on peut le constater sur la figure. Cette surveillance permet également repérer des canaux dont la saturation est précoce ou tardive, ce qui peut indiquer une amplitude anormale des signaux de rampes, ou bien des canaux sans saturation, qui peuvent être des canaux d'étalonnage morts. Dans l'exemple de la Figure 5.16, une erreur d'estimation de la saturation dans l'algorithme de reconstruction des rampes, qui sert aussi bien pour la surveillance que pour les analyses, est à l'origine des quatre canaux sans saturation ; l'erreur a ainsi pu être corrigée pour la suite.

La linéarité est à son tour surveillée par le biais des résidus, à savoir les écarts pour chaque valeur de DAC entre l'amplitude reconstruite et l'amplitude provenant de l'interpolation linéaire. Pour chaque rampe, on observe ainsi le résidu maximal, qui rend compte d'un écart ponctuel à la droite, ainsi que la somme quadratique des résidus, qui estime plus globalement la qualité de l'interpolation, comme indiqué sur la Figure 5.17. De grandes valeurs dans les deux cas peuvent indiquer des anomalies. Les valeurs du résidu maximal sont en principe de l'ordre de quelques coups ADC, aléatoirement distribués

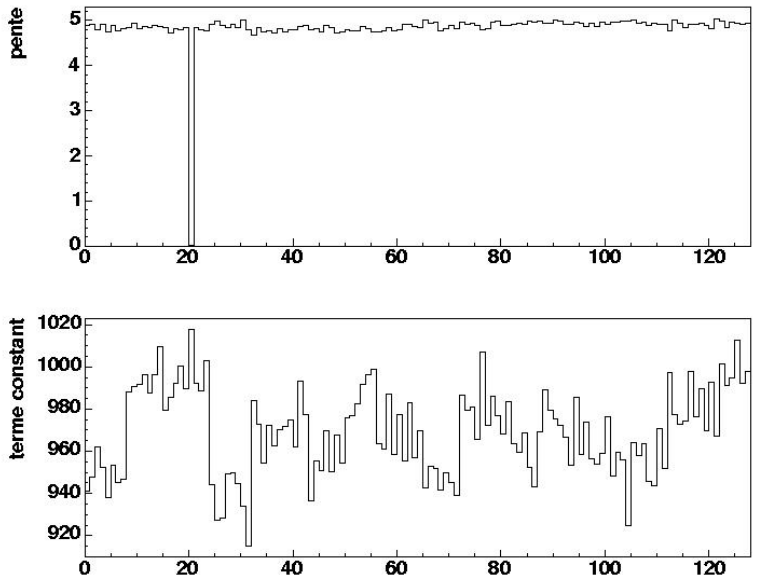


FIGURE 5.15 – *Exemple de canal mort dans une FEB. Les valeurs de la pente et du terme constant de la rampe pour chaque canal de la FEB sont indiqués.*

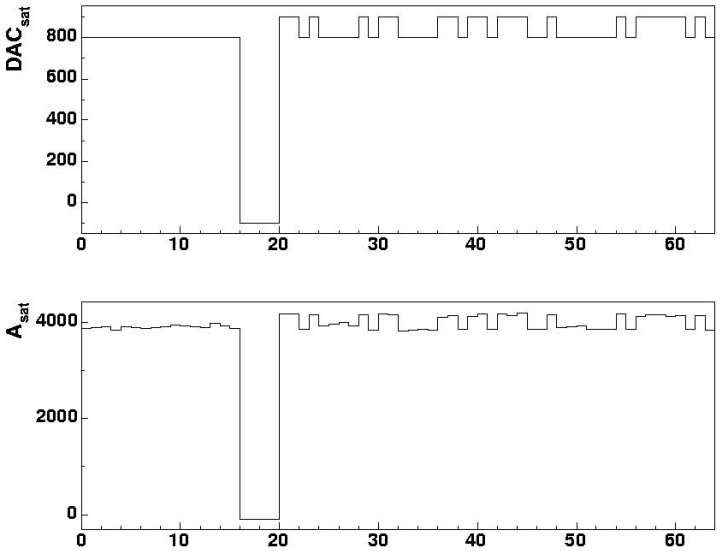


FIGURE 5.16 – *Valeurs de saturation pour le DAC et l'amplitude reconstruite, en fonction du numéro de canal. On constate que les fluctuations des valeurs de DAC_{sat} et A_{sat} se suivent, comme attendu. Les valeurs négatives pour les canaux 16 à 19 indiquent une absence de saturation qui paraît anormale au vu des valeurs des canaux voisins, correspondant à une erreur de reconstruction corrigée par la suite.*

autour de zéro. Une valeur moyenne non-nulle pour l'ensemble des canaux d'une FEB, comme par exemple sur la Figure 5.17, est le signe d'une non-linéarité systématique. Dans le cas illustré ici, cette non-linéarité est caractéristique des données de rampes prises à bas gain. La Section 5.2.4.3 détaille le traitement de cette non-linéarité. Il s'agit d'un exemple du type d'études effectuées sur les canaux problématiques, décelés dans un premier temps grâce à la surveillance des données.

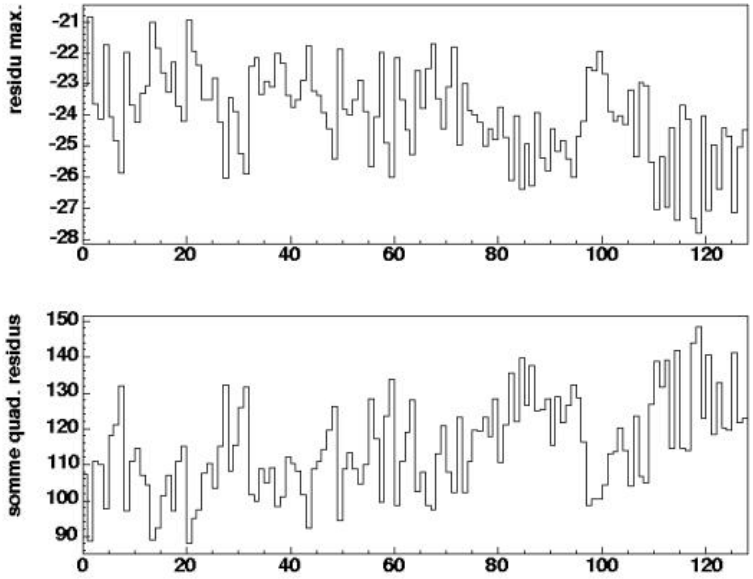


FIGURE 5.17 – *Résidu maximal et somme quadratique des résidus pour tous les canaux d'une FEB. La valeur moyenne des résidus maximaux est largement négative par rapport à la dispersion typique de ces valeurs. Un tel comportement a été observé pour la plupart des FEB en bas gain.*

5.2.4.2 Saturation

Lors du traitement du signal sur la carte d'électronique frontale, une saturation peut intervenir, en particulier dans le convertisseur ADC. Celui-ci est en effet codé sur 12 bits, et chaque échantillon numérisé a donc pour valeur maximale 4095 : une saturation nette survient donc pour chaque échantillon lorsque les valeurs de DAC augmentent. L'échantillon le plus proche du pic du signal est le premier à saturer de cette manière ; la valeur de ses voisins peut alors encore augmenter avant de saturer à leur tour. La saturation de l'amplitude reconstruite, obtenue avec tous ces échantillons, est donc progressive.

À cet effet s'ajoute une saturation plus complexe au niveau du circuit de mise en forme. Si le signal issu de la pré-amplification est trop élevé, la forme des deux lobes du signal mis en forme est altérée, et la valeur de tous les échantillons est alors affectée. La combinaison de ces deux effets mène à une allure semblable à celle de la Figure 5.13 pour

la plupart des rampes, avec une zone linéaire, un plateau saturé et une zone intermédiaire qui n'est pas facilement modélisable[4].

Grâce à la séparation de la gamme dynamique de mesure en trois gains, il est possible de se restreindre à la zone linéaire de chaque gain pour faciliter la reconstruction de l'énergie quelle que soit sa valeur. Avant l'interpolation des rampes, il faut donc repérer pour chaque gain les valeurs de DAC pour lesquelles la réponse n'est pas saturée, ce qui correspond à la zone linéaire où le coefficient $ADC2DAC$ peut être calculé. Ceci doit permettre d'ajuster les procédures d'utilisation des rampes pour la reconstruction de l'énergie pour les prises de données de physique. Les limites de cette zone linéaire permettent également de définir les transitions entre les gains, et en particulier les seuils pour le choix automatique des gains.

Il est immédiat de repérer la saturation ADC au niveau des échantillons individuels : si au moins un de ceux-ci vaut 4095, la valeur correspondante de DAC (et les suivantes) ne sont pas utilisées. Il est possible d'éliminer de la même façon les points dont un des échantillons dépasse un seuil plus bas (un seuil de 4000 coups ADC était ainsi utilisé par défaut). Il s'agit d'un moyen rapide d'écarter la saturation due aux autres composants, mais il ne tient pas compte des variations entre cellules et n'élimine pas tous les points saturés. Il est de même délicat d'appliquer un seuil directement à la valeur d'amplitude reconstruite.

La saturation peut être observée plus pertinemment directement sur la courbe de l'amplitude reconstruite en fonction des valeurs de DAC. Lorsque la pente de cette courbe se met à décroître, les points suivants sont considérés comme saturés. Cette méthode permet de mieux tenir compte du début progressif de la saturation, et surtout de traiter chaque canal de manière distincte. Le critère que nous avons ainsi introduit porte sur les pentes successives p_i entre deux points :

$$p_i = \frac{DAC_{i+1} - DAC_i}{ADC_{i+1} - ADC_i} \tag{5.6}$$

On considère que la saturation survient quand cette pente devient significativement plus petite que la moyenne des pentes précédentes (qui est égale à la pente entre le premier point et le dernier point non-saturé). Ceci correspond à :

$$(\langle p_k \rangle - p_i) > a \times \langle p_k \rangle \tag{5.7}$$

Le coefficient a a été fixé à 0.1. Une fois ce critère vérifié, le point $i+1$ et les suivants sont exclus du calcul de la rampe. Il s'agit d'un complément très efficace de la recherche de la saturation dans les échantillons individuels : le nombre de canaux où une saturation reste visible est négligeable.

Les valeurs de saturation trouvées sont en bon accord avec les seuils de 1300 et 3800 coups ADC pour le choix automatique du gain, moyennant les différences attendues

4. Mentionnons que deux plateaux de saturation successifs ont pu être observés pour certains canaux, avec la reconstruction par ajustement parabolique. Ceci peut survenir lorsque l'échantillon maximal est déjà saturé, et que l'échantillon qui le précède devient lui aussi saturé. Ce dernier est alors considéré à tort comme l'échantillon maximal, autour duquel se fera désormais l'ajustement, d'où une variation subite des valeurs reconstruites.

entre l'amplitude estimée lors du choix du gain et l'amplitude reconstruite. La méthode ainsi définie pourra être exploitée pour la prise courante de données de rampes lors du fonctionnement d'ATLAS. Les zones linéaires étant ainsi définies, il est possible de calculer la pente de la courbe de l'amplitude en fonction du DAC, et d'en estimer la linéarité sur tous les bouchons.

