Étude des performances du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Mesure de l'asymétrie Avant-Arrière dans les événements $q\bar{q} \to Z/\gamma^* \to e^+e^-$.

Mohamed Aharrouche

▶ **To cite this version:**

Mohamed Aharrouche. Étude des performances du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Mesure de l'asymétrie Avant-Arrière dans les événements $q\bar{q} \to Z/\gamma^* \to e^+e^-$.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2006. Français. NNT : . tel-00149228

HAL Id: tel-00149228

https://theses.hal.science/tel-00149228

Submitted on 24 May 2007

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.

LAPP-T-2006/05

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

THÈSE
En cotutelle

présentée à l'université de Savoie pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE
Spécialité : Physique des particules
et
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE CADDI AYYAD DE MARRAKECH

par

Mohamed AHARROUCHE

SUJET :

Étude des performances du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Mesure de l'asymétrie Avant-Arrière dans les événements $q\bar{q} \to Z/\gamma^* \to e^+e^-$.

Soutenue le 11 décembre 2006 devant la commission d'examen

Jacques COLAS	
Robert Zitoun	
Martin Aleksa	*rapporteur*
Jamal Eddine Derkaoui	*rapporteur*
Jean Yves Hostachy	*rapporteur*
Gilles Sauvage	*directeur de thèse*
Mohamed El Kacimi	
Mohamed Chabab	

Ce travail a bénéficié du soutien financier et matériel du GDRI "Calorimètre électromagnétique d'ATLAS" et du Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, avec un support partiel de l'université de Marrakech, l'université de Savoie et du laboratoire LPHEA de Marrakech.

A ma Mère
A la mémoire de ma Grand-Mère

Remerciement

Je voudrai tout d'abord remercier Gilles Sauvage pour m'avoir encadrer durant ces trois années de ma thèse. Sa sagesse et son savoir m'ont été très utiles. Je remercie aussi Mohamed Chabab et Mohamed El Kacimi, sans qui ce travail n'aurait jamais vu le jour.

Mille merci à Isabelle Wingeter-Seez ; notre chef de groupe bien aimée. Cette thèse lui doit beaucoup.

Je tiens à remercier Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard, directeur et directeur adjoint du LAPP pour m'avoir accueilli et mis à ma disposition les équipements du laboratoire.

Je remercie également notre cher professeur Zouhair Benkhaldoun, directeur du laboratoire LPHEA de Marrakech de m'avoir accueilli et aidé à entamer cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Martin Aleksa, Jamal Eddine Derkaoui et Jean Yves Hostachy pour avoir aimablement accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Mes remerciements vont également à Jacques Colas, Mohamed Chabab, Mohamed El Kacimi et Robert Zitoun pour avoir porté un regard critique sur mon travail.

Je remercie mes proches voisins ! Lucia Di Ciaccio, Sandrine Laplace et mon ami Fabien Tarrade pour leurs multiples conseils, aides précieuses... Je n'oublie pas Driss Goujdami, mon professeur-ami pour tous ce qu'il a fait à mon égard.

Je remercie tous les membres du groupe ATLAS pour leur accueil chaleureux ainsi que pour les coups de main qu'ils m'ont apporté, cela a été un véritable plaisir de travailler parmi eux : Nos ingénieurs N. Dumont-Dayot, S. Elles, G. Perrot, G. Prast et N. Massol et Nos physiciens R. Barate, M. Consonni, P. Ghez, C. Goy, T. Guillemin, S. Jézéquel, R. Lafaye et J.F. Marchand, P. Perrodo, D. Prieur, H. Przysiezniak,V. Tisserrand et Elzbieta Richter-Was.

Je remercie aussi les membres du groupe ATLAS (calorimètre) du CERN de m'avoir

bien accueilli pendant mes deux séjours, en particulier Patrick Fassnacht.

Je remercie également mes collaborateurs au sein de mes groupes de travail dans ATLAS et plus particulièrement D. Froidevaux, M. Boonekamp, Marco Delmastro, Martin Aleksa, Moustapha Thioye, Stathes Paganis, Tancredi Carli, Walter Lampl et Guillaume Unal avec qui j'ai eu la joie de collaborer et pour les échanges fructueux qui en ont découlés.

Je remercie le staff administratif du LAPP pour leur soutient et leur patience vis à vis de mes directives administratives "très spéciales" ; elles sont très gentilles : Chantal, Marie-Claude, Brigite, Myriam, Nicole et Sonia.

Je tiens aussi à remercier mes professeurs A. Adahchour, A. Arhrib, Y. Ettaourti, E. Fossat, A. Jabiri, M. Oulne et M-Y. Elazhari pour m'avoir transmis une partie de leur savoir et m'avoir donné le goût et l'envie de poursuivre dans la voie de la recherche fondamentale.

Table des matières

1 Modèle Standard et Production du boson Z **3**
- 1.1 Introduction . . . 4
- 1.2 Le Modèle Standard . . . 4
  - 1.2.1 Théorie de Glashow-Salam-Weinberg . . . 4
- 1.3 Mécanisme de Brout, Englert et Higgs . . . 6
  - 1.3.1 Chromodynamique quantique (QCD) . . . 7
  - 1.3.2 Lagrangien du MS électrofaible . . . 8
- 1.4 Paramètres du Modèle Standard . . . 10
- 1.5 Les corrections radiatives . . . 11
- 1.6 Propriétés du boson Z . . . 12
  - 1.6.1 Production dans les collisions p-p . . . 12
  - 1.6.2 Désintégration . . . 13
- 1.7 Observables expérimentales . . . 14
  - 1.7.1 Masse du Z . . . 14
  - 1.7.2 L'angle de mélange effectif . . . 15

2 LHC : la machine et la physique **19**
- 2.1 Introduction . . . 20
- 2.2 Description du collisionneur . . . 20
- 2.3 Physique accessible au LHC . . . 25
- 2.4 Les détecteurs du LHC . . . 29
  - 2.4.1 Conditions expérimentales . . . 29
  - 2.4.2 Expériences . . . 30

3 Le détecteur ATLAS **33**
- 3.1 Introduction . . . 34
- 3.2 Vue d'ensemble . . . 35
- 3.3 Le système d'aimants . . . 36
- 3.4 Détecteurs internes . . . 37
  - 3.4.1 Introduction . . . 37
  - 3.4.2 Détecteur à pixels . . . 37
  - 3.4.3 Détecteur de traces SCT (Semi-Conductor Tracker) . . . 39

3.4.4 Le détecteur à radiation de transition . . . 39
3.4.5 Performances du détecteur interne . . . 41
3.5 Le calorimètre électromagnétique . . . 43
3.5.1 Description . . . 45
3.5.2 L'électronique du calorimètre électromagnétique . . . 48
3.6 Le calorimètre hadronique . . . 50
3.6.1 Description . . . 50
3.7 Spectromètre à muons . . . 53
3.8 Le système de déclenchement . . . 54
3.9 Le calcul dans ATLAS . . . 56
3.9.1 L'environnement logiciel *Athena* . . . 57
3.9.2 Algorithmes et outils . . . 57
3.9.3 Grille de calcul . . . 59

4 *Run Combiné* 2004 64
4.1 Introduction . . . 65
4.2 Dispositif expérimental . . . 65
4.2.1 La ligne de faisceau . . . 65
4.2.2 Instrumentation de la ligne de faisceau . . . 67
4.2.3 Détecteurs . . . 69
4.3 Conditions de la prise des données . . . 71
4.4 Traitement des données du calorimètre électromagnétique . . . 72
4.4.1 Lecture du signal . . . 72
4.4.2 Amplitude du signal . . . 72
4.4.3 Piédestal et Autocorrélation du bruit . . . 75
4.4.4 Etalonnage du calorimètre . . . 76
4.4.5 Reconstruction de l'énergie d'une cellule . . . 78
4.5 Simulation et Reconstruction des données . . . 79
4.6 Contributions . . . 80

5 Etalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique 82
5.1 Introduction . . . 83
5.2 Interaction des électrons et des photons avec la matière . . . 83
5.2.1 Processus dominants à haute énergie . . . 83
5.2.2 Développement longitudinal de la gerbe électromagnétique . . . 85
5.2.3 Développement latéral de la gerbe électromagnétique . . . 86
5.3 Reconstruction de l'énergie de la gerbe . . . 87
5.3.1 Energie visible . . . 87
5.3.2 Fraction d'échantillonnage . . . 88
5.3.3 Energie perdue . . . 91
5.3.4 Construction de l'amas . . . 95
5.4 Correction de l'énergie du cluster . . . 96
5.4.1 Technique de calcul des poids . . . 96

5.4.2 Correction pour l'énergie perdue devant le pré-échantillonneur 96
5.4.3 Correction pour l'énergie perdue entre le pré-échantillonneur et le calorimètre 97
5.4.4 Correction pour les fuites arrière . . . 99
5.4.5 Correction pour les fuites latérales . . . 99
5.4.6 Validation de la méthode d'étalonnage . . . 101
5.5 Conclusion . . . 102

6 Etude des performances du calorimètre électromagnétique 104
6.1 Introduction . . . 105
6.2 Données . . . 105
6.3 Sélection des électrons . . . 105
6.4 Correction des effets géométriques . . . 107
6.4.1 Modulation de l'énergie en fonction de η . . . 107
6.4.2 Modulation de l'énergie en fonction de ϕ . . . 109
6.4.3 Correction de position : forme en "S" . . . 112
6.5 Correction de la haute tension . . . 113
6.6 Performances du calorimètre . . . 114
6.6.1 Résolution en énergie . . . 114
6.6.2 Linéarité de réponse . . . 118
6.6.3 Uniformité de réponse . . . 118
6.7 Conclusion . . . 119

7 Mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les événements $pp \to Z/\gamma^* \to e^+e^-$ 122
7.1 Introduction . . . 123
7.2 Définition de l'asymétrie Avant-Arrière . . . 123
7.3 Données MC . . . 126
7.3.1 Signal . . . 126
7.3.2 Bruit de fond . . . 127
7.4 Méthode de l'analyse . . . 129
7.5 Cinématique du signal . . . 134
7.6 Résultats . . . 135
7.7 Conclusion et Discussion . . . 138

8 Identification des électrons à grand η 142
8.1 Introduction . . . 143
8.2 Echantillon de données : signal et bruit de fond . . . 143
8.3 Introduction de l'analyse multidimentionnelle . . . 143
8.4 Les variables initiales . . . 144
8.5 Choix des variables discriminantes . . . 151
8.6 Méthodes de discrimination utilisées . . . 154
8.6.1 L'analyse discriminante de Fisher . . . 154
8.6.2 Méthode du Maximum de Vraisemblance . . . 155
8.6.3 Méthode du réseau de neurones . . . 156

8.7 Résultats 157
8.8 Conclusion 158

Introduction

Le Modèle Standard (MS) est un cadre théorique qui décrit, avec succès l'univers comme étant constitué de particules élémentaires de matière, les fermions (leptons et quarks), interagissant par l'échange de bosons, particules dénommées "messagers". Toutes les particules de matière et tous les bosons de jauge ont été observés directement ou indirectement, tels que les bosons Z et W découvert au CERN en 1983 et le quark top découvert au Tévatron. En plus de ces particules, le Modèle Standard prévoit l'existence d'une autre particule, le boson de Higgs, qui permet d'expliquer comment les particules acquièrent leur masse.

Jamais observée jusqu'à présent, la quête de cette particule est l'un des premiers buts de la communauté de physique des particules. Dans cette optique le conseil du CERN a approuvé en 1994 le projet Large Hadron Collider (LHC), qui sera le plus puissant accélérateur de particules au monde. Il sera le lieu de collisions entre deux faisceaux de protons à une énergie de 14 TeV. Le grand collisionneur d'hadrons est en cours de construction et sera mis en fonctionnement en 2007.

ATLAS (A Toroïdal LHC Apparatus) est l'un des deux détecteurs généralistes, qui fonctionneront auprès du LHC. Il a été conçu pour explorer un programme vaste de physique, notamment la recherche du Higgs, les mesures de précision du MS, la physique du quark top, la mise en évidence d'une physique au delà du Modèle Standard etc...

Les tests de production et la validation des performances d'ATLAS ont nécessité de multiples tests de chacun de ses éléments. Durant l'été 2004, et pour la première fois, une tranche centrale complète du détecteur a été testée en faisceau (Run combiné).

Le travail présenté dans cette thèse comprend deux grandes parties : l'une est consacrée à la préparation et à l'analyse des données issues du calorimètre électromagnétique du run combiné ; l'autre a pour objet la détermination de l'angle effectif de mélange en utilisant la mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les désintégrations en deux électrons du boson Z dans ATLAS.

Le premier chapitre présente le cadre théorique de ce travail de thèse, avec une

brève introduction du Modèle Standard, ses concepts de base ainsi que son lagrangien. Quelques aspects liés à la physique du boson Z et à sa production au LHC seront ensuite présentés.

Au deuxième chapitre sont brièvement décrits les composants et les paramètres du LHC. Une attention particulière est donnée au programme de physique qui sera abordé aux différentes étapes de son fonctionnement.

Le troisième chapitre donne une description détaillée de chaque sous-détecteur d'ATLAS et en particulier de son calorimètre électromagnétique. Le système de calcul dans ATLAS est aussi décrit comprenant notamment l'environnement de travail et les algorithmes de reconstruction utilisés ainsi que la grille de calcul.

Le quatrième chapitre décrit le run combiné, ses installations ainsi que tous les aspects ou les étapes liés au traitement des données du piédestal, de l'étalonnage et de physique. Les détails de la reconstruction de l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre sont données.

Le cinquième chapitre traite de la méthode d'étalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique que nous avons utilisée au run combiné. Ceci est fait en partant de la description du développement de la gerbe dans le calorimètre et en décrivant tous les effets liés au détecteur affectant la reconstruction de l'énergie.

Le sixième chapitre est consacré à l'étude des performances du calorimètre électromagnétique déduites du run combiné. Les résultats obtenus sur la résolution en énergie, la linéarité en fonction de l'énergie et l'uniformité de réponse sur les différentes cellules sont données. Les étapes intermédiaires incluant les différents types de corrections sont aussi présentées.

Le septième chapitre présente une étude sur la détermination de l'angle effectif de Weinberg au LHC et la précision avec laquelle on peut on le déduire en utilisant la mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les événements Z en deux électrons.

Enfin, le huitième chapitre montre une première étude sur l'identification des électrons dans la région vers l'avant du détecteur ATLAS en utilisant l'analyse multidimensionnelle de discrimination entre signal et bruit de fond.

Chapitre 1

Modèle Standard et Production du boson Z

Contenu

1.1 Introduction **4**
1.2 Le Modèle Standard **4**
1.2.1 Théorie de Glashow-Salam-Weinberg 4
1.3 Mécanisme de Brout, Englert et Higgs **6**
1.3.1 Chromodynamique quantique (QCD) 7
1.3.2 Lagrangien du MS électrofaible 8
1.4 Paramètres du Modèle Standard **10**
1.5 Les corrections radiatives **11**
1.6 Propriétés du boson Z **12**
1.6.1 Production dans les collisions p-p 12
1.6.2 Désintégration 13
1.7 Observables expérimentales **14**
1.7.1 Masse du Z 14
1.7.2 L'angle de mélange effectif 15

1.1 Introduction

La physique des particules a pour objectif l'étude des propriétés des constituants élémentaires de la matière et la nature des interactions qui s'exercent entre ces constituants. Quatre types d'interactions fondamentales sont actuellement connues, l'interaction électromagnétique, faible, forte et gravitationelle.

Le Modèle Standard est le cadre phénoménologique cohérent qui décrit la matière et ses interactions. Il décrit aussi bien les interactions faible et électromagnétique que l'interaction forte. Il est basé sur la symétrie de jauge et sur le mécanisme qui génère les masses des particules, mécanisme de Brout, Englert et Higgs.

L'ensemble des observations expérimentales confronté aux prédictions du MS ont montré que la théorie peut décrire les différents faits expérimentaux avec une grande précision.

Nous faisons tout d'abord une description rapide du Modèle Standard et en particulier de la partie électrofaible (électromagnétique et faible). Les prédictions du MS, incluant les corrections radiatives sont ensuite résumées. Enfin la production du boson Z, et ses propriétés dans les collisions proton-proton seront décrites.

1.2 Le Modèle Standard

Après le succès de la théorie de jauge obtenu avec l'électrodynamique quantique (QED), on a cherché à décrire, dans le même contexte, les autres interactions pour réaliser leur unification. C'est dans cette optique qu'a été élaboré le Modèle Standard comme une théorie unifiant les trois interactions fondamentales électromagnétique, faible et forte.
Ce modèle comporte deux volets :

- La théorie de Glashow-Salam-Weinberg (GSW) qui unifie les interactions électromagnétique et faible en interaction électrofaible.
- La chromodynamique quantique (QCD) : la théorie des interactions fortes.

1.2.1 Théorie de Glashow-Salam-Weinberg

Au début du $20^{\text{ème}}$ siècle, l'interaction faible était décrite par la théorie de Fermi. Cette théorie qui décrivait bien les désintégrations β avait l'inconvénient d'être non-renormalisable.

Il a fallu attendre la théorie de Glashow, Salam et Weinberg [1–4] (qui postule que la constante de couplage $\frac{G_F M_W^2}{4\pi}$ dans les interactions faibles doit être la même que celle du photon ($\frac{e^2}{4\pi}$)) pour que l'interaction faible soit décrite dans un cadre unique avec l'interaction électromagnétique. Notons aussi que les travaux de 't Hooft et Veltman ont montré que cette théorie est renormalisable et donc prédictive quelque soit l'ordre du processus physique envisagé.

Le groupe de jauge qui décrit aussi bien l'interaction faible que l'interaction électromagnétique est défini par le produit du groupe $SU(2)$ par $U(1)$:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

L désigne l'isospin faible des fermions d'hélicité gauche, Y : l'hypercharge faible. Ce groupe de jauge possède quatre générateurs, trois associés à $SU(2)_L$ et un à $U(1)_Y$. L'invariance du lagrangien par rapport à ce groupe de symétrie nécessite l'introduction de quatre champs de jauge :

$W_a^{\mu\,(a=1,2,3)}$ **:** les trois champs de jauge de $SU(2)_L$.
B^μ **:** le champ de jauge de $U(1)_Y$.
La dérivée covariante qui détermine les interactions de jauge est alors :

$$D^\mu = \partial^\mu + igW_a^\mu I_a + ig'B^\mu \frac{Y}{2} \tag{1.1}$$

g, g' : constantes de couplages associées respectivement à $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Les représentations de $SU(2)_L$ sont étiquetées par l'isospin faible I et leurs éléments par la composante 3 de l'isospin I_3 ($I_3 = -I, -I+1 \cdots, I$). Ainsi les fermions gauches, $f_L(=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)f)$, sont rangés dans des doublets ($I = \frac{1}{2}$) de $SU(2)_L$ et les fermions droits, $f_R(=\frac{1}{2}(1+\gamma_5)f)$, qui ne participent pas à l'interaction faible, sont rangés dans des singlets ($I = 0$) de $SU(2)_L$ (voir tableau 1.1).

Famille			I	I_3	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	0
				−1/2	−1
ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	0	0	0
e_R	μ_R	τ_R	0	0	−1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+2/3
				−1/2	−1/3
u_R	c_R	t_R	0	0	+2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	−1/3

TAB. 1.1 – *Classification des fermions dans le Modèle Standard. Q est la charge électrique, I et I3 sont respectivement les composantes totale et troisième de l'isospin faible. Les lettres L et R pour les hélicités gauche et droite des fermions.*

Comme les interactions faibles sont à très courte portée, elles doivent être transmises par des bosons vectoriels massifs. Mais leur terme de masse ainsi que celui des fermions, introduits dans le lagrangien, violent la symétrie de jauge. Il est donc nécessaire de trouver un mécanisme qui leur donne une masse tout en préservant l'invariance de jauge et la masse nulle du photon.

1.3 Mécanisme de Brout, Englert et Higgs

Brout, Englert et Higgs ont montré [5–8] que la brisure spontanée de la symétrie est particulièrement intéressante lorsque la symétrie qui est brisée est invariante de jauge.

Dans le cas du groupe de jauge $SU(2) \times U(1)$, la brisure est produite par l'introduction d'un doublet de champs scalaires

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix},$$

$\Phi^+(x)$ est la composante chargée et $\Phi^0(x)$ est la composante neutre. Le doublet $\Phi(x)$ interagit avec lui même à travers le couplage $\lambda(\Phi^+(x)\Phi(x))^2$ du potentiel scalaire V invariant sous $SU(2) \times U(1)$:

$$V(\Phi^+(x)\Phi(x)) = \lambda(\Phi^+(x)\Phi(x))^2 - \mu^2\Phi^+(x)\Phi(x).$$

La brisure spontanée de la symétrie de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est réalisée si le minimum de V ($\frac{\partial V}{\partial \Phi} = 0$) est obtenu pour une valeur non nulle de $\Phi(x)$. Cet état d'énergie est donc le vide.

Pour[1] $\mu^2 \leq 0$ et $\lambda \geq 0$, les extrema de V sont : un maximum trivial situé à $\Phi(x) = 0$ et un minimum non trivial situé à $\Phi^+(x)\Phi(x) = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$ (figure 1.1). Le champ $\Phi(x)$ acquiert donc une valeur moyenne dans le vide, donnée par :

$$\Phi_0 =< 0|\Phi(x)|0 >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

On conclut donc que l'énergie du vide est dégénérée et que tous les états propres associés à cette valeur d'énergie se déduisent les uns des autres par des transformations de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La brisure spontanée de la symétrie apparaît lorsqu'on choisit le champ Φ_0 pour représenter le vide.

La transformation infinitésimale du doublet $\Phi(x)$ sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est donnée par :

$$\delta\Phi(x) = (ig\frac{\vec{\tau}\vec{\theta}}{2} + ig'\frac{Y}{2}\theta')\Phi(x)$$

[1] Si $\mu^2 > 0$ le potentiel aura un seul minimum à $\Phi = 0$, le vide serait donc symétrique et si $\lambda < 0$ le potentiel $V(\Phi)$ n'aura pas de minimum stable pour Φ fini

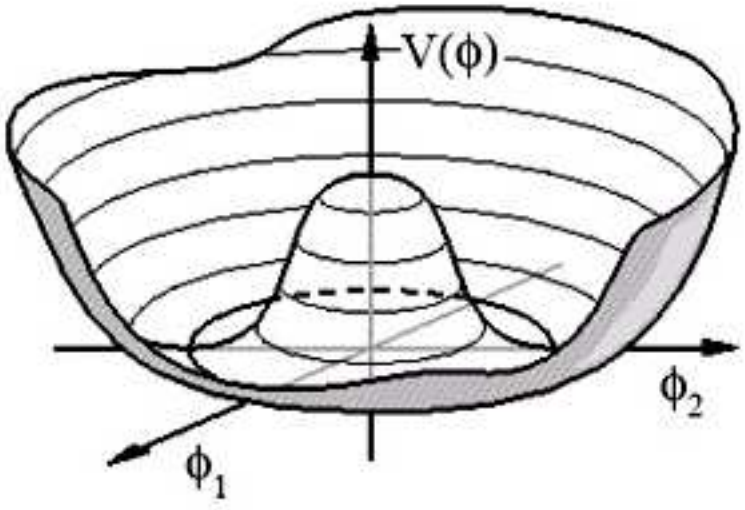

FIG. 1.1 – *Forme du potentiel de Higgs.* Φ_1 *est la partie imaginaire de* Φ *et* Φ_2 *sa partie réelle.*

$\vec{\theta}$, θ' sont des paramètres infinitésimaux. L'action de Y sur le doublet a une valeur purement numérique qu'on est libre de choisir. Ce choix devra être fait de manière à obtenir la symétrie de charge électrique comme symétrie résiduelle après brisure. Le générateur Q de $U(1)_{e.m}$ (charge électrique) est défini à partir du générateur $\frac{\tau_3}{2}$ du groupe d'isospin $SU(2)_L$ et du générateur d'hypercharge Y du groupe $U(1)_Y$ par :

$$Q = \frac{\tau_3}{2} + \frac{Y}{2}.$$

Ainsi en utilisant les propriétés de la matrice τ_3, on déduit que pour obtenir $Q\Phi^+ = 1\Phi^+$ et $Q\Phi^0 = 0\Phi^0$ il faut choisir $Y\Phi = 1\Phi$.
La dérivée covariante agissant sur Φ est donc définie par :

$$D_\mu\Phi = (\partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\Phi,$$

ce qui nous permet d'écrire le lagrangien du champ de Higgs, invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\Phi^+\Phi)$$

1.3.1 Chromodynamique quantique (QCD)

La théorie [9–11] qui décrit les interactions fortes et la dynamique des quarks et des gluons est une théorie de jauge non abélienne de groupe SU(3) avec une symétrie de couleur. Les 8 bosons de jauge qui doivent être introduits pour préserver l'invariance de jauge sont les 8 gluons. Ils sont les médiateurs de l'interaction forte comme le photon l'est dans le cas de l'interaction électromagnétique.

D'après cette théorie, les quarks possèdent une charge de couleur (bleue, verte ou rouge), analogue à la charge électrique de la force électromagnétique et sont confinés dans les particules qu'ils constituent. Ainsi les baryons sont composés de trois quarks de valence et les mésons d'un quark q et d'un anti-quark $\bar{q}$.

D'autre part le phénomène de liberté asymptotique explique le confinement des quarks par le fait que la force qui les lie croît avec la distance. L'interaction entre les quarks est donc plus importante quand l'écart entre les quarks grandit, et donc pour libérer un quark il faut appliquer une énergie de plus en plus grande.

La figure 7.4 montre les types de vertex d'interactions dans QCD.

