



HAL
open science

Mise en service du calorimetrelectromagnetique d'Atlaset determination du potentiel de decouverted'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premieres donnees LHC

Pierre-Simon Mangeard

► **To cite this version:**

Pierre-Simon Mangeard. Mise en service du calorimetrelectromagnetique d'Atlaset determination du potentiel de decouverted'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premieres donnees LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2009. Français. NNT: . tel-00412502

HAL Id: tel-00412502

<https://theses.hal.science/tel-00412502v1>

Submitted on 1 Sep 2009

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

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



CPPM-T-2009-01

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

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Pierre-Simon MANGÉARD

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

**Mise en service du calorimètre
électromagnétique d'Atlas
et détermination du potentiel de découverte
d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premières données LHC**

soutenue le 1 juillet 2009 devant le jury composé de

Dr.	M. Aleksa	Rapporteur
Prof.	S. Gascon-Shotkin	Rapporteuse
Dr.	F. Hubaut	
Dr.	E. Kajfasz	Président du jury
Dr.	F. Ledroit	
Prof.	S. Tisserant	Directeur de thèse
Dr.	M. Winter	

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	iii
1 Aspects théoriques de la physique des particules	1
1.1 Les particules élémentaires	1
1.1.1 Les bosons de jauge : vecteurs des interactions fondamentales . . .	1
1.1.2 Les fermions : briques de la matière	2
1.2 Aspects théoriques du Modèle Standard	4
1.2.1 Formalisme et principes	4
1.2.2 L'électrodynamique quantique	5
1.2.3 Le modèle électrofaible Glashow-Salam-Weinberg (GSW)	7
1.2.4 Le mécanisme de Higgs	9
1.2.5 La Chromodynamique Quantique (QCD)	11
1.3 Succès et faiblesses du Modèle Standard	12
1.4 Explorer au-delà du Modèle Standard	16
1.4.1 Les théories de grande unification (GUT)	16
1.4.2 Les dimensions supplémentaires	18
1.4.3 Recherche directe d'un $Z' \rightarrow \bar{l}l + X$	21
1.4.4 Les limites actuelles	22
2 Le LHC et l'expérience ATLAS	25
2.1 Le LHC	26
2.1.1 Le système d'injection	27
2.1.2 L'accélérateur	27
2.1.3 Les expériences	31
2.2 Atlas	32
2.2.1 La collaboration Atlas	34
2.2.2 Le trajectographe interne	34
2.2.3 Le système calorimétrique	42
2.2.4 Le spectromètre à muons	48
2.2.5 Le système de déclenchement et d'acquisition	52
3 Le calorimètre électromagnétique d'Atlas	55
3.1 Le détecteur	55
3.1.1 La calorimétrie électromagnétique	55
3.1.2 Principe de fonctionnement du calorimètre EM d'Atlas	59
3.2 L'électronique	69
3.2.1 L'électronique froide	69

3.2.2	L'électronique chaude	71
3.3	La reconstruction de l'énergie	73
3.3.1	La reconstruction du signal et le bruit électronique	74
3.3.2	Détermination de l'énergie	75
3.4	Performances sous faisceau du calorimètre EM	75
3.4.1	Dispositif	75
3.4.2	Mesure de la non uniformité	76
3.4.3	Mesure de la linéarité et de la résolution en énergie	76
3.4.4	Mesure de la résolution angulaire et en position	79
3.4.5	Mesure de la séparation γ/π^0	79
3.4.6	Mesure de la résolution en temps	81
4	Mise en service du calorimètre EM à l'aide des muons cosmiques	83
4.1	L'utilisation des muons pour la mise en route du calorimètre EM	84
4.1.1	Les tests sous faisceau	84
4.1.2	Vers l'étude des muons cosmiques	86
4.2	Des conditions de prises de données spécifiques	86
4.2.1	Le système de déclenchement	87
4.2.2	Le calorimètre électromagnétique	87
4.3	Extraction et caractérisation d'un lot de muons	88
4.3.1	La reconstruction des muons avec le calorimètre hadronique	89
4.3.2	La reconstruction des muons avec le calorimètre EM	89
4.3.3	Qualité du lot de muons	97
4.3.4	Projectivité des muons	101
4.4	La mise en service du calorimètre EM avec des muons	101
4.4.1	La détection des cellules mortes	103
4.4.2	Signal dans la zone à 600V	104
4.5	Premières vérifications <i>in situ</i> de l'uniformité en η de la réponse du calorimètre EM	104
4.5.1	Extraction des paramètres	105
4.5.2	Dépendance en η des paramètres d'ajustement	108
4.5.3	Vérification de l'uniformité en η de la réponse en énergie pour les muons	108
4.6	Conclusion	110
5	Analyse des données à un seul faisceau LHC	113
5.1	Etat du calorimètre électromagnétique fin 2008	113
5.2	Les conditions de prise de données à un seul faisceau LHC	115
5.2.1	Les conditions de prise de données	115
5.2.2	Le système de déclenchement	117
5.3	Les évènements splash vus par le calorimètre EM	117
5.3.1	Energie déposée	117
5.3.2	Profil azimutal des évènements	119
5.3.3	Profil en pseudo rapidité des évènements	119
5.3.4	La recherche de canaux défectueux	121

5.4	Autres études	123
6	Potentiel de découverte rapide d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ avec le calorimètre EM d'ATLAS	125
6.1	Simulation et sélection	127
6.1.1	Simulation du signal et des bruits de fond	127
6.1.2	Déclenchement et sélection cinématique	129
6.2	Extraction d'un signal de $Z' \rightarrow ee$ avec le calorimètre EM	129
6.2.1	Identification des électrons	133
6.2.2	Potentiel de découverte d'un Z' avec le calorimètre EM	137
6.2.3	Potentiel de découverte d'un Z' avec Atlas	142
6.3	Performance d'un calorimètre EM optimisable et découverte rapide d'un Z'	143
6.3.1	Limitations liées au calorimètre EM	143
6.3.2	Limitations liées à l'étalonnage en énergie des premiers électrons . .	146
6.4	Conclusion	149
6.5	Perspectives	150
	Conclusion	153
	Bibliographie	155

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les directeurs successifs du CPPM, Roy Aleksan pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et Eric Kajfasz pour avoir présidé mon jury.

Je remercie également la région Provence-Alpes-Côte d'Azur pour le soutien qu'elle a apporté au cours de cette thèse.

Je souhaite remercier Sylvain Tisserant, mon directeur de thèse, d'avoir accepté de me guider tout au long de cette thèse.

Je remercie mes rapporteurs, Martin Aleksa et Suzanne Gascon-Shotkin, d'avoir lu le manuscrit et pour leurs remarques et leurs questions enrichissantes. Je remercie également Fabienne Ledroit et Marc Winter d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je veux remercier tout spécialement Fabrice Hubaut, mon directeur de thèse officieux. Sa disponibilité et sa pédagogie ont sans nul doute très fortement contribué à l'accomplissement de cette thèse. Je n'oublierais pas son enthousiasme, on ne peut plus contagieux, à analyser les données du démarrage du LHC, le 10 septembre 2008. J'espère que nous collaborerons encore.

Un grand merci aussi à Pascal Pralavorio qui, par sa rigueur, m'a beaucoup aidé lors de mes séjours au Cern et dont la simplicité pertinente de ses questions peut parfois être déconcertante : "Bon, le plot tu l'as ou tu ne l'as pas?". Je remercie également Emmanuel Monnier et Jessica Levêque pour leur disponibilité et leurs conseils avisés. Je souhaite aussi remercier l'ensemble du groupe Atlas du CPPM ainsi que l'ensemble du personnel du laboratoire.

Merci également aux thésards du groupe Atlas : à Bernardo pour son aide lors de ma première année de thèse, à Georges et Rémi à qui je souhaite bonne chance pour leur soutenance qui approche, à Marine et sa superbe idée de calendrier des thésards et à Cécile, Elisabeth, Sahar, Jérôme et Samir à qui je souhaite bonne continuation.

Je remercie aussi Pascal, Gabrielle, Raphaël et Salvatore avec qui j'ai partagé ce petit bureau, près des toilettes, près de l'imprimante, en face de l'escalier, orienté plein sud sans climatisation. Ce fut un réel plaisir malgré ces conditions. Merci également à tous les thésards (anciens et nouveaux) du CPPM, Maximilien, Benoît, Jérémy, Anne-Fleur, Huaqiao, Laurent, Nguyet, Rana, Diane, Pierre-Elie, Stéphane, Stanilas, Basem, Dawiec, Garabed, Betty, Charles.

Ces remerciements seraient terriblement incomplets si j'oubliais de remercier Samuel, entre autres, pour nos discussions et nos divagations autour d'un bon dîner au RU, et Guillaume notamment pour les mêmes raisons mais aussi pour beaucoup d'autres. Je remercie également très sincèrement Imen et Julien, David et Elise. Un grand merci également à Nicolas pour tous les services qu'il sait rendre. Je remercie également les

CPTistes Natalia, Baptiste et Mathieu avec qui les conversations sont toujours très enrichissantes quelque soit le sujet.

Je remercie aussi tous les potes : Julien, Denis, Lionel, Matthieu, Gaëtan, Damien, l'autre Damien, Cédric, Benjamin et ceux que j'oublie.

Il me paraît inconcevable de ne pas remercier mes parents. Leur soutien inconditionnel tout au long de mon cursus m'a été très précieux. Je remercie également mes frères Nathanaël et Emmanuel, et ma sœur Annabelle. Bien qu'on ne se soit que trop peu vu pendant ces dernières années, les moments (toujours trop courts) que j'ai passés avec eux et les enfants, m'ont permis de me ressourcer. Je dis merci à Aouregan, Anouk, Hugo et Perrine pour leurs jolis minois et pour les moments de bonheur que nous avons passés ensemble. Je n'oublie pas non plus Guislaine, Nolan, Maiwenn, Peggy et Carl.

Merci aussi à tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à la réussite de cette thèse et que je n'ai pas cités précédemment.

Dans un tout autre contexte, je souhaite remercier Arthur Guinness. Sans lui et sa célèbre Stout du même nom, les plus ou moins grandes discussions échangées avec les thésards au coin d'un pub n'auraient certainement pas eu la même saveur.

Introduction

Le domaine de la physique des particules vit aujourd'hui une période d'effervescence. A la veille du démarrage effectif de la plus grande expérience dans ce domaine jamais construite par l'homme, de nombreuses interrogations demeurent présentes sur l'avenir de cette discipline. Après plusieurs décennies de fructueuses avancées théoriques et expérimentales, le monde de l'infiniment petit est à présent très bien décrit par les lois du Modèle Standard de la physique des particules. L'incroyable pouvoir prédictif de ce modèle cache cependant certaines faiblesses. La particule à l'origine de la masse, appelé le boson de Higgs, n'a toujours par été observée. Or elle représente un des fondements du cadre théorique mis en place à la fin du XXème siècle. La quête du boson de Higgs est actuellement un axe de recherche prioritaire notamment auprès du collisionneur hadronique Tevatron. En outre, le domaine de validité en énergie du Modèle Standard est limité à l'échelle de l'interaction électrofaible. Il ne représente donc qu'une approximation d'un modèle plus étendu et valide aux énergies plus élevées. En raison de la précision du Modèle Standard et de la gamme en énergie actuellement disponible auprès des expériences sur accélérateur (< 2 TeV), les développements théoriques bien que nombreux ne peuvent être mis à l'épreuve que partiellement.

Afin de combler ces lacunes, la communauté des physiciens des particules du monde entier s'est réunie afin de construire au Cern le plus puissant accélérateur jamais conçu. Le LHC (Large Hadron Collider), dont le démarrage effectif est prévu pour fin 2009, devrait, à terme, permettre d'obtenir des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, encore jamais atteinte à ce jour. A cette échelle, les modèles au-delà du Modèle Standard envisagés prédisent des phénomènes observables mettant en jeu des énergies de l'ordre du TeV. Le boson de Higgs devrait également être découvert s'il existe. Le LHC est une machine d'exploration des lois de la physique à l'échelle du TeV et espérons-le mènera à des découvertes. L'avenir de la physique des particules dépendra complètement des résultats au LHC. Afin de mesurer les événements issus des collisions à très haute énergie, plusieurs détecteurs ont été installés aux points d'interactions du collisionneur. Atlas est le plus grand d'entre eux. Il sera "attentif" à tout type de signatures caractéristiques de nouvelle physique.

Une recherche de nouvelle physique particulièrement prometteuse notamment dans les premières données LHC est la recherche d'une résonance di-électron plus massive que celle du Z du Modèle Standard, résonance communément appelée Z'. La compréhension du calorimètre électromagnétique est primordiale pour cette étude. Dans le cadre de l'implication du Centre de Physique des Particules de Marseille dans le projet Atlas, mon travail de thèse s'est inscrit dans la préparation du calorimètre électromagnétique d'Atlas à l'ex-

exploitation des premières données LHC. L'objectif de physique sous-jacent est d'évaluer le potentiel de découverte d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premiers 100 pb^{-1} de données LHC et d'estimer l'impact d'un calorimètre encore optimisable sur ce potentiel.

Le premier chapitre de ce mémoire présente les aspects théoriques de la physique des particules. Le Modèle Standard ainsi que certains nouveaux modèles y sont exposés. Le deuxième chapitre décrit le LHC et l'expérience Atlas. Le principe de fonctionnement et les performances du calorimètre électromagnétique d'Atlas sont détaillés dans le chapitre 3. Le chapitre 4 présente les analyses réalisées à l'aide des données de muons cosmiques prises par le calorimètre électromagnétique à la fin 2006 et en mars 2007. Lors du démarrage du LHC en septembre 2008, des données à un seul faisceau ont été enregistrées. Elles sont étudiées dans le chapitre 5. Enfin, le chapitre 6 détermine le potentiel de découverte d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premiers 100 pb^{-1} de données LHC.

Chapitre 1

Aspects théoriques de la physique des particules

Les années 1960-1980 ont vu émerger un modèle de la physique des particules basé sur une théorie quantique relativiste des champs : Le Modèle Standard (MS). Depuis, de nombreuses expériences auprès de collisionneurs comme le LEP ont confirmé par des mesures de précision le MS. Cependant, il est à présent admis que le MS est en bon accord avec l'expérience mais seulement dans un domaine d'énergie restreint. De plus, le boson de Higgs, particule à l'origine de la masse, attend toujours d'être découvert (si il existe). La quête du Graal de la physique, c'est-à-dire l'union des quatre interactions fondamentales (électromagnétique, gravitationnelle et nucléaires faible et forte), demeure toujours infructueuse. C'est dans cette optique que de nombreuses théories au-delà du MS, comme des théories de grande unification, émergent et tentent de répondre aux faiblesses du MS.

Dans ce chapitre, les principaux aspects théoriques de la physique des particules seront présentés succinctement. Ensuite les limites du MS seront discutées. Plusieurs nouveaux modèles qui tentent de répondre aux interrogations non éclaircies par le MS seront présentés. La zoologie de ces modèles est vaste et les modèles de physique au-delà du MS présentés ici ont été choisis en raison de leur prédiction de nouvelles résonances lourdes dileptoniques détectables rapidement dans les premières données du LHC (Grand Collisionneur de Hadrons, voir chapitre 2), prévues pour fin 2009.

1.1 Les particules élémentaires

1.1.1 Les bosons de jauge : vecteurs des interactions fondamentales

Dans le Modèle Standard, les processus d'interaction sont vus comme des échanges de quanta. L'interaction entre deux particules peut être considérée comme l'émission par la première particule d'un quantum de champ qui se propage à vitesse finie jusqu'à ce que la deuxième particule l'absorbe (Plus de détails seront présentés dans la suite). Ces quanta

correspondent aux particules vectrices des interactions, appelées **bosons** vecteurs (ce sont des particules de spin entier et donc obéissent à la statistique de Bose-Einstein, d'où ce nom). Leurs caractéristiques varient en fonction de l'interaction qu'elles véhiculent :

- Le **photon**, noté γ , est un boson vecteur de masse nulle et de spin entier égal à 1. Il véhicule l'interaction électromagnétique et possède une portée infinie. Il se propage entre les particules de charge électrique non nulle.
- Les deux bosons vecteurs chargés \mathbf{W}^+ et \mathbf{W}^- , de charges électriques respectives +1 et -1, ainsi que le boson vecteur neutre \mathbf{Z}^0 véhiculent l'interaction faible. Ces bosons vecteurs faibles, de spin 1, possèdent une masse importante : $80.398 \pm 0.025 \text{ GeV}/c^2$ [1] pour les bosons W et $91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$ [1] pour le boson Z. Par conséquent, la portée de l'interaction qu'ils véhiculent est faible.
- L'interaction forte est quant à elle véhiculée par huit bosons vecteurs non massifs appelés **gluons**. Ils permettent notamment la cohésion des noyaux des atomes.
- La gravitation est une interaction qui agit sur toutes les particules énergétiques. Elle serait véhiculée par un boson vecteur de spin 2 : le **graviton**. Ce dernier n'a toujours pas été mis en évidence expérimentalement. A l'échelle de l'atmosphère, domaine de la physique subatomique, la gravité est négligeable par rapport aux trois autres interactions.

1.1.2 Les fermions : briques de la matière

Au XIX^{ème} siècle, les atomes (du grec atomos : “que l'on ne peut diviser ”) étaient considérés comme des composants élémentaires : les briques de la matière. Mais il n'en est rien. Depuis, les atomes ont été décomposés en noyaux et électrons puis les noyaux eux-mêmes décomposés en nucléons composés de **quarks** *up* et *down*. En réalité, la matière ordinaire telle que nous la connaissons est fondée seulement de 4 particules, organisées en deux couples distincts. Le premier est composé d'un électron e^- et d'une particule associée : le neutrino ν_e . Ces particules font partie du groupe des **leptons**. Le second couple est composé des quarks *up* et *down*. Ces deux couples de leptons et de quarks composent la première famille des **fermions** (ce sont des particules de spin demi-entier et donc obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, d'où ce nom). Comme le montre le tableau 1.1, deux autres familles (2 leptons, 2 quarks) complètent le groupe des fermions. Les particules d'une famille sont plus lourdes et plus instables que celle de la famille précédente. On dénombre donc 6 saveurs de quarks et 6 saveurs de leptons.

Les fermions interagissent entre eux via la force électromagnétique. Comme on peut l'observer dans le tableau 1.1, les neutrinos possèdent une charge électrique nulle et ne sont pas soumis à cette interaction. Les quarks, possèdent un nombre quantique C, appelé couleur. Ils sont donc sensibles à l'interaction forte au contraire des leptons qui sont sans couleur.

Le comportement des fermions avec l'interaction faible est plus compliqué et dépend

Famille	Leptons			Quarks		
	Particule	Charge	Masse	Particule	Charge	Masse
1	électron e^-	-1	0.511	up u	2/3	1.5-3.3
	neutrino ν_e	0	$< 2 \times 10^{-6}$	down d	-1/3	3.5-6
2	muon μ^-	-1	105.7	charmé c	2/3	1160-1380
	neutrino ν_μ	0	< 0.19	étrange s	-1/3	70-130
3	tau τ^-	-1	1777	top t	2/3	$171.2(\pm 2.1) \times 10^3$
	neutrino ν_τ	0	< 18.2	beauté b	-1/3	4130-4370

TABLEAU 1.1: *Les fermions du MS de la physique des particules. Les masses sont exprimées en MeV/c^2 [1].*

de leur chiralité, gauche ou droite. Les leptons et les quarks de chiralité gauche L peuvent être classés en doublet d'isospin faible $T = \frac{1}{2}$ et ceux de chiralité droite R en singlet d'isospin faible $T = 0$. Le tableau 1.2 résume la classification des fermions vis-à-vis de l'interaction faible. Constatons que les neutrinos de chiralité droite ne sont pas présents dans le MS. Il est important de noter que les quarks (d' , s' , b') présentés dans ce tableau correspondent aux états propres de l'interaction faible associés aux états propres de masse (d , s , b) observés physiquement. Cet aspect théorique sera abordé dans la section 1.2.4.

La charge électrique Q et l'isospin T , via sa projection sur la troisième coordonnée de l'espace T_3 , sont reliés à l'hypercharge faible Y suivant : $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$

	Doublet d'isospin faible $T = \frac{1}{2}$		Singlet d'isospin faible $T = 0$	
	Leptons	Quarks	Leptons	Quarks
1	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	e_R	u_R, d'_R
2	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	μ_R	c_R, s'_R
3	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	τ_R	t_R, b'_R

TABLEAU 1.2: *Classification des fermions en fonction de leur interaction avec la force nucléaire faible. Les quarks (d' , s' , b') présentés dans ce tableau correspondent aux états propres de l'interaction faible associés aux états propres de masse (d , s , b) observés physiquement.*

A chaque fermion est associée une antiparticule (particule d'antimatière) qui possède la même masse mais des nombres quantiques opposés, comme la charge. Par exemple, l'antiélectron, communément appelé positron, est une particule de masse $0.511 \text{ MeV}/c^2$ comme l'électron et possède une charge électrique égale à $+1$. Une particule et son antiparticule s'annihilent en un boson vecteur. Le fait que notre univers soit stable, car dominé par la présence de matière reste actuellement une énigme que cosmologistes et physiciens du monde entier tentent de percer.

1.2 Aspects théoriques du Modèle Standard

Le Modèle Standard est basé sur une **théorie quantique relativiste des champs**. L’aspect “quantique” découle de la taille infiniment petite des particules. L’aspect “relativiste” permet de prendre en compte les effets liés à la vitesse très élevée des particules. L’aspect “champs” est quant à lui moins évident. Le concept classique de “particule”, point matériel de l’espace évoluant en fonction du temps, utilisé jusqu’à présent s’adapte bien à une approche quantique mais pas à une approche relativiste dans laquelle les 3 dimensions de l’espace et celle du temps doivent être traitées de la même manière. C’est pourquoi, afin de construire une théorie à la fois quantique et relativiste, le concept de champ, grandeur définie pour tout point de l’espace et du temps, a été introduit comme fondement du MS.

Après la présentation du formalisme utilisé, cette partie expose les principales composantes de la théorie actuelle du MS.

1.2.1 Formalisme et principes

1.2.1.1 Le formalisme lagrangien

Un des principes fondamentaux du MS est le **principe de moindre action**. Commençons par l’approche classique. Un système classique avec un nombre fini de degrés de liberté N peut être décrit par $2N$ variables : N coordonnées généralisées x_i et N vitesses généralisées $\dot{x} = \frac{dx_i}{dt}$, $i = 1, \dots, N$. On peut donc construire, ce qu’on appelle une **action hamiltonienne** S sur un intervalle de temps (t_1, t_2) :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(x_i, \dot{x}_i, t) dt \quad (1.1)$$

où $L(x_i, \dot{x}_i, t)$ est une fonction lagrangienne, souvent appelé **Lagrangien**.

Le principe de moindre action stipule que tout mouvement du système considéré précédemment correspond à un extremum de l’action hamiltonienne :

$$\delta S = 0 \quad (1.2)$$

En choisissant des conditions aux limites adéquates, il en découle les équations d’Euler-Lagrange du mouvement du système :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} - \frac{\partial L}{\partial x_i} = 0 \quad \text{pour } i = 1, \dots, N \quad (1.3)$$

Notons qu’en introduisant les moments conjugués $p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i}$, on retrouve l’équation de Newton du principe fondamental de la dynamique classique.

En théorie des champs, les propriétés d’un système dynamique varient continûment. On peut donc introduire un champ $\psi(\vec{r}, t)$, continu en fonction de \vec{r} et une **densité lagrangienne** $\mathcal{L}(\psi, \dot{\psi}, t)$. Afin de satisfaire aux conditions d’invariance par transformation de Lorentz, \mathcal{L} doit être scalaire dans lequel n’intervient que les coordonnées ψ_μ et

ses dérivées $\partial_\mu \psi$ dans l'espace de Minkowski. Le lagrangien du système s'exprime alors comme :

$$L = \int \mathcal{L}(\vec{r}, t) d^3x \quad (1.4)$$

On peut étendre le principe de moindre action à la densité lagrangienne, ce qui conduit aux équations d'Euler-Lagrange qui décrivent la dynamique du champ considéré :

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial \psi_\mu} - \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \psi} = 0 \quad (1.5)$$

La détermination de la densité lagrangienne d'un système permet d'obtenir via le principe de moindre action la dynamique de ce système, soit l'information qui nous intéresse en physique.

1.2.1.2 Symétrie et notion de Jauge

De nombreux principes de conservation d'une grandeur physique ont été vérifiés expérimentalement, le plus connu d'entre eux est le principe de la conservation de l'énergie. En 1918, la mathématicienne Emmy Noether énonça qu'à toute transformation continue laissant invariante l'intégrale action S correspond une grandeur conservée appelée charge de Noether. Ainsi, elle montra que l'invariance des lois physiques selon certaines transformations, que l'on appelle communément **symétries**, est équivalente aux principes de conservation. Par exemple, la conservation de la quantité de mouvement correspond à l'invariance des lois physiques par translation spatiale du référentiel, la charge de Noether étant dans ce cas l'impulsion. A partir de là, les physiciens ont posé l'invariance du lagrangien par certaines transformations, dites *de jauge*, comme fondement à leur théorie. Comme nous le verrons dans la suite, cette notion de théorie de jauge est fondamentale dans l'élaboration du MS.

1.2.2 L'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (QED) est la première théorie quantique relativiste des champs vérifiée expérimentalement. Elle fut initiée par Dirac en 1927 afin de décrire les phénomènes de l'électromagnétisme. Elle connut un grand succès dans les années 30 notamment lors de la découverte de l'antiélectron par Anderson en 1932. Depuis, la majorité des théories voulant unifier les interactions fondamentales se sont basées sur les concepts qui ont fait le succès de la QED. Commençons donc par là !

D'après la théorie de Dirac, une particule libre de masse m , de charge électrique q est décrite par un champ spinoriel $\Psi = \Psi(\vec{r}, t)$, appelé spineur, de dimension 4 et une densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.6)$$

où γ^μ sont les matrices de Dirac.

Cette densité lagrangienne est invariante par une transformation de **jauge globale** définie par :

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \Psi e^{iq\Lambda} \quad (1.7)$$

où Λ est une constante appelée **jauge**. Cette invariance de jauge via l'application du théorème de Noether implique un courant électromagnétique \mathcal{J}_{em}^μ qui est conservé :

$$\mathcal{J}_{em}^\mu = q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \quad (1.8)$$

$$\partial_\mu\mathcal{J}_{em}^\mu = 0 \quad (1.9)$$

La charge de Noether associée à ce courant est la charge électrique. La jauge Λ est fixée arbitrairement, généralement en un point donné de l'espace-temps. Cette convention induit que la transformation est la même pour tout point de l'univers et empêche l'étude de phénomènes locaux. Il ne faut donc pas considérer une invariance de jauge globale mais locale en faisant dépendre la jauge de l'espace-temps $\Lambda(\vec{r}, t)$. C'est ce qu'on appelle une **transformation de jauge locale**. Cependant, la densité lagrangienne de l'équation 1.6 n'est plus invariante par cette nouvelle transformation. En effet, le terme $\partial_\mu\Psi$ de \mathcal{L}_0 devient :

$$\partial_\mu\Psi \rightarrow e^{iq\Lambda}(\partial_\mu + iq\partial_\mu\Lambda)\Psi \quad (1.10)$$

Afin de rétablir cette invariance, il est nécessaire de coupler la particule à une interaction modifiant \mathcal{L}_0 qui dépendra totalement de la transformation. On introduit donc un champ A_μ de spin égal à 1 tel que sous la transformation de jauge :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\Lambda \quad (1.11)$$

En définissant une nouvelle dérivée D_μ , appelé **dérivée covariante** comme :

$$D_\mu\Psi = (\partial_\mu + ieqA_\mu)\Psi \quad (1.12)$$

la densité lagrangienne devient invariante sous la transformation de jauge locale dérivée de l'équation 1.7 et s'écrit :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi = \mathcal{L}_0 - eqA_\mu\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \quad (1.13)$$

La condition d'invariance de jauge a donc engendré une interaction entre un champ spinoriel de Dirac, un fermion, et un champ de jauge de spin 1, autrement dit le photon. La variable e correspond à la constante de couplage de cette interaction. Afin de compléter la théorie et de définir A_μ comme un champ de propagation, il est nécessaire d'ajouter à \mathcal{L} un terme cinématique invariant de jauge :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.14)$$

où F est le tenseur de Faraday du champ électromagnétique :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.15)$$

La densité lagrangienne de la QED s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

A partir d'une simple condition de jauge sur la densité lagrangienne décrivant un fermion libre, nous avons déduit les lois de la physique de l'électromagnétisme. La QED est invariante selon les transformations de jauge locale dérivées de l'équation 1.7. Ces transformations font partie du groupe unitaire, noté U(1). On qualifie donc la QED comme invariante par transformation du groupe de symétrie U(1). Les théories des champs basées sur l'invariance de Jauge comme celle du MS sont, en général, distinguées grâce au groupe de symétrie par rapport auquel elles sont invariantes.

1.2.3 Le modèle électrofaible Glashow-Salam-Weinberg (GSW)

Utiliser une théorie de jauge pour décrire les interactions faibles est moins évidente que pour la QED. En effet, vis-à-vis de l'interaction, il existe plusieurs saveurs de fermions et les propriétés des champs fermioniques diffèrent en fonction de leur chiralité droite ou gauche. De plus, comme nous avons vu précédemment (section 1.1.2), les fermions de chiralité gauche sont regroupés en doublet. En outre, les bosons vecteurs W^\pm et Z sont massifs au contraire du photon de la QED. Ces spécificités indiquent qu'un groupe de symétrie plus important que U(1) est requis pour pouvoir décrire correctement cette interaction. De plus, si nous souhaitons ajouter à cette théorie, l'électromagnétisme la tâche devient plus ardue comme nous allons le voir dans la suite.

Le modèle électrofaible est basé sur le travail de Glashow [2], Salam [3, 4] et Weinberg [5]. Ce modèle unifie l'électromagnétisme et l'interaction nucléaire faible en se basant sur l'invariance de jauge par les transformations du groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. $SU(2)_L$ est le groupe d'isospin faible qui permet une représentation en doublet des fermions de chiralité gauche et $U(1)_Y$ est le groupe d'hypercharge faible.

Considérons ici une seule famille de leptons, le résultat étant équivalent pour les autres familles et pour les quarks. Prenons la famille de l'électron identifiée par :

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad (1.17)$$

$$\Psi_2 = \nu_{eR} \quad (1.18)$$

$$\Psi_3 = e_R \quad (1.19)$$

Comme pour la QED, la densité lagrangienne des fermions libres s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 i\bar{\Psi}_j\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_j \quad (1.20)$$

Remarquons ici qu'aucun terme de masse n'est présent dans l'équation 1.20. En effet, leur présence entrainerait un mélange des champs de chiralité droite et gauche et \mathcal{L}_0 ne respecterait plus les conditions de symétrie de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

\mathcal{L}_0 est donc invariant selon les transformations de jauge globale de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\Psi_1 \rightarrow \Psi'_1 = e^{iy_1\beta} U_L \Psi_1, U_L = e^{i\frac{\sigma_j}{2}\alpha^j}, j = 1, \dots, 3 \quad (1.21)$$

$$\Psi_2 \rightarrow \Psi'_2 = e^{iy_2\beta} \Psi_2 \quad (1.22)$$

$$\Psi_3 \rightarrow \Psi'_3 = e^{iy_3\beta} \Psi_3 \quad (1.23)$$

où U_L correspond à la transformation selon $SU(2)$ et n'agit que sur le champ doublet Ψ_1 . Les σ_i représentent les matrices de Pauli. Les paramètres y_i sont appelés hypercharges. g et g' sont les couplages de l'interaction électrofaible, α^i et β sont les paramètres de jauge globale pour les transformations sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. $\sigma_i \alpha^i$ suit la convention de sommation d'Einstein. Comme précédemment, afin d'imposer une invariance de jauge locale de la densité lagrangienne, il est nécessaire que $\beta = \beta(\vec{r}, t)$ et $\alpha^i = \alpha^i(\vec{r}, t)$ et de définir une nouvelle dérivée covariante avec quatre bosons de jauge correspondant aux quatre paramètres de jauge $\beta(\vec{r}, t)$ et $\alpha^i(\vec{r}, t)$:

$$D_\mu \Psi_1 = (\partial_\mu + ig \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j + ig' y_1 B_\mu) \Psi_1, j = 1, \dots, 3 \quad (1.24)$$

$$D_\mu \Psi_2 = (\partial_\mu + ig' y_2 B_\mu) \Psi_2 \quad (1.25)$$

$$D_\mu \Psi_3 = (\partial_\mu + ig' y_3 B_\mu) \Psi_3 \quad (1.26)$$

Dans la suite nous écrirons, $\frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j$ sous la forme simplifiée \widetilde{W}_μ . Notons qu'afin de répondre aux conditions de symétries, quatre champs de jauge ont été ajoutés et vont permettre de décrire γ , W^\pm et Z .

La densité lagrangienne \mathcal{L}_0 devient donc :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu \Psi \quad (1.27)$$

Comme dans le cas de la QED, on introduit des termes cinématiques pour les champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{cin,B} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.28)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.29)$$

$$\mathcal{L}_{cin,W} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} \quad (1.30)$$

$$W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j - g\epsilon_{kl}^j W_\mu^k W_\nu^l \quad (1.31)$$

Les termes antisymétriques de $W_{\mu\nu}^j$ sont nécessaires afin de prendre en compte la non commutativité du groupe $SU(2)$: g est la constante de couplage des champs W_μ^j et ϵ_{kl}^j les constantes de structure de $SU(2)$. Ces termes induisent une interaction entre les trois champs bosoniques W^j .

La densité lagrangienne du modèle électrofaible pour une famille de fermion s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_{GSW} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu\Psi - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} \quad (1.32)$$

A la différence de la QED, le modèle électrofaible n'introduit pas de termes de masse aussi bien pour les fermions que les bosons. Pour les premiers, ils impliqueraient un mélange entre les champs fermioniques de chiralités droite et gauche. Pour les bosons, les termes ne satisferaient pas aux conditions de symétrie de jauge. L'expérience montrant bien l'aspect massif des fermions et des bosons W^\pm et Z , la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est en réalité brisée. Ce phénomène est communément appelé : **brisure spontanée de la symétrie électrofaible**. La recherche du mécanisme de brisure est l'objectif principal du collisionneur LHC notamment par la mise en évidence d'un boson, dit boson de Higgs, qui pourrait être à l'origine de la masse.

1.2.4 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs est actuellement un des mécanismes les plus "prometteurs" dans l'explication de la brisure de la symétrie électrofaible. Il s'appuie sur un état du vide non nul et sur le théorème de Goldstone [6] qui stipule que : si un lagrangien est invariant sous un groupe de symétrie continue G , mais dont le vide n'est invariant que sous un sous-groupe $H \subset G$, alors il existe autant de particules, appelées **bosons de Goldstone**, sans masse et spin 0 que de générateurs de G n'appartenant pas à H . Le principe du mécanisme est donc d'ajouter à la densité lagrangienne \mathcal{L}_{GSW} un nouveau potentiel dont l'état du vide ne serait pas invariant sous le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Définissons un doublet de champs scalaires complexes appartenant à $SU(2)_L$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

D'après le modèle de Goldstone, la densité lagrangienne s'écrit :

$$\mathcal{L}_G = (D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi + h(\phi^\dagger\phi)^2, \quad h > 0, \quad \mu^2 < 0 \quad (1.34)$$

$$D^\mu\phi_1 = (\partial^\mu + ig\widetilde{W}^\mu + ig'y_\phi B^\mu)\Phi, \quad y_\phi = \frac{1}{2} \quad (1.35)$$

\mathcal{L}_G est invariant local sous le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'hypercharge y_ϕ est fixée à $\frac{1}{2}$ pour que le photon n'interagisse pas avec ϕ^0 et que ϕ^+ possède la bonne charge électrique.

Il existe une infinité d'états dégénérés du vide qui satisfont à :

$$|\langle 0 | \phi^0 | 0 \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.36)$$

Lors du choix d'un de ces états fondamentaux, nous définissons le paramètre $v = -\frac{\mu^2}{\lambda}$, appelé *vev* (*vacuum expectation value*). La symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se brise spontanément et devient le groupe de symétrie de la QED. L'état fondamental du champ,

associé au vide, est invariant sous le groupe $U(1)_{QED}$. D'où, d'après le théorème de Goldstone, il existe trois champs de Goldstone non massifs $\theta^i(\vec{r}, t)$. Il est possible de paramétrer le doublet scalaire sous la forme :

$$\phi(\vec{r}, t) = e^{i\frac{\sigma^j}{2}\theta^j(\vec{r}, t)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(\vec{r}, t) \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

où $H(\vec{r}, t)$ est le champ de Higgs. Le terme en exponentielle est en réalité une matrice du groupe $SU(2)$. En effectuant la transformation de jauge adaptée, il est possible de l'éliminer. La partie cinétique de la densité lagrangienne devient :

$$(D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) \rightarrow -\frac{1}{2}\partial_\mu H\partial^\mu H + (v + H)^2\left(\frac{g^2}{4}W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu\right) \quad (1.38)$$

où θ_W est l'angle de Weinberg défini comme $\cos\theta_W = \frac{g}{g^2+g'^2}$. Nous constatons ici, que le choix de la vev a engendré un terme quadratique pour W^\pm et Z . Les trois champs de l'équation 1.38 correspondent à présent effectivement aux trois bosons massifs vecteurs de l'interaction faible. Les valeurs de leur masse sont :

$$M_W = M_Z \cos\theta_W = \frac{1}{2}vg \quad (1.39)$$

L'ajout d'un champ scalaire avec un état fondamental non nul a permis de donner une masse à trois des quatre bosons de l'interaction faible en brisant la symétrie électrofaible. Le photon reste non massif car la symétrie $U(1)_{QED}$ est conservée. Une nouvelle particule scalaire a été ajoutée au modèle : le **boson de Higgs**. Reprenons à présent \mathcal{L}_G en terme de champs physiques. Nous obtenons :

$$\mathcal{L}_G = \frac{1}{4}hv^4 + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{HG^2} \quad (1.40)$$

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}\partial_{mu}H\partial^\mu H - \frac{1}{2}M_H^2H^2 - \frac{M_H^2}{2v}H^3 - \frac{M_H^2}{8v^2}H^4 \quad (1.41)$$

$$\mathcal{L}_{HG^2} = M_W^2W_\mu^\dagger W^\mu\left(1 + \frac{1}{2}H + \frac{H^2}{v^2}\right) + \frac{1}{2}M_Z^2Z_\mu Z^\mu\left(1 + \frac{1}{2}H + \frac{H^2}{v^2}\right) \quad (1.42)$$

La masse du Higgs est donnée par :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2}hv \quad (1.43)$$

La masse du boson s'explique par le couplage de son champ avec lui même. Nous remarquons également que les couplages du Higgs sont déterminés par les masses des bosons massifs et par la vev v . Enfin, l'interaction du Higgs avec un boson est proportionnelle à la masse au carré du boson couplé.

Comme nous l'avons vu précédemment, les termes de masse pour les fermions ne sont pas autorisés, sous peine de briser l'invariance de jauge. Il est cependant possible de coupler les fermions avec le champ scalaire que nous venons d'introduire dans la densité

lagrangienne sans briser la symétrie. Ces couplages, dits **couplages de Yukawa**, sont ajoutés à la main dans le modèle :

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{\mathcal{Y}_{ij}v}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_L^i\Psi_R^j - \frac{\mathcal{Y}_{ij}}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_L^i\Psi_R^j H + h.c. \quad (1.44)$$

où \mathcal{Y}_{ij} sont les couplages de Yukawa et i et j comptent les fermions massifs. Le premier terme de \mathcal{L}_Y correspond au terme massif et le second aux couplages des fermions avec le boson de Higgs. La matrice \mathcal{Y} est a priori arbitraire, puisque nous l'ajoutons à la main. Il est cependant nécessaire qu'elle soit diagonale. Sinon il faut diagonaliser \mathcal{L}_Y , à l'aide d'une matrice unitaire D :

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{\Psi}_L^M M \Psi_R^M - \frac{1}{v}\bar{\Psi}_L^M M \Psi_R^M H + h.c. \quad (1.45)$$

où les états propres de masse Ψ_L^M et Ψ_R^M équivalent respectivement à $D\Psi_L$ et $D\Psi_R$. La matrice M , appelée **matrice de masse**, équivaut quant à elle à $\frac{v}{\sqrt{2}}D\mathcal{L}_Y D^\dagger$. Nous constatons ici que le couplage de l'interaction d'un fermion avec le Higgs est proportionnel à la masse du fermion couplé, à la différence du couplage boson-Higgs qui évolue en fonction de la masse au carré du boson.

Si la matrice M et la matrice \mathcal{Y} sont différentes alors les états propres de masses sont différents des états propres de l'interaction. Les états propres d'interactions sont dans ce cas un mélange des états propres de masses. Cette situation a lieu dans le Modèle Standard dans le secteur des quarks. En effet, les quarks des différentes familles sont mélangés par la **matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)** [7, 8] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

Par convention cette matrice s'applique aux quarks de charge $-1/3$ et est unitaire. Elle est généralement paramétrée, à l'ordre 3, sous la forme de Wolfenstein [9] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

Nous observons ici que les mélanges sont favorisés pour les quarks de la même famille ($\lambda \sim 0.23$ donc les termes diagonaux sont proches de 1). Les termes complexes permettent d'expliquer la violation de la symétrie CP.

1.2.5 La Chromodynamique Quantique (QCD)

La Chromodynamique Quantique est la théorie qui décrit l'interaction forte. Elle est basée sur le même principe d'invariance de jauge que la QED et que le modèle électrofaible. Cependant cette fois-ci, les transformations de jauge locale font partie du groupe de symétrie $SU(3)_C$, où C est le nombre quantique de la couleur. Ce groupe possède

8 générateurs, donc huit champs bosoniques, appelés dans ce cas champs de gluon, sont présents. En identifiant le spineur associé au quark q comme Ψ_q :

$$\Psi_q = \begin{pmatrix} \text{rouge} \\ \text{bleu} \\ \text{vert} \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

$$\Psi_q^1 = \begin{pmatrix} \text{rouge} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_q^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \text{bleu} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_q^3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \text{vert} \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

La densité lagrangienne s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{bosons} + \mathcal{L}_{fermions} \quad (1.50)$$

$$\mathcal{L}_{bosons} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^j F_j^{\mu\nu}, \quad j = 1, \dots, 8 \quad (1.51)$$

$$\mathcal{L}_{fermions} = i \sum_q (\bar{\Psi}_q^k \gamma_\mu (D^\mu)_{kl} \Psi_q^l - m_q \bar{\Psi}_q^k \Psi_q^l), \quad k, l = 1, \dots, 3 \quad (1.52)$$

où nous définissons $F_{\mu\nu}^j$ et la dérivée covariante comme :

$$F_{\mu\nu}^j = \partial_\mu G_\nu^j - \partial_\nu G_\mu^j - g_s f_{mn}^j G_\mu^m G_\nu^n \quad (1.53)$$

$$(D_\mu)_{kl} = \delta_{kl} \partial_\mu - g_s \sum_j \frac{\lambda_{kl}^j}{2} G_{j\mu} \quad (1.54)$$

où G_ν^j , $j = 1, \dots, 8$, représentent les huit champs de gluons induits par les huit générateurs de $SU(3)_C$. Ces derniers correspondent aux matrices 3×3 de Gell-Mann λ^j , $j = 1, \dots, 8$, présentes dans la dérivée covariante. f_{mn}^j sont les constantes de structure du groupe $SU(3)_C$ et δ_{kl} le symbole de Kroeneker. Enfin g_s correspond à la constante de couplage de l'interaction forte.

La constante de couplage g_s augmente en fonction de l'impulsion de transfert du processus étudié. En d'autres termes, à très petite distance l'interaction entre les quarks et les gluons devient négligeable. Ils se comportent donc comme des particules libres. Cette propriété remarquable de l'interaction forte est appelée **liberté asymptotique**.

Nous observons que dans le cadre de la QCD les bosons de jauge, c'est-à-dire les gluons, sont de spin 1 et ne sont pas massifs. Actuellement, aucune indication expérimentale ne vient infirmer ces propriétés.

1.3 Succès et faiblesses du Modèle Standard

La force du Modèle Standard repose sur sa robustesse à plusieurs décennies d'expériences. De la découverte du courant neutre par l'expérience Gargamelle en 1973 [10] à celle du neutrino ν_τ au Fermilab en 2001 [11], le MS s'est révélé très efficace en terme de

prédiction puisque l'ensemble des particules constituant de la matière, les fermions, ont été découvertes. De plus, le grand nombre d'expériences générales ou dédiées à un domaine de physique ont permis de réaliser de nombreuses mesures de précision et de tester fortement le MS notamment dans le secteur électrofaible [12, 13]. La figure 1.1 montre une comparaison pour certaines variables entre les mesures expérimentales, notamment réalisées au LEP [12] et au Tevatron [13], et les prédictions du MS. Nous observons un bon accord, à un écart type près dans la majorité des cas. Il est remarquable de constater que certaines observables sont mesurées avec une précision meilleure que 0.1%, comme la masse du Z par exemple.

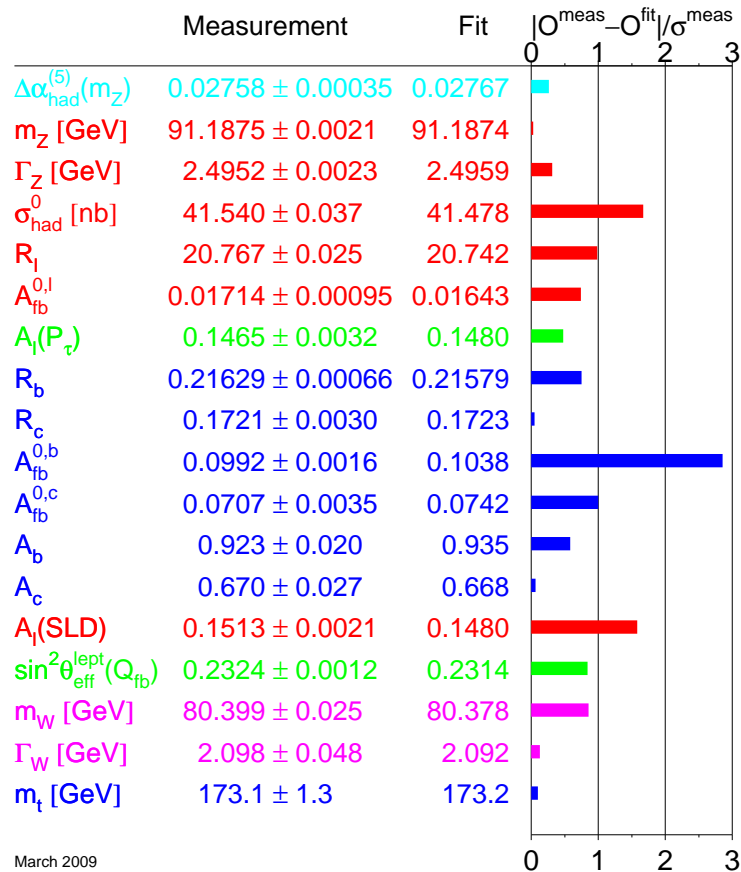


FIGURE 1.1: Comparaison de diverses variables en nombre d'écart type (σ_{meas}) entre les mesures expérimentales de précision et les prédictions du Modèle Standard. Ces résultats proviennent de mesures expérimentales, notamment réalisées au LEP et au Tevatron et combinées par le groupe de travail électrofaible du LEP [12].

Malgré ses réussites, le MS n'est cependant pas le modèle ultime de la physique des particules car il est insuffisant. Certaines faiblesses sont présentes et de nombreuses

questions restent encore ouvertes :

- La gravitation n'est pas prise en compte.
- Le MS comporte 25 paramètres libres indépendants : les masses du boson de Higgs, des bosons vecteurs W^\pm et Z et les masses des douze fermions. La charge électrique élémentaire, la constante de couplage de l'interaction forte, α_s , ainsi que les huit angles de mélange des fermions (4 pour les quarks et quatre pour les leptons) les complètent.
- L'interaction forte et l'interaction faible ne sont pas unifiées au sein du MS.
- Le problème de la hiérarchie : l'unification des interactions électrofaible et forte ne peut s'effectuer qu'à une échelle en énergie de l'ordre de 10^{16} GeV. Cependant les constantes de couplages électromagnétique, faible et forte qui varient en fonction de l'énergie ne convergent pas vers la même valeur lorsque l'énergie atteint cette échelle.
- Le problème de naturalité : la masse du boson de Higgs diverge naturellement à cause de corrections radiatives (boucles fermions-antifermions). Cependant les résultats expérimentaux et la théorie tendent vers une centaine de GeV. La figure 1.2 présente le résumé des limites actuelles sur la masse du Higgs obtenues par le LEP et le Tevatron. Les masses inférieures à 114 GeV, comprises entre 160 et 170 GeV, et au-delà de 191 GeV ont été exclues à 95% de niveau de confiance [12, 13].
- Quelle est l'origine de la disparité en masse des fermions ?
- Quelle est l'origine du mélange entre les quarks ?
- Pourquoi existe-t-il trois familles de quarks et de leptons ?
- Quelle est l'origine de l'asymétrie matière-antimatière ?
- Quelle est l'origine de la masse ?

Ces limites et ces questions sont actuellement au cœur de la recherche en physique des particules. Une multitude de nouveaux modèles et théories tentent d'étendre le MS afin de répondre à ces faiblesses. Le projet LHC, présenté dans le chapitre 2, a notamment pour objectif de tester ces modèles.

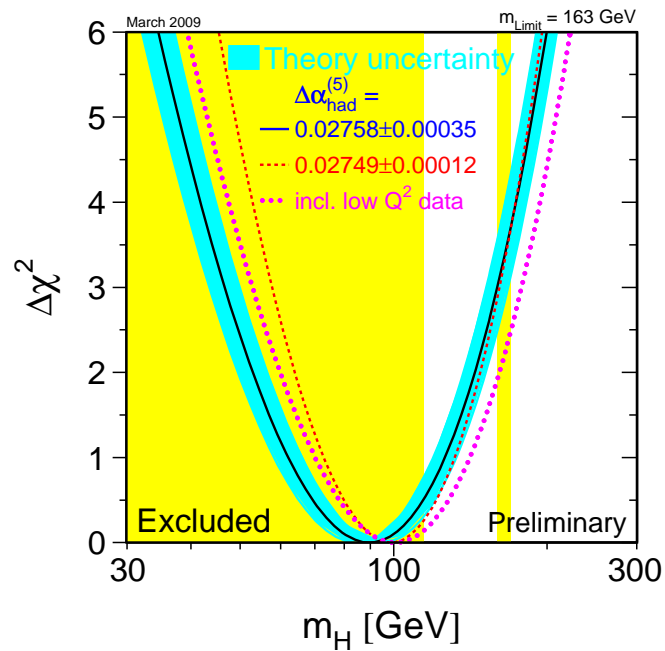


FIGURE 1.2: Variation du χ^2 de l'ajustement des mesures de précision électrofaibles en fonction de la masse du boson de Higgs du MS (mars 2009). La zone colorée en jaune correspond aux zones exclues par le LEP et le Tevatron et la bande bleue à l'incertitude théorique [12, 13]

1.4 Explorer au-delà du Modèle Standard

La multitude des modèles sous-tendant le MS est très vaste. Un des modèles les plus testés actuellement est le modèle supersymétrique appelé communément **SUSY** [14, 15]. Il introduit une symétrie entre les bosons et les fermions en combinant, au sein d'un "super multiplet", chaque champ du MS avec un champ identique de spin décalé de $1/2$. La SUSY prédit donc de nouvelles particules, dites supersymétriques : les **sfermions**, particules bosoniques superpartenaires des fermions, et les **sbosons**, particules fermioniques superpartenaires des bosons. Les avantages des modèles de type supersymétrique sont : *i*) de supprimer la divergence de la masse du Higgs, *ii*) de faire converger les trois interactions du MS à l'échelle de grande unification, *iii*) de prédire une sparticule stable massive pouvant peut-être expliquer la matière noire. Les particules supersymétriques, bien qu'activement recherchées, n'ont toujours pas été découvertes. La supersymétrie est donc brisée à l'échelle électrofaible. L'introduction de cinq bosons de Higgs massifs (3 neutres : A , h et H , et deux chargés : H^+ et H^-) permet d'expliquer la différence de masse, induite par la brisure, entre les particules et leurs superpartenaires. Un inconvénient majeur à la SUSY est l'augmentation du nombre de paramètres libres dans la théorie qui peut aller jusqu'à plus de 100.

Dans le cadre de ma thèse, je me suis intéressé à la détermination du potentiel de découverte d'un boson Z' , se désintégrant en deux électrons, dans les premières données du LHC. Cette étude est détaillée dans le chapitre 6. Pour un physicien expérimentateur, un Z' correspond à une résonance, plus massive que celle du Z du MS, observée dans le processus Drell-Yan $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ où q est un quark et $l=e, \mu$ et τ . Etant données les énergies atteintes au LHC, la mise en évidence de nouvelles résonances lourdes est possible. Si une découverte de ce type a lieu, la question qu'il faudra se poser est : Quel modèle ? Or pour un théoricien, la définition d'un Z' est beaucoup moins évidente et dépend fortement des modèles pris en compte. Dans cette section, je présenterai la phénoménologie des modèles au-delà du MS les plus récurrents dans la littérature qui prédisent l'existence d'un Z' .

1.4.1 Les théories de grande unification (GUT)

Les modèles de type GUT sont les modèles les plus courants dans lesquels apparaissent de nouvelles particules lourdes, *i.e.* dont la masse est largement supérieure à celle des particules du MS, pouvant se désintégrer dileptoniquement. Ces modèles sont basés sur des extensions du groupe de symétrie du MS comme les groupe $SO(10)$ et E_6 . Ils peuvent être classés en deux catégories en fonction du scénario de brisure du groupe de symétrie global : les modèles symétriques gauche-droite et les modèles GUT de rang 5.

1.4.1.1 Les modèles symétriques gauche-droite

Le MS distingue très nettement les fermions de chiralité gauche de ceux de chiralité droite. L'origine de cette différence se situe au fondement même de la théorie puisque la distinction est déjà présente dans les groupes de symétrie de la théorie de jauge du MS. Les modèles symétriques gauche-droite proposent d'étendre la symétrie du MS en

symétrisant les interactions des fermions de chiralité gauche sur ceux de chiralité droite. Cette nouvelle symétrie apparait sous la forme d'un groupe $SU(2)_R$ lors de la brisure d'une symétrie plus large comme celle du groupe spécial E_6 ou du groupe $SO(10)$:

$$(E_6 \rightarrow) SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L} \quad (1.55)$$

L'existence à l'échelle du TeV d'une symétrie sous le groupe $U(1)_{B-L}$, où B et L sont respectivement les nombres baryonique et leptonique, implique l'existence d'un nouveau boson de jauge lourd neutre généralement noté Z'_{LR} . Il se couple aux fermions via la charge $T' = B - L$. De même, la présence du groupe $SU(2)_R$ implique la présence de deux bosons de jauge chargés $W'_R{}^\pm$. Le paramètre $\kappa = g_R/g_L$, rapport entre les constantes de couplage droite et gauche est un paramètre libre du modèle. Le rapport entre la masse du Z' et celle du W' est indicateur du modèle ainsi que du mécanisme de brisure. A la suite de la découverte d'un Z' , la recherche d'un $W'_R{}^\pm$ avec un rapport en masse donné sera un bon test pour ce modèle. Notons que ce modèle a l'avantage d'ajouter automatiquement les neutrinos de chiralité droite sans aucun autre ajout de fermions exotiques.

Certains modèles, dit alternatifs, construits à partir du groupe spécial E_6 , introduisent des fermions exotiques. Généralement, ces modèles formalisent les fermions, qu'ils soient standards ou exotiques, sous une représentation de E_6 plus large qu'un simple doublet.

1.4.1.2 Les modèles de rang-5

Tous les modèles de grande unification supposent l'existence d'une masse d'unification M_{GUT} beaucoup plus grande que l'échelle électrofaible. L'unification des interactions électrofaible et forte, sous un groupe de jauge $SU(5)$, se réalise à une masse d'unification de l'ordre de 10^{16} GeV. Cela signifie qu'au-delà de cette énergie, les interactions électromagnétique, faible et forte sont véhiculées par le même type de boson. Ainsi, $E_{GUT} = M_{GUT} \times c^2$ est la valeur de l'énergie pour laquelle la symétrie $SU(5)$ est brisée. Au-delà de E_{GUT} , les constantes de couplages des trois interactions s'unissent en une seule constante de couplage liée au groupe $SU(5)$. Ce groupe de symétrie permet donc de relier les constantes de couplage du MS. Il y a donc bien une unification des trois interactions fondamentales du MS.

Les brisures successives de symétrie du groupe global vers le groupe de jauge du MS peut se schématiser de la manière suivante :

$$E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \otimes U(1)_\chi \otimes U(1)_\psi \rightarrow G_{MS} \otimes G \quad (1.56)$$

$$G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.57)$$

$$G = U(1)_\theta = \cos \theta U(1)_\psi - \sin \theta U(1)_\chi \quad (1.58)$$

où G est le seul groupe de symétrie accessible à l'échelle du TeV. θ est traité comme un paramètre libre entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$. Il y a donc une infinité de modèles possibles. Certains d'entre eux sont cependant souvent traités dans la littérature et utilisés pour poser des limites directes notamment au Tevatron. Ils correspondent à des valeurs particulières de

θ . $\theta = 0$ et $\theta = -\frac{\pi}{2}$ correspondent respectivement aux modèles spéciaux appelés ψ et χ : le boson de jauge visible à l'échelle du TeV, Z'_ψ ou Z'_χ ne résulte pas d'un mélange des champs issus de $U(1)_\psi$ et $U(1)_\chi$. Les valeurs $\theta = \sin^{-1} \sqrt{3/8}$ et $\theta = -\sin^{-1} \sqrt{5/8}$, correspondent respectivement aux modèles spéciaux appelés η et I . L'angle de mélange θ_η est l'angle de Weinberg dans la région de grande unification. Le modèle I possède quant à lui une charge orthogonale au modèle η .

En plus des particules du MS, les modèles E_6 prédisent des particules exotiques : deux singlets sous G_{MS} , S et ν^c (ce dernier s'il ne possède aucune charge peut être interprété comme le conjugué d'un neutrino de chiralité droite), un triplet de couleur D de charge $-1/3$ et son conjugué D^c ainsi qu'une paire, singlet de couleur, et doublet sous $SU(2)$ H_u et H_d . Ces fermions possèdent généralement des masses (autorisées par des couplages de Yukawa) comparables à celle du Z' . Dans la plupart des cas, ces états très lourds participent très peu voire pas du tout aux processus de désintégration du Z' . Ils ne sont généralement pas pris en compte dans les recherches expérimentales.

1.4.1.3 Classification

Une classification en fonction de la paramétrisation de la charge à laquelle le boson Z'_{GUT} se couple a été proposée dans [16]. La paramétrisation doit permettre aux couplages d'être indépendants de la famille des fermions considérés. Quatre types de charges T' , dépendant d'un paramètre libre x , sont considérés :

- $T' = B - xL$ où B et L sont respectivement les nombres baryonique et leptonique. Le cas $x = 0$ entraîne un Z' leptophobique alors que les cas $x \gg 1$ entraînent un Z' quarkophobique. Le cas particulier $x = 1$ permet quant à lui l'introduction d'un neutrino de chiralité droite pour chaque famille de fermions.
- $T' = q - xu$ est une combinaison linéaire de l'hypercharge et de $B - L$.
- $T' = d - xu$ entraîne la neutralité des doublets d'isospin de quark sous le groupe de jauge $U(1)_{d-xu}$.
- $T' = 10 + x\bar{5}$ où 10 et $\bar{5}$ sont les représentations de $SU(5)$. x est directement relié à l'angle de mélange entre les deux bosons Z'_ϕ et Z'_χ .

De nombreux autres modèles supposant la dépendance des couplages aux familles des fermions existent. L'exotisme des modèles de GUT est en effet illimité ne serait-ce que par les choix des paramètres libres.

1.4.2 Les dimensions supplémentaires

La principale faiblesse du MS dans sa tentative d'unification des interactions fondamentales est son incapacité à inclure la gravitation. L'idée d'ajouter de nouvelles dimensions spatiales à celles de l'espace-temps est apparue dans les années 20 lorsque T.Kaluza

et O.Klein tentèrent d'unifier les interactions gravitationnelle et électromagnétique. Ils postulèrent à cette époque, l'existence d'une dimension spatiale supplémentaire. Dans les années 90, L. Randall et R. Sundrum proposèrent également l'ajout d'une dimension supplémentaire mais accessible uniquement à l'interaction gravitationnelle afin de répondre notamment au problème de hiérarchie. Le nouvel espace à N (>4) dimensions est généralement appelé **bulk**. Ces modèles ne prédisent pas de nouvelles particules lourdes réelles mais des résonances de particules du MS déjà connues. Néanmoins, la mise en évidence d'une résonance Z'_X du boson Z est similaire à celles des Z' prédites par les modèles présentés précédemment.