5.2.4.3 Linéarité

Les non-linéarités introduites dans la conversion entre le signal d'étalonnage, à savoir la valeur de DAC en entrée, et le signal reconstruit en sortie doivent être maintenues à quelques fractions de pourcent pour ne pas dégrader les performances globales de l'électronique. La non-linéarité totale de la chaîne a en effet pu être estimée à 0.3 % en gain moyen pour le module de pré-production des bouchons [119]. La non-linéarité qui sera répercutée sur la reconstruction de l'énergie au niveau du coefficient $ADC2DAC$ peut être estimée par l'écart relatif entre chaque valeur de DAC utilisée et la valeur de DAC issue de l'interpolation linéaire de la rampe. Les valeurs ainsi obtenues sont représentées sur la Figure 5.18.

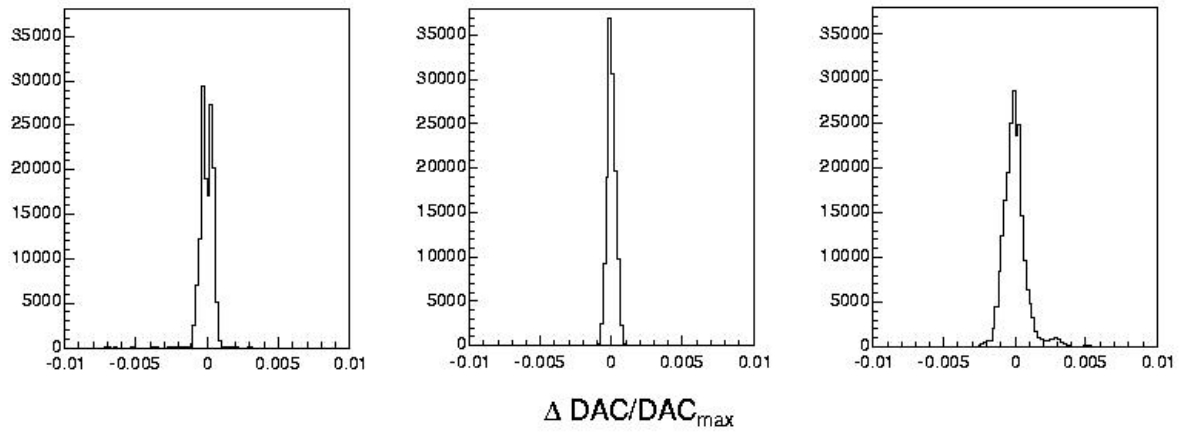


FIGURE 5.18 – *Écart relatif* $\frac{DAC_{cal}-DAC_{int}}{DAC_{max}}$ *entre la valeur de DAC utilisée dans l'étalonnage et celle issue de l'interpolation linéaire de la rampe. Ces valeurs correspondent au compartiment du milieu d'un des bouchons du calorimètre. Les gains haut, moyen et bas sont représentés de gauche à droite.*

On constate globalement une bonne linéarité, mais une différence significative entre les gains. La non-linéarité est à chaque fois globalement inférieure à un pour mille, à comparer avec la non-linéarité prévue pour le courant d'étalonnage qui est du même ordre. En revanche, de plus larges queues sont visibles en bas gain. Cette non-linéarité peut être en partie expliquée par la limite maximale de courant que peut délivrer la carte d'étalonnage, qui serait atteinte pour des valeurs de DAC de l'ordre de quelques dizaines de milliers : le signal en entrée ne serait alors de fait pas proportionnel au DAC demandé. Le logiciel commandant la distribution des signaux d'étalonnage impose une limite au nombre de canaux recevant simultanément un signal, pour limiter ce type d'artefact.

C'est pour mettre en évidence cet effet que trois gammes de valeurs de DAC ont été utilisées en bas gain (cf. Tableau 5.2). On peut distinguer le comportement des rampes dans les trois cas sur la Figure 5.19, qui représente l'écart relatif entre la valeur d'amplitude reconstruite et la valeur issue de l'interpolation, en fonction des valeurs de DAC utilisées. On observe une structure convexe indiquant une non-linéarité, dont l'effet est proche du pourcent si l'on utilise toute la gamme disponible pour les valeurs de DAC (croix), et moitié moins important avec une gamme intermédiaire (cercles) ; avec la gamme la plus restreinte (disques), cette structure disparaît et l'amplitude de la variation est plus faible. On constate donc bien que la non-linéarité diminue si les valeurs de DAC utilisées sont plus faibles. Une procédure envisagée pour étudier cet effet et le dissocierr d'une éventuelle saturation au niveau du circuit de mise en forme consiste à envoyer le signal d'étalonnage à moins de canaux simultanément, pour soulager les cartes d'étalonnage. Il est également envisageable de se restreindre à de plus petites valeurs de DAC en bas gain, mais la partie haute de la gamme linéaire, celle correspondant aux plus grandes valeurs absolues d'énergie déposées dans chaque cellule, ne serait alors pas explorée ; cette étude est en cours.

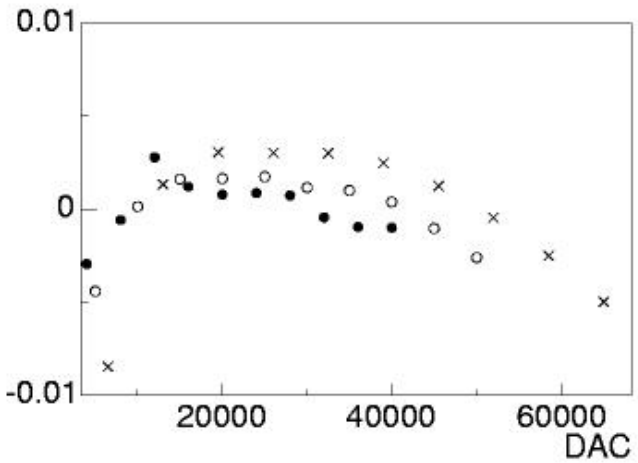


FIGURE 5.19 – *Écart relatif* $\frac{A_{reco}-A_{aj}}{A_{reco}}$ *entre la valeur d'amplitude reconstruite et l'interpolation linéaire* $A_{aj} = f(DAC)$*, en fonction de la valeur du DAC, en bas gain. Ces valeurs sont des moyennes sur le compartiment du milieu d'un des bouchons du calorimètre. Les trois gammes de valeurs utilisées pour les différents lots de données sont représentées : 4000-40000 (disques), 5000-50000 (cercles) et 6500-65000 (croix).*

La non-linéarité des rampes peut donc être ramenée à des valeurs proches de un pour mille. Cette valeur est en bon accord avec la précision sur le courant d'étalonnage. L'étude devra néanmoins être poursuivie pour pouvoir assurer des prises de données de rampes en bas gain dans de bonnes conditions.

5.2.4.4 Uniformité

L'étude des rampes permet également d'estimer l'uniformité de l'électronique. Cette information est utile pour l'utilisation des canaux dont le circuit d'étalonnage ne fonctionne pas, alors que la chaîne d'acquisition et de lecture est opérationnelle. Leur nombre ne dépasse pas celui des anomalies observées dans les bouchons, à savoir quelques centaines sur l'ensemble des 60 000 canaux. Comme mentionné plus haut, il faut affecter à ces canaux des coefficients $ADC2DAC$ arbitraires, extraits par exemple de cellules voisines de même η ou même ϕ. On voudrait utiliser pourr cela des courbes comme celles de la Figure 5.20, qui montre la distribution des valeurs des pentes des rampes selon η et ϕ. On observe une croissance régulière de la pente avec η ; elle suit en cela la variation de la valeur de capacité dans les bouchons. Plus précisément, on peut attendre une dépendance de la pente en fonction de la constante de temps $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ du circuit. Une dépendance approchée en une puissance de ω_0 a en effet été constatée, qui reste à comprendre. La distribution selon ϕ rappelle par ailleurs que l'étalonnage effectué à chaud souffre encore d'une grande instabilité due aux conditions des prises de données. Ces conditions étaient à peu près les mêmes dans un même module, mais ont pu varier d'un module à l'autre, ce que l'on constate clairement sur la Figure 5.20. Ces estimations préliminaires doivent ainsi être améliorées par une étude sur les prises de données à froid, pour obtenir des valeurs fiables pour la pente moyenne selon η ou ϕ.

On peut néanmoins donner une première estimation de l'incertitude qui serait introduite dans le calcul de l'énergie en utilisant des valeurs de pente approchées. On s'intéresse ainsi à la dispersion des valeurs des pentes pour chaque valeur de η (ou ϕ), divisée par la pente moyenne, qui est représenté sur la Figure 5.21. Ce nombre rend compte des non-uniformités de l'électronique, normalement compensées par l'étalonnage des valeurs des coefficients $ADC2DAC$ dans chaque canal. Dans tous les cas, un bon accord est trouvé entre les gains : il n'y a donc pas de différence majeure introduite par la séparation de la gamme dynamique en trois. La statistique est faible pour chaque valeur de ϕ, et les valeurs pour chaque module sont encore très dépendantes du nombre de prises de données effectuées (entre deux et quatre en général) et de leurs conditions ; les valeurs autour de 10 % ainsi trouvées peuvent vraisemblablement être réduites. On observe des valeurs plus faibles et moins dispersées selon η, autour de 2 %. Il faudra vérifier la stabilité de ces valeurs avec plus de statistique, et avec les données d'étalonnage à froid, pour prévoir plus précisément l'incertitude qui sera introduite pour les canaux ne disposant pas des données de rampes.

L'ensemble des études effectuées sur les données de rampes, mais aussi sur les piédestaux et les délais, permet de confirmer le bon fonctionnement global du système d'étalonnage après l'installation du détecteur. Le nombre d'anomalies dans les bouchons est resté de l'ordre de quelques pour mille, et plusieurs d'entre elles ont pu être réparées en intervenant sur les cartes d'électronique ou en les remplaçant. Une validation similaire a eu lieu pour le tonneau, dont les données ont été prises à froid, avec des résultats comparables. Les données d'étalonnage correspondantes ont été utilisées pour la reconstruction de l'énergie des événements de muons cosmiques, dont il sera question dans la section suivante.