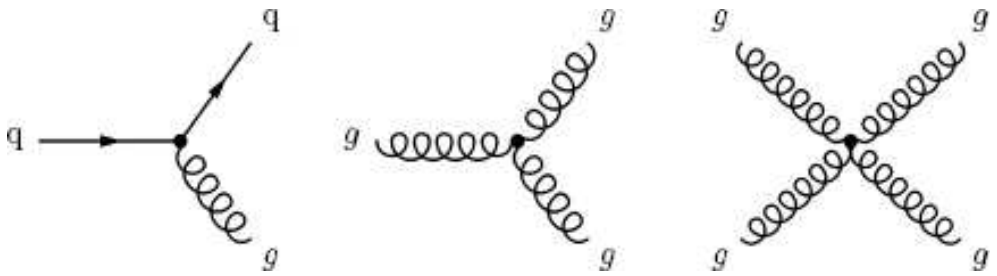

FIG. 1.2 – *Les principaux diagrammes de Feynman pour QCD : production d'une paire de quarks ou radiation d'un gluon, auto-couplage de 3 et 4 gluons.*

1.3.2 Lagrangien du MS électrofaible

En respectant les principes [12–14] de construction d'une théorie de champ de jauge invariante par rapport au groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ avec une brisure spontanée de la symétrie, le lagrangien du Modèle Standard s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Y.M.} + \mathcal{L}_{Mat.} + \mathcal{L}_{Higgs} \tag{1.2}$$

Les différents termes sont définis dans la suite.

La figure 1.3 montre les différents types de vertex d'interaction électrofaible.

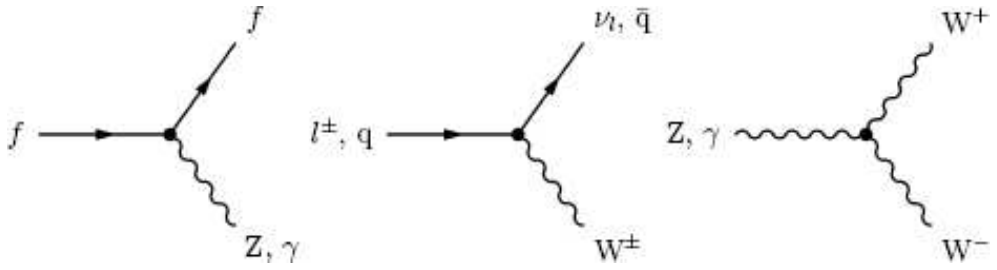

FIG. 1.3 – *Vertex d'interaction dans le lagrangien électrofaible : courant neutre, courant chargé et auto-couplage des bosons.*

Le premier terme : le lagrangien de Yang-Mills représente le terme cinétique des champs de jauge W^a_μ de $SU(2)$ et B_μ de $U(1)$

$$\mathcal{L}_{Y.M.} = -\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.3}$$

où les tenseurs $W^a_{\mu\nu}$ et $B_{\mu\nu}$ sont définis par :

$$\begin{aligned} W^a_{\mu\nu}(x) &= \partial_\mu W^a_\nu(x) - \partial_\nu W^a_\mu(x) - g\epsilon_{abc}W^b_\mu(x)W^c_\nu(x) \\ B_{\mu\nu}(x) &= \partial_\mu B_\nu(x) - \partial_\nu B_\mu(x). \end{aligned}$$

ϵ_{abc} : tenseur totalement antisymétrique de rang 3.

Le deuxième terme : le lagrangien du champ de Higgs s'écrit en fonction du champ scalaire Φ :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\Phi)^+(D^\mu\Phi) - V(\Phi^+\Phi) \tag{1.4}$$

Le troisième terme : le lagrangien des fermions qui s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Mat.} &= \bar{Q}^I_L\gamma^\mu D^L_\mu Q^I_L + \bar{\psi}_L\gamma^\mu D^L_\mu\psi_L + \bar{u}^I_R\gamma^\mu D^R_\mu u^I_R + \bar{d}^I_R\gamma^\mu D^R_\mu d^I_R + \mathcal{L}_{Yukawa} \text{ où} \\ \mathcal{L}_{Yukawa} &= G_{ij}(\bar{Q}^I_{L_i}\Phi)d^I_{R_j} + F_{ij}(\bar{Q}^I_{L_i}\widetilde{\Phi})u^I_{R_j} + E_{ij}(\bar{\psi_{Li}}\Phi)e_{Rj} + h.c. \end{aligned} \tag{1.5}$$

(i,j=1,2,3 indices de saveur), G_{ij}, F_{ij} et E_{ij} constantes de couplage de Yukawa. Q et ψ sont respectivement les doublets de quarks et de leptons[2] d'une famille.

Les dérivées covariantes D^L_μ et D^R_μ sont égales à :

$$\begin{aligned} D^L_\mu &= \partial_\mu + ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu + ig'\frac{Y_L}{2}B_\mu \\ D^R_\mu &= \partial_\mu + ig'\frac{Y_R}{2}B_\mu \end{aligned} \tag{1.6}$$

Si dans le terme $\bar{\psi}_L\gamma^\mu D^L_\mu\psi_L$ du lagrangien $\mathcal{L}_{Mat.}$ nous remplaçons la dérivée covariante par son expression (Eq. 1.6), on obtient :

$$\begin{aligned} \bar{\psi}^I_L\gamma^\mu D^L_\mu\psi^I_L &= \bar{\psi}^I_L\gamma^\mu(\partial^\mu + igW^a_\mu\frac{\tau_a}{2} + ig'B^\mu\frac{Y_L}{2})\psi^I_L \\ &= \underbrace{\bar{\psi}^I_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi^I_L} + \underbrace{ig\bar{\psi}^I_L\gamma^\mu\frac{\tau_1}{2}W^1_\mu\psi^I_L + ig\bar{\psi}^I_L\gamma^\mu\frac{\tau_2}{2}W^2_\mu\psi^I_L} \\ &\qquad + \underbrace{ig\bar{\psi}^I_L\gamma^\mu\frac{\tau_3}{2}W^3_\mu\psi^I_L + ig'\frac{Y_L}{2}\bar{\psi}^I_L\gamma^\mu B_\mu\psi^I_L} \\ &= \mathcal{L}_{\text{cinétique}} \quad + \quad \mathcal{L}_W \quad + \quad \mathcal{L}_B \end{aligned} \tag{1.7}$$

[2]Le terme du lagrangien ne contient qu'une famille des fermions. L'extension aux autres familles est triviale.

τ_i : les matrices de Pauli,
$\mathcal{L}_{\text{cinétique}}$: le terme d'énergie cinétique des quarks,
$\mathcal{L}_B$: le courant neutre,
$\mathcal{L}_W$: interaction du courant chargé.

On pose $g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W = e$, où θ_W est l'angle de Weinberg.

Si on remplace Φ par sa valeur moyenne dans le vide $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$, le lagrangien de Yukawa devient un terme de masse[3]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse} &= \frac{v}{\sqrt{2}} G_{ij} \bar{d}^I_{Li} d^I_{Rj} + \frac{v}{\sqrt{2}} F_{ij} \bar{u}^I_{Li} u^I_{Rj} + h.c. \\ &= m^d_{ij} \bar{d}^I_{Li} d^I_{Rj} + m^u_{ij} \bar{u}^I_{Li} u^I_{Rj} + h.c. \end{aligned} \tag{1.8}$$

$m^d_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} G_{ij}$ et $m^u_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}} F_{ij}$ sont les éléments de la matrice de masse des quarks *″down″* et *“up″*.

1.4 Paramètres du Modèle Standard

Les paramètres libres du MS sont au nombre[4] de 19 (tableau 1.4) dont les masses et les angles de mélange des 12 fermions et les constantes de couplage.

A haute énergie les trois paramètres électrofaibles, G_F, α^{-1} et M_Z sont mesurés très précisément et sont donc utilisés pour la prédiction des autres observables [15].

– G_F : la constante de Fermi tirée de la valeur de la durée de vie du muon

$$G_F = (1.16637 \pm 0.00001).10^{-5}\ GeV^{-2} \tag{1.9}$$

– α^{-1} : la constante de structure fine qui exprime l'intensité de la force électromagnétique

$$\alpha^{-1} = 137.03599911 \pm 0.00000046 \tag{1.10}$$

– M_Z : la masse au repos du boson Z

$$M_Z = (91.1875 \pm 0.0021) GeV \tag{1.11}$$

Parmi les quantités qu'on peut calculer directement à partir de ces 3 paramètres, l'angle de mélange électrofaible et la masse du boson W qui valent :

$$\cos^2\theta_W . \sin^2\theta_W = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{G_F M_Z^2} \tag{1.12}$$

$$M_W^2 (1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}) = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{G_F} \tag{1.13}$$

[3]Nous n'avons donné ici que le terme de masse des quarks.

[4]En fait si on tient compte du fait que les neutrinos ont une masse on aura un nombre de 26 paramètres, soit 3 masses et 4 angles de mélange des neutrinos en plus.

ce qui donne $\sin^2\theta_W$=0.212 et M_W=80.94 GeV.

6 masses des quarks :	m_u	m_d	m_s	m_c	m_t	m_b
4 angles de mélange des quarks :	θ_{12}	θ_{23}	θ_{13}	δ		
3 masses des leptons :	m_e	m_μ	m_τ			
3 paramètres électrofaibles :	α	G_{F}	M_Z			
1 masse du Higgs :	m_{H}					
1 phase de violation de CP forte :	$\bar{\theta}$					
1 constante de couplage QCD :	$\alpha_{\mathrm{S}}(M_Z)$					
19 paramètres au total						

TAB. 1.2 – *Les 19 paramètres libres du Modèle Standard.*

1.5 Les corrections radiatives

Les calculs à l'ordre le plus bas de la théorie électrofaible, permettent d'obtenir avec une procédure d'ajustement les observables physiques avec une précision de l'ordre de 10%. Alors que les mesures expérimentales sont obtenues avec une précision meilleure que ∼0.1%, il a fallu améliorer ces calculs théoriques pour pouvoir utiliser au mieux les résultats expérimentaux. En effet, les calculs à l'arbre ne tiennent pas compte d'un certain nombre de phénomènes de radiations tels que celles de photons dans l'état initial et l'état final (ISR, FSR).

Les corrections radiatives [16–18] du processus $q\bar{q} \to \gamma/Z \to l^+l^-$ peuvent être classées en deux classes : les corrections photoniques et non-photoniques. Les corrections photoniques tiennent compte des radiations de photons dans l'état initial et final et leur interférence par les quarks et les leptons chargés (voir figure 1.5). Les corrections non-photoniques incluent les fluctuations du vide quantique, les corrections au vertex des couplages $\gamma/Z - l^+l^-$ et $\gamma/Z - q\bar{q}$ et les graphes en boite comprenant des bosons de jauge massifs.

Cependant deux problèmes fondamentaux apparaissent avec l'application des corrections radiatives : le premier problème est lié au fait que la masse m et la charge e de l'électron prennent des valeurs infinies contrairement au cas à l'arbre. Le deuxième problème est que les corrections radiatives introduisent des divergences dans le lagrangien. Ces divergences sont éliminées à l'aide de la renormalisation de la masse qui sert aussi à régler le premier problème.

Si on prend l'exemple du propagateur du boson Z, les corrections proviennent principalement de paires virtuelles des quarks top et anti-top ($t\bar{t}$), des paires virtuelles des bosons W^+W^- et de bosons de Higgs virtuels (voir figure 1.5). Ces corrections affectent les valeurs des observables prédites dans le MS. Ainsi la correction aux paires $t\bar{t}$ introduit un terme au carré de la masse du quark, celle des bosons de Higgs introduit un terme logarithmique en masse du Higgs.

Avec les corrections radiatives, les observables définies dans les équations 1.12 et

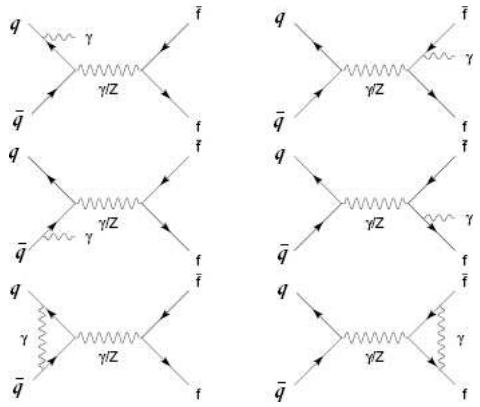

FIG. 1.4 – *Diagrammes de Feynman montrant des radiations de photons à l'état initial et final et leur interférences, dans le processus de Drell-Yan.*

1.13 deviennent :

$$\cos^2\theta_W . \sin^2\theta_W = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{G_F M_Z^2} \frac{1}{1-\Delta_r(m_t^2, logM_H)} \tag{1.14}$$

$$M_W^2(1-\frac{M_W^2}{M_Z^2}) = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{G_F} \frac{1}{1-\Delta_r(m_t^2, logM_H)} \tag{1.15}$$

où $\Delta_r(m_t^2, logM_H)$ est de l'ordre de quelque % et où la masse du top y contribue majoritairement.

Notons que l'angle θ_W est appelé angle effectif θ_{eff} dès que l'on tient compte des corrections.

1.6 Propriétés du boson Z

1.6.1 Production dans les collisions p-p

La production du boson [19–24] Z (figure 1.6) est principalement décrite comme une annihilation d'un quark q et d'un anti-quark $\bar{q}$ des deux protons. Le produit $x_q x_{\bar{q}}$ de la fraction d'impulsion du proton que prend le quark, x_q et celle que prend l'anti-quark $x_{\bar{q}}$ est de l'ordre de $4{\times}10^{-5}$ à l'ordre le plus bas. A l'échelle d'énergie du LHC, la section efficace de production du Z a une contribution d'au moins 10% d'un état initial $s\bar{s}$.

L'impulsion transverse du Z est due essentiellement à l'impulsion transverse des partons initiaux et à la production de gluons et de quarks associée au boson de jauge. Son impulsion longitudinale peut être définie en fonction de l'énergie au centre de masse $\sqrt{s}$, de x_q et de $x_{\bar{q}}$ comme suit :

$$P_L = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_q - x_{\bar{q}}) \tag{1.16}$$

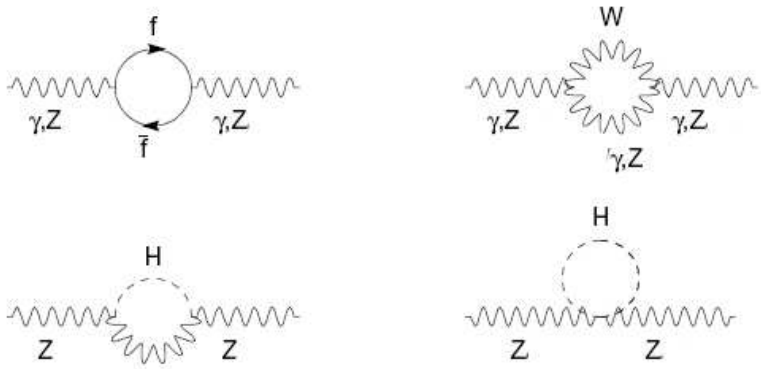

FIG. 1.5 – *Les corrections d'ordre supérieur au boson de jauge, dues aux boucles des bosons et des fermions.*

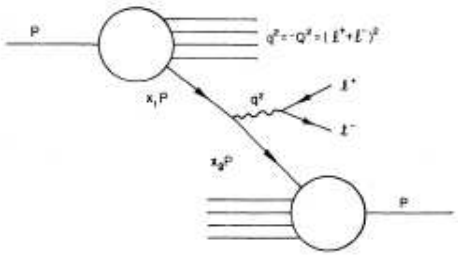

FIG. 1.6 – *Annihilation d'un parton-antiparton en une paire de leptons.*

1.6.2 Désintégration

Le boson Z a une durée de vie très courte ($<10^{-24}$ s) et se désintègre en quarks ou en leptons. Dans 70% des cas il se désintègre en une paire $q\bar{q}$ dans l'état final. Ce canal de désintégration est complètement noyé dans le bruit de fond des deux jets QCD. Le choix du mode leptonique de désintégration des Z ($Z \rightarrow l^+l^-$, l=e,μ, τ) s'impose donc. Les largeurs de désintégration leptoniques du Z sont montrées dans le tableau suivant :

	e	μ	τ	l
$\Gamma(Z \rightarrow l^+l^-)$(MeV)	83.92 ± 0.12	83.99±0.18	84.08±0.22	83.984±0.086

TAB. 1.3 – *Largeurs de désintégrations leptoniques du boson Z [15].*

Le couplage du Z aux deux fermions est un couplage vectoriel et axio-vectoriel. Si on prend le terme $\mathcal{L}_B$ du lagrangien 1.7 du courant neutre, on trouve deux termes : un pour le courant électromagnétique et l'autre pour le courant faible, et on peut le réécrire pour chaque fermion f :

$$-\bar{\psi}_f \gamma_\mu (C_V^{\alpha,f} + \gamma_5 C_A^{\alpha,f}) \psi_f B^\mu, \quad \alpha = \gamma, Z \tag{1.17}$$

où $C_V^{\alpha,f}$ et $C_A^{\alpha,f}$ sont les couplages vectoriels et axio-vectoriels de γ ou du Z au fermion f. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de ces couplages pour certains fermions :

	quark u		quark d		électron	
Boson	C_V	C_A	C_V	C_A	C_V	C_A
γ	2e/3	0	-e/3	0	-e	0
Z	$g_z(-\frac{1}{4}+2\mathrm{x}/3))$	$g_z/4$	$g_z(\frac{1}{4}-\mathrm{x}/3))$	$-g_z/4$	$g_z(\frac{1}{4}-\mathrm{x}))$	$-g_z/4$

TAB. 1.4 – *Couplages vectoriels et axio-vectoriels du Z [22].*

où $x = \sin^2\theta_W$ et $g_z = e^2/(x(1-x))$.

1.7 Observables expérimentales

La mesure des observables expérimentales, comme on a vu ci-dessus, permettent de déterminer les paramètres fondamentaux non prédits par le Modèle Standard d'une part et de tester la cohérence du MS d'autre part.

Un grand nombre d'observables physiques dépend de la section efficace de production d'un état final donné, tel que la production d'un fermion et d'un anti-fermion.

La mesure de l'asymétrie avant-arrière, de la distribution angulaire de ces événements, permet une détermination de la valeur de l'angle effectif de mélange comme expliqué dans la suite.

Les mesures des rapports d'embranchements du boson Z dans une paire de fermions sont aussi utilisées pour déterminer certains paramètres fondamentaux. Ce rapport exprime la proportion des événements de désintégration du Z dans un état final donné par rapport aux autres états finaux possibles.

Les résultats montrés ci-dessous sont uniquement ceux du LEP, les plus précis obtenus jusqu'à maintenant.

1.7.1 Masse du Z

Aux expériences du LEP [25], l'étude de la variation de la section efficace de production du boson Z se désintégrant hadroniquement en fonction de l'énergie de collision, a été utilisée pour remonter à la masse du Z, à sa largeur et à la section

efficace (au pic de masse du Z) de production des paires $q\bar{q}$. Sur la figure 1.7 on voit cette variation en fonction de l'énergie de collision avec des points expérimentaux ajustés avec les courbes du modèle théorique. La figure 1.8 montre les valeurs de la masse du Z obtenues dans chacune des expériences du LEP.

1.7.2 L'angle de mélange effectif

L'angle $\sin^2\theta^{lep}_{eff}$ a été déterminé en combinant 6 mesures de l'asymétrie avant-arrière, trois en mode de désintégration leptoniques et trois autre en mode hadronique. La figure 1.9 montre la valeur de cet angle pour chacune des mesures de l'asymétrie, et on voit aussi la variation de la masse du Higgs en fonction de l'angle effectif théoriques.

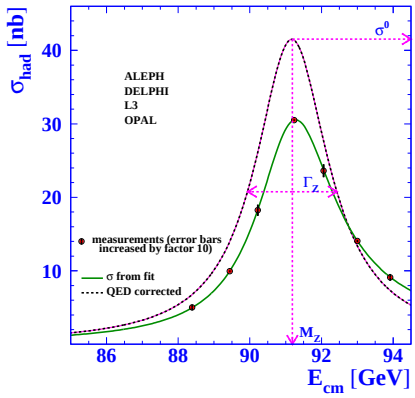

FIG. 1.7 – *Courbe de résonance du Z se désintégrant en une paire $q\bar{q}$ [25].*

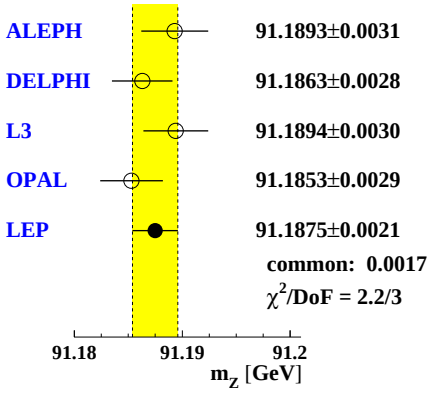

FIG. 1.8 – *Valeurs de la masse du Z dans les 4 expériences du LEP [25].*

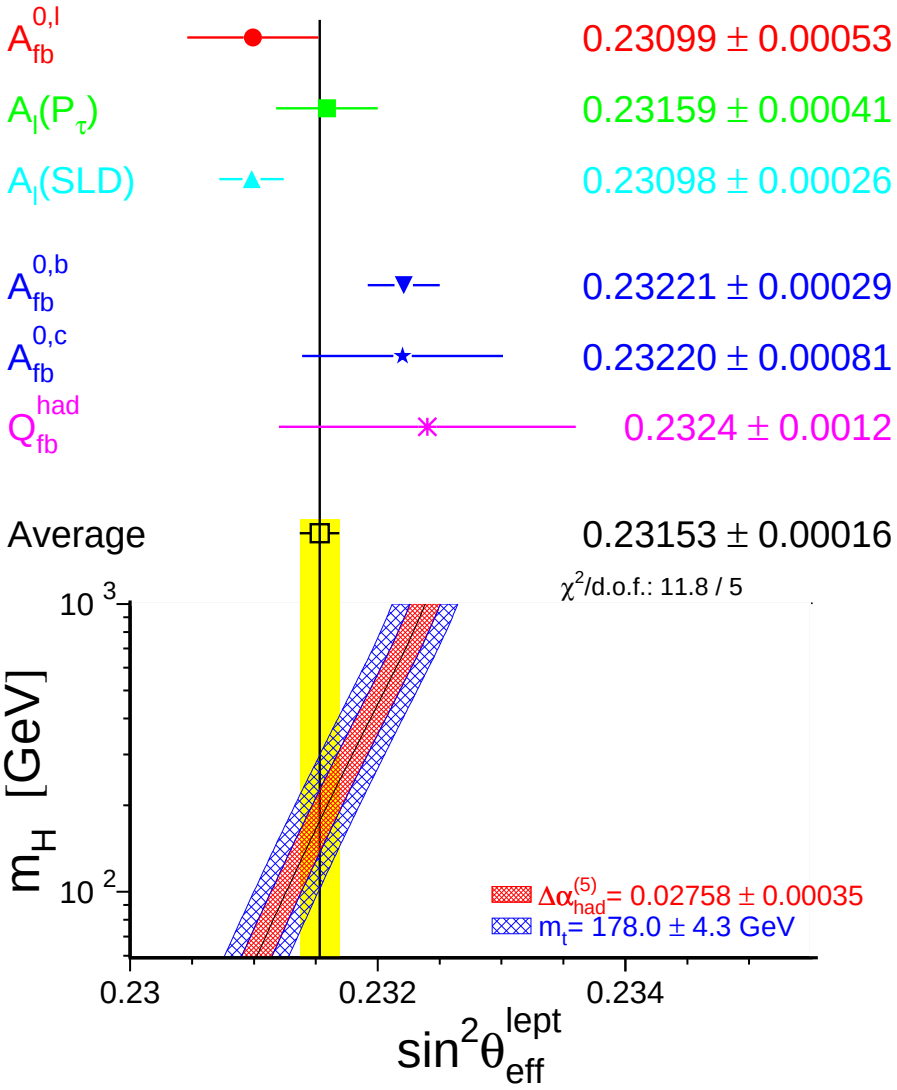

FIG. 1.9 – *Valeurs de l'angle effectif de mélange* $\sin^2\theta_{eff}^{lep}$ *déterminée à partir de différentes asymétries avant-arrière. Les trois premières valeurs sont déterminées à partir de l'asymétrie dans le cas des désintégrations leptoniques et les trois autres dans le cas des désintégrations hadroniques. On voit aussi la variation de* $\sin^2\theta_{eff}^{lep}$*, prédite par le MS, en fonction de la masse du Higgs [25].*

Références

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[3] A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969), p. 367.

[4] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.

[5] J. Goldstone, Nuov. Cim. **19** (1961) 154.

[6] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett., 13, 321 (1964).

[7] P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156.

[8] T.W.B Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.

[9] H. Fritzsch and M. Gell-Mann, Proc. XVI International Conference on High Energy Physics, eds. J.D. Jackson and A. Roberts (Fermilab, 1972), Vol. 2, p. 135.

[10] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys Lett B47 365 1973.

[11] A. Pich, *Aspects of Quantum Chromodynamics*, arXiv :hep-ph/0001118.

[12] S. Haywood, P. Hobson, W. Hollik, Z. Kunszt et al., *Electroweak Physics* in : Proceedings of the Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, CERN 2000-04, eds. G. Altarelli and M. Mangano, hep-ph/0003275.

[13] S. F. Novaes, arXiv :hep-ph/0001283.

[14] A. Pich, *The Standard Model of Electroweak Interactions*, arXiv :hep-ph/9412274.

[15] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B592** (2004) 1.

[16] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B33** (1971) 173.
M. Böhm, W. Hollik and H. Spiesberger, Fortschr. Phys. **34**, 687 (1986).

[17] W. Wetzel, Nucl. Phys. **B227**, 1 (1983).

[18] U. Baur, S. Keller and W. K. Sakumoto, Phys. Rev. **D57**, 199 (1998).

[19] The ATLAS Collaboration, *Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-15.

[20] S. Jadack and Z. Was, CERN 89-09 (1989).

[21] P. Langacker, *Precision Tests of the Standard Electroweak Model*, Advanced Series on Directions in High Energy Physics-Vol. 14.

[22] J. L. Rosner, Phys. Rev. D54 (1996) 1078.

[23] D. M. Kaplan et al., Phys. Rev. Lett. 40, 435 (1978).

[24] A. S. Ito et al., Phys. Rev. D23 (1981) 604.

[25] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavours Groups, *Precision Electroweak Measurments on the Z Resonance*, arXiv :hep-ex/0509008 ; http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/.