1.4.2.1 Le modèle de Kaluza-Klein

Le principe du modèle de Kaluza-Klein [17, 18] est d'ajouter une dimension spatiale à celles de l'espace-temps. Cette nouvelle dimension n'est cependant pas identique aux trois que nous connaissons. Celle-ci est compactifiée, enroulée autour d'un cercle de rayon R de sorte qu'une fonction d'onde dans cet espace à 5 dimensions sera $2\pi R$ -périodique vis-à-vis de cette nouvelle coordonnée. Un développement en série de Fourier, appelé dans ce cas développement de Kaluza-Klein, de la fonction d'onde de la particule est possible selon la 5ème coordonnée. Nous voyons alors apparaître une infinité de modes qui satisfont aux équations de la dynamique. Chaque mode n possède une masse $M_n = \sqrt{m^2 + (\frac{\hbar cn}{R})^2}$ où m est la masse de la particule. Nous constatons ici qu'à chaque particule, dont le mode 0 représente la version MS, correspond une infinité d'états excités en masse. L'ensemble de ces états est appelé la **tour de Kaluza-Klein (KK)** de la particule. Dans le cadre de la recherche de nouvelle physique au LHC via la découverte de résonances lourdes dileptoniques, ce sont les premiers états excités de la tour KK du Z et du photon, notés respectivement Z' et γ' , qui nous intéressent. Aucune recherche directe d'un Z'_{KK} n'a été réalisée cependant les limites expérimentales actuelles (Cf. tableau 1.3) excluent des Z' d'autres modèles en dessous de ~ 800 GeV. En se basant sur cette limite, si extradimension de type Kaluza-Klein il y a, alors le rayon R de la dimension est inférieure ou de l'ordre de $\frac{\hbar c}{800\text{GeV}} \sim 10^{-19}\text{m}$.

1.4.2.2 Les modèles de type Arkani-Hamed Dimopoulos Dvali (ADD)

Ce type de modèle fut proposé afin de résoudre le problème de hiérarchie [19]. Il consiste à ajouter N (deux à six) dimensions supplémentaires à l'espace-temps de quatre dimensions. Le modèle à une extradimension est exclu. Contrairement au modèle KK, ces dimensions supplémentaires ne sont pas cycliques mais plates dans lesquelles seule l'interaction gravitationnelle peut se propager. La petitesse de la force de gravitation, vis-à-vis des autres interactions du MS serait expliquée par ces dimensions supplémentaires. En effet, d'après ce type de modèle, seule la gravitation se propage dans les $N+4$ dimensions du bulk. Son amplitude est donc répartie sur ces $N+4$ dimensions. Par conséquent elle semble réduite dans notre espace-temps vis-à-vis de celles des autres interactions qui sont entièrement disponibles. La masse de Planck visible dans notre univers à quatre dimensions pourrait donc être réduite à l'échelle du TeV. Une vérification de ces modèles au LHC

serait donc possible. L'échelle de ces dimensions est beaucoup plus grande que celle des modèles KK. De plus, dans le cas des modèles ADD, elles varient en fonction du nombre d'extradimensions. Pour quatre (deux) dimensions supplémentaires R est de l'ordre 10 pm (1 mm). Ces valeurs sont largement au-dessus des limites expérimentales qui sont de l'ordre de $\sim 10^{-19}$ m comme nous l'avons vu pour le modèle KK. Ce modèle ne prédit pas directement de résonances lourdes dileptoniques mais reste cependant une bonne référence et semble un bon point de départ dans la résolution du problème de hiérarchie. Une classe plus générale de ces modèles à "grandes" dimensions supplémentaires existe et est généralement appelée LED pour *Large ExtraDimension*.

1.4.2.3 Les modèles de type Randall-Sundrum

Les modèles de type Randall-Sundrum ressemblent aux modèles ADD mais se limitent à l'ajout d'une seule dimension spatiale, compactifiée dans laquelle seule l'interaction gravitationnelle se propage. Il résulte de la compactification une tour de KK pour chaque particule se propageant dans cette nouvelle dimension. Ce modèle représente souvent le bulk comme un espace à cinq dimensions contenant ce qu'on appelle deux branes à quatre dimensions, appelées communément la **brane de Planck** et la **brane du TeV**. Cette dernière correspond à notre espace-temps usuel. Certaines particules comme le graviton peuvent se propager d'une brane à l'autre via la dimension supplémentaire. Une métrique spécifique est nécessaire afin de prendre en compte cette extradimension ainsi que sa compactification :

$$ds^2 = e^{2kRy} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + R^2 dy^2 \quad (1.59)$$

où, k est de l'ordre de l'échelle de Planck, R le rayon de compactification de l'extradimension de coordonnée $0 \leq y \leq \pi$, et x^μ la coordonnée de notre espace-temps usuel à quatre dimensions. Le terme en exponentielle explique la grande différence entre l'échelle de Planck fondamentale du bulk et celle que nous observons effectivement dans la brane du TeV.

Certaines extensions autorisent l'ensemble des champs de la théorie à se propager dans le bulk à l'exception du champ de Higgs confiné dans la brane du TeV. Ces modèles prédisent donc une tour KK pour chaque boson. Les premiers états excités des bosons Z et γ sont donc des candidats potentiels lors de la recherche de nouveaux bosons de jauge lourds au Tevatron et au LHC. De plus, le confinement du champ de Higgs à notre espace-temps permet d'appréhender la différence des masses fermioniques d'une manière très intéressante. En effet, les fermions n'étant pas limités à la brane du TeV peuvent se propager selon la 5ème dimension. Le couplage d'un fermion au champ de Higgs va donc dépendre de la proximité du fermion considéré vis-à-vis de la brane du TeV. Ces modèles permettent donc de palier trois faiblesses du Modèle Standard que sont le problème de la hiérarchie, la disparité en masse des fermions et l'intégration de la gravité. Certains modèles vont au-delà en introduisant la conservation d'un nombre, appelée KK-parité. La particule la plus légère et stable, notée LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle), devient

alors une particule candidate à la matière noire [20]. La LKP correspond généralement à l'excitation de rang 1 du boson de jauge d'hypercharge.

1.4.3 Recherche directe d'un $Z' \rightarrow \bar{l}l + X$

Lors de collisions proton-proton, comme celles qui auront lieu au LHC, un nouveau boson de jauge neutre pourrait être produit directement par l'annihilation d'un quark et d'un anti-quark. Ses désintégrations dileptoniques, principalement dimuonique et diélectronique, sont les signatures caractéristiques étudiées pour une recherche directe d'un Z' . Comme nous pouvons l'observer sur le diagramme de Feynmann de la figure 1.3, ce processus est similaire au Drell-Yan $pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow \bar{l}l$ du Modèle Standard qui constitue donc le bruit de fond irréductible lors de l'analyse des données.

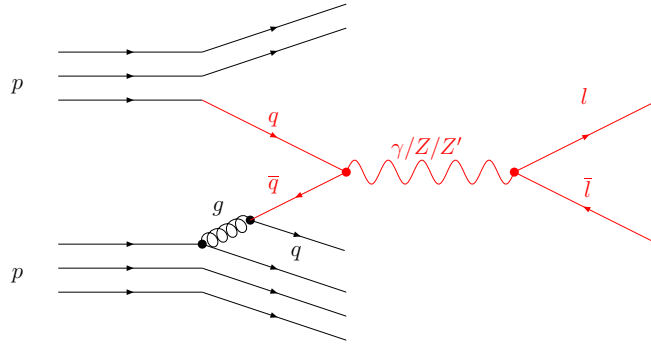


FIGURE 1.3: *Diagramme de Feynmann du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow \bar{l}l$. La collision partonique est représentée en rouge.*

Les principales caractéristiques théoriques de ces bosons sont leurs masses, leurs couplages et leurs charges associées aux fermions. La masse des Z' est généralement acquise par un processus similaire au mécanisme de Higgs. L'interaction du Z' avec les fermions est similaire à la composante neutre de l'interaction faible du MS. Dans le cadre du MS, le Lagrangien de cette composante neutre peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_{int}^Z = \frac{g}{2 \cos \theta_W} Z_\mu \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f \quad (1.60)$$

$$\text{avec } v_f = I_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W \quad (1.61)$$

$$\text{et } a_f = I_f^3 \quad (1.62)$$

où I_f^3 et Q_f sont respectivement la 3^{ème} composante de l'isospin du fermion et sa charge électromagnétique. v_f et a_f sont les charges respectivement vectorielles et axiales associées au courant neutre de l'interaction faible.

Dans le cadre des simulations effectuées dans le contexte du LHC, les paramètres du mécanisme de Higgs sont ajustés afin de permettre une masse visible à l'échelle du TeV. Lors de la génération des événements utilisés dans l'analyse présentée dans le chapitre 6,

la convention utilisée par Pythia [21] pour l'interaction du Z' avec les fermions est la suivante :

$$\mathcal{L}_{int}^{Z'} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} Z'_\mu \bar{f} \gamma^\mu (V_f - A_f \gamma^5) f \quad (1.63)$$

$$\text{avec } V_f = 2 \cos \theta_W \frac{g_{Z'}}{g} (x_{f_L} + x_{f_R}) \quad (1.64)$$

$$\text{et } A_f = 2 \cos \theta_W \frac{g_{Z'}}{g} (x_{f_L} - x_{f_R}) \quad (1.65)$$

où x_{f_L} et x_{f_R} sont les charges associées aux fermions de chiralité respectivement gauche et droite. L'intensité du couplage est donc définie par les charges x_{f_L} et x_{f_R} , ou les charges vectorielles et axiales V_f et A_f , et la constante de couplage $g_{Z'}$. Cette dernière est de l'ordre du couplage électrofaible.

1.4.4 Les limites actuelles

Les limites actuelles sur l'existence d'une nouvelle résonance lourde dans les canaux dileptoniques sont principalement obtenues par les mesures expérimentales réalisées par les collaborations CDF et DØ auprès du Tevatron. Bien que ce dernier soit le plus puissant accélérateur de particules actuellement en service, il ne permet pas d'étendre les limites basses loin au-delà du TeV comme nous pouvons le voir dans le tableau 1.3. Les limites actuelles pour les bosons Z'_{GUT} ne dépassent pas le TeV à l'exception du Z'_{SM} . Ce dernier correspond à un modèle qui stipule l'existence d'un boson Z' possédant les mêmes couplages que le Z mais avec une masse plus lourde. Ce modèle n'est cependant pas physique et sert généralement de chandelle standard pour les études expérimentales. En ce qui concerne les gravitons, s'ils dérivent d'un modèle ADD, la limite inférieure à laquelle la gravitation devient importante varie de 1.3 TeV à 2.1 TeV en fonction du nombre d'extradimensions présentes. Enfin, les limites sur les masses des gravitons RS sont largement inférieures au TeV pour les cas considérés.

Modèle	Z'_{GUT}					G_{RS}		G_{LED}	
	Z'_I	Z'_ψ	Z'_χ	Z'_η	Z'_{SM}	$\frac{k}{M_{Pl}} = 0.01$	$\frac{k}{M_{Pl}} = 0.1$	$N_{dim} = 2$	$N_{dim} = 7$
Limite inférieure	789	878	892	982	1030	293	921	2090	1290

TABLEAU 1.3: *Limites inférieures actuelles, à 95% de niveau de confiance, sur la masse de plusieurs types de Z' en recherche directe auprès de l'accélérateur Tevatron [22, 23]. Ces limites correspondent aux modèles les plus fréquemment utilisés dans la littérature. N_{dim} est le nombre de grandes dimensions supplémentaires. Les limites sont exprimées en GeV/c^2 .*

Dans l'état actuel des limites expérimentales, le LHC possède un très grand potentiel de découverte dans la recherche d'un Z' étant donné qu'il explorera une région en énergie

encore jamais atteinte. Il devrait pouvoir étendre les limites d'existence d'un Z' jusqu'à au moins 5 TeV. Dès le démarrage du LHC, les limites du tableau 1.3 devraient rapidement être améliorées. Cependant une bonne compréhension des détecteurs sera nécessaire afin d'optimiser l'exploitation des premières données du LHC. Durant ma thèse, j'ai donc participé à la mise en service du calorimètre électromagnétique d'Atlas afin notamment d'estimer les performances *in situ* du détecteur. Ce travail est présenté dans les chapitres 4 et 5. J'ai ensuite étudié le potentiel de découverte d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ du détecteur Atlas dans les premières données du LHC. Cette analyse est détaillée dans le chapitre 6.

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ATLAS

Les années 1960-1970 ont vu se catalyser les explorations théoriques et expérimentales de l'infiniment petit avec la mise en place d'un modèle standard de la physique des particules s'appuyant sur l'essor de nombreux accélérateurs-collisionneurs et détecteurs. Ces deux décennies sont considérées comme l'âge d'or de la physique des particules. Pendant cette période, le MS a éclos sous la forme de l'unification des forces électromagnétique et faible grâce aux efforts combinés de S. Glashow, A. Salam et Weinberg (voir section 1.2.3). Leur théorie a alors été vérifiée, complétée et mieux comprise grâce à une succession de nombreuses expériences. Le CERN (Laboratoire européen pour la physique des particules) a été (et est toujours) un grand artisan de la vérification du MS et de la recherche de nouvelle physique. En 1973, l'expérience Gargamelle mit en évidence les courants neutres. Dix ans plus tard, peu après le démarrage du collisionneur hadronique $S\bar{p}\bar{p}S$, les bosons W^\pm et Z , vecteurs de l'interaction faible, furent découverts avec des masses en accord avec les prédictions du MS [24, 25]. Depuis les années 1990, les données issues des quatre détecteurs situés sur le collisionneur électron-positron LEP (arrêté en 2001), combinées avec celles issues du collisionneur hadronique Tevatron (Fermilab), ont permis de tester et de vérifier le MS à l'échelle de la masse du Z avec une précision meilleure que le pourcent. Les résultats et les avancées obtenus le long de plus de quarante années de recherche ont été le fruit du travail de scientifiques du monde entier au sein de collaborations internationales toujours plus grandes. Les défis actuels de la physique des particules que sont la compréhension de la brisure de la symétrie électrofaible par la mise en évidence de un ou plusieurs bosons de Higgs et la recherche d'une théorie ou d'un modèle plus étendu ont amené la communauté des physiciens des particules à l'élaboration d'un gigantesque projet de collisionneur hadronique pp au CERN avec une énergie dans le centre de masse encore jamais atteinte de 14 TeV. Cet accélérateur, nommé LHC, acronyme anglais de grand collisionneur de hadrons, accompagné de quatre détecteurs, devrait permettre de répondre à ces défis en explorant une nouvelle gamme en énergie (il devrait être 7 fois plus puissant que le plus puissant collisionneur actuellement en service au Fermilab). A cette énergie, les sections efficaces de nombreux processus comme la production du boson de Higgs (seule particule du MS encore non découverte) ou celles de physique au-delà du MS augmentent très fortement avec l'énergie disponible dans le centre de masse. Elles rendent donc très prometteuses les recherches directes de nouvelle physique dans les données du

LHC. La production en masse du quark top devrait également permettre de rechercher indirectement de la nouvelle physique en testant précisément le MS. La figure 2.1 présente l'évolution en double exponentielle croissante des sections efficaces de ces processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse de collision pp. La section 2.1 présentera le complexe LHC et ses détecteurs. Le détecteur Atlas, un des quatre détecteurs situés au LHC sur lequel j'ai travaillé au cours de ma thèse, sera présenté plus en détails dans la section 2.2.

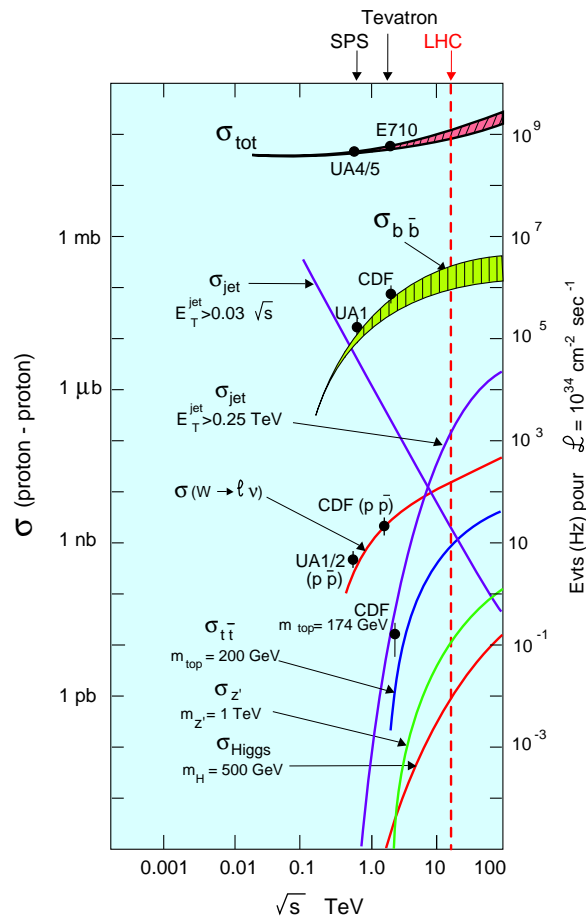


FIGURE 2.1: Dépendance en fonction de l'énergie des sections efficaces des processus typiques dans les collisionneurs hadroniques.

2.1 Le LHC

Le LHC est situé au CERN, à la frontière franco-suisse, au sein du tunnel long de 27 km précédemment utilisé par le collisionneur électron-positron LEP. La figure 2.2 présente une vue schématique du complexe LHC et de ses quatre détecteurs entre le massif du Jura et les Alpes. La mise en route du LHC le 10 septembre 2008 est le résultat de 20 années d'efforts menés par des milliers de physiciens, techniciens et ingénieurs du

monde entier et bien qu'aucune accélération n'ait été réalisée, ce démarrage est le point de départ d'une nouvelle ère d'exploration et espérons-le de découverte(s) pour la physique des hautes énergies. Il sera présenté dans cette partie le système d'injection du LHC, puis l'accélérateur et les performances attendues. Enfin, les quatre expériences situées au LHC seront brièvement décrites.

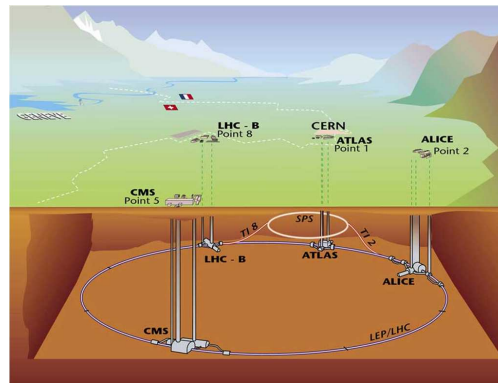


FIGURE 2.2: Vue schématique de l'accélérateur LHC et ses quatre expériences Alice, Atlas, CMS et LHCb.

2.1.1 Le système d'injection

Avant d'être accélérés par le LHC, les protons utilisés pour les collisions sont produits et préaccélérés à 450 GeV avant d'être injectés dans les tubes situés dans le grand anneau. Notons ici que contrairement au LEP (collisions e^+e^-) et au Tevatron (collisions $p\bar{p}$), la non utilisation d'anti-particules pour le LHC facilite la production et le stockage des particules utilisées lors des collisions. Les protons sont créés à partir d'une source d'hydrogène dont les électrons sont arrachés des protons. Une fois produits les protons sont progressivement accélérés par une chaîne d'injection composée de plusieurs accélérateurs. La figure 2.3 représente cette chaîne. Tout d'abord, le LINAC, un accélérateur linéaire, permet aux protons d'atteindre une énergie de 50 MeV. Ensuite, leur énergie est augmenté d'un facteur 20 par le "Booster" pour atteindre 1 GeV. Enfin deux synchrotrons, le PS (synchrotron à protons) et le SPS (Super synchrotron à protons) accélèrent les protons respectivement à 26 GeV puis 450 GeV. Une fois le faisceau à 450 GeV, celui-ci peut être envoyé dans un sens ou dans l'autre dans les tubes de l'accélérateur LHC.

2.1.2 L'accélérateur

2.1.2.1 La machine

Les faisceaux injectés dans le LHC sont accélérés par une instrumentation dite "deux en un". En effet, en raison du faible espace disponible dans le tunnel (moins de 3 m de diamètre), les deux faisceaux circulant en sens inverse sont accélérés par le même système de cavités radiofréquences. L'accélérateur étant circulaire, la trajectoire que suivent les

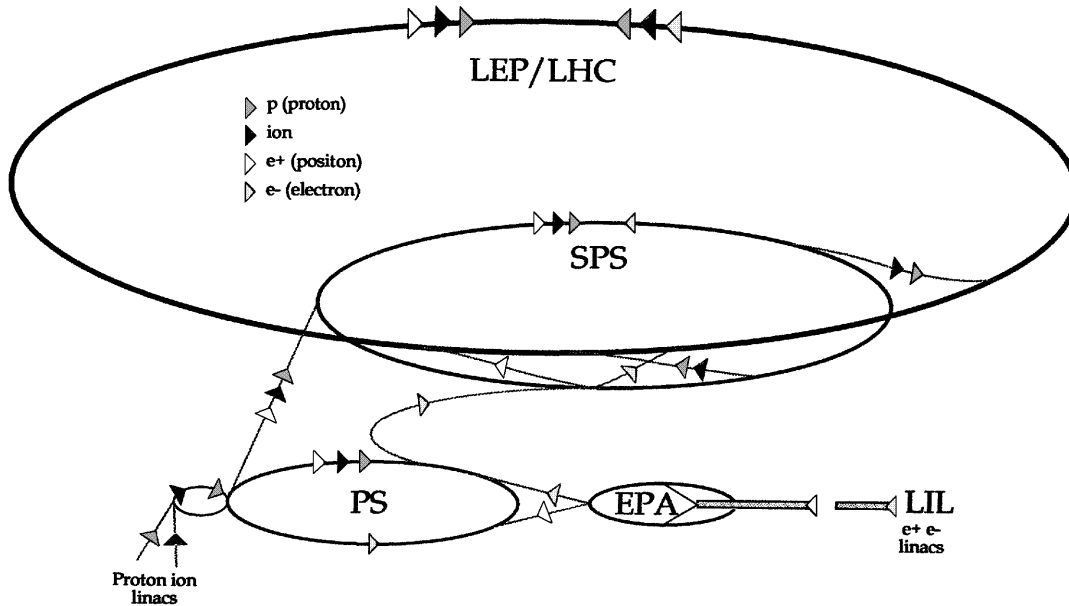


FIGURE 2.3: Chaîne d'injection en amont du LHC.

paquets de protons est courbée à l'aide d'aimants supraconducteurs, insérés dans un même cryostat. Les deux tubes à vide où circulent les deux faisceaux sont donc insérés dans cette structure d'aimants installée à l'intérieur d'un seul et même cryostat. Afin d'imposer une énergie de 7 TeV par faisceau, la valeur du champ généré atteint 8.3 Teslas, engendré grâce à des aimants supraconducteurs. Une coupe dans le plan transverse des cavités accélératrices est présentée figure 2.4. En raison de la taille de l'accélérateur, 1232 dipôles, composés de fils supraconducteurs en niobium-titane, ont été installés dans le tunnel, ce qui représente près de 3 ans d'installation. Toute l'installation a tout d'abord été refroidie avec de l'azote liquide à 80 K avant d'être refroidie à une température plus faible que celle de l'univers, soit 1.9 K, grâce à de l'hélium superfluide. Cela représente la plus grande installation cryogénique sur Terre. Une vue de l'installation au sein du tunnel est présentée figure 2.5. Le LHC a été conçu pour accélérer des protons afin d'obtenir des collisions pp à 14 TeV mais également des ions lourds, (des noyaux de plomb par exemple). En fonctionnement nominal, chaque année seront prévues deux périodes de prise de données, une pour chaque mode.

2.1.2.2 Faisceaux et Luminosité

Les faibles sections efficaces des canaux de physique qui seront étudiés au LHC, comme les désintégrations du Higgs ou les productions de bosons de jauge très lourds, varient de quelques femtobarns à plusieurs centaines. Les paramètres des faisceaux doivent donc permettre d'atteindre une très grande luminosité instantanée afin de pouvoir collecter une statistique aux points de collisions suffisante pour analyser ces canaux. La luminosité

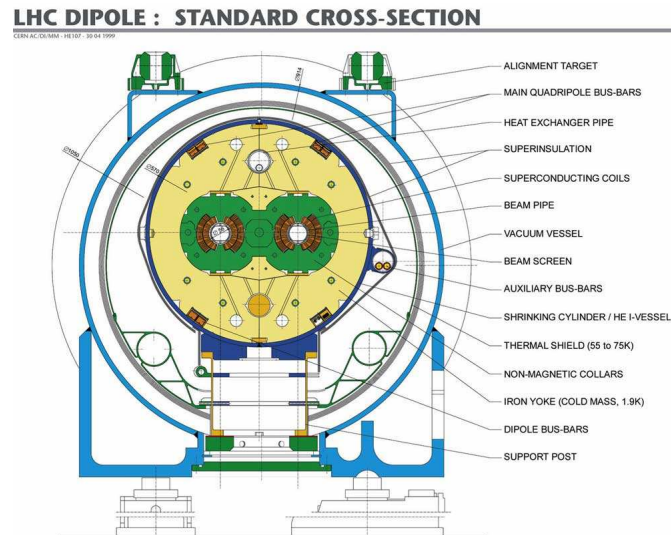


FIGURE 2.4: Coupe dans le plan transverse d'une cavité dipolaire du LHC.

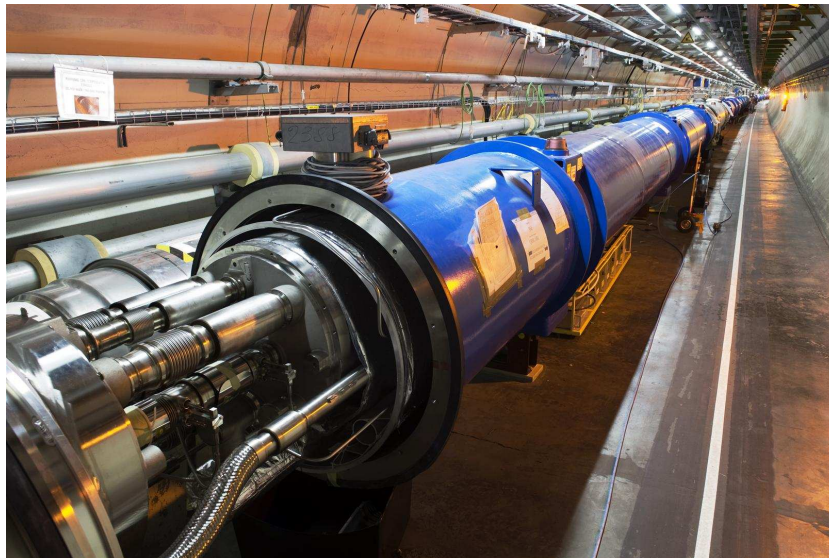


FIGURE 2.5: Vue de dipôles installés dans le tunnel du LHC.

instantanée du LHC en fonctionnement nominal est prévue de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette luminosité ne sera pas atteinte dès le démarrage, elle sera progressivement augmentée à $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ puis après plusieurs années de fonctionnement atteindra sa valeur nominale. Les paramètres des faisceaux seront ajustés en fonction de luminosité souhaitée via la formule [1] :

$$L = F \frac{N^2 f B}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} = F \frac{N^2 f B \gamma}{4\pi\epsilon_n \beta^*} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (2.1)$$

où N est le nombre de particules par paquets (10^{11} protons), F est un facteur tenant compte de l'angle de croisement entre faisceaux (~ 0.9), f représente la fréquence de révolution des paquets. En fonctionnement nominal, la fréquence de croisement des paquets de protons sera de 40 MHz, ce qui représente une fréquence de révolution par paquet de 11 kHz (un paquet réalisera environ 11000 tours complets du LHC par seconde). B correspond au nombre de paquets (2808) et γ le facteur de Lorentz du faisceau (E/m_{proton}). σ_x^* et σ_y^* ($\sim 15\mu\text{m}$), exprimés en cm, représentent les largeurs de la distribution gaussienne (en 2 dimensions) des particules dans les paquets et peuvent s'exprimer en fonction d'un concept de qualité du faisceau ϵ_n (émittance transverse normalisée, $3.5 \times 10^{-4} \text{ rad}\cdot\text{cm}$) et de l'optique au point d'interaction β^* ($< 50 \text{ cm}$) (valeur de la fonction d'amplitude au point d'interaction).

N , B et β^* sont les principaux paramètres du faisceau à ajuster pour atteindre une luminosité instantanée donnée. N et B étant déterminés par le système de production et d'injection, β^* caractérisant la focalisation des faisceaux dans le plan transverse est réalisée en amont de chaque point d'interaction à l'aide d'aimants quadripôles.

En raison de la haute luminosité attendue en fonctionnement nominal, la durée de vie d'un faisceau ne sera que d'une dizaine d'heures environ et la prise de donnée par les détecteurs devra donc s'arrêter entre chaque injection (la période entre deux faisceaux sera utilisée pour prendre des données d'étalonnage du détecteur).

2.1.2.3 La mise en service du LHC

Le 10 septembre 2008, les premiers paquets d'environ 2×10^9 protons ont été injectés dans le LHC à une énergie de 450 GeV et ont circulés dans l'anneau. Lors des premières injections, la progression du faisceau au sein de l'accélérateur s'est effectuée octant par octant, traversant dans un premier temps le détecteur Alice, puis CMS et LHCb et enfin Atlas (une heure après le démarrage). A la fin de la première journée, plusieurs centaines de tours avaient déjà été effectués par les protons. La nuit du 12 septembre, un problème sur un transformateur du LHC survint et stoppa les opérations. Le 19 septembre, lors de tests sur un des octants, un choc thermique induit un dégazage violent d'hélium et une onde de choc qui endommagèrent durablement le secteur. Après enquête, une connexion électrique défectueuse entre deux aimants fut identifiée comme l'origine de l'incident. Un nouvel agenda a été défini pour la suite des opérations du LHC pour permettre les réparations et la mise en place d'améliorations afin de prévenir un incident similaire dans le futur. Le dernier des 53 aimants à remplacer a été descendu et installé le 30 avril 2009.

Le redémarrage du LHC est actuellement prévu pour l'automne 2009. Les premières collisions à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV devraient avoir lieu avant la fin de l'année. Ensuite, l'énergie des protons sera progressivement augmentée jusqu'à 5 TeV. Une longue période de prise de données est prévue jusqu'à l'automne 2010 et devrait permettre aux détecteurs d'enregistrer de 100 à 200 pb⁻¹ de données avec des collisions à 10 TeV. Ce n'est qu'en 2011 que le LHC devrait atteindre son énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse.

2.1.3 Les expériences

Les deux faisceaux accélérés dans des tubes à vide différents sont focalisés pour collision en quatre points de l'anneau du LHC. Afin de pouvoir étudier le produit des collisions proton-proton et ion-ion, à chacun de ces points est installé un grand système de détection :

- Alice (A Large Ion Collider Experiment) est situé au point 2 du LHC. Cette expérience est principalement dédiée à l'étude de l'état de la matière dans des conditions en température et en densité extrêmement élevées, proches de celles aux premiers instants après le Big-Bang. Elle devrait permettre, grâce à l'étude des collisions d'ions lourds, de mettre en évidence à haute densité d'énergie la formation d'un nouvel état de la matière : le plasma quark-gluon [26].
- Atlas (A Thoroidal LHC ApparatuS) est situé au point 1 du LHC. Ce détecteur est le plus grand jamais réalisé pour une expérience sur collisionneur. Cette expérience est généraliste et a été développée afin de pouvoir collecter un maximum d'information sur les collisions proton-proton. Les principales thématiques sont la recherche du boson de Higgs et de physique au-delà du MS ainsi que des mesures de précisions sur le secteur en masse du quark top [27, 28]. La structure d'Atlas est détaillée dans la suite de ce chapitre.
- CMS (Compact Muon Solenoid) est situé au point 5 du LHC. Comme Atlas, c'est une expérience généraliste qui s'inscrit dans la démarche d'exploration induite par le nouvel espace des phases mis à disposition par les collisions pp à très hautes énergies du LHC [29].
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) est situé au point 8 du LHC. Le champ d'étude de cette expérience comme son nom l'indique est d'étudier la violation de la symétrie CP dans le secteur des hadrons B, notamment via l'observation de désintégrations rares. Une des particularités de LHCb est son asymétrie et son orientation vers les angles proches de l'axe des faisceaux [30].

2.2 Atlas

Atlas est un détecteur généraliste, fruit d'une quinzaine années de travail et développé dans le but d'extraire le maximum d'information des collisions pp à très haute énergie du LHC. La structure d'Atlas, en couches cylindriques successives, illustrée figure 2.6, est classique pour un détecteur sur collisionneur. Cependant ses dimensions, 44 mètres de long, 22 mètres de diamètre et environ 7000 tonnes, font de lui le plus grand détecteur de ce type jamais construit. L'objectif d'enregistrer un maximum d'information permettant d'identifier les particules issues d'une collision et de reconstruire la topologie de l'évènement. Il doit donc permettre de mesurer l'énergie des particules, leur charge ainsi que leur trajectoire. Plusieurs sous-détecteurs cylindriques dédiés à certaines mesures constituent donc le grand ensemble :

- **Le trajectographe interne** : il mesure l'impulsion des particules chargées dont la trajectoire est courbée par un puissant champ solénoïdal. Il est situé au plus près du point d'interaction et doit induire un minimum d'interaction multiples et de rayonnement lors du passage des particules.
- **Le système calorimétrique** : il mesure l'énergie des particules (électrons, photons et jets) en les arrêtant grâce à une grande densité de matière.
- **Le trajectographe externe** : il mesure l'impulsion des muons qui traversent le système calorimétrique. Leur trajectoire est courbée par un champ toroïdal.
- **Le système de déclenchement et d'acquisition** : ce système permet de choisir et d'enregistrer les évènements avec une topologie spécifique, intéressante pour la physique, parmi les évènements sans intérêt.

Deux angles de vue différents d'Atlas sont présentés dans les photos du bas de la figure 2.6.

Afin de repérer les particules dans ce système complexe, des coordonnées adéquates sont utilisées. La première est l'angle azimutal autour de l'axe des faisceaux et est notée ϕ dans la suite de ce mémoire. Le seconde est ce que l'on appelle la pseudo-rapacité, notée η . Elle est définie à partir de l'angle polaire θ que fait la particule avec l'axe des faisceaux : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Cette définition permet de simplifier de nombreuses études. En effet, pour les particules ultra-relativistes, les différences de pseudo-rapacité sont invariantes par un boost de Lorentz, de nombreuses distributions sont donc constantes en η . La position selon l'axe du faisceau est quant à elle notée z . Une variable souvent utilisée pour mesurer la distance entre les particules est également définie comme $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

Cette partie présentera tout d'abord la collaboration Atlas mise en place afin de construire et d'exploiter le détecteur. Ensuite, les différents sous détecteurs et l'acquisition seront présentés succinctement ainsi que leurs performances attendues et mesurées.

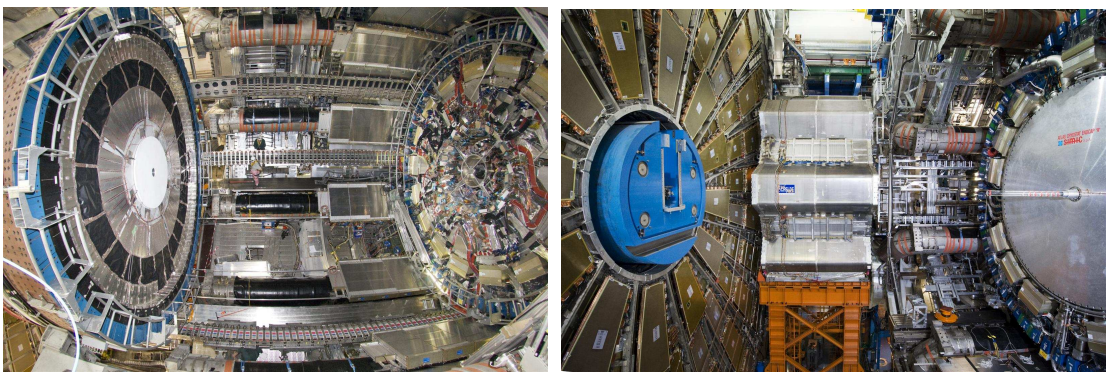
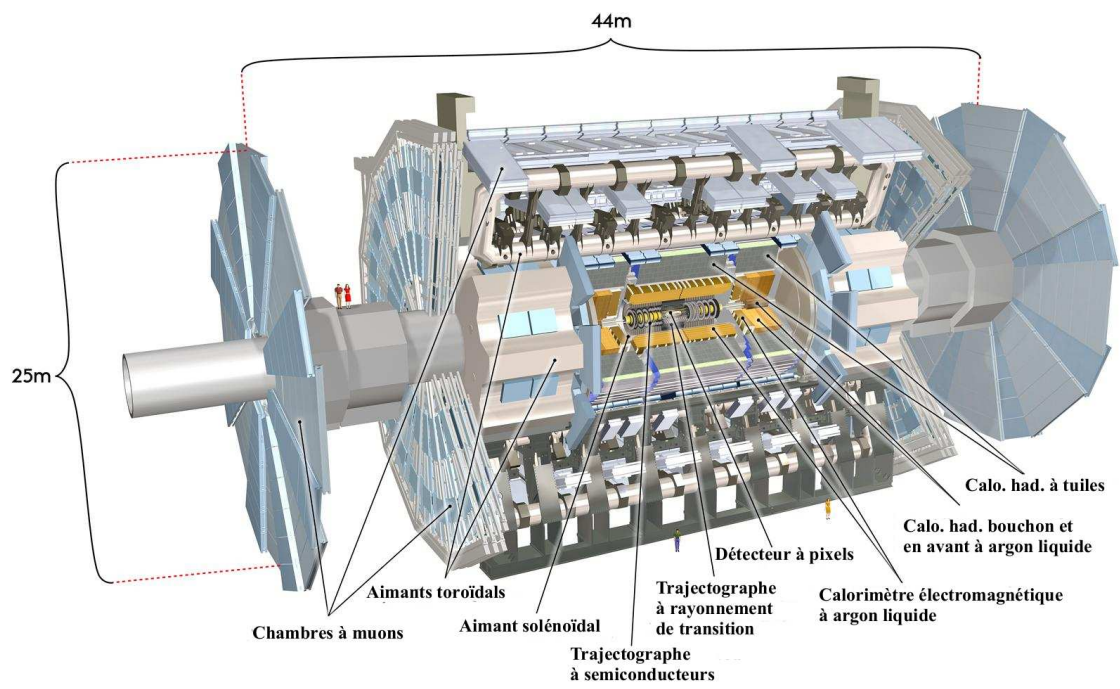


FIGURE 2.6: *Haut : Vue générale, générée par ordinateur, du détecteur Atlas. Bas : Photographies du détecteur.*

2.2.1 La collaboration Atlas

Afin de répondre aux défis techniques imposés par un tel projet, les physiciens de plusieurs pays et de nombreux instituts se sont rejoints dans une collaboration. Les nombreuses études de simulation de physiques attendus au LHC ont guidé le choix des différentes techniques de détection. Dès le début des années 90, un vaste programme de recherche et développement a été mis en place au CERN afin d'étudier la faisabilité ainsi que les performances de différentes techniques envisagées. En 1992, une lettre d'intention définissant les principes généraux d'Atlas est écrite [31]. En 1994, l'ensemble des études détaillées des différents canaux de physiques et des techniques utilisées dans Atlas est inscrit dans le Technical Proposal (*Proposition technique*) [32]. C'est en janvier 1996 que la collaboration Atlas a obtenu l'approbation par le CERN de sa proposition de construction du détecteur. C'est à ce moment qu'a débuté la longue période de développement, de tests sous faisceaux et de construction, tous menés par les différentes instituts de la collaboration selon leur domaine d'excellence. Par exemple, le CPPM (Centre de Physique des Particules de Marseille) a été maître d'œuvre des bouchons du calorimètre électromagnétique, participa à la construction d'une partie du détecteur interne ainsi qu'à l'élaboration du système de déclenchement haut niveau.

Aujourd'hui, comme on peut le voir sur la carte du monde de la figure 2.7, 37 pays des cinq continents participent activement à la collaboration Atlas via le travail d'environ 2500 personnes réparties dans plus de 160 instituts reconnues. La figure 2.8 est une photographie de plusieurs centaines de physiciens de la collaboration réunis au CERN lors d'une semaine de travail en commun. Bien que toutes les parties ne soient pas toujours sur la même longueur d'onde (ce qui peut à coup sûr être vu comme un avantage dans certaines situations), la collaboration Atlas tout comme les autres en physique des hautes énergies représentent au-delà de la physique le meilleur exemple d'entente internationale.

2.2.2 Le trajectographe interne

Le trajectographe interne [33] est le premier sous-détecteur que les particules traversent. Situé au cœur même d'Atlas, au plus près du point d'interaction, il subit de fortes contraintes causées principalement par un grand taux d'interactions et un très fort taux de radiation. Son rôle est de récolter un maximum d'information afin de reconstruire la trajectoire des particules chargées des événements et d'en déduire précisément leur charge et leur impulsions dans un large domaine en pseudo-rapacité : $|\eta| < 2.5$. Il doit en outre permettre la reconstruction des vertex déplacés signant la désintégration de particules à longue durée de vie comme les hadrons-B. L'étiquetage des jets issus des quarks b dépend largement des performances du détecteur interne. La discrimination des photons et des électrons vus dans le calorimètre repose également sur la reconstruction d'une trace. De plus ce détecteur situé en amont des calorimètres doit être constitué du moins de matière possible afin de limiter les interactions multiples et le rayonnement lors du passage des particules. La qualité de la mesure et de la reconstruction de la trace résulte d'un compromis entre le nombre de points et leur précision. C'est pourquoi le trajectographe interne est constitué de trois sous-détecteurs en sous-couches cylindriques : le détecteur de ver-



FIGURE 2.7: Carte mondiale des pays participants à la collaboration ATLAS.



FIGURE 2.8: Membres de la collaboration Atlas photographiés dans le bâtiment 40 du CERN.

tex à pixels et le trajectographe à semi-conducteurs (SCT) fournissent un petit nombre de points de grande précision et le trajectographe à rayonnement de transition (TRT) prend un grand nombre de points de mesure mais de moindre précision. Le détecteur ainsi que son armature sont schématisés tridimensionnellement sur la figure 2.9. Cet ensemble cylindrique de 2.1 mètre de diamètre et de 7 mètres de long est plongé dans un champ magnétique de forte intensité (2 Teslas) induit par un aimant solénoïdal qui permet de courber les trajectoires des particules. Le passage d'une trace à travers les trois sous-détecteurs est représenté sur la figure 2.10 pour la partie tonneau et la partie bouchon.

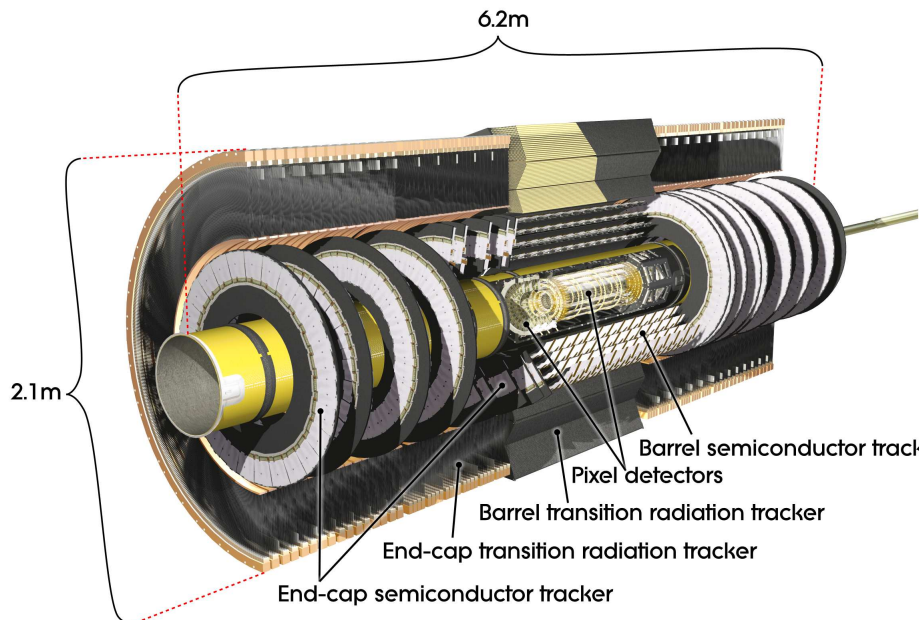


FIGURE 2.9: *Modèle tridimensionnel du trajectographe interne et de son armature.*

2.2.2.1 Le détecteur de vertex à pixels

Le détecteur à pixels est le sous-détecteur le plus proche du point d'interaction et est essentiel pour la détermination des vertex secondaires et par conséquent pour l'identification des saveurs lourdes comme les jets issus des quarks b . Ce système nécessite une très haute résolution. Il est segmenté en pixels de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Ces pixels sont des cellules de lecture de faible épaisseur en silicium afin de limiter la quantité de matière. La particule incidente en traversant la surface de silicium crée des paires électron-trou. Les électrons dérivent par l'application d'un champ électrique et le courant induit, s'il dépasse un seuil donné, indique le passage de la particule. Une des grandes innovations techniques de ce détecteur est la connexion entre les cellules de lecture et l'électronique de sortie qui est réalisée à l'aide de microbilles soudées aux pixels. L'électronique est donc placée derrière les pixels et autorise de grandes surfaces de détection sans zone morte. Comme le montre le schéma de la figure 2.9, le détecteur est composé de trois couches cylindriques concen-

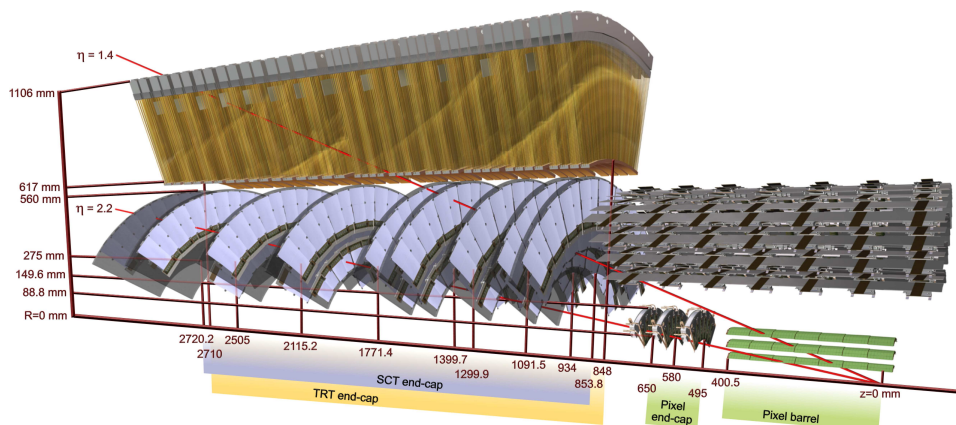
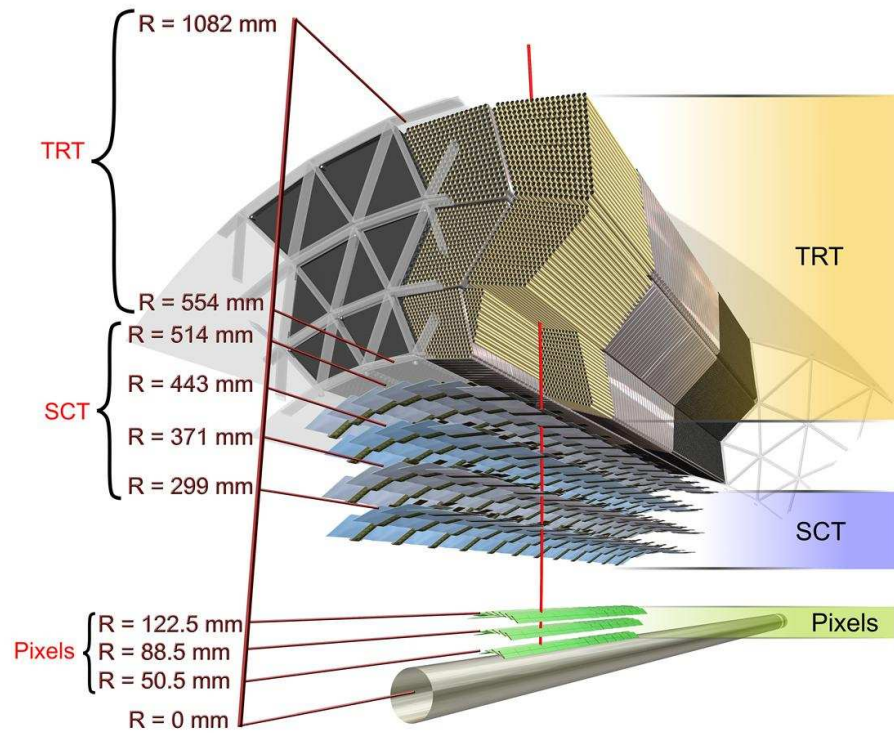


FIGURE 2.10: Reconstruction de la trace d'une particule chargée avec les trois composantes, pixels, SCT et TRT, du trajectographe interne dans la partie tonneau (en haut) et dans la partie bouchon (en bas).

triques de détection disposées à des rayons respectifs de 5 cm, 9 cm et 12 cm de l'axe du faisceau. Chaque côté est également composé de trois couches, en forme de disques, situées à 50 cm, 58 cm et 65 cm du point d'interaction. Cela représente une surface totale de détection de 1.7 m^2 composé de 80 millions de pixels. La fine granularité permet d'atteindre une résolution sur la position des points d'environ $12 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $70 \mu\text{m}$ dans la direction z . Le détecteur à pixels apporte les trois premières mesures de précision sur la trajectoire de la particule.

Le détecteur à pixels monté sur le tube du LHC a été installé dans la caverne en juin 2007. La figure 2.11 présente une photographie de l'insertion de la structure au cœur même d'Atlas.



FIGURE 2.11: *Insertion du détecteur à pixels au sein d'Atlas en juin 2007.*

Fin septembre 2008, lors de la prise massive de données de muons cosmiques, plus de 95% des modules du détecteur à pixels étaient opérationnels. Le taux de canaux de lecture masqués, en raison d'un bruit trop élevé, était inférieur 10^{-4} . La fraction de pixels problématiques répond donc au critère $<5\%$ requis par Atlas.

2.2.2.2 Le trajectographe à semiconducteurs

Le trajectographe à semiconducteurs (SCT) est le second système de précision et se situe à plus grand rayon. Sa technologie est également basée sur de fines surface de détection en silicium mais avec une disposition en micro-pistes moins segmentées que pour le détecteur à pixels de $80 \mu\text{m} \times 123.3 \text{ mm}$. La partie tonneau est composée de quatre couches cylindriques composées de deux plans de détection formant un angle relatif de 40 mrad . Cette disposition permet d'obtenir la position selon l'axe z et de limiter le nombre de traces fantômes. Les rayons des quatre couches sont 30 cm, 37 cm, 45 cm et 52 cm. La partie centrale est complétée à chaque extrémité par neuf disques à des distances allant de 83 cm à 280 cm. La surface totale du SCT est de 61 m^2 et compte 6 millions de canaux de lecture. La résolution attendue sur les points de mesure est d'environ $22 \mu\text{m}$ dans le

plan transverse et de $580 \mu\text{m}$ dans la direction z . Le SCT contribue à l'échantillonnage de précision de la trajectoire en apportant 8 nouveaux points aux trois points du détecteur à pixels.

La partie tonneau du SCT a été intégrée à celle du trajectographe à rayonnement de transition (TRT) en 2006. Cette étape est montrée sur la Figure 2.12. Les parties centrales ont ensuite été descendues en août 2006. Les bouchons SCT-TRT ont, quant à eux, été descendus en mai et en juillet 2007.

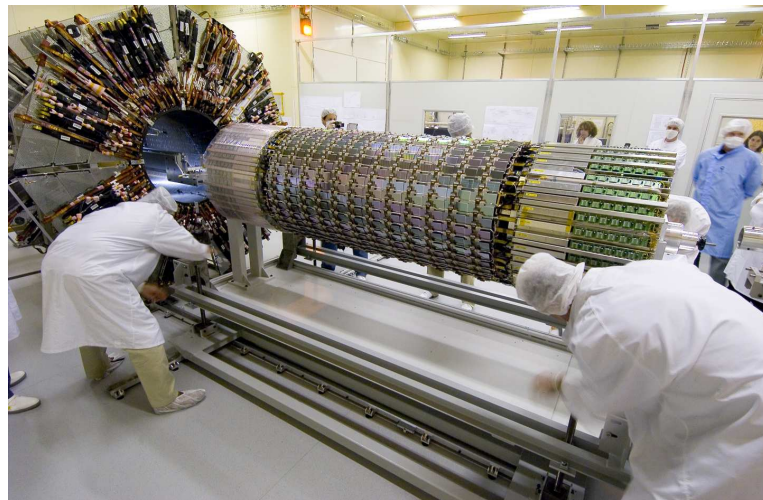


FIGURE 2.12: *Intégration en surface de la partie SCT tonneau avec la partie TRT tonneau en 2006.*

Fin 2008, 99.6% des modules du SCT tonneau et 97.8% de ceux des bouchons étaient opérationnels. Un des deux modules hors-service des bouchons a été réparé lors de la pause hivernale. A la fin 2009, plus de 99% du SCT seront opérationnels pour l'arrivée des collisions.

2.2.2.3 Le trajectographe à rayonnement de transition

Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT) constitue la troisième partie, à grand rayon, du détecteur interne. Ce détecteur repose sur une technologie différente. Il est composé de tubes à pailles de 4 mm de diamètre. Cet ensemble de tubes à dérive présents en grand nombre permet d'obtenir grâce à l'ionisation du gaz contenu dans les tubes, un suivi quasi continu de la particule chargée pour un coup réduit (en comparaison des deux autres détecteurs à silicium). Chaque trace d'une particule chargée est ainsi échantillonnée en une trentaine de points de mesure. Une résolution sur chaque point de $130 \mu\text{m}$ est attendue. Ce grand nombre de points compense leur faible résolution et l'information du TRT contribue donc tout aussi significativement que les détecteurs au silicium à la reconstruction de la trace. Pour une trace contenant une quarantaine de points la résolution attendue sur la position est de $50 \mu\text{m}$ dans le plan $r-\phi$. Les pailles de la partie tonneau sont parallèles à l'axe du faisceaux, la localisation en z des traces chargées n'est pas disponible. La partie tonneau du TRT est constituée de 50000 pailles de 144 cm

de long pour une couverture en pseudo rapidité allant jusqu'à $|\eta| < 0.7$. Les bouchons quant à eux sont constitués de 120000 pailles réparties sur 20 roues. Une photographie montrant un segment d'une roue est présentée Figure 2.13. Le TRT compte donc 350000 canaux de lecture. En outre, les radiateurs entourant les tubes provoquent l'émission d'un rayonnement X lors du passage d'une particule chargée ultra-relativiste ($\gamma > \sim 2000$). Le Xénon du mélange gazeux contenu dans les tubes absorbent le rayonnement X et produit des électrons secondaires qui s'ajoutent à ceux de l'ionisation. Le rayonnement étant plus important dans le cas des électrons que dans celui des hadrons, il aide à leur discrimination et contribue à la réduction du bruit de fond QCD. Ce dispositif est une des spécificités d'Atlas.

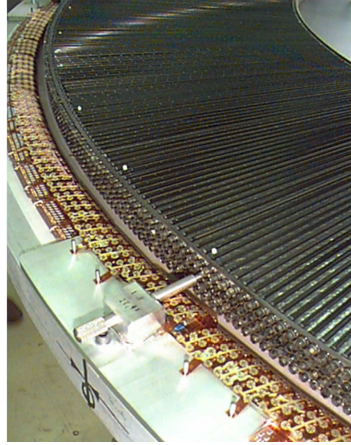


FIGURE 2.13: *Structure en couches de pailles de fin diamètre d'une roue du trajectographe à rayonnement de transition.*

Le TRT a été intégré et installé avec le SCT dans sa position finale en 2006 pour la partie centrale et en 2007 pour les bouchons. L'installation complète de l'électronique de lecture et des alimentations basse tension s'est terminée fin août 2008. Le TRT a donc été intégré à Atlas lors du démarrage du LHC en septembre 2008. Le taux de canaux de lecture morts était seulement de 2%.

2.2.2.4 L'aimant solénoïdal

Le champ solénoïdal qui courbe les trajectoires des particules chargées selon ϕ est produit par une bobine supraconductrice située dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique tonneau. Son intensité en fonctionnement nominal est de 7700 A. Son rayon externe est de 130 cm et sa longueur totale de 5 mètre ne permet pas de couvrir entièrement le trajectographe interne en pseudo-rapidité. Dans la partie centrale, l'intensité du champ est relativement constante et de l'ordre de 2 T alors qu'à la fin des bouchons vers $|\eta| = 2.5$, elle est réduite à 0.8 T. Afin de reconstruire au mieux l'impulsion des particules chargées, une excellente connaissance de la cartographie du champ magnétique solénoïdal est requise. Le champ solénoïdal a donc été cartographié en fonctionnement nominale dans la caverne à l'aide de sondes à effet Hall comme on peut le voir sur la photographie de la figure 2.14. Ces mesures effectuées avant l'insertion du détecteur interne

permettent d'accéder à en moyenne 6 valeurs de champ par décimètre cube de volume occupé par le champ. Une précision de 5 Gauss (moins de 0.1%) [34] sur la connaissance du champ a été obtenue.

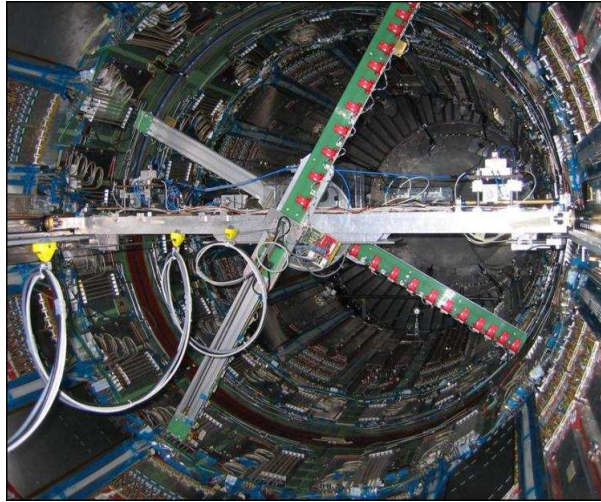


FIGURE 2.14: Sonde à effet Hall cartographiant le champ solénoïdal.

2.2.2.5 Performances

La trajectoire des particules chargées dans le détecteur interne forme une hélice en raison du champ solénoïdal. Cette hélice est paramétrée par cinq variables : l'inverse de l'impulsion transverse, l'angle azimutal ϕ , les paramètres d'impact transverse d_0 et longitudinal z_0 et $\cotan\theta$ dont la résolution peut s'exprimer sous la forme $a \oplus b/(p_T \sin \theta)$. a représente la résolution pour une trace d'impulsion infinie (non courbée) et b la dépendance à la diffusion multiple à faible impulsion. La diminution du champ magnétique en fonction de la pseudo rapidité dégrade la résolution et impose la présence du terme $\sin \theta$.

La combinaison des sous-détecteurs devrait permettre d'atteindre une efficacité de reconstruction supérieure à 80% pour des particules hadroniques à $p_T > 1$ GeV. Une efficacité supérieure à 99% pour des muons et supérieure à 90% des électrons de p_T respectivement supérieur à 1 GeV et 5 GeV est attendue avec un pourcentage de fausses traces inférieure à 0.3% [28].

La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse se dégrade avec l'augmentation de l'énergie. Elle va de 1% à 2% pour une impulsion transverse de 1 GeV à 30% pour un muon de 500 GeV. Au contraire, les résolutions sur les paramètres d'impact d_0 et z_0 s'améliorent à haute impulsion transverse. Comprises entre 0.1 mm et 1 mm à 1 GeV, elles diminuent entre 10 μm et 200 μm à 1 TeV.

Enfin, en combinant judicieusement les informations des paramètres d'impact et des vertex secondaires reconstruits, il est possible de définir un poids correspondant à chaque jet. L'application d'une coupure sur cette variable rend possible une identification des jets de quarks b efficace à 60% avec un facteur de rejet de 100 pour les jets légers. Ce résultat

est très dépendant de la qualité du détecteur requérant une efficacité des pixels de l'ordre de 99% ainsi que leur parfait alignement ($<10 \mu\text{m}$) [35].

Depuis 2008, une grande campagne de prises de données de muons cosmiques a été réalisée afin notamment de tester la reconstruction des traces dans le détecteur interne. Plusieurs millions d'évènements ont ainsi été enregistrés avec et sans champ magnétique. La Figure 2.15 présente les résidus de l'extrapolation des traces des muons cosmiques pour les différentes parties du détecteur interne. Pour la coordonnée de précision x , la résolution sur la trace est de l'ordre de $24 \mu\text{m}$ dans le tonneau du détecteur à vertex et de $30 \mu\text{m}$ dans celui du SCT. Dans le plan r - ϕ du TRT, la résolution est de l'ordre $187 \mu\text{m}$. Ces résultats sont obtenus en utilisant une géométrie corrigée des désalignements. Ces résultats, bien que préliminaires, sont proches des performances optimales attendues avec une géométrie parfaite.