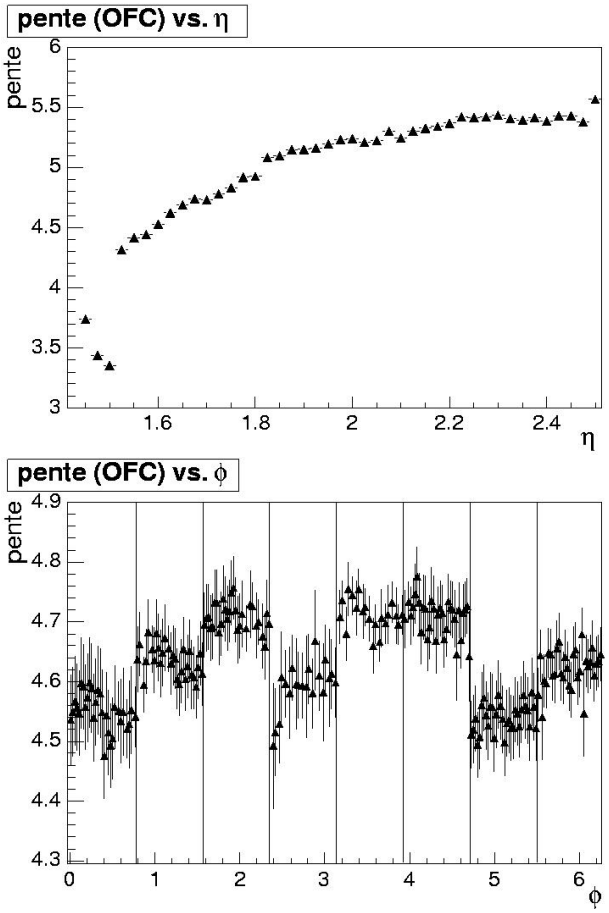


FIGURE 5.20 – *Distribution des valeurs moyennes des pentes des rampes en fonction de η et ϕ dans un des bouchons du calorimètre électromagnétique, dans le compartiment du milieu et en gain haut. Les limites entre modules sont indiquées pour ϕ.*

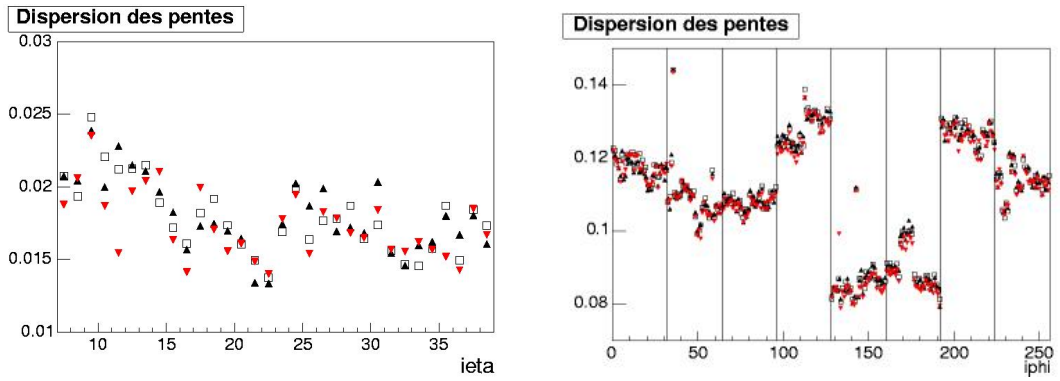


FIGURE 5.21 – *Dispersion des valeurs des pentes des rampes, divisée par la pente moyenne, en fonction du numéro de cellule en η (gauche) et en ϕ (droite) dans le compartiment du milieu d'un des bouchons du calorimètre électromagnétique. Les gains haut (triangles), moyen (carrés) et bas (triangles inversés) sont représentés. La dispersion correspond à la largeur d'un ajustement gaussien pour η ; la statistique étant faible pour ϕ, un tel ajustement n'a pas pu être effectué et l'écart type a été utilisé. Les limites entre modules sont indiquées pour ϕ.*

5.3 Détection de muons cosmiques

En août et octobre 2006, des prises de données de muons cosmiques ont eu lieu dans le puits d'ATLAS avec le calorimètre électromagnétique tonneau, en commun avec le calorimètre hadronique. Bien que le déclenchement et l'observation de muons par les muons soient délicats, ceux-ci constituent les premières observations de vraies particules *in situ* par le calorimètre en situation de fonctionnement, et les seules accessibles avant le démarrage du LHC. Ces données doivent permettre de déceler des problèmes dans la prise de données et d'acquérir une expérience pratique en vue des données du LHC, notamment pour la reconstruction de l'énergie des cellules. L'étude de ces données offre un moyen de vérifier la stabilité du détecteur, ainsi que l'uniformité de l'amplitude et du temps de réponse des cellules du calorimètre, que l'on devrait pouvoir mesurer respectivement à 1% et 1 ns près si l'on dispose d'une centaine de muons par cellule. Elle offre enfin la dernière occasion pour chercher des canaux de lecture morts non-observés avec l'étalonnage avant la mise en service du LHC.

Les muons cosmiques dans le calorimètre électromagnétique ont plusieurs particularités : leur passage dans le détecteur est asynchrone, et leur flux est modeste (0.1 à 1 Hz sur l'ensemble du calorimètre) ; l'énergie déposée dans chaque cellule, par ionisation directe de l'argon liquide, est faible ; leur angle d'incidence n'est pas forcément projectif par rapport au centre d'ATLAS ; ils ne créent en général pas de gerbe. Ceci implique d'une part une reconstruction spécifique de l'énergie par cellule, et d'autre part des méthodes particulières pour la constitution d'amas de cellules. Le présent exposé détaillera les modifications apportées aux méthodes de reconstruction de l'énergie pour améliorer le rejet du bruit, et dont on verra les conséquences sur les muons reconstruits.

5.3.1 Configuration de la prise de données

Pour les prises de données cosmiques de 2006, des modules situés autour de la verticale ont été utilisés, dans une configuration projective : des modules en haut dans un demi-tonneau (du côté de η négatif), et des modules en bas dans le demi-tonneau opposé correspondant à η positif (voir Figure 5.22). Les données d'août ne portent que sur un module du bas, le module M12, pour l'argon liquide ; trois modules en bas et un à deux modules en haut ont été utilisés en octobre. Quatre modules du calorimètre hadronique à tuiles ont été utilisés en haut et en bas à chaque fois. Ils ont permis d'effectuer le déclenchement : un dépôt d'énergie minimale d'environ 2 GeV était requis dans les modules du haut et un dans ceux du bas, sans autre critère géométrique. L'électronique utilisée pour le déclenchement était provisoire, et certains de ces modules n'étaient pas dans leur configuration de fonctionnement définitive : leur efficacité n'était pas uniforme et l'information sur le temps de déclenchement a une imprécision de quelques nanosecondes. La zone de sensibilité du déclenchement correspond à $|\eta| < 0.8$, à savoir la région où les cellules prrojectives du calorimètre hadronique tonneau, qui n'est pas complété ici par les tonneaux étendus, ont une profondeur suffisante. La zone au-delà de $\eta = 0.8$ sur les modules du tonneau électromagnétique peut ainsi servir à pour estimer le bruit électronique.

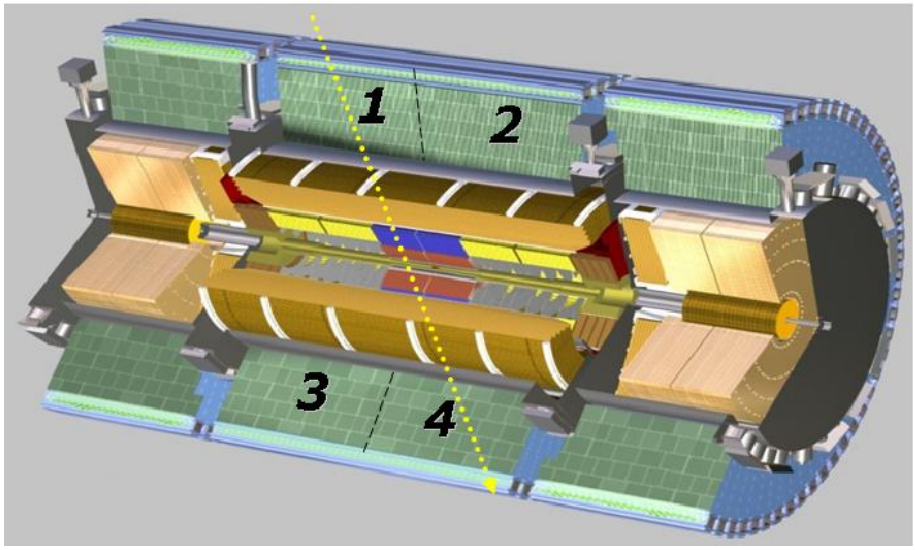


FIGURE 5.22 – *Configuration des prises de données cosmiques avec les calorimètres d'ATLAS en 2006. Le déclenchement correspond à un dépôt hadronique simultané dans une des zones du haut et une de celles du bas. Pour ces données-ci, seules les zones numérotées 1 et 4 ont été utilisées.*

Le dépôt d'énergie des muons traversant le calorimètre a été mesuré par les tests en faisceau. On attend une distribution d'énergie suivant une courbe de Landau, qui décrit les fluctuations de la perte d'énergie par ionisation d'une particule chargée traversant une couche de matière. On extrait de cette distribution la valeur la plus probable pour l'énergie

ainsi déposée par le muon, par un ajustement combinant une distribution de Landau et une gaussienne qui rend compte du bruit. Les tests en faisceau sur les module du calorimètre ont permis d'estimer cette valeur à environ 300 MeV [120], comme l'indique la Figure 5.23. Ces tests ont en particulier mis en évidence le rôle essentiel du filtrage optimal pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

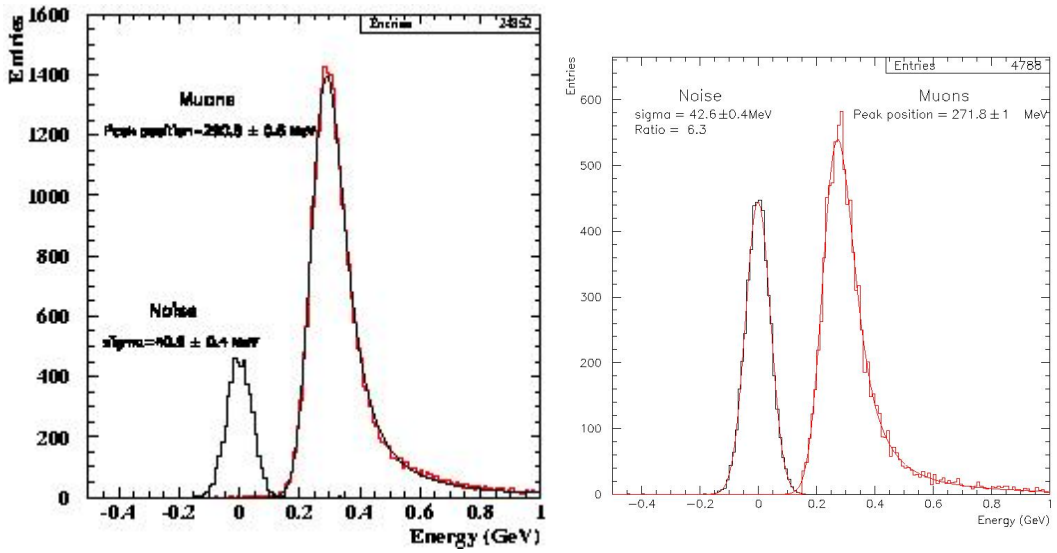


FIGURE 5.23 – *Énergie des muons et bruit lors des tests en faisceau sur des modules du calorimètre électromagnétique tonneau (gauche) et bouchon (droite). L'ajustement sur la distribution d'énergie des muons a été effectué avec une courbe de Landau, dont la valeur la plus probable est indiquée, convoluée avec une gaussienne, dont la largeur est proche de celle du bruit.*