Chapitre 2

LHC : la machine et la physique

Contenu

2.1 Introduction **20**
2.2 Description du collisionneur **20**
2.3 Physique accessible au LHC **25**
2.4 Les détecteurs du LHC **29**
2.4.1 Conditions expérimentales 29
2.4.2 Expériences 30

2.1 Introduction

Approuvé en 1994 par le conseil du CERN, le LHC (Large Hadron Collider) [1–3], est en cours d'installation dans le tunnel du LEP. Il sera le lieu de collisions entre deux faisceaux de protons à une énergie totale de 14 TeV, soit une énergie 7 fois supérieure à celle accessible dans l'actuel accélérateur de Fermilab (USA), le Tevatron. Au terme de quatre ans de fonctionnement, on espère atteindre une luminosité de l'ordre $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Des faisceaux de noyaux de plomb pourront également être accélérés, entrant en collision à une énergie de 1150 TeV (ou 2.76 TeV/nucléon).

Le programme de physique [4–7] du LHC en proton-proton est très riche et a comme premier but de trouver la nature de la brisure de symétrie électrofaible expliquée jusqu'à présent par le mécanisme de Brout, Englert et Higgs. Ce mécanisme n'est pas encore confirmé expérimentalement, puisqu'il n'existe qu'une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs. La meilleur limite est celle obtenue à partir des mesures directes au LEP. Le LHC a un potentiel de découverte suffisant pour la découverte d'une physique au delà du Modèle Standard. Il y aura aussi des possibilités pour faire la recherche des particules prédites par la supersymétrie, de nouveaux bosons de jauge ou encore de composites de quarks et leptons. Les expériences du LHC ont aussi un grand potentiel pour effectuer des mesures de précision du Modèle Standard.

Quatre détecteurs fonctionneront auprès du LHC. Ils seront installés aux quatre points de croisement des deux faisceaux.

L'installation du LHC a commencé en 2003 et sa mise en fonctionnement avec du faisceau est programmée pour l'année 2007. A son démarrage[1] , on aura un nombre de 43 paquets de protons de 7 TeV qui s'élèvera progressivement jusqu'à 156, ce qui donnera une luminosité de $3 \times 10^{28}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ à $2 \times 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Après un premier arrêt, un premier run de physique de plus d'un an est prévu avec 936 paquets (fréquence de croisement de 75 ns) et une luminosité de 1 à $4 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, puis avec 2808 paquets (25 ns) à une luminosité de 7 à $20 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. La luminosité nominale de $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ devrait être atteinte ultérieurement.

Après une courte description du LHC et de ses paramètres nous présenterons la physique qui sera étudiée au LHC. Dans le dernier paragraphe les expériences du LHC sont présentées.

2.2 Description du collisionneur

Les protons du LHC seront pré-accélérés dans l'ancienne chaîne d'accélération du CERN. Dans l'accélérateur linéaire, LINAC, les protons sont accélérés jusqu'à 50 MeV, puis dans le BOOSTER jusqu'à 1 GeV. Dans le synchrotron à protons PS ils sont accélérés jusqu'à 26 GeV, puis injectés dans le super synchrotron à protons

[1] En fait les premières collisions auront lieu en 2007 à l'énergie d'injection des protons, soit 2×450 GeV.

SPS et accélérés jusqu'à 450 GeV. Les deux faisceaux de protons, qui arrivent dans le LHC en sens opposé, sont ensuite accélérés à une énergie de 7 TeV.

Les cavités produisant le champ électrique sont des cavités supraconductrices. Comme les électro-aimants qui définissent la trajectoire des protons sont aussi supraconducteurs, le LHC est le premier accélérateur de particules entièrement supraconducteur.

choix de la technologie Pour maintenir les deux faisceaux de protons, succession de 2808 paquets de 1.15×10^{11} protons chacun, sur leur trajectoire, il a fallu réaliser un système d'aimants dédié. Ainsi, 1232 aimants dipolaires supraconducteurs de 14.2 m de long seront utilisés pour guider les deux faisceaux. Chacun des aimants est constitué d'une culasse magnétique, de bobines supraconductrices et d'une infrastructure cryogénique. Les bobines produisent un champ magnétique uniforme de 8.33 T dans deux tubes à vide. Les champs magnétiques sont opposés dans les deux chambres à vide puisque les protons circulent en sens inverse (figure 2.1). Grâce à de l'hélium superfluide, la culasse et les bobines sont maintenues à une température de 1.9 K pour obtenir un champ magnétique intense. De plus, 500 aimants quadrupolaires ainsi que des aimants hexapolaires supraconducteurs sont utilisés pour la focalisation des paquets dans le tube à vide.

La machine est composée de huit secteurs (figure 2.9) pour faciliter la manipulation de l'énergie totale stockée dans les aimants. Les faisceaux se croisent en 4 points avec un angle de 285 μrad. Le tableau 2.1 donne les principaux paramètres du LHC.

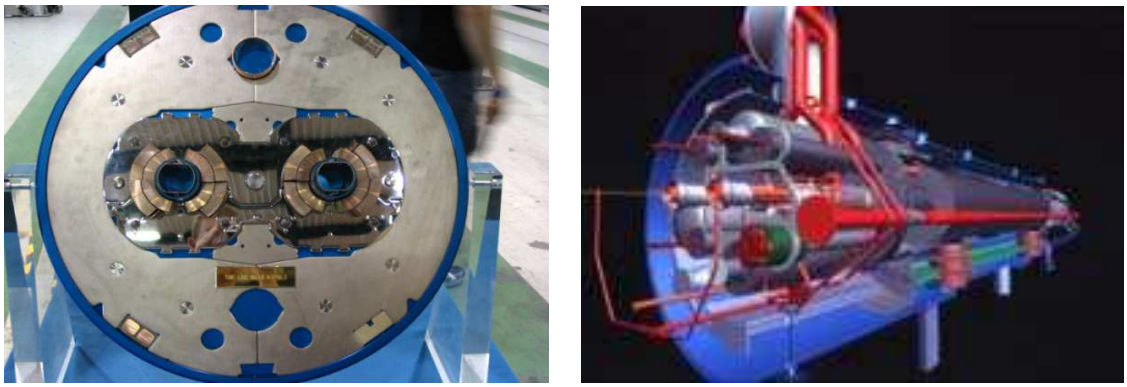

FIG. 2.1 – *Gauche : Coupe tranversale d'un aimant dipolaire supraconducteur. Droite : Aimant dipolaire.*

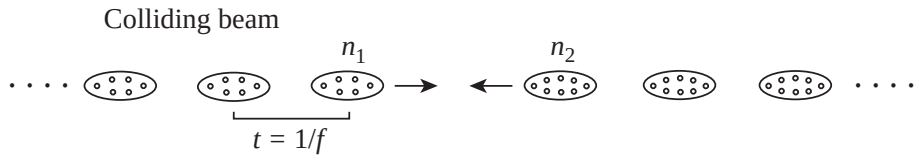

FIG. 2.2 – Faisceaux interagissant à une fréquence f.

Circonférence	26658.883	m
Energie	7	TeV
Champ du dipôle	8.33	T
Fréquence de croisement	25	ns
Nbr de protons/paquet	1.15×10^{11}	
Dimension transversale du paquet (dans IP1,IP5) $\sigma_x = \sigma_y$	16.7	μm
Longueur du paquet σ_z	7.55	cm
Luminosité L	1.0×10^{34}	$cm^2 s^{-1}$
Nombre de paquets($n_1 = n_2$)	2808	
Section efficace totale proton-proton	100	mb
Nbr événements/croisement	19.02	

TAB. 2.1 – *Paramètres du LHC pour la haute luminosité (ATLAS et CMS sont installés respectivement en IP1 et IP5) [4]*

Phénoménologie proton-proton La luminosité [8] s'exprime en fonction du nombre de paquets N et du nombre de protons n dans chaque paquet et de la taille transversale du faisceau (σ_x, σ_y) au point d'interaction :

$$L = \frac{\gamma n N^2 f}{4\pi\epsilon_n \beta^*} = \frac{n N^2 f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.1}$$

f est la fréquence de croisement des deux faisceaux (figure 2.2), ϵ_n est l'émittance transverse normalisée, β^* est la fonction beta au point de collision et γ est le facteur relativiste des particules. La valeur de la luminosité est corrigée par un facteur qui tient compte de l'angle de croisement entre les deux faisceaux. Il réduit sa valeur de $\sim$10%.

Après trois années de fonctionnement à basse luminosité on peut atteindre une luminosité instantanée de l'ordre de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}. Néanmoins un nombre de contraintes peuvent diminuer cette valeur. Parmi ces contraintes on a des effets entre faisceaux où le champ magnétique d'un faisceau perturbe la trajectoire des particules, ce qui peut provoquer la perte de particules et limiter l'intensité des paquets.

Le nombre d'événements qui sera produit à une luminosité L est :

$$N_{event} = L\sigma_{event} \tag{2.2}$$

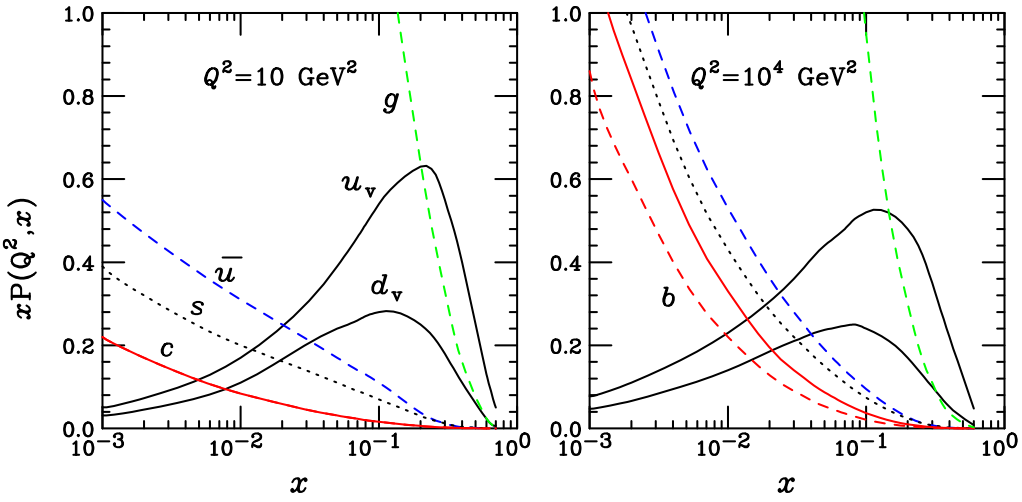

FIG. 2.3 – *Impulsion des partons en fonction de leur fraction d'énergie, x, à deux échelles de factorisation (CTEQ-5). [8]*

La section efficace totale d'interaction proton-proton est estimée à 100 mb pour l'énergie du centre de masse de 14 TeV.

L'énergie effective dans une interaction entre quarks et gluons dans les collisions proton-proton est inférieure à l'énergie du centre de masse de la machine $\sqrt{s}$; il n'y a qu'une fraction $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$ de cette énergie qui est mise en jeu dans les interactions entre quarks ou gluons. La figure 2.3 montre la distribution des impulsions des quarks et des gluons dans un proton. Ainsi les quarks u et d (quarks de valence) ont une grande fraction de l'impulsion du proton, alors que les autres quarks ou antiquarks (de la mer) et les gluons ne prennent qu'une petite fraction d'impulsion.

Dans les interactions hadroniques à haute énergie, la section efficace s'exprime en fonction des sections efficaces des partons interagissant :

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b) \tag{2.3}$$

où $\hat{\sigma}_{ab}$ est la section efficace de l'interaction entre les deux partons a et b. La fonction de structure $f_a(x_a, Q^2)$ ($f_b(x_b, Q^2)$) donne la probabilité de trouver le parton a (b) avec une fraction x_a (x_b) de l'impulsion du proton.

La figure 2.4 montre la section efficace pour différents processus du Modèle Standard en fonction de l'énergie du centre de masse dans les collisions proton-proton. Les sections efficaces des processus intéressants sont petites par rapport à celles provenant de processus relevant de la QCD.

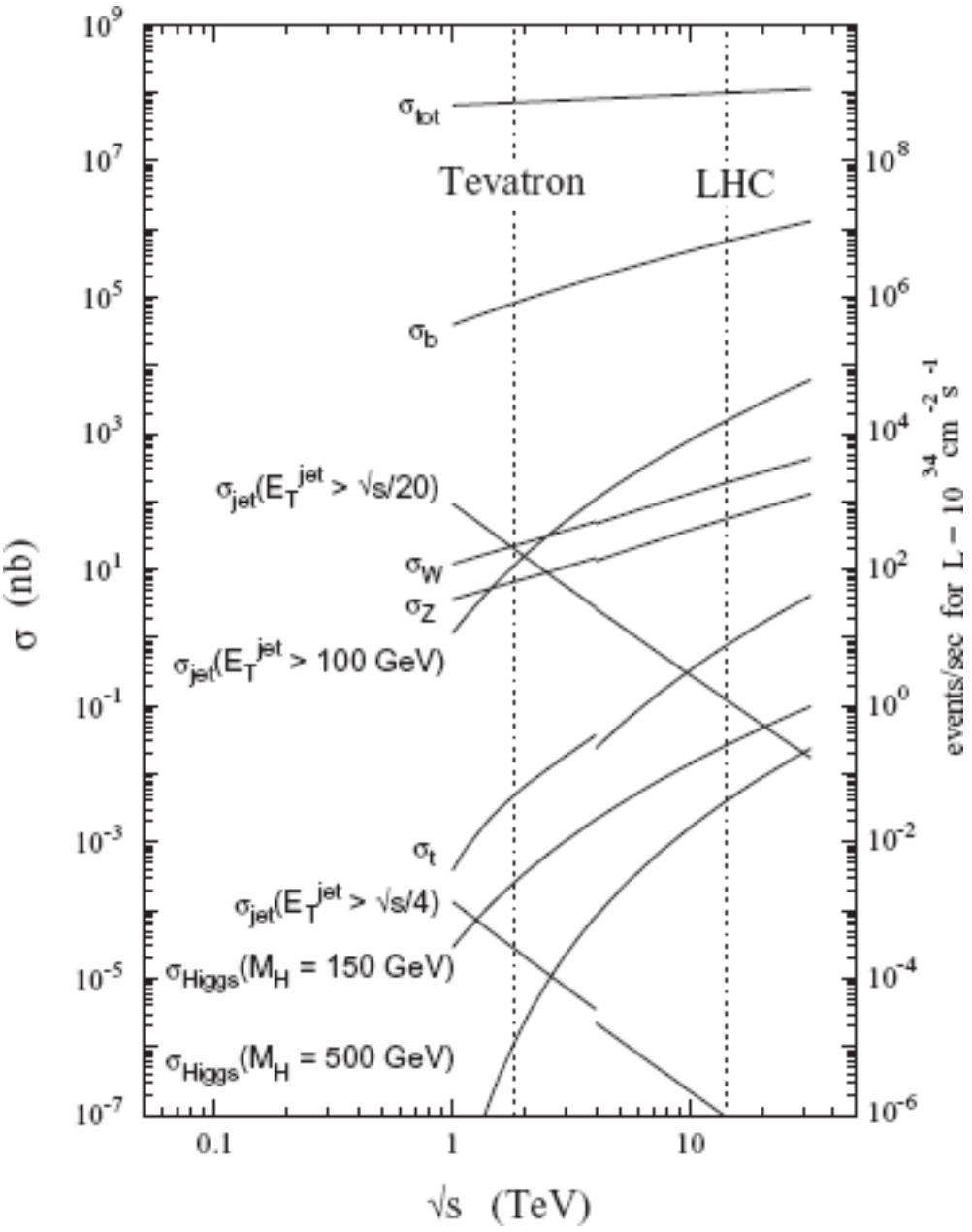

FIG. 2.4 – *Sections efficaces d'interaction en fonction de l'énergie $\sqrt{s}$ pour des processus du MS dans les collisions pp et $p\bar{p}$.*

Processus	σ(pb)	Events/s	Events/an
$W \to e\nu$	1.5×10^4	15	1.5×10^8
$Z \to e^+e^-$	1.5×10^3	1.5	1.5×10^7
$t\bar{t}$	800	0.8	0.8×10^6
$b\bar{b}$	5×10^8	5×10^5	5×10^{12}
$\tilde{g}\tilde{g}$ m=1TeV	1	10^{-3}	10^4
Inclusive jets ($P_T > 200$ GeV)	10^5	100	10^9

TAB. 2.2 – *Taux de comptage pour plusieurs processus à basse luminosité.*

2.3 Physique accessible au LHC

Pour le premier run de physique ($L = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$) on accumulera des données à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (environ un an). Plusieurs canaux physiques seront déjà exploitables comme le montre le tableau 2.2.

Recherche du boson de Higgs La recherche du boson de Higgs est un des premiers buts du LHC, cette particule qui manque encore au MS et dont la masse est le seul paramètre libre du secteur du Higgs du modèle standard. Jusqu'à présent, les seules informations du Higgs sont des limites sur sa masse. Ainsi, la théorie donne une limite supérieure sur la masse du Higgs de l'ordre de 700 GeV [9]. Les recherches directes au LEP donnent une limite inférieure de l'ordre $m_H > 114.4$ GeV [10]. Au LHC la recherche du Higgs se fait via différents canaux de désintégration selon la valeur de la masse du Higgs étudiée. Différents mécanismes de production de Higgs sont prévus au LHC : par fusion de gluons ($gg \to H$), production associée ($q\bar{q} \to WH$, $gg \to t\bar{t}H$, $gg \to b\bar{b}H$) et par VBF (Vector Boson Fusion) ($qq \to qqH$). L'importance de chacun des processus dépend de la région en masse du Higgs. La figure 2.5 montre les rapports d'embranchement de certains canaux de désintégration du Higgs. Les canaux de désintégration du Higgs les plus prometteurs seront $H \to \gamma\gamma$ à basse masse du Higgs, le Higgs en 4 leptons aux masses intermédiaires et à haute masse, et $l\nu l\nu$ à très haute masse. D'autre états finaux peuvent être exploités, comme par exemple $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ à basse masse.

Mesures de précision Le nombre important d'événements qui sera produit au LHC permet de faire des mesures de précision.

Masse du W : le boson W est principalement produit par annihilation d'un quark et d'un anti-quark avec une section efficace de l'ordre de 150 nb. Avec le grand nombre de W reconstruits on peut atteindre une erreur statistique inférieure à 2 MeV sur la masse. L'erreur systématique est principalement due à la méconnaissance des fonctions de structure (PDFs), de la largeur et de l'impulsion transverse du W.

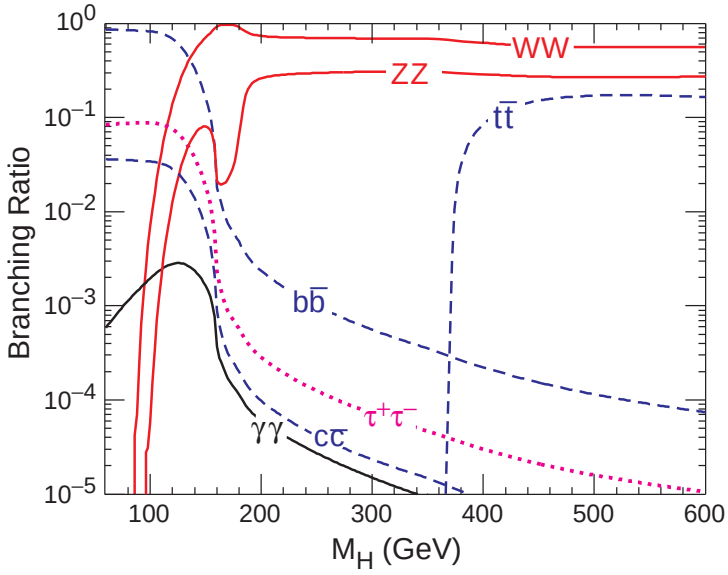

FIG. 2.5 – *Rapports d'embranchement du Higgs en fonction de sa masse.*

Comme la masse du W dépend quadratiquement de la masse du top et logarithmiquement de la masse du Higgs, une mesure précise de la masse du W et de celle du top donnera la possibilité d'extraire des informations sur la masse du Higgs ou bien sûr une nouvelle physique si la masse du Higgs est connue par ailleurs. Au LHC on peut atteindre une précision sur la mesure de la masse du W de l'ordre [11, 12] $\delta M_W \approx 20$ MeV en utilisant le canal $W \to \mu\nu$.

$\sin^2\theta_{eff}$: on peut contraindre aussi la masse du Higgs avec la connaissance de la masse du top et de l'angle de mélange effectif $\sin^2\theta_{eff}$. La mesure la plus précise actuelle de l'angle de mélange est celle du LEP $\sin^2\theta_{eff}$= 0.23153±0.00016 [10]. Au LHC on espère atteindre une précision de l'ordre $\delta\sin^2\theta_{eff}$=0.0001 à 100 fb^{-1}(soit un an à haute luminosité), à l'aide d'une mesure de l'asymétrie avant-arrière des électrons dans les événements $Z \to e^+e^-$, avec un électron émis vers la région très piquée à l'avant (voir plus loin).

Masse du top : la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ est de l'ordre de 800 pb. Huit millions de paires $t\bar{t}$ seront ainsi produits en une année de basse luminosité. Cela va permettre des mesures précises des propriétés du top. Pour la mesure de la masse du top, le canal qui sera utilisé est celui avec une production de paire $t\bar{t}$ avec une désintégration semileptonique d'un des deux tops (t→Wb→lνb, avec l=e,μ), et une désintégration hadronique de l'autre (t→Wb→jjb). L'incertitude attendue sur la masse du top, au LHC, est de l'ordre de 1.5 GeV [13]. Elle est due principalement à la méconnaissance de l'échelle d'énergie des jets, des états de radiation finaux et

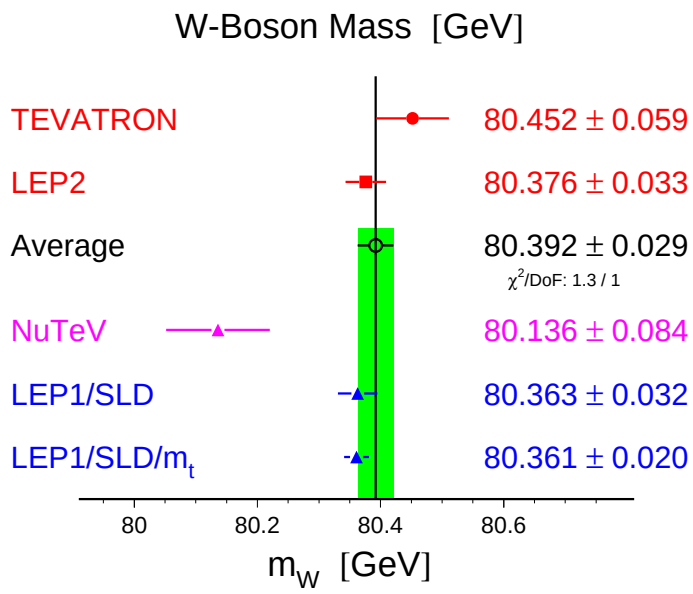

FIG. 2.6 – *Derniers résultats sur la masse du boson W [10].*

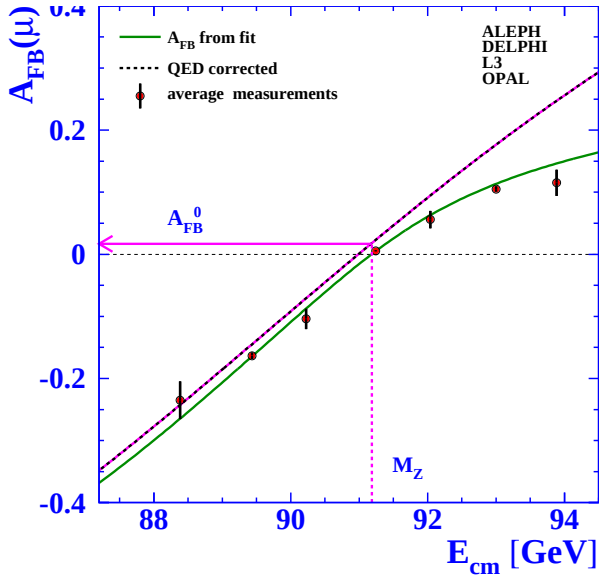

FIG. 2.7 – *Asymétrie avant-arrière en fonction de l'énergie au centre de masse [10].*

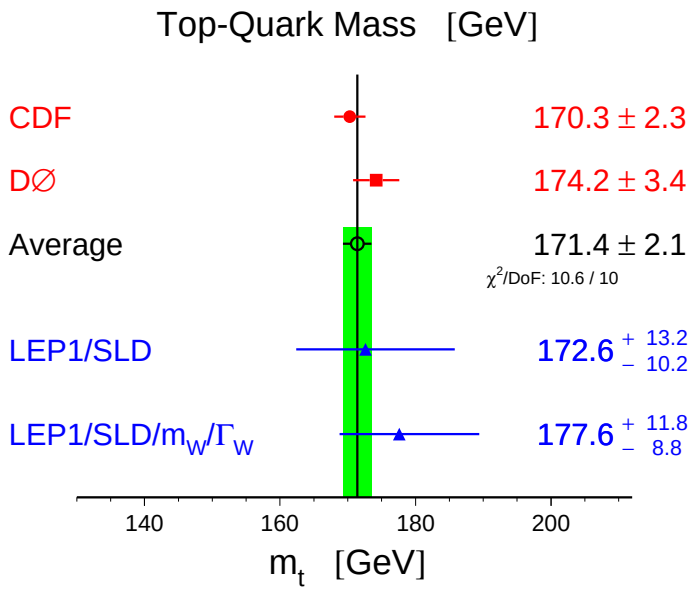

FIG. 2.8 – Derniers résultats sur la masse du top [10].

initiaux des gluons, de la fonction de fragmentation du b et du bruit de fond QCD.

Les figures 2.6, 2.7 et 2.8 montrent les derniers résultats obtenus des analyses du LEP sur la masse du W, sur l'asymétrie avant-arrière et sur la masse du top.