2.2.3 Le système calorimétrique

Le système calorimétrique d'Atlas est positionné, selon la trajectoire des particules, en aval du trajectographe interne. Son rôle est d'identifier efficacement les photons, les électrons et les jets hadroniques ainsi que de mesurer précisément leur énergie. Sa grande couverture angulaire en pseudo-rapacité, $|\eta| < 4.9$, est un atout important pour mesurer l'énergie transverse manquante. De même sa grande épaisseur, en terme de longueurs de radiation, (Figure 2.16) sur toute cette acceptation est primordiale pour contenir la totalité des gerbes qui peuvent atteindre plusieurs TeV. L'information issue du système calorimétrique joue également un rôle important dès le premier niveau de la chaîne de déclenchement.

Le principe général des calorimètres est d'arrêter les particules incidentes en leur faisant perdre leur énergie sous la forme d'une gerbe de particules secondaires, électromagnétiques ou hadroniques. Ils sont composés de matériaux très denses afin d'arrêter les particules sur une courte distance. La mesure de l'énergie ou d'une partie de l'énergie déposée permet d'accéder à celle de la particule incidente. Enfin la répartition spatiale de l'énergie déposée par la particule dans le détecteur est utilisée pour son identification. De plus amples détails sur les principaux types de calorimétrie sont disponibles dans la section 3.1.1. Une particularité du calorimètre d'Atlas est qu'il est non-compensant : sa réponse à des particules électromagnétiques et hadroniques est différente. Cette différence est prise en compte lors de la reconstruction en énergie des particules.

Le système d'Atlas, présenté en perspective sur la figure 2.17, est composée de trois détecteurs : le calorimètre électromagnétique pour les photons et les électrons, le calorimètre hadronique pour les gerbes issues des hadrons et le calorimètre vers l'avant qui couvre les régions à grande pseudo-rapacité.

2.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EM) d'Atlas est un calorimètre à échantillonnage Plomb/Argon liquide. Il permet d'identifier les électrons et les photons ainsi que de mesurer leur énergie. Sa structure a été développée afin d'optimiser la recherche du Higgs dans

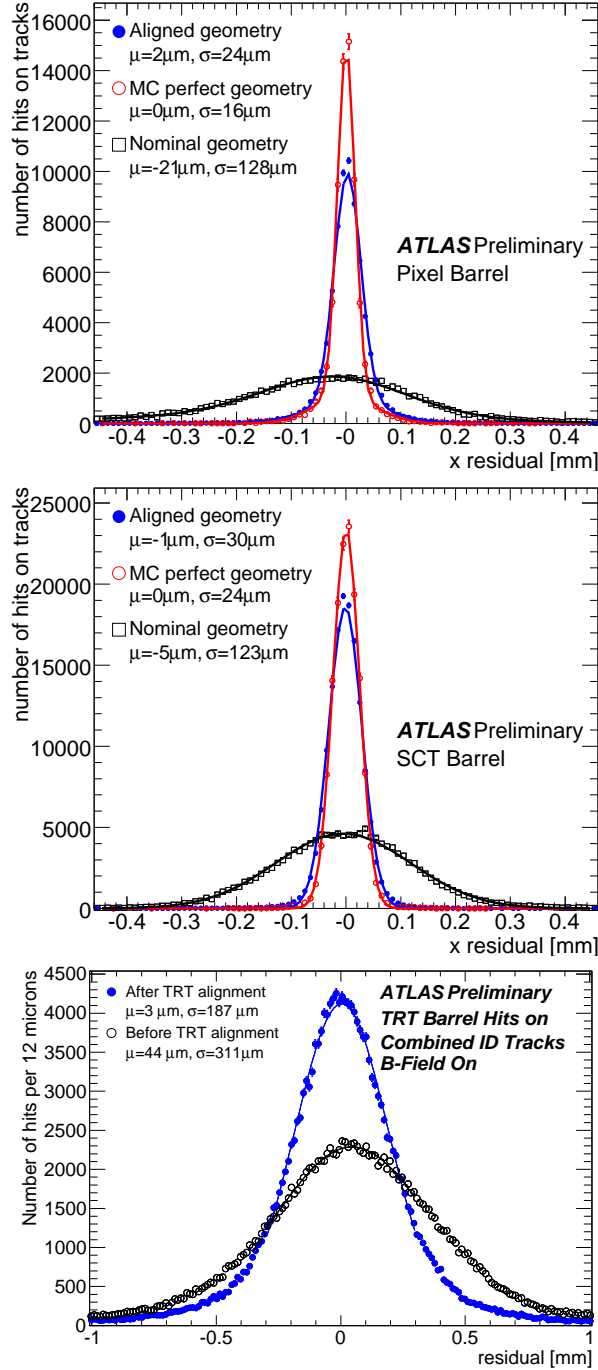


FIGURE 2.15: Distributions des résidus projetés sur la coordonnée de précision x (pour les pixels et le SCT), issues de l'extrapolation des traces de muons cosmiques dans le détecteur à pixels (haut), dans le SCT (milieu) et dans le TRT (bas). Le champ magnétique est allumé et seules les traces dans la partie tonneau sont utilisées. Dans les deux premiers cas, les traces sélectionnées possèdent : $p_T > 2 \text{ GeV}$, $|d_0| < 50 \text{ mm}$, $|z_0| < 400 \text{ mm}$. Pour le TRT, les traces combinent les trois sous-détecteurs et possèdent les caractéristiques suivantes : $p_T > 2 \text{ GeV}$, ≥ 45 points dans le TRT, ≥ 2 points dans les pixels et ≥ 9 points dans le SCT.

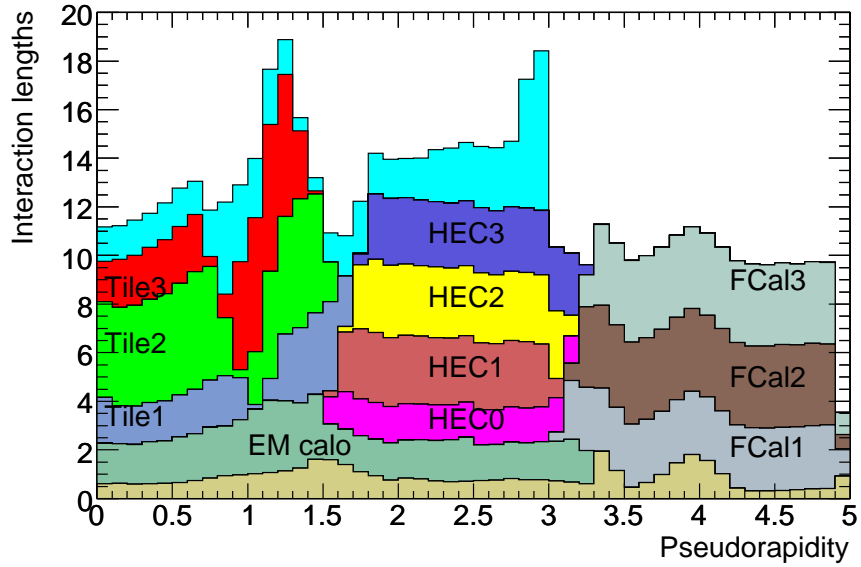


FIGURE 2.16: *Quantité de matière, en longueur d'absorption, représentée par le système calorimétrique d'Atlas en fonction de la pseudo rapidité η . La quantité de matière en amont du calorimètre ainsi que celle située entre le calorimètre et la première couche du spectromètre à muons sont également représentées.*

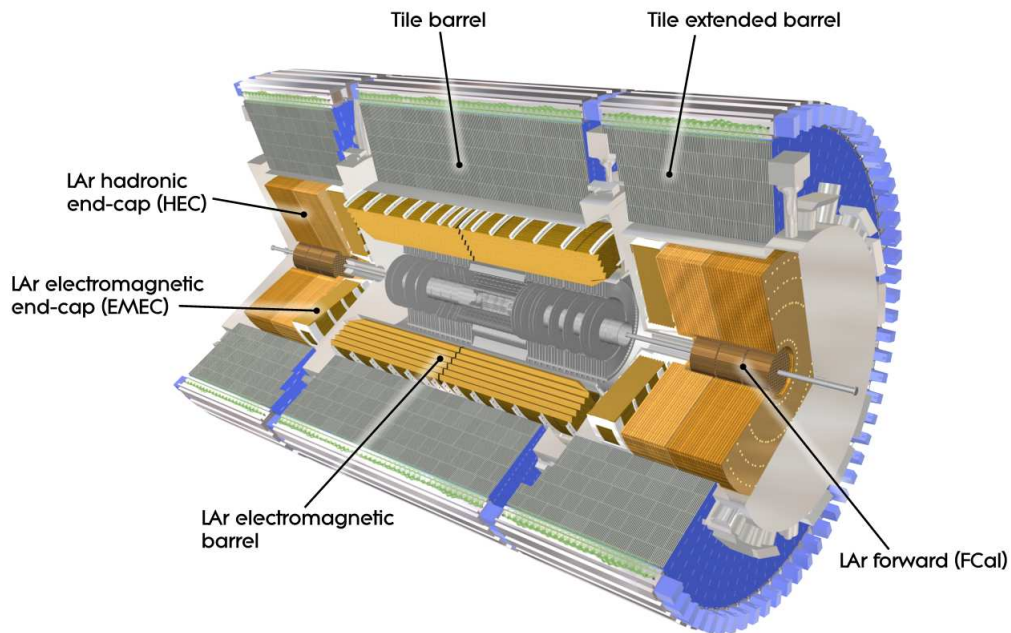


FIGURE 2.17: *Vue en perspective du système calorimétrique d'Atlas.*

les modes $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e^{\pm}$ mais également l'observation de nouveaux bosons de jauge, souvent notés Z' et W' , dont la masse peut atteindre plusieurs TeV. Les contraintes en terme de résolution en énergie, de mesure en position et les solutions apportées afin d'y répondre sont présentées en détails dans le chapitre 3 dédié entièrement à la description de ce détecteur. La Figure 2.18 expose deux photographies de la partie tonneau et d'un bouchon assemblés et prêts à être descendus et mis en place dans la caverne.

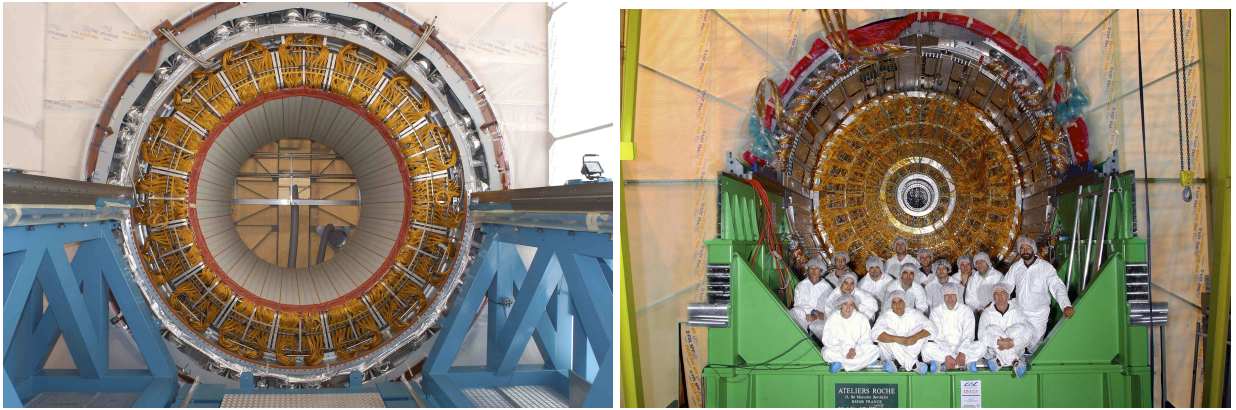


FIGURE 2.18: *Gauche : Photographie du tonneau du calorimètre EM assemblé et prêt à l'installation dans la caverne. Droite : L'équipe du CPPM pose devant le bouchon du calorimètre EM qu'elle a achevée d'assembler et de câbler.*

Au démarrage du LHC fin 2008, tous les secteurs étaient alimentés en haute tension, seulement 6% n'étaient pas à leur valeur nominale et nécessitaient une correction de supérieur au pourcent. 99.5% des cellules du calorimètre EM étaient opérationnelles. Plus de détails sont disponibles dans le chapitre 5.

2.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est un calorimètre à échantillonnage composé de deux parties utilisant des technologies différentes de détection. La partie centrale, $|\eta| < 1.7$, utilise une succession de plaques de fer et de tuiles scintillantes, les premières étant le milieu passif et les secondes le milieu actif. La lumière de scintillation collectée dans les tuiles est lue grâce à deux fibres à décalage de longueur d'onde qui la transmettent à des photomultiplicateurs situés à l'arrière du détecteur. Comme le montre le schéma de la Figure 2.19, les tuiles sont fixées perpendiculairement à l'axe des faisceaux, fer et scintillateur en alternance suivant l'axe z . La trajectoire des particules incidentes parallèle à la direction des espaces d'échantillonnage assure la bonne herméticité. La photographie de la Figure 2.19 propose une vue de différentes phases de construction de la matrice fer-tuiles scintillantes. L'utilisation d'un matériau dense comme le fer sur un volume aussi grand (longueur de 12.2 m, rayon compris entre 2.3 m et 4.2 m) a pour conséquence un poids très élevé de 2900 tonnes. Le calorimètre est segmenté longitudinalement en trois compartiments avec une granularité pour les cellules de lecture de : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premiers et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le troisième. Cette granularité représente

4672 canaux de lecture.

La partie centrale est complétée à grande pseudo-rapidité, $1.5 < |\eta| < 3.2$, par deux bouchons. En raison de plus fortes radiations dans cette zone, une technologie plus résistante que les scintillateurs a été utilisée. Les calorimètres hadroniques bouchons sont des calorimètres à échantillonnage avec des plaques parallèles de cuivre comme absorbeur et de l'argon liquide comme milieu actif. Ils sont situés dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre EM. Chaque bouchon est segmenté en quatre compartiments longitudinaux. Dans la région $1.5 < |\eta| < 2.5$, la granularité des cellules est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et de 0.2×0.2 dans la région $2.5 < |\eta| < 3.2$. Cette granularité représente 5632 canaux de lecture.

La résolution attendue sur l'énergie des gerbes hadroniques en combinant les tuiles scintillantes et le calorimètre EM est de l'ordre de $\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus b$ avec $a = 50\%$ et $b = 3\%$. Une non linéarité de quelques pourcents est également attendue. Ces performances ont été vérifiées lors des tests sous-faisceaux simples [36, 37] ou combinés avec les autres sous-détecteurs [38, 39]. Grâce à un étalonnage *in situ* utilisant des données du type $W \rightarrow jj$ dans les évènements $t\bar{t}$ et $\gamma/Z + \text{jet}$, une précision de 1% sur l'échelle en énergie des jets devrait être atteinte.

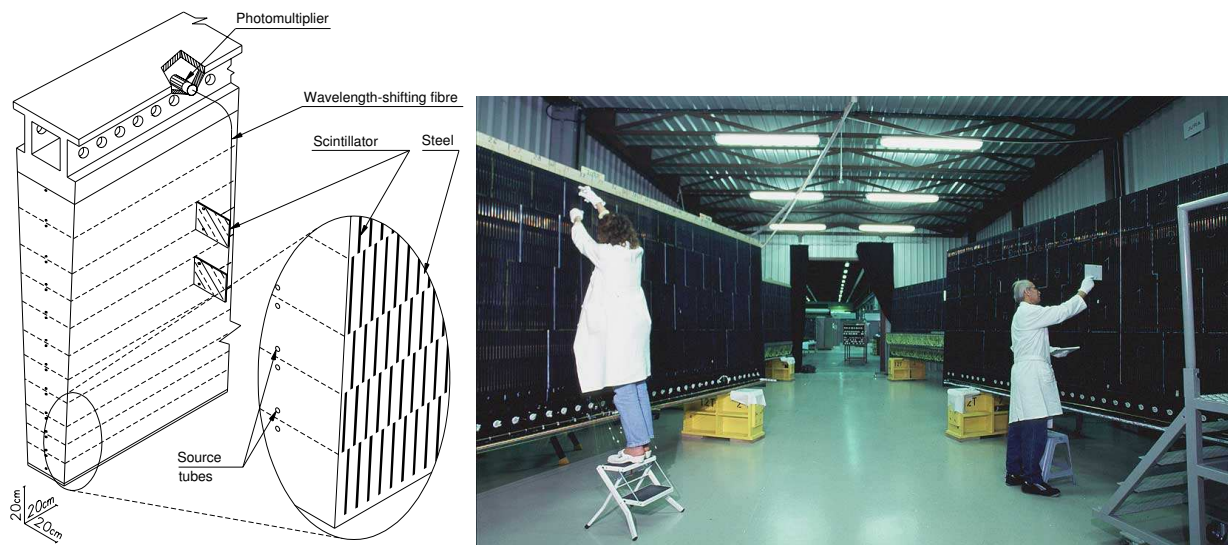


FIGURE 2.19: Gauche : Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. Droite : Vue de la salle d'assemblage des modules. Plusieurs sont visibles à des stades de construction différents.

Lors du démarrage du LHC, seulement 2 des 246 modules du calorimètre à tuiles scintillantes n'étaient pas disponibles. Au total, environ 1.4% du sous-détecteur n'étaient pas opérationnels pour la physique. La partie argon liquide était, quant à elle, principalement affectée par une alimentation basse tension (1/8ème du HEC) défaillante. Environ 15% des HEC n'étaient donc pas disponibles. Ce problème a été résolu lors de la pause hivernale.

2.2.3.3 Le calorimètre vers l'avant (FCAL)

Le troisième système calorimétrique d'Atlas est situé à très grande pseudo rapidité afin d'augmenter l'herméticité du détecteur. Sa couverture en $|\eta|$ s'étend de 3.1 à 4.9, c'est-à-dire qu'il couvre la région entre les bouchons des calorimètres précédemment décrits et le tube à vide du LHC. Il est également situé dans les cryostats des bouchons. Cette position l'expose d'une part à un flux très élevé de radiations, d'autre part à un taux de comptage très important. La technologie utilisée pour ce détecteur allie donc la rapidité de lecture et la résistance aux radiations. Elle est schématisée sur la figure 2.20 : une matrice métallique sert d'absorbeur. Elle est percée par des tubes coaxiaux, parallèles à l'axe des faisceaux. Le cylindre intérieur et le contour extérieur servent d'électrodes séparées par des intervalles très étroits d'Argon liquide d'épaisseur $250 \mu\text{m}$ à $500 \mu\text{m}$. L'ensemble est composé de trois compartiments. Le premier, possédant une matrice en cuivre, mesure l'énergie des particules électromagnétique. Les deux autres sont des sections hadroniques et leurs matrices sont composées de tungstène. Contrairement aux autres calorimètres, le rôle de celui-ci est plus d'estimer les dépôts d'énergie que d'identifier précisément les particules, c'est pourquoi sa granularité est plus large et de l'ordre $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0.2 \times 0.2$ (notons ici que la granularité du FCAL dépend de $\Delta x \times \Delta y$). Cette granularité devrait être suffisante pour estimer l'énergie transverse manquante avec une précision de l'ordre de $0.5 \sqrt{\sum_i E_{Ti}}$ où E_{Ti} est l'énergie transverse mesurée de chaque particule de l'événement.

Les résolutions en énergie pour les électrons et les pions ont été déterminées lors des tests sous-faisceau meilleurs que les spécification d'Atlas. Elles peuvent s'exprimer respectivement par $\frac{\sigma}{E} = \frac{(28.5 \pm 1)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (3.5 \pm 0.1)\%$ et $\frac{\sigma}{E} = \frac{(94.2 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (7.5 \pm 0.4)\%$ [27].

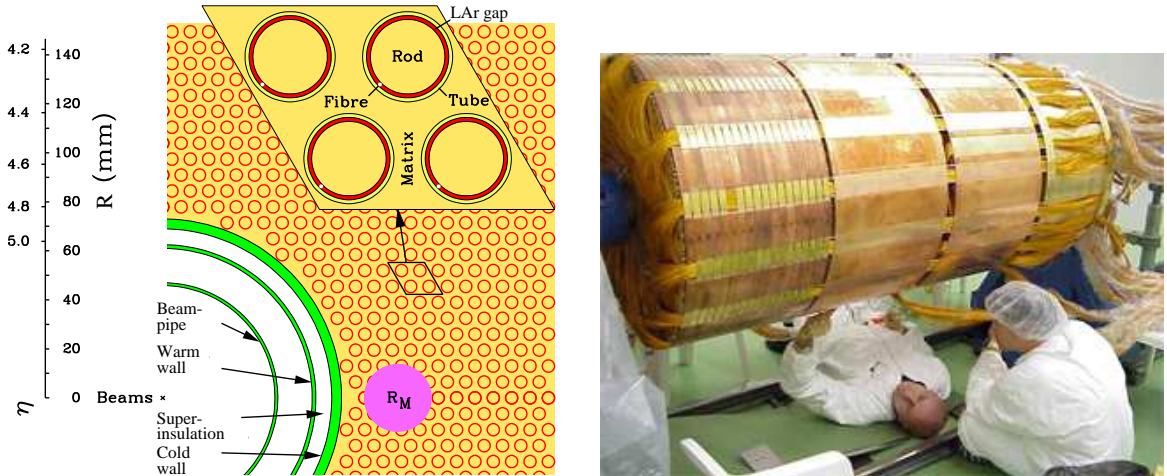


FIGURE 2.20: Gauche : Représentation schématique du calorimètre vers l'avant. R_M est le rayon de Molière caractérisant le développement transverse de la gerbe (Section 3.1.1.1). Droite : Assemblage des modules du FCAL, les trois modules sont visibles ainsi qu'une grande partie du câblage déjà en place.

La haute tension éteinte, pour des raisons de sécurité lors du démarrage du LHC, a été allumée et élevée à 50V, soit 10 à 25% de sa valeur nominale. Dans ces conditions

limitées, des signaux ont tout de même pu être enregistrés dans les données à un seul faisceau LHC. 100% de ses cellules étaient opérationnelles.

2.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est un trajectographe externe dédié à l'identification et à la mesure de l'impulsion transverse des muons de 1 GeV à 1 TeV qui, n'interagissant que très peu avec la matière, traversent les calorimètres. Un champ magnétique très intense (de 0.5 à 4 Teslas) doit être appliqué afin de mesurer l'impulsion des muons très énergétiques (signature typique d'un $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$). Le système doit également permettre un déclenchement facile et autonome sur les muons qui sont des particules souvent utilisées dans les canaux de physique importants comme la désintégration en 4 muons d'un boson de Higgs. Afin de répondre à ces trois objectifs – champ magnétique intense, identification précise et déclenchement autonome – le spectromètre est composé de trois parties : un système d'aimants toroïdaux tonneau et bouchons, des chambres de précision et des chambres de déclenchement. Une vue d'ensemble du trajectographe est proposée Figure 2.21.

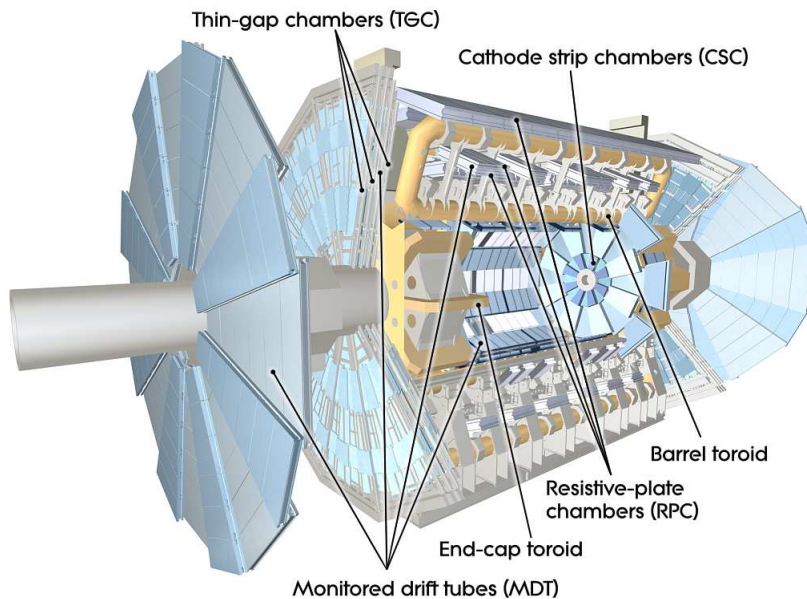


FIGURE 2.21: *Vue en perspective du spectromètre à muons d'Atlas.*

2.2.4.1 Les aimants toroïdaux

Le système d'aimants toroïdaux est la particularité du détecteur qui a donné le nom Atlas (T pour Toroidal en anglais). Ce système est composé de trois parties. Dans la partie centrale $|\eta| < 1.0$, le champ magnétique est fourni par huit bobines supraconductrices toroïdales de 25.3 mètres de long visibles sur la photographie de gauche sur la figure 2.22.

Environ 20000 Ampères circulent en leur sein. Deux parties bouchons, de huit bobines également supraconductrices chacun, complètent le système à $1.4 < |\eta| < 2.7$. Les huit bobines sont situées dans un même cryostat et située aux extrémités de la partie tonneau. La photographie à droite sur la figure 2.22 montre le transfert d'un des bouchons toroïdal vers la caverne d'Atlas. Dans la région de transition, la courbure des trajectoires est assurée par une combinaison des deux champs. La température de fonctionnement des aimants est 4.5 K. Le champ magnétique n'est pas uniforme dans le volume occupé par le spectromètre et vaut au maximum 4 Teslas. La connaissance du champ magnétique étant cruciale lors de la reconstruction de l'impulsion des muons, 5000 sondes à effet Hall sont disposées dans le volume occupé par le champ magnétique et devraient permettre de connaître le champ à 0.1% près en combinant leur information avec des événements d'étalonnage $Z \rightarrow \mu\mu$.



FIGURE 2.22: *Gauche : Vue des huit aimants toroïdaux tonneau installés dans la caverne. Droite : Transfert d'un des deux aimants toroïdaux bouchons.*

2.2.4.2 Les chambres de précision

Sur la couverture angulaire $|\eta| < 2.7$, les muons traversent trois stations de mesure de précision. Les chambres de précision sont positionnées à 5 m, 7.5 m et 10 m autour de l'axe des faisceaux dans la partie tonneau et verticalement entre 7 m et 23 m du point d'interaction dans les parties bouchons. Elles sont constituées pour $|\eta| < 2.0$ de tubes à dérive de 30 mm de diamètre, appelés MDT (Monitored Drift Tubes), en aluminium avec un fil d'anode central en tungstène-rhénium. Ils contiennent un mélange gazeux à base d'argon à 3 bars de pression que les muons incident ionisent en traversant. Les tubes à dérive sont regroupés en chambres de 2×4 couches pour les stations internes et 2×3 couches pour les autres. L'ensemble des MDT représente 370000 cellules de lectures et une surface couverte de 5500 m^2 . La résolution en position attendue est de $80 \mu\text{m}$ dans la plan $R - z$ avec une efficacité supérieure à 99%. Cette performance ne peut être atteinte qu'avec un détecteur dont l'alignement relatif des stations de précisions est de l'ordre de $30 \mu\text{m}$. Un système optique à base de laser a donc été incorporé au spectromètre afin de contrôler de manière continue l'évolution des alignements.

Afin de garder un taux d'occupation acceptable dans la région à grande pseudo rapidité $|\eta| > 2.0$ où le nombre de particules attendues est très élevé ($> 200 \text{ Hz.cm}^{-2}$), les chambres de précision ont été réalisées à l'aide d'une technologie différente. Les chambres, appelé CSC (Cathode Strip Chambers), sont des chambres proportionnelles multi fils dont dont les fils d'anode sont perpendiculaires aux pistes de cathode. On dénombre un total de 67000 canaux de lecture pour une surface de 27 m^2 . La résolution spatiale des CSC est de $60 \mu\text{m}$ par point de mesure.

Lors du démarrage du LHC, 99.8% des chambres MDT étaient opérationnelles et seulement 1.5% des canaux de lecture n'étaient pas disponibles. Le nombre de canaux morts devrait être réduit à 0.2% à la suite de la pause hivernale. Les chambres CSC ne possédant pas encore d'électronique de lecture n'ont pas pris de données.

2.2.4.3 Les chambres de déclenchement

La principale spécificité des chambres de déclenchement est leur rapidité de lecture avec une résolution en temps de l'ordre de 1 ns afin de permettre un déclenchement dès le niveau 1 (section 2.2.5).

Pour les mêmes raisons de niveaux de radiations et de taux de comptage que pour les chambres de précision, deux technologies différentes ont été utilisées. Dans la région $|\eta| < 1$, les RPC (Resistive Plate Chambers) sont des chambres à plaques résistives, constitué des plaques parallèles de bakélite entre lesquelles une haute tension de 4500 V/mm est appliquée. Le mélange gazeux les remplissant est ionisé par le passage des muons incidents. Le signal, induit par la multiplication par avalanche des électrons déposés pas l'ionisation primaire, est collecté par effets capacitif sur les électrodes de lecture. Les RPC représentent 355000 canaux de lecture pour une surface de 3650 m^2 .

Dans la région $1 < |\eta| < 2.4$, le déclenchement est réalisé à partir des TGC (Thin Gap Chambers), des chambres à gap étroit. On dénombre au total 440000 canaux de lecture sur une surface de 3950 m^2 .

Les RPC et les TGC permettent en outre de compléter les mesures de précision des MDT et des CSC. Bien que leur résolution soit plus faible elles apportent une mesure de la direction en ϕ des particules avec une précision de l'ordre du millimètre.

Lors du démarrage du LHC, 3 secteurs (sur 32) des RPC n'étaient pas connectés. Ils seront disponibles fin 2009. La totalité des chambres TGC étaient opérationnelles.

2.2.4.4 Reconstruction des muons cosmiques

Pendant plusieurs mois après le démarrage du LHC, plus de 100 millions d'évènements de muons cosmiques ont été déclenchés à l'aide des niveaux 1 des RPC et des TGC. La présence du champ magnétique n'était pas systématique. La qualité de la reconstruction des traces dans la couche centrale des MDT a été testée à l'aide des traces rectilignes des données sans champ magnétique. La variable sagita (la flèche), définie comme la distance entre le point de mesure et la courbe extrapolée, a été étudiée. La Figure 2.23 présente les distributions du sagita pour trois géométries différentes. L'ajustement des désalignements permet d'augmenter la résolution sur le sagita d'environ 50%. La valeur moyenne de $22 \mu\text{m}$ obtenue avec la correction des désalignements est en accord avec les $30 \mu\text{m}$ requis.

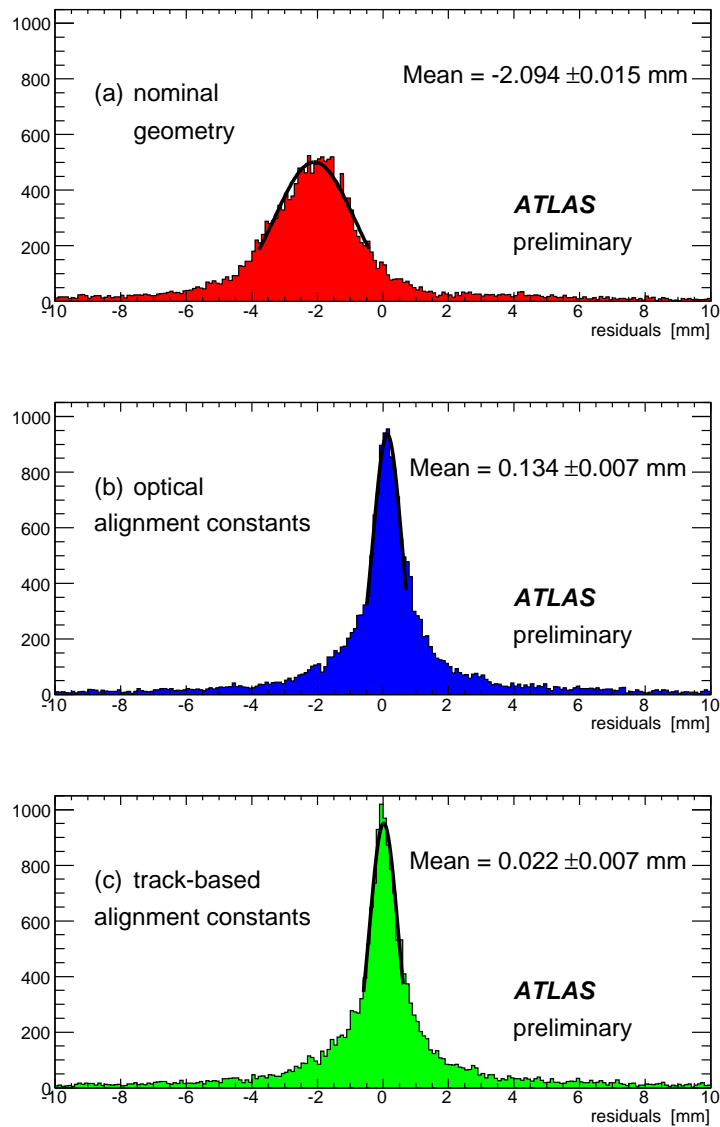


FIGURE 2.23: Résidus sur la variable sagita mesurée lors de l'ajustement des traces de muons cosmiques passant dans une chambre MDT de la couche du milieu. Le champ magnétique est nul. Trois géométries différentes sont utilisées : la géométrie nominale sans ajustement de l'alignement (rouge), celle obtenue à l'aide de l'alignement optique du spectromètre (bleu) et celle obtenue avec un alignement déduit des traces droites (vert).

2.2.5 Le système de déclenchement et d'acquisition

Le système de déclenchement et d'acquisition est une pièce maîtresse dans le fonctionnement du détecteur. Le taux d'interaction de 1 Ghz, pour un taux de croisement des paquets du LHC de 40 MHz, est bien au-delà des capacités d'enregistrement de données d'Atlas qui sont au maximum de ~ 200 Hz en raison des limitations en terme de capacité de stockage. Le système doit donc permettre d'une part de réduire d'un facteur 10^7 l'acquisition des événements de biais minimum, peu intéressants en terme de physique, d'autre part il doit sélectionner avec une grande efficacité les événements à signature typique de physique, notamment ceux reliés aux bosons de Higgs et à la physique au-delà du MS.

Le déclenchement de l'enregistrement des données s'effectuent à l'aide d'un système qui se décompose en 3 niveaux de sélection (Figure 2.24) :

- Le premier niveau (LVL1) de sélection s'appuie sur l'information du spectromètre à muons et des calorimètres. En raison du grand nombre de canaux du détecteur interne, celui-ci n'est pas utilisé. De même afin de maintenir une analyse des données rapide à ce niveau, la granularité utilisée est grossière (limitée à des régions de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour le calorimètre, appelées tours de déclenchement (*Trigger Towers*). Ce niveau permet de déterminer des régions d'intérêts (ROI pour *region of interest*), dans lesquelles le signal pourrait indiquer la présence d'un muon de grande impulsion transverse et de grands dépôts d'énergie, correspondant à la présence d'électron, de photon ou de jets de grande impulsion transverse. Enfin, l'information complète du système calorimétrique permet de déterminer l'énergie transverse manquante qui peut également être utilisée comme critère de sélection. La prise de décision du LVL1 ainsi que l'identification du croisement de paquets correspondant à l'évènement traité nécessite un temps de latence de $2.2 \mu s$ au maximum. En attente d'une décision, les données sont conservées dans des mémoires situées auprès de chaque sous-détecteur. Les données des événements sélectionnés sont ensuite transmises vers les cartes de lecture à l'extérieur d'Atlas avec un taux réduit à 75 kHz.
- Le second niveau utilise la granularité nominale des ROI ainsi que l'information de tous les sous-détecteurs afin d'affiner la sélection. La réduction des zones utilisées permet un traitement rapide via des algorithmes sur ordinateur. L'information est stockée dans des tampons de lecture (ROB pour *readout buffer*) pendant le temps d'attente qui n'excède pas 10 ms. Le taux d'évènements sélectionnés est réduit à 3 kHz.
- Le dernier niveau, appelé filtre d'évènements, réalise l'étape finale de la prise de décision du système. L'ensemble de l'information du détecteur est utilisée, prenant en compte le champ magnétique et que les constantes d'étalonnage et d'alignement. La sélection est basée sur l'utilisation des algorithmes hors-ligne simplifiés. Les événements sélectionnés sont écrits sur bande à une fréquence d'environ 100

Mo.s^{-1} , ce qui représente un taux d'évènements de 100-200 Hz.

Malgré l'importante réduction du flot de données, de $\sim 50 \text{ To.s}^{-1}$ à l'entrée du LVL1 à $\sim 100 \text{ Mo.s}^{-1}$ en sortie du filtre d'évènements, la quantité de données enregistrée en continue représente environ 1 Po de données écrit sur bande par an.

La chaîne complète de déclenchement a été testée une première fois avec succès lors des tests sous faisceaux réalisés en 2004 [40]. En septembre 2008, lors de la première semaine d'opération du LHC, le système d'acquisition a permis d'enregistrer les premiers évènements à un seul faisceau. De plus, lors du dernier trimestre de cette même année, plus de 280 millions d'évènements de données cosmiques ont été acquis, montrant la fiabilité du système.

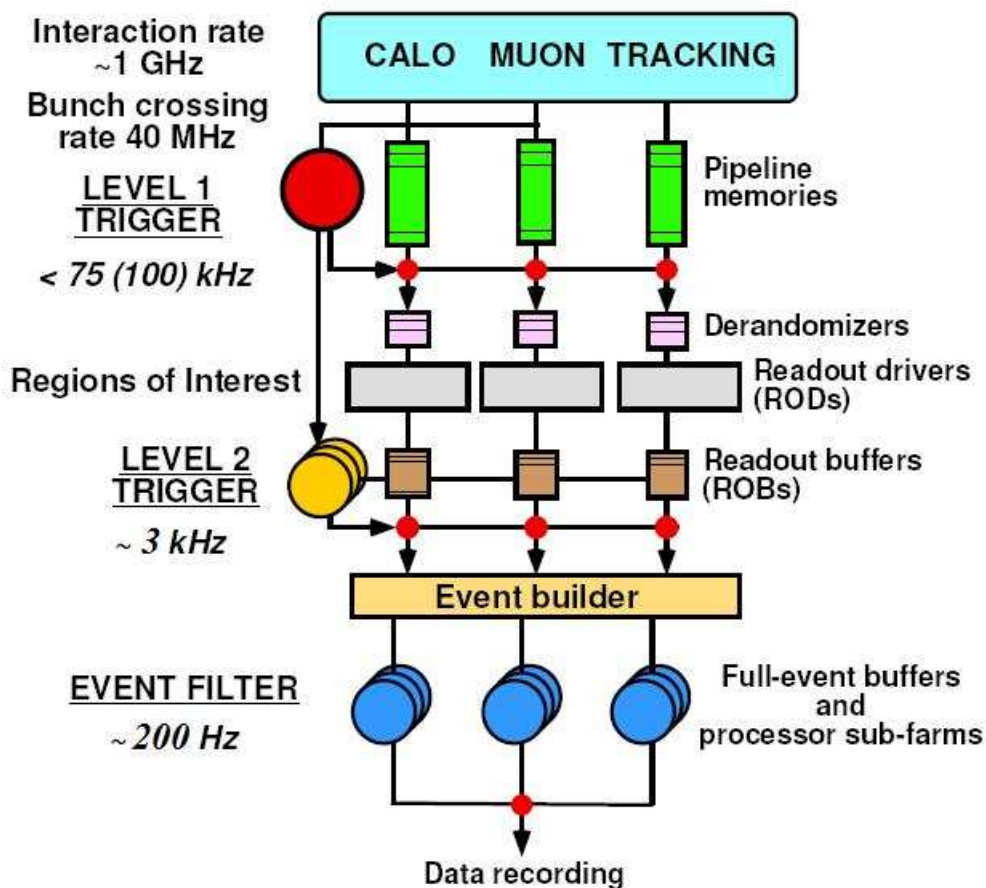


FIGURE 2.24: Représentation schématique du système de déclenchement d'Atlas.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'Atlas

Le calorimètre électromagnétique (EM) est un détecteur clé d'Atlas, développé pour fournir des mesures de précision sur les électrons, les photons, les jets et l'énergie transverse manquante. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage Plomb/Argon liquide refroidi à 90 K. Cette technologie est robuste aux radiations et éprouvée auprès d'autres détecteurs sur collisionneur notamment $D\bar{O}$ au Tevatron [41]. Sa structure a été développée afin d'optimiser la recherche du Higgs dans les modes $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e^{\pm}$ mais également l'observation de nouveaux bosons de jauge (Z' et W'), dont la masse peut atteindre plusieurs TeV. Dans cette partie, seront présentés un rappel de l'interaction des électrons et photons dans la matière ainsi que les paramètres importants à prendre en compte lors de la construction d'un calorimètre EM, la structure choisie par Atlas pour sa calorimétrie EM sera détaillée ainsi que l'électronique de lecture, et enfin, les performances obtenues lors des tests sous-faisceau seront présentées.

3.1 Le détecteur

3.1.1 La calorimétrie électromagnétique

Le rôle premier d'un calorimètre électromagnétique est de mesurer l'énergie des particules électromagnétiques, électrons et photons, en leur faisant perdre leur énergie via leur interaction avec la matière du détecteur. La bonne compréhension de l'interaction rayonnement-matière est donc primordiale pour la reconstruction des électrons et des photons.

3.1.1.1 Interaction des électrons et des photons avec la matière

En fonction de leur domaine en énergie, les particules chargées interagissent avec la matière selon plusieurs phénomènes. La Figure 3.1 présente la contribution de ces mécanismes à la perte d'énergie d'un électron traversant du plomb [1]. L'ionisation, la diffusion Compton, l'effet photoélectrique, phénomènes dominants à basses énergies ($<$

10 MeV) deviennent négligeables devant le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) aux énergies plus élevées telles celles des électrons au LHC qui peuvent atteindre plus de 1 TeV. Deux processus sont donc dominants à ces hautes énergies : le rayonnement de freinage qui n'est autre que l'émission d'un photon par une particule chargée traversant la matière et la création d'une paire électron-positron via un photon possédant une énergie supérieure à deux fois la masse d'un électron (~ 511 keV). Les sections efficaces de ces processus sont proportionnelles au numéro atomique du milieu traversé, c'est pourquoi les calorimètres sont réalisés en matériaux très denses (comme le Plomb par exemple) afin de limiter la taille des détecteurs.

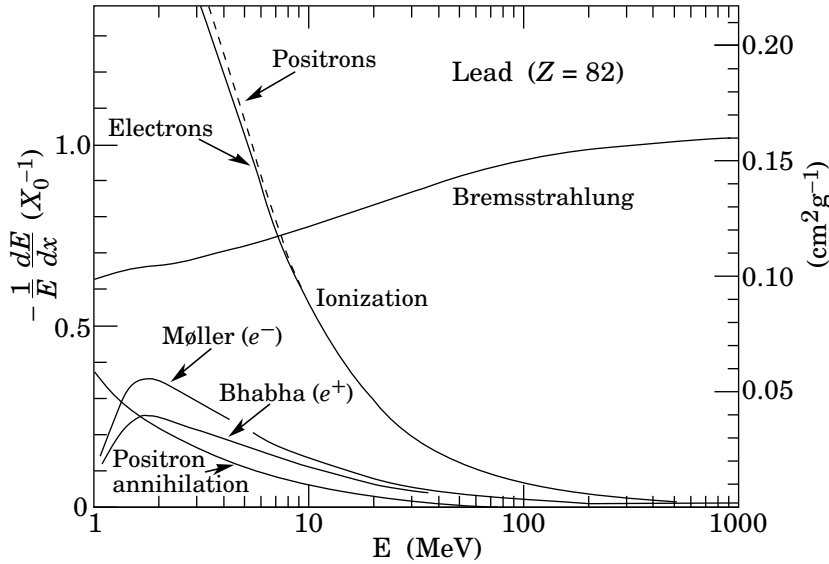


FIGURE 3.1: Fraction d'énergie perdue par longueur de radiation dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron (ou positron) [1].

Un électron arrivant sur le détecteur émet un photon par rayonnement de freinage qui crée une paire électron-positron qui à leur tour émettent un photon et ainsi de suite. Le principe est identique pour un photon incident à la première étape près. Les particules secondaires forment ce qu'on appelle une gerbe électromagnétique. La forme et l'importance du développement en cascade de la gerbe dépendent de l'énergie de la particule incidente. La description quantitative de la gerbe s'appuie sur deux grandeurs caractéristiques [1, 42] :

- La **longueur de radiation** X_0 représente la longueur de matière correspondant à une perte d'énergie relative d'environ 63% de l'énergie de l'électron (ou du positron) incident. Elle dépend de Z et du nombre de masse A des atomes du matériau traversé et s'obtient empiriquement via :

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g.cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.1)$$

En ce qui concerne les photons, leur libre parcours moyen avant la création d'une paire s'exprime en fonction de la longueur de radiation selon :

$$X_\gamma = \frac{9}{7}X_0 \quad (3.2)$$

Plus la **longueur de radiation** (resp. le **libre parcours moyen**) est petit, plus les électrons (resp. photons) incidents perdent leur énergie rapidement par rayonnement de freinage (resp. création de paire). D'après l'équation 3.1, un calorimètre dense, conçu avec un matériau à grand Z (comme le Plomb ou l'Uranium), possèdera un X_0 faible ce qui limitera la longueur de pénétration des particules et donc la taille du détecteur.

- **L'énergie critique** E_c correspond à l'énergie au dessus de laquelle le rayonnement de freinage devient dominant. Elle dépend du numéro atomique Z du matériau traversé par la particule incidente et se détermine via la formule empirique (Berger et Seltzer [43]) :

$$E_c \approx \frac{610}{Z + 1.24} \text{ MeV pour les solides et les liquides} \quad (3.3)$$

$$E_c \approx \frac{710}{Z + 0.92} \text{ MeV pour les gaz} \quad (3.4)$$

L'énergie critique peut également être définie (Rossi [44]) comme l'énergie E pour laquelle la perte d'énergie par ionisation par longueur de radiation X_0 est égale à l'énergie de l'électron E :

$$\frac{dE}{dx}(\text{ionisation}) = \frac{E}{X_0} \quad (3.5)$$

Les deux définitions sont compatibles dans l'approximation :

$$\frac{dE}{dx}(\text{bremsstrahlung}) \sim \frac{E}{X_0} \quad (3.6)$$

La longueur de radiation permet d'exprimer indépendamment du type de matière traversée l'évolution spatiale (longitudinale et transverse), de la gerbe électromagnétique au sein du détecteur.

Le développement longitudinal de la gerbe, soit le profil du dépôt d'énergie déposée dans la matière en fonction de la distance traversée, est décrit par une distribution gamma (Longo et Sestili,1975) [1] :

$$\frac{dE}{dt} = E_{inc} b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.7)$$

avec a et b des paramètres liés au matériau dans lequel se développe la gerbe et E_{inc} l'énergie de la particule incidente. $t = \frac{x}{X_0}$ (où x est la quantité de matière traversée) représente la quantité de matière traversée en unité de longueur de radiation.

La position de la perte maximale d'énergie (soit le maximum de la distribution 3.7) se calcule via la formule :

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln \frac{E_{inc}}{E_c} + C \quad (3.8)$$

où C vaut $-\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$ pour une gerbe induite respectivement par un électron et un photon.

L'épaisseur de matériau contenant 95% de l'énergie de la gerbe que l'on peut assimiler à la longueur de la gerbe s'exprime quant à elle par [42] :

$$t_{95\%} \approx t_{max} + 0.08Z + 9.6 \quad (3.9)$$

La longueur de la gerbe électromagnétique évolue logarithmiquement avec l'énergie incidente. La formule 3.9 permet de déterminer la taille des calorimètres en fonction de leur densité et du domaine en énergie dans lequel évoluent les particules dont on souhaite mesurer l'énergie.

À l'échelle du TeV, les sections efficaces du rayonnement de freinage et de la création de paire sont fortement réduites par l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [1]. Cela a pour effet une élongation significative de la gerbe électromagnétique.

Le développement transverse de la gerbe dépend du Rayon de Molière R_M du milieu traversé. Il se détermine à partir de l'énergie critique et de la longueur de radiation de la matière traversée :

$$R_M = \frac{X_0 E_s}{E_c} \text{ dans un milieu pur} \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{R_M} = \frac{1}{E_s} \sum \frac{w_j E_{cj}}{X_j} \text{ pour un milieu composé} \quad (3.11)$$

où $E_s = 21.2 MeV$ et w_j , E_{cj} et X_j sont respectivement la proportion, l'énergie critique et la longueur de radiation des matériaux composant le milieu traversé.

Le développement transverse est indépendant de l'énergie de la particule incidente. Environ 10% seulement de l'énergie est déposé à l'extérieur d'un cylindre de rayon R_M et environ 99% est contenu dans un cylindre de rayon $3.5R_M$. Le rapport $\frac{t}{R_M}$, où t est la taille d'une cellule, est essentiel pour les performances du calorimètre électromagnétique. Plus ce rapport est faible, plus le rejet des jets est efficace.

3.1.1.2 Les calorimètres homogènes et à échantillonnage

Les calorimètres EM permettent de déterminer l'énergie des particules électromagnétiques en leur faisant perdre leur énergie via le développement en cascade de particules secondaires. L'arrêt de la particule incidente puis la détermination de l'énergie déposée par ses particules secondaires peut s'effectuer par deux méthodes qui mettent en jeu des technologies différentes.

Les calorimètres dits **homogènes** sont des détecteurs composés d'un seul type de matériau comme celui de CMS entièrement composé de cristaux. L'arrêt de la particule et la mesure du signal engendré par la gerbe sont réalisés au sein d'un seul milieu très dense. Toute l'énergie de la particule incidente est mesurée.

Contrairement au premier type, les calorimètres dits **à échantillonnage** sont composés en un milieu passif en alternance avec un milieu actif. Le milieu passif est très dense et permet le développement de la gerbe. Le milieu actif permet quant à lui de mesurer une fraction de l'énergie de la gerbe. L'énergie de la particule incidente est ensuite déduite via le rapport d'échantillonnage du calorimètre, f_{samp} , défini comme le rapport entre l'énergie déposée dans le milieu actif et l'énergie totale qui est déposée dans les deux milieux.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage. Des plaques de Plomb (11.3 kg/m^3) constituent le milieu passif encore appelé absorbeur car il contribue fortement à la création de la gerbe et à "l'absorption" de l'énergie des particules incidentes dans le détecteur. Il "baigne" dans le milieu actif composé d'Argon liquide refroidi à 90 K . Cette technologie, éprouvée auprès d'autres détecteurs (comme DØ au Tevatron), confère notamment une grande robustesse aux radiations et par conséquent une longue durée de vie. De plus, la plus grande stabilité des calorimètres à échantillonnage permet un étalonnage plus aisé qu'avec les calorimètres homogènes. Le principe de fonctionnement et la structure du calorimètre EM d'Atlas sont détaillés dans la partie suivante.

3.1.2 Principe de fonctionnement du calorimètre EM d'Atlas

3.1.2.1 Fonctionnement

Le calorimètre possède une structure en mille-feuilles entre matière passive, électrodes et milieu actif, mise en évidence sur les figures 3.2 et 3.3. La matière passive constituée des plaques de Plomb permet par sa forte densité la création facile des particules secondaires formant la gerbe EM. Ces particules ionisent l'Argon liquide, dans lequel baignent les électrodes de lecture.

Ces électrodes situées entre les plaques de plomb possèdent en réalité un double rôle. Tout d'abord, leurs couches externes sont alimentées séparément en haute tension, avec un champ de l'ordre de 10 kV/cm . Les électrons d'ionisation dérivent donc grâce à l'application de ce champ et sont collectés par les électrodes. Le signal électronique de physique que récupèrent les électrodes est induit par couplage capacitif. En effet, comme le montre la Figure 3.4, chaque électrode est composée de trois plaques de cuivre collées sur des plaques intermédiaires de Kapton. Le Kapton étant un isolant, l'électrode peut être considérée comme deux condensateurs possédant une borne commune : la plaque de cuivre centrale. Le signal est limité à cette plaque et est ensuite évacué par les extrémités des électrodes (l'électronique en aval est détaillée dans la suite).

La réponse R au signal dépend de plusieurs paramètres [45] :

$$R \propto \frac{f_{samp}}{g} v_d \quad (3.12)$$

où g est l'espace (g pour gap) entre une plaque de plomb et une électrode et v_d la vitesse de dérive des électrons secondaires dans l'argon liquide. Afin de préserver un espace constant entre les plaques de plomb et les électrodes, des espaceurs, en forme de nid d'abeille, ce qui diminue au maximum la quantité de matière et minimise l'impact des interactions particules filles/espaceur, sont placés dans le milieu actif. Ces espaceurs sont très visibles sur la photo de la figure 3.2.

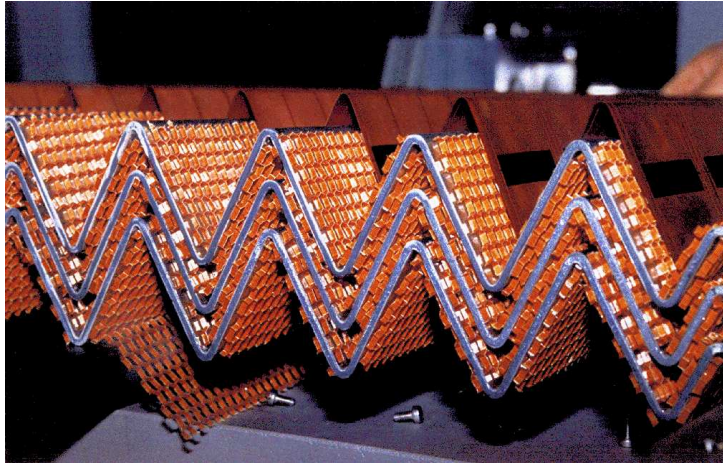


FIGURE 3.2: Mise en évidence de la structure en mille-feuilles : absorbeur-espaceur-électrode-espaceur-absorbeur.

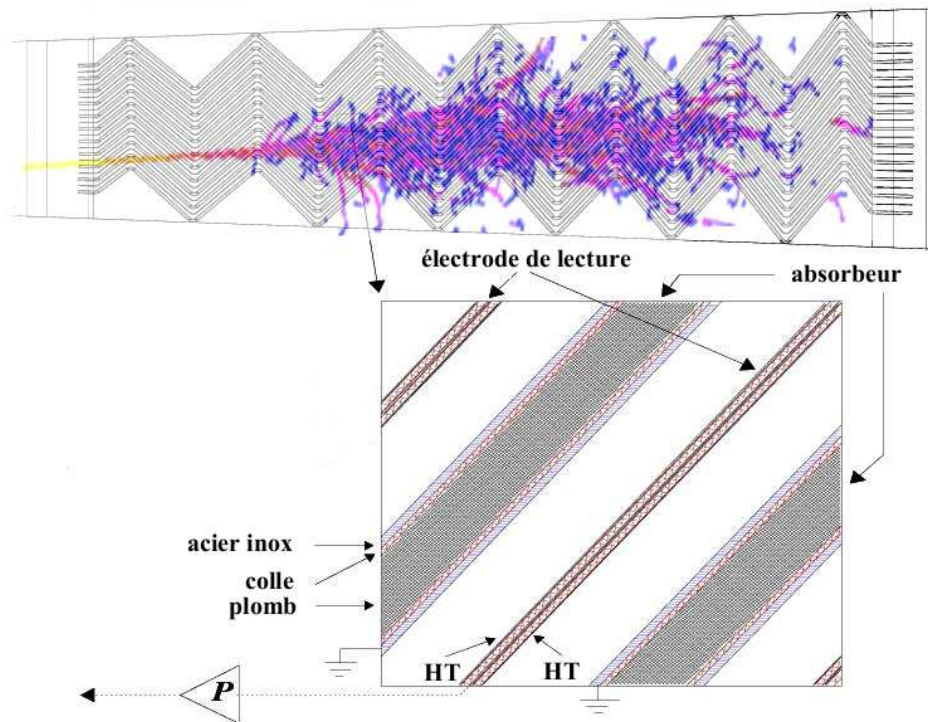


FIGURE 3.3: Description de la géométrie et des espaces d'Argon liquide.

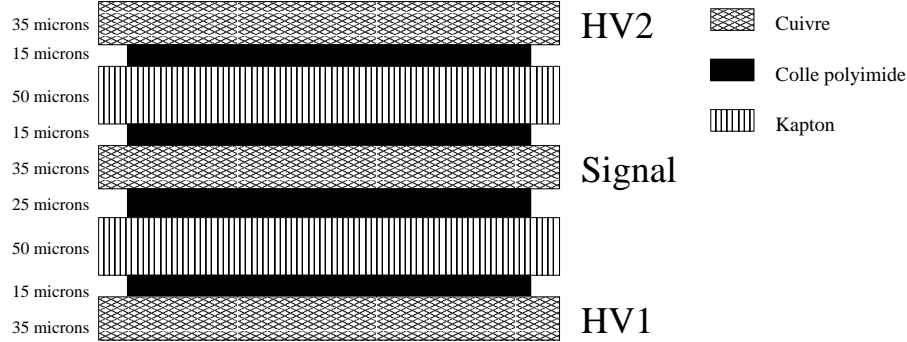


FIGURE 3.4: Vue en coupe des couches composant une électrode du calorimètre électromagnétique.

3.1.2.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie est un des paramètres les plus importants du calorimètre EM et s'exprime généralement en fonction de trois termes :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.13)$$

a est le terme stochastique ou d'échantillonnage. Celui-ci rend compte d'une part des fluctuations statistiques du nombre de particules secondaires dans la gerbe EM et des variations de la fraction échantillonnée d'autre part. b est le terme de bruit de l'électronique et d'empilement et c est le terme constant global dominant à haute énergie. Ce dernier résulte de plusieurs effets comme les non-uniformités de la géométrie, les fluctuations de températures dans l'argon liquide ainsi que les résidus après étalonnage et correction des données. Des contraintes sévères ont été déterminées sur ces termes afin, notamment, d'optimiser le potentiel de découverte du boson de Higgs via les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, soient $a \sim 10\% \sqrt{E(\text{GeV})}$, b de l'ordre de 400 MeV à luminosité nominale et $c < 1\%$.

Ces lourdes contraintes nécessitent une bonne reconstruction de l'énergie à partir d'un étalonnage précis. La validation des caractéristiques structurelles finales se base principalement sur une bonne compréhension de chaque élément du détecteur, du développement à l'assemblage. Les caractéristiques finales sont exposées dans la suite et représentent le fruit de longues études Monte-Carlo [45] et de tests sous-faisceaux de modules de préproduction [46, 47].

3.1.2.3 Une structure spécifique pour des performances élevées

Une grande et hermétique couverture angulaire

L'herméticité du calorimètre EM est cruciale pour le bilan en énergie transverse des événements et la détermination de l'énergie transverse manquante. En effet, la compréhension de cette variable est très utilisée dans les recherches de canaux de SUSY, notamment pour la mise en évidence d'une particule neutre stable interagissant très peu par interaction

faible et qui pourrait expliquer la matière noire dans l'univers. Bien que les 4π Sr d'angle solide autour du point d'interaction ne puissent être couverts en raison notamment des tubes du LHC, de nombreux efforts ont été réalisés afin d'optimiser l'acceptance angulaire du calorimètre.

Outre une couverture en pseudo rapidité s'étendant aux grands angles $|\eta| < 3.2$, la principale innovation est sa géométrie en accordéon, représentée figure 3.2, qui permet une herméticité azimutale quasi parfaite. Le calorimètre EM est composé d'un tonneau ($0 < |\eta| < 1.475$) et de deux bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Dans la partie tonneau, la structure en mille-feuilles a été pliée selon la direction radiale par rapport à l'axe du faisceau. Cette spécificité permet à chaque électrode de couvrir la totalité de la profondeur radiale du calorimètre et d'évacuer les signaux de physique par les extrémités. Ainsi, le câblage n'induit aucune zone morte dans le détecteur. Dans les bouchons $|\eta| > 1.375$, afin de s'adapter à l'angle d'incidence des particules, la direction de pliage suit l'axe du faisceau et l'angle de pliage varie en fonction de η contrairement à la partie centrale. Le tonneau et les bouchons se situant dans des cryostats distincts, la zone $1.4 < |\eta| < 1.5$ permet le passage des câbles de lecture et de services du détecteur interne au détriment d'une instrumentation plus faible (zone de crack).

Une bonne résolution en énergie avec une non-uniformité inférieure au pourcent

Un des facteurs importants contribuant à une bonne résolution de la réponse est un rapport d'échantillonnage constant sur l'ensemble de l'acceptance. Afin de prendre en compte l'effet de l'angle d'incidence des particules sur le rapport d'échantillonnage, l'épaisseur des absorbeurs dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$ a été réduite de 1.5 mm ($|\eta| < 0.8$) à 1.1 mm. Cette épaisseur plus faible permet d'augmenter le rapport d'échantillonnage et compense ainsi la fréquence d'échantillonnage plus faible à grande rapidité. La fraction d'échantillonnage est donc de 0.252 dans la région $|\eta| < 0.8$ et de 0.282 dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$.