Le flux de muons n'est pas régulièrement distribué sur les cellules du module. À la surface, il est maximal à la verticale et décroît avec l'angle d'incidence. Selon ϕ, on attend donc une distribution symétrique autour d'un maximum à la verticale, c'est-à-dire $\phi = \pm\frac{\pi}{2}$. De même, la distribution des muons à la surface est maximale pour $\eta = 0$ et décroît ensuite ; elle est cependant largement modifiée par la traversée du sous-sol sur une cinquantaine de mètres jusqu'à atteindre la caverne d'ATLAS. Le flux de muons atteignant le détecteur est en effet d'autant plus important que leur trajectoire emprunte une large partie des puits menant de la surface à la caverne (voir Figure 5.24), ce qui supprime la majorité des muons arrivant avec une faible valeur de η. La distribution finale est donc relativement faible pour $|\eta|$ nul et a un maximum pour une valeur intermédiaire entre 0 et 0.8. Ces effets géométriques sont enfin mélangés à l'acceptance des calorimètres dans la configuration utilisée : outre l'efficacité de déclenchement, inégale selon ϕ, un secteur correspondant à $0 < \eta < 0.2$ et $0 < (\phi + \frac{\pi}{2}) < \frac{\pi}{16}$ n'avait pas de haute tension et n'a donc pas recueilli de signal.

Le Tableau 5.3 regroupe des informations sur les deux séries de données cosmiques enregistrées en 2006. Les efficacités du déclenchement sont estimées en cherchant, pour chaque événement déclenché, un muon reconstruit à partir des dépôts hadroniques, qu'il

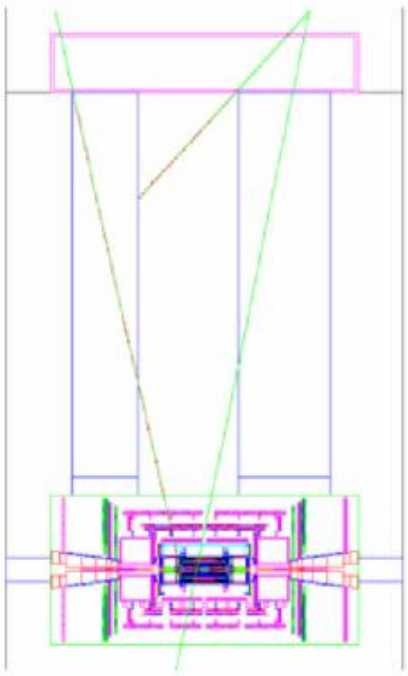


FIGURE 5.24 – *Représentation schématique d'ATLAS dans sa caverne. La prise de données cosmiques de 2006 correspond à des muons dont la trajectoire croise le puits le plus large.*

soit projectif ou non. Les différences d'efficacité sont dues à des changements dans les critères de déclenchement entre les prises de données. Les prises de données suivantes ont eu lieu à partir de mars 2007, et doivent se faire en continu dans les semaines qui suivent ; elles ne seront pas traitées ici.

5.3.2 Reconstruction de l'énergie

Le filtrage optimal permet d'extraire le maximum d'informations d'un signal faible comme celui des muons, les énergies mises en jeu étant proches des niveaux de bruit des cellules. Les coefficients correspondants ont été calculés grâce à des données de délais et

Période	Modules	Nb. d'événements	Eff. déclenchement
août 2006	1	13000	$> 75\%$
octobre 2006	5	27500	12%
	5	50700	45 %

TABLEAU 5.3 – *Événements enregistrés lors de la première prise de données cosmiques in situ des calorimètres d'ATLAS effectuée en 2006. Le nombre de modules du calorimètre électromagnétique utilisés est indiqué. L'efficacité indiquée provient du calorimètre à tuiles, qui a permis le déclenchement.*

piédestaux enregistrées lors des périodes de prise de données cosmiques. Des séries de cinq et vingt-neuf coefficients ont ainsi été calculées, en utilisant la forme du signal de physique déduite de la forme des délais. Cinquante lots de coefficients sont disponibles dans les deux cas pour chaque cellule, correspondant à autant de phases espacées d'une nanoseconde : l'intervalle entre trois échantillons successifs est ainsi couvert. Bien que les coefficients soient disponibles pour tout le calorimètre, la détection se fait essentiellement avec le compartiment du milieu. En effet, le dépôt d'énergie des muons dans le calorimètre, décrit par une distribution de Landau, dépend essentiellement de la longueur traversée dans la matière active, et faiblement de l'impulsion du muon lui-même. Pour un muon presque projectif, le meilleur rapport signal sur bruit sera donc atteint dans les cellules du compartiment du milieu. Celles-ci sont en effet plus longues que celles des compartiments avant et arrière, et plus étroites respectivement selon ϕ et selon η. Les cellules du compartiment avant peuvent néanmoins fournir une information de position plus fine selon η.

5.3.2.1 Détermination du temps du pic

La détermination de l'échantillon le plus proche du pic du signal (cf. Section 5.1.4) peut en principe se faire une seule fois pour toutes les données d'un même lot. La position de cet échantillon provient en effet d'un décalage temporel dû au déclenchement, qui est à peu près constant pour chaque lot. On constate cependant une légère amélioration si l'on élargit le choix aux voisins de cet échantillon, plutôt que de prendre celui-ci systématiquement. On a ainsi comparé deux méthodes pour les lots où le pic est attendu sur le quatrième échantillon : choix du quatrième échantillon (pic fixe) ou recherche du maximum sur les dix premiers échantillons (pic variable). Dans les deux cas, le nombre de cellules qui ont une énergie supérieure à une centaine de MeV, et qui correspondent au signal, est à peu près identique. On constate en revanche une baisse du nombre de cellules ayant une énergie comprise entre 50 et 100 MeV avec la méthode du pic variable. Ces cellules correspondaient en réalité à du bruit et leur énergie reconstruite a ainsi pu être abaissée ; la séparation entre signal et bruit est au final meilleure.

Une fois le pic ainsi choisi, il faut déterminer quel lot de coefficients de filtrage optimal utiliser, c'est-à-dire la phase. Celle-ci ne peut pas être facilement déterminée à partir des informations de déclenchement du calorimètre hadronique. Nous la trouvons donc à l'aide d'une itération [119]. En partant d'une phase initiale donnée, on applique le lot de coefficients correspondant pour obtenir une énergie et un décalage en temps (cf. Équations 5.3). Si ce décalage est nul à une nanoseconde près, on considère que la phase est correcte et on enregistre l'énergie ; dans le cas contraire, on ajoute à la phase ce décalage en temps pour obtenir une nouvelle phase, et on recommence le calcul avec la série de coefficients correspondante. Le choix naturel pour la phase initiale est de 25 nanosecondes, à savoir une phase centrée sur l'échantillon maximal. Nous avons confirmé ce choix après vérification avec diverses phases ; en particulier, une phase initiale précoce (0 ou 12 nanosecondes) entraîne une réduction visible du nombre de cellules d'énergie supérieure à 100 MeV, et donc une moins bonne reconstruction du signal.

Cette méthode converge typiquement en moins de quatre itérations quand il s'agit

bel et bien d'un signal ; elle peut en revanche ne pas converger si les échantillons correspondent en réalité à du bruit. On requiert donc un nombre minimal de coups ADC au-dessus du bruit pour appliquer l'itération ; en-dessous du seuil, la phase initiale est directement utilisée. Plusieurs valeurs de seuil ont été étudiées, et une valeur de 30 coups ADC a été retenue : des valeurs inférieures n'écartent pas suffisamment les cellules de bruit, et les valeurs supérieures n'apportent aucun changement.

5.3.2.2 Réduction du bruit

Une fois la méthode itérative mise en place et ses paramètres par défaut choisis, on peut s'intéresser à l'influence du nombre de coefficients de filtrage optimal utilisés sur la réduction du bruit. On attend un meilleur rejet des cellules n'ayant que du bruit lorsque l'on utilise 29 coefficients au lieu de 5, et donc un meilleur rapport signal sur bruit. Ceci est important dans la mesure où des cellules de plus faible énergie traversées par des muons pourront être séparées du bruit, comme mentionné dans la section suivante. La Figure 5.25 représente les distributions des valeurs d'énergie de toutes les cellules des compartiments avant et milieu du module M12, reconstruites avec 5 et 29 coefficients de filtrage optimal. Ce module est celui qui a enregistré le plus de données car il a été utilisé en août et octobre. De plus, il présente une position avantageuse car il est sur la verticale et profite donc d'un meilleur flux selon ϕ ; enfin, il a bénéficié d'un déclenchement plus stable et efficace, au niveau des modules du calorimètre hadronique correspondants, que les autres modules de l'argon liquide.