Supersymétrie Considérée comme le meilleur scénario d'une physique au delà du Modèle Standard [14], la production de particules supersymétriques est dominée par la production de paires de gluinos ou de squarks, dont les sections efficaces sont comparables au bruit de fond du Modèle Standard. Ainsi durant une année de prise de données à $L = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$, 10^4 événements de $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{g}\tilde{g}$ et $\tilde{q}\tilde{g}$ seront produits si les masses des squarks et gluinos sont de l'ordre de 1 TeV. Les gluinos et squarks se désintègrent, suivant une longue chaîne d'étapes intermédiaires, en particules supersymétriques stables. L'état final contient plusieurs jets, des leptons et de l'énergie transverse manquante (R parité conservée). La production abondante de ces particules ainsi que des signatures claires permettent de séparer SUSY du bruit de fond QCD.

Une masse de 1 TeV du squark et gluino sera accessible après, déjà, un mois de prise de données à $L = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$. La masse limite est de 3 TeV. Si rien n'est découvert au LHC, la supersymétrie à l'échelle du TeV sera probablement exclue.

Premières études physiques et découvertes Les études [15–18] nécessaires à réaliser avant toute découverte sont :

– L'étalonnage des détecteurs : c'est l'un des premiers buts à atteindre avec les toutes premières données. La compréhension des performances du déclenchement

est considérée aussi comme un des points les plus délicats à traiter au début du LHC.

– Les mesures de précision des processus connus, comme la section efficace de production W, Z, la masse du top..., dans les principaux canaux du Modèle Standard peuvent être effectuées et comparées aux données de Monte Carlo.

– La mesure et la compréhension détaillée des bruits de fonds (essentiellement QCD) pour les nouveaux canaux de physique.

Le Z' qui se désintègre en une paire e^+e^- est l'une des particules qu'on est capable de détecter du fait que le nombre d'événements qui reste après toutes les coupures expérimentales est assez élevé. Son bruit de fond principal, processus de Drell-Yan, est négligeable devant le signal à l'échelle d'énergie du TeV.

L'observation d'un signal SUSY, serait possible avec la grande section efficace de production ainsi que la signature claire de ses événements. Aussi avec des états finaux contenant des jets de haut p_T et de grande énergie manquante transverse, les détecteurs peuvent découvrir les squarks et gluinos jusqu'à 1 TeV en un mois de prise de données à L = 10^{33} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

2.4 Les détecteurs du LHC

2.4.1 Conditions expérimentales

A la luminosité nominale $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ le nombre d'événements observés par les détecteurs [19, 20] sera de l'ordre de 6.5 $\times$ 10^8 par seconde avec la fréquence de croisement (40.08 MHz) sont les deux contraintes majeures du système de déclenchement des détecteurs au LHC. Le système de déclenchement doit réduire le taux de comptage à 10^2 événements/s. La décision du niveau 1 du déclenchement prend $\sim 3\mu$s, dont 1.5μs pour la transmission des signaux dans les câbles et 1.5μs de calcul. Les données doivent donc être stockées dans des "pipelines" pendant cette durée.

Au LHC, 20 événements de biais minimum seront superposés aux bons événements, donnant ainsi lieu à $\sim$1000 particules chargées chaque 25 ns. Ainsi les produits de l'interaction étudiée sont mélangés avec d'autres venant d'autres interactions, c'est ce qu'on appelle l'empilement. Ces effets sont réduits avec des détecteurs de granularité fine (grand nombre de canaux) et avec une bonne résolution en temps. Une très bonne synchronisation est donc nécessaire avec un aussi grand nombre de cellules.

Le très haut taux de radiations demande des détecteurs et de l'électronique frontale résistants aux radiations.

2.4.2 Expériences

Quatre expériences fonctionneront auprès du LHC, ALICE [24], LHCb [23], CMS [22] et ATLAS [21]. Elles sont installées sur les différents points de croisement des faisceaux (figure 2.9). Une cinquième expérience installée auprès de CMS, TOTEM [25] est conçue pour la mesure de la section efficace totale proton-proton.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) : est dédiée à la physique des ions lourds. ALICE étudiera le plasma des gluons et quarks, un état de la matière où quarks et gluons sont déconfinés. Cet état pourrait avoir existé au tout début de l'univers, et devrait aussi exister dans le cœur des étoiles à neutrons.

LHCb : elle est conçue pour l'étude de la violation de CP et des phénomènes rares dans les désintégrations des hadrons à saveurs lourdes, notamment les mésons B. Elle peut améliorer les résultats obtenus à BABAR et Belle en exploitant le grand nombre d'événements des différents modes de désintégration du B.

CMS (Compact Muon Solenoid) Comme ATLAS, CMS est un détecteur généraliste conçu pour étudier un large domaine de physique.

Il est prévu que toutes les expériences soient prêtes pour la mi-2007. Les sous-détecteurs installés peuvent déjà être mis en fonctionnement et pré-étalonnés avant les premières collisions. Les rayons cosmiques seront utilisés pour obtenir les alignements initiaux et les premiers étalonnages des sous-détecteurs centraux. Le bruit de fond lors des études de la machine avec un seul faisceau sera utilisé pour la mise en route des sous-détecteurs à l'avant.

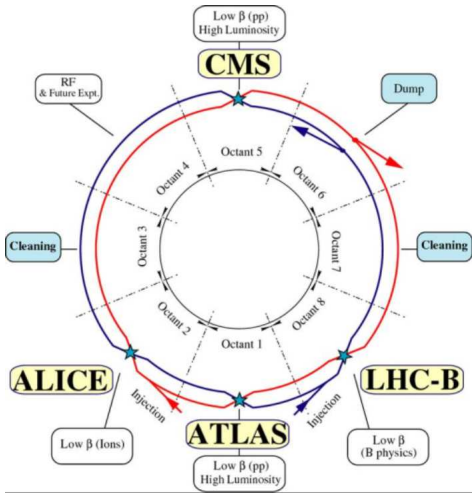

FIG. 2.9 – Les 4 points du LHC abritant ses expériences.

Références

[1] *LHC White Book*, CERN/AC/95-03.

[2] *The Large Hadron Collider : Conceptual Design Report*, CERN/AC/95-05.

[3] O. Bruning et al., CERN-2004-003.

[4] F. Gianotti, *Physics at the LHC*, Phys. Rep. 403-404 (2004) 379-399.

[5] P. Sphicas, *Forward look at LHC physics*, Nucl. Phys. B117 (2003) 298-317.

[6] K. Jakobs, *Physics at the Large Hadron Collider*, Nucl. Phys. B116 (2003) 149-158.

[7] F. Gianotti, *Collider physics : LHC*, CERN 2000-07 (2000).

[8] T. Han, *COLLIDER PHENOMENOLOGY Basic Knowledge and Techniques*, MADPH-05-1434, hep-ph/0508097.

[9] C. Quigg et al. *Weak interactions at very high energies : The role of the Higgs-boson mass*, Phys. Rev. D16 1519 (1977).

[10] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavours Groups, *Precision Electroweak Measurments on the Z Resonance*, arXiv :hep-ex/0509008 ; http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/.

[11] M. Boonekamp, *Présentaions à Physique ATLAS France*, Autrans 2006.

[12] U. Baur, *Measuring the W Boson Mass at Hadron Colliders*, hep-ph/0304266.

[13] I. Borjanovic et al., *Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC*, Eur. Phys. J., C 39 (2005) 63-90.

[14] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. B70(1974) 39 et B78(1974).

[15] F. Gianotti and M.L. Mangano, *LHC physics : the first one–two year(s)*, hep-ph/0504221.

[16] G. Dissertori, *LHC Expectations(Machine, Detectors and Physics)*, hep-ex/0512007.

[17] Wesley H. Smith, *Physics and Detectors at the LHC and the SLHC*, 2005 ALCPG & ILC Workshops-Snowmass, USA.

[18] T. M. Taylor, *The LHC : a new hadron collider for experimental physics*, Nucl. Inst. Meth. A 461 (2001) 5-9.

[19] Tejinder S. Virdee, *Detectors at LHC*, Phys. Rep. 403-404 (2004) 401-434.

[20] G. Brianti, *The Large Hadron Collider project : historical account*, Phys. Rep. 403-404 (2004) 346-349.

[21] The ATLAS Collaboration, CERN/LHCC/94-43.

[22] CMS Collaboration, CERN/LHCC/96-45.

[23] LHCb Collaboration, CERN/LHCC/98-4.

[24] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/95-71.

[25] The TOTEM collaboration, *Status Report to the LHCC*, http ://www.cern.ch/totem. (2002)

Chapitre 3

Le détecteur ATLAS

Contenu

3.1 Introduction 34
3.2 Vue d'ensemble 35
3.3 Le système d'aimants 36
3.4 Détecteurs internes 37
3.4.1 Introduction 37
3.4.2 Détecteur à pixels 37
3.4.3 Détecteur de traces SCT (Semi-Conductor Tracker) 39
3.4.4 Le détecteur à radiation de transition 39
3.4.5 Performances du détecteur interne 41
3.5 Le calorimètre électromagnétique 43
3.5.1 Description 45
3.5.2 L'électronique du calorimètre électromagnétique 48
3.6 Le calorimètre hadronique 50
3.6.1 Description 50
3.7 Spectromètre à muons 53
3.8 Le système de déclenchement 54
3.9 Le calcul dans ATLAS 56
3.9.1 L'environnement logiciel *Athena* 57
3.9.2 Algorithmes et outils 57
3.9.3 Grille de calcul 59

3.1 Introduction

Le détecteur ATLAS est avec CMS un des deux détecteurs généralistes construits pour le LHC. La conception du détecteur a tenu compte d'un grand nombre de contraintes liées à la nature complexe des collisions proton-proton et à la grande énergie du centre de masse.

Pour créer le champ magnétique nécessaire à la mesure de l'impulsion des particules chargées dans le détecteur, le choix d'aimants supraconducteurs a été fait. Le système d'aimants comprend un solénoïde pour la partie centrale et interne du détecteur et 3 toroïdes pour la partie à grand rayon (mesure de l'impulsion des muons).

la mesure des trajectoires des particules chargées est assurée par un détecteur interne, qui combine des mesures "discrètes" de haute résolution en utilisant la technologie de semi-conducteurs au silicium, et un traçage quasi continu et moins précis avec des tubes à dérive.

Une grande partie du système des calorimètres d'ATLAS utilise l'argon liquide comme milieu actif. Ainsi, très finement segmenté, le calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb/argon liquide couvre la région[1] $|\eta| < 3.2$. Une nouvelle structure dite en accordéon est choisie pour les absorbeurs et les électrodes. Dans la région vers l'avant la structure cuivre/argon liquide et tungstène/argon liquide est adoptée, respectivement, pour le calorimètre hadronique et le calorimètre vers l'avant. Cependant la partie tonneau du calorimètre hadronique est à échantillonnage fer/scintillateur.

Le spectromètre à muons, qui entoure le volume des calorimètres, a deux types de chambres à muons, celles servant aux mesures de l'impulsion des particules et celles qui servent au déclenchement.

Athena, l'environnement logiciel d'ATLAS basé sur le langage orienté objet est en cours de développement ; il utilise d'autres environnements logiciels (comme ROOT) et assure un certain nombre de services pour le physicien.

Le taux énorme des données qui seront stockées lors du fonctionnement du LHC nécessite une infrastructure robuste et fiable pour la manipulation des données par réseaux entre différents instituts de la collaboration. La grille (*Grid*) est un réseau mondial de très haut débit qui va relier des centres de calcul de différents instituts.

Dans un premier temps, une description détaillée de chaque sous-détecteur ainsi que leurs performances sera donnée. Ensuite le logiciel d'ATLAS avec ses méthodes et ses programmes de reconstruction sera décrit. Dans le dernier paragraphe je développerai quelques détails concernant le fonctionnement de la grille de calcul.

[1] $\eta = -ln(\tan(\frac{\theta}{2})$ où θ est l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau.

3.2 Vue d'ensemble

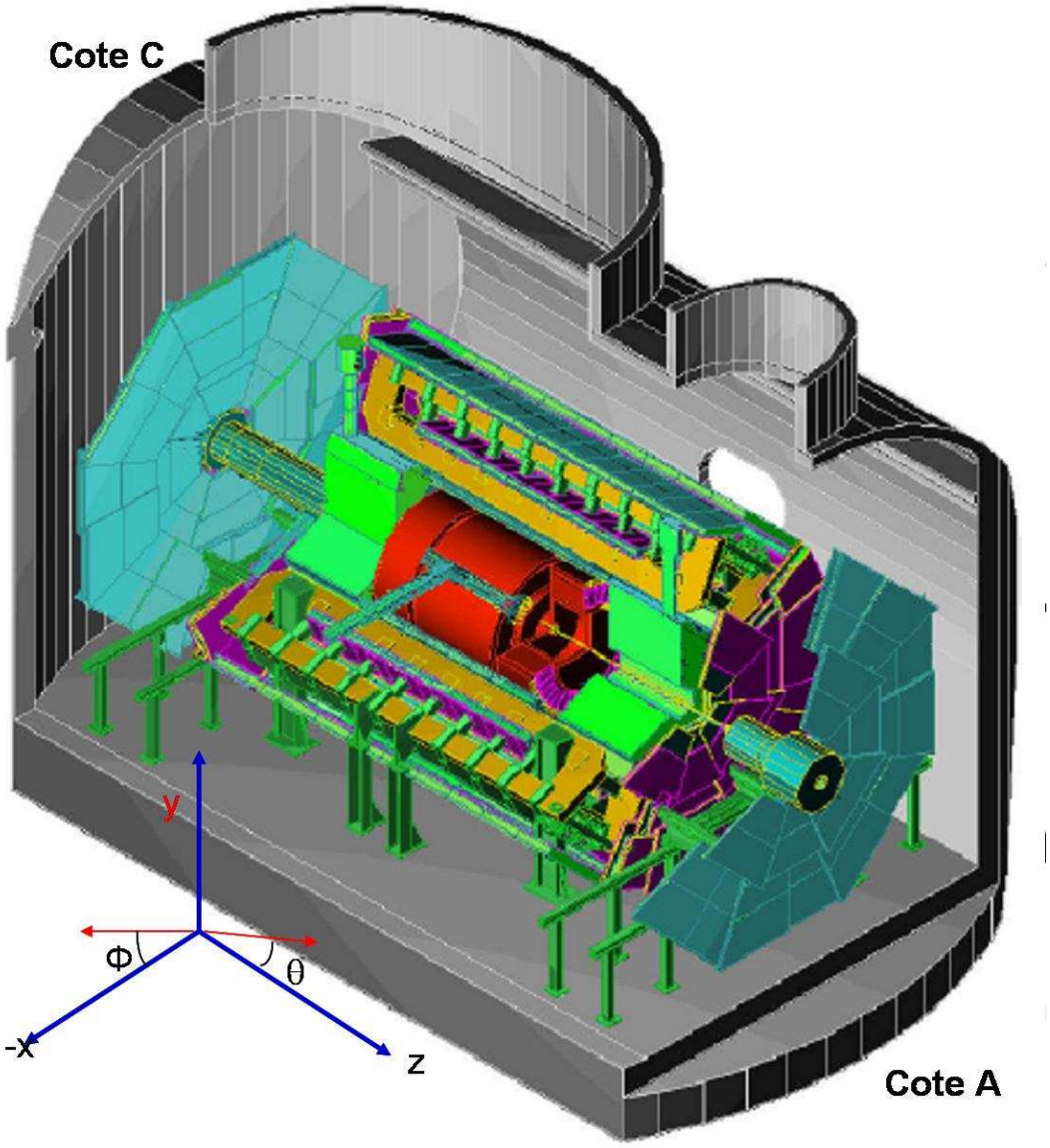

FIG. 3.1 – *Le détecteur ATLAS dans la caverne IP1 avec le système de coordonnées. Oz est l'axe moyen du faisceau puisque les 2 faisceaux de proton se rencontrent avec un angle de 285 µrad. Oy est l'axe vertical vers le haut : en fait cet axe fait un angle de 0.704° avec la verticale car le plan du LHC a été choisi légèrement incliné par rapport à l'horizontale. Ox est l'axe horizontal pointant vers le centre du LHC.*

3.3 Le système d'aimants

La configuration du champ magnétique est un des aspects les plus importants dans la conception du détecteur, notamment pour la mesure de l'impulsion des muons. Deux systèmes d'aimants supraconducteurs sont utilisés pour ATLAS [1, 2] :

– Un aimant toroïdal [3, 4] qui génère un champ tangentiel, autour de l'axe central du spectromètre à muons, de $< B >$=0.4 T à une distance de 6 m en r (dans la région $|\eta|$ <1), donnant une flèche de s≈0.5 mm pour p_μ=1 TeV. Sa partie centrale est constituée de 8 bobines supraconductrices de 25.3 m de long, 5 m de large et un diamètre extérieur de 20.1 m, placées dans des cryostats individuels. L'aimant toroïdal central est complété à grande valeur de $|\eta|$ par deux aimants toroïdaux bouchons comprenant aussi 8 bobines. Les 8 bobines de chaque bouchon sont placées dans un seul cryostat. Ils ont chacun une longueur de 5 m, un diamètre interne de 1.65 m et un diamètre externe de 10.7 m. La figure 3.2 représente une vue schématique du tonneau et d'un bouchon de l'aimant toroïdal.

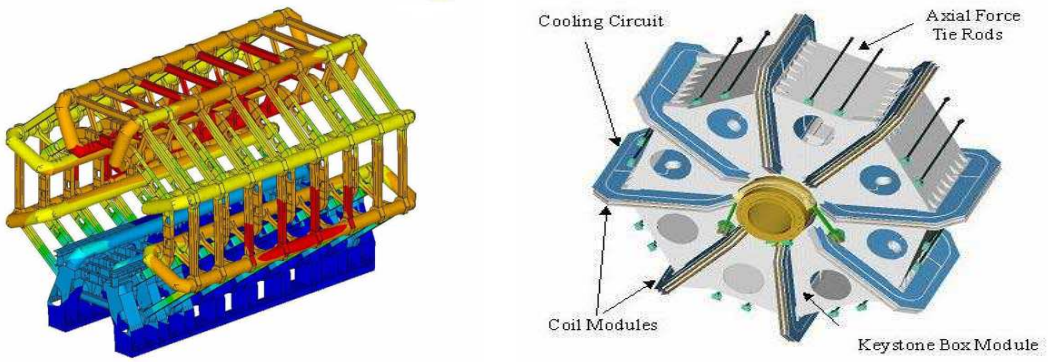

FIG. 3.2 – *Vue schématique de l'aimant toroïdal tonneau (gauche) et bouchon (droite).*

– Un solénoïde central [5] de longueur 5.3 m, d'un diamètre interne de 2.46 m et externe de 2.63 m (figure 3.3) produit un champ magnétique uniforme, parallèle au faisceau, de 2 T au niveau du détecteur interne. Il a une épaisseur de 45 mm, équivalent à 0.66 longueur de radiation, pour garder une quantité de matière minimale devant le calorimètre électromagnétique. Il est placé devant le tonneau du calorimètre électromagnétique, dans le même cryostat, et il est refroidi avec de l'hélium liquide jusqu'à 4.5 K.

FIG. 3.3 – *Le solénoïde central.*

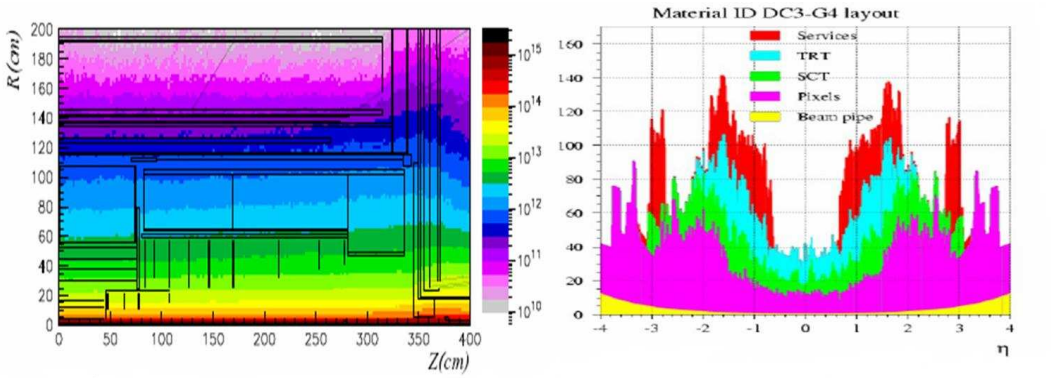

FIG. 3.4 – *Gauche : Vue schématique d'une coupe transverse du détecteur interne avec le flux de particules chargées. Droite : Le nombre de longueur de radiation (en X_0) des sous-détecteurs interne et des services en fonction de η.*

3.4 Détecteurs internes

3.4.1 Introduction

Le détecteur interne d'ATLAS [6, 7] a une longueur de 6.8 m et un rayon de 1.15 m, et il occupe une profondeur de r=5cm à r=107cm. Il baigne dans un champ uniforme solénoïdal de 2T. Sa conception a pris en compte les deux contraintes majeures du LHC, à savoir, le très haut flux de particules ($\approx 2 \times 10^{10}$ particules/s) provenant du point d'interaction et le temps, très court, entre les croisements des paquets des faisceaux (25 ns).

Le flux de particules chargées varie suivant la profondeur. Il est de 10^8 cm^{-2} s^{-1} au rayon r=4 cm, de 5×10^6 cm^{-2} s^{-1} à r = 25 cm et de 5×10^5 à 100 cm (fig. 3.4 gauche). Trois technologies différentes ont été choisies pour le détecteur interne.

Le grand nombre de particules chargées produites à chaque croisement qui laissent un grand nombre de hits, rendent la reconstruction de la trace difficile. Le système doit avoir une réponse rapide pour éviter que les hits enregistrés ne soient pas mélangés avec des hits de particules chargées provenant d'autres croisements.

La quantité de matière (les détecteurs eux-mêmes, leurs supports ainsi que l'électronique de proximité et les systèmes de refroidissement) du détecteur interne doit être gardée petite pour minimiser les effets de diffusion multiple, de *Bremsstrahlung* des électrons et de création de paires des photons. La figure 3.4(droite) montre la quantité de matière [8], en longueur de radiation, en fonction de η pour le détecteur interne.

3.4.2 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium est divisé en deux parties [9–11] : une partie centrale constituée de trois couches cylindriques concentriques (la couche à petit

Baril	couche B	couche 1	couche 2
rayon(cm)	5.05	8.85	12.25
Nbr de modules	286	494	676
Nbr d'échelles	22	38	52
Bouchons	**Disque 1**	**Disque 2**	**Disque 3**
z(cm)	49	58	65
Nbr de modules	48	48	48
Nbr de secteurs	8	8	8
r_{min} (cm)	8.88	8.88	8.88
r_{max} (cm)	14.96	14.96	14.96

TAB. 3.1 – *Les principaux paramètres du détecteur à pixels.*

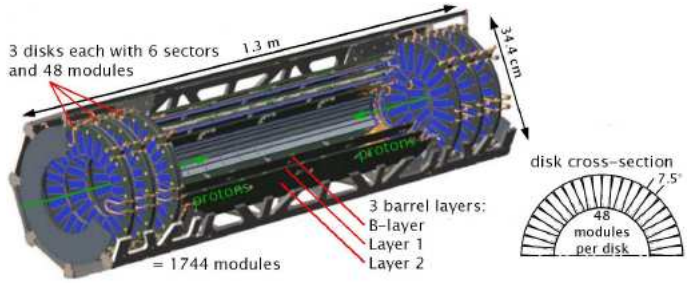

FIG. 3.5 – *Composantes du détecteur à pixel.*

rayon est appelée *couche B*), et une partie dans la région avant et arrière comprenant trois disques de chaque côté du tonneau. Le détecteur à pixels permet ainsi de reconstruire trois points par trace chargée dans la région $|\eta| < 2.5$. Le détecteur à pixels est composé de 1744 modules de même conception, avec un nombre total de pixels de $8{\times}10^7$ (voir figure 3.5).

Un module est l'unité mécanique de base de ce détecteur. Il est subdivisé en 41984 pixels de taille $50{\times}400$ μm^2 (en $R\phi{\times}$z) et 5284 pixels de taille $50{\times}600$ μm^2. Cela permet d'atteindre une bonne résolution, sur la position des points, de 12 μm en ($R\phi$) et 90 μm en z. Le tableau 3.1 résume les principales caractéristiques du détecteur à pixels.

Le détecteur à pixels peut être installé indépendamment des autres sous-détecteurs internes, le SCT et le TRT. Ainsi, après quelques années de fonctionnement à la luminosité nominale, la couche B pourra être remplacée si le taux élevé de radiations à petit rayon l'exige.

Ce détecteur sera aussi utilisé pour étiqueter les particules à courte durée de vie, notamment les jets b, et pour reconstruire précisément les vertex secondaires dans les directions $R\phi$ et z.

3.4.3 Détecteur de traces SCT (Semi-Conductor Tracker)

Avec un diamètre de 1.2 m et une longueur de 5.6 m, le détecteur de traces à semi-conducteur (silicium), SCT [12, 13], (figure 3.6) est situé à un rayon de 30 à 55 cm. La partie tonneau est composée de quatre couches cylindriques concentriques de 1.6 m de long. Deux bouchons (A et C) de neuf disques chacun perpendiculaires à l'axe du faisceau sont situés à une distance z=±2.8 m du point d'interaction. Le tonneau est composé de 2112 modules et les bouchons de 1976. Chaque module est un assemblage de deux détecteurs face-unique collés dos à dos avec un angle stéréo de 40 mrad, ce qui donnera une résolution sur la position des points de 16×500 μm^2 $[R\phi \times z]$.

Dans le tonneau les modules se chevauchent de 11°, pour ne pas avoir de zones mortes en ϕ. Ils sont rangés en groupe de 12 dans ce qu'on appelle une paille. Les modules des disques du bouchon sont rangés dans trois couronnes. La couronne interne (I) et celle du milieu (M) ont 40 modules et l'externe (O) a 52 modules (tableau 3.2).