La condition qui induit les critères les plus stricts dans la conception du calorimètre est le **terme constant** de la résolution en énergie. Ce dernier domine complètement celle-ci à haute énergie et **est requis inférieur à 1%** afin d'optimiser la recherche de résonances lourdes diélectron (voir section 6) ainsi que du boson de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$. Cette condition a d'ailleurs été vérifiée positivement sur une partie des modules lors des tests sous faisceau [48]. La non-uniformité de la réponse du calorimètre constitue la principale contribution au terme constant. Garder une non-uniformité de l'ordre de 0.6 -0.7 % sur l'ensemble de la zone de précision a nécessité l'ajustement de nombreux éléments notamment dans les parties bouchons où la géométrie en accordéon, à gap et gain constant a été particulièrement délicate à mettre au point.

Dans les parties bouchons, la géométrie étant plus compliquée, plusieurs adaptations ont été nécessaires. Tout d'abord, la structure en mille-feuilles dans les bouchons induit une dépendance en η des gaps et du rapport d'échantillonnage comme le montrent les figures 3.5a et 3.5b. Il est possible de corriger en grande partie cette non-uniformité en η

de la réponse. En effet, l'équation 3.12 qui décrit la réponse du calorimètre dépend non seulement de g et f_{samp} mais également de la vitesse de dérive des électrons ν_d . Cette dernière peut donc être fixée en calculant le champ électrique E_{field} et donc la haute tension U qui permettent d'assurer une réponse du détecteur indépendante de η :

$$R \propto \frac{f_{samp}}{g} \nu_d \propto \frac{f_{samp}}{g} E_{field} \propto \frac{f_{samp}}{g^{1+b}} U^b, b = \text{constante} \quad (3.14)$$

Dans le cas des bouchons, la variation de g et f_{samp} est continue en fonction de η , l'évolution de la haute tension se doit donc d'être également continue. L'évolution de la haute tension nécessaire à une réponse uniforme est représentée par les ronds vides de la figure 3.5c. La mise en place d'un tel système de haute tension est techniquement impossible. Il a donc été choisi d'opter pour un système évoluant par palier en fonction de η , représenté par les triangles pleins de la figure 3.5c. En outre, la variation continue de l'amplitude des ondes de l'accordéon [50] en fonction du rayon avec une épaisseur d'absorbeur constante implique une géométrie très stricte des absorbeurs afin de minimiser la non-uniformité locale. Pour des raisons techniques lors du pliage, l'angle de celui-ci devait être compris entre 60° et 120° . Il en résulte que la partie bouchon a été divisée en deux roues coaxiales : la roue externe qui couvre $1.4 < \eta < 2.5$ et la roue interne qui couvre $2.5 < \eta < 3.2$.

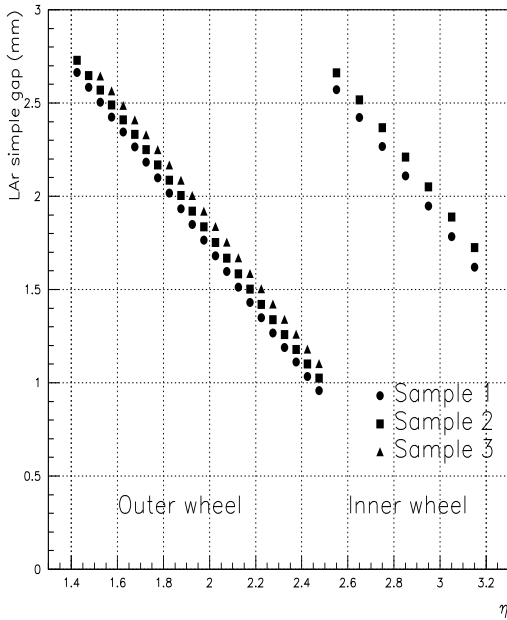
Lors de la détermination de l'énergie déposée, la connaissance de ces non-uniformités en η est notamment prise en compte grâce à un facteur de conversion (μA à GeV) dépendant de η qui permet une réponse en énergie uniforme (non-uniformité $< 1\%$) en η [48]. Ce coefficient a été déterminé lors des tests sous-faisceaux réalisés sur les modules de série du calorimètre. La figure 3.5d montre l'évolution de ce coefficient en fonction de la pseudo rapidité et sa dépendance à la structure du détecteur.

Des corrections supplémentaires sont également appliquées afin de prendre en compte les non-uniformités en ϕ des capacités des cellules. Ces non-uniformités en ϕ dérivent de fluctuations locales de l'intervalle électrode-absorbeur lors de l'empilement des modules. Ces variations de l'ordre de 1% sont quasi indépendante de la pseudo rapidité.

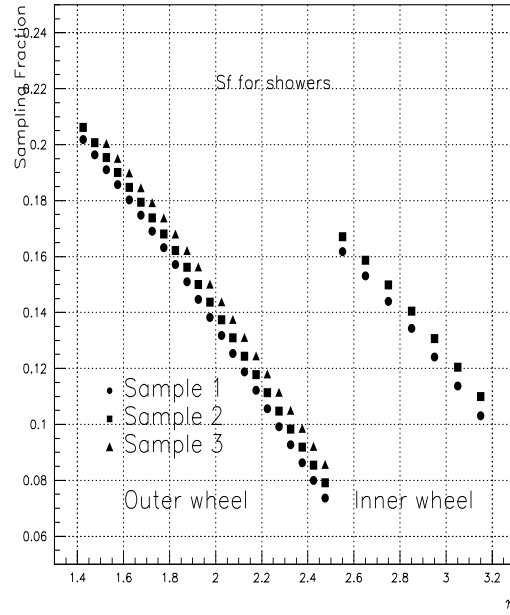
L'uniformité de la réponse a également été étudiée *in situ* avec des signaux issus de muons cosmiques. Cette étude est présentée dans le chapitre 4.

Une réponse linéaire sur une grande gamme en énergie

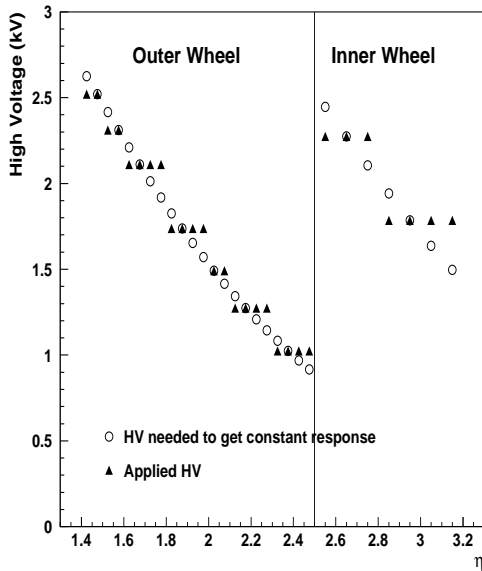
Dans les événements issus des collisions pp à très haute énergie du LHC, l'énergie des électrons évoluera de quelques dizaines de MeV (seuil du bruit) à quelques TeV. Cette grande gamme en énergie pose le problème de la linéarité de la réponse sur presque cinq ordres de grandeur en énergie. L'objectif lors du développement du calorimètre était de limiter **la non-linéarité globale à quelques dixièmes de pourcent jusqu'à plusieurs centaines de GeV**. Une non-linéarité locale de l'ordre de 0.02% devrait en outre permettre une mesure de la masse transverse du W^\pm avec une précision de 15 MeV , performance souhaitée pour Atlas.



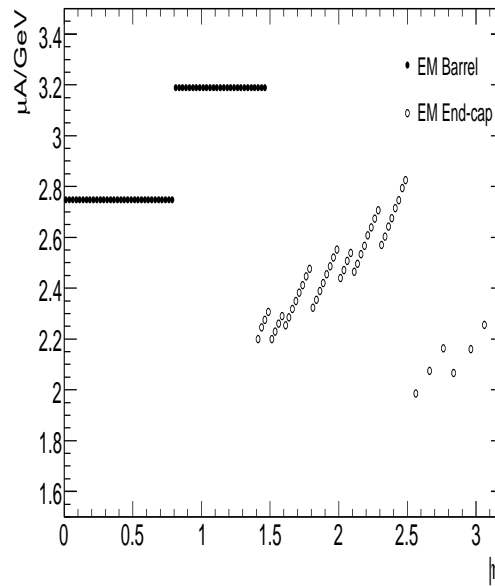
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 3.5: (a) Variation du gap dans les bouchons du calorimètre électromagnétique en fonction de η . (b) Variation de la fraction d'échantillonnage dans les bouchons du calorimètre électromagnétique en fonction de η . (c) Variation de la haute tension, en fonction de η pour une réponse uniforme du calorimètre (ronds vides) et pour les valeurs appliquées par secteurs dans l'argon liquide (triangles pleins). Ces résultats sont obtenus avec une simulation *GEANT3* [49] du détecteur. (d) Variation de la réponse du calorimètre en $\mu\text{A}/\text{GeV}$ sur la couverture totale $\eta < 3.2$ obtenue à partir des électrons des tests sous-

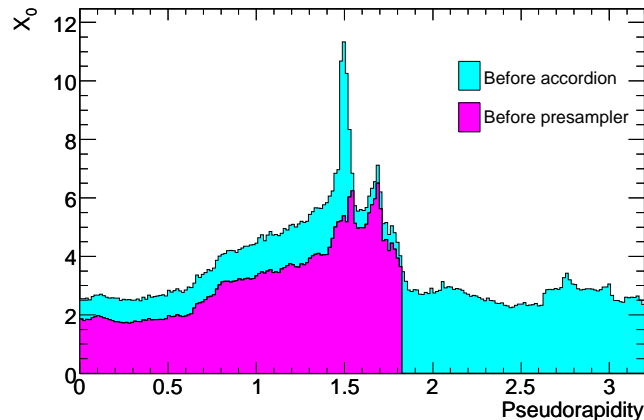


FIGURE 3.6: *Quantité de matière, en unité de longueur de radiation, en amont du calorimètre électromagnétique et du pré-échantillonneur.*

Afin de limiter la non-linéarité, plusieurs choix ont été réalisés. Tout d'abord, un point important est que le milieu actif utilisé, l'argon liquide, répond linéairement en fonction de l'énergie de la particule incidente. Comme il a été mentionné dans la section 3.1.1.1, le développement longitudinale de la gerbe EM dépend de l'énergie de la partie incidente (équation 3.8). Il est donc très important de connaître la quantité de matière que la particule incidente traverse en amont du calorimètre (détecteur interne, cryostat et solénoïde).

La mise en place d'un pré-échantillonneur (noté PS dans la suite pour PreSampler) en amont du calorimètre EM permet d'estimer les pertes d'énergie dues aux interactions des particules incidentes avec la matière en amont du détecteur. A la vue de la figure 3.6, le nombre de longueur de radiation que représente la matière diminue au-delà de la séparation entre tonneau et bouchon. A grand η , l'énergie des particules à une impulsion transverse donnée est plus grande, l'impact de la perte en amont du calorimètre est donc plus faible. C'est pourquoi la couverture du PS s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.8$.

Enfin, la partie électronique a également été développée afin de pouvoir coder en seulement 12 bits l'amplitude du signal de physique via l'utilisation de trois gains. Cette particularité est détaillée dans la section 3.2.2.1.

Lors des tests sous-faisceaux la linéarité a pu être vérifiée de l'ordre de 0.1% jusqu'à environ 180 GeV dans la partie tonneau. Plus de détails sont disponibles dans la section 3.4. L'absence de PS et la géométrie complexe rendent difficile l'obtention d'un tel résultat pour les bouchons. A une énergie supérieure à 100 GeV, la non-linéarité est de l'ordre $\pm 0.5\%$ mais augmente de 1 à 3 % à faible énergie (< 60 GeV).

Une bonne identification des électrons et des photons

L'objectif du calorimètre EM est de reconstruire et d'identifier au mieux les électrons et les photons. Il est donc indispensable que ses caractéristiques permettent également

de rejeter les gerbes hadroniques issues du bruit de fond QCD. La section efficace de ce bruit aux énergies atteintes dans les collisions du LHC est encore mal connue et devra être déterminée grâce aux données, cependant nous savons déjà que son niveau sera très élevé et qu'il sera important de pouvoir discriminer les jets des électrons afin d'atteindre un facteur de rejet des jets de l'ordre de 10^5 en utilisant l'ensemble d'Atlas. Le facteur de rejet est défini comme le rapport entre les nombres de jets avant et après les coupures de sélection des électrons. La difficulté est donc de concilier une bonne efficacité d'identification avec un facteur de rejet des jets important.

Les critères d'identification des particules sont basés sur les différences de développement entre les gerbes EM et les gerbes hadroniques au sein du détecteur. Le calorimètre EM a donc un rôle primordial dans la détermination du facteur de rejet des jets. C'est pourquoi l'ensemble du sous-détecteur a été découpé en une grande quantité de cellules de lecture, toutes projectives (c'est-à-dire qui pointent vers le point de collision). La granularité de ce découpage est un des grands atouts du calorimètre EM d'Atlas. En effet, le rayon de Molière (voir équation 3.11) de la structure en mille-feuilles qui est petit, ~ 1.8 cm, induit une forte densité transverse des gerbes EM. Le calorimètre est donc très finement segmenté azimutalement et en pseudo rapidité.

Le calorimètre EM est également composé longitudinalement de trois compartiments S1, S2, S3 en aval du PS. Le compartiment S1, peu profond ($\sim 4.3X_0$) mais très finement segmenté en η permet une mesure précise de la position et de la forme du début des gerbes électromagnétiques (pied de gerbe). Cette information est très utile pour le rejet des pions se désintégrant en deux photons. Les deux gerbes initiées sont peu séparées et l'ensemble diffère peu d'une gerbe initiée par un photon d'énergie comparable. La connaissance précise des gerbes électromagnétiques à leur démarrage acquise à l'aide de cette granularité permet de discriminer les pions et les photons via la distribution des maximums d'énergie en S1. Sa fine segmentation permet d'atteindre une résolution angulaire de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$, valeur qui devrait permettre d'obtenir un facteur de rejet de 3 contre les pions neutres avec une efficacité d'identification des photons de 90%. Ainsi le bruit de fond di-jets et $\gamma - jets$ représenterait moins de 20% du bruit de fond irréductible QCD dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. S2 est le compartiment principal dans lequel l'énergie des particules incidentes est majoritairement déposée. Il correspond au minimum à une profondeur de $16X_0$. Enfin la couche de cellules S3 également peu profonde ($\sim 2X_0$) permet d'estimer l'énergie des queues des gerbes.

Le prix à payer pour cette granularité longitudinale et transverse très fine est le nombre de canaux de lecture (~ 170000). La table 3.1 résume la taille des cellules des différents compartiments ainsi que leur nombre en fonction de $|\eta|$. Les Figures 3.8 et 3.9 présentent les vues schématiques de la segmentation des électrodes respectivement pour le tonneau et pour les grandes et petites roues des bouchons.

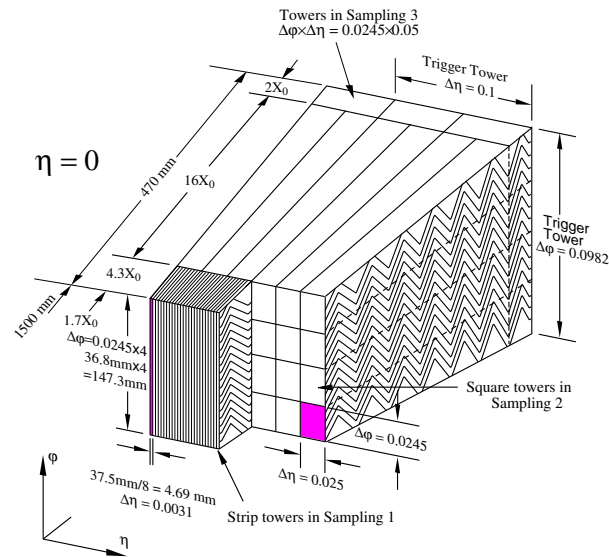


FIGURE 3.7: Schéma d'une portion du calorimètre EM, mettant en évidence la structure en accordéon et sa segmentation longitudinale et transverse.

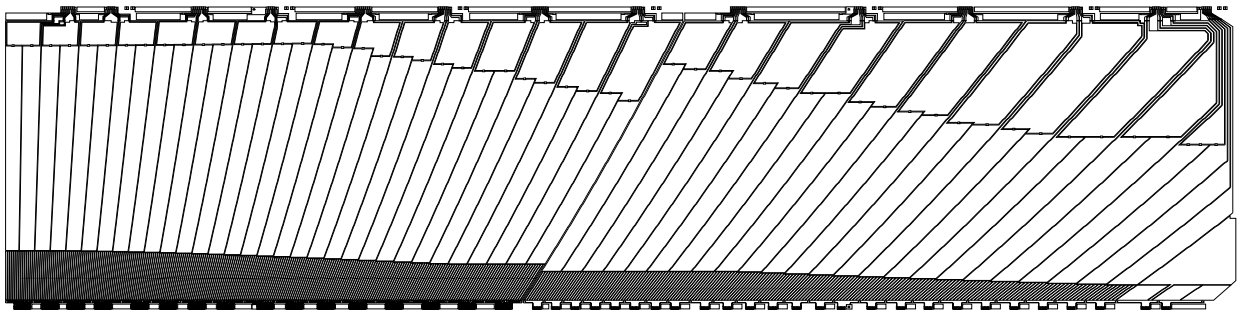


FIGURE 3.8: Représentation schématique de la couche de lecture d'une électrode de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. Chaque cellule des trois compartiments est représentée.

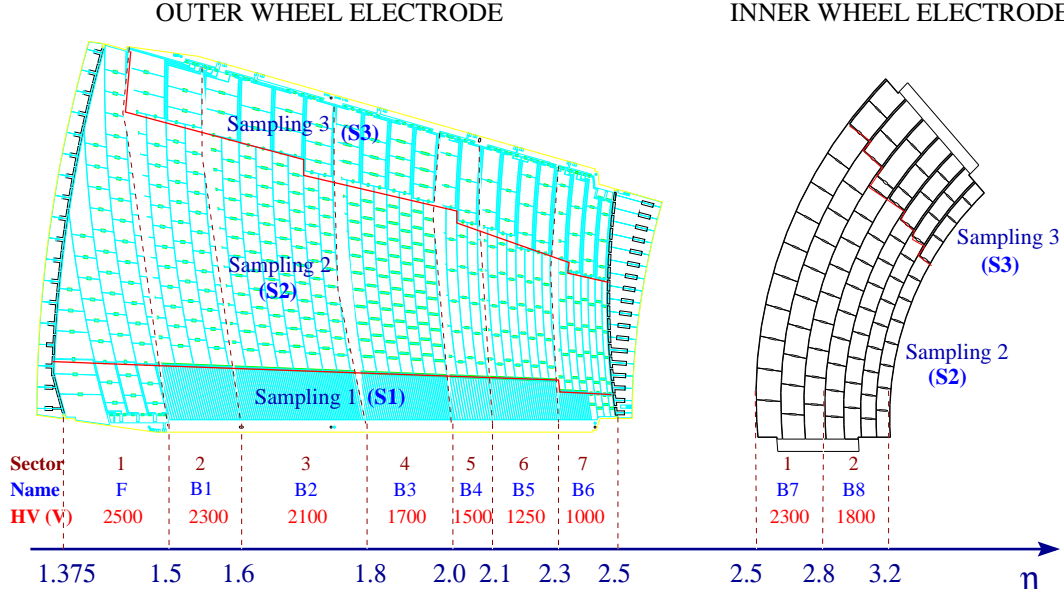


FIGURE 3.9: Vues schématiques de la segmentation longitudinale d'une électrode de la roue externe (à gauche) et d'une électrode de la roue interne (à droite) d'un bouchon du calorimètre électromagnétique. On observe également les différents secteurs de haute tension.

	Couverture	Compartment S1	Compartment S2	Compartment S3
Partie centrale	$ \eta \leq 1.35$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.35 \leq \eta \leq 1.4$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.4 \leq \eta \leq 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	–
Bouchons	$1.375 \leq \eta \leq 1.425$	0.050×0.1	0.050×0.025	–
	$1.425 \leq \eta \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.5 \leq \eta \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.8 \leq \eta \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.0 \leq \eta \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.4 \leq \eta \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	–	–	0.1×0.1

TABLEAU 3.1: Granularité du calorimètre électromagnétique d'Atlas ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)

3.2 L'électronique

Les conditions extrêmes induites par le LHC (luminosité, haute énergie, radiation) impliquent une électronique de lecture adaptée. A cela s'ajoute la complexité et la petitesse de l'espace disponible dans une expérience comme Atlas. Les principaux éléments du cahier des charges pour le calorimètre EM peuvent être résumés en :

- Le domaine en énergie d'un canal de lecture s'étend de quelques dizaines de MeV à quelques TeV . L'étalonnage de l'électronique doit être meilleur que 0.25% sur l'ensemble de ce domaine afin de garder une résolution relative de l'ordre $10\%/\sqrt{(E)}$ et un terme constant inférieur au pourcent.
- La reconstruction en énergie basée sur la formation d'amas de cellules est dépendante des bruits cohérents. Ces derniers doivent représenter moins de 5% du bruit incohérent.
- La fréquence des collisions à $40MHz$ ainsi que les $75kHz$ du niveau 1 du système de déclenchement requièrent une électronique capable de gérer une grande quantité de donnée très rapidement.
- Le bruit lié aux évènements d'empilement doit être maîtrisé.
- Les accès limités à l'électronique nécessitent une grande fiabilité et une grande résistance aux radiations.
- Le grand nombre de cellules (~ 170000) requière une électronique peu coûteuse en énergie.

Le schéma de l'électronique développée pour répondre à ces critères est présenté figure 3.10. Elle est divisée en deux parties : l'électronique dite froide (section 3.2.1) car située dans le cryostat à 90 K et l'électronique dite chaude située à l'extérieur (section 3.2.2) .

3.2.1 L'électronique froide

L'électronique froide située au sein même du détecteur à 90 K est composée de trois catégories de cartes électroniques :

- Les cartes haute tension servent à amener la haute tension sur les bord externes des électrodes (cf. section 3.4) et maintiennent une tension d'environ 10000 V/cm entre leurs bornes. Les deux couches des électrodes sont alimentées séparément afin de s'assurer une marge de manœuvre en limitant le nombre de zones mortes inutilisable pour les analyses de physique (si l'alimentation d'une couche pose problème, la zone affectée peut fonctionner à 50%). Les cartes distribuent la haute tension

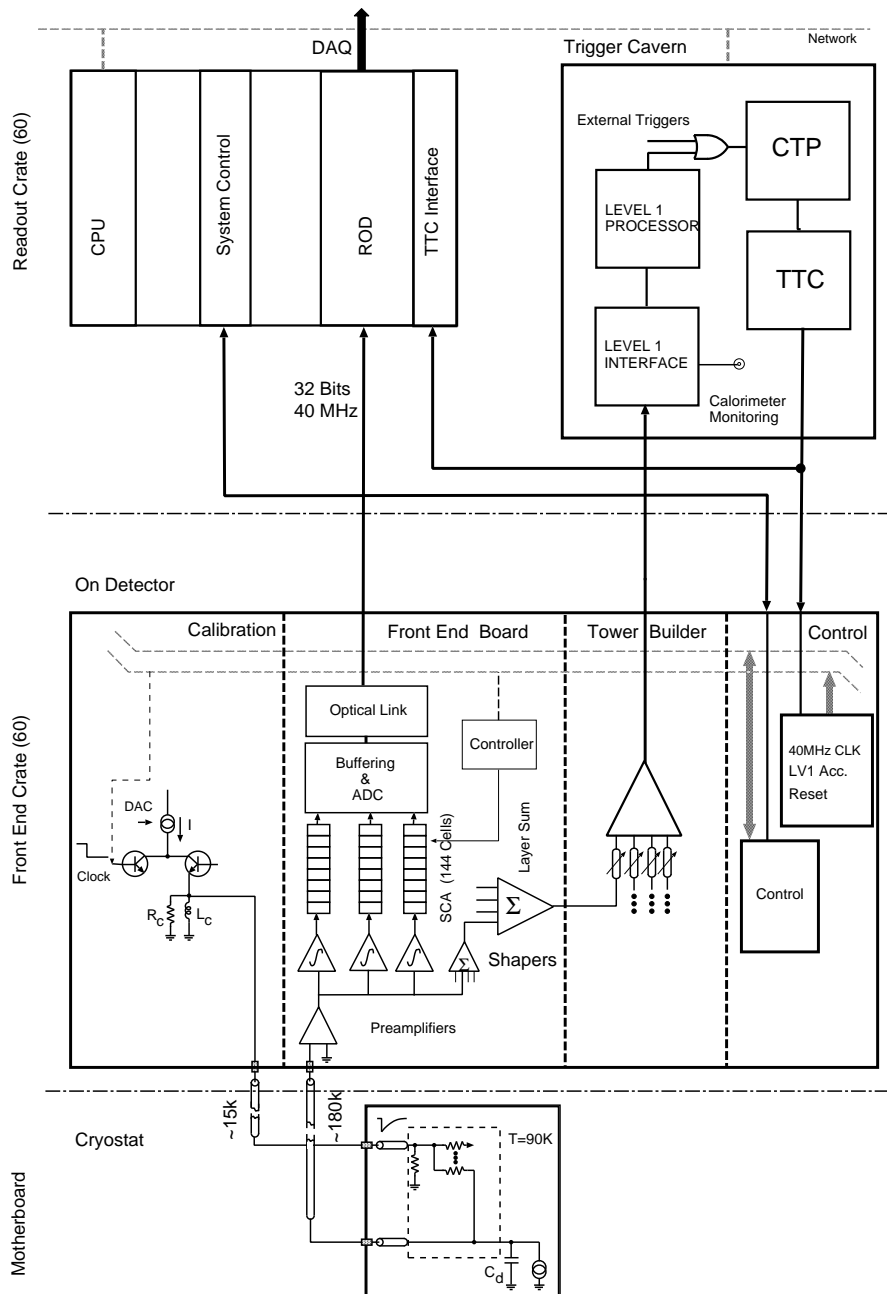


FIGURE 3.10: Diagramme de l'électronique de lecture. De bas en haut se succèdent l'électronique froide située dans le cryostat, l'électronique chaude située sur le détecteur (FEB) et enfin la partie située dans une salle annexe à la caverne.

par secteur de 32 dans le tonneau, et de 24 et 3 dans la grande et la petite roue des bouchons.

- Les cartes sommatrices, directement connectées aux électrodes, réalisent une sommation analogique des signaux de plusieurs cellules adjacentes en ϕ . Elles définissent ainsi la taille des cellules et par conséquent la granularité selon ϕ (cf. section 3.1).
- Les cartes mères sont connectées sur les cartes sommatrices. D'une part, elles collectent les signaux du calorimètre et les redistribuent vers l'extérieur du cryostat. D'autre part, elles s'assurent de la distribution des impulsions d'étalonnage vers les canaux de lecture à travers un réseau de résistances de précision.

L'ensemble des câbles et services électroniques situés dans le cryostat font également partie de l'électronique froide.

3.2.2 L'électronique chaude

Deux parties distinctes constituent ce qu'on appelle l'électronique chaude. Tout d'abord, une première partie est située à la sortie des traversées étanches des cryostats, sur les châssis frontaux (Front-End Crate (FEC)) et donc à l'intérieur même d'Atlas. La seconde est située à l'extérieure de la caverne d'Atlas sur les châssis de lecture (Readout Crate) [51]. La figure 3.10 représente les différentes cartes électroniques constituant cette électronique ainsi que leur position : à l'intérieur ou à l'extérieur du détecteur.

3.2.2.1 Carte d'électronique frontale

Les cartes d'électronique frontale (Front-End Board (FEB)), situées dans les châssis frontaux, servent à traiter le signal triangulaire d'ionisation, illustré figure 3.11, provenant de l'électronique froide via les traversées étanches du cryostat. Tout d'abord, le signal est pré-amplifié afin de limiter l'influence du bruit dans le reste de la chaîne électronique. Afin de permettre des mesures sur une large gamme d'énergie (de quelques dizaines de MeV à quelques TeV) avec un nombre limité de bits, une amplification en trois gains est réalisée. Les rapports d'amplification sont de 1 :9.3 :93 respectivement pour les gains bas, moyen et haut.

Comme le temps de dérive des électrons vers les électrodes est long (~ 450 ns) par rapport au temps de croisement des faisceaux (25 ns), le signal est ensuite mis en forme afin de limiter la contribution du bruit d'empilement. Cette mise en forme rapide est réalisée par un circuit (*shaper*) constitué de filtres bipolaires CR-RC². Etant intéressé uniquement par l'amplitude du pic du signal, celui-ci est transformé en un signal constitué d'un lob positif et d'un lob négatif (voir figure 3.11) dont la somme des intégrales est nulle et dont l'amplitude est directement corrélée à celle du signal triangulaire. Parallèlement, les signaux de plusieurs cellules adjacentes sont sommés suivant des tours de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans le "Tower Builder" et envoyés vers le système de déclenchement de niveau 1. Le signal mis en forme est ensuite échantillonné à la fréquence du LHC, soit

40 MHz, pour chaque gain, et stocké en l'attente de la prise de décision du système de déclenchement de niveau 1 ($<2.5\mu\text{s}$). En fonctionnement nominal, cinq échantillons autour de celui d'amplitude maximum sont numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC) et prennent une valeur en "coups ADC" codée sur 12 bits (entre 0 et 4095), indépendante du gain (pour les prises de données cosmiques, section 4, le maximum de 32 échantillons a été numérisé). Si l'évènement est sélectionné, le choix du gain optimal est réalisé automatiquement en fonction de l'amplitude du signal en gain moyen. Deux seuils permettent de choisir le gain à utiliser (un gain unique peut être choisi à l'avance). Par défaut, si l'amplitude du troisième échantillon (avec piédestaux) est au dessous (resp. dessus) de 1300 (resp. 3800) coups ADC, le gain choisi sera haut (resp. bas), sinon le gain sera moyen. Les signaux numérisés sont ensuite envoyés par un câblage optique à l'extérieur de la cavité jusqu'aux cartes de lecture (Read-Out Drivers (ROD)) situées dans les châssis de lecture.

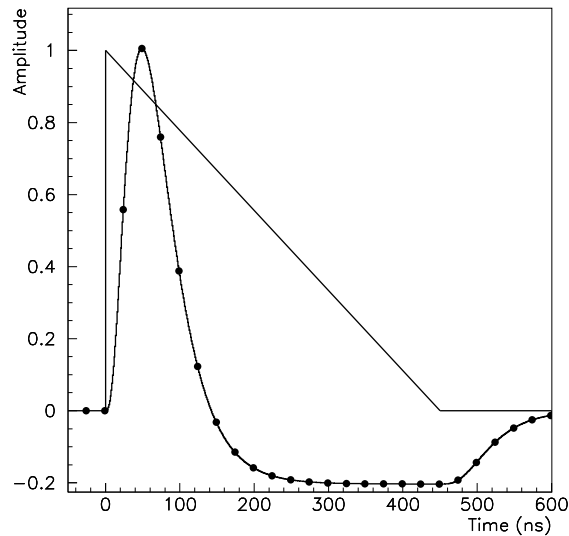


FIGURE 3.11: *Signal produit par le détecteur (triangle) et signal modulé (courbe avec les points). Les points représentent les échantillons espacés de 25 ns.*

3.2.2.2 Carte de calibration

La chaîne d'électronique présentée précédemment contribue significativement à la dégradation du terme constant de la résolution en énergie (équation 3.13) en raison de la non-uniformité dans le temps et entre les différentes cellules du calorimètre (de l'ordre de 2%). Afin de réduire cette contribution, un système d'étalonnage (Figure 3.12) des ~ 170000 canaux de lecture a été développé dans des cartes électroniques [52] situées également dans les châssis frontaux. Un signal le plus proche possible d'un signal triangulaire de physique est généré et injecté via des résistances d'injection (R_{inj} sur la figure 3.12) précises à 0.1% [53, 54, 55]. Un signal triangulaire n'étant pas électriquement réalisable,

le signal généré est de la forme $V_C(t) \propto I_c e^{-t/\tau}$ où I_c est le courant produit par un convertisseur numérique-analogique (DAC). Le signal passe ensuite dans la chaîne électronique détaillée précédemment et permet d'analyser l'influence de l'électronique sur le signal.

Ce système d'étalonnage permet d'obtenir plusieurs types de données utiles à la compréhension de chaque canal de lecture de calorimètre EM. Ces données sont prises pour chacun des trois gains :

- Les "piédestaux" : ils permettent de mesurer la valeur des piédestaux.
- Les "rampes" : elles correspondent à l'étalonnage standard. Des tensions croissantes injectées et la réponse en sortie de la chaîne électronique est mesurée. On obtient ainsi une relation entre la tension d'entrée (en DAC) et l'amplitude du signal de sortie en coups ADC.
- Les "delays" : ils correspondent aux formes des signaux de calibration en sortie de la chaîne. Elle sont déterminées en fixant l'amplitude du signal d'entrée et en introduisant un retard de 0 à 24 ns par pas de 1 ns (25 lots sont donc disponibles pour chaque signal). Ces données sont très importantes pour la reconstruction de la forme des signaux de physique en sortie de la chaîne de lecture (cf. section 3.3).

d'étalonnage Afin de limiter le nombre de lignes de calibrations, les cellules sont étalonnées par groupe. Enfin, dans le but de réaliser des études de diaphonie, deux cellules adjacentes sont toujours étalonnées par des lignes différentes.

3.2.2.3 Le châssis de lecture

Les châssis de lecture sont situés dans une salle à l'extérieur de la caverne. Ils contiennent les cartes de lecture ROD qui reçoivent par fibres optiques les données numérisées des FEB. L'amplitude et le temps du signal sont alors reconstruits à l'aide d'un algorithme spécifique et envoyés vers le système d'acquisition. L'énergie du signal est obtenue a posteriori par l'application de différents facteurs d'étalonnage. La méthode utilisée est présentée dans la section suivante.

3.3 La reconstruction de l'énergie

La reconstruction en énergie des signaux débute par la reconstruction du signal électronique issu de chacun des canaux de lecture du calorimètre EM. Tout d'abord l'amplitude maximale du signal est déterminée (section 3.3.1) par un algorithme de filtrage optimal puis l'amplitude est convertie en énergie via l'application de coefficients de calibration (section 3.3.2).

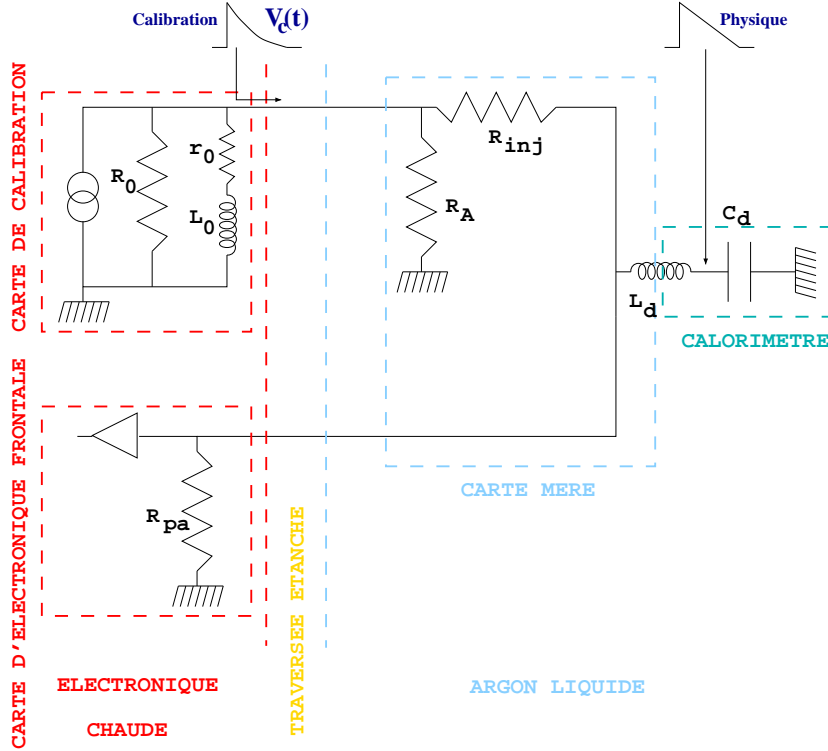


FIGURE 3.12: Schéma de la chaîne de d'étalonnage et de lecture.

3.3.1 La reconstruction du signal et le bruit électronique

Lors de la prise de données, seulement cinq échantillons autour du pic sont enregistrés afin de permettre une grande rapidité de lecture et de limiter la taille du flux de données. La méthode dite de filtrage optimal [56, 57] permet de reconstruire l'amplitude maximale (A_{max}) et la différence entre le temps attendu et le temps reconstruit (Δt), via des combinaisons linéaires de ces échantillons (S_i en coups ADC après la soustraction des piédestaux) :

$$A_{max} = \sum_{k=1}^{N_s} a_k S_k \quad (3.15)$$

$$A_{max} \Delta t = \sum_{k=1}^{N_s} b_k S_k \quad (3.16)$$

Les paramètres a_k et b_k sont un lot de coefficients (OFC), dits de filtrage optimal (du nom de la méthode!) différents pour chaque cellule et chaque gain et qui nécessitent la connaissance du temps de départ du signal. Ces coefficients dépendent du nombre d'échantillons utilisés N_s et leur obtention requiert la connaissance de l'autocorrélation temporelle du bruit (électronique et d'empilement) ainsi que la forme du signal de physique en sortie de la chaîne de lecture (celle-ci est déterminée à l'aide des formes des signaux de calibration [57]). Dans des conditions à nombre d'échantillons fixe, la qualité d'estimation de cette méthode repose principalement sur le choix des OFC à utiliser et

par conséquent repose sur la connaissance du temps de départ du signal. Dans le mode de fonctionnement collision pp du LHC, le temps de départ sera fixe. Lors de la prise de donnée de muons cosmiques, le temps de départ des signaux est asynchrone par rapport à l'horloge du système de déclenchement. Afin de le déterminer avec précision, plusieurs lots de coefficients ont été calculés avec un temps de départ décalé d'une nanoseconde. La valeur Δt qui représente la différence entre le temps du lot et le temps de départ réel du signal permet de choisir l'unique lot appliqué. Une valeur inférieure à 1 ns, après itération, pour Δt permet de valider le choix des OFC.

La qualité de la reconstruction est estimée par test de χ^2 entre les échantillons du signal réel et la forme du signal prédite avec les OFC dans les conditions de la prise de données (nombre d'échantillons, gain, HT).

3.3.2 Détermination de l'énergie

La méthode de filtrage optimal donne l'amplitude maximale reconstruite du signal modulé en coups ADC et doit par la suite être convertie en énergie. A_{max} est donc multiplié par un facteur, différent pour chaque cellule, composé de plusieurs termes représentant les étapes du signal dans l'électronique :

$$E = A \times (ADC2DAC \times DAC2\mu A \times \mu A2MeV \times \frac{M_{phys}}{M_{cal}}) \quad (3.17)$$

$ADC2DAC$ lie l'amplitude reconstruite à la tension de calibration correspondante, codé en DAC grâce aux données de calibration de type "rampe". $DAC2\mu A$ relie la tension de calibration au courant et $\mu A2MeV$ convertit ce courant en énergie (en MeV). Enfin, le facteur $\frac{M_{phys}}{M_{cal}}$ corrige l'énergie en tenant compte de la différence entre le signal de physique triangulaire et le signal exponentiel de calibration, ainsi que les différences entre les points d'entrée des deux signaux.

3.4 Performances sous faisceau du calorimètre EM

Les tests ont été réalisés sur 4 (resp. 3) modules de production du tonneau (resp. des bouchons) à l'aide de faisceaux d'électrons à partir de la ligne H8 (resp. H6) au CERN sur le site de Prévessin. Ceux-ci ont apporté une première vérification des performances des modules de série, utilisés pour l'assemblage final du calorimètre EM. Environ 15% de la couverture totale a donc pu être testée à l'aide de faisceaux d'électrons allant de ~ 10 GeV à ~ 245 GeV pour les modules du tonneau et de ~ 10 GeV à ~ 120 GeV pour ceux des bouchons.

3.4.1 Dispositif

Les dispositifs sur les lignes H8 et H6 étant semblables, seul celui utilisé sur H8 est présenté ici. Chaque module, testé séparément, est disposé dans un cryostat lors de l'exposition au faisceau. En amont, plusieurs scintillateurs en coïncidence réalisent

le déclenchement. Des scintillateurs additionnels sont positionnés en aval du cryostat afin de détecter les pions et les muons qui contaminent le faisceau d'électrons et peuvent également être utilisés pour le déclenchement (veto des muons par exemple). Ce système est complété de chambres à fils proportionnelles qui mesurent pour chaque événement la position du point d'entrée de chaque particule dans le module. La figure 3.13 présente une vue schématique de cette configuration qui a pour avantage d'être stable et de maîtriser parfaitement les particules incidentes. En particulier l'armature mécanique soutenant le cryostat permet un contrôle direct et efficace de la position du module par rapport au faisceau. Un scan détaillé du module est donc possible en modifiant l'inclinaison et la position du cryostat.

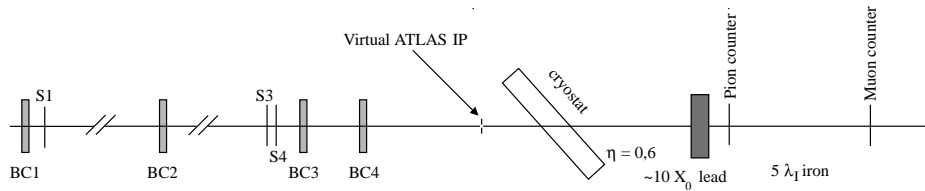


FIGURE 3.13: Schéma des conditions de tests faisceaux sur la ligne H8 au CERN.

3.4.2 Mesure de la non uniformité

Une des mesures les plus importantes réalisées lors des tests sous-faisceaux d'électron est la vérification de l'uniformité de la réponse du calorimètre. Pour chaque valeur de η , la distribution de l'énergie mesurée est ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne. L'énergie moyenne mesurée (après reconstruction et correction) en fonction de la pseudo rapidité η est présentée sur la figure 3.14 pour tous les modules testés. Afin de tenir compte des énergies différentes des électrons des lignes H8 et H6, l'énergie est normalisée à l'énergie moyenne mesurée dans les modules. L'estimation de la non-uniformité est donnée par la dispersion des énergies moyennes mesurées. Dans le cas de la figure 3.14, la non-uniformité en tenant compte de la granularité des cellules de S2, n'excède pas 0.5% pour les modules du tonneau et est inférieure à 0.7% pour ceux des bouchons. Ces résultats sont en accord avec les performances attendues (cf. section 3.1.2.3). Une étude de la non-uniformité a également été réalisée *in situ* avec des muons cosmiques, elle est présentée dans le chapitre 4.

3.4.3 Mesure de la linéarité et de la résolution en énergie

La structure du calorimètre décrite précédemment a été développée afin d'autoriser une bonne résolution en énergie ainsi qu'une réponse linéaire sur près de cinq ordres de grandeur en énergie (cf. section 3.1.2.3). La résolution et la linéarité de la réponse en énergie ont été étudiées sur un module tonneau du calorimètre EM, à $\eta = 0.687$, en fonction de l'énergie de l'électron incident. L'énergie du faisceau d'électron de la ligne H8 a donc été modifiée à plusieurs reprises afin de couvrir la gamme en énergie 10 GeV-245 GeV. Ces tests ont permis d'une part d'accéder à une estimation de la linéarité et

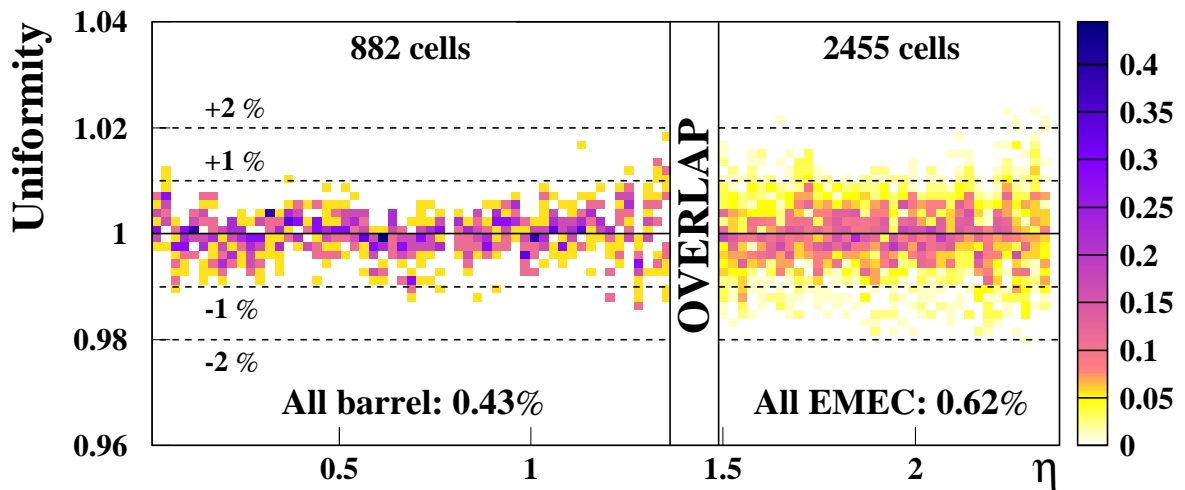


FIGURE 3.14: *Distribution des énergies moyennes mesurées dans toutes les cellules de tous les modules testés sous-faisceau en fonction de la pseudo rapidité η de la cellule. L'énergie est normalisée à l'énergie moyenne mesurée dans les modules. L'énergie moyenne est respectivement de ~ 245 GeV et de ~ 120 GeV dans les modules du tonneau et des bouchons. Pour chaque segment en η , la distribution est normalisée au nombre de cellules de S2 dans le segment.*

d'autre part d'affiner au maximum la résolution en énergie du détecteur. En raison de l'incertitude sur l'énergie du faisceau à haute énergie, la linéarité de la réponse n'a pu être estimée précisément que jusqu'à 180 GeV. Comme le montre la figure 3.15, dans la région 15 GeV-180 GeV, la réponse en énergie à $\eta = 0.687$ a été vérifiée linéaire à $\pm 0.1\%$ en accord avec les attentes.

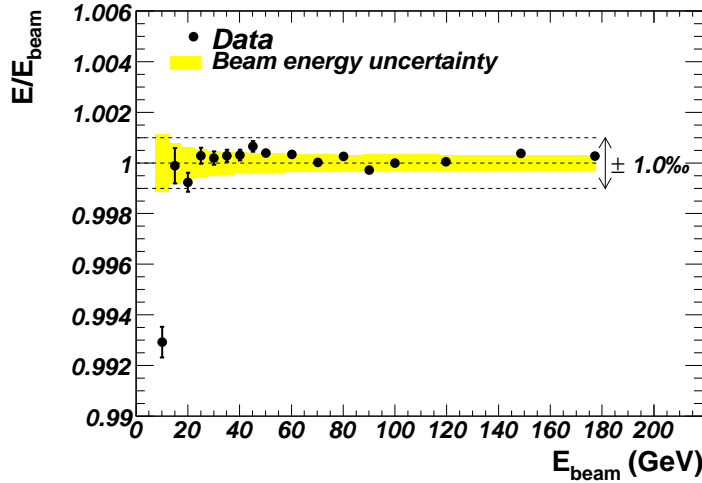


FIGURE 3.15: Linéarité de la réponse en fonction de l'énergie des électrons du faisceau, E_{beam} , pour un module du tonneau à $\eta = 0.687$. Tous les points sont normalisés à la valeur mesurée à $E_{beam} = 100$ GeV. La bande représente l'incertitude totale sur la mesure de l'énergie du faisceau.

Les données ont été ajustées, après soustraction du bruit, avec l'expression de la résolution :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus c \quad (3.18)$$

où a est le terme stochastique et c le terme constant local représentant les non-uniformités locales de la réponse du calorimètre EM. La résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau est présentée figure 3.16. Un terme stochastique de $10\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}$ et un terme constant local de 0.17% ont été obtenus. Ces résultats sont accord avec les simulations Monte-Carlo des tests sous-faisceaux.

Plus généralement, le terme constant local a été mesuré inférieure à 0.3% (resp. 0.5%) sur l'ensemble de la couverture angulaire du tonneau (resp. des bouchons) [48]. La dispersion du terme constant local sur un module est d'environ 0.11% .

Le terme constant global de la résolution en énergie (équation 3.13), dominant à haute énergie, peut-être estimé comme la somme quadratique du terme constant local (représentant les non-uniformités locales) et de la non-uniformité de la réponse du détecteur mesurée précédemment inférieure à 0.7% . Sur les trois modules "tonneau" (resp. "bouchon") testés, un terme constant inférieur à 0.6% (resp. de l'ordre de 0.7%) a été obtenu. Ces résultats satisfont les spécifications d'Atlas.

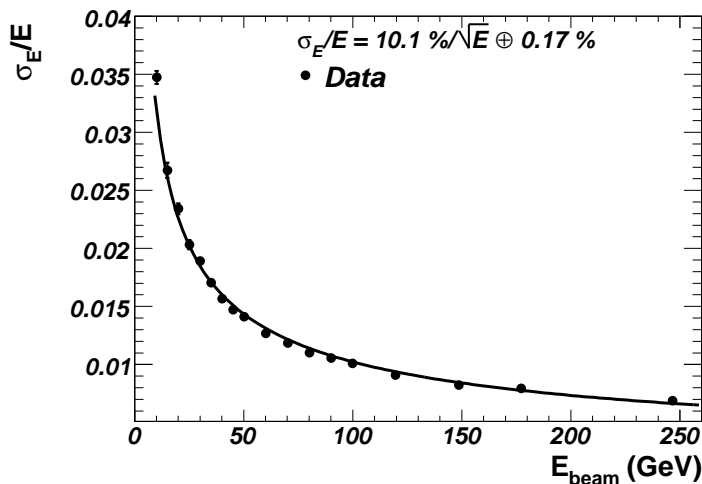


FIGURE 3.16: Résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau E_{beam} pour un module "tonneau" du calorimètre EM. Le bruit électronique a été soustrait des données. La courbe représente l'ajustement des points en utilisant l'équation 3.18.

3.4.4 Mesure de la résolution angulaire et en position

Les photons ne laissant pas de trace dans le détecteur interne, il est indispensable que le calorimètre EM possède une bonne résolution angulaire et en position afin notamment d'optimiser la résolution sur la masse invariante d'un Higgs en deux photons. La position du point d'entrée de la particule incidente est déterminée par le barycentre des cellules touchées, pondérées par leur énergie déposée. La résolution en pseudo rapidité obtenue dépend de l'énergie. Elle vaut par exemple $540 \mu\text{m}$ dans S2 à bas η pour une particule à 245 GeV. En S1, la granularité des cellules étant plus fine, la résolution atteint $240 \mu\text{m}$. La résolution exprimée en unité de pseudo rapidité η dépend de l'énergie et varie peu en fonction de η . Elle vaut 0.33×10^{-3} dans S2 et 0.15×10^{-3} dans S1 pour une énergie de 245 GeV. L'utilisation des deux premiers compartiments S1 et S2 permet de reconstruire l'angle polaire de la particule incidente et la combinaison des deux résolutions permet d'atteindre une résolution entre 50 et 60 mrad/ $\sqrt{E(\text{GeV})}$ pour une énergie entre 10 GeV et 250 GeV. Cette résolution est atteinte sur l'ensemble de la couverture angulaire du calorimètre [59]. L'évolution de la résolution angulaire en fonction de la pseudo rapidité η est montrée sur la figure 3.17 pour un module "tonneau" et pour une particule incidente de 245 GeV. L'accord donnée-simulation est bon et la résolution obtenue conforme au cahier des charges d'Atlas et devrait notamment autoriser une précision de 20 mm sur le vertex du Higgs en deux photons [60]. Cette valeur devrait permettre de limiter l'influence de la résolution angulaire sur la précision de la mesure de la masse invariante.

3.4.5 Mesure de la séparation γ/π^0

La séparation des photons et pions neutres est primordiale pour la recherche du Higgs en deux photons. Afin de vérifier la capacité discriminante du calorimètre, des tests ont été

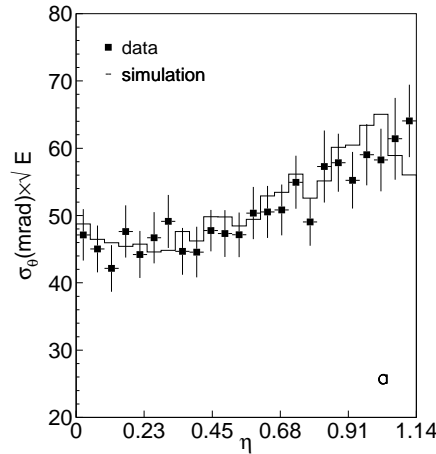


FIGURE 3.17: Résolution angulaire (angle θ) en fonction de la pseudo rapidité η , obtenue pour les données des tests sous-faisceau d'un module de série du tonneau pour des électrons de 245 GeV. Le résultat issu des simulations y est superposé.

réalisés avec une configuration spéciale afin d'obtenir des photons incidents. De la matière insérée dans la ligne du faisceau en amont du cryostat a permis aux électrons d'émettre un photon de rayonnement de freinage en direction du calorimètre. Pour comparer les photons et les pions, une sélection cinématique a du être appliquée aux lots de photons afin de reproduire des pions neutres.

Comme exposé sur la figure 3.18, la fine granularité de S1 permet une identification des photons de 90% avec un facteur de rejet des π^0 de 3.54 ± 0.12 [61] pour des photons d'impulsion transverse d'environ 50 GeV. L'accord entre les données et les simulations est bon.

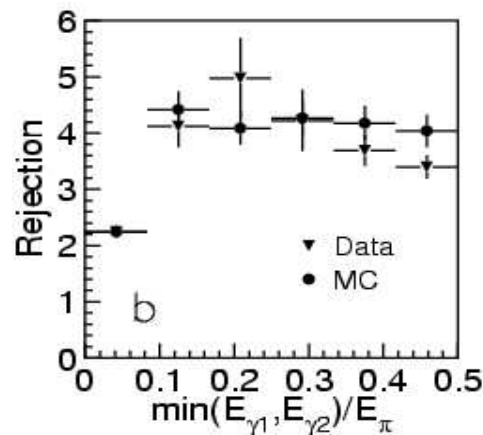


FIGURE 3.18: Facteur de rejet des pions neutres mesuré pour une efficacité d'identification des photons de 90%, en fonction de la fraction d'énergie emporté par un photon de 50 GeV. Les résultats des données des tests sous-faisceau et des simulations sont superposés.

3.4.6 Mesure de la résolution en temps

Outre la détermination de l'énergie des particules, le calorimètre EM d'Atlas mesure également le temps d'impact des particules incidentes. La capacité à mesurer précisément le moment d'arriver des signaux donne plusieurs avantages. En effet certains modèles de physique au-delà du MS, comme par exemple des modèles supersymétriques du type GMSB [62] prédisent l'existence de particules neutres (un neutralino dans le cadre du GMSB) à longue durée de vie se désintégrant en photons non pointant. Une précision de l'ordre de 100 ps de terme constant est importante dans la recherche de ce type de particules. La connaissance du temps peut également être utilisée dans le calcul de la position longitudinale du vertex de l'évènement, notamment dans les cas de désintégration de particule neutres comme le Higgs en deux photons dont les photons sont situés dans les bouchons (grand bras de levier). D'un point de vue plus instrumental, une bonne résolution en temps permet d'identifier et de réduire les effets liés à l'empilement des évènements qui sera très important à haute luminosité. C'est pourquoi, une étude détaillée de la résolution en temps du calorimètre EM a été réalisée lors des tests sous-faisceaux [63].

Comme il a été expliqué dans la section 3.3, le temps d'arrivée du signal dans une cellule est déterminé avec son amplitude grâce à une méthode de filtrage optimal (équation 3.16). Un faisceau incident de 245 GeV a été utilisé afin de mesurer la résolution en temps en fonction de l'énergie déposée. La résolution avec les électrons incidents a été déterminée dans [63] et autorise un terme constant local entre 60 ps et 70 ps. Les performances de l'électronique de lecture ont été mesurées avec des données d'étalonnage et un très bon terme constant local inférieure à 20 ps en accord avec de précédents tests effectués sur banc. Le bruit de la chaîne d'électronique n'est donc pas une limitation.

Enfin, la non-uniformité du temps de réponse des cellules du calorimètre contribue au terme constant global de la résolution en temps (comme pour la résolution en énergie). Une première étude a été réalisée avec les muons cosmique pris en 2006 [64]. L'uniformité en temps au sein d'une FEB a été mesurée de l'ordre de la nanoseconde et un terme constant de la résolution en temps de $\sim 3 \pm 2$ ns a été observé pour les cellules de S2 dans la partie disponible du détecteur. Cette analyse était cependant limitée notamment par une faible statistique. L'analyse de la résolution en temps est toujours en cours avec une statistique plus importante. Les données à un seul faisceau prises lors du démarrage du LHC en septembre 2008, ont permis une vérification à ~ 2 ns de l'alignement en temps de l'ensemble du calorimètre EM.

Les analyses menées sur les données des tests sous-faisceau ont vérifié que les solutions mises en œuvre dans la réalisation du calorimètre EM ont permis de répondre aux exigences du cahier des charges. Ces résultats n'ont cependant pas été obtenus dans les conditions finales de fonctionnement. Les performances du calorimètre EM intégré dans Atlas, *in situ*, peuvent être altérées. Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant 4, l'étude des muons cosmiques permet d'estimer les performances du calorimètre EM dans son environnement final.

Chapitre 4

Mise en service du calorimètre EM à l'aide des muons cosmiques

Le calorimètre EM d'Atlas est issu d'une quinzaine d'années de recherche et de développement. Ce projet s'est inscrit dans une stratégie de tests systématiques à chaque étape importante de son évolution, des tests des modules de pré-production à l'installation dans la cavité en passant notamment par l'intégration dans les cryostats et leurs mises à froid. Ces tests ont permis de détecter certains problèmes qui ont pu être résolus par la suite et ont ainsi permis d'optimiser les performances du sous-détecteur. La phase d'assemblage et d'intégration dans la cavité commença par la descente de la partie tonneau en octobre 2004 puis continua avec les descentes des deux bouchons en décembre 2005 et avril 2006.

Avant le démarrage du LHC, les muons cosmiques étaient les seuls signaux de physique disponibles *in situ*. Ils représentent une source d'information utile pour la mise en service du détecteur. Bien que les muons ne déposent que quelques centaines de MeVs dans le calorimètre EM, l'analyse des données sous faisceau a permis d'extraire dans la couche S2 du calorimètre EM un signal de muons avec un $S/B \sim 7$ [65]. Cela a démontré la possibilité d'utiliser les muons cosmiques afin d'accéder aux performances *in situ* du calorimètre EM.

Les premières prises de données cosmiques eurent lieu en août et en octobre 2006. L'installation des sous-détecteurs étant en cours, seule une partie du calorimètre (hadronique et EM) était disponible. Il en résulte que la chaîne de déclenchement standard d'Atlas n'a pas pu être utilisée. Un système de déclenchement dédié, basé sur le calorimètre hadronique, a donc été mis en place. En outre, seulement 6% de la couverture angulaire totale du tonneau était disponible. Dans ces régions, une reconstruction du signal améliorée (développée pour réduire le bruit) est appliquée et permet d'accroître la sensibilité des cellules de S2 et de tester les couches avant et arrière. Dans ce contexte, et même si le signal d'un muon diffère d'une gerbe électromagnétique, un contrôle de la qualité du sous-détecteur est possible à l'aide d'un lot pur de muons. De plus, l'information du calorimètre hadronique permet de définir la projectivité des muons et de mesurer les performances du calorimètre EM.

Toutes ces études sur les données de 2006 et de début 2007 constituent la première partie

de la mise en route du calorimètre EM avec des muons cosmiques et s'inscrivent directement dans la stratégie de tests évoquée précédemment. Elles ont occupé la première année de ma thèse. Cette partie exposera tout d'abord un aperçu des études sous faisceau de muons réalisés sur le calorimètre EM et en conséquence les espoirs placés dans l'analyse des muons cosmiques. Puis seront détaillées les conditions de prises de données en 2006. L'extraction d'un signal de muons ainsi que sa caractérisation seront ensuite développées. Enfin, les premiers résultats concernant la qualité et les performances du calorimètre EM seront présentés.