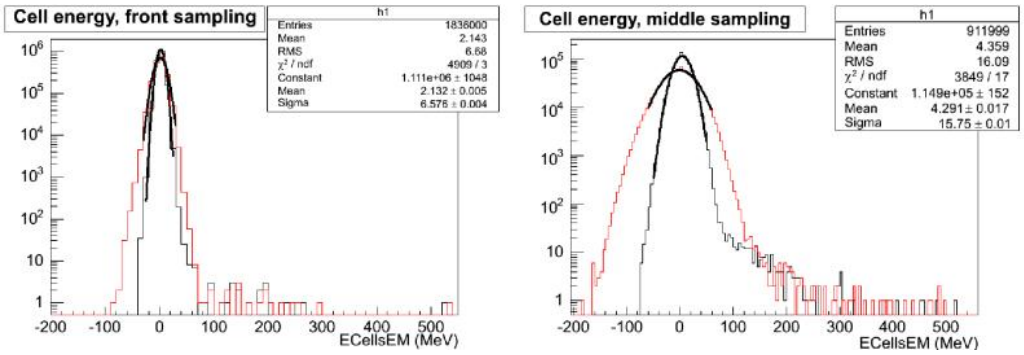


FIGURE 5.25 – *Distributions des énergies par cellule dans le module M12 (à savoir le module le plus bas pour les valeurs positives de η) pour les lots de données cosmiques, reconstruites avec 5 (rouge) et 29 (noir) coefficients de filtrage optimal. Gauche : compartiment avant, droite : compartiment du milieu. Les largeurs des ajustements gaussiens correspondants sont dans chaque cas de 10.3 (6.6) et 30.8 (15.8) MeV pour 5 (29) coefficients.*

On observe dans la distribution d'énergie du compartiment du milieu une queue composée de cellules d'énergie largement supérieure au bruit. Ces cellules correspondent au signal des muons, et ce sont celles que l'on veut séparer du bruit, distribué de part et d'autre de 0. La largeur de l'ajustement gaussien correspondant est à chaque fois divisée

par un facteur proche de deux lorsque l'on utilise 29 coefficients. L'énergie à partir de laquelle le lot de cellules de plus haute énergie devient visible par rapport au pic central passe d'environ 150 MeV à moins de 100 MeV. L'amélioration dans le compartiment avant est moindre mais elle doit permettre d'en utiliser un plus grand nombre dans l'algorithme de reconstruction des amas, et ainsi donner une meilleure information sur la position. La statistique de muons disponible sera au final plus importante, ce qui est crucial pour commencer à étudier l'uniformité sur l'ensemble des cellules, au vu du nombre limité de lots disponibles. Par ailleurs, il sera plus aisé de repérer des cellules mortes, où le nombre de dépôts d'énergie supérieure au bruit est anormalement bas.

L'amélioration de la reconstruction obtenue grâce à la méthode itérative et à l'utilisation de 29 échantillons a permis de réduire le bruit et ainsi d'améliorer la séparation entre les dépôts d'énergie venant des muons et les cellules de bruit. Un meilleur rapport signal sur bruit est ainsi obtenu, et le nombre de muons reconstruits à partir des lots disponibles, encore relativement peu nombreux, doit donc augmenter. On le vérifiera dans la section suivante, où seront décrites les méthodes de constitution des amas de cellules, ainsi que leur sélection à partir des informations complémentaires du calorimètre hadronique.

5.3.3 Constitution et sélection des amas de cellules

Les muons déposent leur énergie sur un petit volume : typiquement une à deux cellules du compartiment du milieu, contiguës en η ou en ϕ [120]. Ces dépôts sont très différents de ceux provenant d'électrons ou de photons, plus étendus en largeur et en profondeur, et en général plus énergétiques. Une reconstruction spécifique des amas de cellules est donc nécessaire. L'algorithme utilisé, appelé LArMuID, consiste essentiellement en une constitution d'amas dans le compartiment du milieu par accrétion de cellules à partir des cellules les plus énergétiques. Cet algorithme cherche tout d'abord des cellules dans le compartiment du milieu dépassant un seuil haut. Pour chacune des cellules retenues, il ajoute les cellules voisines dépassant un seuil bas, et éventuellement des cellules du compartiment avant pour améliorer l'information sur la position ; le compartiment avant ne sera cependant pas utilisé dans la suite. Le compartiment arrière, dont les larges cellules ont un rapport signal sur bruit faible, n'est pas utilisé dans cet algorithme. Deux types de seuils ont été envisagés, pour une sélection étroite (seuils haut et bas respectivement à 200 et 140 MeV) et une sélection large (seuils de 100 et 50 MeV). En principe, dans le premier cas, il s'agit d'éliminer le plus possible la contribution du bruit pour avoir un signal clair ; dans le second, on veut obtenir une meilleure efficacité. Or l'utilisation de 29 coefficients de filtrage optimal permet d'améliorer grandement la pureté de la reconstruction de l'énergie des cellules, en réduisant le bruit. On constate en effet une large diminution du nombre d'amas reconstruits par événement en seuil large, comme indiqué sur la Figure 5.26. Il est alors possible d'utiliser ce seuil, et donc d'augmenter l'efficacité de reconstruction des muons, sans créer un nombre important de faux amas. Le seuil large a donc été choisi pour la suite. Le grand nombre d'événements sans aucun amas reconstruit est dû à de faux déclenchements dans le calorimètre hadronique, peu nombreux pour les lots d'août, mais dont le nombre est non négligeable pour ceux d'octobre, comme l'indique le Tableau 5.3.

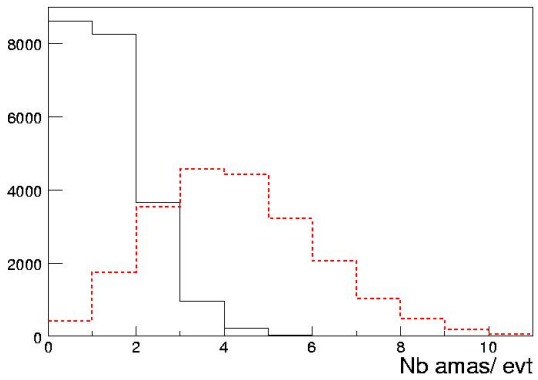


FIGURE 5.26 – *Nombre d'amas reconstruits par l'algorithme LArMuID, avec un seuil large (100 et 50 MeV), en utilisant cinq (ligne rouge pointillée) ou vingt-neuf (ligne noire pleine) coefficients de filtrage optimal.*

Pour obtenir l'efficacité et la pureté de la constitution des amas, on peut définir les "vrais" muons à l'aide des données du calorimètre hadronique. Outre les informations de déclenchement, des amas d'énergie y sont reconstruits par un algorithme hors ligne. On déduit de ces amas la trajectoire la plus probable pour le muon. L'association entre la trace ainsi reconstruite dans les calorimètre hadronique et les amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique se fait par leurs distances en η et en ϕ. On considère qu'il y a coïncidence si les écarts $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont inférieurs à 0.15. On peut ainsi comparer les performances de la construction d'amas, et en particulier la présence de faux amas issus du bruit, avec des reconstructions utilisant 5 ou 29 coefficients de filtrage optimal. La Figure 5.27 représente les amas venant de LArMuID selon leur distance à la trace hadronique pour les deux reconstructions. On constate que le nombre de faux muons, correspondant à des amas ne coïncidant pas avec la trace, est négligeable avec 29 échantillons. On dispose donc d'un lot très pur de muons.

L'uniformité du calorimètre ne peut être estimée qu'avec des muons relativement projectifs, au vu de la géométrie des cellules. Or la majorité des traces hadroniques ainsi reconstruites est non-projective. On impose un critère supplémentaire sur le point d'intersection entre la trace et le plan horizontal à hauteur de l'axe du faisceau : la distance selon z et et selon x entre ce point et le centre d'ATLAS doit être inférieure à 30 cm. L'efficacité résultante sur l'ensemble des données disponibles, pour les amas, est divisée par un facteur deux. Pour le module M12, qui dispose de données prises en août et en octobre, ceci correspond à un total de 5200 événements, soit une efficacité moyenne de 6%. Cette statistique permet déjà de repérer des cellules mortes et de commencer les études d'uniformité, plusieurs cellules ayant plus de vingt muons. Le nombre de muons observés devrait être largement augmenté par les prises de données cosmiques actuelles, qui doivent durer quelques mois. L'estimation de l'uniformité du calorimètre avec une précision autour d'un pourcent pour l'énergie et à une nanoseconde près devrait ainsi être accessible avant les premières collisions à la fin de l'année.

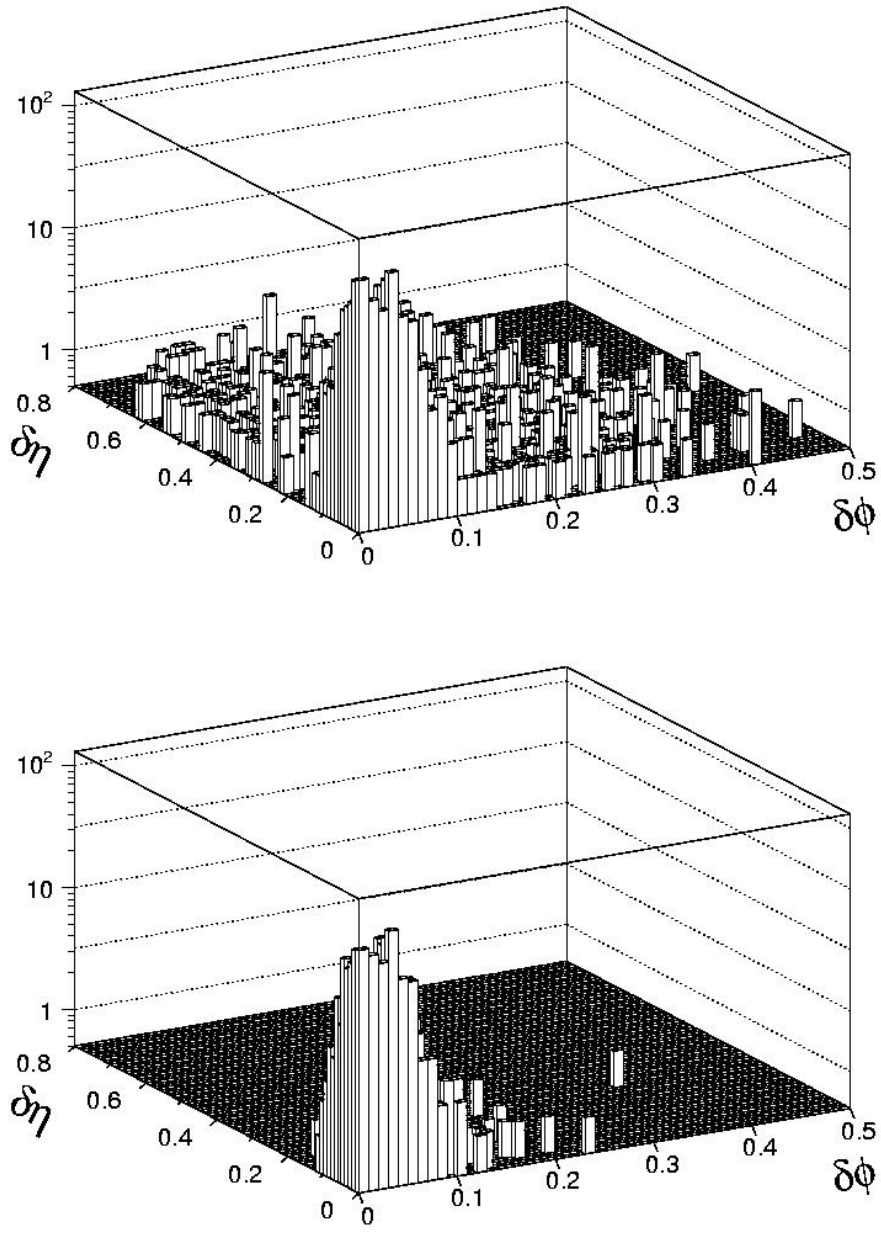


FIGURE 5.27 – *Distribution des amas électromagnétiques en fonction de leur distance $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ à la trace hadronique ; l'énergie des cellules a été reconstuite avec cinq (haut) et vingt-neuf (bas) coefficients de filtrage optimal.*