Tonneau	nbr. de pailles	nbr. de modules
1	32	384
2	40	480
3	48	576
4	56	672
Total		2112 modules

TAB. 3.2 – *Distribution des modules dans le baril du SCT.*

Disque	Couronnes	Modules
1	M,O	92
2	I,M,O	132
3	I,M,O	132
4	I,M,O	132
5	I,M,O	132
6	I,M,O	132
7	M,O	92
8	M,O	92
9	O	52
Total		1976 modules

TAB. 3.3 – *Distribution des modules dans le bouchon du SCT.*

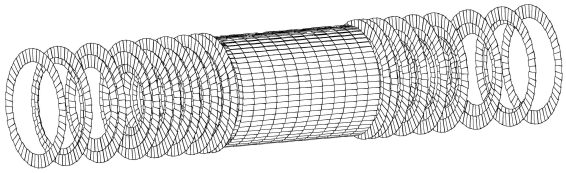

FIG. 3.6 – *Le détecteur de traces à semi-conducteur.*

3.4.4 Le détecteur à radiation de transition

Le TRT (Transition Radiation Tracker) [14, 15] utilise comme technique de détection des tubes à dérive dont le centre est occupé par un fil d'anode (en tungstène

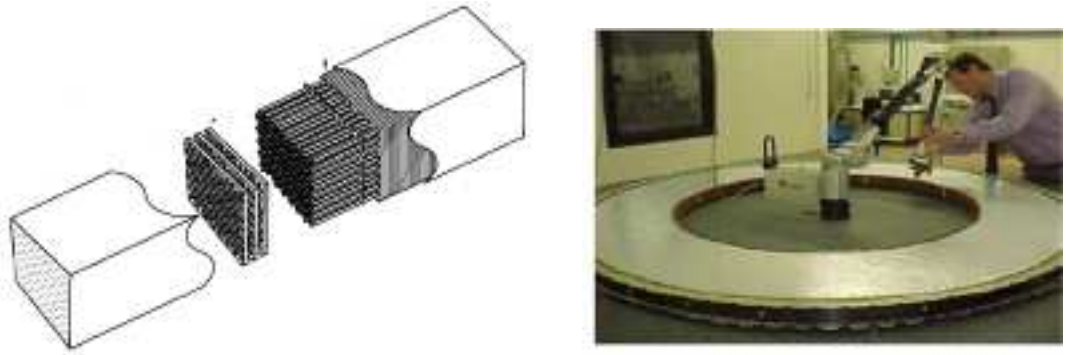

FIG. 3.7 – *Vue schématique d'un module du tonneau de TRT (gauche) et photo d'un disque de la roue A du TRT (droite).*

doré) et rempli d'un mélange de gaz 70%Xe−27%CO_2−3%O_2 pour détecter les rayons X éventuellement produits dans les radiateurs de transition placés entre les différentes couches du tube. Les radiateurs de transition sont faits de polypropylène/polyéthylène dans lequel les électrons produisent des rayons X de radiation de transition, détectés ensuite dans les tubes à dérive.

La partie externe du détecteur interne, TRT, est composée d'un tonneau (figure 3.7) et de deux bouchons. Le tonneau occupe jusqu'à z=± 75 cm suivant la direction de la ligne du faisceau (soit $\mid \eta \mid \leq 0.8$), et il est constitué de trois couches en profondeur et chacune d'elles a 32 modules identiques et indépendants de 144 cm de long. Chaque module de la première couche (interne) contient 329 tubes à dérive (un tube à dérive a un diamètre de 4 mm) placés dans 19 couches. Un module de la couche du milieu contient 520 tubes à dérive, placés dans 24 couches, alors que celui de la couche externe a 793 tubes à dérive dans 30 couches. Soit 52544 tubes, dans tout le tonneau. En moyenne, une particule à $|\eta| < 0.8$ traverse 36 des 73 couches du TRT.

Les bouchons du TRT comprennent chacun 3 roues perpendiculaires au faisceau, A (827 mm< $|z|$ <1715 mm), B(1719 mm< $|z|$ <2725 mm) et C(2818 mm< $|z|$ <3363 mm). Chaque bouchon contient 160000 tubes à dérive. Les roues A et B sont composées respectivement de 12 et 8 disques, et chaque disque contient 8 couches consécutives de 768 tubes à dérive de 37 cm de long. La roue de type C contient 576 tubes à dérive de 55 cm de long, dans chacune des couches de ses 8 disques. Le nombre total de tubes dans les bouchons est de 319488.

Une particule issue des collisions proton-proton traverse entre 32 et 45 tubes à dérive. Dans le cas d'un électron à grand p_T, entre 10 et 15 rayons X seront détectés dans les tubes à dérive.

sous détecteur	nbr. de mesures	Résolution
TRT	36	R_ϕ 160-240 μm
SCT	4	R_ϕ 16 μm R/Z 500 μm
Pixel	3	R_ϕ 12 μm R/Z 90 μm

TAB. 3.4 – *Nombre de points mesurés, en moyenne, pour chaque trace dans le détecteur interne et la résolution en R_ϕ et en R/Z.*

3.4.5 Performances du détecteur interne

Pour chaque trace chargée, le détecteur interne mesure au moins 7 points, dont trois dans le détecteur à pixel et 4 dans le SCT (tableau 3.4). Le nombre de points par trace dans le TRT est en moyenne 36 sur toute la couverture en η. Le tableau donne aussi les résolutions spatiales en $R-\phi$ et en z des trois sous-détecteurs.

Une bonne résolution en impulsion transverse est demandée. Elle est de l'ordre :

$$\frac{\sigma(P_T)}{P_T} \approx 3.6 \times 10^{-4}.P_T \oplus \frac{1.3 \times 10^{-2}}{\sqrt{\sin\theta}}(GeV^{-1}) \tag{3.1}$$

La résolution sur le paramètre d'impact d_0 dans le plan R_ϕ (le plus proche du point d'interaction) est aussi de l'ordre :

$$\sigma(d_0) \approx 11 \oplus \frac{73}{P_T\sqrt{\sin\theta}}(\mu m) \tag{3.2}$$

Reconstruction des traces Les performances du détecteur [16–18] ont été évaluées en mesurant les paramètres des traces d'un muon isolé à différentes valeurs de l'impulsion. Les principaux paramètres décrivant la trajectoire d'une particule dans un champ magnétique solénoïdal sont la direction, l'impulsion et les paramètres d'impact transversal et longitudinal.

Ainsi, l'efficacité de reconstruction pour les muons est de l'ordre de 98%, pour des p_T supérieur à 1GeV/c et pour toutes les valeurs de η, jusqu'à 2.5. L'efficacité est de 90−95% pour les pions de p_T supérieur à 1GeV/c, dépendant de l'impulsion et de la rapidité et limitée par les interactions des pions avec la matière. Le taux de fausses traces est inférieur à 10^{-5} à haute luminosité. Cependant, l'efficacité se dégrade dans le cas des jets de quelques centaines de GeV.

Identification des particules L'efficacité de reconstruction des électrons à $p_T \geq 7$ GeV devra être ≥ 90 %.

La mesure des signaux de transition de radiations dans le TRT permet une bonne séparation électron/hadron. Ainsi, pour une efficacité d'électrons de 80%, on a un facteur de rejection des pions de 150 à $p_T = 2$ GeV et de 60 à $p_T = 20$ GeV. La séparation (à 1σ) des pions et des kaons (figure 3.10), pourra être utilisée dans la physique du B, en utilisant la corrélation entre l'énergie déposée par ionisation et l'impulsion.

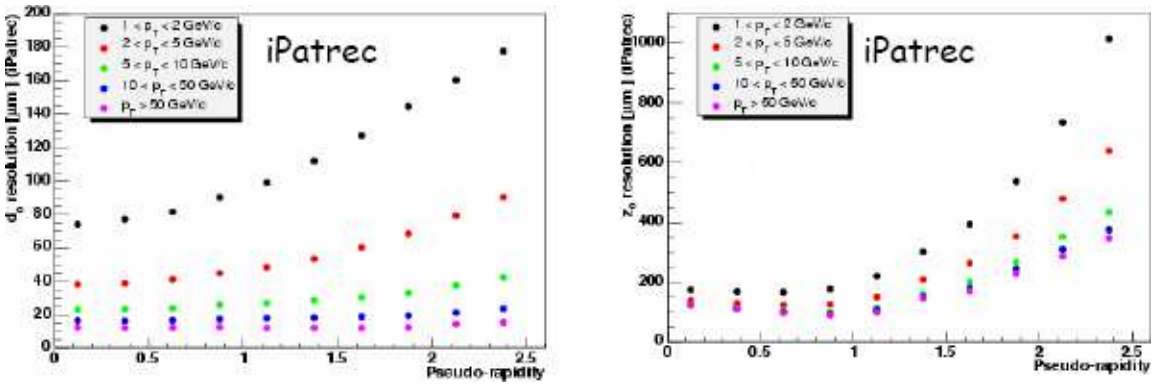

FIG. 3.8 – *Résolution en point d'impact transversal pour différents domaines en p_T en fonction de η [16, 19].*

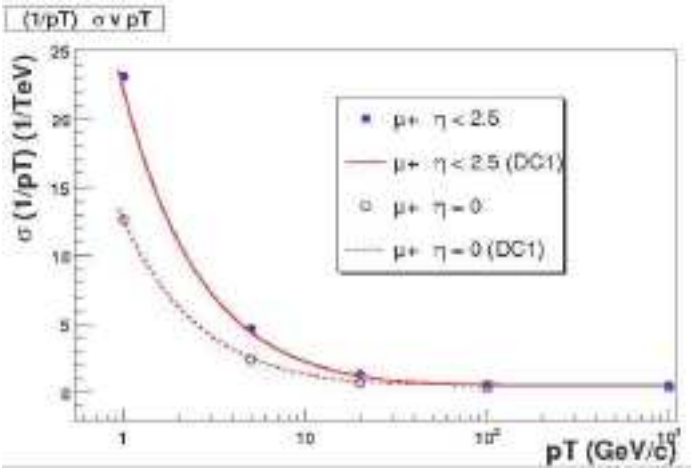

FIG. 3.9 – *Résolution en impulsion en fonction de p_T des muons, pour tout $|\eta|$ et pour η=0 [16, 19].*

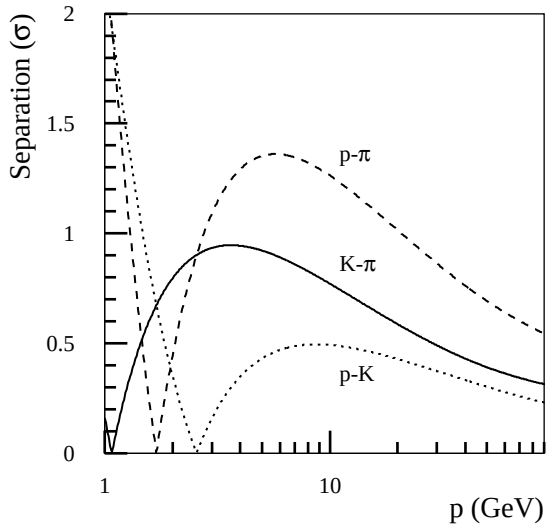

FIG. 3.10 – *Identification des hadrons dans le TRT.*

3.5 Le calorimètre électromagnétique

La calorimétrie sera un des points clé pour la compréhension des processus de collisions proton-proton au LHC. En effet, plusieurs processus ont des particules électromagnétiques dans l'état final, comme la production des bosons Z et W ou les désintégrations du Higgs, $H \to \gamma\gamma$, $H \to 4e$, $H \to WW$ ou ZZ.

Le calorimètre électromagnétique [20, 21] d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage qui a comme milieu absorbeur le plomb et l'argon liquide comme milieu détecteur. Ce dernier a une bonne stabilité de réponse et une grande résistance aux radiations neutroniques qui seront très intenses durant le fonctionnement du LHC. Le calorimètre a une géométrie en accordéon, qui lui assure une couverture azimutale (en ϕ) complète, sans zone morte.

Le calorimètre électromagnétique a été principalement optimisé pour la recherche du Higgs dans ses désintégrations $H \to \gamma\gamma$ et $H \to 4e$. Ainsi un certain nombre de contraintes s'imposent directement sur ses performances :

– La recherche du Higgs dans ses désintégrations H$\to \gamma\gamma$ et H$\to$ 4e nécessite une résolution en masse de 1% ce qui demande une résolution relative en énergie meilleure que :

$$\frac{\sigma}{E} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{0.27}{E(GeV)} \tag{3.3}$$

Les résultats des tests en faisceaux de différents modules du calorimètre montrent que cette condition est bien satisfaite [22].

– La mesure de la direction du photon devra être très précise pour que la contribution angulaire dans la masse invariante des deux photons de H$\to \gamma\gamma$ ne

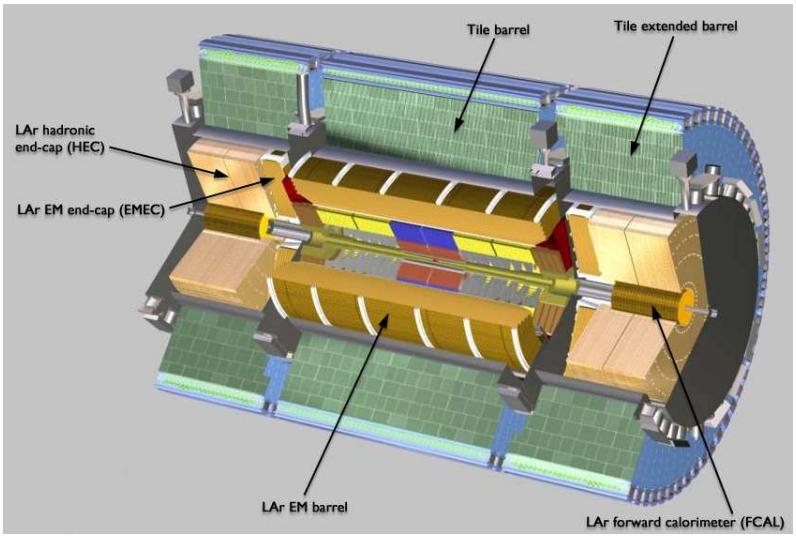

FIG. 3.11 – *Vue schématique des calorimètres d'ATLAS.*

domine pas la contribution à la résolution en énergie. Ceci est possible si la résolution angulaire est meilleure que :

$$\sigma_\theta \leq \frac{50mrad}{\sqrt{E(GeV)}} \tag{3.4}$$

Il a été aussi vérifié durant les tests en faisceaux que l'on peut atteindre σ_θ= 0.048 $\sqrt{E_{beam}}\oplus$ 0.095/E (en GeV) [23].

– La linéarité de la réponse devra être meilleure que 0.5 % pour des énergies allant jusqu'à 300 GeV. Ceci permettra une optimisation de la résolution en masse pour les désintégrations H→ $\gamma\gamma$ et H→ 4e.
Une valeur de 0.1% est atteinte avec les données des tests en faisceaux [22, 24].

– Une excellente séparation γ/jet, électron/jet et τ/jet. La première est très importante pour la réduction du bruit de fonds jet-jet et γ-jet du H→ $\gamma\gamma$, et une réjection de jets de 5000 pour une efficacité de 80% d'identification des photons est nécessaire dans le domaine en P_T de 25 à 100 GeV/c. Pour la séparation électron/jet, une réjection supérieure à 10^4 pour une efficacité d'identification des électrons de 90% dans la région en $|\eta| < 2.5$, et une réjection de l'ordre de 100 avec une efficacité de 50 % dans la région vers l'avant du détecteur est nécessaire ; ce dernier point fait l'objet d'un chapitre de cette thèse.
Les études avec les données simulées du détecteur ont montré que ces conditions peuvent être atteintes.

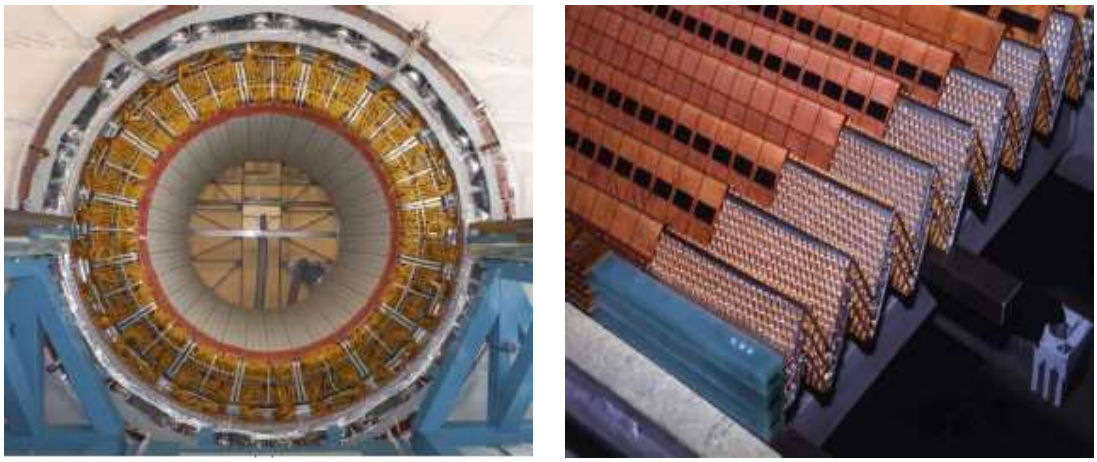

FIG. 3.12 – *Vue d'une roue du calorimètre EM centrale dans son cryostat (gauche) structure en accordéon du calorimètre EM. La photo montre aussi l'absorbeur, l'électrode et le nid d'abeille(droite).*

3.5.1 Description

Le calorimètre tonneau

La figure 3.12 montre une roue de la partie centrale du calorimètre électromagnétique [25, 26] qui est constituée de deux demi-cylindres creux de rayon interne 1.4 m et rayon externe 2 m. Chacun des deux demi-cylindres a une longueur de 3.2 m et couvre une région de pseudo-rapidité ($0 < |\eta| < 1.475$). Le calorimètre se situe derrière le solénoïde. Un pré-échantillonneur est placé juste devant la face interne du calorimètre tout au long de η. Il est nécessaire pour estimer l'énergie perdue devant le calorimètre, notamment à basse énergie.

Indépendants l'un de l'autre, chaque demi cylindre est formé par assemblage de 16 modules. Un module est construit par empilement de 64 absorbeurs intercalés de 64 électrodes. Deux absorbeurs sont séparés par une couche de 4.2 mm d'argon liquide. L'électrode est maintenue au milieu de cette région à l'aide d'un espaceur en forme de *"nid d'abeille"*. Un champ électrique sera créé dans l'argon, en appliquant une haute tension sur les électrodes et en reliant l'absorbeur à la masse. Ce champ électrique fera dériver les électrons d'ionisation de l'argon vers l'électrode.

Absorbeurs L'absorbeur est une plaque de plomb, collée entre deux couches d'inox. L'épaisseur de plomb est de 1.53 mm pour $|\eta| < 0.8$ et de 1.13 mm à $0.8 < |\eta| < 1.475$. Le choix des deux épaisseurs permet de conserver une profondeur du calorimètre, d'au moins 22 X_0.

Electrodes Les électrodes sont faites de trois couches de cuivre. Les couches externes sont portées à la haute tension, et la couche interne est reliée au système

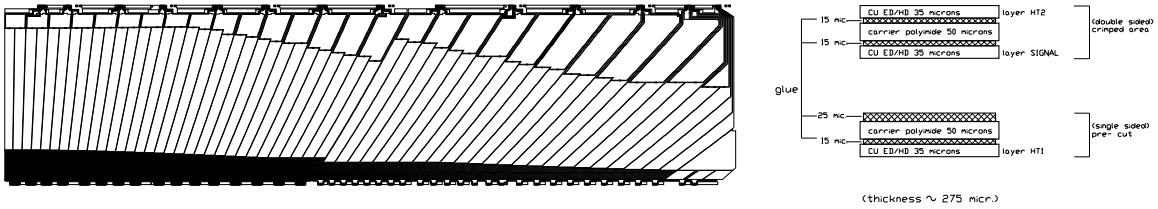

FIG. 3.13 – *Gauche : Segmentation d'une électrode. Droite : Coupe transversale d'une électrode.*

Compartiment	$\Delta\eta$	$\Delta\Phi$	X_0
Pré-échantillonneur	0.025	$2\pi/64$	0.08 à 0.15
Avant	0.025/8	$2\pi/64$	2.5 à 4.5
Milieu	0.025	$2\pi/256$	16.5 à 19
Arrière	0.050	$2\pi/256$	1.4 à 7

TAB. 3.5 – *Segmentation en η, ϕ et épaisseur, en longueur de radiation, des différents compartiments du calorimètre.*

de lecture du signal. Elles sont séparées par deux couches de kapton polyimide. La construction d'une électrode se fait donc en collant deux feuilles de kapton cuivrées, une simple face et l'autre double face. Sur la figure 3.13 (droite) on voit une coupe de chacune des deux feuilles. L'électrode du calorimètre tonneau est divisée en deux sous-électrodes A et B , à $\eta = 0.8$. Les deux sous-électrodes sont segmentées en profondeur comme indiqué sur la figure 3.13 gauche :

- Le premier compartiment est finement segmenté, en η, jusqu'à une valeur de $\eta = 1.5$ afin de distinguer un photon simple de deux photons produits dans la désintégration du π^0. Sa longueur moyenne est de $6\,X_0$.
- Le compartiment milieu dont la segmentation suivant η est 8 fois plus large que celle du premier compartiment, mesure le point d'impact en η et Φ. Sa longueur est d'environ $16\,X_0$.
- Le compartiment arrière complète la zone de détection. Il est nécessaire pour mesurer avec précision l'énergie des électrons de 300 GeV ou plus. Sa segmentation suivant η est 2 fois plus large que celle du compartiment du milieu. Sa longueur varie entre $2\,X_0$ et $12\,X_0$.

La segmentation en ϕ est obtenue en connectant un certain nombre d'électrodes entre elles sur des cartes sommatrices (4 pour les compartiments milieu et arrière et 16 pour le compartiment avant).

Le pré-échantillonneur est fait de 64 secteurs identiques (32 pour chaque roue du calorimètre). Chaque secteur a une longueur de 3.1 m et une largeur de 0.28 m, soit une couverture en η de 1.52 et de 0.2 en ϕ. Il est composé de 8 modules de couverture en η de 0.2 sauf pour le module à l'extrémité du baril qui couvre 0.12 en η.

η	avant	milieu	arrière
1.375-1.425	$0.050 \times 2\pi/64$	$0.050 \times 2\pi/256$	
1.425-1.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	
1.5-1.8	$0.025/8 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
1.8-2.0	$0.025/6 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.0-2.4	$0.025/4 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.4-2.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.5-3.2	$0.1 \times 2\pi/64$	$0.1 \times 2\pi/64$	

TAB. 3.6 – *granularité des compartiments du bouchon EM en fonction de η.*

η	haute tension (V)
1.375-1.5	2500
1.5-1.6	2300
1.6-1.8	2100
1.8-2.0	1700
2.0-2.1	1500
2.1-2.3	1250
2.3-2.5	1000
2.5-2.8	2300
2.8-3.2	1800

TAB. 3.7 – *Valeurs de la haute tension en fonction de η dans les bouchons.*

Le calorimètre bouchon (EMEC)

Il a une épaisseur de z=63 cm, un rayon interne de 30 cm et externe de 200 cm. Il couvre une région en pseudo-rapidité $1.375 < |\eta| < 3.2$. Du fait de la présence de matière devant le calorimètre (quelques X_0) dans la région de transition avec le tonneau électromagnétique, un pré-échantillonneur est placé devant le calorimètre dans la région $1.5 < |\eta| < 1.8$.

Le bouchon électromagnétique est divisé en deux roues concentriques, une roue interne (proche de l'axe du faisceau) et une roue externe (figure 3.14). Elles sont séparées à $|\eta| = 2.5$. La roue interne a 256 absorbeurs et la roue externe 768. L'épaisseur du plomb dans l'absorbeur est de 2.2 mm dans la roue interne et de 1.7 mm dans la roue externe. La longueur totale de radiation du calorimètre bouchon est partout supérieure à 24 X_0. Le tableau 3.6 donne la granularité en $\eta \times \phi$ pour chaque segmentation en profondeur. L'espace entre deux électrodes n'est pas constant, il varie en fonction de r. Dans la roue externe l'espace passe de 2.8 mm à r = 200 cm à 0.9 mm à r = 60 cm. Dans la roue interne il varie de 3.1 mm à r = 70 cm à 1.8 mm à r = 30 cm. Pour donc garder la réponse du détecteur approximativement indépendante de η, il faut appliquer une haute tension qui varie avec η. Les différentes valeurs de haute tension sont indiquées dans le tableau 3.7.

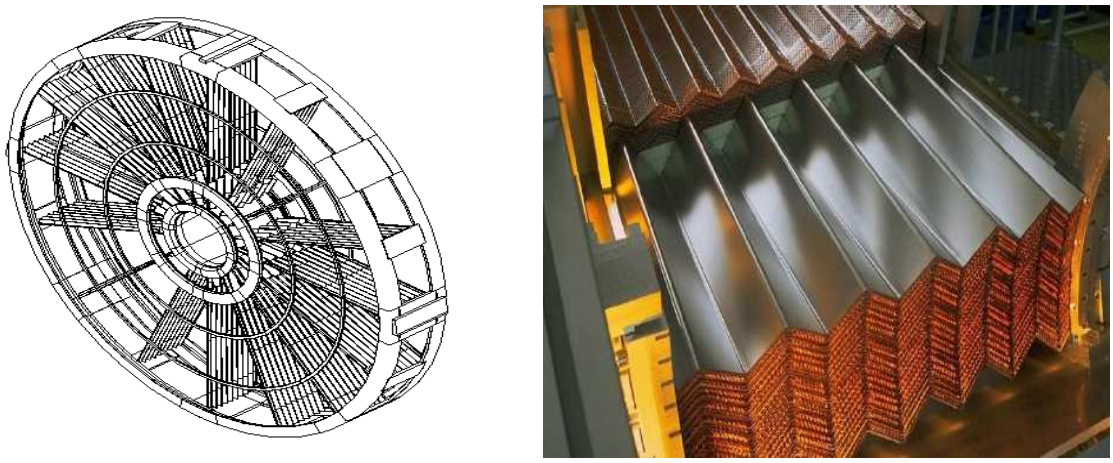

FIG. 3.14 – *Vue schématique du bouchon du calorimètre EM (gauche) et photo d'un module du bouchon, en premier plan on voit le module de la petite roue et juste derrière celui de la grande roue (droite)*

3.5.2 L'électronique du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique[2] dispose d'une chaîne électronique [27] (figure 3.15) pour la réception et le traitement du signal, issu d'une cellule, dont les principales composantes sont :

L'électronique froide c'est l'électronique placée à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique. Elle est composée de cartes sommatrices connectées aux électrodes. Chaque carte regroupe les signaux, suivant ϕ, issus de 4 et 16 électrodes, couvrant ainsi une région de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1{\times}0.1$. Les cartes mères couvrent de 4 à 16 cartes sommatrices (cela dépend de la rapidité de la région considérée). Le signal de chaque carte mère est acheminé via des câbles vers les sorties étanches (*feedthroughs*) du cryostat.