4.1 L'utilisation des muons pour la mise en route du calorimètre EM

4.1.1 Les tests sous faisceau

Les tests sous faisceau ont été réalisés sur 4 (resp. 3) modules de production du tonneau (resp. des bouchons). Seuls seront présentés les résultats obtenus pour la partie tonneau dans la suite de cette section. Mentionnons cependant que les conditions de tests et l'analyse sont similaires dans les deux cas bien que cette dernière soit plus délicate dans le cadre des bouchons étant donnée leur géométrie particulière [65, 66]. Il est important de préciser que la majorité des muons utilisés pour l'analyse sont issus des muons contaminant les faisceaux d'électrons utilisés pour les tests présentés dans la section 3.4. Certains tests ont été réalisés à partir de faisceaux "purs" de muons, c'est-à-dire sans veto sur les scintillateurs situés en aval du cryostat. Une des principales différences entre les tests sous faisceau et l'étude des muons cosmiques est la stabilité des conditions de prise de données. Elles sont maîtrisées durant les tests sous faisceau mais beaucoup plus variables dans le cas des muons cosmiques (en raison de leur nature même).

4.1.1.1 L'extraction d'un signal de muon

Lors des tests des modules de série, cinq échantillons du signal mis en forme ont été enregistrés. La reconstruction du signal, au niveau de chaque cellule, a donc été effectuée avec une méthode de filtrage optimal dont les coefficients ont été déterminés à partir de 5 échantillons. L'extraction des muons a ensuite été réalisée à partir d'un algorithme de formation d'amas qui sélectionne les cellules au dessus d'un certain seuil en énergie (seuil haut) et y ajoute les cellules adjacentes possédant une énergie supérieure à un second seuil plus faible (seuil bas).

En raison de la géométrie en accordéon des absorbeurs et des électrodes, un muon purement projectif, traversant le calorimètre EM, dépose généralement de l'énergie dans deux cellules adjacentes en ϕ dans le compartiment S2. Les conditions de tests stables présentées précédemment permettent de contrôler précisément la projectivité des particules incidentes. Les muons concernés lors des tests sous faisceau sont donc purement projectifs. Les amas des muons considérés ne peuvent donc être composés que d'exactement 2 cellules de S2, situées à la même pseudo rapidité η et contigües en ϕ . Après

reconstruction et formation des amas, les muons ont été définis comme les amas obtenus à l'aide des seuils haut et bas, respectivement 100 et 50 MeV, et possédant au moins deux cellules. Si l'amas possède exactement deux cellules, il est requis qu'elles soient adjacentes en ϕ et qu'elles aient le même η . Les valeurs de ces seuils ont été déterminées afin d'obtenir un bon compromis entre le taux de faux muons et une bonne reconstruction en énergie. Plus de détails sont disponibles dans [66].

Pour l'étude de l'uniformité de la réponse en énergie, la valeur la plus probable de l'énergie a été déterminée à partir de l'ajustement des distributions des énergies déposées par une distribution de Landau convoluée à une distribution gaussienne. La figure 4.1 représente les distributions typiques des dépôts d'énergies dans une cellule de S2 (à gauche) et de S1 (à droite). Le rapport signal sur bruit d'un muon, défini comme le rapport entre la valeur la plus probable de l'énergie sur l'écart type moyen du bruit a été déterminé de l'ordre de 8 (resp. 4) pour la couche S2 (resp. S1) aussi bien pour le tonneau que pour les bouchons [66].

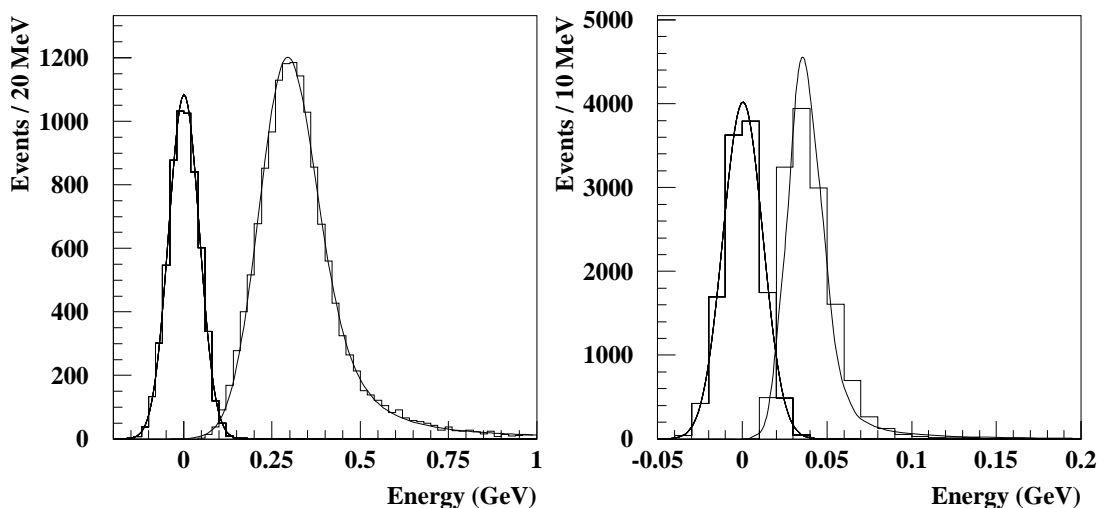


FIGURE 4.1: Distributions des dépôts d'énergie induits par les muons du test sous faisceau. Une fonction Landau est utilisée pour l'ajustement. Les distributions gaussiennes représentent le bruit, évalué à l'aide des données issues des événements "Random trigger". Les dépôts d'énergie pour une cellule de S2 est présentée à gauche. L'énergie est la somme des énergies des cellules de l'amas du muon. La figure de droite correspond à une cellule de S1. L'énergie est simplement l'énergie contenue dans la première cellule de S1 que le muon traverse.

4.1.1.2 Des résultats encourageants

Ces critères ont permis de sélectionner pour les modules du tonneau environ 4000 muons par anneau en η (intégration sur toutes les cellules en ϕ disponibles) avec lesquels les performances du calorimètre EM ont pu être estimées. Le partage de l'énergie entre deux cellules contiguës en ϕ permet d'atteindre une résolution en ϕ de : largeur de S2/($2\sqrt{12}$) \sim 3.5 mrad, \sim 4 mm. Afin d'améliorer la résolution en η , où on ne dispose que d'une seule

valeur par amas, l'utilisation de la granularité plus fine de S1 permet d'atteindre une résolution en position en η de : largeur de S1/ $\sqrt{12}$, soit 1 mrad, ou 1.44 mm.

Enfin, la résolution en temps en fonction de l'énergie a également pu être extraite, en comparant le temps des cellules à celui des scintillateurs. Comme attendu, celle-ci est dominée par le bruit électronique et est typiquement de 1.5 ns.GeV/E.

4.1.2 Vers l'étude des muons cosmiques

A la vue des résultats obtenus lors des tests sous faisceau, une statistique d'environ 100 muons projectifs par cellule de S2 devrait permettre : *i*) d'atteindre une précision de ~ 1 ns sur le temps de réponse, *ii*) de connaître les positions relatives des cellules à ~ 0.5 mm près (en combinant avec l'information du détecteur interne) et *iii*) de vérifier l'uniformité en η de la réponse en amplitude à $\sim 0.7\%$. Cela représente trois mois d'accumulation de données en supposant une efficacité de $\sim 50\%$.

Tout d'abord, la prise de données des muons cosmiques devait, d'un point de vue technique, permettre de tester le système d'acquisition et d'optimiser le flux et l'enregistrement des événements. C'était une des étapes essentielles afin de préparer et d'organiser la réception massive de données attendue lors du démarrage des collisions *pp*. L'analyse de données "réelles" représentait également une très bonne expérience pratique avant l'arrivée des données à 14 TeV, notamment dans la reconstruction de l'énergie (qui est la raison même d'être d'un calorimètre). Enfin, les signaux enregistrés furent les premiers lus par les canaux de physique lors d'un fonctionnement *in situ* du calorimètre EM. C'était donc la première occasion de réaliser, sur l'ensemble du détecteur, une carte des cellules à canaux de physiques défectueux et ainsi compléter celle des canaux d'étalonnage.

Les données acquises en 2006 (et début 2007) ne permettent pas d'accéder à de tels résultats étant donnée la faible statistique et la couverture angulaire disponible (voir section 4.2), cependant elles permettent une première estimation de la qualité du calorimètre EM. Je me suis focalisé sur la recherche des canaux de lecture morts et sur la vérification de l'uniformité. Ce travail, exploratoire dans la mise en œuvre d'outils et de méthodes, s'est inscrit dans la lignée des séries de tests systématiques effectués afin d'approfondir nos connaissances et notre compréhension du calorimètre. Enfin, ils ont permis afin d'optimiser les opérations et l'analyse des données lors de l'arrivée des collisions.

4.2 Des conditions de prises de données spécifiques

Les prises de données de muons cosmiques de 2006 et de mars 2007 ont combiné les parties tonneaux des calorimètres électromagnétique et hadronique. L'installation des sous-détecteurs étant en cours dans la caverne, quelques modules seulement étaient disponibles pour détecter des particules. Le spectromètre à muons étant incomplet, il ne pouvait être utilisé pour le déclenchement.

4.2.1 Le système de déclenchement

Un système spécifique de déclenchement a été élaboré afin de détecter les muons cosmiques uniquement à l'aide du calorimètre hadronique. En effet, le signal sur bruit du passage d'un muon cosmique dans les tuiles du calorimètre hadronique est supérieur à 30, ce qui est suffisant pour limiter le déclenchement sur du bruit. La couverture angulaire en ϕ des tuiles était limitée à quelques modules verticaux. La couverture des tuiles est présentée dans le tableau 4.1. Leur couverture en η était limitée à $|\eta| < 0.8$, par conséquent l'analyse sera restreinte à cette zone dans la suite de cette partie.

Un module du calorimètre à tuiles est segmenté en tours de déclenchement de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. La figure 4.2 montre la logique de la prise de décision utilisant les cartes de coïncidences entre les différentes partitions du calorimètre hadronique [67]. La sortie du niveau 1 des tuiles consiste en la somme des signaux de sortie des photomultiplicateurs analogiques en mode gain bas. Comme les signaux des muons sont faibles dans les tours de déclenchement, la maîtrise du bruit est un défi. Les seuils doivent donc être attentivement déterminés pour chacune des tours de déclenchement et sont d'environ 1 GeV. Les tours de déclenchement affectées par trop de bruit étaient masquées lors de la prise de données afin d'éviter un taux de déclenchement trop grand. Dans les analyses ultérieures, il a été déterminé que $\sim 50\%$ des événements déclenchés contiennent des dépôts hadroniques en haut et en bas avec une énergie de 3.5 GeV typique d'un muon. La configuration du système permet de déclencher sur des événements pseudo projectifs, c'est-à-dire les événements dont le muon passe près du point d'interaction d'Atlas.

Une différence importante entre les périodes de prise de données de 2006 et de mars 2007 est la configuration du système de déclenchement. Les seuils ont été augmentés en mars 2007. De plus, la fraction de déclenchements non projectifs augmenta en raison d'une logique de déclenchement différente via l'utilisation des tours de déclenchements en haut et en bas pour les deux côtés A et C. En 2006, seuls les modules LBC ($\eta < 0$) étaient inclus pour le déclenchement du haut, et seuls les modules LBA ($\eta > 0$) pour le bas. Pour les données de mars 2007 considérées ici, les modules du haut et du bas LBA et LBC ont été utilisés. Par la suite, les modules de l'ensemble du système, y compris de la partie étendue du tonneau (EBA et EBC) furent utilisés.

4.2.2 Le calorimètre électromagnétique

4.2.2.1 Les modules disponibles

La partie calorimétrie électromagnétique disponible était également limitée lors de la prise de données en 2006 et 2007 et différente selon les périodes. Les modules disponibles pour chaque période sont répertoriés dans le tableau 4.1. Certains secteurs ne sont pas pris en compte lors de l'analyse en raison principalement de conditions de haute tension différentes.

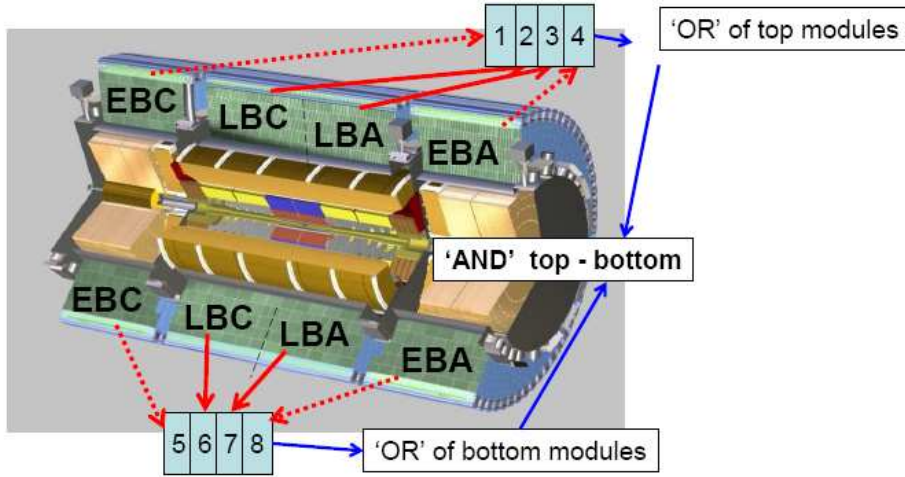


FIGURE 4.2: Configuration du système de déclenchement.

4.2.2.2 La haute tension

La haute tension (HT) appliquée aux modules du calorimètre EM a varié en fonction des prises de données (cf. tableau 4.1). Les données du mois d'août ont été prises avec la valeur nominale de 2000 V alors que par la suite, afin de mieux préserver le détecteur de conditions instables au sein de la caverne, la tension a été diminuée à 1600 V. Cependant, une petite fraction de secteurs HT fonctionnait avec un courant plus fort. Ces zones autorisées à fonctionner avec courant plus fort ont vu le niveau de leur haute tension adapté pour que la puissance dissipée à l'intérieur de l'argon liquide reste en-dessous de 1 W. Dans les modules utilisés pour les prises de données cosmiques considérées, seule une zone HT montra un courant supérieur et opéra à 600 V. La réponse dans ce secteur est discutée dans la section 4.4.2. Enfin, chaque zone en haute tension consiste en deux demi-gaps alimentés individuellement en HT (cf. section 3.2). En raison d'une erreur de câblage dans la moitié des modules P3 et P4, seulement un gap était alimenté dans ces secteurs. Une réponse réduite est donc attendue dans cette région. L'observation de cette réponse plus faible que prévue lors de cette analyse aida à découvrir cette erreur de câblage qui a par la suite été corrigée. Pour l'étude de la prochaine section, la région à 600 V ainsi que la région avec une réponse réduite ont été exclues.

4.3 Extraction et caractérisation d'un lot de muons

Les muons cosmiques déposent, pour la plupart, des signaux très faibles et non projectifs dans le calorimètre EM. Afin d'obtenir un lot de muons, les principales difficultés sont la réduction du bruit et le développement d'un algorithme *ad hoc* de formation d'amas. Avant d'exploiter ces muons pour aider à la mise en service du calorimètre EM, la qualité autrement dit la pureté et la projectivité du lot sont obtenues en utilisant l'information du calorimètre hadronique comme référence.

Date	Run #	Modules LAr	LAr HT (kV)	Déclenchement (figure 4.2)	Evts ($\times 10^3$)
08/2006	7810-7814	M12	2.0	LBC-haut,	13
10/2006	8035, 8037, 8051 8055, 8077	M11, M12 P4*, P5	1.6	LBA-bas	78
03/2007	2060	M3, M4, M5 M11, M12 P3**, P4*, P5 P11, P12	1.6	LBC+LBA-haut, LBC+LBA-bas	28

TABLEAU 4.1: *Caractéristiques des périodes de prise de données. *Une des traversées étanches (FT07) de ce module est exclue dans les analyses. **Module exclu dans les analyses. Ces deux régions ont été affectées par un problème de câblage de l'alimentation HT.*

4.3.1 La reconstruction des muons avec le calorimètre hadronique

Un algorithme dédié, appelé TileMuonFitter [68], a été développé par la communauté du calorimètre hadronique permettant de reconstruire les traces des muons cosmiques à l'aide de ce sous-détecteur. Il est important de rappeler que le calorimètre hadronique n'est pas prévu pour la détection de muons et la reconstruction de traces mais pour la détermination de l'énergie déposée par les gerbes hadroniques. Cet algorithme consiste en l'ajustement, via une droite (4 paramètres), de la position des cellules dont l'énergie est supérieure à 100 MeV (seuil paramétrable) (figure 4.3). L'utilisation obligatoire de cellules situées en haut et en bas permet un grand bras de levier lors de l'ajustement. Les positions sont de plus pondérées par la densité d'énergie déposée dans les cellules.

4.3.2 La reconstruction des muons avec le calorimètre EM

4.3.2.1 Le bruit électronique et la reconstruction du signal

La reconstruction de l'énergie déposée dans une cellule est réalisée à partir du signal triangulaire d'ionisation issu de la cellule. Celui-ci est mis en forme et échantillonné toutes les 25 ns, 32 échantillons sont numérisés (figure 3.11). Deux principales difficultés sont rencontrées lors de la détermination de l'amplitude maximale du signal mis en forme :

- La figure 4.4 représente deux signaux enregistrés dans une cellule de S2 : (a) correspond à un dépôt d'énergie très grand de l'ordre de ~ 23 GeV issu de l'émission d'un photon bremsstrahlung par un muon. Il n'est pas affecté par le bruit qui est de l'ordre de quelques coups ADC. Le signal (b) est la réponse correspondant à une énergie déposée de ~ 300 MeV. Le pic, entre 20 et 40 coups ADC, est typiquement l'amplitude d'un signal de muons et celui-ci est clairement très affecté par le bruit.

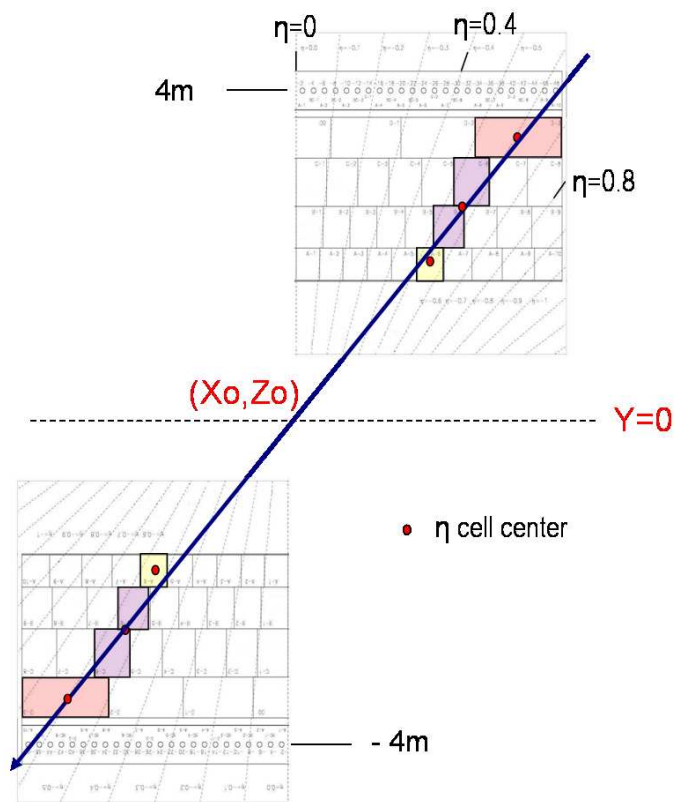
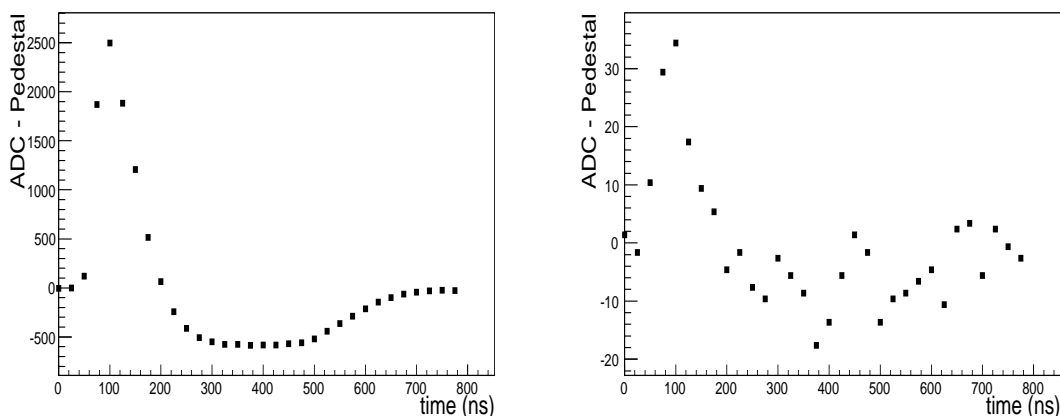


FIGURE 4.3: Exemple d'une trace reconstruite à l'aide de l'algorithme *TileMuonFitter*. Les cellules colorées possèdent une énergie au-dessus de seuils donnés et les points rouges sont leurs barycentres. La flèche représente la trace du muon extrapolée des points. (X_0, Z_0) sont les coordonnées du point d'intersection entre la trace et le plan horizontal à $Y = 0$.

- L'arrivée des muons cosmiques, contrairement à celle des protons du LHC, n'est pas synchrone. Les signaux enregistrés pour chaque cellule et pour chaque évènement ont donc une origine en temps différente. La position en temps de l'amplitude maximum (qui correspond à l'énergie déposée) varie donc entre deux évènements.



(a) Signal mis en forme de haute énergie
($\sim 23 \text{ GeV}$)

(b) Signal mis en forme typique d'un muon
($\sim 300 \text{ MeV}$)

FIGURE 4.4: *Signaux mis en forme et échantillonnés issu des cellules de S2. Les valeurs des piédestaux ont été soustraites.*

Ces deux difficultés que sont un signal sur bruit faible et l'arrivée asynchrone des muons cosmiques impliquent que la reconstruction de l'amplitude du signal ne peut se restreindre à utiliser uniquement un seul échantillon du signal (par exemple le plus élevé ou toujours le troisième) comme estimateur de l'amplitude.

Afin d'améliorer le signal sur bruit pour l'analyse des muons cosmiques, une méthode de filtrage optimal (cf. section 3.3) est appliquée. Cette méthode repose sur la connaissance de la matrice d'autocorrélation du bruit, matrice dont la taille dépend du nombre d'échantillons N_s utilisés. Plus N_s lors de la reconstruction est grand, plus la matrice d'autocorrélation du bruit est grande et par conséquent plus l'information disponible sur le bruit est importante. L'utilisation d'un nombre important d'échantillons permet donc de réduire l'influence du bruit sur la reconstruction. L'évolution du bruit en fonction du nombre d'échantillons utilisés est représentée sur la figure 4.5a. La valeur pour un seul échantillon est la valeur de bruit obtenue en estimant l'amplitude avec le troisième échantillon.

Dans le compartiment principal S2, la méthode de filtrage optimal à 29 échantillons permet de réduire d'un facteur ~ 1.8 (~ 2.9) par rapport à l'utilisation de 5 échantillons (un fixé). Pour la couche S1, les gains respectifs sont ~ 1.8 (~ 2.6). Ce résultat est important dans la détection des muons via la création d'amas et le nombre 29 a été choisi dans la suite de l'étude. L'augmentation du nombre d'échantillons utilisés permet dans

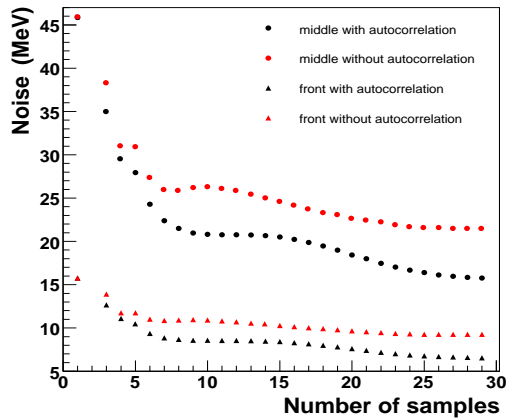
un premier temps de bien prendre en compte le bruit cohérent. C'est pourquoi le bruit diminue rapidement avec N_s pour $N_s < 6$. Au-delà, le gain d'information lors de l'ajout d'un échantillon diminue progressivement ce qui limite la réduction du bruit à l'asymptote observée. La figure 4.5b montre la carte du bruit reconstruit avec 29 échantillons pour les cellules de S2 d'un module. Une bonne uniformité autour de 16 MeV est observée.

Afin de tenir compte de l'arrivée asynchrone des muons cosmiques par rapport à l'horloge du système de déclenchement, les OFC a_k et b_k des équations 3.15 et 3.16 ont été déterminés avec des délais successifs d'une nanoseconde sur la phase. Plusieurs méthodes pour déterminer la phase des OFC ont été étudiées. La méthode utilisée dans cette analyse dépend des amas de cellules considérés pour la reconstruction des muons (la formation d'amas est décrite section 4.3.2.3). La technique d'itération pour la sélection de la phase est commune à toutes les formation d'amas. En utilisant l'équation 3.16, le choix de la phase des OFC est déterminée en itérant sur plusieurs phases jusqu'à ce que Δt soit inférieur à 1 ns. Les OFC correspondants sont ensuite utilisés pour reconstruire l'amplitude du signal. Pour les amas LArMuID et 3×3 (voir section 4.3.2.3), seules les cellules avec une énergie supérieure à 150 MeV utilisent l'itération. Une phase fixe est appliquée pour les cellules sous le seuil de 150 MeV. Pour les amas 1×3 , la phase est déterminée par itération pour la cellule avec le maximum d'énergie et est utilisée pour toutes les cellules de l'amas. Une autre option pour sélectionner la phase est d'utiliser le temps déterminé par l'algorithme TileMuonFitter (voir section 4.3.3), corrigé du temps de vol et des décalages en temps issus des cartes d'électronique frontales [64]. Cette méthode est potentiellement la plus précise, cependant l'uniformité en temps et la résolution des tuiles atteintes lors de cette analyse limitent ses performances. Une comparaison détaillée de ces méthodes a montré que le choix de la sélection en temps influençait la reconstruction en énergie.

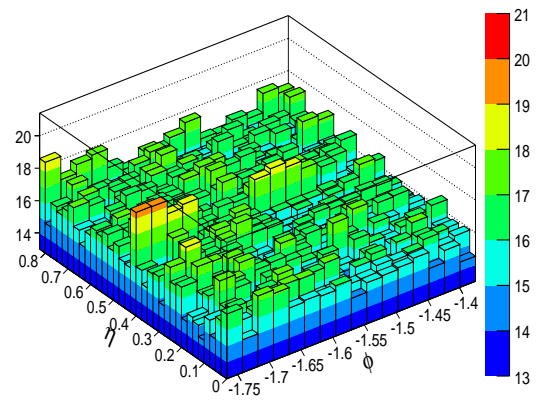
La connaissance de la forme du signal est importante lors du calcul des OFC, tout comme celle des piédestaux étant donnée la faiblesse du signal issu des muons cosmiques. Entre l'utilisation de 5 et de 29 échantillons, il a été montré que la méconnaissance de la forme du signal induisait, pour les cellules avec plus 150 MeV, un biais systématique de -2.8% , indépendant de l'amplitude [64]. Ce biais est principalement du à deux parties dans lesquelles la prédiction est imprécise : entre les échantillons 5 et 7 et au-delà du 25ème. Les variations de la valeur des piédestaux entre ceux de la base de données et ceux de la période de prise de données induisent une dépendance en énergie de ce biais. Le biais moyen à faible énergie est de l'ordre de 1 à 2 MeV par cellule entre les deux reconstructions. Les effets de la méconnaissance sur la forme du signal et des piédestaux induisent une incertitude sur l'énergie reconstruite des amas de l'ordre de 3%. Un muon reconstruit est constitué de plusieurs cellules, l'erreur systématique attribuée à la reconstruction du signal dépend donc de la méthode de formation d'amas utilisée.

4.3.2.2 Correction "haute tension" de l'énergie

La réponse du calorimètre dépend de la haute tension U appliquée au détecteur et est proportionnelle à U^b où $b \sim 0.4$. Cet effet est illustré figure 4.6 où les prédictions Monte-Carlo sont montrées et comparées aux données issues des tests sous faisceau. Un bon



(a) Evolution du bruit par cellule en fonction du nombre d'échantillons utilisés dans la reconstruction. Les points (triangles) représentent l'évolution du bruit dans S2 (S1) avec une reconstruction prenant (en noir) ou ne prenant pas (en rouge) en compte l'autocorrélation temporelle du bruit.



(b) Carte du bruit par cellule de S2 pour $|\eta| < 0.8$ pour un des lots d'août 2006 avec une reconstruction à 29 échantillons.

FIGURE 4.5: *Effets sur le bruit du nombre d'échantillons utilisé dans la méthode de filtrage optimal.*

accord est observé. Le tableau 4.2 récapitule les résultats de la simulation en présentant les réponses en fonction de la haute tension normalisées à 1 pour la valeur nominale de 2000 V.

Afin de pouvoir rassembler les données des deux périodes, les énergies reconstruites dans les runs pris avec une haute tension de 1600 V ont été divisées par le facteur 0.9190. Notons également que la haute tension étant différente, la vitesse de dérive et donc le temps de dérive des électrons dans l'argon liquide étaient différents. Des OFC calculés pour une haute de tension de 1600 V ont donc été utilisés pour la détermination de l'amplitude du signal mis en forme.

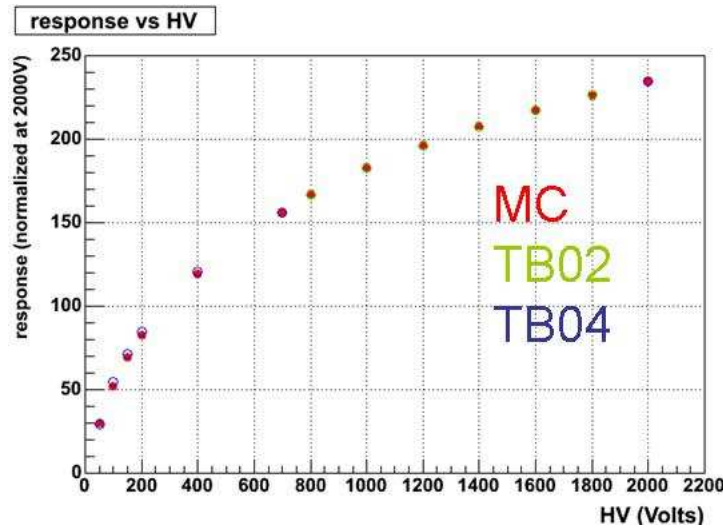


FIGURE 4.6: Réponse du calorimètre en fonction de la haute tension appliquée. Les données issues des tests sous faisceau de 2002 (TB02) et des tests sous faisceau combinés de 2004 (TB04) sont superposées aux résultats de la simulation.

HT(V)	Réponse	HT(V)	Réponse	HT(V)	Réponse
2000	1.	900	0.7290	300	0.4270
1800	0.9606	800	0.6906	200	0.3390
1600	0.9190	700	0.6527	150	0.2829
1400	0.8754	600	0.6065	100	0.2135
1200	0.8224	500	0.5556	50	0.1209
1000	0.7626	400	0.4961		

TABLEAU 4.2: Evolution de la réponse en énergie en fonction de la valeur de la haute tension appliquée aux électrodes [69].

4.3.2.3 La formation d'amas

Afin de mesurer l'énergie totale déposée par les muons dans le second compartiment, plusieurs méthodes de formation d'amas ont été examinées :

- Un algorithme général de formation d'amas pour les muons dans le calorimètre EM a été développé et est disponible dans le software d'Atlas sous le nom LArMuID. Les amas LArMuID sont les mieux adaptés pour la prise de données LHC où le nombre de cellules utilisées doit être limité et où seulement 5 échantillons seront disponibles lors de la reconstruction. Dans la suite, les amas LArMuID sont donc utilisés comme référence. LArMuID consiste en la formation d'amas topologiques dont les graines sont les cellules de S2 les plus énergétiques. Tout d'abord, il scanne l'ensemble des cellules de la couche et sélectionne celles au-dessus d'un certain seuil (dit seuil haut). Pour chacune des cellules sélectionnées, il effectue une coupure en énergie sur leurs cellules voisines via un second seuil (seuil dit bas). Afin de réduire la contribution du bruit, les seuils haut (resp. bas) doivent au moins être à 5σ (resp. 3σ) au-dessus du bruit. En tant que choix conservatif et pour une reconstruction à 29 échantillons, 100 MeV (6σ) et 50 MeV ont été choisis.

Contrairement aux électrons, les muons projectifs ne déposent que quelques centaines de MeV dans un nombre limité de cellules de S2 contiguës comme observé lors des tests faisceaux où la taille des amas était fixé à 2 cellules contiguës en ϕ . Il a déjà été mentionné que la plupart des muons cosmiques ne sont pas projectifs dans le calorimètre électromagnétique, par conséquent le nombre de cellules ayant été traversées par le muon varie en fonction de la projectivité de ce dernier. La figure 4.7 expose le nombre de cellules formant les amas issus de LArMuID. Comme attendu, la coupure en projectivité sur la trace des muons (section 4.3.4) augmente la proportion d'amas à 2 cellules. En raison du seuil bas pour ajouter une cellule à l'amas, les cellules avec une énergie utile, *i.e.* déposée par le muon mais inférieure au seuil bas, ne sont pas incluses. En conséquence, l'énergie vraie des muons va être sous estimée par LArMuID, particulièrement pour les muons non projectifs.

- Un amas de grande taille, fixée à 9 cellules de S2, $\Delta\eta \times \Delta\phi : 3 \times 3$, centré sur n'importe quelle cellule au-dessus de 5σ a été étudié pour récupérer l'énergie perdue par l'algorithme précédent. Contrairement à LArMuID, très peu d'énergie déposée en dehors de l'amas est manquante (la différence en énergie entre les amas 3×3 et LArMuID est attribuée à l'énergie manquante). Il est important de considérer qu'en moyenne 40% de l'énergie de l'amas est contenue dans les huit cellules autour de la graine. Comme ces cellules sont très probablement en-dessous du seuil pour que la phase du signal soit obtenue par itération (voir section 4.3.2.1), une phase fixe est choisie induisant ainsi une sous estimation de leur énergie déposée. Il en résulte une sous estimation de l'énergie totale de l'amas d'au plus 1%.

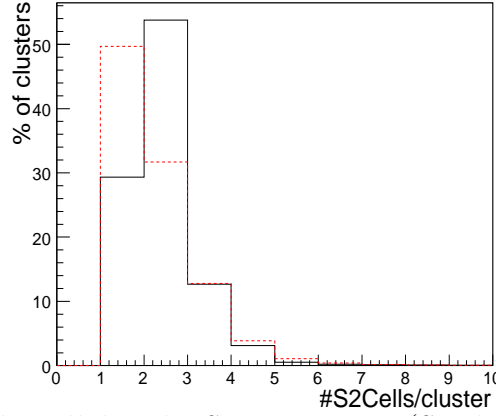


FIGURE 4.7: Nombre de cellules de S2 par amas (Seuils : 100-50 MeV) de muons avec (ligne pleine) et sans (ligne pointillée) critères de projectivité (cf. section 4.3.4). 29 échantillons sont enregistrés lors de la reconstruction des données. Les muons sont sélectionnés en utilisant l'information du calorimètre hadronique (cf. section 4.3.3).

En outre, la formation d'amas 3×3 est une méthode stable à 1 – 2% avec la projectivité. Le taux de muons purement projectifs étant faible, une certaine non projectivité des muons peut être tolérée afin d'augmenter la statistique disponible. Enfin, l'utilisation de 29 échantillons limite l'augmentation du bruit due à la grande taille de l'amas (9 cellules). L'utilisation des amas 3×3 est donc un choix adapté à l'étude de la non-uniformité de la réponse du calorimètre EM (section 4.5).

- Une taille d'amas fixe, $\Delta\eta \times \Delta\phi : 1 \times 3$, a également été étudiée puisqu'elle permet intrinsèquement de limiter encore plus l'influence du bruit (seulement 3 cellules). Afin d'utiliser les amas 1×3 , une nouvelle sélection en projectivité a été réalisée sur l'amas afin de minimiser les pertes d'énergie dans les cellules voisines en η . La sélection s'effectue en plusieurs étapes. Tout d'abord, les deux hémisphères bas et haut sont considérés séparément. Chaque cellule du compartiment S2 du calorimètre EM avec une énergie supérieure à 100 MeV détermine une graine d'un amas de l'évènement.

Ensuite, un algorithme de recherche est appliqué afin de trouver la cellule de S1 qui a également été traversée par le muon. Pour une majorité des évènements, le signal déjà faible est partagé entre deux cellules de S1 ce qui induit un signal très faible dans chacune. Comme le signal sur bruit avec une reconstruction à 29 échantillons varie de 4 à 5 dans une cellule de S1 pour les muons projectifs, leur identification dans ce compartiment est difficile. La recherche de la cellule de S1 avec le plus d'énergie est effectuée juste devant la graine (cellule de S2). Au vue de la granularité différente entre les deux compartiments, la recherche est réalisée sur une fenêtre de taille $\Delta\eta = 0.05$ centrée devant la graine, 16 cellules de S1 sont donc scannées. Si l'énergie de la cellule avec le plus grand dépôt est supérieure à 20 MeV ($\sim 3\sigma$ au dessus du bruit) et à une distance en η inférieure à 0.025 (car

la cellule est dans la fenêtre de 16 cellules), elle est identifiée comme la bonne cellule de S1. Sur les ~ 26000 signaux détectés dans le second compartiment, cet algorithme possède une efficacité de 40%.

Enfin les positions des deux cellules (graine+cellule de S1) permettent de délimiter géométriquement la projectivité comme indiqué sur le schéma de la figure 4.8a. Les limites déterminées sont extrapolées à l'hémisphère opposé et l'évènement est accepté ou refusé en fonction de la présence ou non dans la zone délimitée d'un signal significatif dans le second compartiment du calorimètre EM ou dans le calorimètre hadronique.

Cette méthode assure une bonne projectivité en η mais pas nécessairement en ϕ . Dans la figure 4.8b, l'énergie reconstruite avec un amas 1×3 est comparée à l'énergie totale déposée en fonction de $\Delta\phi$ ($\Delta\phi = \phi_{haut} - \phi_{bas} - \pi$, où ϕ_{haut} (ϕ_{bas}) est la position de l'amas le plus énergétique du haut (bas)). La même distribution pour des amas 1×2 est disponible pour comparaison. La sélection $\Delta\phi < 0.4$ est appliquée dans la suite. La figure 4.8c montre la fraction de l'énergie totale déposée en dehors de l'amas 1×3 en fonction de l'énergie de l'amas. En observant la distribution de Landau de l'énergie des amas, on constate que l'énergie mesurée de la majorité des amas est sous-estimée d'environ 2%.

4.3.3 Qualité du lot de muons

A partir de l'ensemble des données acquises en 2006 et début 2007, soit environ 120000 évènements, un lot d'environ 26000 amas LArMuID a pu être extrait. La répartition spatiale est présentée figure 4.9. Le module M12 est le seul module disponible pour la période d'août 2006, ce qui explique sa plus grande statistique. La perte d'évènements est due à la suppression des régions haute tensions problématiques (cadres rouges figure 4.9), à une couverture incomplète des tours de déclenchement et enfin au seuil élevé ($100 \text{ MeV} \sim 6\sigma$ du bruit) nécessaire pour initier un amas.

Tous les amas reconstruits comme expliqué dans la section précédente ne sont pas nécessairement le résultat du passage d'un muon dans le calorimètre EM, certains peuvent être issus du bruit. Afin d'estimer la pureté des amas LArMuID, l'information du calorimètre hadronique est utilisée via TileMuonFitter.

La trace reconstruite à l'aide de l'énergie déposée dans les tuiles du calorimètre hadronique est extrapolée aux deux hémisphères du calorimètre EM. La position des amas électromagnétiques induite par le passage du muon dans la couche S2 peut donc être prédite. Les coordonnées prédites sont définies dans la suite par $(\phi_{tuile}, \eta_{tuile})$. Afin de valider la reconstruction, les coordonnées des amas LArMuID, (ϕ_{LAr}, η_{LAr}) , sont comparées à celles prédites. La correspondance entre les positions est évaluée avec les variables $\Delta\eta = \eta_{tuile} - \eta_{LAr}$ et $\Delta\phi = \phi_{tuile} - \phi_{LAr}$. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.10 les distributions $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont centrées en zéro, assurant ainsi que les deux sous-détecteurs sont bien alignés. Dans la région $(|\Delta\eta|, |\Delta\phi|) < (0.1, 0.1)$, elles peuvent être ajustées par une distribution gaussienne de $\sigma \sim 0.036$.

A partir de la figure 4.11 qui représente la distribution en deux dimensions $\Delta\eta$ vs.

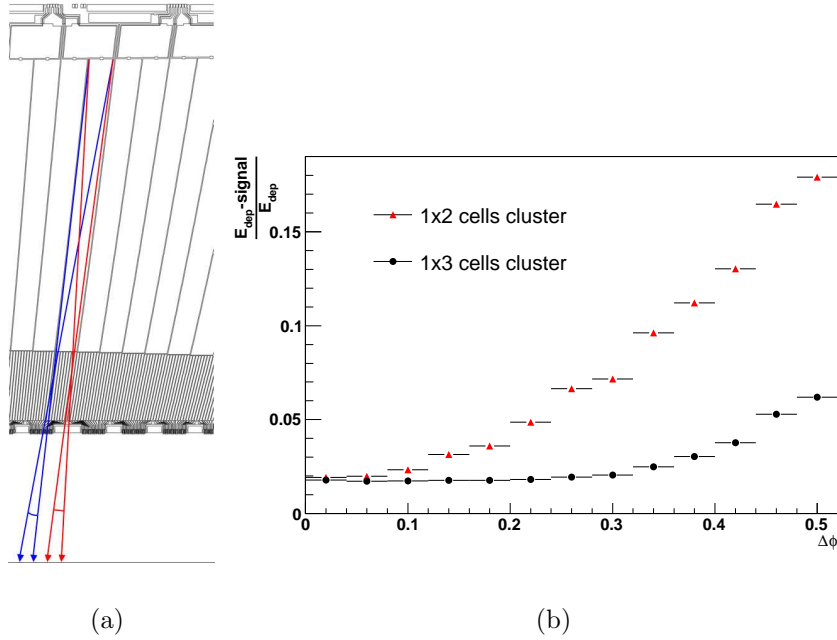


FIGURE 4.8: (a) Limites de projectivité utilisées pour la formation d'amas 1×3 . (b) Fraction de l'énergie totale déposée en dehors des amas (1×2 and 1×3) en fonction de la projectivité ($\Delta\phi$ est défini dans le texte). (c) Les amas 1×3 estiment bien le signal étant donnée l'ordre de grandeur en énergie de la distribution Landau. La simulation a été réalisée avec un bruit de 16 MeV par cellule en accord avec celui obtenue pour une cellule de S2 avec une reconstruction à 29 échantillons.

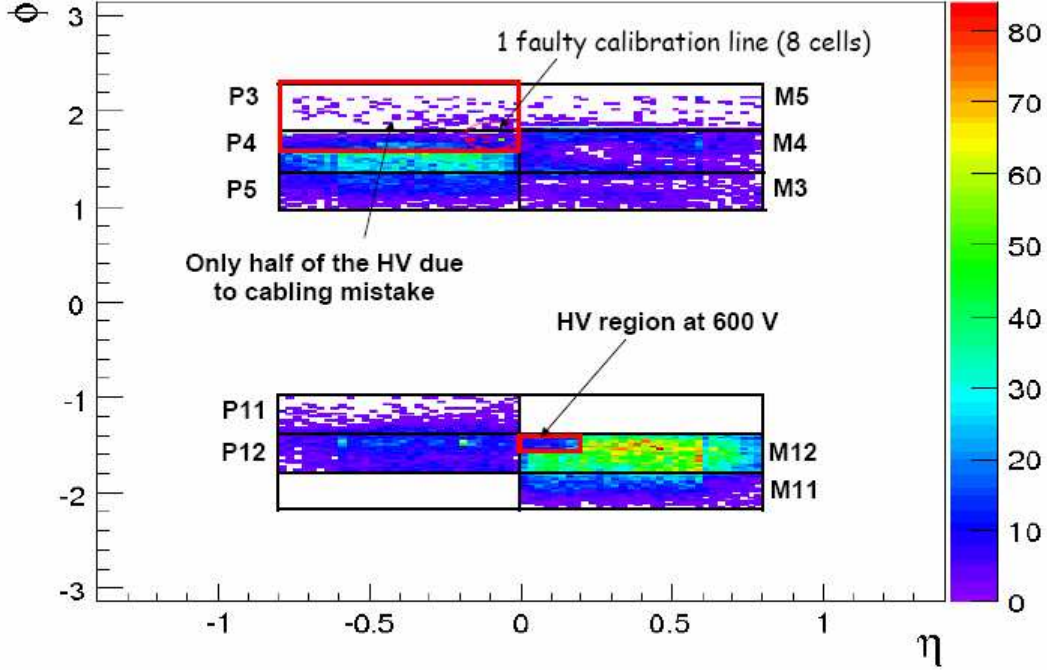


FIGURE 4.9: Répartition par cellule de $S2$ des amas $LArMuID$ dans la partie tonneau du calorimètre EM . Tous les périodes de prise de données de la Table 4.1 sont considérées.

$\Delta\phi$, la pureté du lot de muons peut-être estimée en définissant la région de signal comme $\pm 3\sigma$ des résolutions de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$, soit environ la zone $(|\Delta\eta| \times |\Delta\phi| < 0.11 \times 0.11)$. N_{amas} est le nombre d'amas dans cette région alors que la contamination par le bruit N_{bruit} est estimée à partir des bandes extérieures $(|\Delta\eta|, |\Delta\phi|) > (0.2, 0.2)$. La pureté du lot de muons est ensuite définie comme :

$$P = \frac{N_{amas} - N_{bruit^*}}{N_{amas}} \sim 99\% \quad (4.1)$$

où N_{bruit^*} est le nombre d'amas de bruit normalisé à la surface de la région $|\Delta\eta| \times |\Delta\phi| < 0.11 \times 0.11$. Dans la région de signal la pureté du lot de muon peut être considérée très proche de 100%.

La mise en route du calorimètre EM à l'aide des muons nécessite un lot de données très pur. L'utilisation de 29 échantillons dans la méthode de filtrage optimal (réduction significative du bruit) et la sélection des amas issus de $LArMuID$ à l'aide de la coupure $(|\Delta\eta|, |\Delta\phi|) < (0.11, 0.11)$ (suppression des amas de bruit résiduels) permettent au lot final de muons de répondre aux critères de pureté. Ces coupures permettent en effet de garder une relative bonne efficacité et une pureté proche de 100%.

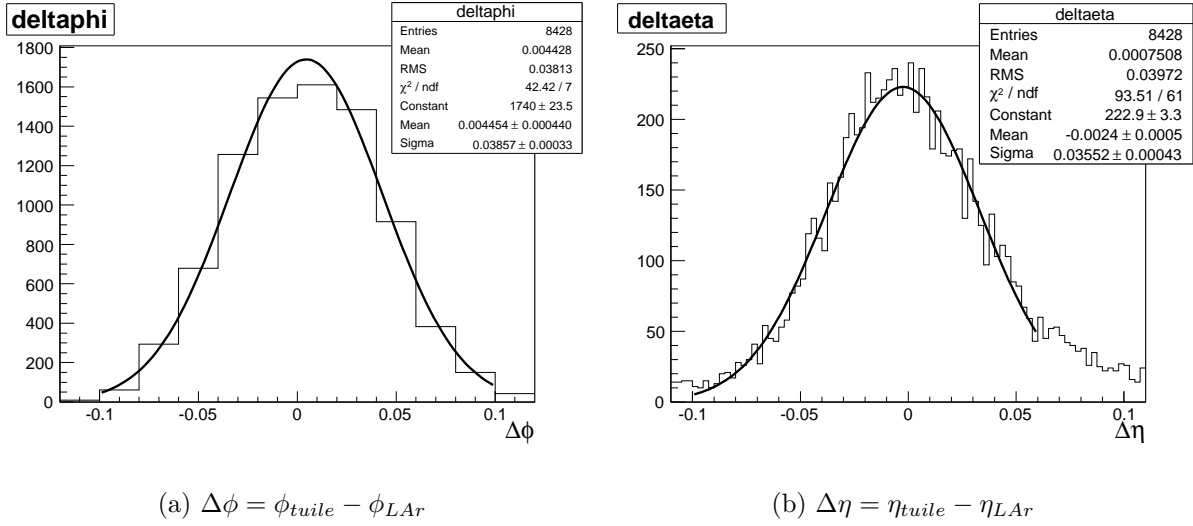


FIGURE 4.10: Comparaison des coordonnées ϕ et η , reconstruites dans un cas avec l'Argon liquide, dans l'autre cas avec les tuiles.

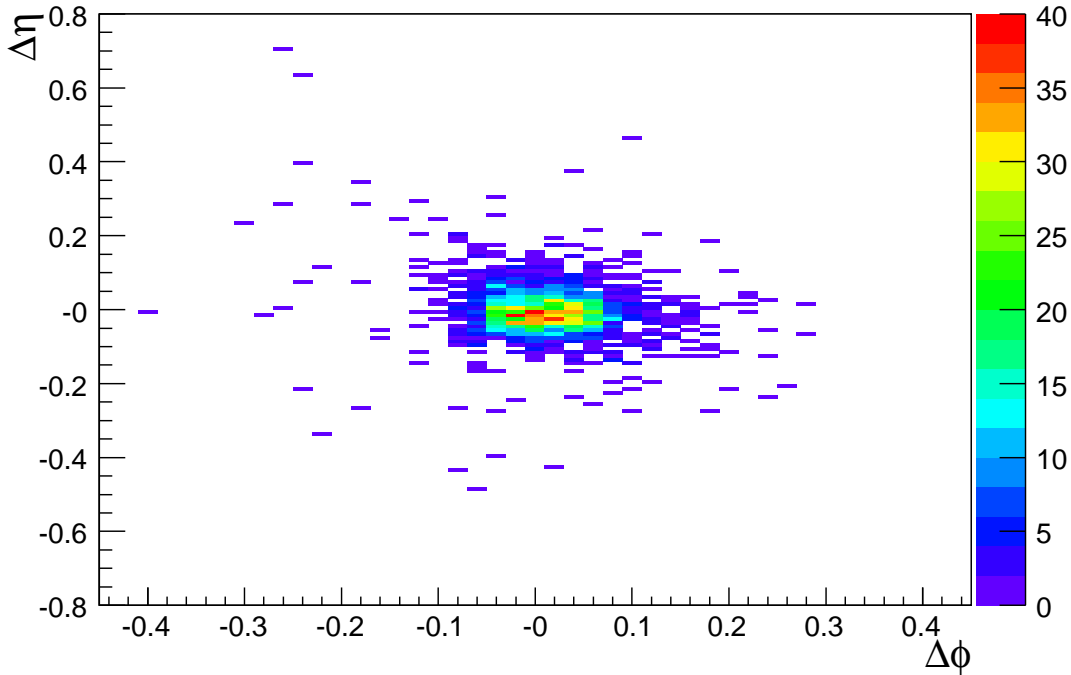


FIGURE 4.11: Comparaison dans le plan η - ϕ des amas EM reconstruits et des traces issues des tuiles pour la période d'Août (run 7811).

4.3.4 Projectivité des muons

En raison des conditions de prises de données et du flux des muons cosmiques, les muons ne sont pas projectifs. Afin d'estimer leur projectivité, les coordonnées (X_0, Z_0) du point d'intersection entre la trace issue de l'information hadronique et le plan horizontal à $Y = 0$ sont utilisées. La figure 4.12 présente la distribution spatiale de ces points. Avant d'utiliser ces coordonnées il est important de connaître la précision de celles-ci. Dans ce but, les évènements dont deux amas LArMuID (un dans chaque hémisphère du tonneau : inférieur et supérieur) correspondent à la trace sont exploités. De la position des deux amas, une seconde trace est déterminée et son point d'intersection avec le plan horizontal à $Y = 0$ est extrapolé et noté (X_{0LAR}, Z_{0LAR}) .

Les coordonnées des deux points (X_0, Z_0) et (X_{0LAR}, Z_{0LAR}) sont comparé via $\Delta X_0 = X_0 - X_{0LAR}$ et $\Delta Z_0 = Z_0 - Z_{0LAR}$. Ces deux distributions sont présentées figure 4.13. Nous pouvons observer que les deux distributions suivent une distribution gaussienne centrée proche de zéro avec un sigma de 56 mm et 64 mm respectivement. Soit $\sigma_{X_{had}}$ l'erreur sur X_0 et $\sigma_{X_{LAR}}$ celle sur X_{0LAR} , alors celle sur ΔX_0 est $\sigma_{X_0} = \sqrt{\sigma_{X_{had}}^2 + \sigma_{X_{LAR}}^2}$. La granularité de la seconde couche du calorimètre EM étant 16 fois plus fine que celle du calorimètre hadronique ($\delta\eta \times \delta\phi = 0.025 \times 0.025$ contre $\delta\eta \times \delta\phi = 0.1 \times 0.1$), nous pouvons considérer que $\sigma_{X_{had}} \gg \sigma_{X_{LAR}}$, en d'autres termes l'erreur σ_{X_0} est dominée par $\sigma_{X_{had}}$, soit $\sigma_{X_{had}} \sim \sigma_{X_0}$. De même pour ΔZ_0 .

Par conséquent, la précision sur les coordonnées (X_0, Z_0) issues de la trace hadronique est de 5 à 7 cm. La distribution de la figure 4.12 montre clairement que les points (X_0, Z_0) évoluent dans un carré de deux mètres de côté. Etant donnée la précision de quelques centimètres, on peut effectivement utiliser cette information de manière assez sereine pour réaliser des coupures en projectivité sur les muons (voir section 4.5).

4.4 La mise en service du calorimètre EM avec des muons

Comme il a été mentionné dans la section 3, la structure et la géométrie du calorimètre EM d'Atlas ont été déterminées afin d'optimiser au mieux les analyses de physique avec des données LHC à 14 TeV. En particulier, la grande granularité longitudinale et transverse devrait permettre un bon rejet des jets et une bonne séparation π^0/γ . De même, la grande couverture en pseudo rapidité du calorimètre EM ($|\eta| < 3.2$) et sa géométrie spécifique en accordéon, qui permet une bonne herméticité, devraient optimiser la reconstruction de l'énergie transverse manquante, signature caractéristique de nouvelle physique.

Il est donc nécessaire d'étalonner le grand nombre de canaux de lecture (~ 170000) et de vérifier leur état de fonctionnement. La cartographie des cellules à problème et particulièrement des cellules mortes est donc impérative pour la bonne compréhension des données. De même il est important de vérifier que l'acceptance est maximale en s'assurant notamment que toutes les zones haute tension sont opérationnelles. Les muons cosmiques offrent donc la première opportunité d'identifier les canaux de physique mort

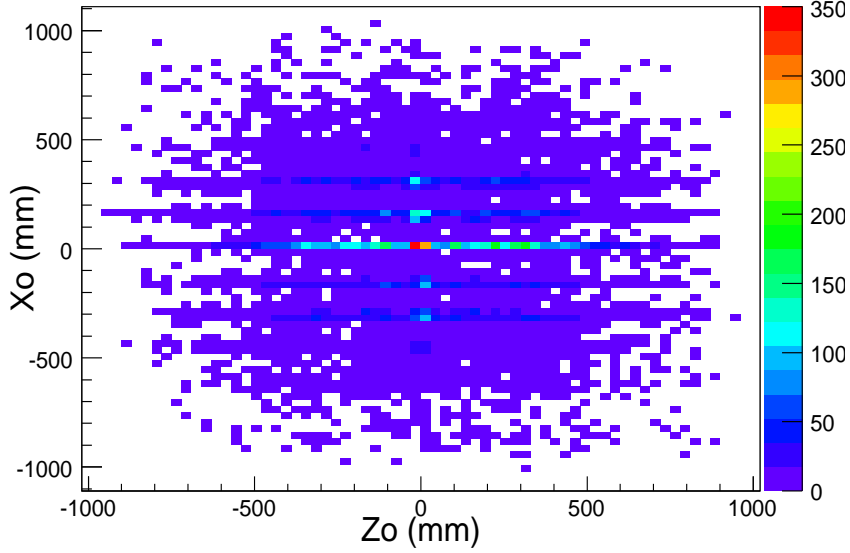
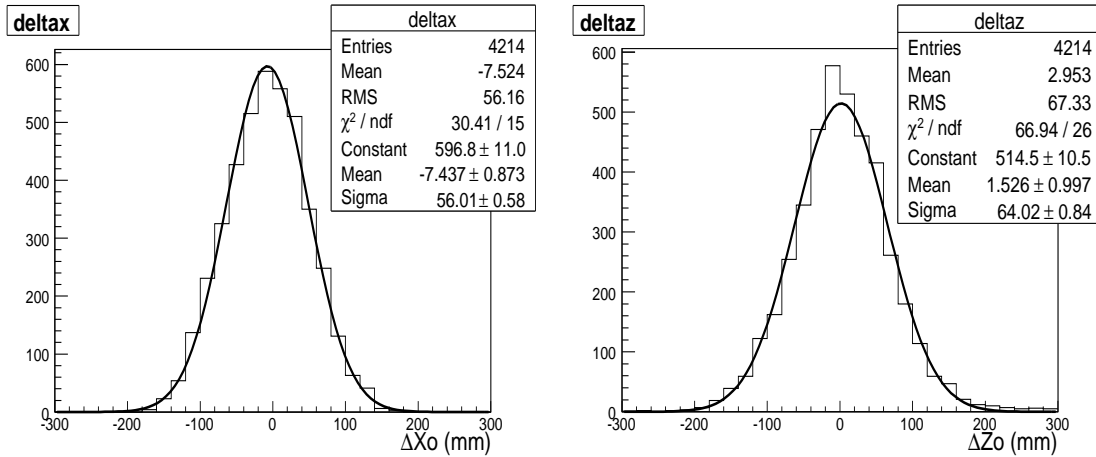


FIGURE 4.12: Position du point d'intersection entre la trace reconstruite à l'aide des tuiles et le plan horizontal à $Y = 0$.



(a) $\Delta X_0 = X_0 - X_{0LAR}$

(b) $\Delta Z_0 = Z_0 - Z_{0LAR}$

FIGURE 4.13: Comparaison entre les coordonnées (X_0, Z_0) et (X_{0LAR}, Z_{0LAR}) du point d'intersection entre la trace reconstruite et le plan horizontal à $Y = 0$. (X_0, Z_0) est déterminé à l'aide de la trace issue de *TileMuonFitter*. (X_{0LAR}, Z_{0LAR}) est déterminé à l'aide des amas EM. Les événements utilisés possèdent deux amas EM en coïncidence avec la trace, un dans la partie supérieure et un dans la partie inférieure du calorimètre EM.

du calorimètre EM *in situ* (section 4.4.1) ainsi que de vérifier une méthode de récupération de secteur haute tension défaillant (section 4.4.2).

4.4.1 La détection des cellules mortes

Les muons cosmiques offrent la première opportunité d'identifier sur une grande couverture les canaux de physique morts. En effet seuls 7 modules (4 sur 32 pour le tonneau et 3 sur 32 pour les bouchons) ont été testés sous faisceaux. De plus entre les tests faisceaux et l'intégration *in situ* du calorimètre, certains canaux ont pu être endommagés. La détection des canaux morts est plus facile dans le compartiment S2 en raison d'un plus fort signal sur bruit ($\sim 8\sigma$) que dans les autres (rappelons que un muon dépose son énergie principalement dans les cellules de S2). Nous définissons donc une cellule morte comme étant une cellule sans signal, i.e. sans amas, dont les 8 cellules voisines ont au moins 5 amas. Dans ces conditions et avec la statistique disponibles, la recherche de canaux peut s'effectuer sur environ 6% de l'acceptance totale des tonneaux. Aucun canal de physique mort n'a été observé dans le compartiment S2.

Le signal sur bruit dans le compartiment S1 est moins favorable que dans S2. Néanmoins, en regardant les cellules S1 situées devant les amas de S2 et en appliquant un seuil à 30 MeV (4σ au dessus du bruit), un lot de muons (~ 6400) a pu être extrait. La distribution spatiale est présentée figure 4.14. Il permet, dans la zone la plus peuplée, qui représente moins de 1% de la couverture totale, de détecter les canaux de physique morts pour le compartiment S1. Aucun n'a été découvert. Dans la partie complémentaire, environ 4 fois plus de statistiques serait nécessaire pour pouvoir conclure sur l'existence de canaux morts.