Conclusion

La sensibilité d'ATLAS à la nouvelle physique à travers des mesures de polarisation dans le secteur du quark top a été validée avec une simulation complète du détecteur. Une précision de 1 à 2 % pour la mesure de la polarisation du W, et de 3 à 6 % pour la polarisation des paires $t\bar{t}$, est attendue avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. Cette précision est suffisante pour déceler la trace de phénomènes non-standard de diverses origines. Il est par exemple possible avec une telle sensibilité d'observer un couplage tensoriel anormal dans la décroissance du top avec une précision de 4 %. Cette valeur est très compétitive par rapport aux limites existantes ou prévues par ailleurs, ce qui confirme les potentialités du LHC en tant qu'usine à tops et ATLAS comme expérience de précision à une échelle proche du TeV. Une très bonne maîtrise des détecteurs est en revanche indispensable pour parvenir à de telles mesures.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est dans la dernière phase de tests avant sa mise en service lors du démarrage du LHC fin 2007. Le système de calibrage est opérationnel et de nombreuses données ont été prises depuis 2006. Elles permettent de confirmer les bonnes performances observées lors de la construction et des tests en faisceau des modules. En particulier, le critères de non-linéarité, comprise entre 0.1 et 0.4, et d'uniformité pour les rampes sont en accord avec les observations précédentes, notamment sur le module de pré-production. La conversion du signal numérisé en une valeur d'énergie, dans laquelle les coefficients extraits des rampes jouent un rôle important, pourra donc se faire avec les performances requises.

L'étude des performances du calorimètre électromagnétique à l'aide des muons cosmiques constitue une étape importante de sa mise en oeuvre : les toutes premières particules sont ainsi vues par le détecteur dans ses véritables conditions de fonctionnement. Les premières prises de données, combinant les deux calorimètres tonneau, ont eu lieu en 2006. Grâce à une reconstruction spécifique de l'énergie, où intervient le filtrage optimal de façon pertinente (itération et lots de 29 coefficients), le niveau de bruit a été divisé par un facteur proche de deux : des largeurs de 16 et 8 MeV respectivement dans les compartiments milieu et avant ont été obtenues. Les dépôts muoniques ont ainsi pu être efficacement séparés du bruit, et un lot très pur de muons a été obtenu. L'efficacité obtenue est de 6 %, correspondant à plus de cinq mille muons dans le module le plus peuplé. Cette statistique doit permettre de commencer à estimer l'uniformité du calorimètre. Il faudra maintenant augmenter la statistique d'un ordre de grandeur au moins pour porter les sensibilités de cette étude à l'ordre du pourcent et de la nanoseconde. Les prises de données cosmiques de 2007, en commun avec le calorimètre hadronique et une partie du spectromètre à muons, ont commencé au mois de mars ; les premiers muons ont par ailleurs

été observés dans l'un des bouchons en avril. Au vu des différentes études effectuées lors de sa mise en route, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est en bon état de fonctionnement et ses performances devraient être conformes aux exigences des canaux de physique. Sa mise en oeuvre continuera cependant après le démarrage du LHC, dont les premières données (biais minimum, bosons W et Z, top) permettront de continuer son étalonnage et la vérification de ses performances.

Cette thèse a été financée par la Région Provence-Alpes-Côte-d'Azur et le CNRS.

Bibliographie

[1] W.-M. Yao *et al.* – Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33**, 1 (2006) ; http://pdg.lbl.gov.

[2] Tevatron Electroweak Working Group (pour les Collaborations CDF et DØ), *A Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark*, FERMILAB-TM-2380-E, hep-ex/0703034.

[3] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume I: Foundations*, Cambridge University Press (1995).

[4] S. L. Glashow, *Nucl. Phys. Rev.* **22** (1961), 579.
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967), 1264.
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, éd. N. Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969), 367.
S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970), 1285.

[5] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley and Sons (1984).

[6] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964), 132.

[7] N. Cabbibo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963), 531.
M. Kobayashi et T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973), 652.

[8] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983), 1945.

[9] http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/

[10] G. Abbiendi *et al.* (les Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, le groupe de travail du LEP pour les recherches du boson de Higgs), *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP/2003-011, *Phys. Lett.* **B 565** (2003) 61, hep-ex/0306033.

[11] S. Asai *et al.*, *Prospects for the Search of a Standard Model Higgs Boson in ATLAS using Vector Boson Fusion*, SN-ATLAS-2003-024, *Eur. Phys. J.* **C 32** (2004) s19-s54, hep-ph/0402254.

[12] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume III: Supersymmetry*, Cambridge University Press (2000).

[13] F. Abe *et al.* (la Collaboration CDF), *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2626 (1995).
S. Abachi *et al.* (la Collaboration DØ), *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2632 (1995).

[14] M. Beneke *et al.*, *Top quark physics*, CERN-TH-2000-100, hep-ph/0003033.

[15] D. Chakraborty, J. Konigsberg et D. Rainwater, *Top quark physics*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 301, hep-ph/0303092.

[16] C.-P. Yuan, *Physics of top*, International Workshop on Top Quark Physics, janvier 2006, Coimbra, Portugal, PoS(TOP2006)001.

[17] E. Eichten et K. Lane, *Multiscale technicolor and top production*, Phys. Lett. **B 327** (1994) 129, hep-ph/9401236.

[18] C. T. Hill, *Topcolor: Top quark condensation in a gauge extension of the Standard Model*, Phys. Lett. **B 266** (1991) 419.
C. T. Hill, *Topcolor assisted Technicolor*, Phys. Lett. **B 345** (1995) 483, hep-ph/9411426.

[19] J. Sjölin, *LHC experimental sensitivity to CP violating $gt\bar{t}$ couplings*, J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **29** (2003) 543.
A. Brandenburg et J. P. Ma, *CP violation and top quark decays*, Z. Phys. **C 56** (1992) 97.
P. Haberl, O. Nachtmann et A. Wilch, *Top production in hadron hadron collisions and anomalous top-gluon couplings*, Phys. Rev. **D 53** (1996) 4875, hep-ph/9505409.

[20] D. Atwood, A. Kagan et T. G. Rizzo, *Constraining anomalous top quark coupling at the Tevatron*, Phys. Rev. **D 52** (1995) 6264, hep-ph/9407408.
R. Martinez, J. A. Rodriguez et M. Vargas, *The anomalous chromomagnetic dipole moment of the top quark*, hep-ph/9709478.

[21] W. Bernreuther et A. Brandenburg, *Signatures of Higgs sector CP violation in top quark pair production at proton proton supercolliders*, Phys. Lett. **B 314** (1993) 104.
W. Bernreuther et A. Brandenburg, *Tracing CP violation in the production of Top quark pairs by Multiple TeV proton proton collisions*, Phys. Rev. **D 49** (1994) 4481, hep-ph/9312210.
W. Bernreuther, A. Brandenburg et M. Flesch, *QCD corrections to decay distributions of neutral higgs bosons with (in)definite CP parity*, Phys. Lett. **D 56** (1997) 90, hep-ph/9701347.
W. Bernreuther, M. Flesch et P. Haberl, *Signature of Higgs bosons in the top quark decay channel at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 58** (1998) 114031, hep-ph/9709284.

[22] M. Arai *et al.*, *Top spin correlations in theories with large extra dimensions at the Large Hadron Collider*, Phys. Rev. **D 70** (2004) 115015, hep-ph/0409273.

[23] M. Jezabek et J. H. Kühn, *V-A tests through leptons from polarized top quarks*, Phys. Lett. **B 329** (1994) 317, hep-ph/940336.
M. Jezabek, *Top quark physics*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **37**B (1994) 197, hep-ph/9406411.

[24] M. Beg *et al.*, *Manifest left-right symmetry and its experimental consequences*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1252, [Erratum-ibid. **39** (1977), 54].

[25] G. Malhon et S. Parke, *Angular correlations in top quark pair production and decay at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 53** (1996) 4886, hep-ph/9512264.

[26] I. Bigi, Y. Dokshitzer, V. Khoze, J. Kühn et P. Zerwas, *Production and Decay Properties of Ultra-Heavy Quarks*, Phys. Lett. **B 181** (1986) 157, CERN-TH 4494/86.

[27] S. Binet, *Light jet energy scale in situ calibration using a resonance decay in the $t\bar{t}$ channel with ATLAS*, ATL-COM-SOFT-2005-001.

[28] S. Corréard, *Calibration de l'étiquetage de jets issus de quarks beaux et recherche du boson de Higgs dans le canal ttH → lνb jjb bb dans l'expérience ATLAS auprès du LHC*, Thèse de Doctorat, CPPM-T-2006-01.

[29] R. Bonciani *et al.*, *NLL resummation of the heavy quark hadroproduction cross-section*, *Nucl. Phys.* **B 529** (1998) 424, hep-ph/9801375.

[30] La Collaboration DØ, *Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of* $|V_{tb}|$, FERMILAB-PUB-06/475-E, hep-ex/0612052.

[31] B. P. Kersevan et I. Hinchliffe, *A Consistent Prescription for the Production Involving Massive Quarks in Hadron Collisions*, JHEP06 09 (2006) 033, hep-ph/0603068.

[32] B. P. Kersevan et E. Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, TPJU-6-2004, hep-ph/0405247.

[33] http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/2006/CDFExtrap/.

[34] A. Lucotte, A. Llères et F. Chevallier, *Prospects for single top cross-section measurements in ATLAS*, ATL-PHYS-PUB-2007-005.

[35] B. González-Pineiro, R. Brock, D. C. O'Neil et M. Lefebvre, *Top and W polarization in EW top production at LHC*, ATL-PHYS-2000-017.

[36] M. Čiljak, M. Jurčovičová, S. Tokár et U. Baur, *Top charge measurement at ATLAS detector*, ATL-PHYS-2003-035.

[37] La Collaboration DØ, *Experimental Discrimination between Charge 2e/3 Top Quark and Charge 4e/3 Exotic Quark Production Scenarios*, Phys. Rev. Lett. **98**, 041801 (2007).

[38] M. Dührssen, *Prospects for the measurement of Higgs boson coupling parameters in the mass range from 110 - 190 GeV*, ATL-PHYS-2003-030.

[39] J. H. Kühn, *How to measure the polarization of top quarks*, Nucl. Phys. **B 237** (1984) 77.