L'électronique frontale Les cartes électroniques frontales des calorimètres à argon liquide sont placées en bout du cryostat du détecteur, dans 64 châssis électroniques. Chaque châssis abrite quatre types de cartes électroniques :

- Une carte électronique frontale, FEB (Front End Board), est connectée à 128 canaux de 16 groupes de 8 canaux chacun. Chaque groupe contient 8 pré-amplificateurs, deux modules de mise en forme, un module ADC 12-bit et 24 mémoires analogiques. Le signal issu du calorimètre traverse d'abord un pré-amplificateur[3].

[2]En fait, la même chaîne est utilisée pour tous les calorimètres à argon liquide.
[3]Il y a deux types de pré-amplificateurs. Pour le calorimètre électromagnétique on utilise les pré-amplificateurs

Un filtre bipolaire de type CR(RC)^2 est ensuite utilisé pour la mise en forme du signal. Il consiste en une différenciation (CR) qui élimine la queue du signal, et minimise, ainsi, la contribution des événements d'empilement, et deux intégrations, (RC)^2, pour limiter la bande passante afin de l'adapter à la fréquence d'échantillonnage, 40.08 MHz. Cela permet de minimiser le bruit électronique. La gamme dynamique du signal, qui est de 16 bits, est divisée en trois gammes de 12 bits (car les modules ADC sont limités à 12 bits).
Le signal est ensuite envoyé aux mémoires analogiques, où il sera échantillonné à la fréquence de 40.08 MHz. Les échantillons sont stockés en attendant la décision du niveau 1 du trigger. Une fois l'événement accepté, les échantillons (en général on choisit de ne garder que 5 échantillons, le troisième correspondant au maximum du signal) correspondants sont envoyés au module ADC où ils seront digitalisés. Pour chaque cellule le signal maximal (qui correspond au troisième échantillon) est lu et comparé à la limite inférieure et au temps de saturation dans le cas du gain moyen, cela permet le choix (automatique) du gain approprié. Une fois digitalisés les échantillons sont envoyés, en série, aux ROD (ReadOut Driver).

- Pour contrôler toute imperfection (linéarité, stabilité...) de la chaîne de lecture, un module d'étalonnage (figure 5.13) est utilisé pour mesurer avec précision la réponse de la chaîne électronique. Il s'agit d'une carte d'étalonnage qui génère un signal ressemblant au signal de physique. Ce signal est, techniquement, produit à l'aide d'un module DAC (Digital Analogic Converter) qui envoie un courant d'intensité I_p à travers l'inductance L (figure 5.13). Ce courant est interrompu, ce qui provoque une décroissance exponentielle du signal après une courte montée ; ce qui lui donne une forme qui ressemble bien à celle d'un signal produit par un dépôt d'énergie.

- La carte de construction des tours de déclenchement fait la sommation des signaux de différentes couches en profondeur pour former des tours de trigger ($\Delta\eta \times \Delta\phi$=0.1×0.1).

- La carte de contrôle (*Controller Board*) vérifie et met à jour tous les registres et les paramètres des cartes électroniques frontales.

L'électronique de lecture Cette électronique est placée loin du détecteur à environ 50 m du détecteur et n'a donc pas besoin d'être résistante aux radiations. Elle est constituée de 200 modules ROD (Read-Out Driver) pour le traitement du signal. Chaque module reçoit des données de huit cartes FEB, soit les cinq échantillons issus de chacune des 1024 cellules. Le module calcule l'énergie, le temps de croisement et le facteur de qualité pour chaque cellule à partir des échantillons digitalisés en

à chaud et pour le HEC des pré-amplificateurs à froid placés sur le détecteur.

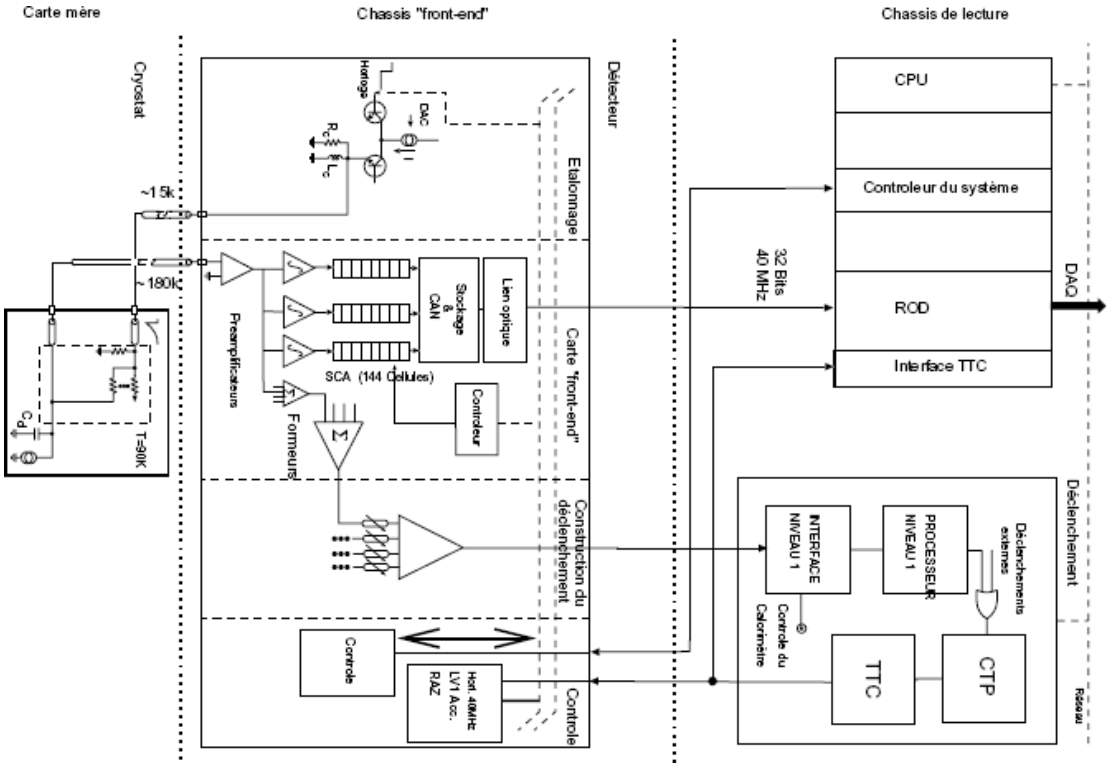

FIG. 3.15 – *Chaîne électronique du calorimètre à argon liquide.*

utilisant la méthode de filtrage optimal (voir plus loin).

3.6 Le calorimètre hadronique

Les calorimètres hadroniques [28] d'ATLAS couvrent la région en $|\eta|$ <5 et ont une bonne herméticité. Cela permettra une mesure de l'énergie transverse manquante avec une grande précision. En plus, la linéarité sur les jets devra être meilleure que quelque pourcents jusqu'à l'échelle de quelques TeV. La résolution sur l'énergie des jets devrait être de l'ordre de $50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$. La taille des cellules ainsi que le temps d'intégration du signal doivent être gardés petits pour minimiser la contribution de l'empilement.

3.6.1 Description

Partie centrale Le calorimètre à tuiles a comme milieu actif du scintillateur et comme absorbeur du fer. Les tuiles sont disposées perpendiculairement à la ligne du faisceau. C'est une structure cylindrique de rayon interne de 2280 mm et un rayon externe de 4230 mm. Il est composé d'une partie centrale, baril, de longueur 5640

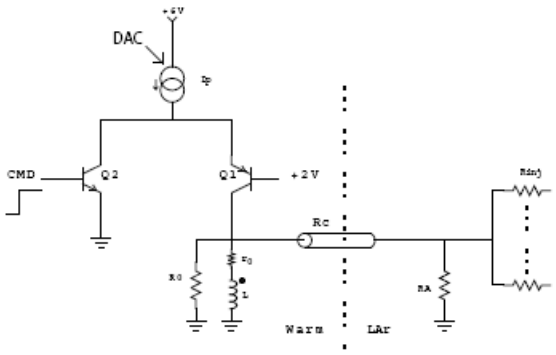

FIG. 3.16 – *Schéma électrique du circuit d'étalonnage.*

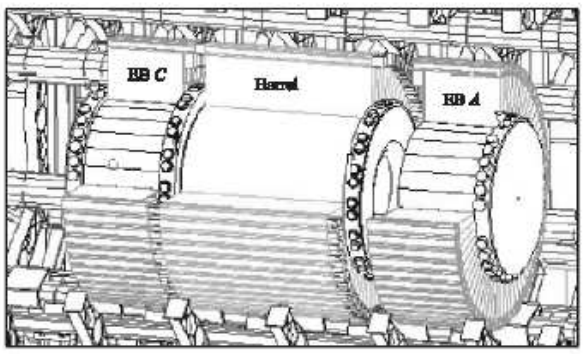

FIG. 3.17 – *Partie tonneau du calorimètre hadronique à tuiles.*

mm et deux extensions du baril (voir figure 3.17) de 2910 mm. Ils sont séparés de 6800 mm laissant de l'espace pour le passage des câbles du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique, et pour l'électronique frontale du baril EM. Le calorimètre est segmenté en trois compartiments à des profondeurs de 1.4, 3.9 et de 1.8 λ_I[4] à $\eta = 0$. La partie centrale du calorimètre couvre une région en pseudo-rapidité de $|\eta|$ <1, alors que les extensions s'étendent jusqu'à $\eta = \pm 1.7$ en pseudo-rapidité. Le baril est fait de 64 modules, dont chacun a une couverture azimutale de 5.6°. La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ est de 0.1×0.1 dans les deux premiers compartiments et de 0.2×0.1 dans le dernier compartiment. A l'exception de détails liés à leur intégration avec d'autres éléments d'ATLAS, les extensions sont semblables au baril. Le calorimètre à tuiles se place juste derrière le cryostat du calorimètre électromagnétique. La longueur d'interaction, totale, de la région instrumentée jusqu'à la paroi externe est de $8.2\lambda_I$, incluant $1.2\lambda_I$ du calorimètre électromagnétique.

[4] λ_I : longueur d'interaction.

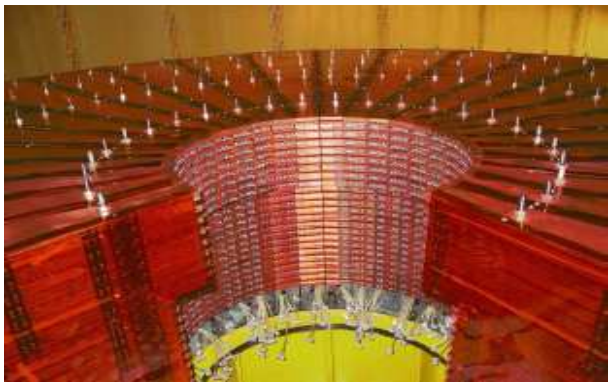

FIG. 3.18 – *Une roue du calorimètre hadronique bouchon HEC.*

Bouchons Les calorimètres hadroniques bouchons, utilisent l'argon liquide comme milieu actif et le cuivre comme absorbeur. Ils sont composés de deux roues, (HEC1, HEC2) placées juste derrière EMEC dans le même cryostat, à z=±4.26 m et à z=±6.12 m, et chacune d'elles est composée de 32 modules. La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ est de 0.1×0.1 dans la région $1.5 <| \eta |< 2.5$ et de 0.2×0.2 dans $2.5 <| \eta |< 3.2$.

Le HEC est conçu pour la reconstruction de l'énergie des jets. La performance requise en résolution en énergie est :

$$\frac{50\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 3\% \leq \frac{\sigma}{E}(\text{jets}) \leq \frac{100\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 10\%. \tag{3.5}$$

On attend aussi une linéarité de réponse en énergie de 2% et une incertitude sur l'échelle d'énergie de 1%.

Calorimètres à l'avant (FCal) : placés dans le même cryostat que EMEC, HEC1 et HEC2, ils couvrent la région en η, $3.2 < |\eta| < 5$ de part et d'autre du point d'interaction, et sont très proches de la ligne du faisceau. Chaque calorimètre est composé de trois modules consécutifs (en z), FCal1 (électromagnétique), FCal2 et FCal3(hadroniques). Une nouvelle structure d'électrodes est adoptée pour le FCal. Dans le module proche du point d'interaction se sont des tubes en cuivre alors que les deux autres sont en tungstène. Le FCal comme les autres calorimètres d'ATLAS utilise aussi l'argon liquide comme milieu détecteur (voir tableau 3.8). Il a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.2\times0.2$.

Le FCal est confronté au très haut taux de radiation à petit rayon. Les radiations annuelles dans le FCal sont de 10^{16} neutrons cm^{-2} et 2×10^6 Gy. Il est conçu pour assurer l'herméticité du détecteur et l'étiquetage des jets. On verra par la suite qu'on peut aussi l'utiliser pour reconstruire les électrons à grand η. Pour atteindre une résolution sur l'énergie transverse E_T de 10%, il doit assurer une résolution en

	FCAL1	FCAL2	FCAL3
η_{min}	3.0	3.1	3.2
η_{max}	4.9	4.9	4.9
Absorbeur	Cu	W	W
Profondeur(λ)	2.6	3.5	3.4
Gap : épaisseur(mm)	0.25	0.375	0.50
Nombre de cellules(FCal)	2822		

TAB. 3.8 – *Les paramètres principaux des trois modules de FCal.*

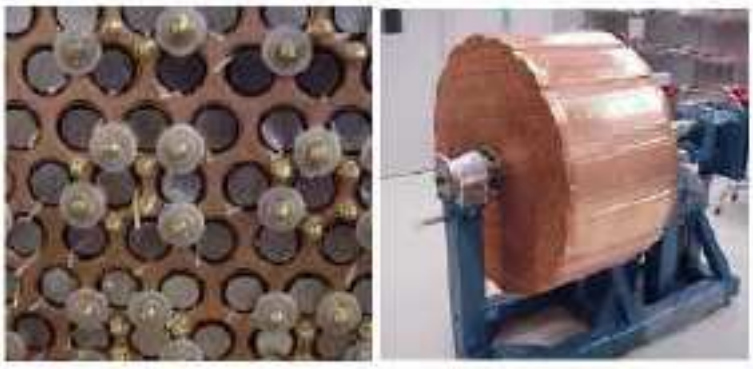

FIG. 3.19 – *Coupe en Rϕ du FCAl (gauche) Un module du FCal (droite)*

énergie de l'ordre :

$$\frac{\sigma}{E}(\text{jets}) \leq \frac{70\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 7\%. \tag{3.6}$$

3.7 Spectromètre à muons

La spectromètre à muons [29] comprend une partie centrale, le baril, et de 2 bouchons. Les chambres à muons du baril forment trois cylindres concentriques autour de la ligne du faisceau à des rayons de 5, 7.5 et 10 m et elles couvrent une région en pseudo-rapidité $\mid \eta \mid < 1$. Les chambres au niveau des bouchons couvrent la région $1 < \mid \eta \mid < 2.7$, et elles sont disposées en quatre disques, à des distances z = 7, 10, 14 et 21−23 m du point d'interaction, concentriques autour de l'axe du faisceau.

Le système de muons d'ATLAS comprend deux types de détecteurs différents : les chambres de précision et les chambres de déclenchement.

– Les chambres de précision qui permettent la reconstruction des traces des particules chargées. Elles sont composées de tubes monitorés à dérive (MDT, Mo-

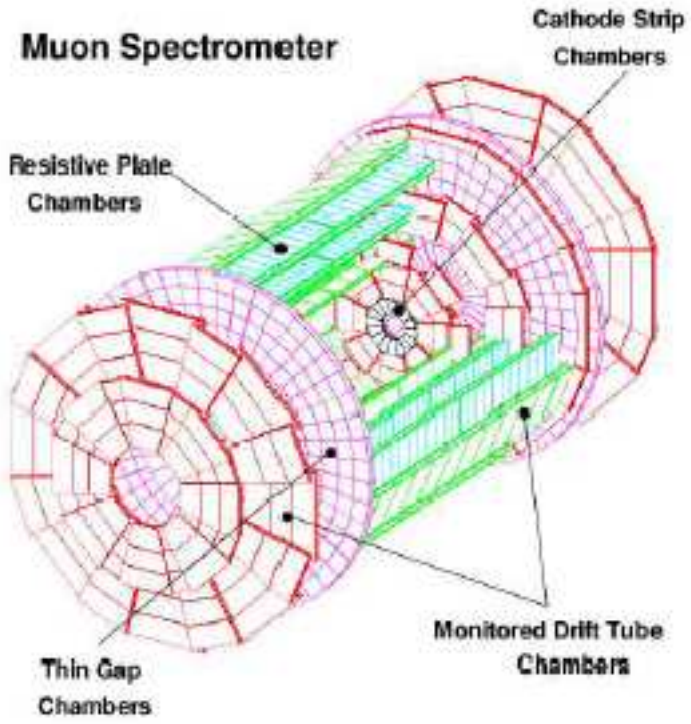

FIG. 3.20 – *Vue schématique du spectromètre à muons.*

nitored Drift Tubes) qui s'étendent jusqu'à $\mid \eta \mid < 2$, et à cause du haut taux de radiations dans les régions vers l'avant, des chambres à bandes cathodiques (CSC, Cathode Strip Chambres) couvrent la région $2 < \mid \eta \mid < 2.7$. Au total on a 1194 chambres MDT et 32 chambres CSC.

– Les chambres de déclenchement sont composées de chambres à plaques résistives (RPC, Resistive Plate Chambers) et des chambres à fins interstices (TGC, Thin Gap Chambers). Il y a 596 RPC et 192 TGC au total.

Un taux d'identification des muons supérieur à 90% est demandé et la résolution sur l'impulsion transverse des muons de $p_T < 100$ GeV est de $\approx 2\%$.

3.8 Le système de déclenchement

La fréquence des collisions proton-proton au LHC, 40.08 MHz, constituera un défi majeur pour l'acquisition des données au niveau des détecteurs. Pour réduire cette fréquence de données, dont la majorité est constituée d'événements de biais mini-

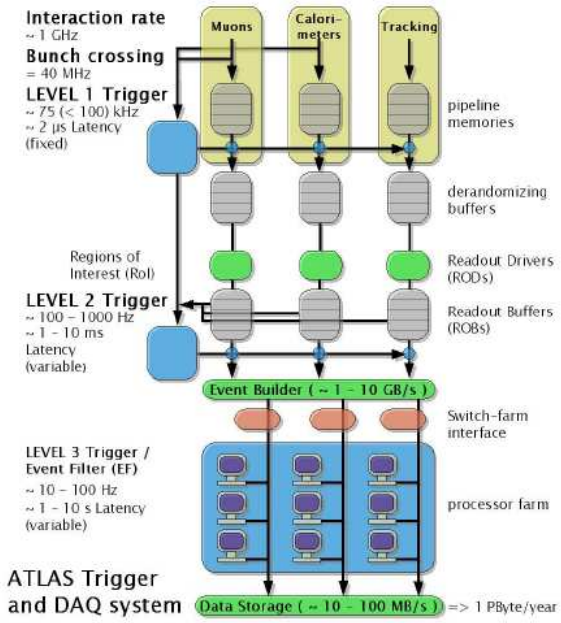

FIG. 3.21 – Schéma du système de déclenchement et d'acquisition d'ATLAS.

mum d'intérêt physique moindre, un système à plusieurs niveaux de déclenchement est utilisé pour sélectionner les événements intéressants.

Le système de déclenchement [30–32] et l'acquisition des données d'ATLAS consiste en trois niveaux de sélection d'événements. Le premier niveau est implémenté au niveau électronique et *firmware*. Le deuxième niveau ainsi que le troisième (Event Filter), qui forment ensemble ce qu'on appelle le HLT (High-Level Trigger) ou déclenchement de haut niveau, sont implémentés au niveau des "computers", réseaux et logiciels. La figure 3.21 montre une vue globale du système de déclenchement et d'acquisition des données avec la fréquence maximale des données et le temps de traitement à chaque niveau.

Niveau 1 de déclenchement : Au niveau 1, seules les informations des calorimètres et des chambres de déclenchement des muons sont utilisées pour réduire la fréquence des données à 75KHz. Le déclenchement du calorimètre donne des informations sur la direction et l'énergie des clusters construits dans le calorimètre, et la valeur de l'énergie transverse totale déposée. Des seuils en énergie transverse sur les "objets" électron/photon, hadrons/tau et jets ou sur l'énergie transverse totale sont définies. Le déclencheur des muons délivre l'information à partir des traces formées des hits dans le détecteur à muons (RPC ou TGC), et des seuils de déclenchement sont utilisés en concurrence. Le MUCTPI combine les informations venant du baril et

du bouchon du détecteur à muons, ce qui évite le double comptage des muons de la région de recouvrement du trigger du baril et du bouchon.

Le processeur central de déclenchement CTP (Central Trigger Processor) combine les informations du calorimètre et celles du détecteur à muons pour faire la décision finale d'acceptation de niveau 1 (L1A).

HLT (High Level Trigger) Il réduit la fréquence des données jusqu'à 200 Hz [33, 34]. Le niveau 2 du trigger reconstruit les données dans des régions d'intérêts définies par le niveau 1. Les candidats électron ou muon sont extrapolés au détecteur interne, en utilisant les données détaillées des différents sous-détecteurs, cela permet de rejeter les événements de bruit de fond. Le taux d'événements à la sortie de ce niveau est de 1 KHz.

Au niveau de EF (Event Filter) des données détaillées d'étalonnage et d'alignement sont disponibles. L'utilisation des algorithmes *offline* permet de définir une table où sont classés les différents événements.

3.9 Le calcul dans ATLAS

Le système informatique d'ATLAS [35] (et c'est d'ailleurs le cas pour les autres expériences du LHC) doit assurer un certain nombre de tâches nécessaires pour le fonctionnement d'ATLAS :

- La description et l'étalonnage du détecteur. Le stockage, l'accès, la reconstruction et l'analyse des données.

- Après quelques années de fonctionnement du LHC, les expériences vont produire à peu près dix PetaBytes (Peta=10^{15}) de données par an. Les systèmes de stockage et de manipulation par réseau de ces données seront déjà saturés et incapables de gérer cette quantité de données. Pour éviter la saturation des systèmes de stockage de transfert des données par réseau, une nouvelle architecture est mise en place où le CERN, comme un "Tier-0" (voir ci-dessous), va contenir les données d'acquisition et sera soutenu par des "Tier-1" et "Tier-2", situés dans différents instituts de la collaboration, qui ne verront qu'une partie des données.

- Une nouvelle technologie a été aussi développée pour faciliter la manipulation et l'échange des données entre les différents "Tier" à travers ce qu'on appelle une grille de calcul

3.9.1 L'environnement logiciel *Athena*

Athena [36] est l'environnement logiciel développé pour ATLAS, qui contient les programmes nécessaires pour la description du détecteur, la génération, la simulation et la reconstruction des événements. C'est une architecture dont les principales composantes sont :

- *DataObject* : c'est une entité (classe ou structure de C++) contenant des données (transitoires) de physique ou des constantes de calibration, etc..., et facilement manipulable par les algorithmes.

- *Algorithm, Tools* : une séquence de codes convoquée pour chaque événement. Lorsqu'il est convoqué l'algorithme passe par trois étapes principales qui sont : l'initialisation où il établit, par exemple, les liens avec les objets dont il aura besoin dans l'étape d'exécution. L'exécution, répétée pour chaque événement. La finalisation, dernière étape, appelée à la fin de chaque algorithme, où par exemple la mémoire est libérée.

- *Converter* : permet la conversion des données à durée de vie limitée (données transitoires), en une présentation durable (données persistantes) et vice versa.

3.9.2 Algorithmes et outils

Reconstruction des électrons et photons dans le calorimètre électromagnétique Un électron ou un photon développe la presque totalité de sa gerbe dans le calorimètre électromagnétique. Les principaux algorithmes de reconstruction et identification sont dans les packages *CaloRec* et *egammaRec*. La reconstruction est répartie comme suit :

- L'énergie de chaque cellule de la gerbe est reconstruite à partir de l'amplitude du signal recueillie dans cette cellule et des facteurs de conversions de ADC en MeV (Cette étape sera décrite plus en détails dans le prochain chapitre).

- Un amas de cellules est ensuite construit pour contenir la gerbe. Il y a, en fait, différents algorithmes de *clustering* pour cela : 1. Le *sliding window* qui cherche des fenêtres d'énergie maximale avec des tailles fixes (3×3, 3×5, 3×7...) dans la région $|\eta| < 2.5$. 2. Le *cluster topologique* qui construit des amas de tailles variables, car il n'inclut dans chaque cluster que les cellules dépassant un certain seuil, et il couvre tout le détecteur. Aux tests en faisceau, on utilise un cluster de taille fixe (3×3) autour de la cellule la plus énergétique.

- Un ensemble de corrections est ensuite appliqué aux clusters reconstruits. Cela

inclut des corrections pour les pertes d'énergie dans la matière morte, devant et derrière le calorimètre, et d'autre corrections de positions dues essentiellement à la géométrie du détecteur.

– Pour identifier un électron ou un photon un ensemble de variables discriminantes sont utilisées tenant compte d'un nombre d'informations sur les clusters, la forme de la gerbe et la trace de l'électron. Une partie de ma thèse est faite sur l'identification des électrons dans les régions non couvertes jusqu'à présent ($|\eta| > 2.5$).