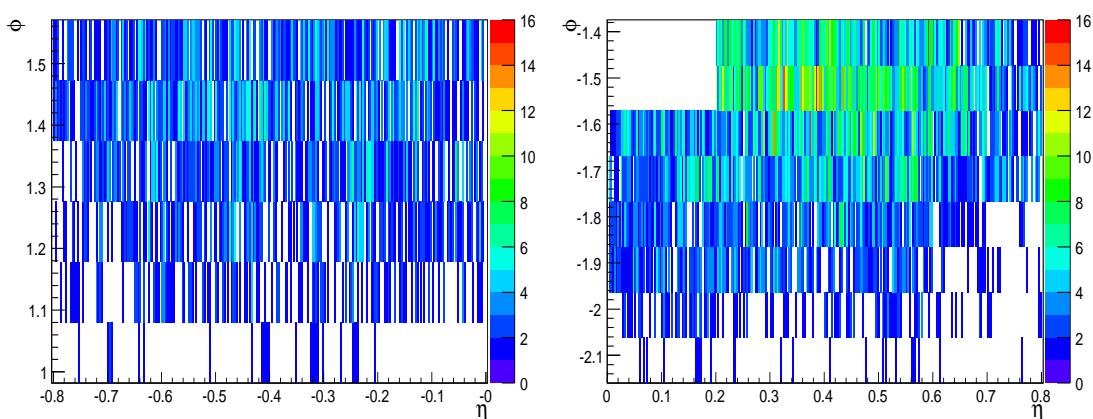


FIGURE 4.14: Nombre d'impacts de muons par cellule de S1 dans les modules de la partie supérieure (à gauche) et dans ceux de la partie inférieure (à droite) du calorimètre EM.

Le signal sur bruit de la couche S3 est encore moins favorable. Afin d'extraire un signal dans les cellules de S3, la même méthode est utilisée en regardant les cellules situées après les amas de S2 et en effectuant une coupure en énergie à 4σ (53.2 MeV pour

$|\eta| \leq 0.5$ et 57.2 MeV pour $|\eta| > 0.5$). La figure 4.15 représente la distribution spatiale du nombre de fois que chaque cellule de S3 a été sélectionnée. Cette statistique d'environ mille "coups" ne permet pas de conclure sur la présence de canaux de physique morts dans le compartiment S3.

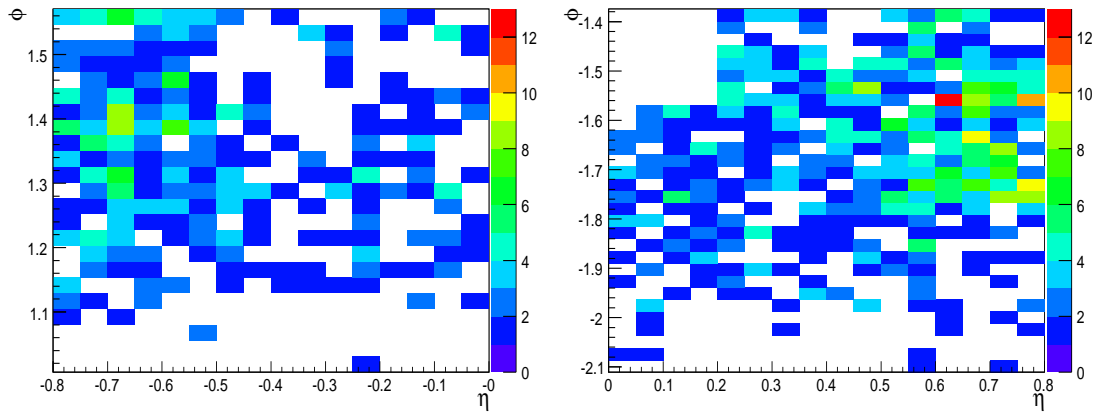


FIGURE 4.15: Nombre d'impacts de muons par cellule de S3 dans les modules de la partie supérieure (à gauche) et dans ceux de la partie inférieure (à droite) du calorimètre EM.

La recherche des canaux morts a été poursuivie avec les données à un seul faisceau LHC prises en 2008. L'étude a pu être réalisée sur l'ensemble du détecteur et est présentée dans le chapitre 5.

4.4.2 Signal dans la zone à 600V

Un des secteurs haute tension du module M12 induisait un courant supérieur à la valeur habituelle de quelques μA . Afin de limiter à 1 W la puissance dissipée dans l'argon liquide, ce secteur était alimenté par une tension de seulement 600V. Par conséquent, la réponse au signal était réduite d'environ 40% par rapport aux conditions nominales de 2000V (cf. tableau 4.2). Dans ces conditions, plusieurs dépôts de haute énergie (signaux de plus de 500MeV) ont été observés dans le second compartiment. La figure 4.16 montre un exemple de signal échantillonné de haute énergie dans cette région. Cette configuration permet donc d'éviter la perte d'acceptance.

4.5 Premières vérifications *in situ* de l'uniformité en η de la réponse du calorimètre EM

L'uniformité en η de la réponse en amplitude du calorimètre électromagnétique est cruciale pour la résolution en énergie puisqu'elle participe fortement au terme constant qui est dominant à haute énergie. A partir des modules testés sous faisceaux [65, 66], la non-uniformité du détecteur a été estimée inférieure à 0.5% pour le tonneau et est de l'ordre

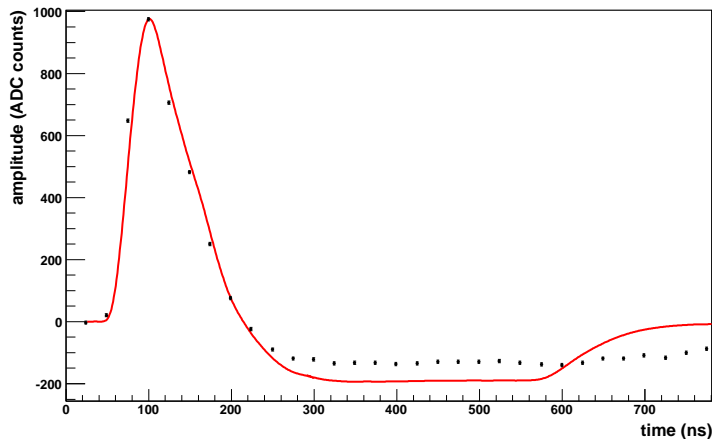


FIGURE 4.16: Signal mesuré (points) dans une cellule de S2 soumise à une haute tension de 600 V lors du passage d'un muon. La courbe rouge correspond au signal attendu avec une haute tension de 1600 V. Le lobe négatif est visible à 600 V mais est cependant moins prononcé qu'à plus haute tension.

de 0.7% pour les bouchons. L'étude d'un lot pur de muons cosmiques est la première opportunité de tester et de comprendre *in situ* cette réponse sur une large couverture angulaire et ce avant le démarrage des collisions. La statistique disponible à partir des données de 2006 et début 2007 n'est certes pas suffisante mais permet néanmoins d'accéder à des résultats préliminaires intéressants et de mettre en place les outils et la méthodologie pour une analyse plus étendue.

4.5.1 Extraction des paramètres

Les muons cosmiques peuvent être considérés au minimum d'ionisation. Par conséquent, l'énergie déposée par les muons dans le calorimètre suit une distribution de Landau. La valeur la plus probable, MPV (pour *Most Probable Value* en anglais), de la Landau dépend linéairement de la longueur traversée par la particule et évolue avec le logarithme de l'énergie incidente du muon. C'est pourquoi, la réponse de la cellule, quantifiée avec la MPV, permet de mettre en évidence la dépendance en η de la longueur des cellules de S2.

Avant d'expliquer en détail la méthode utilisée pour estimer la non-uniformité du calorimètre EM à partir des données cosmiques disponibles, prenons l'exemple d'une situation parfaite afin d'appréhender les incertitudes systématiques à prendre compte par la suite. Supposons un lot de données infini de muons cosmiques mono-énergétiques. Dans ce cas, pour chaque cellule en η , il est possible d'appliquer une sélection afin de considérer uniquement les muons purement projectifs. En l'absence de bruit électronique, la distribution de l'énergie déposée mesurée dans cette cellule suit une distribution de Landau dont la MPV est proportionnelle à la longueur de la cellule. Revenons à présent à notre situation bien moins idéale.

Tout d'abord, le flux des muons cosmiques n'est pas mono-énergétique. A la place

d'une simple distribution de Landau, la distribution en énergie des muons consiste en la superposition de plusieurs Landau correspondant au spectre en énergie des muons incidents. Comme la dépendance en énergie de la MPV est logarithmique et que le spectre en énergie des muons cosmiques décroît rapidement, la distribution en énergie des muons cosmiques est attendue très proche d'une Landau.

Ensuite, la taille du lot de muons disponibles dans cette analyse est limitée. Le nombre de muons cosmiques bien compris est trop faible pour envisager une étude avec des muons très projectifs sur l'ensemble de la granularité en η . En considérant les amas LArMuID et 3×3 , un certain degré de non-projectivité est toléré. Il en résulte que le nombre de cellules par trajectoire considérée est variable et que la longueur traversée dans une cellule fluctue. La segmentation en η utilisée dans la région concernée par cette analyse, *i.e.* $-0.8 < \eta < 0.8$, est constituée de 16 intervalles de 0.1. Nous supposons que malgré la variation de la longueur parcourue, les distributions en énergie des amas demeurent approximativement des Landau. Les MPVs ont été déterminés à partir des énergies des amas et la position correspond à la coordonnée η de la cellule de l'amas avec le plus d'énergie mesurée.

L'uniformité en ϕ de la réponse, supposée bonne jusque là, a été vérifiée en regardant les distributions en énergie des amas par région de largeur $\Delta\phi = 0.2$, correspondant à l'acceptance d'une traversée étanche du cryostat. Six régions ont été prises en compte lors de la vérification, ce qui représentait environ 86% du nombre total d'amas reconstruits. Les distributions en énergie ont été ajustées par une Landau convoluée à une gaussienne de $\sigma = \sigma_G$ qui représente la contribution du bruit des cellules qui composent l'amas. Les valeurs des MPV des distributions en énergie de chacune des régions étaient en accord à 2% avec la MPV moyenne quelle que soit la méthode de formation d'amas utilisée. L'erreur sur chaque MPV était d'environ 1% et également indépendante du type d'amas considéré. De plus, les valeurs de la largeur ajustée de la gaussienne σ_G et de celle de la Landau w pour chaque région et chaque type d'amas sont compatibles avec les marges d'erreur.

La figure 4.17 montre les distributions en énergie des amas LArMuID et 3×3 dans la région $0.3 < |\eta| < 0.4$ pour tout ϕ , pour les données (en haut) et pour les simulations MC (en bas). Les amas sont issus d'environ 10000 évènements qui satisfont la coupure en projectivité ($|X_0|, |Z_0| < (30 \text{ cm}, 30 \text{ cm})$). Pour les deux types d'amas, la bonne qualité de l'ajustement ($\chi^2/\text{NDF} \sim 1$) indique que le choix du distribution de Landau convoluée à une distribution gaussienne comme fonction d'ajustement permet de décrire correctement les données. La valeur de la MPV pour les amas LArMuID est environ 12% plus faible que pour les amas 3×3 . Cette différence en énergie est due aux cellules touchées mais pas prise en compte par l'algorithme topologique. Cet effet est également observé dans les mêmes proportions dans les simulations. Cependant, une différence de 10 MeV (4%) pour les deux type d'amas est observée entre les données et les MC. L'énergie absolue est discutée dans la suite.

Dans les conditions de cette analyse, nous venons de vérifier notre compréhension des distributions en énergie des amas via un ajustement des données par intervalle de 0.1 en η . L'hypothèse de symétrie azimutale a notamment été vérifiée correcte dans les limites accessibles dans cette analyse. Les propriétés des distributions en énergie en fonction de la

4.5 Premières vérifications *in situ* de l'uniformité en η de la réponse du calorimètre EM07

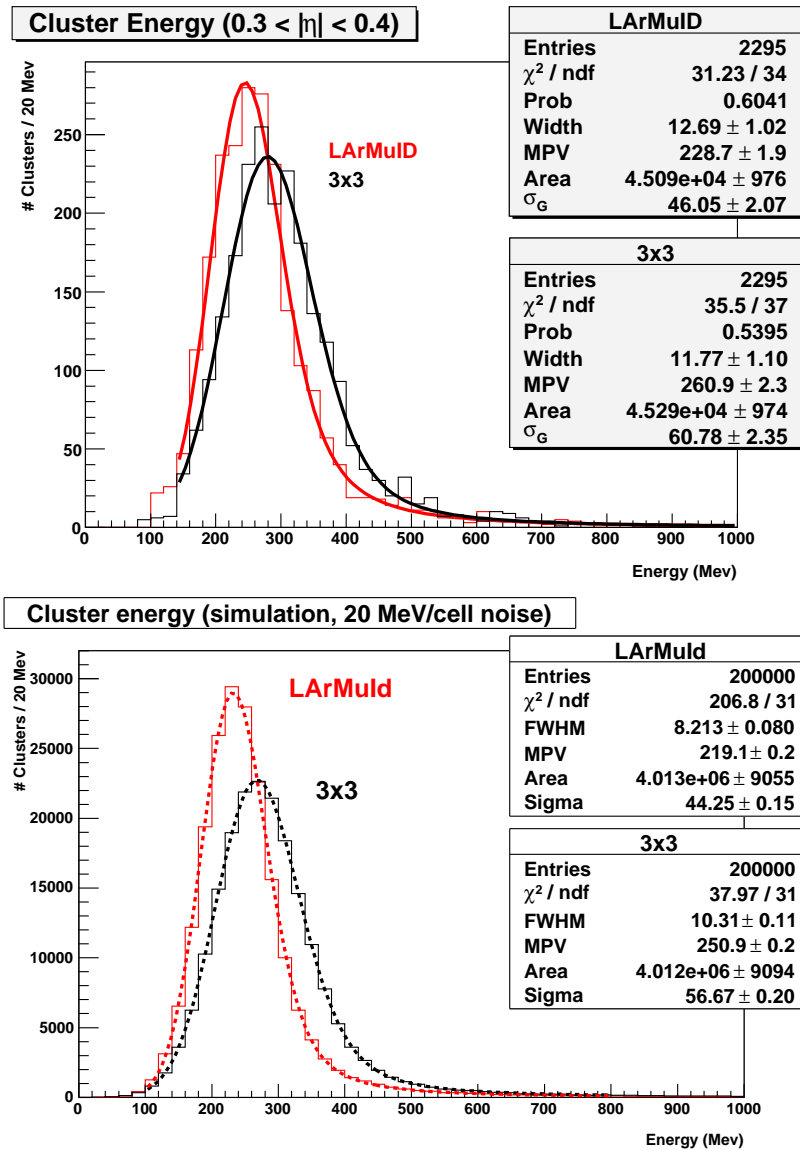


FIGURE 4.17: *Haut* : distributions de l'énergie mesurée des amas LArMuID et 3×3 dans la région $0.3 < |\eta| < 0.4$ dans les données cosmiques. *Bas* : distributions de l'énergie simulée des amas LArMuID et 3×3 dans la région $0.3 < |\eta| < 0.4$. Le critère en pseudo-projectivité ($|X_0|, |Z_0| < (30 \text{ cm}, 30 \text{ cm})$) est appliqué lors de la sélection des événements.

pseudo rapidité η peuvent à présent être étudiées plus en détails. Dans la suite nous nous concentrons sur la dépendance en η des trois paramètres d'ajustement $\{MPV, \sigma_G, w\}$ (w est la largeur de la Landau) afin d'une part de vérifier notre hypothèse sur la fonction d'ajustement (avec σ_G et w) et d'autre part d'étudier la non-uniformité en η de la réponse du calorimètre (avec la MPV).

4.5.2 Dépendance en η des paramètres d'ajustement

La figure 4.18a présente la valeur de la largeur de la gaussienne, σ_G , déterminée à l'aide de l'ajustement de la distribution en énergie des amas présentée précédemment. L'acceptance en pseudo rapidité, $|\eta|$, est segmentée en intervalles de 0.1. Le bruit par cellule est également montré, multiplié par un facteur 3 ($\sqrt{9}$) pour la comparaison avec les amas 3×3 et par $\sqrt{2.12}$ pour la comparaison avec les amas LArMuID (2.12 est le nombre moyen de cellules par amas lorsque la sélection en pseudo rapidité ($|X_0|, |Z_0| < (30 \text{ cm}, 30 \text{ cm})$) est appliquée). L'augmentation d'environ 5% du bruit en fonction de η est induite par celle des capacités des cellules. Les valeurs ajustées de σ_G pour les amas 3×3 sont compatibles avec l'interprétation de ce paramètre comme étant la contribution des bruits décorrélés des 9 cellules de l'amas. Pour les amas LArMuID, l'interprétation de σ_G , comme la contribution du bruit individuelle de chaque cellule, est erronée. Cela peut s'expliquer par la faible contribution du bruit d'environ deux cellules (2.12) vis-à-vis des erreurs systématiques liées aux fuites d'énergies (cf. section 4.3.2.3) et à la variation de la longueur traversée par les muons.

La largeur de la Landau w varie linéairement en fonction de la longueur traversée par le muon [64]. La figure 4.18b présente la valeur de w , déterminée à l'aide de l'ajustement de la distribution en énergie des amas. Les valeurs de w sont en accord avec les simulations MC. Cependant, en raison de la statistique du lot de données disponibles dans cette étude, la précision n'est pas suffisante pour identifier la faible dépendance en η de ce paramètre.

4.5.3 Vérification de l'uniformité en η de la réponse en énergie pour les muons

Dans les sections précédentes, nous avons établi que les distributions des dépôts d'énergie des muons par intervalle de 0.1 en pseudo rapidité correspondaient bien à l'hypothèse d'une distribution de Landau convoluée avec une gaussienne. Nous avons également pu vérifier notre bonne compréhension des paramètres d'ajustement. Le fait que la contribution du bruit gaussien et que la largeur de la Landau se corrélaient très bien aux valeurs attendues pour une méthode de formation d'amas 3×3 indique que les incertitudes systématiques mentionnées précédemment (spectre en énergie des muons cosmiques et longueur de traversée variable) sont comparables, voire inférieures, aux erreurs statistiques dues à un lot de données limité. Nous pouvons à présent étudier la dépendance du troisième paramètre d'ajustement, la MPV, qui caractérise la réponse en énergie du calorimètre EM aux muons.

La figure 4.19 présente les valeurs des MPV pour toutes les formations d'amas considérées dans la section 4.3.2.3. Les points sont déterminés à partir des ajustements

4.5 Premières vérifications *in situ* de l'uniformité en η de la réponse du calorimètre EM09

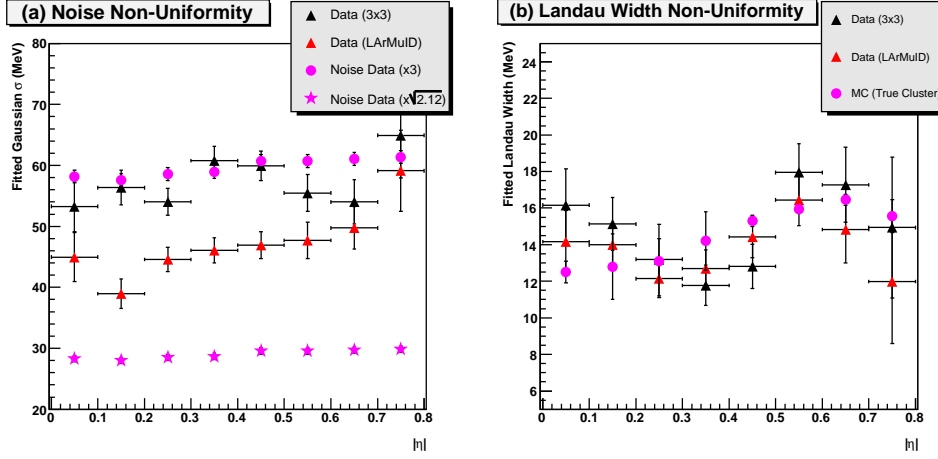


FIGURE 4.18: Evolution, en fonction de $|\eta|$, des paramètres d'ajustements σ_G (a) et w (b) de la distribution en énergie des amas 3×3 (triangles noirs) et LArMuID (triangles rouges) issus des muons cosmiques. Pour σ_G , une comparaison avec les contributions du bruit attendues est réalisées : ronds roses pour les amas 3×3 et étoiles roses pour les amas LArMuID. Pour w , l'évolution obtenue dans les simulations MC est représentée par les ronds roses.

des distributions en énergie segmentée en intervalle de largeur $\eta = 0.1$ dans la région $-0.8 < \eta < 0.8$. La dépendance en η de la MPV est comparée aux valeurs trouvées pour les valeurs des amas vrais dans la simulation Monte Carlo des événements cosmiques (simulation réalisée sous GEANT 4.7). En raison des améliorations apportées (notamment dans la description plus réaliste de la diffusion multiple des électrons) dans la version suivante de la simulation, GEANT 4.8, la réponse des MC a été corrigée. La constante d'étalonnage " $\mu\text{A to MeV}$ ", qui est nécessaire pour la détermination de l'énergie déposée dans les cellules, ayant été modifiée entre les deux versions, les résultats des MC ont été abaissés en conséquence de 12.5% [70]. L'incertitude systématique sur ce facteur est de 2.5%. Plusieurs corrections ont également été appliquées aux données. Tout d'abord, l'énergie des amas issus des données prises avec une haute tension non nominale de 1600 V ont été augmenté de 8.8% afin de correspondre à la réponse attendue pour une haute tension de 2000 V (Section 4.3.2.2). De plus, l'énergie des amas LArMuID et 3×3 a été augmentée de 1% afin de tenir compte de la phase fixe utilisée lors de la reconstruction du signal des cellules ayant une amplitude inférieure au seuil d'itération (Section 4.3.2.1). Enfin, pour les amas 3×3 et 1×3 , une augmentation de 3% de la réponse a été appliquée afin de corriger les pertes dues à la diaphonie des cellules de l'amas avec les cellules voisines en η . La différence restante entre les énergies des amas LArMuID et 3×3 est attribuée à l'énergie perdue mentionnée dans la section 4.3.2.3.

L'échelle en énergie des amas 3×3 et 1×3 est statistiquement compatible à 3% avec les valeurs des amas vrais issus des MC (figure 4.20). Cependant, les incertitudes systématiques représentent au total environ 5% d'incertitude cumulée (2.5% proviennent de la normalisation des MC et 3% sont issues du biais entre la reconstruction du signal à

5 ou 29 échantillons).

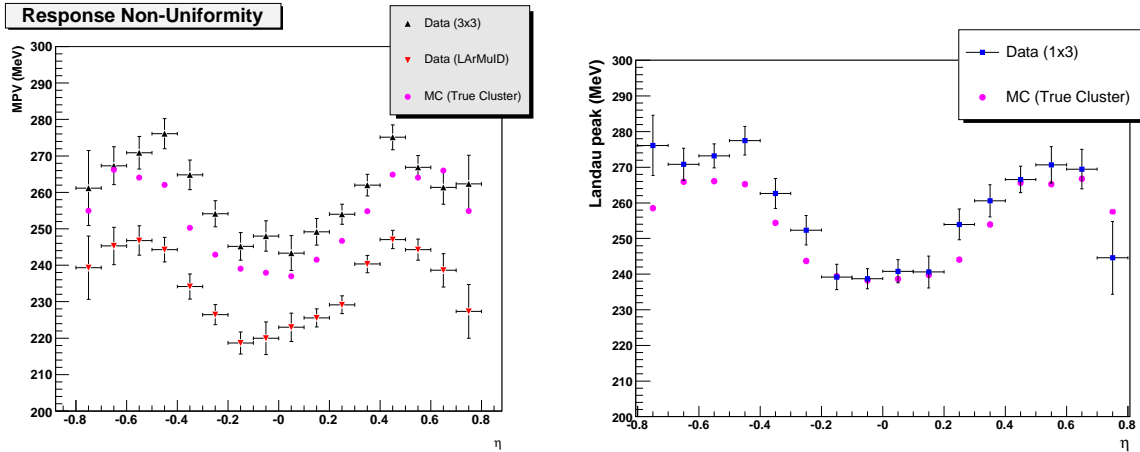


FIGURE 4.19: *Gauche* : MPV vs η pour les amas LArMuID, 3×3 et les amas MC vrais. La sélection en projectivité est $(|X_0|, |Z_0|) < (30\text{cm}, 30\text{cm})$. *Droite* : MPV vs η pour les amas 1×3 . La sélection en projectivité est définie dans la section 4.3.2.3.

La figure 4.20 (haut) représente les valeurs des MPV normalisées pour les données et les MC de la figure 4.19. La profondeur attendue (également normalisée) des cellules du second compartiment (S2) du calorimètre EM y est superposée. Comme nous l'observons également sur la figure 4.20 (bas), l'accord des données avec la simulation MC nous indique une non-uniformité inférieure à 2%. Un lot de muons projectifs plus important que celui utilisé dans cette étude (environ 10000 évènements) devrait permettre une analyse similaire avec une granularité en η plus fine. Afin de vérifier la non-uniformité du détecteur à 1% au niveau de la granularité en η , une statistique d'au minimum 160000 évènements est nécessaire dans la zone disponible dans cette étude. Cela représente environ 100 muons par cellule et cette estimation est en accord avec celle obtenue lors des tests sous faisceau. Cette extrapolation est purement statistique et ne prend pas en compte les effets systématiques. Il est évident qu'en poursuivant cette analyse avec une statistique suffisante et avec une granularité en η plus fine, la précision désirée augmentera et les conditions en projectivité devront être plus strictes. Un facteur supplémentaire devra donc être appliqué pour tenir compte de cette projectivité plus stricte.

4.6 Conclusion

L'analyse présentée dans ce chapitre représente la première étude et la première phase de l'étalonnage du calorimètre EM d'Atlas à l'aide des muons cosmiques. Elle est basée sur les premières données prises en 2006 et 2007 à partir de quelques modules combinés des calorimètres hadronique et électromagnétique. L'utilisation d'une reconstruction améliorée du signal a permis de diminuer de façon significative le bruit et par conséquent d'extraire un échantillon de plus de 10000 muons projectifs purs sur environ 6% de la

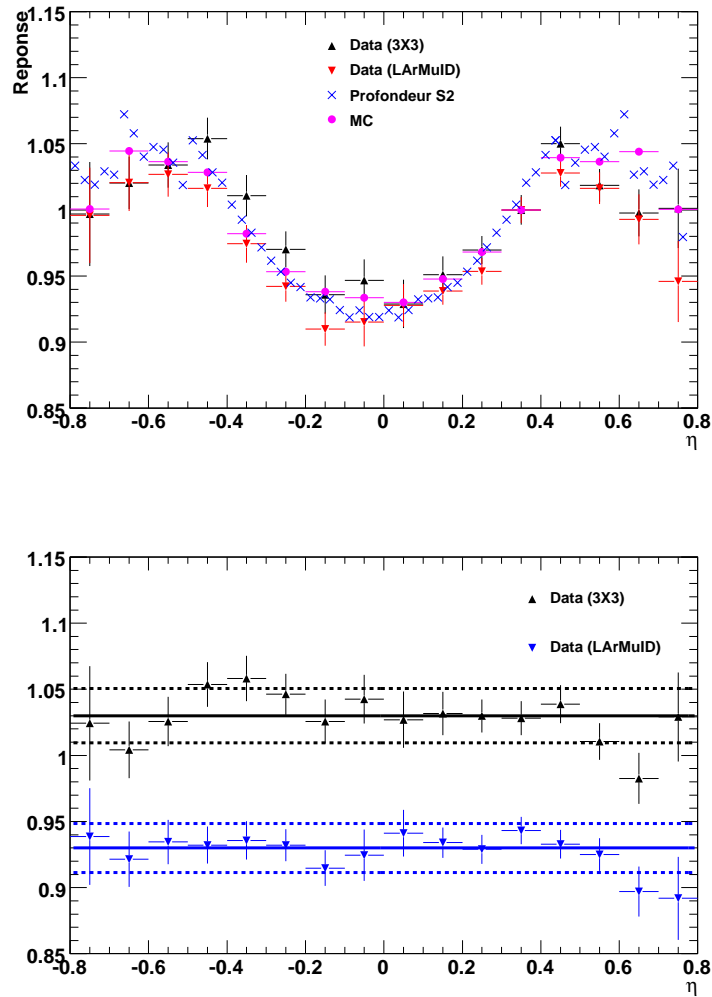


FIGURE 4.20: Gauche : Réponse de la partie centrale du calorimètre EM ($|\eta| < 0.8$) aux muons cosmiques. Les données et Monte Carlo montrés figure 4.19a, et la profondeur attendue des cellules du second compartiment (S2) sont normalisés à l'intervalle $0.3 < \eta < 0.4$ (intervalle avec le plus de statistique). Droite : Uniformité de la réponse normalisé au MC pour les amas 3 (triangles noirs) et LArMuID (triangles inversés bleus). Les lignes continues horizontales correspondent aux ratios moyens ajustés par une constante via la méthode du χ^2 . Les lignes en pointillés représentent les limites d'uniformité à $\pm 2\%$ pour les deux algorithmes de formation d'amas.

couverture angulaire totale du tonneau du calorimètre EM. Ce lot permet la recherche de canaux de lecture de physique morts dans les deux premiers compartiments, ainsi que l'obtention d'une première estimation des performances du calorimètre : la non-uniformité a été mesurée inférieure à 2%.

En raison de la statistique limitée et de la configuration spécifique des prises de données, ces résultats représentent une étape importante de l'étude du calorimètre EM avant le démarrage des collisions au LHC : la procédure permettant l'obtention de l'énergie à partir du signal issu du détecteur en incluant la chaîne électronique de calibration est opérationnelle et sous contrôle. Cependant cette étape reste préliminaire et loin des capacités d'une étude plus étendue des muons cosmiques. Actuellement, une étude est réalisée sur une statistique d'environ 2 millions d'évènements de muons dont la trace reconstruite est projective. Ces données ont été enregistrées en 2008 avec le système de déclenchement d'Atlas et l'ensemble du calorimètre. L'augmentation de la couverture angulaire en η devrait permettre d'étendre les études présentées dans ce chapitre sur une grande partie du tonneau. Cependant les régions azimutales horizontales ne seront pas ou peu utilisées en raison de la direction de propagation des muons cosmiques.

Durant la période d'intégration du calorimètre EM, la prise de données cosmiques a non seulement permis d'opérer le détecteur mais aussi de réaliser une première estimation *in situ* de ses performances. L'ensemble de ce travail a permis au calorimètre EM de fonctionner correctement lors du démarrage du LHC en septembre 2008. Les évènements enregistrés ont également été une source d'information précieuse pour la mise en service du calorimètre EM, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Analyse des données à un seul faisceau LHC

Le 10 septembre 2008, le LHC entra en opération avec l'injection de paquets de protons dans l'anneau principal. A cette occasion, les sous-détecteurs d'Atlas fonctionnèrent en tant qu'un seul et même système et enregistrèrent des événements dûs au halo du faisceau, aux interactions faisceau-gaz ainsi que des événements issus de la collision des paquets de protons avec les collimateurs situés en amont du point d'interaction d'Atlas. Ces données, bien que statistiquement limitées, sont l'occasion de tester et de vérifier l'ensemble des sous-détecteurs avec leur acceptance totale et de compléter ainsi les études menées avec les muons cosmiques. Ce chapitre présente dans un premier temps l'état du calorimètre électromagnétique (EM) lors des prises de données à un seul faisceau durant la première semaine d'opération du LHC. Ensuite, une analyse de l'énergie déposée dans le calorimètre EM par les événements faisceau-collimateur est présentée. Enfin, la recherche de nouveaux canaux de lecture défectueux est exposée.

5.1 Etat du calorimètre électromagnétique fin 2008

Lors du démarrage du LHC, le calorimètre EM a été inclus à l'ensemble d'Atlas afin d'enregistrer les premiers événements à un faisceau LHC. A cette occasion, le travail réalisé en amont, lors de l'intégration dans la caverne et de la prise de données cosmiques (ainsi que leur analyse), a permis au calorimètre EM d'être opérationnel à plus de 99%. La figure 5.1 expose les distributions en (η, ϕ) des canaux de lecture à problème qui peuvent se répartir en deux types [71]. La carte du haut présente les canaux de lecture dont le problème est situé à l'intérieur du détecteur. Aucune réparation n'est donc prévue. Comme nous pouvons le constater, ce type de canaux défectueux ne constitue que 26 cellules (16 dans le tonneau et 10 dans les bouchons), soit un taux de seulement 0.015%. La carte du bas présente les canaux ne pouvant être lus en raison d'une électronique de lecture défaillante mais réparable (électronique frontale, alimentation basse tension, câble). Ces cellules représentent environ 0.5% du nombre total de canaux. La majorité de ces problèmes ont été réparés durant la pause hivernale. Le nombre de canaux morts, ne

pouvant pas être récupérés s'élève donc à quelques dizaines. Ce taux est en accord avec les spécificités d'Atlas.

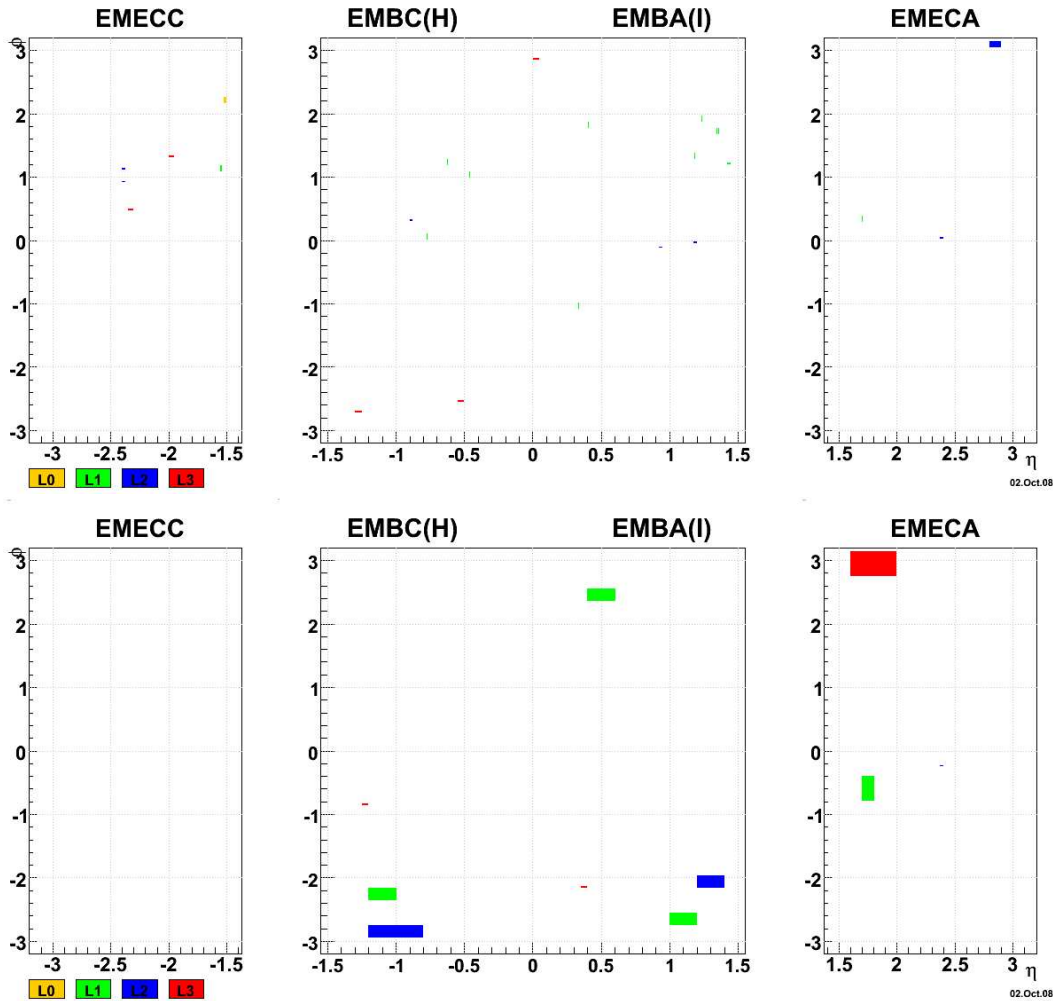


FIGURE 5.1: Haut : distributions en (η, ϕ) des canaux de lecture morts du calorimètre EM qui ne sont pas réparables. Bas : distributions en (η, ϕ) des canaux de lecture à problèmes du calorimètre EM qui ont été réparés pendant la pause hivernale. Ces deux cartes correspondent à l'état du calorimètre EM le 2 octobre 2008 juste après les premières prises de données à un faisceau LHC.

Lors de la période de prise de données, le calorimètre EM fonctionnait sous haute tension nominale, soit 2000V pour le tonneau et de 1000 à 2500V pour les bouchons (voir section 3.1.2.3). Cependant, des facteurs de correction ont été appliqués à certains secteurs HT afin de corriger les réponses réduites de certaines cellules de lecture. Ces zones ainsi que les facteurs de correction appliqués sont présentés sur la figure 5.2. Sur environ 6% des zones HT, une correction supérieure à 1% a été appliquée. 8 secteurs étaient alimentés avec une haute tension à 50% de la valeur nominale. Ils sont représentés par les zones en rouge (un facteur de correction égal à 2) sur la figure 5.2. Tous les secteurs HT du

calorimètre EM étaient opérationnels. Aucune zone morte n'était donc présente assurant ainsi une bonne herméticité de la calorimétrie EM.

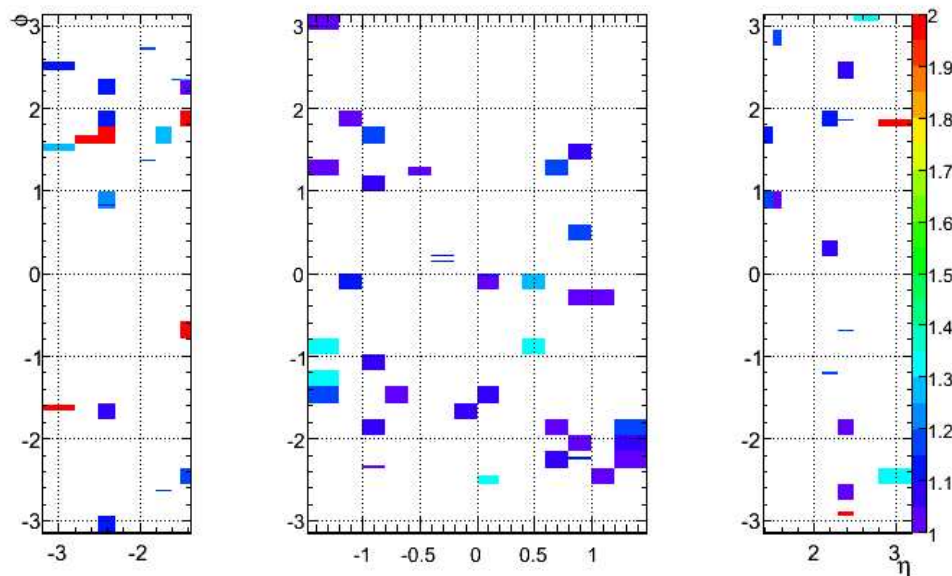


FIGURE 5.2: Carte en (η, ϕ) des régions nécessitant l'application d'un facteur de correction en raison d'une haute tension non nominale. L'axe z correspond au facteur de correction appliqué. Les zones en blanc sont alimentées nominale.

5.2 Les conditions de prise de données à un seul faisceau LHC

5.2.1 Les conditions de prise de données

Le 10 septembre 2008, les premiers paquets d'environ 10^9 protons ont été injectés dans le LHC à une énergie de 450 GeV et ont circulé dans l'anneau jusqu'à Atlas. Lors des premières injections, afin de procéder étape par étape, le faisceau a été arrêté au bout de chaque octant de l'accélérateur. Le collimateur situé à 140m en amont du point d'interaction d'Atlas a donc été fermé. Les paquets de protons de 450 GeV ont donc été stoppés par le collimateur et ont provoqué une immense cascade de particules, principalement des pions et des muons, qui se sont propagés et qui ont traversé Atlas. Ces événements ont été enregistrés par Atlas et sont appelés par la collaboration : **événements splash**. Comme nous pouvons le constater sur la figure 5.3 qui représente le premier événement splash enregistré par Atlas, une intense activité est enregistrée dans l'ensemble des sous-détecteurs.

Après l'ouverture du collimateur, les paquets de protons ont circulé à travers Atlas. Les événements enregistrés définissent alors le bruit de la machine. Ils sont composés d'une part d'événements dus au halo du faisceau, contenant principalement des muons, d'autre part d'interactions entre les protons et le gaz résiduel du tube. Il est prévu que l'ajustement progressif des aimants permette aux paquets de protons de circuler plus longtemps et d'être plus stables. Ainsi, dès le deuxième jour d'opération, le faisceau de protons du LHC était stable et bien focalisé à 450 GeV (énergie d'injection). En ce qui concerne les événements faisceau-gaz, peu ont été enregistrés par Atlas. Cela prouve l'excellente qualité du vide dans le tube du LHC. L'incident qui se produisit quelques jours après le démarrage du LHC n'a pas permis de réaliser des collisions et très peu d'événements avec un faisceau LHC ont pu être enregistrés. La suite de ce chapitre se focalise principalement sur l'étude de l'énergie déposée dans le calorimètre EM lors des événements splash.

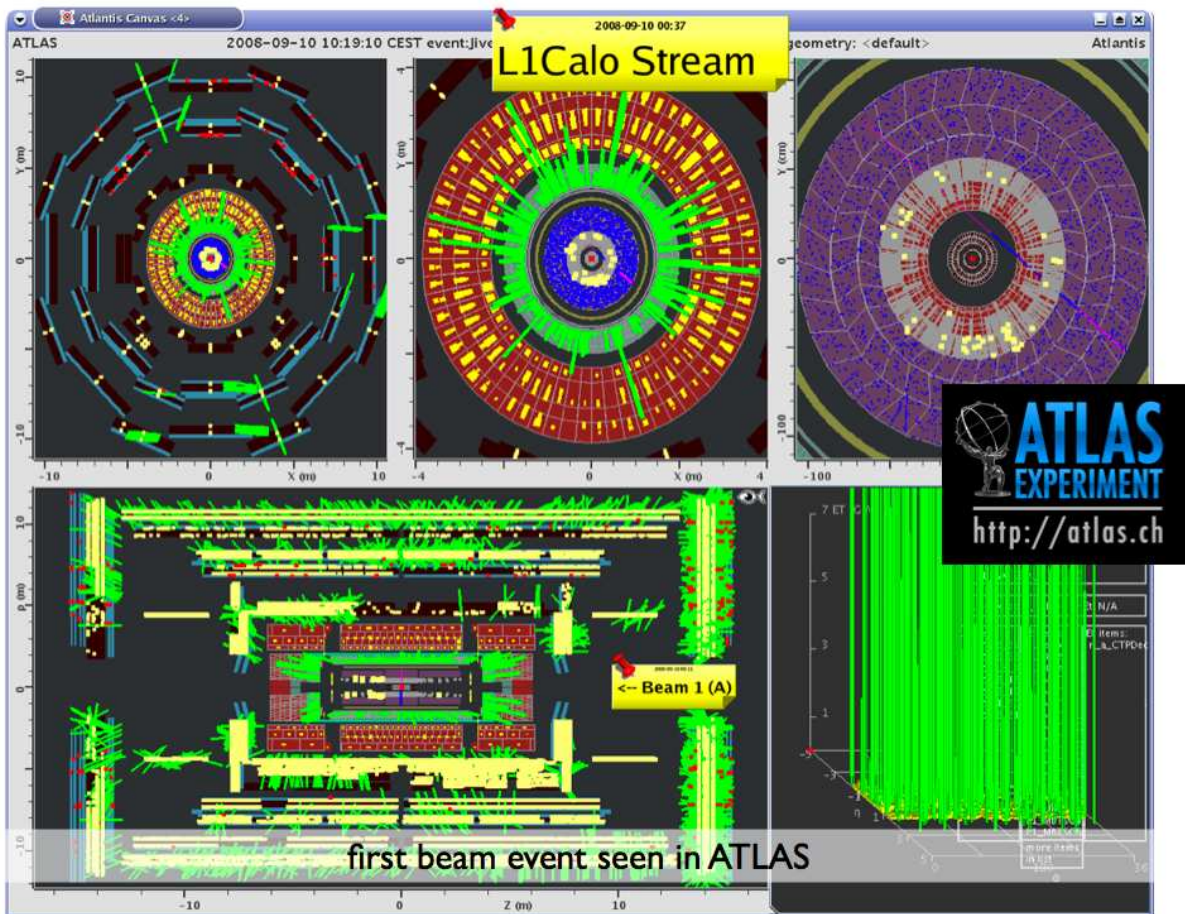


FIGURE 5.3: Premier événement splash enregistré par Atlas pendant les premières minutes suivant le démarrage du LHC. En raison de critères en projectivité appliqués lors de leur reconstruction, les traces de l'événement ne sont pas parallèles aux muons issus du splash.

5.2.2 Le système de déclenchement

Les objectifs d'Atlas lors du démarrage du LHC étaient de parvenir à un système de déclenchement et d'acquisition stable et fiable. Une configuration simple basée sur le niveau 1 a été choisie, le déclenchement de haut niveau (HLT) n'étant utilisé que pour l'acheminement des données vers les flux de données sortants. L'acquisition des données a principalement été déclenchée par :

- Le système MBTS constitué de scintillateurs situés sur les cryostats des bouchons du calorimètre et dont le but est de déclencher sur les évènements de biais minimum lors des premières collisions.
- Le système de déclenchement niveau 1 du calorimètre : L1CALO.
- Le système "beam pick-up" de contrôle du faisceau BPTX situé à environ 175 m en amont du point d'interaction d'Atlas.

Les évènements étudiés dans cette analyse ont été déclenchés par le système BPTX. Ils correspondent aux évènements splash provoqués par le faisceau se propageant des η négatifs aux η positifs dans le système de coordonnées d'Atlas.

5.3 Les évènements splash vus par le calorimètre EM

Les évènements splash sont caractérisés par une intense activité dans l'ensemble des sous-détecteurs : par évènement, plusieurs centaines de milliers de points sont détectés par les chambres à muons, plus de 1000 TeV sont déposés dans le calorimètre hadronique et plusieurs centaines de TeV dans le calorimètre EM. Notons ici que ces évènements possèdent probablement les dépôts calorimétriques les plus énergétiques jamais enregistrés par Atlas. L'acceptance totale du détecteur est entièrement immergée de signaux. Ces évènements représentent donc une très bonne source d'information. Je me suis intéressé à l'énergie déposée dans le calorimètre EM lors de ces évènements ainsi qu'à la recherche de nouveaux canaux de lecture défectueux sur l'ensemble des compartiments.

5.3.1 Énergie déposée

Une méthode [72], développée pour être sensible à la distribution de la matière en amont du calorimètre EM, consiste à sommer l'énergie, cellule par cellule, sur un grand nombre d'évènement de biais minimum. Les non-uniformités azimutales de l'énergie accumulée sont corrélées aux variations relatives de la quantité de matière devant le calorimètre.

En me basant sur ce principe, j'ai étudié l'énergie accumulée par les cellules de chaque compartiment du calorimètre EM lors des évènements splash. Une centaine d'évènements déclenchés par le système BPTX ont été utilisés. Cela représente en réalité 26 évènements splash. Afin de prendre en compte uniquement de vrais signaux et de limiter l'influence du bruit, une coupure à 5σ au-dessus du bruit est réalisée par cellule avant de sommer une énergie.

Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 5.4 avec pour les quatre compartiments (*layer*), la carte en (η, ϕ) de l'énergie accumulée par cellule. Environ 20

PeV d'énergie sont déposés dans la totalité du calorimètre EM (dans les 26 évènements). Les quatre compartiments sont complètement couverts, les zones en blanc correspondant aux cellules non lisibles (les deux bandes blanches pour S3 sont les régions des cracks non couvertes par ce compartiment). Enfin, plusieurs structures azimuthales (selon l'axe des ordonnées) et polaires (selon l'axe des abscisses) sont clairement visibles. Les deux sections suivantes ont pour objectif d'expliquer qualitativement ces structures. Une approche quantitative de cette structure n'est pas l'objectif ici en raison notamment d'un étalonnage en énergie préliminaire et d'une connaissance imprécise du faisceau.

Notons ici que l'arrivée asynchrone des particules par rapport à l'horloge du LHC dans le calorimètre nécessite l'utilisation de la même méthode itérative de détermination du temps du signal que celle utilisée dans l'étude des muons cosmiques (voir section 4.3.2.1). De plus, lors de la reconstruction du signal, cette méthode n'est pas sensible à la différence de temps de vol entre un signal étalonné sur des particules issues du point d'interaction et le temps d'arrivée des particules des évènements splash qui arrivent de l'extérieur du sous-détecteur.

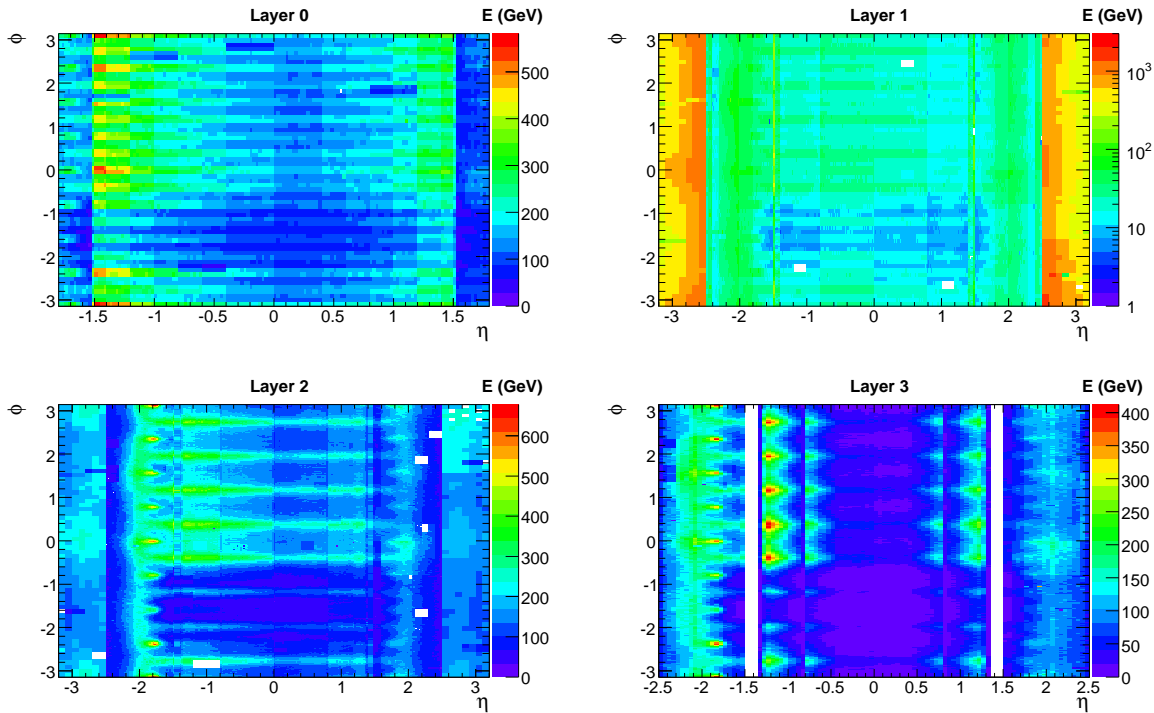


FIGURE 5.4: Cartes en (η, ϕ) par couche (layer) de l'énergie accumulée par cellule du calorimètre EM dans les évènements splash. Les zones en blanc correspondent aux cellules non lisibles lors du démarrage du LHC et aux cellules dont le canal d'étalonnage est mort. Les deux bandes blanches pour S3 sont les régions des cracks non couvertes par ce compartiment.

5.3.2 Profil azimutal des évènements

Afin de mieux appréhender la structure azimutale de l'énergie accumulée, les cartes de la figure 5.4 ont été projetées sur l'axe des coordonnées ϕ . Il en résulte la figure 5.5 (haut) pour la région $-0.8 < \eta < 0$ du tonneau et la figure 5.5 (bas) pour la roue externe des bouchons $-2.5 < \eta < -1.5$. La coupure en η dans le tonneau permet de sélectionner les cellules en ϕ avec une géométrie similaire et située à un rayon comparable. De plus, seule la région à η négatif a été utilisée afin d'éliminer les effets liés à un étalonnage en temps différent entre les deux demi tonneaux.

Plusieurs modulations et asymétries sont visibles. Tout d'abord pour les compartiments à grand rayon, c'est-à-dire S2 et S3 dans le tonneau, les 8 pics en énergie sont la conséquence de la présence des 8 aimants toroïdaux bouchons situés entre le collimateur et le calorimètre EM. Leur présence augmente la quantité de matière traversée par le flux de particules. Celui-ci est plus atténué lorsqu'il passe à travers une bobine que lorsqu'il passe entre deux bobines. Le flux de particules étant moins intense, l'énergie dans le calorimètre EM sera moins importante d'où cette modulation. Cette dernière est également dans les cellules à grand rayon des bouchons pour $|\eta| < 1.65$. La structure azimutale à 8 pics a également été observée dans la distribution spatiale de l'énergie déposée dans les tuiles hadroniques [73].

La structure à 16 pics pour les compartiments à plus faible rayon (PS, S1, et dans les bouchons à $|\eta| < 1.65$) est, quant à elle, le résultat de la superposition des bobines, des clefs de voûtes de leur cryostat et dans une moindre mesure des différents boucliers (en avant et disque). Ces structures sont également visibles dans les premières simulations MC des évènements splash [74].

Enfin une asymétrie haut/bas est présente. Elle s'explique d'une part par la position du faisceau qui n'est pas centrale dans le tunnel du LHC et d'autre part par la quantité de matière plus importante près du sol en raison de la présence de l'ensemble des socles et des supports de l'accélérateur entre la collimateur et la caverne d'Atlas.

5.3.3 Profil en pseudo rapidité des évènements

Le flux de particules traversant l'ensemble du calorimètre EM est très intense comme en témoigne la section 5.3.1. L'énergie déposée par les particules dans une cellule du calorimètre EM est proportionnelle au volume de la cellule considérée. On s'attend donc à ce que la dépendance en η de l'énergie déposée dans les évènements splash suivent les variations de la géométrie des cellules en fonction de la pseudo-rapacité.

La variation en pseudo-rapacité des dépôts d'énergie accumulée lors des évènements splash dans les différentes couches du calorimètre EM est montrée figure 5.6. Pour chaque compartiment, nous constatons de nombreuses variations qui peuvent s'avérer très franches comme dans S3 à $|\eta| = 0.8$. De même, l'augmentation de la taille des cellules dans la roue interne de bouchons est très nettement visible à $|\eta| > 2.5$. Ces structures reflètent effectivement la variation de volume des cellules avec la pseudo-rapacité.

L'asymétrie entre les régions négatives et positives en pseudo rapidité dérive de deux effets. D'une part, la nature asymétrique des conditions de prise de données à un

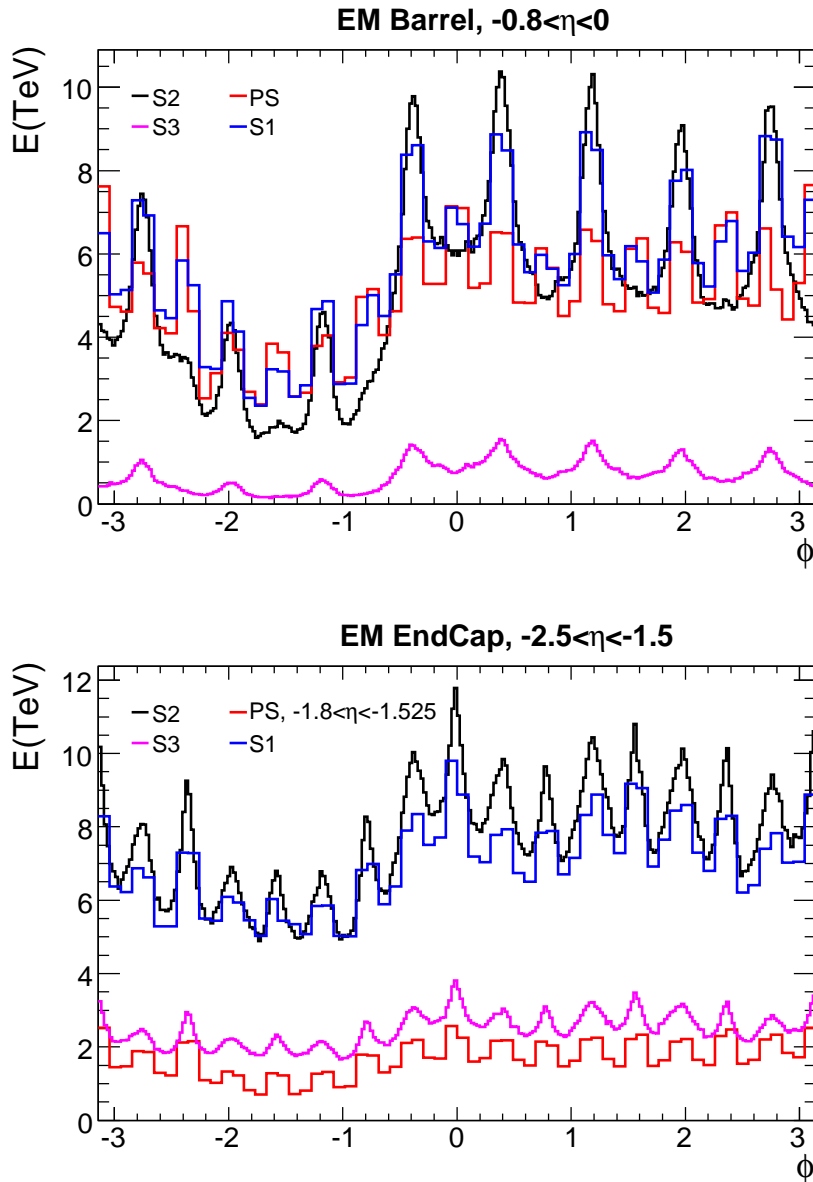


FIGURE 5.5: Distributions azimuthales de l'énergie accumulée lors des événements splash pour les quatre compartiments du tonneau (haut) et de la roue externe (bas) du calorimètre EM. La granularité en ϕ des cellules est utilisée.

seul faisceau LHC impose que le flux de particules traverse le détecteur des η négatifs aux η positifs. Le flux est donc atténué lorsqu'il traverse la seconde partie du détecteur et donc moins d'énergie est déposée. D'autre part, un décalage d'un Bunch-Crossing (25 ns) dans l'acquisition des données à $\eta > 0$ a causé la perte d'une partie du lobe positif du signal. L'énergie est sous-estimée cette région en raison de la perte d'un échantillon proche de l'amplitude maximale. Ce problème est notamment bien visible sur la figure 5.6 où une discontinuité nette est observée à $\eta = 0$. Aucun problème majeur n'est cependant observé.

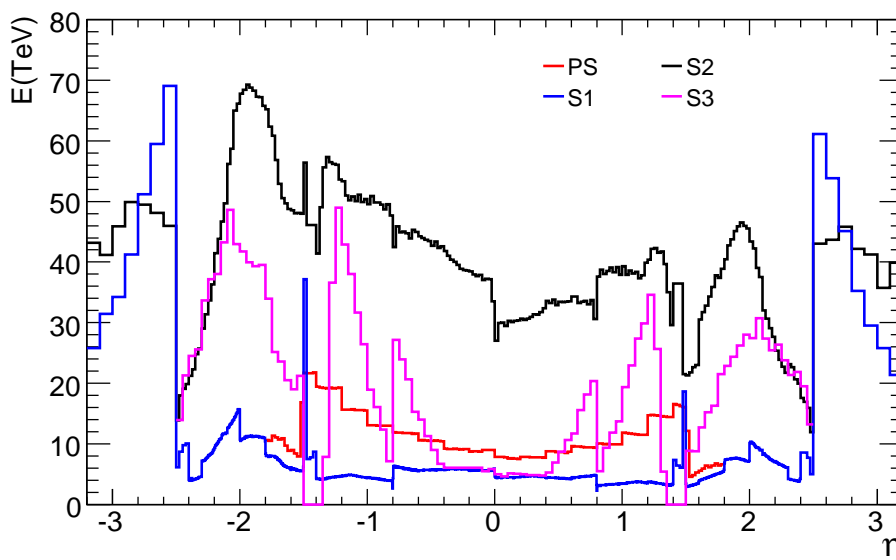


FIGURE 5.6: Variation de l'énergie accumulée lors des évènements splash en fonction de la pseudo-rapacité pour les quatre compartiments du calorimètre EM. La granularité en η des cellules est utilisée. L'énergie est intégrée selon ϕ .

5.3.4 La recherche de canaux défectueux

Lors de l'étude des muons cosmiques présentées dans le chapitre 4, une première recherche des canaux morts a été réalisée. Cependant la faible statistique disponible à ce moment-là de la mise en service du calorimètre EM limita la recherche au second compartiment et à seulement $\sim 6\%$ de couverture angulaire.

Comme nous l'avons vu précédemment, la totalité de l'acceptance des quatre couches du calorimètre EM a été couverte par les évènements splash de Septembre 2008. Il a donc été possible de vérifier la présence de nouveaux canaux morts sur les 99.5% de cellules disponibles.

Durant les mois précédents la semaine de démarrage du LHC, de nombreuses données d'étalonnage ont permis de réaliser une liste détaillée de canaux à problème. Afin de ne pas en tenir compte dans la recherche (puisque ces canaux sont déjà connus), un masque a été appliqué. Les cellules regardées sont donc toutes supposées opérer normalement. Le principe de la recherche est simple : pour chaque cellule nous déterminons le nombre

de fois qu'elle possède une énergie supérieure à cinq fois son bruit moyen sur l'ensemble des 100 évènements disponibles. En regardant, la distribution de ce nombre il est tout de suite possible de vérifier si certaines cellules n'ont pas d'entrée. La figure 5.7 présente ces distributions pour les quatre compartiments du calorimètre EM. Nous constatons que pour chaque couche, les cellules ont enregistré chacune au minimum 10 à 20 signaux d'amplitude supérieure à 5 fois le bruit moyen. Aucune nouvelle cellule morte n'est donc observée.