[40] V. Barger, J. Ohnemus et R. J. N. Phillips, *Spin correlation effects in the hadroproduction and decay of very heavy top quark pairs*, Int. J. Mod. Phys. **A 4** (1989) 617.

[41] 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** (1992) 124.

[42] F. Larios, E. Malkawi et C.-P. Yuan, *Probing the electroweak symmetry breaking sector with the top quark*, Présentation dans CCAST Workshop, juillet 1996, Beijing (Chine), hep-ph/9704288.

[43] H. S. Do *et al.*, *Electroweak and finite width corrections to top quark decays into transverse and longitudinal W-bosons*, Phys. Rev. **D 67** (2003) 091501, hep-ph/0209185.

[44] La Collaboration CDF, *Measurement of the Helicity of W Bosons in Top-Quark Decays*, Phys. Rev. **D 73**, 111103(R) (2006), hep-ex/0511023.
La Collaboration DØ, *Measurement of the W boson helicity in top quark decay at DØ*, Phys. Rev. **D 75** (2007) 031102.
La Collaboration DØ, *Search for right-handed W bosons in top quark decay*, Phys. Rev. **D 72** (2005) 011104.

[45] K. Smolek et V. Simak, *Measurement of spin correlations of the top-antitop pairs in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-2003-012.

[46] V. Simak *et al.*, *Reconstruction of top-antitop system from 2 leptons and 2 jets final states in experiment ATLAS*, ATL-PHYS-2001-018.

[47] W. Bernreuther, A. Brandenburg and P. Uwer, *Transverse polarization of top quark pairs at the Tevatron and the LHC*, Phys. Lett. **B 368** (1996) 153, hep-ph/9510300.

[48] C. Benchouk, L. Hinz et E. Monnier, *Top-Antitop spin correlation measurement in the semileptonic decay channel in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-2002-024.

[49] P. Uwer, *Maximizing the spin correlation of the top quark pairs produced at the LHC*, Phys. Lett. **B 609** (2005) 271, hep-ph/0412097.

[50] W. Bernreuther *et al.*, *Top quark pair production and decay at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B 690** (2004) 81, hep-ph/0403035.

[51] A. Czarnecki, M. Jezabek and J.H. Kühn, *Lepton spectra from decays of polarized top quarks*, Nucl. Phys. **B 351** (1991) 70.

[52] A. Brandenburg, Z.G. Si and P. Uwer, *QCD-corrected spin analysing power of jets in decays of polarized top quarks*, Phys. Lett. **B 539** (2002) 235, hep-ph/0205023.

[53] A. Brandenburg, Z. G. Si et P. Uwer, *QCD-corrected spin analysing power of jets in decays of polarized top quarks*, *Phys. Lett.* **B 539** (2002) 235, hep-ph/0205023.

[54] W. Bernreuther *et al.*, *Top quark spin correlations at hadron colliders: predictions at next-to-leading order QCD*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 242002, hep-ph/0107086.

[55] The LHC Study Group, *The Large Hadron Collider : Conceptual Design*, CERN-AC-95-05.

[56] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Technical Proposal*, CERN-LHCC-94-43.

[57] La Collaboration CMS, *CMS Technical Proposal*, CERN-LHCC-94-38.

[58] La Collaboration LHCb, *LHCb Technical Proposal*, CERN-LHCC-98-004.

[59] La Collaboration ALICE, *ALICE Technical Proposal*, CERN-LHCC-95-71.

[60] D. Froidevaux et P. Sphicas, *General-Purpose Detectors for the Large Hadron Collider*, Annual Review of Nuclear and Particle Science, vol. 56 (nov. 2006) 375-440.

[61] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, Volumes I et II, CERN/LHCC 99-14 et 99-15.

[62] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Inner Detector Technical Design Report*, Volumes I et II, CERN/LHCC 97-16 et 97-17.

[63] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Central Solenoid Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-021.

[64] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Pixel Detector Technical Design Report*, CERN-LHCC-98-013.

[65] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41.

[66] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN-LHCC-96-042.

[67] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN-LHCC-97-022.

[68] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Level-1 Trigger Technical Design Report*, CERN-LHCC-98-014.
The ATLAS HLT, DAQ, DCS Technical Design Report, CERN-LHCC-2003-022, Volume I.

[69] F. Hubaut *et al.*, *ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in $t\bar{t}$ events*, Eur. Phys. J. **C 44 S2** (2005) 13, hep-ex/0508061.

[70] F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, B. Resende et C. Zhu, *Comparison between full aand fast simulations in top physics*, ATLAS-PHYS-PUB-2006-017.

[71] F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, B. Resende et C. Zhu, *Polarization studies in $t\bar{t}$ semileptonic events with ATLAS full simulation*, ATL-PHYS-PUB-2006-022.

[72] S. R. Slabospitsky et L. Sonnenschein, *Toprex Generator (version 3.25) short Manual*, Comput. Phys. Commun. **148** (2002) 87, hep-ph/0201292.

[73] S. Frixione et B. Webber, *The MCatNLO 2.3 Event Generator*, hep-ph/0402116.

[74] T. Sjöstrand *et al.*, *PYTHIA 6.2: Physics and Manual*, LU-TP-01-21, hep-ph/0108264.

[75] M. L. Mangano *et al.*, *Alpgen, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP07 (2003) 001, hep-ph/0206293.

[76] J. Pumplin *et al.*, *New Generation of parton distributions with uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP **0207** (2002) 12, hep-ph/02011095.

[77] G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6.5: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP01 (2001) 010, hep-ph/0011363.

[78] P. Golonka *et al.*, *The tauola-photos-F environment for the TAUOLA and PHOTOS packages, release II*, CERN-TH/2003-287, hep-ph/0312240.

[79] E. Richter-Was, D. Froidevaux et L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131.

[80] S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4 : A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Methods **A506** (2003) 250.

[81] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Computing Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-022, sections 6.5 et 8.2.2.
Overview of production for Rome ATLAS Physics meeting, juin 2005, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/RomeOverviewWiki

[82] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/ElectronGammaIsEM

[83] D. Adams *et al*, *Track reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer with MOORE*, ATL-SOFT-2003-007.

[84] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Computing Technical Design Report*, section 4.2.3 ; *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*, section 12.4.2.1 ; *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, sections 6.3.1, 6.3.2 et 8.1.1.1 (Staco).

[85] A.-I. Etienvre, J.-P. Meyer et J. Schwindling, *Top quark mass measurement in the lepton plus jets channel using full simulation*, ATL-PHYS-INT-2005-002.

[86] S. Corréard *et al.*, *b-tagging with DC1 data*, ATL-PHYS-2004-006.

[87] ATLFAST Validation Task Force, *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST*, ATL-COM-PHYS-2007-012.

[88] D. Cavalli, *First E_T^{miss} results with LocalHadronCalib in* Jet/EtMiss/tau Performance Meeting, 8 décembre 2005.

[89] I. Borjanovic *et al.*, *Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC*, Eur. Phys. J. **C 39 S2** (2005) 63, hep-ex/0403021.

[90] A. Gupta, Présentation à l'atelier *ATLAS Physics Workshop*, Rome, 8 juin 2005.

[91] J. Cao *et al.*, *Supersymmetric effects in top quark decay into polarized W boson*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 054019, hep-ph/0306278.

[92] Y. Min Nie *et al.*, *Effects of R-parity violation in unpolarized top quark decay into polarized W-boson*, Phys. Rev. **D 71** (2005) 074018, hep-ph/0501048.

[93] 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. **D 71** (2005) 0140035, hep-ph/0501145.

[94] N. Mahajan, *$t \to bW$ in non commutative Standard Model*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 095001, hep-ph/0304235.

[95] E. Malkawi et C.-P. Yuan, *A global analysis of the top quark couplings to gauge bosons*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 4462, hep-ph/9405322.

[96] R. D. Peccei et X. Zhang, *Dynamical symmetry breaking and universality breakdown*, Nucl. Phys. **B 337** (1990) 269.

[97] W. Bernreuther *et al.*, *Angular correlations and distributions for searches of CP violation in top quark production and decay*, Nucl. Phys. **B 388** (1992), 53 [*Erratum-ibid.* **B 406** (1993), 516].

[98] C.-R. Chen, F. Larios et C.-P. Yuan, *General Analysis of Single Top Production and W Helicity in Top Decay*, Phys. Lett. **B 631** (2005) 126, hep-ph/0503040.

[99] F. del Aguila and J. A. Aguilar-Saavedra, *Precise determination of the Wtb couplings at LHC*, Phys. Rev. **D 67** (2003) 014009, hep-ph/0208171.

[100] E. Boos, L. Dudko et T. Ohl, *Complete calculations of $Wb\bar{b}$ and $Wb\bar{b}$+jet production at Tevatron and LHC: probing anomalous Wtb couplings in single top production*, Eur. Phys. J. **C 11** (1999) 473, hep-ph/9903215.

[101] D. Espriu et J. Manzano, *A study of top polarization in single-top production at the LHC*, Phys. Rev. **D 66** (2002) 114009, hep-ph/0209030.

[102] B. Gonzalez-Pineiro *et al.*, *Measuring V_{tb} and the polarization of top quarks and W bosons via boson gluon fusion at ATLAS*, ATL-PHYS-2000-017.

D. Espriu et J. Manzano, *Measuring effective electroweak couplings in single top production at the LHC*, Phys. Rev. **D 65** (2002) 073005, hep-ph/0107112.

[103] B. J. Kilminster, *A search for non-Standard Model W helicity in top quark decays*, Thèse de Doctorat CDF (2003).

N. Vickey, *Measurement of W boson polarization in top quark decay*, Thèse de Doctorat, FERMILAB-THESIS-2004-49 (2004).

[104] La Collaboration CDF, *Measurement of the W polarization in top decays at CDF at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. **D 71** (2005) 031101, [Erratum-ibid. **D 71** (2005), 059901] hep-ex/0411070.

La Collaboration CDF, *Measurement of the helicity of W bosons in top quark decays*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 216, hep-ex/9909042.
La Collaboration DØ, *Helicity of the W boson in lepton+jets t anti-t events*, Phys. Lett. **B 617** (2005) 1, hep-ex/0404040.

[105] T. Hurth, *Present status of inclusive rare B-decays*, Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 1159, hep-ph/0212304.

[106] F. Larios, M. A. Perez et C.-P. Yuan, *Analysis of tbW and ttZ couplings from CLE0 and LEP/SLC data*, Phys. Lett. **B 457** (1999) 334, hep-ph/9903394.

[107] T. Stelzer et S. Willenbrock, *Spin correlation in top-quark production at hadron colliders*, Phys. Lett. **B 374** (1996) 169, hep-ph/9512292.