Reconstruction des traces Trois algorithmes de reconstruction des traces sont actuellement utilisés [8] pour l'étude des performances du détecteur interne :
– *newTracking* est l'algorithme récemment utilisé par défaut et qui continue à être développé pour inclure les traces venant de conversions de photons et de désintégrations de particules à longue durée de vie.
– *xKalman* et *iPatrec* développés depuis les débuts de la simulation d'ATLAS en 1992, sont encore utilisés comme algorithmes de référence.

Reconstruction des jets Les algorithmes et outils pour l'identification des jets et l'étalonnage de son énergie sont dans le package *JetRec*. La reconstruction des jets se fait essentiellement suivant les étapes décrites ci-dessous :

– Reconstruction d'un Proto-Jet : l'algorithme des jets prend en entrée différents objets à partir desquels le jet peut être reconstruit, et les convertit en objets "Proto-Jet". Ces entrées peuvent être les cellules reconstruites du calorimètre, les tours, les clusters ou les traces...

– Recherche du jet : Deux algorithmes sont utilisés pour définir les jets. Le premier dit de *Cone* et le deuxième algorithme est le *Kt*, implémenté dans un package externe *KtJet*.

– Une fois le jet trouvé, on cherche l'ensemble des informations qui lui sont associés provenant de chaque sous-système, c-à-d clusters, traces...

– L'énergie des jets est corrigée d'un certain nombre d'effets liés au détecteur, champ magnétique, cryostat... Différentes méthodes sont utilisées, dont la méthode à la H1 (utilisée par défaut), la méthode de *Pisa* et la méthode d'échantillonnage.

Les données Les produits de la reconstruction à partir des données simulées ou des données réelles sont mis dans différents objets :

– ESD (Event Summary Data) [37], dont le contenu est assez riche pour que le physicien n'ait pas besoin d'analyser les données brutes, (sauf dans le cas où on veut refaire l'étalonnage). Il contient par exemple, des informations sur les cellules et les clusters. La taille prévue pour ce type de données est de 500 kB par événement. Mon analyse de physique est faite sur ce type de données.

– AOD (Analysis Object Data) [37], ne contient que les informations nécessaires pour faire une analyse standard, et a donc moins d'informations qu'un ESD. Sa taille devra être limitée à 100 kB par événement.

– CBNT (Combined Ntuple) sont des entités contenant des blocs associés à chaque type de particules, avec toutes les informations concernant l'énergie et la position de chaque objet dans le détecteur. Ils ont l'avantage d'être facilement utilisables (avec des macros de ROOT [38]), mais ils occupent un espace disque très grand. Ce type de données sont utilisés dans mes analyses des données des tests en faisceaux.

Les données simulées sont produites dans des périodes bien définies dans le cadre du programme appelé "Data Challenge".

3.9.3 Grille de calcul

Le projet LCG (LHC Computing Grid) [39] est en charge d'assurer l'infrastructure de calcul nécessaire qui facilitera l'accès, le transfert, le traitement... des données du LHC.

Etant donné que les conditions technologiques et les ressources humaines qui sont demandées pour faciliter la manipulation des données du LHC ne peuvent pas être satisfaites par un seul site, il a été décidé que les services de calcul de LCG seront répartis sur différents sites de différents pays, qui seront connectés par des liens réseaux de très haut débit. Le LCG a conçu donc un "logiciel grille" LCG-2 (deuxième version), comme interface entre l'utilisateur et les différents sites qui apparaissent, pour l'utilisateur, comme un seul centre cohérent.

Les différents sites sont classés dans LCG-2 dans trois niveaux suivant leur capacité de calcul et leurs ressources :

- Tier 0 : Il est installé au CERN, et toutes les données d'acquisition, provenant du niveau de déclenchement EF, y seront stockées. Il a, aussi, le rôle de reconstruire les premières données (en ESDs, AOD...). Ces données seront ensuite distribuées sur des Tier 1.

- Tier 1 : Au total 10 Tier 1, dont 1 au centre de calcul de Lyon, sont implémentés dans différents instituts. Ils vont recevoir chacun un dixième des données primaires. Un Tier-1 doit faciliter l'accès à toutes les données, récentes, reconstruites (ESD, AOD..), et héberger une copie des types de données des autres

Tier 1. Suivant les ressources disponibles, un Tier 1 peut aussi participer à l'analyse des données.

- Tier 2 : Les analyses et la simulation seront faites dans des Tier 2, où seront stockées une partie des AODs. Le Tier 2 est sélectif vis-à-vis des utilisateurs ou des groupes de physiques. Ainsi un groupe de physique donné sera amené à analyser ses données sur un site donné où il aura des priorités suffisantes.

Références

[1] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal* CERN/LHCC/94-43.

[2] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report I*, CERN/LHCC/99-014.

[3] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Barrel Toroid Magnet Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-019.

[4] The ATLAS Collaboration, *ATLAS End-cap Toroid Magnet Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-020.

[5] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Central Solenoïd Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-021.

[6] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector Technical Design Report I*, CERN/LHCC/97-016.

[7] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector Technical Design Report II*, CERN/LHCC/97-017.

[8] D. Froidevaux, Private Communication.

[9] J. Grosse-Knetter, *The ATLAS Pixel Detector*, Nucl. Inst. Meth. A 549 (2005) 70-74.

[10] G. Gagliardi, *The ATLAS Pixel Detector : A hundred million channels vertex detector for LHC*, Nucl. Inst. Meth. A 546 (2005) 67-71.

[11] Aldo F. Saavedra, *Status of the ATLAS Pixel Detector*, Nucl. Inst. Meth. A 541 (2005) 130-136.

[12] M. Mikuz *The ATLAS SemiConductor Tracker*, IEEE NSS 2003, Portland, N26-2, 2003.

[13] B. Mikulec *Tests and Final Integration of the ATLAS Semiconductor Tracker*, IEEE NSS 2005.

[14] T. Akesson et al., *Status of design and construction of the Transition Radiation Tracker (TRT) for the ATLAS experiment at the LHC.*, Nucl. Inst. Meth. A 522 (2004) 131-145.

[15] M. Capeans, *The Transition Radiation Tracker of the ATLAS experiment.*, IEEE TRANS. NUCL. 51, NO. 3, JUNE 2004.

[16] A. Poppelton et al., *ATLAS Inner Detector performance with Rome-Initial Layout*, COM-INDET-2005-008.

[17] D. Barberis, *ATLAS Inner Detector developments*, Nucl. Inst. Meth. A 446 (2000) 331-337.

[18] S. Gadomski, *ATLAS Inner Detector performance*, ATL-CONF-2000-009.

[19] P. Ferrari, *Tracking and Vertexing at ATLAS*, CERN-ATL-SLIDE-2006-017.

[20] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-040.

[21] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-041.

[22] M. Aharrouche et al., *Energy Linearity and Resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter in an Electron Test-Beam*, physics/0608012.

[23] Colas, J. et al, *Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A550 (2005) 96.

[24] G. Graziani, *Linearity of the response to the test beam electrons for EM Barrel modue P13*, ATL-LARG-2004-001.

[25] B. Aubert et al., *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A 558 (2006) 388-418.

[26] B. Aubert et al. (ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Collab.), Nucl. Inst. and Meth. A 500 (2003) 178

[27] E. Ferrer Ribas, *Overview of liquid argon front end electronics*, DAPNIA-02-113.

[28] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-042.

[29] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Muon Spetrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-022.

[30] The ATLAS Level 1 Trigger Group, *ATLAS First-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-014.

[31] The ATLAS HLT/DAQ/DCS Group, *ATLAS High-Level Triggers, DAQ and DCS Technical Design Report*, CERN/LHCC/2000-17.

[32] The ATLAS HLT/DAQ/DCS Group, *ATLAS High-Level Trigger Data Acquisition and Controls Technical Design Report*, CERN/LHCC/2003-022.

[33] R. Spiwoks et al., *Configuration of ATLAS Trigger*, ATL-DAQ-CONF-2005-031.

[34] R. Hauser., *The ATLAS Trigger System*, EPJ. A1, 1-11 (2003).

[35] D. Adams et al., *The ATLAS Computing Model*, Technical report, CERN (2005), CERN-LHCC-2004-037/G-085.

[36] ATHENA, http ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/OO/architecture/.

[37] *AOD/ESD Definition Task Force Report*, ATL-SOFT-2004-006, (2004).

[38] ROOT, http ://root.cern.ch/.

[39] LHC Computing Grid, www.cern.ch/lcg.

Chapitre 4

Run Combiné 2004

Contenu

4.1 Introduction 65
4.2 Dispositif expérimental 65
4.2.1 La ligne de faisceau 65
4.2.2 Instrumentation de la ligne de faisceau 67
4.2.3 Détecteurs 69
4.3 Conditions de la prise des données 71
4.4 Traitement des données du calorimètre électromagnétique 72
4.4.1 Lecture du signal 72
4.4.2 Amplitude du signal 72
4.4.3 Piédestal et Autocorrélation du bruit 75
4.4.4 Etalonnage du calorimètre 76
4.4.5 Reconstruction de l'énergie d'une cellule 78
4.5 Simulation et Reconstruction des données 79
4.6 Contributions 80

4.1 Introduction

Tout au long la période de construction d'ATLAS, des tests en faisceau sur différents éléments du détecteur (prototype et de production) ont été effectués. Le premier but de ces tests est de valider les performances initiales du détecteur.

Le run combiné [1–4] est le premier test en faisceau avec une tranche complète du détecteur central d'ATLAS dans une configuration très proche de la configuration finale d'ATLAS. La nature et la période de ce test, qui coïncide avec la période d'installation du détecteur et qui est proche du *commissioning* et du démarrage de l'expérience, lui donne une importance particulière.

Ainsi, ces tests ont permis une intégration du système d'acquisition d'ATLAS (ATLAS-DAQ) des données des différents sous détecteurs et du premier niveau du déclenchement. Une reconstruction combinée des électrons, des muons et des pions en utilisant les informations de chaque détecteur a été faite. Les codes[1] de reconstruction et de simulation d'ATLAS ont été testés.

Néanmoins des analyses séparées de chaque sous-détecteur restent importantes puisque le dispositif expérimental est très proche de celui d'ATLAS. En particulier la quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique est plus importante et très proche de celle d'ATLAS que lors de l'étalonnage séparé des modules du calorimètre.

Une description des installations et de l'environnement du run combiné sera donnée dans le premier paragraphe. Dans le deuxième paragraphe je décris la chaîne de reconstruction de l'énergie d'une cellule dans le calorimètre électromagnétique ainsi que les analyses des piédestaux et des données d'étalonnage. Dans le dernier paragraphe je développe certains détails techniques de la reconstruction et de la simulation dans le run combiné.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 La ligne de faisceau

La ligne H8 [5] est située dans la zone NORD du CERN. Le faisceau H8 est un faisceau secondaire de hadrons, électrons et muons obtenu à partir du faisceau primaire de protons du SPS (Super Proton Synchrotron) frappant la cible T4 (30 cm de béryllium). Les énergies atteintes sont comprises entre 10 à 400 GeV. Un faisceau tertiaire est produit en utilisant une deuxième cible située 130 m en aval de la cible T4 ; ce faisceau a l'avantage d'être facilement manipulable et plus "propre". Le choix de l'énergie du faisceau se fait à l'aide d'un spectromètre constitué de dipôles magnétiques. La figure 4.1 montre les différentes infrastructures d'accélération du CERN et la zone nord où est implémentée le faisceau H8. La figure 4.2 montre plus en détail la ligne H8 avec ses différents éléments magnétiques et son instrumentation.

[1] Le code de reconstruction et de simulation du run combiné est intégré dans le même environnement de travail (*framework*) d'ATLAS.

Une nouvelle ligne de faisceau (ligne VLE) a été récemment rajoutée (figure 4.2) à H8 pour produire des faisceaux de basse énergie, entre 1 et 9 GeV. Elle utilise le faisceau secondaire provenant de la cible T4 qui va interagir avec la deuxième cible T48 située à 40 m des détecteurs.

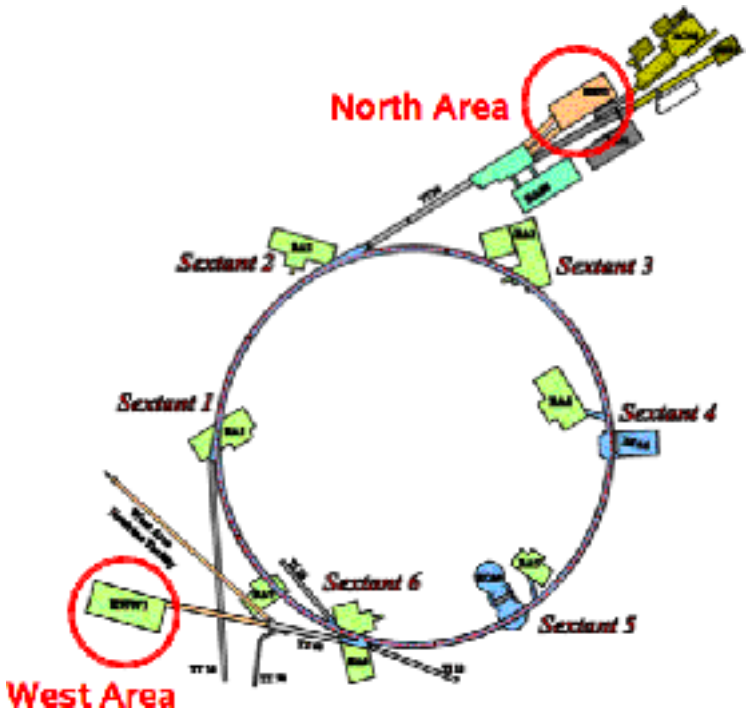

FIG. 4.1 – *Chaîne d'accélération du CERN. La ligne du faisceau H8 est implémentée dans la zone nord.*

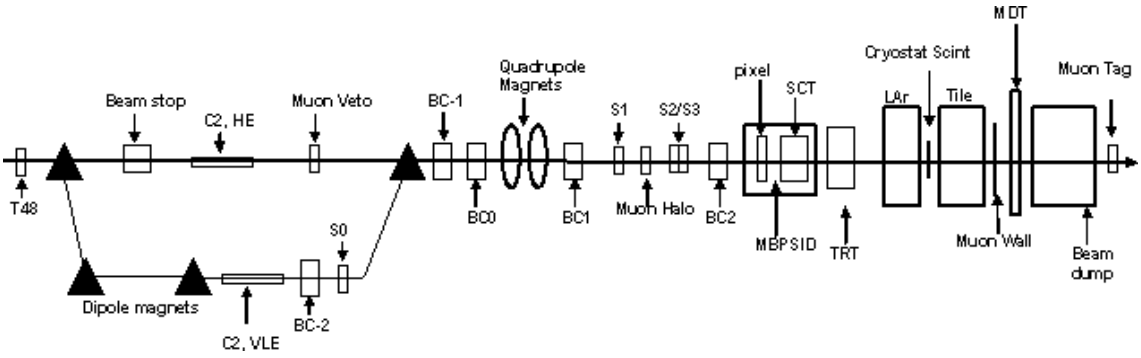

FIG. 4.2 – *Schéma des instruments de ligne de faisceau H8.*

4.2.2 Instrumentation de la ligne de faisceau

Compteurs Cherenkov Il y a trois compteurs Cherenkov à gaz [1] de 3 m de long, C1, C2HE et C2VLE. Le premier compteur C1 est placé à une distance -114.294 m de la face d'entrée de l'aimant du détecteur interne (pris comme point d'origine). Suivant le faisceau, on utilise le compteur C2HE ou C2VLE. Pour des faisceaux d'énergie supérieure à 10 GeV, on utilise le compteur C2HE situé sur la ligne H8, et pour les faisceaux à basse énergie, inférieure à 10 GeV, le compteur C2VLE placé sur la ligne déviée (voir figure 4.2). Ces deux compteurs sont, respectivement, placés à une distance de -18.677 m et de -20.677 m. La pression du gaz dans les compteurs Cherenkov est choisie de façon à séparer les électrons des pions. La figure 4.3 montre la valeur en coups d'ADC du compteur C2 pour un électron et un pion à 180 GeV. Dans ce cas, par exemple, on peut sélectionner les électrons en demandant C2 $>$ 750 coups d'ADC.

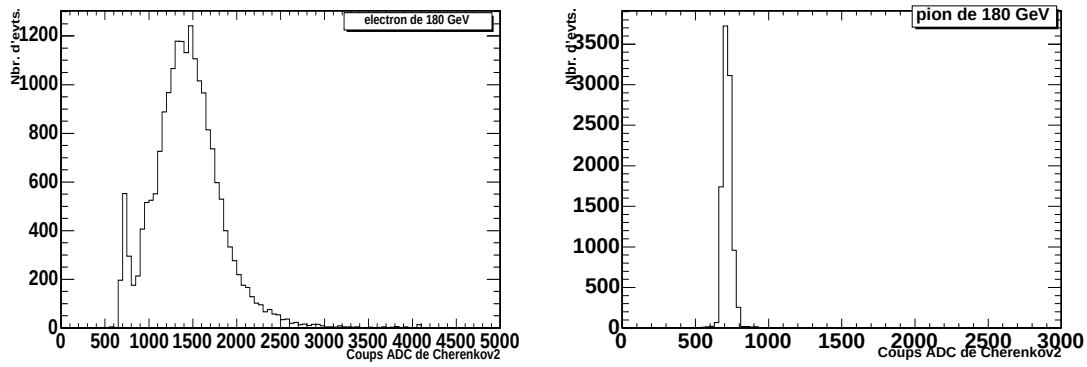

FIG. 4.3 – *Signal électron (à gauche) et signal pion (à droite) dans le compteur Cherenkov C2.*

Chambres à fils Pour mesurer la position du faisceau, 5 chambres à fils (BC numérotées de -2 à 2) sont installées en différents points de la ligne H8 ou de la ligne basse énergie. BC-2 est sur la ligne VLE. Les quatre autres sont placées sur la ligne haute énergie ; BC-1 et BC0 sont installées entre le dernier dipôle magnétique et les derniers quadrupôles de la ligne H8, alors que BC1 est placé à une distance de -9.19 m après les deux derniers quadrupôles, et BC2 en aval des scintillateurs S2 et S3, pour la première période de prise des données, et ensuite en amont.

Les chambres faisceau sont des chambres proportionnelles multifils à retard (delay wire chamber) [6]. Le principe de ces chambres est le suivant :

Pour mesurer la coordonnée y (par exemple), on dispose 3 plans de fils, 2 plans de cathode avec des fils parallèles à l'axe Ox entourant un plan d'anode avec des fils parallèles à l'axe Oy. Les fils d'un des plans de cathode sont connectés aux différents noeuds d'une ligne à retard. Une particule chargée ionise le gaz entre le plan de cathode et le plan d'anode. Les électrons d'ionisation dérivant vers un fil

d'anode sont multipliés dans son voisinage et collectés par celui-ci. Le signal d'anode induit par effet électrostatique un signal sur les fils du plan cathodique, le signal cathodique se propage ensuite dans les 2 côtés de la ligne de retard. La différence de temps d'arrivée entre les 2 extrémités de la ligne à retard donne la coordonnée y. On dispose en fait de 2 paires de 3 plans tournés de 90° pour mesurer les coordonnées x et y.

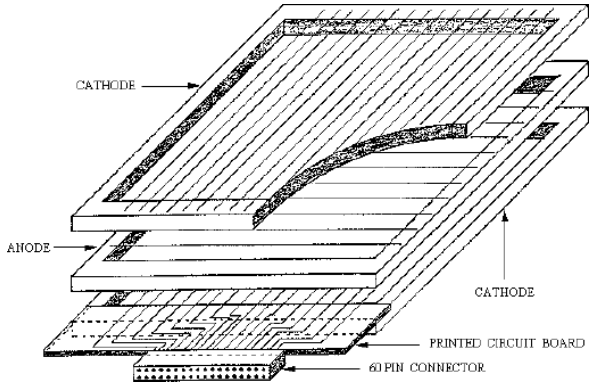

FIG. 4.4 – *Schéma des plans d'une chambre à fils.*

Scintillateurs Plusieurs scintillateurs ont été installés sur la ligne du faisceau dont le rôle principal est de déclencher sur les "bons" événements :

- Le scintillateur S0 est placé sur la ligne du faisceau à faible énergie après la chambre à fils BC-2. Il est utilisé pour vérifier la qualité et l'intensité du faisceau.

- S1 est placé juste après la chambre à fils BC1 et le dernier quadrupôle.

- S2 et S3 sont placés entre les les chambres à fils BC1 et BC2, et sont utilisés pour le déclenchement et pour vérifier l'intensité et la qualité du faisceau.

- Le scintillateur *Muon Veto* est placé sur la ligne du faisceau à haute énergie, de dimension $81\times10\times0.6$ cm^3, pour faire une anticoïncidence pour les runs à basse énergie.

- Le *Muon Halo* est placé entre les scintillateurs S1 et S2/S3. Il est utilisé pour marquer le halo des muons. Sa dimension est de $300\times300\times10$ mm^3 avec un trou de 30×30 mm^2.

- Le *Muon Tag* pour identifier les muons ; il est placé derrière le bloc de fer du "Muon Wall" (voir plus loin).

D'autres scintillateurs sont placés au niveau des détecteurs. En particulier, deux grands scintillateurs placés entre le cryostat du calorimètre EM et le module du calorimètre à tuiles permettent d'étudier l'énergie perdue devant le calorimètre à tuiles et par exemple de sélectionner les pions n'ayant pas développé leur gerbe avant d'arriver au calorimètre à tuiles. Un autre groupe de 12 scintillateurs est placé derrière le calorimètre à tuiles, pour l'étude des pertes d'énergies derrière le calorimètre.

Les scintillateurs S1, S2 et S3 sont utilisés en coïncidence pour le déclenchement ; les scintillateur *Muon Halo* et *Muon Veto* peuvent être aussi utilisés en anti-coïncidence pour la décision. En effet si une particule qui traverse les trois scintillateurs donne lieu à un signal dans chacun, l'événement est accepté et lu au niveau des différents sous-détecteurs. Contrairement au fonctionnement du LHC, le déclenchement n'est pas synchrone avec l'horloge 40.08 MHz, qui détermine le temps de lecture du signal. La phase entre le temps de déclenchement et le temps de lecture est mesurée par un TDC (Time Digital Converter).

4.2.3 Détecteurs

Le système de référence [1] choisi est le suivant :
- l'axe des x coïncide avec l'axe du faisceau
- l'axe des y est vertical et positif vers le haut
- l'axe z est l'axe horizontal perpendiculaire à l'axe x et orienté de façon à avoir un referentiel orthonormé
- le point d'origine (x,y,z)=(0,0,0) se situe sur la face d'entrée de l'aimant MBPSID du détecteur interne.

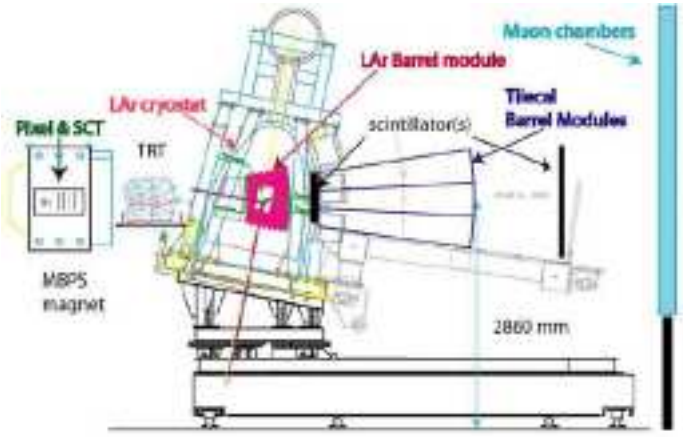

FIG. 4.5 – *Schéma des sous détecteurs installés dans la ligne H8.*

La figure 4.5 (voir aussi la figure 4.6) montre l'emplacement des différents sous-détecteurs installés dans le hall EHN1 de la ligne H8. En partant de gauche à droite on trouve :

- 6 modules du détecteur à pixels (2 de chacune des 3 couches de ce détecteur). Ces modules ont été placés devant l'aimant MBPSID au début des prises de données (pour la mise en route de ces modules) puis à l'intérieur de celui-ci.
- Le SCT est constitué de quatre couches de deux modules chacune. Il couvre une surface z×y de 120×120 mm^2. Il était placé à l'intérieur de l'aimant MBPSID.
- Juste après l'aimant on trouve deux secteurs du tonneau de TRT. Un secteur est équivalent à 1/16 de la circonférence d'un cylindre, avec un rayon interne de 558 mm et rayon externe de 1080 mm. A cause de sa grande taille il a été mis en dehors de l'aimant. Ceci constitue une différence avec ATLAS où le TRT est placé dans le champ du solénoïde.
- Un module prototype du calorimètre électromagnétique est installé dans un cryostat rempli d'argon liquide. Etant donné que le volume du cryostat dépasse celui du module, un bloc en Rohacell a été mis devant le module, pour éviter que l'argon liquide ne forme de la matière inactive devant le calo.
- Trois modules du calorimètre à tuiles, tonneau et extensions, sont placés derrière le cryostat du calorimètre électromagnétique. Ces modules sont des modules de production à l'exception d'un des deux modules du tonneau. Les deux calorimètres sont placés sur la même table. Une combinaison d'une rotation et d'une translation de la table permet de couvrir le domaine en η $0< \eta <1.2$ en respectant la géométrie projective des calorimètres.
- Après les calorimètres, on a placé un blindage en fer puis différents types de chambres à muons. Le rôle du blindage en fer est d'arrêter les gerbes hadroniques qui n'ont pas été totalement absorbées dans les calorimètres.
- L'aimant MBPSID est utilisé avec le détecteur interne. Le champ magnétique de 1.4T est horizontal et perpendiculaire au faisceau (comme pour ATLAS à η=0).