Ces distributions nous apportent une information supplémentaire sur des cellules problématiques. Tout d'abord, une cellule de S1 (distribution en haut à droite) est comptée plus de 90 fois sur les 100 évènements, nombre très éloigné de la moyenne (qui est de 33). Dans la couche S2 (distribution en bas à gauche), 8 cellules ont également été comptées plus de fois que les autres, plus de 60 fois pour une moyenne de 39 dans ce compartiment. Ces cellules ne sont pas mortes mais apparaissent très bruitées. Elles avaient déjà été répertoriées comme probablement problématiques, à l'aide des données d'étalonnage. Les cellules n'étaient donc pas présentes dans les bases de données utilisées pour masquer les cellules non opérationnelles. Cette étude a donc permis de confirmer de manière totalement indépendante ces 9 cellules à problème.

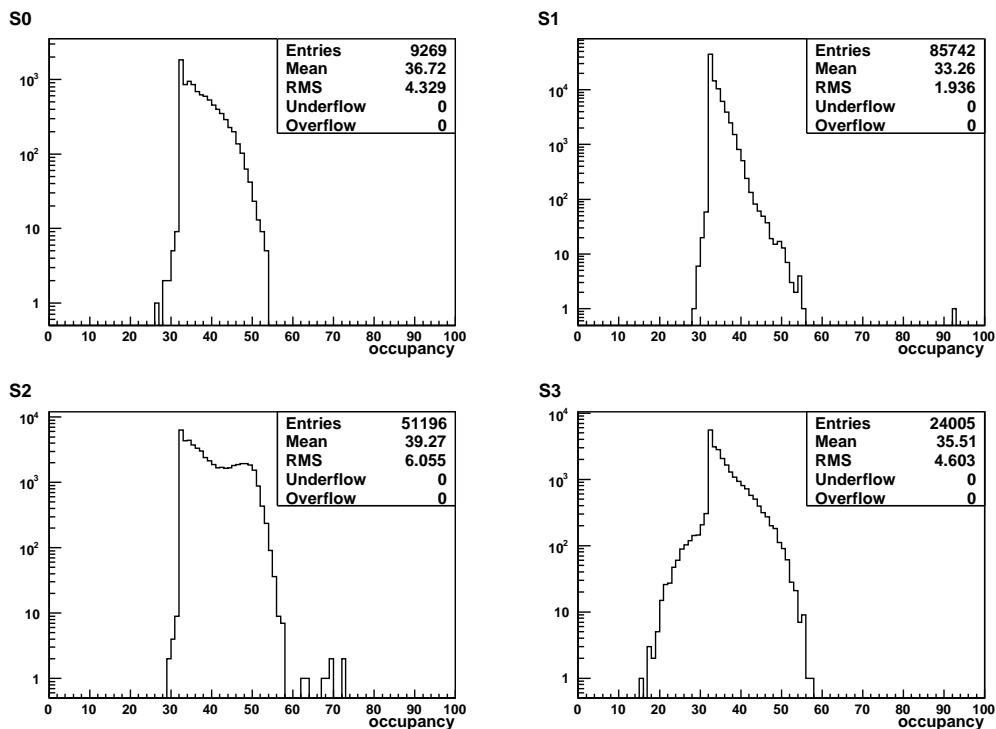


FIGURE 5.7: Distributions du nombre de signaux supérieures à 5 fois le bruit enregistrés par cellule dans les 100 évènements disponibles. Les cellules des quatre compartiments du calorimètre EM sont traitées séparément.

Après la réparation des 0.5% de canaux de lecture à problème durant la pause hivernale, seules une trentaine de cellules seront définitivement mortes, soit moins de

0.02% du nombre total de cellules du calorimètre EM.

5.4 Autres études

Les premières données LHC ont également été très utiles pour l'étalonnage en temps des détecteurs. En effet, les particules ont "illuminé" la quasi totalité des cellules au même instant. Une première vérification de l'alignement en temps des calorimètres a pu être réalisée. Après correction des temps de vol des particules, l'étalonnage en temps du calorimètre EM a été vérifiée en accord à 2 ns avec les prédictions [71]. De même, la mesure en temps a été vérifiée uniforme, à 1 ns près, dans chaque partition du calorimètre à tuiles [73]. Cette bonne performance résulte notamment de l'étalonnage au laser des canaux de lecture réalisé en amont.

En outre, la reconstruction du signal mis en forme dans les canaux de lecture du calorimètre EM a été testée. Plus précisément, la qualité de la prédiction des signaux de physique a été estimée pour les trois couches du calorimètre EM sur l'ensemble de la couverture en pseudo-rapacité [75]. La contribution des incertitudes sur les prédictions au terme constant de la résolution en énergie a été vérifiée en accord avec les spécificités d'Atlas qui imposent un terme constant inférieur au pourcent.

Ces réussites dans la construction et dans la mise en service du détecteur sont le fruit d'une longue stratégie de tests à chacune des étapes importantes du projet. Le calorimètre EM sera complètement opérationnel pour l'arrivée des collisions pp à 10 TeV du LHC prévue fin 2009. L'ensemble des études réalisées depuis plus de 2 ans, à l'aide des muons cosmiques et des événements à un faisceau LHC, permettent d'être confiant pour une exploitation rapide, fiable et performante des premières données issues des collisions. Le LHC est une machine d'exploration d'une gamme en énergie encore jamais atteinte. Dès les premières données des découvertes sont possibles. Je me suis donc intéressé au potentiel de découverte d'une nouvelle résonance di-électron lourde avec les premiers 100 pb^{-1} de données.

Chapitre 6

Potentiel de découverte rapide d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ avec le calorimètre EM d'ATLAS

L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse au LHC comparée à celle du Tevatron (14 TeV contre 1.96 TeV) doit permettre d'étendre les recherches de nouvelles particules de grande masse. Dans l'exploitation des premières données, la méthode la plus efficace pour découvrir de telles particules est de rechercher une résonance dans le spectre de masse invariante di-électronique, étant donnée la robustesse de l'état final et la simplicité topologique de l'évènement. Atlas a d'ailleurs été développé en partie afin d'optimiser la recherche de ce type de particules.

Le potentiel de découverte d'Atlas d'un tel état a été étudié récemment avec une simulation détaillée du détecteur [28]. La figure 6.1 présente à gauche les luminosités intégrées nécessaires à 14 TeV pour une découverte à 5σ d'un $Z' \rightarrow ee$ avec Atlas en fonction de la masse du Z' et du modèle de physique au-delà du Modèle Standard (cf. section 1.4). En fonction des modèles, Atlas a le potentiel de découvrir un Z' d'une masse de l'ordre du TeV avec seulement quelques dizaines de pb^{-1} de données à 14 TeV. Comme le montre de la figure 6.1 droite, la réduction à 10 TeV de l'énergie dans le centre de masse lors de la prise de données 2009-2010 affecte peu le potentiel de découverte. A partir des $\sim 200 \text{pb}^{-1}$ de données attendues pour 2010, une découverte est possible au-delà du TeV et les limites actuelles du Tevatron (section 1.4.4) devraient être améliorées sensiblement.

Ces études sont basées sur l'utilisation combinée de l'ensemble des sous-détecteurs d'Atlas en fonctionnement nominal, *i.e.* performances optimales, étalonnage final et bon alignement. Cependant, ces conditions maîtrisées d'analyse ne seront pas disponibles avant l'accumulation et l'étude de plusieurs fb^{-1} . L'objectif de cette étude est donc se focaliser sur les premières données (les premiers 100pb^{-1}) mais en se basant uniquement sur le calorimètre EM. La principale raison de cette approche tient dans le fait que le calorimètre EM devrait opérer de manière fiable dès le début de la prise de donnée grâce à sa technologie robuste, maîtrisée et testée pendant 10 ans de tests sous faisceaux et la phase de mise en service *in situ* dans la caverne (cf. chapitres 4 et 5). De plus, sa très grande granularité donne une unique occasion (impossible avec le calorimètre EM de CMS) de rejeter très

efficacement les faux électrons sans aucune comparaison entre l'amas électromagnétique et la trace reconstruite ni l'utilisation du calorimètre hadronique. C'est pourquoi j'effectue une analyse basée totalement et uniquement sur le calorimètre EM (du déclenchement au traitement différé) et discute l'impact d'un tel choix sur le potentiel de découverte d'un Z' . Etant donné que la première résonance di-électrons reconstruite par le calorimètre EM sera le $Z \rightarrow ee$, une sélection similaire est réalisée sur le Z ainsi qu'une comparaison entre les résultats du Z et du Z' à chaque étape de l'analyse. Enfin, cette analyse estime l'influence des performances d'un calorimètre EM optimisable, c'est-à-dire réaliste lors de la phase des premières prises de données, sur le potentiel de découverte rapide d'un Z' . Notons que l'ensemble de l'analyse présentée ici a été documenté dans [76].

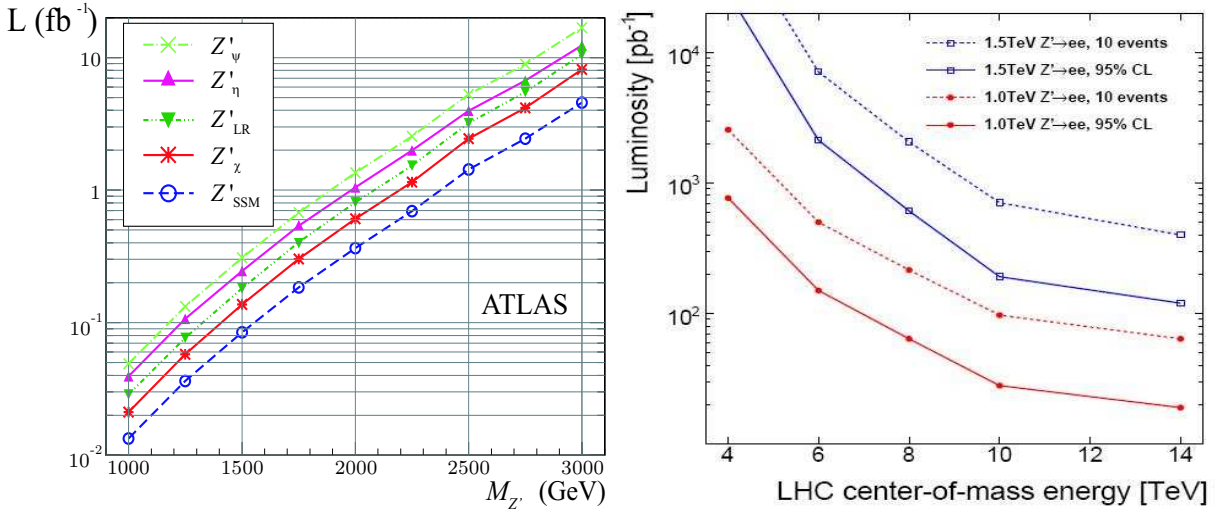


FIGURE 6.1: Gauche : Luminosité intégrée à 14 TeV nécessaire à une découverte à 5σ par Atlas d'un $Z' \rightarrow ee$ en fonction de la masse du Z' [28]. Les modèles les plus courants sont représentés. Seules les erreurs statistiques sont prises en compte. La simulation détaillée d'Atlas est utilisée. Droite : Evolution de la luminosité intégrée nécessaire à la découverte à 5σ ou de l'exclusion à 95% de niveau de confiance d'un $Z'_{SSM} \rightarrow e^+e^-$ de 1 et 1.5 TeV en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions pp du LHC [77]. La simulation rapide est utilisée.

Ce chapitre est organisé comme suit. La section 6.1 introduit les données simulées pour l'étude et présente le déclenchement et la reconstruction différée. La section 6.2 propose une identification simple des électrons basée seulement sur le calorimètre EM et discute le rejet des faux électrons correspondant. La distribution de la masse invariante di-électronique résultante et le potentiel de découverte d'un Z' avec 100 pb^{-1} de données sont ensuite déterminés et comparés avec une analyse basée sur le détecteur ATLAS complet. Enfin, la section 6.3 étudie l'impact d'un calorimètre EM non optimal sur les résultats.

6.1 Simulation et sélection

6.1.1 Simulation du signal et des bruits de fond

Plusieurs modèles prédisent l'existence d'un boson Z' (voir section 1.4). Dans ce chapitre, l'étude est restreinte au Z'_χ de 1 TeV du modèle E_6 [1, 28] selon son canal de désintégration di-électron dont la section efficace est prédite aux alentours de 0.4 pb [78], soit un rapport d'embranchement d'environ 6%. Les sections efficaces des autres modèles se répartissent de 0.27 à 0.61 pb [79]. C'est pourquoi Z'_χ est traité dans la suite comme un signal typique de Z' . On peut noter qu'une masse de 1 TeV est un bon compromis entre ce que les collisions proton-proton du LHC peuvent produire durant la première prise de données (100 pb^{-1}) et la limite actuelle au Tevatron pour ce modèle, 892 GeV [23]. Le processus Drell-Yan (DY) $e^+ - e^-$ constitue le bruit de fond irréductible et est plus faible d'un facteur 50 comparé au pic à 1 TeV du spectre de masse invariante di-électronique. En raison de ses interférences avec le processus de production du Z' , le DY en est indissociable et a été simulé dans le même lot que le signal.

La sélection proposée dans cette analyse étant basée uniquement sur le calorimètre EM, les bruits de fond résultent des événements contenant un jet ou un photon identifié comme un électron : di-jets, $\gamma + X$, $W(\rightarrow e\nu) + X$ and $Z(\rightarrow ee) + X$ où X peut être un jet ou un photon (les gerbes électromagnétiques d'un électron et d'un photon ne peuvent être différenciées avec le calorimètre EM). En raison de sa très grande section efficace, le bruit de fond principal attendu est constitué des événements QCD à 2 jets identifiés électrons (QCD di-jets). Afin de simuler une statistique suffisante dans les intervalles de haute énergie, le lot di-jets a été séparé en huit lots en fonction de l'impulsion transverse des partons dans leur référentiel. Les lots sont notés Ji avec $i = 0, 7$ (Table 6.1). Le second bruit de fond dominant est γ +jet et est simulé en plusieurs lots équivalent en impulsion transverse aux lots du bruit QCD, lots notés γJi ($i = 1, 7$) dans la suite. Enfin, le bruit de fond issu du boson $W+X$ ($X=\gamma, j$) possède la même signature que le bruit γ +jets (un vrai et un faux amas électromagnétique) mais une section efficace 10 fois plus faible dans la région en masse autour de 1 TeV [28]. Le bruit de fond issu du $Z+X$ ($X=\gamma, j$) contribue quant à lui 100 fois moins dans la même région en masse [28]. Ces deux derniers bruits de fond seront en dessous du bruit irréductible qu'est le Drell-Yan et cela dès les coupures cinématiques (voir section suivante). Il est important de noter que les bruits de fonds principaux, di-jets et γ +jets, souffrent de larges incertitudes et devront être extraits des données.

Dans ce chapitre, une comparaison systématique avec le lot $Z \rightarrow e^+e^-$ est réalisée. Dans ce cas pour une région en masse entre 60 et 120 GeV, la principale source de faux électrons est le bruit QCD di-jets. Un lot spécifique est utilisé sur lequel est appliqué à la génération un filtre afin d'augmenter la statistique disponible : au moins une particule dans l'état final doit posséder un amas électromagnétique de grande énergie transverse (un cône de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.12 \times 0.12$ doit contenir une énergie transverse totale supérieure à 17 GeV).

Tous les lots considérés dans cette étude ont été générés avec Pythia [21]. Les données MC utilisées sont issues d'une production généralisée d'Atlas (*data challenge*) faite en 2006

pour la revue du potentiel de physique du détecteur. La géométrie du détecteur inclut des défauts d'alignement ainsi que des déformations [80], dont l'impact dans le contexte de cette étude est négligeable. La version du software d'ATLAS utilisé est la version 13.0.30 [81] (sauf pour les lots de bruits de fond γ +jets et $\gamma\gamma$ qui ont été simulés avec la version 12.0.6). Les sections efficaces associées, les nombres d'évènements simulés et les luminosités intégrées correspondantes sont détaillés dans la Table 6.1. Notons que l'énergie dans le centre de masse nominale à 14 TeV des collisions proton-proton est considérée dans cette analyse. Pour la prise de donnée en 2010, une énergie de 10 TeV dans le centre de masse est attendue. De simples facteurs constants sont appliqués afin de normaliser les sections efficaces : un facteur de 50% pour le signal Z' [77] et de 67% pour J0 à 20% pour J7 [82]. Les sections efficaces différentielles sont supposées inchangées.

	Lot	Filtre (GeV)	σ (pb) à 14 TeV	Nb d'évts $\times 10^3$	L (pb $^{-1}$)
$Z' \rightarrow e^+e^-$ (+ e^+e^- Drell-Yan)	5605	$M_{ee} > 500$	0.38 (0.46)	80 (96)	95 000 (113 000)
di-jets (J0)	5009	$8 < \hat{p}_T < 17$	1.8×10^{10}	1900	0.0001
di-jets (J1)	5010	$17 < \hat{p}_T < 35$	1.4×10^9	390	0.0002
di-jets (J2)	5011	$35 < \hat{p}_T < 70$	9.3×10^7	2200	0.02
di-jets (J3)	5012	$70 < \hat{p}_T < 140$	5.9×10^6	1100	0.2
di-jets (J4)	5013	$140 < \hat{p}_T < 280$	308 000	380	1.25
di-jets (J5)	5014	$280 < \hat{p}_T < 560$	12 500	330	25
di-jets (J6)	5015	$560 < \hat{p}_T < 1120$	360	330	910
di-jets (J7)	5016	$1120 < \hat{p}_T < 2240$	6	155	27 000
γ +jet (γ J1)	8095	$17 < \hat{p}_T < 35$	150 000	170	1
γ +jet (γ J2)	8096	$35 < \hat{p}_T < 70$	18 800	190	10
γ +jet (γ J3)	8097	$70 < \hat{p}_T < 140$	2 120	390	183
γ +jet (γ J4)	8098	$140 < \hat{p}_T < 280$	187	390	2 000
γ +jet (γ J5)	8099	$280 < \hat{p}_T < 560$	11.6	390	34 000
γ +jet (γ J6)	8078	$560 < \hat{p}_T < 1120$	0.49	360	735 000
$Z \rightarrow e^+e^-$	5144	$p_T^e > 10, M_{ee} > 60$	1400	345	240
Inclusive di-jets	5802	$\hat{p}_T > 15, e/\gamma^*$	1.9×10^8	7200	0.04
$\gamma\gamma$	6854	$p_T^\gamma > 20$	71	250	3500

TABLEAU 6.1: Caractéristiques des lots MC à simulation complète utilisés dans cette analyse et reconstruits avec la version 13.0.30 (12.0.6 pour γ +jet et $\gamma\gamma$) du software d'ATLAS. \hat{p}_T représente le moment transverse des partons dans leur référentiel. * Ce filtre e/γ requiert à la génération au moins une particule énergétique de l'état final avec un amas électromagnétique à grande énergie transverse (un cône de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.12 \times 0.12$ doit contenir une énergie transverse totale supérieure à 17 GeV).

6.1.2 Déclenchement et sélection cinématique

Le même déclenchement et la même sélection différée sont utilisées pour les analyses du Z' et du Z , ce dernier étant utilisé comme lot de contrôle. Une sélection cinématique simple est appliquée sur au moins deux amas EM avec une impulsion transverse supérieure à 15 GeV et une pseudo rapidité $|\eta| < 2.5$. La zone $1.3 < |\eta| < 1.6$ est exclue afin de limiter les effets liés au crack entre la partie tonneau et les bouchons du calorimètre EM. Ces coupures différées appliquées, les efficacités des déclenchements au niveau 1 sans critère d'isolation (au démarrage le déclenchement de haut niveau ne sera pas activé), tels que L1_2EM13 (2 amas EM au niveau 1 d'énergie supérieure à 13 GeV) et L1_EM100 (1 amas EM au niveau 1 d'énergie supérieure à 100 GeV) [28], sont au delà de 99.5%. La perte suite aux sélections (cinématique et déclenchement) s'élève à environ 16% pour le signal à comparer à 56% pour $Z \rightarrow ee$. Cette différence est liée à la production plus centrale des électrons du Z' par rapport à ceux du Z , ces derniers possédant une impulsion transverse plus faible (voir la figure 6.2 haut). Cette différence est exposée figure 6.2bas, celle-ci présente les distributions cumulatives en pseudo rapidité $|\eta|$ des électrons issus du Z' (+Drell-Yan) et ceux issus du Z .

Les deux amas de plus haute impulsion transverse satisfaisant les coupures cinématiques sont utilisés pour reconstruire la masse invariante M_{ee} . Dans la suite l'énergie et la position des candidats électrons sont mesurées à l'aide du calorimètre EM. La figure 6.3 montre les distributions de masse invariante pour le Z' et le Z ainsi que pour les bruits de fond de la Table 6.1 dans la région en masse 60-1500 GeV. Le bruit de fond $\gamma\gamma$ est négligeable. Les principales contributions autour de 1 TeV dans le spectre de masse invariante diélectronique sont le bruit QCD di-jets J4 à J6. La figure 6.4 présente la somme des bruits de fond dominants di-jets et γ +jets. La sommation de tous les lots di-jets dans les zones de résonance Z' et du Z donne une contribution 100 (resp.250) fois au dessus du pic du Z' (resp. Z). Au contraire, celle des lots γ +jets est dans les deux cas un ordre de grandeur en dessous du signal.

6.2 Extraction d'un signal de $Z' \rightarrow ee$ avec le calorimètre EM

A très haute énergie, un électron laisse une signature évidente dans le calorimètre EM puisqu'il induit une gerbe collimée contenue quasiment complètement dans le sous-détecteur. La fine granularité du calorimètre EM dans les directions latérale et longitudinale permet de mesurer précisément les caractéristiques de la gerbe électromagnétique et par conséquent de rejeter en grande partie les jets de haute énergie. La section 6.2.1 discute ce point. La distribution de la masse invariante diélectronique résultante, incluant les bruits di-jets et γ +jets, est ensuite donnée dans la section 6.2.3 et le potentiel de découverte d'un Z' est estimé. Finalement, tous les sous-détecteurs d'ATLAS sont inclus dans l'analyse et le nouveau potentiel de découverte du Z' est discuté dans la section 6.3. A travers cette section, une comparaison systématique avec le cas $Z \rightarrow e^+e^-$ est proposée. Une luminosité intégrée de 100 pb⁻¹ (resp. 1 pb⁻¹) de données LHC est supposée pour

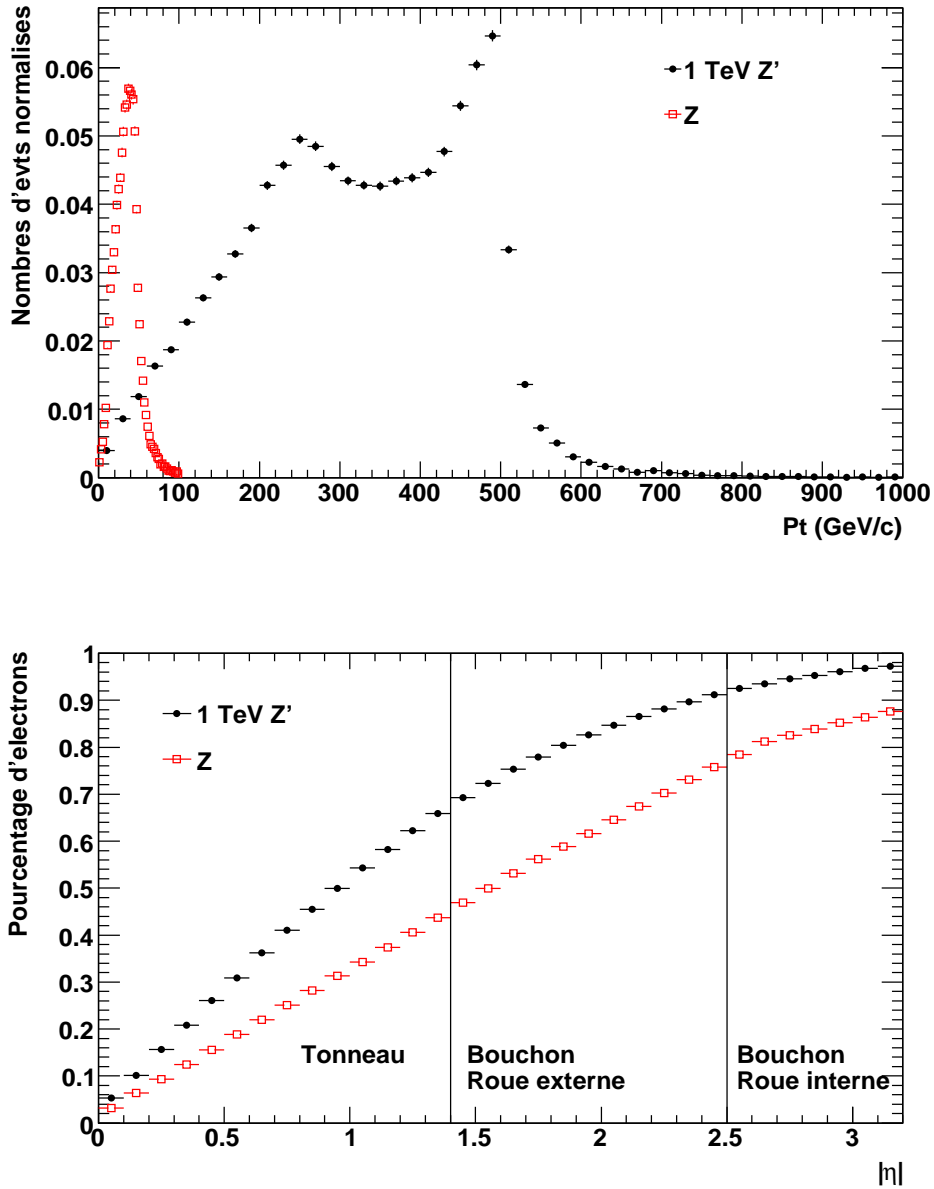


FIGURE 6.2: Haut : Distributions de l'impulsion transverse des électrons issus d'un Z' de 1 TeV (carrés noirs) et d'un Z (carrés ouverts rouges). Le pic en impulsion transverse des électrons du Z' est à ~ 500 GeV/c. La contribution à impulsion transverse plus faible est induite pas le processus Drell-Yan présent dans le lot de données simulées. Bas : Distributions cumulatives et normalisées en $|\eta|$ des électrons issus d'un Z' de 1 TeV (points noirs) et d'un Z (carrés ouverts rouges).

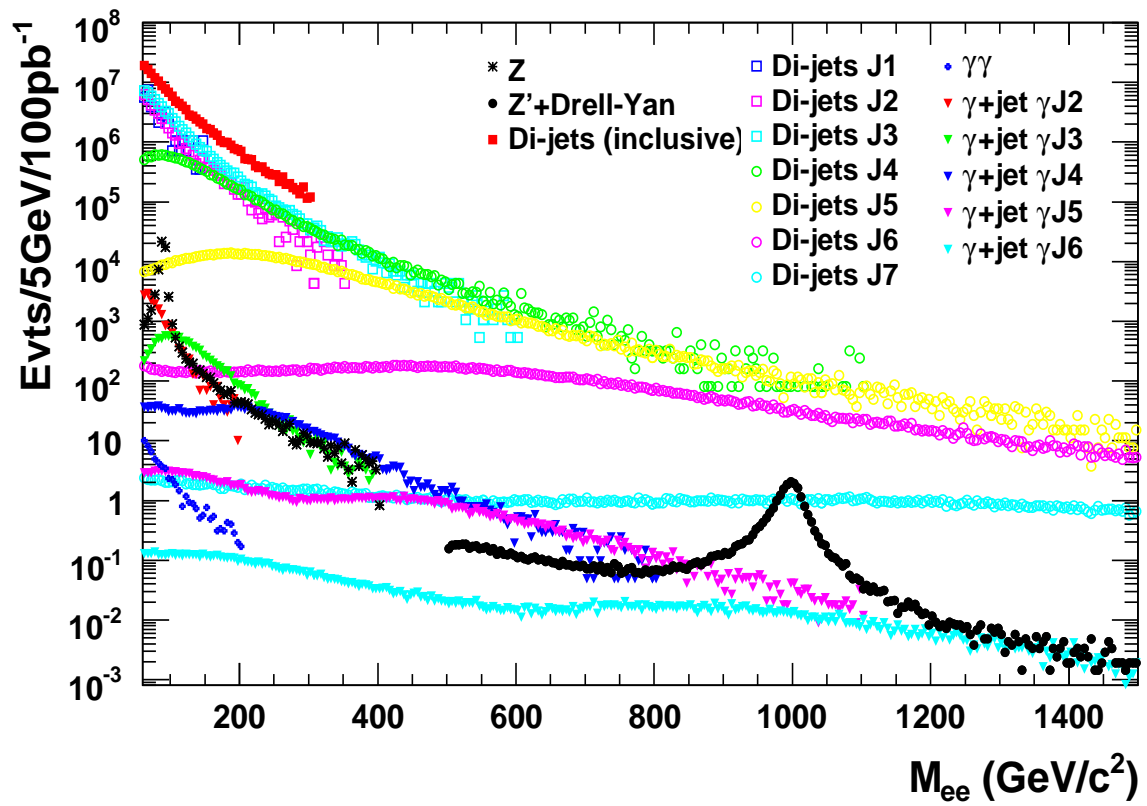


FIGURE 6.3: Spectres de masse invariante diélectronique de tous les signaux et bruits de fonds considérés dans la table 6.1 dans la région en masse 60-1500 GeV, après le déclenchement et les coupures cinématiques. Les distributions sont renormalisées à 100 pb^{-1} de données LHC à 14 TeV.

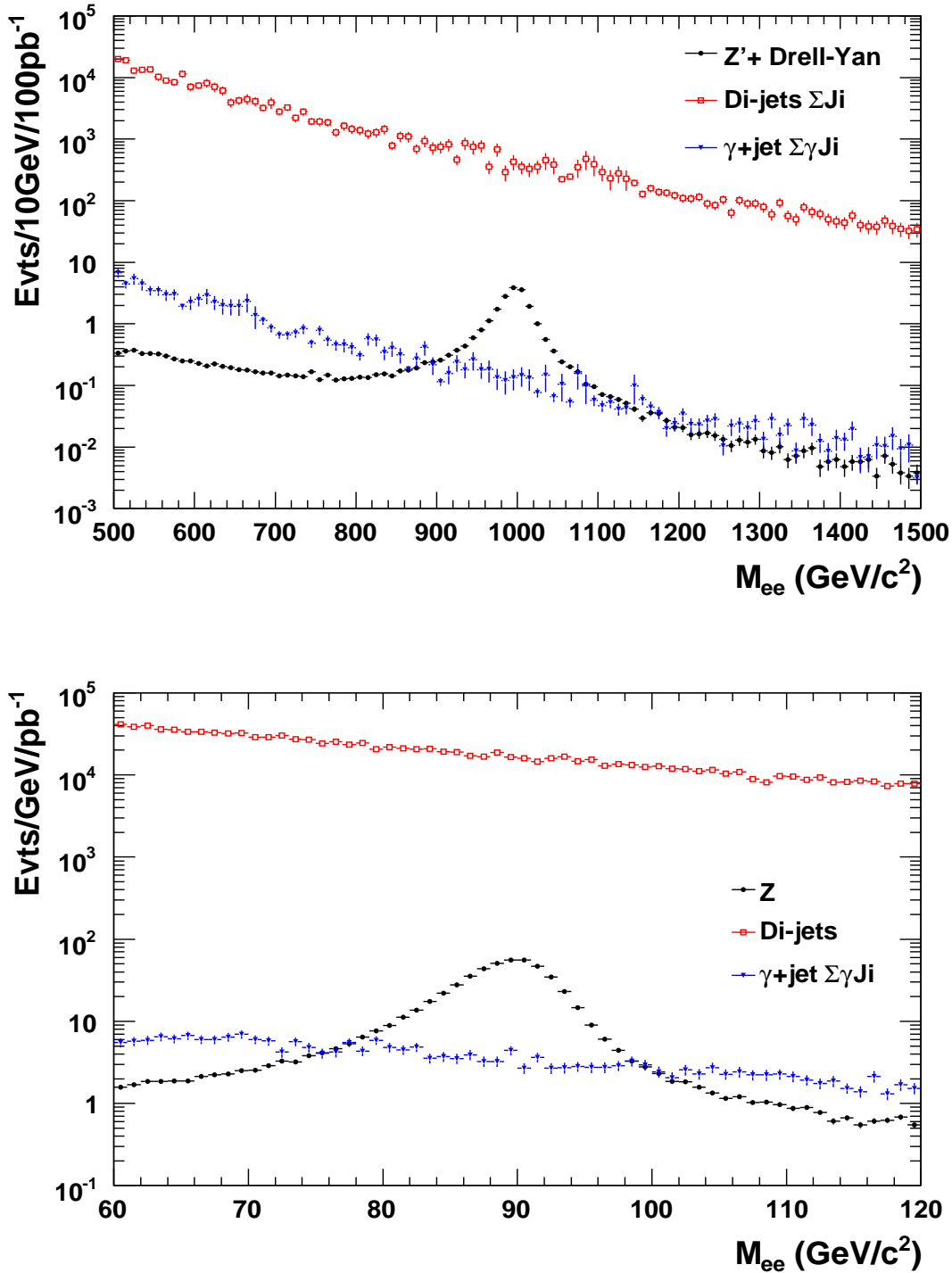


FIGURE 6.4: Haut : Spectres de masse invariante diélectronique pour le signal de Z' (points noirs), et pour les bruits di-jets (carrés ouverts rouges) et $\gamma + \text{jet}$ (triangles bleus), après les coupures cinématiques. Les distributions sont normalisées à 100 pb^{-1} de données LHC. Bas : Idem dans la région en masse du Z , normalisé à 1 pb^{-1} de données LHC.

l'étude du Z' (resp. Z).

6.2.1 Identification des électrons

Le calorimètre EM est segmenté longitudinalement en trois compartiments appelés S1, S2 et S3 de profondeur 4, 16-18, 2-12 longueurs de radiation X_0 , respectivement (section 3.1.2.3). En combinant avec une granularité transverse fine, cela permet de distinguer les dépôts d'énergie des électrons de haute énergie de ceux des jets. Dans cette section, seuls les amas électromagnétiques induits par les jets et les électrons sont considérés (c'est-à-dire que ni l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique ni les traces reconstruites ne sont utilisées).

Les trois principales variables discriminantes entre un amas électromagnétique induit par un jet et un induit par un électron sont :

- La fraction d'énergie déposée dans le compartiment S3, notée f_3 , est différente entre les deux types d'amas. La figure 6.5 (en haut à gauche) présente les distributions de f_3 de la gerbe EM pour les électrons du Z' et pour les faux électrons des lots di-jets dominants. f_3 est plus grand pour les gerbes hadroniques que pour les gerbes EM.
- Le cœur de la gerbe en S2, déterminé comme $\frac{E_{3 \times 3}}{E_{7 \times 7}}$ où $E_{i \times j}$ est l'énergie dans un amas de $i \times j$ cellules dans le plan $\eta \times \phi$. Cette variable est exposée sur la figure 6.5 (en haut à droite) pour les électrons du Z' et pour les faux électrons des lots di-jets dominants. Le cœur d'une gerbe EM est plus dense que celui d'une gerbe hadronique, en d'autres termes elle est plus collimée.
- La largeur de la gerbe dans S1 est plus importante pour l'amas EM induit par un jet et est calculée via :

$$\omega_{S1}^\eta = \sqrt{\frac{\sum_{i_{max}-20}^{i_{max}+20} E_i \times (i - i_{max})^2}{\sum_{i_{max}-20}^{i_{max}+20} E_i}} \quad (6.1)$$

où i est une cellule de S1 autour de celle avec le maximum d'énergie déposée i_{max} pour un ϕ fixé. ω_{S1}^η est présenté sur la figure 6.5 (en bas) pour les électrons du Z' et pour les faux électrons des lots di-jets dominants. La structure en plusieurs pics de la largeur en S1 reflète l'évolution de la granularité du premier compartiment dans les bouchons du calorimètre EM.

Il est possible de rejeter la majorité des faux électrons et de garder une grande efficacité de sélection des électrons du Z' en appliquant seulement des coupures sur ces trois variables. Leurs facteurs de corrélation 2 à 2 sont d'au plus 20% pour le signal et les bruits de fond.

Dans la suite, l'efficacité d'identification des électrons du signal est définie comme le pourcentage d'amas EM reconstruits, passant les coupures cinématiques (section 6.1.2) et

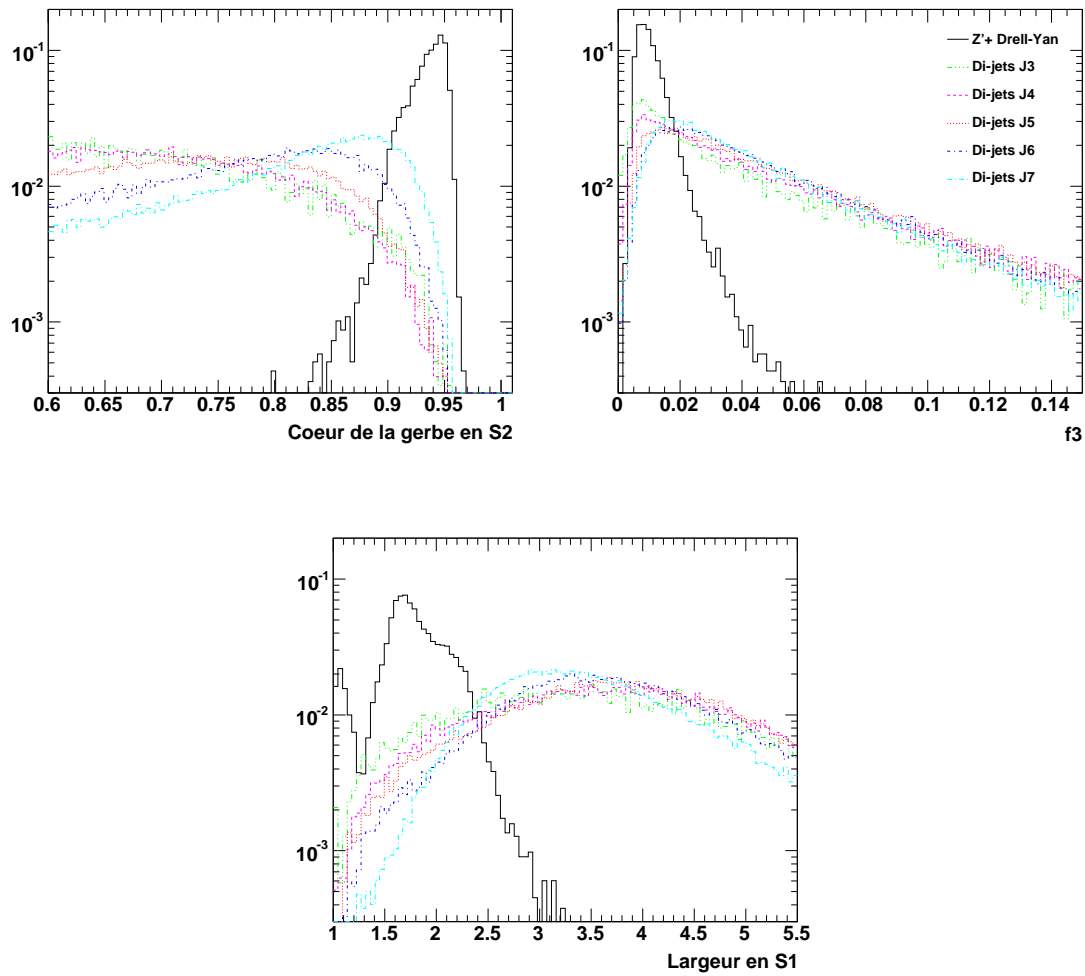


FIGURE 6.5: Distributions normalisées des variables discriminantes de la gerbe EM pour les électrons du Z' (lignes pleines) et pour les faux électrons des lots di-jets dominants J3 à J7 (lignes pointillées et tirets) : la fraction d'énergie dans S3 (en haut à gauche), la fraction d'énergie dans le cœur de la gerbe dans S2 (en haut à droite) et la largeur de la gerbe dans S1 (en bas).

correspondant à un électron vrai, qui satisfont les coupures d'identification. Le rejet des faux électrons est l'inverse de l'efficacité obtenue pour les lots di-jets mais sans correspondance avec la vérité.

Les efficacités obtenues avec les trois variables discriminantes mentionnées précédemment sont montrées figure 6.6 (gauche) en fonction de la valeur de la coupure pour le signal Z' et pour les lots di-jets dominants dans la région de 1 TeV. Pour exemple, la figure en haut à gauche montre que si l'on demande que moins de 4% de l'énergie de l'électron soit déposée dans S3, une efficacité d'identification des vrais électrons de 99.1% est obtenue alors qu'un peu moins d'un faux électron (passant les coupures cinématiques) sur deux est rejeté. Afin de vérifier la validité de ces coupures, les distributions similaires sont montrées à droite de la figure 6.6 pour les électrons du Z et les faux électrons du lot 5802 de di-jets. On observe une évolution similaire des électrons du Z à celle des électrons du Z' . L'efficacité pour les électrons du Z est 10% plus faible pour les variables de S1 et S2 étant donné qu'à plus basse énergie les gerbes électromagnétiques sont moins collimées.

Afin de garder une efficacité d'identification des électrons du Z' la plus haute possible, les valeurs des trois coupures ont été choisies ainsi :

$$f_3 < 0.04, \quad \frac{E_{3 \times 3}}{E_{7 \times 7}} > 0.85, \quad \omega_{S1}^\eta < 2.5 \quad (6.2)$$

Ces coupures sont indépendantes afin de l'identification des électrons simplement. Elles ne sont pas optimisées spécifiquement pour le Z' considéré ici afin de garder cette étude valide pour d'autres modèles de Z' avec notamment des résonnances à d'autres masses. Le tableau 6.2 résume les efficacités pour les électrons du Z' ainsi que les rejets des faux électrons pour les valeurs de coupures choisies. Plus de 96% des électrons du Z' sont identifiés alors que les faux électrons sont rejetés d'un facteur 15 à 70 en fonction de leurs énergies.

Une comparaison est réalisée avec la sélection la moins stricte des identifications par défaut d'Atlas (*isEMLoose*), qui requiert [28] :

- Une fuite limitée d'énergie dans calorimètre hadronique. Elle est définie comme le rapport entre l'énergie transverse mesurée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique et l'énergie transverse totale. Les limites supérieures sont dépendantes de η et l'impulsion transverse et varient de 0.018 à 0.06.
- Le cœur de la gerbe dense dans le compartiment S2 via une coupure sur la variable $\frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}}$ où $E_{i \times j}$ est l'énergie dans un amas de $i \times j$ cellules dans le plan $\eta \times \phi$. Les limites inférieures sont dépendantes de η et l'impulsion transverse et varient de 0.6 à 0.91.
- Une largeur latérale fine dans le compartiment S2 via une coupure sur la variable :

$$\omega_{S2}^\eta = \sqrt{\frac{\sum E_i \times \eta^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \times \eta}{\sum E_i}\right)^2} \quad (6.3)$$

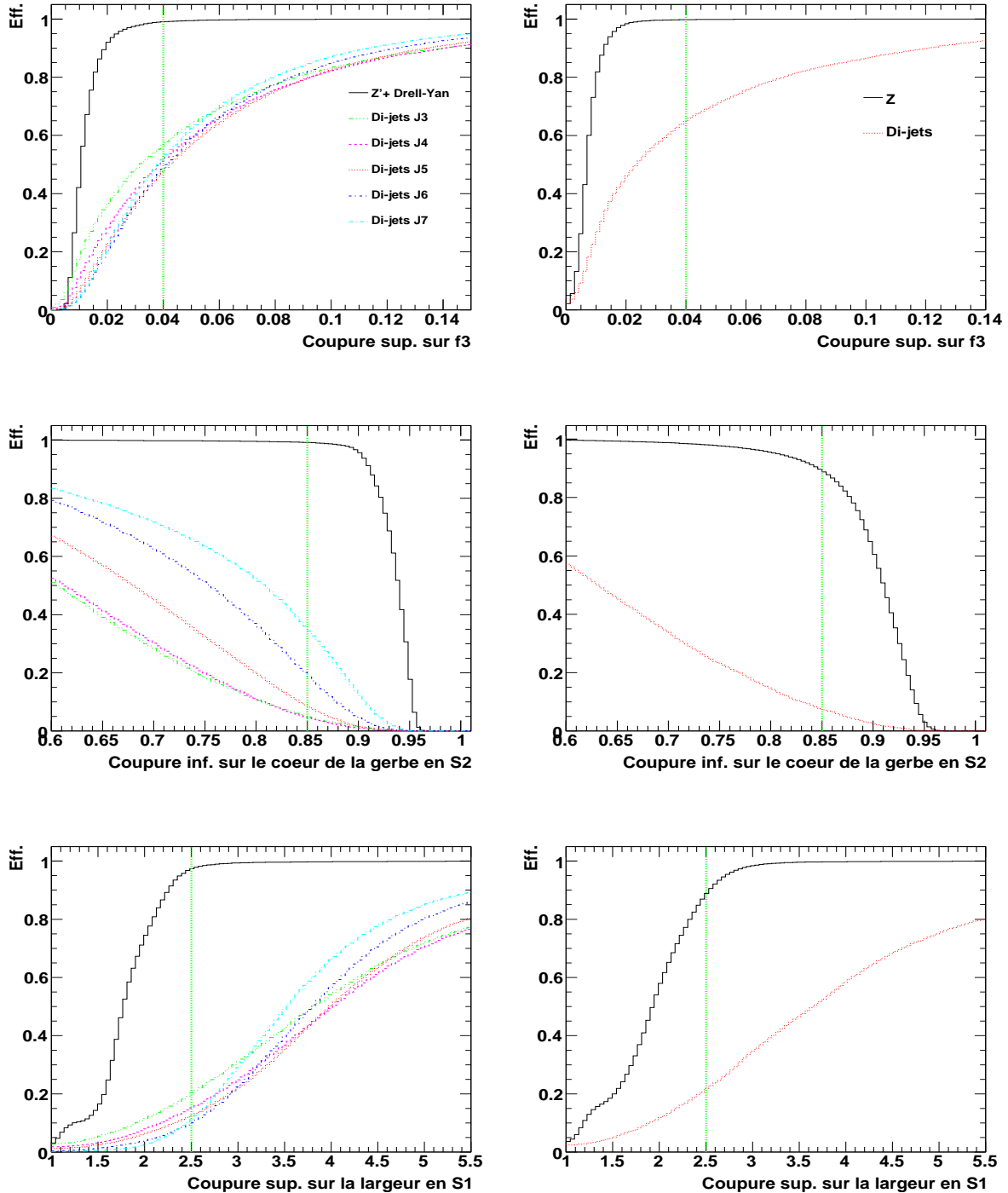


FIGURE 6.6: Gauche : Efficacité en fonctions des valeurs des coupures des trois variables discriminantes pour les électrons du Z' (ligne pleine) et pour les faux électrons des lots di-jets dominants J3 à J7 (lignes pointillées et tiret) : la fraction d'énergie dans S3 (haut), la fraction d'énergie dans le cœur de la gerbe en S2 (milieu) et la largeur de la gerbe dans S1 (bas). Droite : Distributions similaires pour les électrons du Z et les faux électrons du lot di-jets inclusif. Dans la deux cas, les lignes verticales indiquent la coupure appliquée.

où E_i est l'énergie de la i ème cellule d'un cluster 3×5 et η la position du point d'impact de la particule dans S2. Les limites inférieures sont dépendantes de η et l'impulsion transverse et varient de 0.0125 à 0.02.

- De faibles critères de correspondance entre l'amas EM et la trace reconstruite : $\Delta\phi < 0.1$, $\Delta\eta < 0.05$ et $E/p < 10$.

Avec cette sélection, l'efficacité d'identification des électrons du Z' est 5% plus faible que celle obtenue avec la sélection basée uniquement sur le calorimètre EM. Cela est illustré figure 6.7 en fonction de la pseudo rapidité η (gauche) et de l'impulsion transverse p_T (droite). Cette différence de 5% est la conséquence de la comparaison amas/traces qui n'est pas efficace à 100%, spécialement dans les bouchons où la plus grande quantité de matière dans le détecteur interne réduit la qualité de la comparaison amas/traces. En comparaison avec l'identification à 3 coupures, les rejets des faux électrons avec *isEMLoose* sont largement dégradés pour les lots J3 à J5 contrairement à ceux des lots J6 et J7. Cette évolution du rejet en fonction de l'énergie des faux électrons est induite par la dépendance en énergie de la coupure $\frac{E_{3 \times 3}}{E_{7 \times 7}} > 0.85$. En conclusion la sélection basée uniquement sur le calorimètre EM montre, pour les électrons de très grande énergie considérés ici, une meilleure efficacité et permet un rejet similaire voire supérieur des faux électrons comparée à l'identification par défaut la plus lâche d'Atlas. Elle est par conséquent adéquate pour la recherche d'un signal $Z' \rightarrow ee$ dans les premières données qui est principalement limitée par le petit nombre d'évènements attendus.

Les efficacités pour les électrons issus d'un Z et les rejets des faux électrons d'énergies similaires sont données dans le tableau 6.3. Dans ce cas, la sélection basée sur les 3 coupures simples est 10% moins efficace que *isEMLoose* mais donne un facteur de rejet de faux électrons trois fois supérieur. Cette différence est due à une coupure plus sévère sur la largeur de la gerbe dans la sélection à 3 coupures. Les requêtes de fuites hadroniques limitées et comparaison trace-amas de *isEMLoose* compensent en partie cet effet. En utilisant la définition du facteur de rejet des analyses de performance du groupe $e\gamma$, qui normalisent aux jets vrais non filtrés, un facteur 40 doit être appliqué, donnant un rejet d'environ 550 pour *isEMLoose*, ce qui est en accord avec les résultats de l'analyse de [28].

6.2.2 Potentiel de découverte d'un Z' avec le calorimètre EM

La masse invariante reconstruite, M_{ee} , après l'identification basée sur le calorimètre EM avec les trois critères présentés précédemment, est présentée sur la figure 6.8 (en haut) pour le signal Z' et pour les lots de bruits. Les distributions sont normalisées à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} à 14 TeV. Pour les bruits di-jets (J_i) et γ +jet (γJ_i), les spectres de masse invariante sont extrapolés à partir des spectres au niveau cinématique en y appliquant les facteurs de rejet d'un amas EM induit par un jet du tableau 6.2. Cette méthode est nécessaire afin de pallier le manque de statistique à la suite des coupures de sélection. Comparé au niveau cinématique de la figure 6.4, le bruit de fond di-jets est à présent sous le pic en masse du Z' d'environ un ordre de grandeur mais reste dominant d'environ un ordre de grandeur par rapport au Drell-Yan qui est irréductible. Le bruit

Coupures	Efficacité électrons du Z'	Facteur de rejet							
		J0	J1	J2	J3	J4	J5	J6	J7
$f3 < 0.04$	99.1%	1.5	1.4	1.4	1.7	1.9	2.0	2.0	1.9
$+E_{3 \times 3}/E_{7 \times 7} > 0.85$	98.3%	10.5	9.8	12.3	26.7	30.6	18.5	8.6	4.6
$+\omega_{S1}^\eta < 2.5$	96.4%	18.2	18.1	25.2	57.4	71.0	51.8	29.2	14.6
<i>isEMLoose</i>	91.2%	11.9	13.1	10.2	19.2	29.8	35.4	39.6	49.3

TABLEAU 6.2: Efficacité pour les électrons du Z' et rejets des faux électrons pour tous les lots di-jets. Comme indiqué dans le texte, le rejet est normalisé en fonction du nombre d'amas EM reconstruits satisfaisant les critères cinématiques (section 6.1.2). Les trois coupures de la colonne de gauche sont indépendantes de η . *isEMLoose* correspond à l'identification standard des électrons la plus lâche d'Atlas. Les erreurs statistiques sont typiquement de l'ordre de $\pm 0.1\%$ pour les efficacités et de $\pm 1\%$ pour les rejets.

Coupures	Efficacité électrons du Z	Facteur de rejet lot 5802
$f3 < 0.04$	99.8%	1.5
$+E_{3 \times 3}/E_{7 \times 7} > 0.85$	88.7%	15.5
$+\omega_{S1}^\eta < 2.5$	81.4%	30.5
<i>isEMLoose</i>	90.4%	13.1

TABLEAU 6.3: Même tableau que le tableau 6.2 pour les électrons issu d'un Z et pour les faux électrons du lot inclusif di-jets 5802. Comme indiqué dans le texte, le rejet est normalisé en fonction du nombre d'amas EM reconstruits satisfaisant les critères cinématiques (section 6.1.2). *isEMLoose* correspond à l'identification standard des électrons la plus lâche d'Atlas.

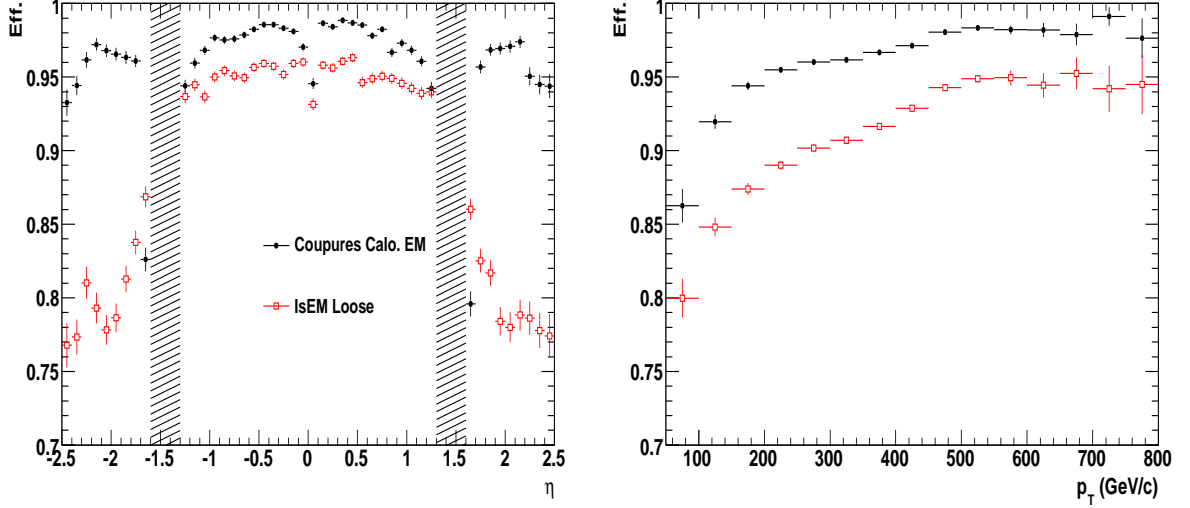


FIGURE 6.7: Efficacité des électrons issus d'un Z' en fonction de la pseudo rapidité η (à gauche) et de l'impulsion transverse p_T (à droite) en utilisant les trois coupures indépendantes de η basées sur le calorimètre EM seulement (points noirs) et isEMLoose d'ATLAS (carrés ouverts rouges). Les régions hachurées correspondant aux zones autour des cracks du calorimètre EM qui ont été exclues.

γ +jet est très en dessous du signal et peut être négligé.

Le nombre d'évènements de signal et de bruit peut être extrait à partir d'un ajustement de la somme de toutes les contributions (signal+bruits) au diagramme de masse invariante. Le signal de Z' est modélisé par une fonction Breit-Wigner, multipliée par une terme exponentiel pour tenir compte des interférences entre le signal de Z' et le Drell-Yan. Le bruit de fond total est modélisé par un terme exponentiel additionnel. Le spectre de masse invariante reconstruite est donc ajusté par la fonction suivante :

$$D(M_{ee}) = a_{BW} \times \frac{\Gamma}{(2\pi) [(M_{ee} - M_{Z'})^2 + (\Gamma/2)^2]} \times e^{-c_{int}M_{ee}} + a_{bkgd}e^{-c_{bkgd}M_{ee}} \quad (6.4)$$

où a_{BW} , $M_{Z'}$, c_{int} , a_{bkgd} et c_{bkgd} sont les paramètres libres, alors que Γ est fixé à la largeur théorique de désintégration du Z' (12 GeV pour le modèle considéré dans cette étude [88]). La résolution du détecteur est prise en compte en convoluant cette fonction avec une gaussienne, dont la largeur σ_G est aussi gardée libre lors de l'ajustement. La figure 6.9 illustre le résultat d'un ajustement typique, montrant les contributions de la Breit-Wigner multipliée par l'exponentielle d'interférence (en vert) et de l'exponentielle du bruit de fond (en violet) à la fonction totale (en noir). Une masse de Z' d'environ 1 TeV est extraite et une largeur de gaussienne σ_G autour de 15 GeV est trouvée, complètement dominée par la résolution en position du calorimètre EM (en utilisant les traces associées pour déterminer la position, la largeur diminue à 8.7 GeV en accord avec les résultats obtenus dans la référence [88]). L'ajustement est réalisé dans la région en masse [500 – 1500] GeV. Le nombre d'évènements de signal (resp. bruit), s (resp. b) est déterminé grâce à l'intégrale

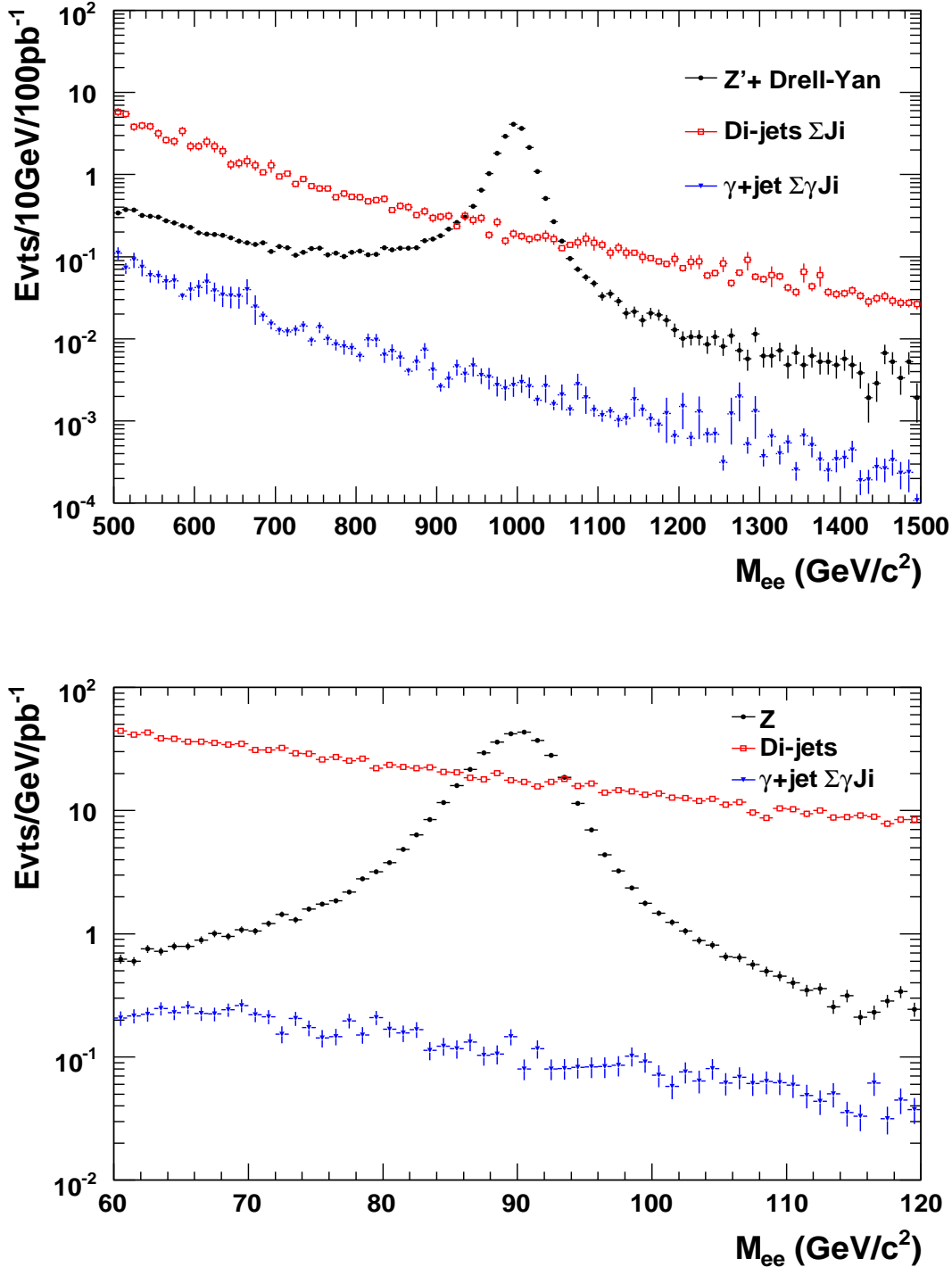


FIGURE 6.8: *Haut* : Spectres de masse invariante diélectronique pour le signal de Z' (points noirs), pour les bruit di-jets (carrés ouverts rouges) et $\gamma + \text{jet}$ (triangles bleus), après la sélection basée uniquement sur le calorimètre EM. Les distributions sont normalisées à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . *Bas* : Mêmes distributions pour le pic en masse du Z normalisées à 1 pb^{-1} de données LHC.

des fonctions ajustant le signal (resp. bruit) dans une fenêtre de $\pm 3\sigma_{tot}$ autour du pic de résonance $M_{Z'}$. σ_{tot} est la somme quadratique de la largeur de la gaussienne et de la largeur de Z' (largeur à mi-hauteur divisée par 2.355) : $\sigma_{tot} = \sigma_G \oplus \frac{\Gamma}{2.355}$. La signification du signal au dessus du bruit, basée seulement sur les incertitudes statistiques, est ensuite évaluée comme :

$$S_{cL} = \sqrt{2 \left((s + b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)} \quad (6.5)$$

Ce calcul est basé sur la distribution de Poisson appliqué aux petits nombres d'évènements [89].