[108] K. Cheung, *Probing non-standard top couplings using spin-correlation*, Phys. Rev. **D 55** (1997) 4430, hep-ph/9610368.

[109] La Collaboration ATLAS, *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-40.

[110] F. Hubaut et C. Serfon, *Response uniformity of the ATLAS electromagnetic endcap calorimeter*, CERN-ATL-COM-LARG-2004-014.

[111] C. Serfon, *Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Séparation électrons-jets*, Thèse de Doctorat, CPPM-T-2005-02.

[112] J. Bán *et al.*, *ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics*, ATL-LARG-PUB-2007-008.

[113] F. Henry-Couannier et E. Monnier, *Pile up simulation studies for the ROD*, ATL-LARG-2003-009.

[114] O. Martin, E. Monnier et S. Tisserant, *Update of some Geometrical Parameters for the ATLAS E.M. End-Cap Calorimeter*, ATL-LARG-96-047.

[115] W. E. Cleland et E. G. Stern, Nucl. Instrum. Methods **A338** (1994) 467-497.

[116] P. Barrillon, E. Monnier, P. Pralavorio, D. Sauvage, J. Del Peso et S. Rodier, *Electrical tests for the validation of the electromagnetic end-cap calorimeter modules*, ATL-LARG-2003-004.

[117] twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/LArBarrelP3CommissioningExpertWeek02 pour le tonneau.
twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/LArEndcapP3Commissioning pour les bouchons.

[118] B. Aubert *et al.*, *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0*, Nucl. Instrum. Methods **A500** (2003) 202-231.

[119] B. Aubert *et al.*, *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter end-cap module 0*, Nucl. Instrum. Methods **A500** (2003) 178-201.

[120] A. Camard, F. Hubaut, B. Laforge et P. Schwemling, *Study of the EM Barrel Module 0 with muons*, ATL-LARG-2001-017.

Annexe A

Le filtrage optimal

La méthode de filtrage optimal utilise la connaissance de la fonction normalisée $g(t)$ décrivant le signal mis en forme pour déduire, à partir des échantillons disponibles, l'amplitude A_{max} du pic de ce signal. Considérons N échantillons S_i, en distinguant le bruit n_i associé à chacun d'entre eux. Posons $g_i = g(t_i)$, où les t_i, espacés de 25 nanosecondes, sont aussi proches que possible des temps d'échantillonnage du signal, et appellons ΔT l'écart résiduel entre les t_i et l'échantillonnage réel. On a alors :

$$\begin{aligned} S_i &= A_{max} g(t_i - \Delta T) + n_i && \text{(A.1)} \\ &\sim A_{max}\Big(g(t_i) - g'(t_i)\Delta T\Big) + n_i && \text{(A.2)} \\ &= A_{max} g_i - g'_i A_{max}\Delta T + n_i && \text{(A.3)} \end{aligned}$$

On a effectué un développement de $g(t_i - \Delta T)$ au premier ordre, en posant $g'(t_i) = g'_i$. En considérant un bruit de moyenne nulle, on peut alors exprimer A_{max} d'une part et $A_{max}\Delta T$ d'autre part comme des combinaisons linéaires des S_i :

$$\begin{aligned} A_{max} &= \sum_{i=1}^{N} a_i S_i && \text{(A.4)} \\ A_{max}\Delta T &= \sum_{i=1}^{N} b_i S_i && \text{(A.5)} \end{aligned}$$

à condition de poser des coefficients a_i et b_i vérifiant :

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g_i = 1 \qquad \sum_{i=1}^{N} a_i g'_i = 0 \qquad \text{(A.6)}$$

$$\sum_{i=1}^{N} b_i g_i = 0 \qquad \sum_{i=1}^{N} b_i g'_i = -1 \qquad \text{(A.7)}$$

Ces égalités ne sont vérifiées qu'en moyenne, et ne sont pas accessibles dans la réalité. On a en fait accès aux grandeurs suivantes :

$$u = \sum_{i=1}^{N} a_i(S_i + n_i) \tag{A.8}$$

$$v = \sum_{i=1}^{N} b_i(S_i + n_i) \tag{A.9}$$

dont les moyennes valent respectivement A_{max} et $A_{max}\Delta T$. Pour réduire l'effet du bruit, on veut avoir la plus petite dispersion possible pour u et pour v. On calcule donc leur variance σ_u et σ_v :

$$\sigma_u^2 = < \left(\sum_i a_i(S_i + n_i) \right)^2 > - \left(< \sum_i a_i S_i + n_i > \right)^2 \tag{A.10}$$

$$= < \sum_{i,j} a_i a_j (S_i S_j + S_i n_j + S_j n_i + n_i n_j) > - \left(\sum_i a_i S_i \right)^2 \tag{A.11}$$

$$= \sum_{i,j} a_i a_j S_i S_j + 2 \sum_{i,j} a_i a_j < n_i S_j > + \sum_{i,j} a_i a_j < n_i n_j > - \left(\sum_i a_i S_i \right)^2 \tag{A.12}$$

$$= \sum_{i,j} a_i a_j < n_i n_j > \tag{A.13}$$

On obtient de même $\sigma_v^2 = \sum_{i,j} b_i b_j < n_i n_j >$. On voit apparaître dans ces expressions les éléments $< n_i n_j >$ de la matrice d'autocorrélation du bruit R. Pour minimiser σ_u et σ_v en fonction des coefficients a_i et b_i, tout en conservant autant que possible les Équations A.6 et A.7, on utilise la méthode des multiplicateurs de Lagrange. On pose les quantités :

$$I_u = \sum_{i,j} a_i a_j R_{ij} - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \tag{A.14}$$

$$I_v = \sum_{i,j} b_i b_j R_{ij} - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \tag{A.15}$$

qui doivent être minimisées par rapport aux coefficients a_i et b_i :

$$\frac{\partial I_u}{\partial a_i} = \sum_j R_{ij} a_j - \lambda g_i - \kappa g'_i = 0 \tag{A.16}$$

$$\frac{\partial I_v}{\partial b_i} = \sum_j R_{ij} b_j - \mu g_i - \rho g'_i = 0 \tag{A.17}$$

$$\tag{A.18}$$

En inversant ces équations, on obtient :

$$\mathbf{a} = \lambda R^{-1}\mathbf{g} + \kappa R^{-1}\mathbf{g}' \tag{A.19}$$
$$\mathbf{b} = \mu R^{-1}\mathbf{g} + \rho R^{-1}\mathbf{g}' \tag{A.20}$$

où l'on a posé les vecteurs $\mathbf{a} = {}^t(a_1,...,a_N)$, et ainsi de suite. Les expressions des multiplicateurs de Lagrange sont obtenues à l'aide des Équations A.6 et A.7. Les coefficients de filtrage optimal s'expriment ainsi finalement en fonction de $\mathbf{g}$, $\mathbf{g}'$ et R :

$$\mathbf{a} = \frac{({}^t\mathbf{g}R^{-1}\mathbf{g}')R^{-1}\mathbf{g} - ({}^t\mathbf{g}'R^{-1}\mathbf{g})R^{-1}\mathbf{g}'}{({}^t\mathbf{g}'R^{-1}\mathbf{g}')({}^t\mathbf{g}R^{-1}\mathbf{g}) - ({}^t\mathbf{g}'R^{-1}\mathbf{g})^2} \tag{A.21}$$
$$\mathbf{b} = \frac{({}^t\mathbf{g}'R^{-1}\mathbf{g})R^{-1}\mathbf{g}' - ({}^t\mathbf{g}R^{-1}\mathbf{g}')R^{-1}\mathbf{g}}{({}^t\mathbf{g}'R^{-1}\mathbf{g}')({}^t\mathbf{g}R^{-1}\mathbf{g}) - ({}^t\mathbf{g}'R^{-1}\mathbf{g})^2} \tag{A.22}$$

Étude du quark top avec ATLAS au LHC. Mise en route du calorimètre électromagnétique

En 2007 aura lieu la mise en service du LHC, collisionneur proton-proton construit au CERN et dont les objectifs comprennent l'étude de l'origine de la masse et la recherche de nouvelle physique. L'expérience ATLAS tentera d'en exploiter toutes les potentialités avec un détecteur généraliste en plusieurs couches.

L'étude du quark top constituera une étape importante dans les recherches d'ATLAS : ses propriétés peuvent révéler la trace d'une nouvelle physique. Dans ce but, la polarisation du quark top et du boson W qui en provient ont été étudiées. L'analyse en simulation détaillée présentée ici a confirmé des résultats en simulation rapide avec une estimation extensive des erreurs systématiques. ATLAS peut ainsi espérer une précision de quelques pourcents avec 10 fb^{-1} de données, à savoir une année de fonctionnement du LHC. Cette précision est suffisante pour permettre d'écarter ou retenir divers modèles de nouvelle physique.

Parmi les sous-systèmes d'ATLAS, le calorimètre électromagnétique joue un rôle crucial dans la caractérisation des électrons et photons, utilisés notamment pour la recherche du boson de Higgs. Cet exposé a pour thème sa mise en route, à la veille des premières collisions. Ceci comprend dans un premier temps l'installation du détecteur et de son électronique, dont le fonctionnement est rappelé, notamment le système d'étalonnage ; et dans un deuxième temps l'observation de muons cosmiques, premier test de la chaîne de lecture et de reconstruction dans des conditions réelles de fonctionnement, et dont une analyse est présentée.

Mots-clés : *ATLAS, quark top, polarisation du boson W, corrélation de spin, couplage Wtb, calorimètre électromagnétique, étalonnage, rampes, muons cosmiques, surveillance.*

Top quark studies with ATLAS at the LHC. Electromagnetic calorimeter commissioning

The first proton-proton collisions in the Large Hadron Collider at CERN will take place on 2007. It aims at understanding the origins of mass, and it will also look for new physics. The ATLAS experiment will exploit all those physics potentialities, using a multilayer generalist detector.

Quark top studies will be an important step in ATLAS physics program : its properties may reveal hints of new phenomena. One way to look for new physics is through quark top and W boson polarizations, which are studied here. This detailed simulation study has confirmed previous fast simulation results including extensive systematics estimation. ATLAS should thus yield a precision of a few percents with 10 fb^{-1} of data, that is a year of LHC working. This precision is sufficient to select among several new physics models.

Among ATLAS subsystems, the electromagnetic calorimeter plays a crucial role in the characterisation of electrons and photons, which are used in particular for the Higgs boson search. This document deals with the calorimeter commissioning as the time of the first collisions approaches. The detector itself and its electronics will be described, as well as its installation and calibration. Cosmic muons observation will then be presented, as the first overall test of the reading and reconstruction electronics chain in actual working conditions.

Keywords: *ATLAS, top quark, W boson polarisation, spin correlation, Wtb coupling, electromagnetic calorimeter, calibration, ramps, cosmic muons, monitoring.*