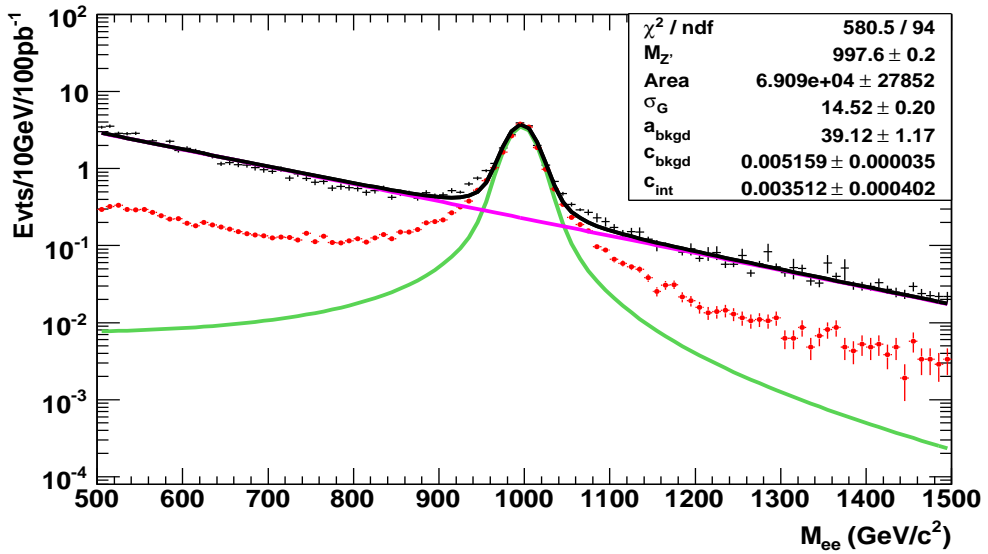


FIGURE 6.9: Distribution de la masse invariante reconstruite et le résultat de l'ajustement correspondant à l'équation (6.4). Les contributions du premier terme (Breit-Wigner multipliée par l'interférence exponentielle) et du bruit exponentiel à la fonction totale (en noir) sont montrés en vert et en violet respectivement. Les points rouges correspondent au signal $Z'+\text{Drell-Yan}$.

Dans la région en masse à $\pm 3\sigma_{tot}$ autour du pic, 18.1 évènements de signal et 2.2 de bruit sont attendus avec une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Cela représente une signification statistique $S_{cL} = 7.4\sigma$. En comparaison la signification avec l'identification *isEMLoose* d'ATLAS n'est que de 5.5σ . Cette différence est la conséquence d'un rejet des faux électrons plus faible comparé à celui de la sélection basée uniquement sur le calorimètre EM (section 6.2.1). La principale incertitude systématique sur ces résultats repose sur la mauvaise connaissance de la section efficace et donc de la contribution du bruit de fond QCD di-jets. En supposant un facteur 2 et 5 d'incertitude sur le bruit, l'erreur sur la signification est, respectivement, $(7.4 \pm 1.2) \sigma$ et $(7.4^{+2.2}_{-3.3}) \sigma$. Pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV, cette signification diminue respectivement à $(5.6 \pm 0.7) \sigma$ et $(5.6^{+1.3}_{-2.3}) \sigma$.

Avant de déclarer la découverte d'une nouvelle résonance lourde, la priorité est la reconstruction du pic du Z qui sera ensuite utilisé comme chandelle standard, la sélection utilisée pour le Z' a donc été appliquée à un échantillon de Z. Les résultats sont montrés

sur la figure 6.8 (en bas) pour 1 pb^{-1} de données LHC. Le pic en masse du Z apparaît avec un facteur 2.5 au-dessus du bruit de fond QCD di-jets, avec 290 évènements de signal dans la région en masse à $\pm 3\sigma_G$ autour du pic. Comparé au bruit de fond, cela représente une signification d'environ 17σ . Cependant il est important de noter que la marge de sécurité par rapport à l'incertitude sur le niveau du bruit de fond QCD est plus faible que dans le cas du Z' .

6.2.3 Potentiel de découverte d'un Z' avec Atlas

La section précédente a démontré qu'une résonance d'un Z' de 1 TeV peut être extraite du bruit QCD en utilisant uniquement le calorimètre EM avec 100 pb^{-1} de données. L'utilisation des pleines possibilités du détecteur Atlas, *i.e.* exploiter l'ensemble des sous détecteurs, offre des possibilités simples et efficaces d'améliorer les rejets du bruit di-jets.

Tout d'abord, les jets déposent une fraction d'énergie beaucoup plus grande dans le calorimètre hadronique que les électrons dont les gerbes sont presque complètement contenues dans le calorimètre EM même aux énergies de l'ordre du TeV. C'est pourquoi, en remplaçant la coupure sur la fraction d'énergie dans le troisième compartiment du calorimètre EM ($f_3 < 0.04$) par une coupure sur le rapport en énergie entre la première couche du calorimètre hadronique et le second compartiment du calorimètre EM ($f_{had} < 0.1$), il est possible d'augmenter le rejet du bruit di-jets en gardant une efficacité d'identification des électrons fixe. Comme illustré sur la figure 6.10, comparé à la figure 6.6 (en haut), le rejet des faux électrons augmente d'un facteur 3 (à basse énergie J3) à 10 (à haute énergie J7). Contrairement au cas utilisant la variable f_3 , le rejet obtenu avec la coupure sur les fuites hadroniques augmente avec l'énergie des jets. Le niveau du bruit de fond di-jets total diminue dans la région en masse du pic de plus d'un ordre de grandeur, *i.e.* il est à présent du même ordre de grandeur que le bruit de fond irréductible qu'est le Drell-Yan. Cela est présenté figure 6.11 (en haut à gauche). La signification du signal qui découle de cette modification de l'identification augmente de 7.4σ à 10.5σ (de 5.6σ à 7.5σ pour des données à 10 TeV). Dans le cas du Z illustré figure 6.11 (en haut à droite), la réduction du bruit de fond est seulement d'un facteur 3 car l'énergie des jets est plus basse. Comparée à la section précédente, la signification du signal augmente de 17σ à 23σ .

Il est possible de diminuer à un niveau négligeable le bruit de fond di-jets en demandant un accord entre l'amas électromagnétique et une possible trace associée. Par exemple, un critère faible ($\Delta\phi < 0.1, \Delta\eta < 0.05$ et $E/p < 10$) permet de réduire sa contribution bien en dessous de l'irréductible bruit Drell-Yan autour de la région du TeV (figure 6.11 en bas à gauche). Il en résulte une perte d'efficacité de reconstruction du Z' d'environ 15%, laissant 15.3 évènements de signal dans la fenêtre $\pm 3\sigma_G$ autour du pic. La signification du pic au dessus du bruit est par conséquent légèrement dégradée à 10.2σ (7.3σ pour des collisions à 10 TeV). De même le bruit QCD dans la région en masse du pic du Z, figure 6.11 (en bas à droite), est réduit au niveau du Drell-Yan, améliorant largement la signification du signal car la statistique du signal est beaucoup plus grande que dans le cas du Z' . La marge de sécurité par rapport à l'incertitude sur le niveau du bruit de fond QCD augmente elle-aussi.

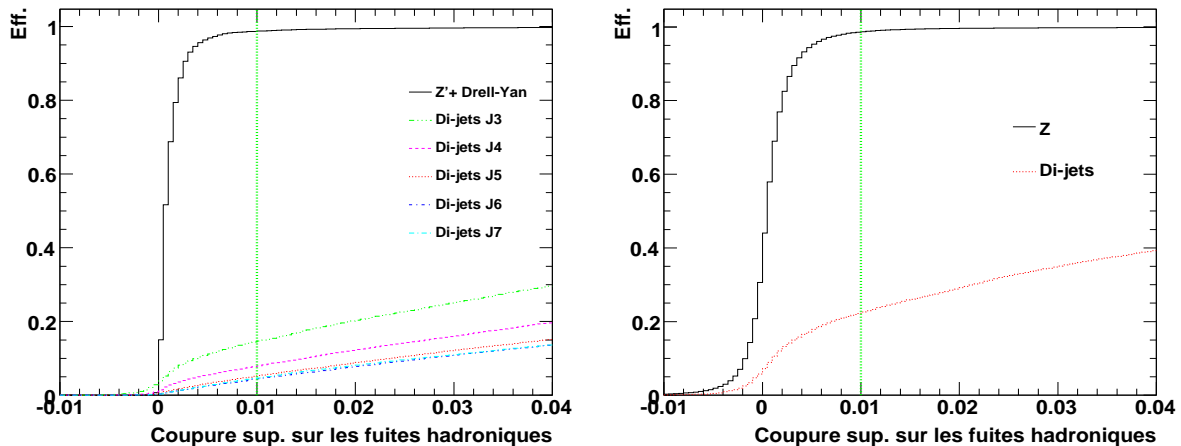


FIGURE 6.10: A gauche : Efficacité en fonction de la valeur de la coupure sur les fuites hadroniques pour les électrons issus d'un Z' (ligne pleine) et pour les faux électrons des lots di-jets J3 à J7 (lignes pointillées et tirets). A droite : Même distribution pour les électrons issus d'un Z et pour les faux électrons issus des di-jets inclusifs. Dans les deux cas, la ligne verticale indique la coupure appliquée.

6.3 Performance d'un calorimètre EM optimisable et découverte rapide d'un Z'

La technologie de l'argon liquide, robuste et déjà validée par d'autres expériences de physique des hautes énergies, devrait être opérationnelle dès les premiers jours de la période de prise de données.

De plus, le calorimètre EM devrait fonctionner relativement bien puisque que sa réponse sur la totalité de sa couverture en η a été précédemment calibrée et que la simulation est finement comprise grâce à de nombreux tests sous faisceaux [48, 58, 83]. A cela s'ajoute une confirmation *in situ* via les études des muons cosmiques (voir notamment chapitre 4) [64, 84].

Cependant le calorimètre EM n'atteindra pas immédiatement ses performances nominales lors des toutes premières prises de données. Des limitations liées au détecteur (6.3.1) ainsi que des limitations liées à la reconstruction en énergie des électrons (6.3.2) sont possibles. Leur impact sur le potentiel de découverte d'un Z' est évalué.

6.3.1 Limitations liées au calorimètre EM

Parmi les ~ 170000 cellules du calorimètre EM, moins de 0.02% ne peuvent être lues en raison de problèmes rencontrés durant le câblage ou l'assemblage des roues [53, 54]. Tous les nouveaux problèmes *in situ* sont liés à l'électronique frontale et ont été/peuvent être résolus en réparant les cartes (cf. chapitre 5). Ce très faible taux de cellules problématique n'entraîne qu'un impact négligeable sur le potentiel de découverte d'un Z' . Il est intéressant

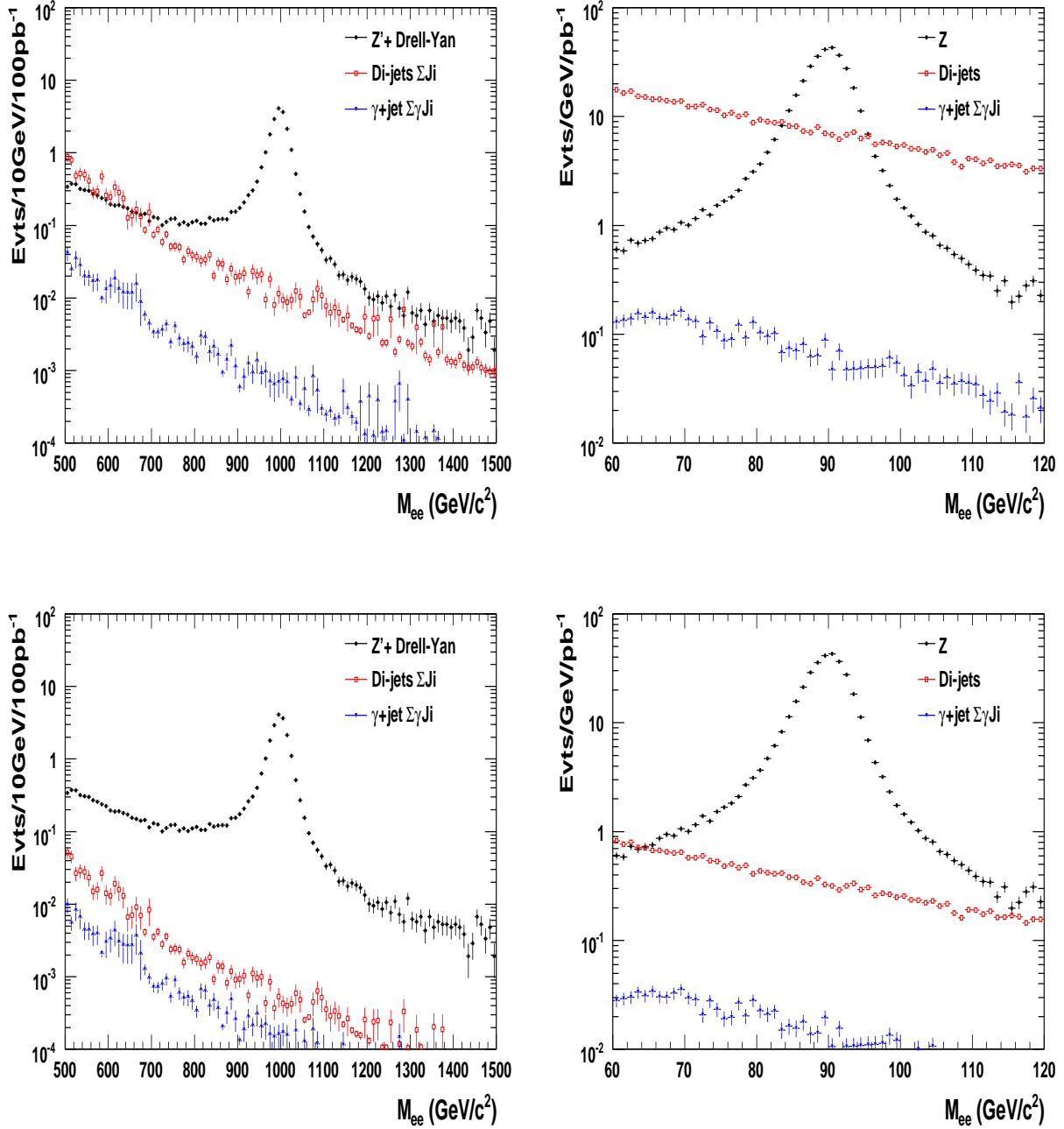


FIGURE 6.11: A gauche : spectres de masse invariante di-électronique normalisés à 100 pb^{-1} de données LHC pour le signal de Z' (points noirs), pour les bruits de fond di-jets (carrés ouverts rouges) $\gamma + \text{jet}$ (triangles bleus). A droite : Même distribution pour le Z avec 1 pb^{-1} de données LHC. Dans les deux cas, les distributions du haut sont obtenues à partir de la figure 6.8 en remplaçant la coupure $f3 < 4\%$ par une coupure sur les fuites hadroniques $f_{had} < 1\%$ (voir texte). Les distributions du bas sont obtenues en associant les amas EM à de possibles traces dans le détecteur interne.

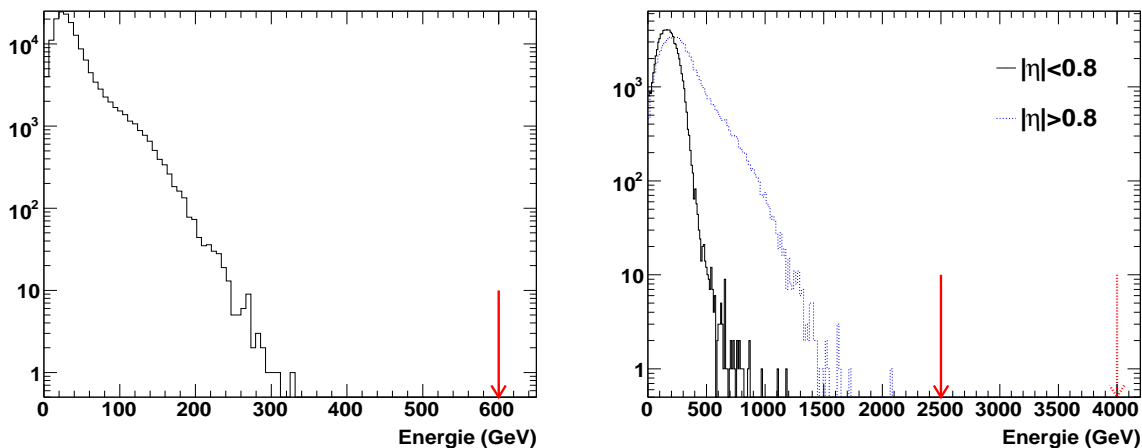


FIGURE 6.12: Distributions des dépôts d'énergie maximum enregistrés dans les cellules de S1 (à gauche) et de S2 (à droite) du calorimètre EM pour un signal de $Z' \rightarrow ee$ de 1 TeV. Les flèches rouges indiquent les limites de saturation.

de mentionner que la large gamme dynamique de l'électronique frontale a été développée pour mesurer des électrons pouvant atteindre 5 TeV. Pour illustrer ce point, la figure 6.12 montre que les dépôts d'énergie dans une cellule engendrés par les électrons d'un Z' de 1 TeV sont loin de la limite de saturation (flèches verticales). Une simple extrapolation aux plus hautes énergies indique que seulement 5% des cellules de S1 et S2 devraient saturer pour les électrons d'un Z' de 6 TeV.

Le calcul de l'énergie de chaque cellule du calorimètre EM est réalisée via l'électronique de lecture (ROD). Il est le résultat d'une procédure optimisée sur les données des tests sous faisceaux [57]. Il a également été testé *in situ* sur la couverture totale du calorimètre EM grâce aux dépôts de hautes énergies des muons cosmiques [84]. Les résultats démontrent que la qualité de la détermination de l'énergie par cellule est similaire dans les parties tonneau et bouchons. Cela est particulièrement important puisque la recherche d'un Z' est statistiquement limitée : 20% des électrons issus d'un Z' sont reconstruits dans les bouchons, *i.e.* 40% des Z' ont au moins un électron dans les bouchons.

Au niveau déclenchement, un dépôt d'énergie de quelques centaines de GeV dans le calorimètre EM est une signature évidente. Cependant, l'utilisation d'un déclenchement dédié au Z' (L1_EM100) peut être dangereux au démarrage de la prise de données puisque la chaîne complète du système de déclenchement ne sera pas entièrement calibrée et maîtrisée. Comme déjà mentionné dans la section 6.1.2, il a été vérifié qu'utiliser un déclenchement pour le Z sans critère d'isolation sur les électrons (L1_2EM13) permet de sélectionner 99.9% du signal d'un Z' .

Tous les arguments ci-dessus donnent confiance sur la capacité à bien reconstruire l'énergie des cellules sur tout le calorimètre EM si des événements de Z' sont enregistrés dans les toutes premières données.

6.3.2 Limitations liées à l'étalonnage en énergie des premiers électrons

Dans le software actuel d'Atlas un algorithme de fenêtre glissant "sliding window" est utilisé pour trouver et reconstruire les amas électromagnétiques [85]. Cet algorithme forme des amas rectangulaires avec une taille fixée pour chaque compartiment ¹, positionné afin de maximiser la quantité d'énergie reconstruite. Via une approche simplifiée, qui est la méthode par défaut de la version 13 du software d'ATLAS, l'énergie des amas est calculée comme étant la somme pondérée des énergies mesurées dans les différentes couches du calorimètre EM [28] :

$$E = \lambda(a + w_0 E_{PS} + E_1 + E_2 + w_3 E_3) \quad (6.6)$$

où E_{PS} et $E_{1..3}$ sont les énergies des amas dans le pré-échantillonneur et les trois couches du calorimètre EM. Le coefficient λ est un facteur d'échelle global, a et w_0 corrigent des pertes d'énergie en amont du calorimètre, et w_3 corrige des pertes longitudinales. Le dernier terme est particulièrement important pour les électrons de très haute énergie, comme ceux considérés dans ce chapitre. Ces coefficients appelés poids longitudinaux, sont déterminés avec les lots Monte-Carlo d'électrons d'énergie transverse fixe et permettent d'optimiser la résolution en énergie ainsi que la linéarité de la réponse [28]. Avant l'optimisation des Monte Carlo grâce aux premières données (comme par exemple une stratégie possible [86] pour déterminer la quantité de matière devant le calorimètre EM), cette détermination de l'énergie va entraîner des incertitudes systématiques dans la reconstruction en énergie des électrons issus des données LHC. C'est pourquoi il est intéressant de considérer une méthode de reconstruction de l'énergie plus simple, *i.e.* indépendante des Monte-Carlo, pour les premières prises de données :

$$E = E_{PS} + E_1 + E_2 + E_3 \quad (6.7)$$

L'énergie dans le pré-échantillonneur E_{PS} pourrait être négligée sans conséquence pour le domaine de très haute énergie considéré ici. La figure 6.13 montre l'impact de cette reconstruction en énergie sans application de poids sur le spectre de masse invariante dans la région du Z' (resp. Z), normalisé à 100 pb^{-1} (resp. 1 pb^{-1}). Le signal et les bruits de fond sont sommés et l'identification des électrons est basée uniquement sur le calorimètre EM comme dans la figure 6.8 (section 6.2.1). Dans les deux cas, pour le Z et pour le Z' , un décalage de 5% est observé pour l'échelle d'énergie absolue, alors que la largeur de la gaussienne du pic du Z' est dégradée seulement de quelques pourcents. La signification d'une découverte d'un Z' (7.4σ) n'est donc pas sensible au choix de la méthode de reconstruction de l'énergie des électrons.

La résolution en énergie du calorimètre EM peut aussi être un paramètre crucial pour la découverte d'un Z' . Elle s'exprime comme une somme quadratique de trois termes :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (6.8)$$

¹ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ (resp. 5×5) pour les électrons dans la couche S2 du tonneau (resp. de la roue externe des bouchons).

où a est le terme stochastique, b le terme de bruit et c le terme constant. A très haute énergie, la résolution en énergie est complètement dominée par le terme constant, qui a été vérifié inférieur à 0.7% lors des tests faisceaux pour environ 15% des modules du calorimètre EM [48]. Dans les toutes premières données, les effets instrumentaux (pureté du gaz, variation de température, faible connaissance de la matière, ...) peuvent accroître temporairement la valeur de ce terme constant. Afin d'estimer son impact sur le potentiel de découverte d'un Z' , un terme constant conservatif de 2% et un second très pessimiste de 5% (plus proche de la valeur attendue pour le calorimètre EM de CMS lors de la première période de prise de données) ont été implémentés dans la reconstruction. La figure 6.14 compare les spectres de masse invariante obtenus avec la reconstruction simple de l'énergie des électrons de l'équation 6.7 pour les trois valeurs différentes du terme constant. La largeur de la gaussienne du pic du Z' est dégradée de 20% (40%) pour $c = 2\%$ ($c = 5\%$) comparée au cas nominal. L'impact sur le potentiel de découverte d'un Z' est faible : la signification comparée à la valeur nominale de 7.4σ décroît à 7.2σ (6.2σ) pour $c = 2\%$ ($c = 5\%$). A 10 TeV, cela donne 5.5σ (4.7σ) comparé au 5.6σ nominal. En raison de sa plus basse masse, le pic du Z est moins affecté par le changement de terme constant.

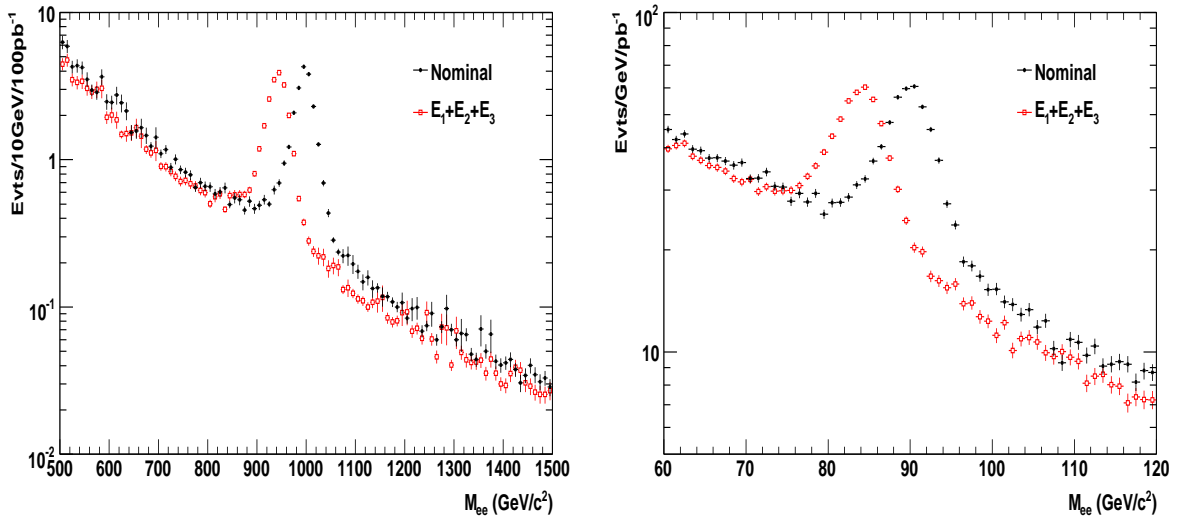


FIGURE 6.13: Impact de la méthode de reconstruction en énergie des électrons sur les spectres de masse invariante di-électronique : La méthode nominale d'ATLAS de l'équation (6.6) avec des points, et la somme simple des énergies des amas de chaque couche de l'équation (6.7) avec des carrés ouverts. Les distributions sont normalisées à 100 pb^{-1} de données LHC pour le Z' (à gauche) et 1 pb^{-1} pour le Z (à droite), et l'identification des électrons utilisée est basée uniquement sur le calorimètre EM (section 6.2.1). Le signal et le bruit de fond sont sommés ensemble.

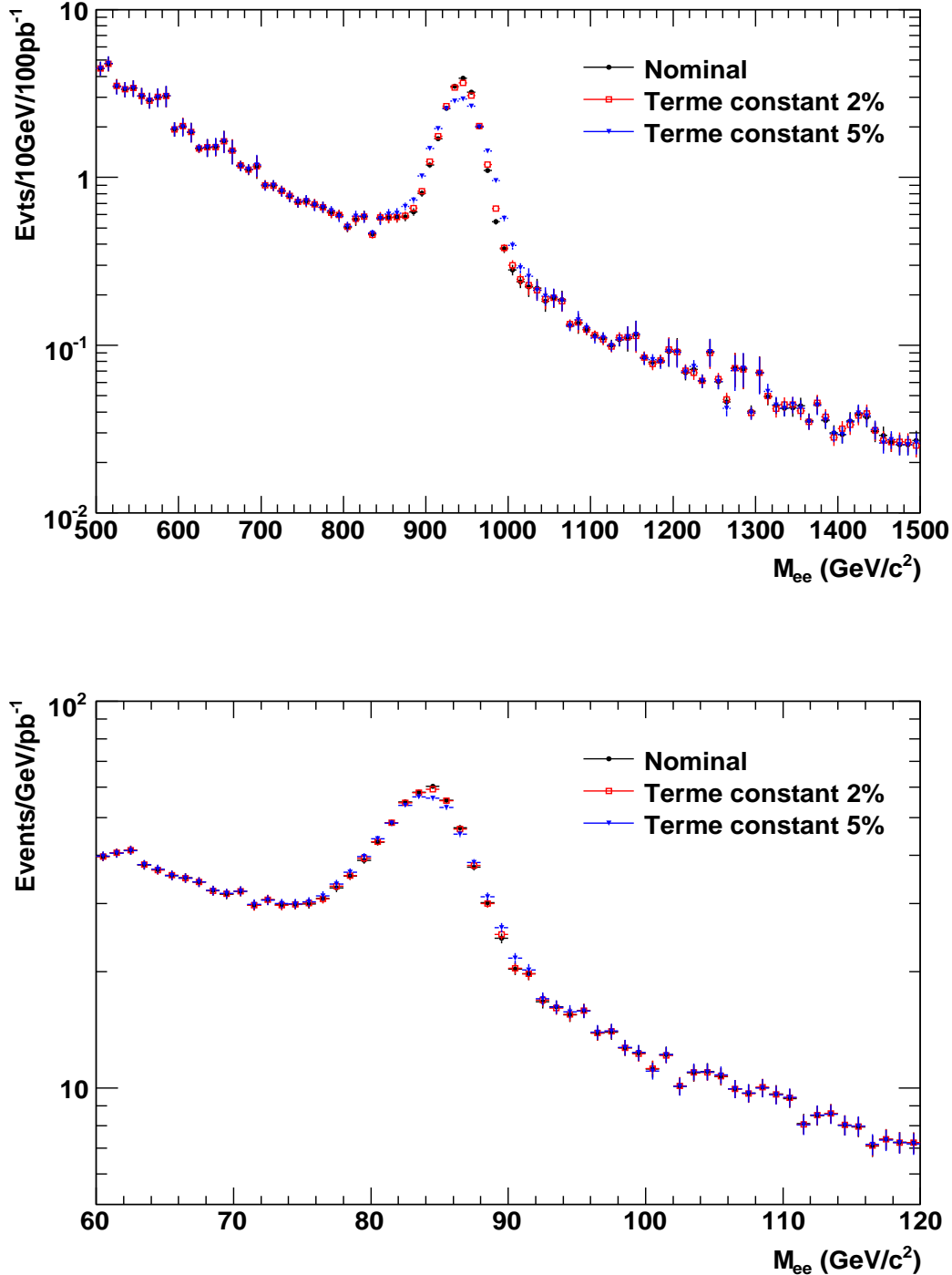


FIGURE 6.14: Impact du terme constant du calorimètre EM sur les spectres de masse invariante di-électronique : terme constant nominal (points noirs), conservatif 2% (carrés ouverts rouges) et très pessimiste 5% (triangles bleus). Les distributions sont normalisées à 100 pb^{-1} de données LHC pour le Z' (en haut) et 1 pb^{-1} pour le Z (en bas). Le signal et le bruit de fond sont sommés et l'énergie des électrons est reconstruite suivant l'équation (6.7).

6.4 Conclusion

Le potentiel de découverte d'un signal typique $Z' \rightarrow ee$ de 1 TeV a été examiné en détails en utilisant seulement le calorimètre EM en supposant 100 pb^{-1} de premières données LHC à 14 TeV.

Vis-à-vis de l'analyse de référence réalisée pour estimer les performances de physique d'Atlas [28], les motivations d'une telle étude sont : *i)* en utilisant l'expérience des nombreuses analyses des tests sous faisceau et des muons cosmiques, une opération aisée sur la couverture totale du calorimètre EM est attendue dès le début de la prise de données, *ii)* comme la recherche d'un signal de Z' est statistiquement limitée, l'utilisation d'un seul sous-détecteur peut aider à améliorer l'efficacité d'identification des électrons (aucune correspondance entre les sous-détecteurs n'est requise), *iii)* l'énergie et la position des électrons de grand p_T peuvent être mesurés uniquement à l'aide du calorimètre EM, *iv)* le principal bruit de fond, de faux électrons provenant de jets, peut être rejeté facilement en utilisant uniquement le calorimètre EM en exploitant sa fine granularité transverse et longitudinale (ce qui est un grand avantage d'Atlas par rapport à CMS).

Dans ce contexte, une identification des électrons de haut p_T basée sur le calorimètre EM a été développée. Même si les coupures d'identification ne sont pas optimisées à cet effet, il a été vérifié que $Z \rightarrow ee$ peut être observé avec une grande signification et par conséquent peut être utilisé comme lot de contrôle. Le rapport signal sur bruit du Z' augmente de 0.01 à 20 autour du pic à 1 TeV après l'application de l'identification. Les bruits de fond restent dominés par les di-jets, qui sont approximativement un ordre de grandeur au dessus de l'irréductible Drell-Yan. Le bruit γ +jet est à un niveau négligeable même sans aucune séparation entre électrons et photons. Dans ces conditions, 18 événements de signal et 2 de bruits de fond sont attendus pour 100 pb^{-1} . Cela correspond à une signification statistique de 7.4σ , *i.e.* qu'une découverte à 5σ est possible avec $\sim 40 \text{ pb}^{-1}$. En raison de la contribution dominante du bruit de fond, l'incertitude systématique principale vient de la méconnaissance du niveau du bruit de fond di-jets. Un facteur 2 d'incertitude sur son niveau est supposé pour évaluer l'incertitude systématique sur la signification : $(7.4 \pm 1.2)\sigma$, qui se dégrade à $(5.6 \pm 0.7)\sigma$ si l'énergie dans le centre de masse des collisions du LHC est réduite à 10 TeV. Les possibles incertitudes provenant de problèmes hardware ou d'un étalonnage en énergie des électrons imparfaite, *e.g.* le terme constant de la résolution en énergie du calorimètre plus important que prévu et une reconstruction en énergie indépendante des Monte-Carlo, ne contribuent que marginalement aux systématiques. En combinant les informations du calorimètre hadronique et du détecteur de trace pour l'identification des électrons, le bruit de fond QCD est réduit à un niveau négligeable. Par conséquent, cela augmente la signification et diminue les erreurs systématiques associées à un niveau également négligeable : $(10.2 \pm 0.1)\sigma$. Une synthèse de tous ces résultats est présentée figure 6.15.

Le choix d'un Z' de 1 TeV pour cette étude est principalement motivé par les limites actuelles en recherche directe au Tevatron qui sont proches de cette valeur. Des résonances en masse plus lourdes, avec une section efficace de production plus faible (réduction d'un facteur > 5 pour une résonance de 2 TeV comparée à une de 1 TeV) nécessitent une plus grande luminosité intégrée, réduisant la pertinence d'une étude basée uniquement

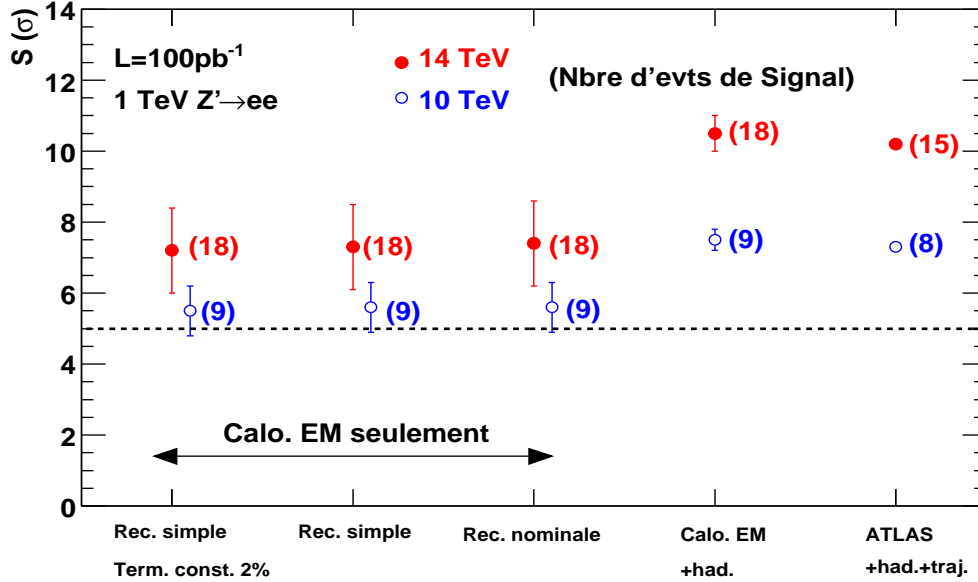


FIGURE 6.15: Significance statistique pour un signal typique de $Z' \rightarrow e^+e^-$ de 1 TeV en fonction de différentes identifications des électrons et différentes performances du calorimètre EM, pour des collisions au LHC de 14 TeV et 10 TeV dans le centre de masse et 100 pb^{-1} de données.

sur la calorimètre EM. Notons cependant que de telles études peuvent ensuite utiliser le détecteur de trace d'une manière indépendante pour confirmer le signal, et discriminer les résonances di-électrons et di-photons. Par exemple, l'analyse développée dans ce chapitre a été appliquée à un graviton ² de 1 TeV se désintégrant en deux photons. On observe sur la figure 6.16 que la résonance apparaît clairement au dessus du bruit de fond QCD pour 100 pb^{-1} de données LHC avec une signification statistique de $(7.5 \pm 1.2) \sigma$.

6.5 Perspectives

En cas d'observation d'une résonance lourde avec cette analyse, l'utilisation du trajectographe interne serait la première étape pour discriminer le type de résonance et le modèle au-delà du Modèle Standard mis en évidence.

Si une résonance di-électron est découverte, plusieurs études peuvent être réalisées afin de réduire l'éventail des modèles possibles. La détermination de la largeur de désintégration Γ , somme des largeurs partielles de désintégration $\Gamma(f\bar{f})$ (f pour fermions), est une source d'information importante dans le cadre de la discrimination des modèles. En effet, celle-ci est liée aux charges axiales A_f et vectorielles V_f associées au courant neutre de la nouvelle interaction (cf. section 1.4.3) selon la relation [88] :

²Graviton de type Randall-Sundrum du lot 6643, supposant une section efficace de production de 0.3 pb obtenue pour un couplage entre les excitations du graviton et les particules du MS $c = 0.05$ [87].

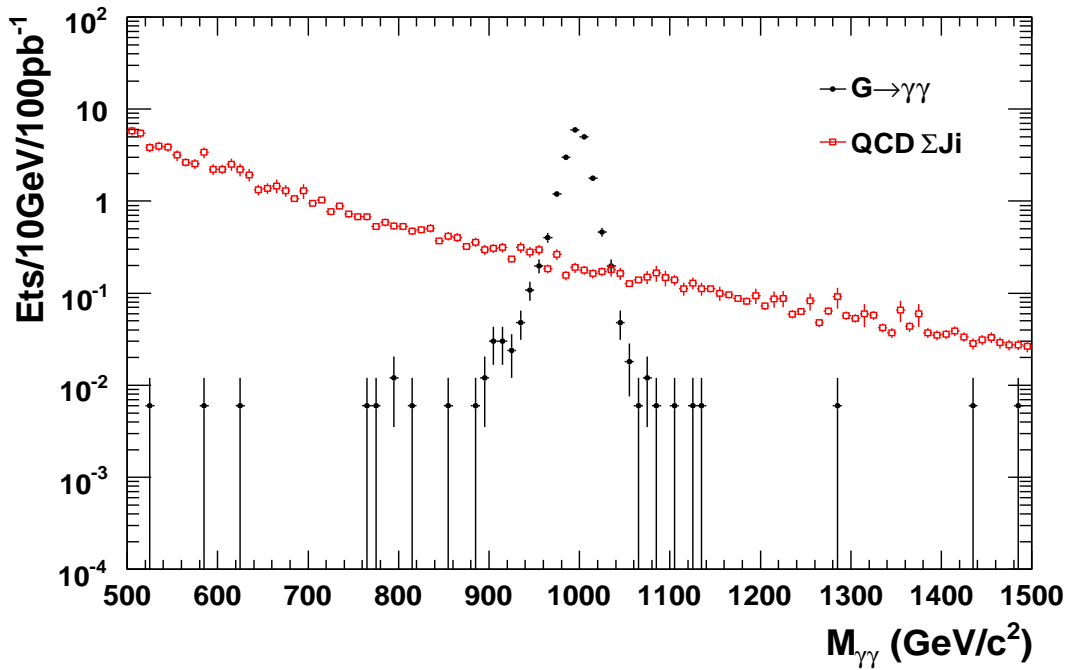


FIGURE 6.16: Spectres de masse invariante di-photons pour un signal de graviton de 1 TeV graviton (points noirs) et pour le bruit di-jets (carrés rouges ouverts), de masse invariante diélectronique pour le signal de Z' (points noirs), pour les bruit di-jets (carrés ouverts rouges) et $\gamma + \text{jet}$ (triangles bleus), après la sélection basée uniquement sur le calorimètre EM (section 6.2.1). Les distributions sont normalisées à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} .

$$\Gamma_{f\bar{f}} = \frac{e}{\cos^2 \theta_w} \frac{1}{48\pi} (V_f^2 + A_f^2) M \quad (6.9)$$

où M est la masse du Z' . Notons ici que la masse du fermion est négligée par rapport à celle du Z' (dans le cas du top, cette estimation induit un biais, dépendant du modèle, qu'il est nécessaire de corriger dans le cadre de la détermination de la largeur totale de désintégration). Généralement, les particules exotiques ne sont pas prises en compte dans le calcul de largeur de désintégration. Le rapport $\frac{\Gamma}{M}$ peut varier de 0.005 (Z'_ψ) à 0.030 (Z'_{SSM}), et possède donc un pouvoir fort de discrimination des modèles d'autant plus que Γ n'est pas dominée par la résolution en énergie.

L'étude de la distribution angulaire des produits de désintégration du Z' (dans notre cas un électron et un positron) doit également permettre de déterminer le spin de la nouvelle particule [88, 90]. A cette fin, deux angles sont utilisés : θ^* (utilisé comme référence MC) représente, au niveau du générateur, l'angle entre l'électron et le quark, dans le référentiel du Z' , et l'angle θ^\otimes , estimateur de θ^* , est défini comme l'angle entre le candidat électron et le Z' reconstruit dans le référentiel du Z . Nous définissons A_{FB} , l'asymétrie avant-arrière de la section efficace, comme $A_{FB} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$, où N^+ (resp. N^-) est le nombre d'évènements avec l'électron dans la région $\cos \theta^\otimes > 0$ (resp. $\cos \theta^\otimes < 0$). Les contributions A_{FB}^γ et A_{FB}^Z à A_{FB} , issues du Drell-Yan (γ et Z), évoluent en fonction de la masse reconstruite M_{ee} et deviennent négligeables autour du pic du Z' . Seule contribue l'asymétrie $A_{FB}^{Z'}$ issue du Z' autour de la résonance. L'étude de l'asymétrie avant-arrière dans cette région est donc très intéressante phénoménologiquement. Cette analyse requiert cependant quelques centaines d'évènements et une combinaison des canaux de désintégration diélectronique et dimuonique sera très utile. La détermination ne sera très probablement pas possible avec les premiers 100 pb⁻¹ de données LHC. Dans le cas d'une particule de spin 1 et avec plusieurs fb⁻¹ de données, A_{FB} permet de discriminer notamment les différents modèles de GUT présentés dans le chapitre 1.

D'autres analyses complémentaires sont possibles et permettront, si une résonance di-électron est découverte, de préciser la nature du nouveau phénomène observé. Nous pouvons citer par exemple l'étude de la distribution en rapidité du Z' [90] qui est dépendante de la nature des quarks mis en jeu lors de la production du Z' . En outre, la mise en évidence de résonances similaires dans les autres canaux dileptoniques permettraient d'approfondir l'analyse de la nouvelle physique observée. Enfin, l'observation de nouvelles particules exotiques, telles un W' via sa désintégration semi-leptonique, étendrait la discrimination des modèles possibles.

Conclusion

Le démarrage effectif du LHC est prévu pour la fin 2009 avec une énergie dans le centre de masse de 10 TeV. De nombreuses extensions théoriques du Modèle Standard y seront mises à l'épreuve expérimentale. En particulier, certaines théories de grande unification ou à dimension(s) supplémentaire(s) pourront être testées dès les premières données, notamment auprès du détecteur Atlas. Après plus d'une quinzaine d'années de recherche et développement, l'ensemble d'Atlas est opérationnel, comme l'a montré l'analyse des données à un seul faisceau prises lors de la première semaine d'opération du LHC en Septembre 2008. Cette réussite est le fruit d'une stratégie de tests systématiques à chaque étape importante du projet et est essentielle pour l'exploitation des premières collisions.

Le calorimètre électromagnétique d'Atlas a été l'un des premiers sous-détecteurs à être mis en service au sein de la caverne. A partir d'Août 2006, des données de muons cosmiques ont été enregistrées régulièrement. J'ai participé activement à l'étude des données prises en 2006 et en mars 2007. Cette étude représente la première analyse de données cosmiques, prises *in situ*, par la collaboration Atlas et s'inscrit dans la dernière phase de la mise en service du détecteur. Malgré des conditions de prise de données peu stables et une faible statistique disponible, elle a permis la mise en œuvre d'outils et de méthodes qui ont amené à une première estimation des performances du calorimètre électromagnétique. Par exemple, la non-uniformité de sa réponse selon η sur la partie centrale ($|\eta| < 0.8$) a été mesurée inférieure à 2%, des études préliminaires exploitant le grand lot de données 2008 étant en cours pour améliorer cette estimation. Mon étude des muons cosmiques a également permis la recherche de canaux de lecture de physique morts sur une partie du détecteur. Grâce aux outils développés, j'ai étendu cette recherche à l'ensemble du calorimètre EM dès l'arrivée des données à un seul faisceau prises en Septembre 2008. La position fermée du collimateur en amont du point d'interaction d'Atlas a induit une cascade de particules qui illumina la totalité du calorimètre EM. Il a été vérifié que le taux de cellules mortes est inférieur à 0.02%.

Le bon fonctionnement du calorimètre EM lors des premières collisions sera un atout majeur pour les recherches de nouvelle physique basées sur les électrons et les photons. J'ai étudié le potentiel de découverte d'un Z' de 1 TeV dans le canal di-électronique dans les premiers 100 pb^{-1} . En raison de la recherche d'un signal limité à quelques événements, garder une efficacité la plus haute possible est primordiale dans l'optique d'une découverte. L'aspect novateur de mon analyse est de baser l'ensemble des mesures sur le calorimètre EM uniquement, permettant de limiter les pertes d'efficacités liées à la combinaison de plusieurs sous-détecteurs. La fine granularité du calorimètre EM permet de rejeter suffi-

samment le bruit de fond dominant (QCD) : 18 évènements de signal sont attendus pour seulement 2 évènements de bruit de fond (à 14 TeV), représentant une signification de 7.4σ (5.6σ pour une énergie de collisions de 10 TeV). Des performances non nominales du calorimètre EM, comme attendu au démarrage des collisions, n'affectent que peu ce potentiel de découverte rendant cette analyse robuste et donc prometteuse pour l'arrivée des premières données d'ici quelques mois.

Bibliographie

- [1] C. Amsler *et al.*, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett., **B 667** (2008) 1.
- [2] Glashow, S.L., *Partial-Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [3] A. Salam and J.C. Ward, *Electromagnetic And Weak Interactions*, Phys. Rev. Lett., **13** (1964) 168.
- [4] A. Salam, *Weak And Electromagnetic Interactions*, Originally printed in Svartholm : Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Suède, 367-377.
- [5] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett., **19** (1967) 1264.
- [6] J. Goldstone, *Nuovo Cim.* **19** (1961) 154.
- [7] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [8] M. Kobayashi & T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Progress. Theor. Phys. **49** (1973) 65.
- [9] L. Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1949.
- [10] F.J. Hasert *et al.*, expérience Gargamelle, Phys. Lett. , **B 46** (1973) 138.
- [11] DONUT Collaboration, K. Kodama *et al.*, *Observation of tau neutrino interactions*, Phys. Lett. , **B 504** (2001) 218-224.
- [12] Site web du groupe de travail "ElectroWeak Working Group" du LEP, <http://lepewwg.web.cern.ch>.
- [13] Site web du groupe de travail "ElectroWeak Working Group" du Tevatron, <http://tevewwg.fnal.gov>.
- [14] M. Kaku, *Quantum Field Theory, A Modern Introduction* , Oxford University Press (1993).
- [15] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Volume III : Supersymmetry*, Cambridge University Press (2000).
- [16] M. Carena *et al.*, *Z-prime Gauge Bosons at the Tevatron*, Phys. Rev., **D 70** (2004) 093009.
- [17] T.Kaluza, *On the problem of unity in physics*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin., Math. Phys. (1921) 966-972 .
- [18] O. Klein, *Quantum Theory and Five-Dimensional Theory of Relativity*, Z. Phys. 37 (1926) 895-906 .

- [19] N. Arkani-Hamed *et al.*, *Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity*, Phys. Rev., **D 59** (1999) 086004 .
- [20] H.C. Cheng *et al.*, *Radiative Corrections to Kaluza-Klein Masses*, Phys. Rev., **D 66** (2002) 036005.
- [21] T. Sjöstrand *et al.*, *PYTHIA 6.2 : Physics and Manual*, LU-TP-01-21, hep-ph/0108264.
- [22] The DØ Collaboration, *Search for large extra spatial dimensions in the dielectron and diphoton channels in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 051601.
- [23] The CDF Collaboration, *A search for high-mass resonances decaying to dimuons at CDF*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 091805.
- [24] G. Arnison *et al.*, expérience UA1, Phys. Lett. , **B 122** (1983) 103; Phys. Lett. , **B 129** (1983) 389.
- [25] M. Banner *et al.*, expérience UA2, Phys. Lett. , **B 122** (1983) 416; Phys. Lett. , **B 129** (1983) 130.
- [26] The Alice Collaboration, K. Aamodt *et al.* , *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 (2008) S08002.
- [27] The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003.
- [28] The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics*, CERN-OPEN-2008-020, arXiv :0901.0512.
- [29] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3 (2008) S08004.
- [30] The LHCb Collaboration, A. Augusto Alves Jr *et al.*, *The LHCb Experiment at the LHC*, JINST 3 (2008) S08005.
- [31] The ATLAS Collaboration, *Letter of Intent*, CERN/LHCC/92-4, (1992).
- [32] The ATLAS Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC/99-43, (1994).
- [33] The ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report, vol. II and vol. II*, CERN/LHCC/97-16, CERN/LHCC/97-17 (1997).
- [34] M. Aleksa *et al.*, *Measurement of the ATLAS solenoid magnetic field*, JINST 3 (2008) P04003.
- [35] S. Corr eard *et al.*, *b-tagging with DC1 data*, ATL-PHYS-2004-006.
- [36] P. Adragna *et al.* *The ATLAS hadronic tile calorimeter : From construction toward physics* IEEE Trans.Nucl.Sci.**53** (2006) 1275.
- [37] B. Dowler *et al.*, *Performance of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter in beam tests*, Nucl. Inst. Meth. **A 482** (2002) 94.
- [38] S. Akhondiev *et al.*, *Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 449** (2000) 461.

- [39] C. Cojocaru *et al.*, *Hadronic Calibration for the ATLAS Liquid Argon Calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < \eta < 1.8$ in beam tests*, Nucl. Inst. Meth. **A 482** (2002) 94.
- [40] S. Gadomski *et al.*, *Deployment and use of the ATLAS DAQ in the Combined Test Beam*, ATL-DAQ-CONF-2005-019.
- [41] The DØ Collaboration, *The upgraded DØ detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 565** (2006) 463.
- [42] C.W. Fabjan and F. Gianotti, *Calorimetry for particle physics*, Rev. Mod. Phys., Vol. 75, No. 4, October 2003.
- [43] M. J. Berger & S. M. Seltzer, *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, NASA Special Publication, 3012, 1964.
- [44] B. Rossi, *High-energy Particles*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [45] The ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-40 (1996).
- [46] The RD3 Collaboration, *Performance of a Large Scale Prototype of the ATLAS Accordion Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A364** (1995) 290-306.
- [47] The RD3 Collaboration, *Performance of an Endcap Prototype of the ATLAS Accordion Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A389** (1997) 398.
- [48] J. Colas *et al.*, *Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A582** (2007) 429, arXiv :0709.1094 [physics].
- [49] *GEANT : Description and simulation tool*, CERN Program Library Long Write-up W5013, CERN, Geneva 1993.
- [50] S. Klimenko, Yu. Tikhonov et A. Chekhtman, *The design of endcap EM calorimeter with constant thickness of the absorber plates*, ATL-LARG-025 (1995).
- [51] J. Bán *et al.*, *ATLAS liquid argon calorimeter back and electronics*, ATL-LARG-PUB-2007-008.
- [52] J. Colas *et al.*, *The LARG calorimeter calibration board*, ATL-LARG-2000-006.
- [53] B. Aubert *et al.*, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A558** (2006) 388.
- [54] M. Aleksa *et al.*, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeter*, J. Instrum. **3** (2008) P06002.
- [55] S. Baffioni *et al.*, *Electrical measurements on the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2007-005.
- [56] W.E. Cleland, E.G. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nucl. Instrum. Methods **A338**, (1994), 467-497.
- [57] D. Banfi, M. Delmastro and M. Fanti, *Cell response equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals*, SN-ATLAS-2005-054, J. Inst **1** (2006) P08001.
- [58] M. Aharrouche *et al.*, *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, Nucl. Inst. Meth. **A568** (2006) 601.

- [59] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration, *Position Resolution and Particle Identification with the ATLAS EM Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A **550** (2005) 96, physics/0505127.
- [60] M. Escalier *et al.*, *Search for a Standard Model Higgs boson in the ATLAS experiment on the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel*, ATLAS note ATL-PHYS-INT-2006-002.
- [61] C. Reifen *et al.*, *γ/π^0 separation in the first compartment of the ATLAS EM calorimeter with DC2 data*, ATLAS note ATL-PHYS-INT-2005-005.
- [62] K. Kawagoe *et al.*, *Study of the gauge mediation signal with nonpointing photons at the CERN LHC*, Phys. Rev., **D 69** (2004) 035003.
- [63] I. Nikolic-Audit & L. Serin, *Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter*, ATLAS note ATL-LARG-2004-002.
- [64] M. Cooke, P.S. Mangeard, M. Plamondon *et al.*, *In situ commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons*, Atlas note ATL-LARG-PUB-2007-13.
- [65] A. Camard *et al.*, *Study of the EM Barrel Module 0 with muons*, ATL-LARG-2001-017.
- [66] M. Aharrouche *et al.*, *Characterization of the ATLAS electromagnetic liquid argon calorimeters with muons*, preprint submitted to Elsevier, July 2007.
- [67] K. Anderson, J. Pilcher, H. Sanders, F. Tang, and R. Teuscher, *Stand-alone Cosmic Ray Trigger Electronics for the ATLAS Tile Calorimeter*, Proceedings, 10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments, September 13-17, 2004, Boston, USA.
- [68] J. Maneira *TileMuonFitter : An algorithm for the reconstruction of cosmic muons with the ATLAS Tile calorimeter*, Atlas note ATL-TILECAL-INT-2007-003.
- [69] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/LArHVCommAnalysis>.
- [70] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/CalorimeterCalibration>.
- [71] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/ApprovedPlotsLAr>.
- [72] F. Hubaut & P. Pralavorio, *Commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with minimum bias events*, Atlas note ATL-LARG-PUB-2007-007
- [73] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/ApprovedPlotsTile>.
- [74] J. Toth, *Status Report on Simulation of the EM calo energy deposit in beam splash events*, Talk given at *LAr Weekly Meeting* the 12 of May 2009.
- [75] C. Galbadaon Ruiz *et al.*, *Check of the signal reconstruction in the EM calorimeter with beam splash data*, Atlas note ATL-COM-LAR-2009-009.
- [76] F. Hubaut, P.S. Mangeard and P. Pralavorio, *“Early $Z' \rightarrow ee$ discovery potential with ATLAS electromagnetic calorimeter”*, Atlas note, ATL-PHYS-INT-2008-020.
- [77] E. Castaneda-Miranda *et al.*, *$Z' \rightarrow ll$ search prospects as function of LHC center-of-mass energy with ATLAS*, Atlas note ATL-PHYS-INT-2009-036.
- [78] The ATLAS collaboration, *Monte Carlo generators for the ATLAS Computing System Commissioning*, Monte-Carlo CSC Note.

- [79] B. Clerbaux *et al.*, *Search with the CMS detector for heavy resonances decaying into an electron pair*, CMS-NOTE-2006-083.
- [80] *Distorted Material in CSC Simulation*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/DistortedMaterial>
- [81] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Computing Technical Design Report*, CERN-LHCC-2005-022.
- [82] R. Seuster, *Jets in ATLAS at 10 TeV*, presented at Western Canada ATLAS analysis meeting, 28 May 2008.
- [83] N. Kerschen, *Performance of the ATLAS LAr barrel calorimeter in the 2004 combined test beam*, Talk given at CALOR 2008 Conference, May 2008.
- [84] C. Gabaldon Ruiz, M. Kuna *et al.*, *Signal reconstruction in the EM end-cap calorimeter and check with cosmic data in the region $0 < \eta < 3.2$* , ATLAS note ATL-LARG-PUB-2008-001.
- [85] W. Lampl *et al.*, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATLAS note ATL-LARG-PUB-2008-002.
- [86] M. Kuna *et al.*, *Study of material in front of the EM calorimeter with high p_T electron shower shapes and tracks*, ATLAS note ATL-PHYS-INT-2008-026.
- [87] H. Davoudiasl, J.L. Hewett and T.G. Rizzo, *Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2080, hep-ph/9909255
- [88] M. Schäfer *et al.*, *$Z' \rightarrow ee$ studies in full simulation (DC1)*, ATLAS note ATL-PHYS-PUB-2005-010.
- [89] The CMS Collaboration, *Physics TDR – Volume II*, appendix A, Nucl. Part. Phys.**34** (2006) 995.
- [90] T.G. Rizzo, *Z' phenomenology and the LHC*, World Scientific Review, arXiv :hep-ph/0610104v1, 9 Oct. 2006.

Mise en service du calorimètre électromagnétique d'Atlas et détermination du potentiel de découverte d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les premières données LHC

Après une quinzaine d'années de développement, le détecteur Atlas est opérationnel. Fin 2008, il enregistra plusieurs millions d'événements cosmiques ainsi les premières données à un faisceau LHC. Cette réussite est le résultat d'une longue stratégie de tests sous faisceau et des efforts menés par la collaboration lors de la mise en service dans la caverne du détecteur. Une exploitation rapide et fiable des premières données pour la recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique est donc attendue.

J'ai contribué significativement à la mise en service du calorimètre électromagnétique (EM). Je me suis intéressé à l'étude de la réponse de ce sous détecteur aux muons cosmiques. Ces premières données ont permis de rechercher des canaux morts, de tester la reconstruction de l'énergie ainsi que l'uniformité spatiale de la réponse du détecteur. Ma participation à cette mise en service s'est poursuivie par l'étude des données acquises à l'aide d'un seul faisceau lors du démarrage du LHC (Sept. 2008).

L'expertise du calorimètre EM acquise m'a ensuite permis d'étudier l'impact de la qualité des premières données du LHC sur le potentiel de découverte d'un $Z' \rightarrow e^+e^-$. Les limites induites par de possibles problèmes hardware ou d'étalonnage en énergie ont été estimées. Etant donné le nouvel agenda du LHC, cette analyse sera possible avec les collisions pp à 10 TeV de 2010.

Mots-clés : LHC, Atlas, calorimètre électromagnétique, muons cosmiques, nouvelle physique, boson de jauge lourd

Commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter and $Z' \rightarrow e^+e^-$ discovery potential in the first LHC data

After about fifteen years of development, the ATLAS detector is ready to operate and recorded, in 2008, several millions of cosmic events as well as first LHC data. This achievement is based on the long experience of beam tests and on the large effort towards the detector *in situ* commissioning undertaken by the ATLAS collaboration. This promises fast ability to perform searches for evidence of Higgs boson and new physics.

I heavily contributed to the *in situ* commissioning of the EM calorimeter. To verify its performance, I studied the first cosmic data taken in 2006 which allowed the first *in situ* analysis of dead channels, energy reconstruction and detector response uniformity. This participation to the commissioning has continued with the study of the single beam data recorded during the first week of LHC operation (Sept. 2008).

Expanding on my expertise of the EM calorimeter, I focused my physics analysis, prepared with simulation, on the promising discovery potential of new physics at LHC via the di-electron/di-photon decay of new heavy gauge boson in the early LHC data (the first 100 pb⁻¹). Possible limitations coming from early hardware problems or imperfect electron energy calibration in first data have been estimated. According to the new schedule of LHC operation, this analysis will be possible with 10 TeV pp collisions data in 2010.

Keywords : LHC, ATLAS, electromagnetic calorimeter, cosmic muons, new physics, heavy gauge boson