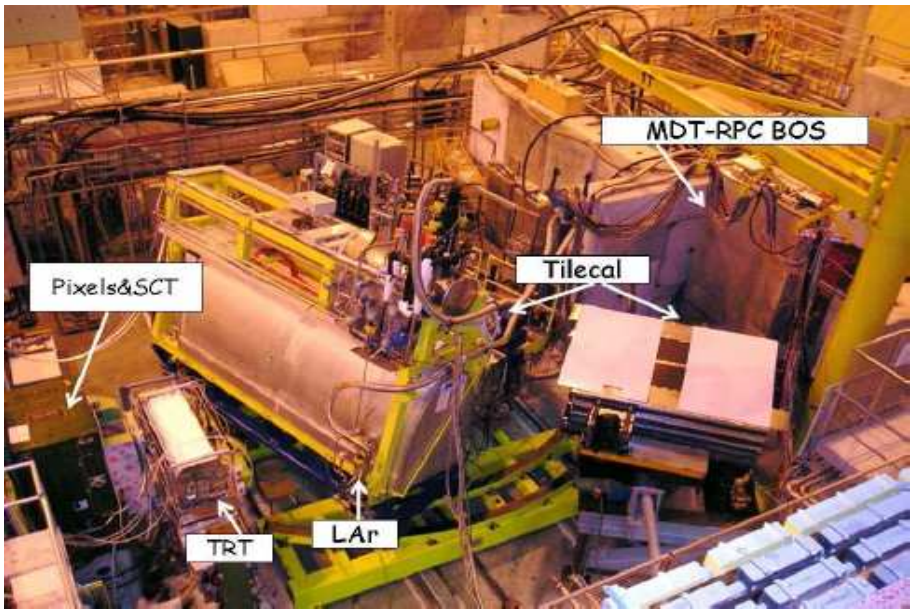

FIG. 4.6 – *Photo des sous détecteurs du run combiné. Les pixels et le SCT sont placés à l'intérieur de l'aimant MBPSID.*

4.3 Conditions de la prise des données

Les données du run combiné ont été prises durant une période de 6 mois allant de mai à novembre 2004. Il y a eu au total 8 périodes différentes. Elles différaient soit par la configuration des installations, soit par la nature de l'étude physique à faire :

– Les trois modules de l'extension du tonneau du calorimètre à tuiles ont été testés au début du run combiné. Le but de ce run était l'étude de la zone autour de la transition entre les trois modules du tonneau hadronique et les modules de l'extension.

– Une chambre à muon BIS-MDT (Barrel Inner radius Small) a été placée juste devant le cryostat du calorimètre EM. Le but de ce run est l'étude de la géométrie de l'électrode, en mesurant les positions des points d'impact en prenant comme référence la chambre MDT.

– L'étude de l'effet de la matière morte devant le calorimètre EM a été faite dans quatre configurations différentes, où on a placé successivement 0,1,2,3 plaques d'Aluminium d'épaisseur 25 mm (0.28 X_0) devant le cryostat.

– Les runs de photons : le faisceau de positrons de 180 GeV est envoyé sur un radiateur de plomb de 0.2 mm d'épaisseur. Deux aimants sont placés derrière, un pour la séparation dans le plan horizontal de l'électron et du photon (produits par Bremsstrahlung du positron initial), l'autre aimant permet de séparer dans le plan vertical (suivant ϕ) l'électron et le positron dans le cas d'une conversion du photon.

4.4 Traitement des données du calorimètre électromagnétique

Le module du calorimètre utilisé est un prototype (appelé M0) qui est semblable à ceux de la production. Il contient ∼3000 cellules (voir chapitre 2).

4.4.1 Lecture du signal

Une particule chargée qui passe dans le calorimètre électromagnétique ionise l'argon liquide en créant des charges au long de sa trajectoire. Sous l'effet de la haute tension appliquée entre l'absorbeur et l'électrode, les électrons d'ionisation dérivent vers l'électrode de lecture. Le courant induit, collecté sur l'électrode, a une forme triangulaire (figure 4.7). La montée est due à l'ionisation de l'argon liquide (la traversée de l'argon par la particule) et la décroissance est due à la dérive des électrons dans l'argon et à la collection par l'électrode. Le signal est amplifié, mis en forme puis stocké sous forme analogique en attendant la décision de déclenchement. Il est ensuite digitisé puis transmis à l'acquisition.

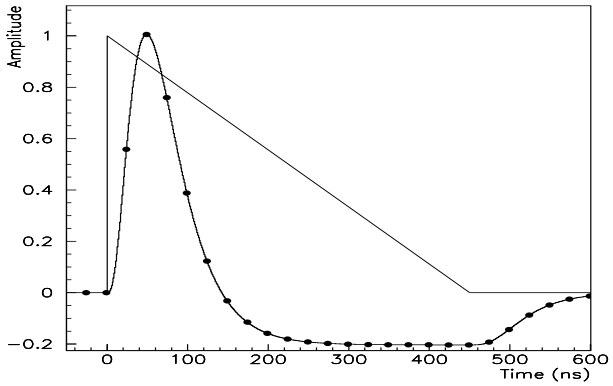

FIG. 4.7 – *Réponse du calorimètre avant (triangle) et après mise en forme. Les points sur le signal après mise en forme correspondent à l'échantillonnage à 40.08 MHz.*

4.4.2 Amplitude du signal

Pour trouver le maximum de l'amplitude du signal plusieurs méthodes ont été utilisées pour le calcul de l'amplitude du signal, au début du run combiné.

La méthode, appelée filtrage optimal [7, 8] est plus performante, elle permet le calcul de l'amplitude du signal tout en minimisant la contribution du bruit électronique. C'est la méthode retenue et utilisée dans les analyses présentées ci-après.

Principe de la Méthode de Filtrage Optimal

L'amplitude A et le temps de départ τ du signal s'expriment, comme une combinaison linéaire des échantillons du signal S_i :

$$A = \sum a_i S_i \quad , \quad A\tau = \sum b_i S_i \tag{4.1}$$

Les a_i et b_i sont les coefficients de filtrage optimal dérivés pour chaque cellule et gain donnés. La valeur du signal à un point donné de l'échantillonnage en temps, peut être décrite par la formule :

$$S(t) = A.(g(t) - \tau g'(t) + n(t)), \tag{4.2}$$

où g(t) est la forme normalisée du signal d'ionisation et n(t) le terme de bruit électronique.

Le calcul des coefficients de filtrage optimal se fait en minimisant la variance de l'amplitude A et du temps τ de départ du signal, en supposant que l'effet moyen du bruit sur l'ensemble des échantillons est nul, i.e. $< n(t) >= 0$.

Calcul des coefficients

Reconstruction de la forme du signal d'ionisation Comme on a vu dans le paragraphe précédent, le calcul des OFCs nécessite la connaissance de la forme du signal et de sa dérivée. Deux méthodes ont jusqu'à présent été utilisées pour définir cette forme dans les tests en faisceau ; la première dite TCM [8] (Time Convolution Method) est une méthode qui prédit la forme du signal à partir de celui de la calibration convolué à une fonction théorique, qui provient d'une modélisation électrique de la chaîne de lecture, et ajusté (après) sur la forme du signal d'ionisation obtenu des données de physique des tests en faisceau[2]. La deuxième méthode [7], et qui est utilisée pour les analyses qui seront présentées dans ce document n'utilise que la forme du signal d'étalonnage collectée entre 0 et 800 ns et à partir de laquelle la forme d'ionisation est calculée.

Les coefficients de filtrage optimal sont ainsi calculés pour chaque cellule et chaque gain. Le temps de déclenchement et le temps d'échantillonnage sont asynchrones, 25 jeux d'OFCs sont donc calculés pour chaque cellule (par pas de 1 ns).

Choix du jeu des OFCs D'un événement à l'autre le signal d'une cellule est échantillonné sur un intervalle de temps qui commence à un temps, t_{dec}, égal au temps de décalage

[2] Aux tests en faisceau, ce qui ne sera pas le cas avec ATLAS, le temps d'arrivée de la particule et l'horloge de 40.08 MHz sont asynchrones, et une phase entre les deux, 0 et 25 ns.

(ou de retard). La connaissance de ce temps est nécessaire pour le choix du bon jeu des coefficients de filtrage optimal.

Il est la contribution de différentes sources :

$$t_{dec} = t_{phase} + t_{FEB} + t_{global}, \tag{4.3}$$

– t_{phase} : la phase entre l'arrivée de la particule et l'horloge 40.08 MHz.

– t_{FEB} : il prend des valeurs différentes pour chaque FEB et période de câblage données. En fait il tient compte de la longueur des câbles associés à chaque FEB.

– t_{global} : il dépend du temps de latence entre la chaîne de lecture et le déclenchement.

La valeur du temps de phase, t_{phase}, délivrée par le module TDC en unités brutes (ou ticks), est convertie en ns en appliquant un facteur de conversion $tdc_{unit} \rightarrow ns$ déduit de la calibration du TDC (-0.036 ns/tdc$_{unit}$) [9].

Sur la figure 4.8 on voit les valeurs du temps reconstruit, par rapport au premier échantillon, en fonction des valeurs de la phase en unité brutes de TDC. Le temps est reconstruit avec la méthode d'ajustement cubique autour des échantillons. La décroissance vient du fait qu'une particule qui arrive un peu plus tard par rapport à une autre (a une phase plus grande) a un temps reconstruit, t_{cubic}, plus petit. La discontinuité de la courbe est due au fait que les particules arrivent à un temps proche de celui du cycle de l'horloge correspondant à 25 ns. Le temps, donc, reconstruit est plus grand d'où la discontinuité (comme si la particule arrive avec une petite phase).

La valeur de la phase de la discontinuité, en unités brutes, est appelée *wac* (wrap-around constant). Elle peut prendre des valeurs différentes pour chaque configuration ou changement du temps de latence entre le trigger et la chaîne de lecture. Pour tenir compte du "jitter" tous les événements dont la valeur de la phase est proche de celle de la *wac* de $\pm\delta$=10 tdc$_{unit}$ sont rejetés (soit $\sim$2% des événements). Le temps de phase est donc défini en fonction de *wac* par l'équation :

$$\begin{aligned} t_{phase} &= \alpha_{tdc_{unit}\rightarrow ns}(tdc_{raw} - wac) \quad \text{si } tdc_{raw} \geq wac \\ t_{phase} &= \alpha_{tdc_{unit}\rightarrow ns}(tdc_{raw} - wac) + 25 \quad \text{si } tdc_{raw} < wac. \end{aligned}$$

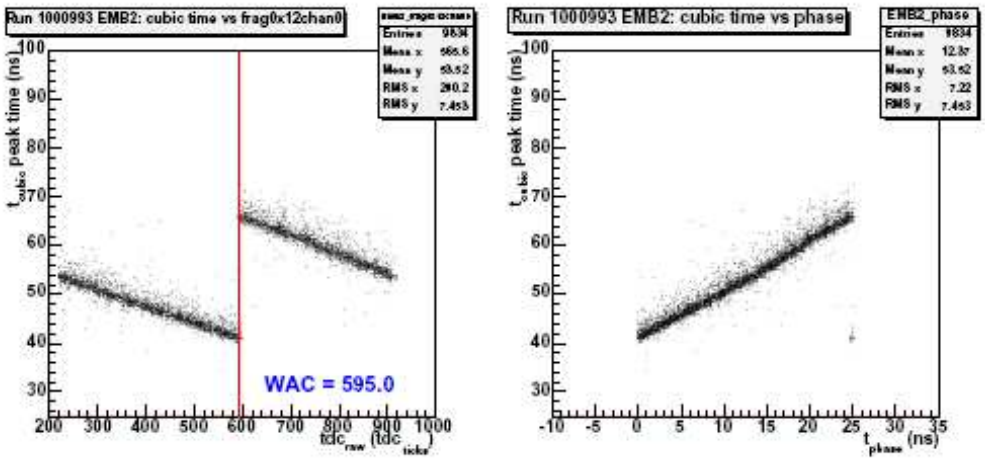

FIG. 4.8 – *Gauche : temps du maximum reconstruit en fonction du nombre de ticks. Droite : temps du maximum reconstruit en fonction de la phase.*

4.4.3 Piédestal et Autocorrélation du bruit

Pendant ces runs, aucune injection de signal de physique ni d'étalonnage n'est faite et les événements enregistrés sont utilisés pour la mesure du piédestal et pour le calcul de la matrice d'autocorrélation du bruit [10] qui sont nécessaires pour la reconstruction (voir ci-dessous). Ces runs ont été pris toutes les 8 heures environ. Durant l'acquisition des données de physique, on peut déclencher des événements aléatoires qui sont identiques aux événements du piédestal.

Piédestal et bruit électronique Pour chaque cellule et chaque gain, on calcule le piédestal en moyennant sur les échantillons et sur le nombre d'événements enregistrés.

La figure 4.9 montre la distribution de la valeur moyenne du piédestal et son RMS pour les 128 voies d'une FEB (du middle) à haut gain. Le bruit électronique, RMS de la courbe 4.9, est la somme quadratique du bruit cohérent et incohérent. Dans l'hypothèse où le bruit cohérent est uniformément distribué sur les canaux d'une FEB, on peut montrer que σ_{coh} et σ_{incoh} sont définis à partir des deux quantités I et S :

$$I = \sum_{n=1}^{N_{cells}} (-1)^n ped_n \tag{4.4}$$

$$S = \sum_{n=1}^{N_{cells}} ped_n \tag{4.5}$$

où la première somme est une somme alternée des piédestaux de chaque cellule.

$$\sigma_{coh} = \frac{\sqrt{\sigma_S^2 - \sigma_I^2}}{N_{cells}} \tag{4.6}$$

$$\sigma_{incoh} = \frac{\sigma_I}{\sqrt{N_{cells}}} \tag{4.7}$$

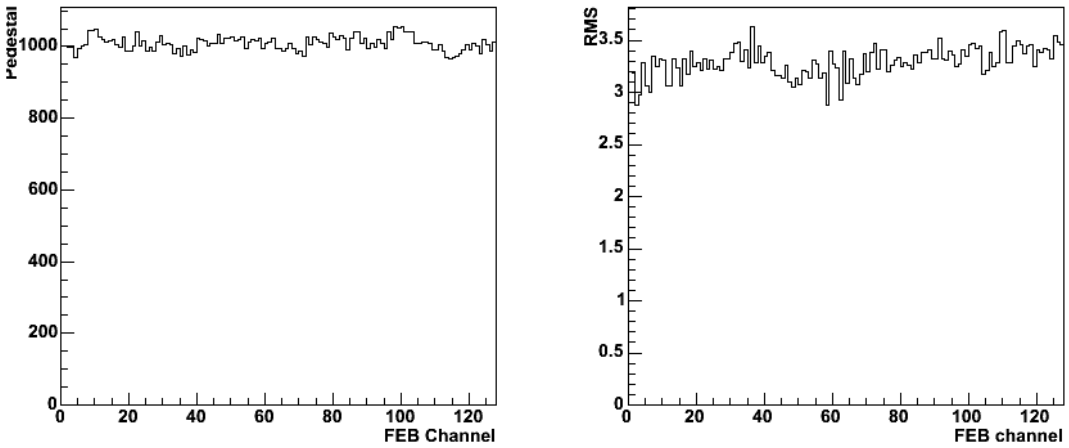

FIG. 4.9 – *Les valeurs du piédestal et de son RMS pour 128 voies d'une FEB du middle à haut gain, en coup d'ADC.*

Autocorrélation de bruit Pour chaque cellule, les éléments de la matrice d'autocorrélation sont calculés comme suit :

$$B_{ij} =< s_i s_j > - < s_i >< s_j >, \tag{4.8}$$

où s_i, s_j sont les valeurs du piédestal pour l'échantillon i et j.

La matrice d'autocorrélation est symétrique (B_{ij}=B_{ji}) et invariante par une translation en temps ($B_{n,n+i}$=$B_{m,m+i}$), et comme les éléments de la diagonale sont les valeurs du bruit, le nombre d'éléments de la matrice à conserver est égal à $N_{echantillons}$ - 1. La figure 4.10 montre un exemple de valeurs de l'autocorrélation pour une cellule donnée.

4.4.4 Etalonnage du calorimètre

La procédure d'étalonnage [9] des cellules permet d'homogénéiser la réponse des canaux du calorimètre. Le principe est d'injecter une impulsion électrique sur une résistance d'étalonnage (précise au 1/1000) des cartes sommatrices. Cette impulsion est obtenue en court-circuitant une self où circule un courant continu. Elle a une

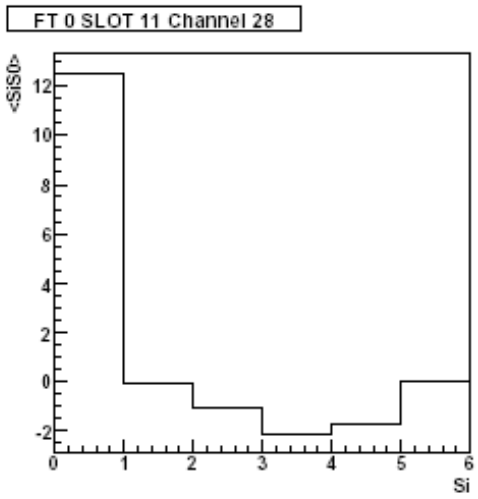

FIG. 4.10 – *Les éléments de la matrice d'autocorrélation pour une cellule à haut gain, avec 6 échantillons. Les 5 dernières valeurs sont conservées. La première valeur est le bruit lui même.*

forme exponentielle décroissante proche de la forme triangulaire du signal physique (figure 4.7). L'amplitude du courant est contrôlée par un DAC (convertisseur digital analogique). Seize valeurs sont injectées avec des amplitudes croissantes, de 0 à 1500 ou de 0 à 15000 DAC, suivant la valeur du gain.

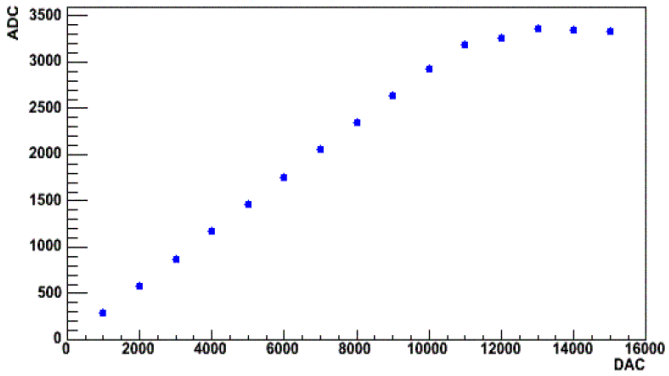

FIG. 4.11 – *Signal reconstruit (en coups d'ADC) en fonction de l'intensité du signal injecté (en DAC).*

La courbe du signal injecté (en valeurs de DAC) en fonction du signal ADC est

ajustée avec un polynôme du deuxième degré :

$$DAC = r0 + r1 \times ADC + r2 \times ADC^2 \tag{4.9}$$

Les coefficients de la parabole $r0$, $r1$ et $r2$ sont appelés coefficients de rampe. Comme on voit sur la figure 4.11 on atteint un niveau de saturation de la réponse du module ADC (12 bits) qui correspond à 4096 coups ADC à laquelle on retranche la valeur du piédestal (∼1000 coups ADC). L'ajustement ne prend donc en compte que les points en dessous du niveau de saturation.

Cette procédure est répétée régulièrement dans le temps pour contrôler la stabilité du gain.

4.4.5 Reconstruction de l'énergie d'une cellule

Pendant les runs de physique, un faisceau de particules à une énergie donnée est envoyé à une position donnée dans le calorimètre. L'amplitude du signal dans une cellule est proportionnelle à l'énergie déposée dans cette cellule par la particule :

$$E_{cell} = (ADC_{max} - Pedestal) \times f_{ADC \to MeV} \tag{4.10}$$

où ADC_{max} est l'amplitude du signal calculée avec la méthode décrite dans la section 4.4.2, et $f_{ADC \to MeV}$ est le facteur de conversion $ADC \to MeV$. Ce facteur est le produit de trois sous-facteurs permettant les conversions intermédiaires ADC→DAC, DAC→ μA et μA→MeV.

Le premier facteur est le facteur de rampe calculé à partir des runs d'étalonnage.

Le deuxième facteur est défini en fonction de la résistance d'injection R_{inj} au niveau des cartes mères :

$$f_{DAC \to \mu A} = \frac{76.295 \mu V}{R_{inj}} \tag{4.11}$$

Le dernier facteur s'écrit comme suit :

$$f_{\mu A \to MeV} = \frac{1}{I/E \times f_{sampl}} \tag{4.12}$$

C'est l'inverse du produit de la fraction d'échantillonnage et du facteur de conversion courant-énergie. Le tableau 4.1 représente les valeurs des différents sous-facteurs dans le calorimètre électromagnétique.

Compartiment/Facteur		DAC→ μA	μA→ MeV	$f_{sampl} \times e/\mu$
Pré-échantillonneur	η <0.8	0.002194	1149	0.05
	η >0.8	”	”	”
Avant	η <0.8	0.02425	375	0.1667
	η >0.8	”	320	0.1959
Milieu	η <0.8	0.07215	375	0.1667
	η >0.8	0.1442	320	0.1959
Arrière	η <0.8	0.07215	375	0.1667
	η >0.8	”	320	0.1959

TAB. 4.1 – *Valeurs des différents facteurs de conversion courant-énergie dans les compartiments du calorimètre et le pré-échantillonneur.*

4.5 Simulation et Reconstruction des données

L'implémentation software de toute la chaîne de reconstruction décrite précédemment est faite dans le logiciel officiel d'ATLAS, *Athena* (voir chapitre 3). Différents types de packages sont utilisés, dont une partie est spécialement dédiée aux données du run combiné et l'autre partie est commune avec ATLAS.

Le package LArCalibUtils contient tous les algorithmes et outils pour la production et le stockage des constantes de l'étalonnage, des piédestaux, des éléments de la matrice d'autocorrélation et les coefficients de filtrage optimal.

L'algorithme LArRawChannelBuilder est utilisé pour la reconstruction de l'énergie, en utilisant les coefficients de filtrage optimal. Il simule les calculs qui se font au niveau des RODs (voir chapitre 3). Il a comme point de départ les échantillons du signal issu de la cellule (communément appelés LArDigits) et fait appel aussi aux constantes d'étalonnage de la base de données. La position de chaque cellule (en η et ϕ) est récupérée à l'aide d'un package spécialement dédié à la description des détecteurs du run combiné.

Pour reconstruire l'énergie déposée par une gerbe électromagnétique, on associe un groupe de cellules dont l'énergie a été reconstruite par la méthode décrite ci-dessus. L'algorithme LArTBClusterMaker construit l'amas de cellule de taille 3×3 en unité de cellules du compartiment du milieu. Il y a aussi toute une chaîne d'étalonnage de l'énergie du cluster (voir chapitre 5) qui est aussi utilisée pour remonter à l'énergie initiale de la particule.

La simulation de la ligne du faisceau ainsi que celle des détecteurs au run combiné et de leur réponse est faite avec Geant4 [11] interfacé à *Athena*.

4.6 Contributions

J'ai participé au développement du software pour la reconstruction dans le calorimètre électromagnétique, notamment le développement des algorithmes pour le calcul des éléments de la matrice d'autocorrélation, des piédestaux, de la reconstruction des amas de cellules et au software de l'étalonnage des clusters. J'ai fait aussi l'étalonnage du TDC en calculant la valeur de *wac* pour toutes les périodes de prises des données. Je me suis occupé, en partie, de produire et d'analyser les constantes d'étalonnage et de les mettre dans la base de données.

Références

[1] B. Di Girolamo et al. *Beamline instrumentation in the 2004 combined ATLAS testbeam*, ATLAS Internal Note, ATL-TECH-PUB-2005-001, 2005.

[2] B.Di Girolamo, *ATLAS Barrel Combined Run in 2004 - Detector-DAQ needs*, ATLAS Project Document No : ATC-TT-IN-0003, Geneva, 2004.

[3] B.Di Girolamo, *ATLAS Barrel Combined Run in 2004 - Detector-DAQ Integration scenario*, ATLAS Project Document No : ATC-TT-SC-0001, Geneva, 2004.

[4] B.Di Girolamo et al., *ATLAS Barrel Combined Run in 2004 Test Beam Setup and its evolutions*, ATLAS Project Document No : ATC-TT-IN-0001, Geneva, 2005.

[5] H8 manual, *Introduction to the use of the H8 beam*, Internal CERN publication, SL/EAKE, Geneva 2000.

[6] J. Spanggaard, *DELAY WIRE CHAMBERS A USERS GUIDE*, CERN - SL DIVISION, SL-Note-98-023 (BI), 1998.

[7] D. Banfi, M. Delmastro and M. Fanti,*Cell response equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals*, ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2004-007, 2004.

[8] D. Prieur, *Using Time Convolution Method to compute Optimal Filtering Coefficients for LARG electromagnetic calorimeter*, ATLAS Internal Note, ATL-LARG-2005-001, 2005.

[9] M. Aleksa et al. *2004 ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter*, ATLAS Internal Note, ATL-LARG-PUB-2006-003, 2006.

[10] R. Zitoun, *Study of noise in the November 1998 barrel run*, ATLAS Internal Note, ATL-LARG-99-006, 1999.

[11] S. Agostinelli et al, *GEANT4 : A Simulation Toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, NIM A 506 (2003), 250-303.

Chapitre 5

Etalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique

Contenu

5.1 Introduction 83
5.2 Interaction des électrons et des photons avec la matière 83
5.2.1 Processus dominants à haute énergie 83
5.2.2 Développement longitudinal de la gerbe électromagnétique 85
5.2.3 Développement latéral de la gerbe électromagnétique 86
5.3 Reconstruction de l'énergie de la gerbe 87
5.3.1 Energie visible 87
5.3.2 Fraction d'échantillonnage 88
5.3.3 Energie perdue 91
5.3.4 Construction de l'amas 95
5.4 Correction de l'énergie du cluster 96
5.4.1 Technique de calcul des poids 96
5.4.2 Correction pour l'énergie perdue devant le pré-échantillonneur 96
5.4.3 Correction pour l'énergie perdue entre le pré-échantillonneur et le calorimètre 97
5.4.4 Correction pour les fuites arrière 99
5.4.5 Correction pour les fuites latérales 99
5.4.6 Validation de la méthode d'étalonnage 101
5.5 Conclusion 102

5.1 Introduction

La reconstruction des particules électromagnétiques est d'une importance cruciale pour les analyses physiques qui seront abordées au LHC. Une telle reconstruction demande une très bonne compréhension de la réponse du calorimètre ainsi que des aspects physiques du développement de la gerbe électromagnétique.

La reconstruction d'un électron ou d'un photon dans le calorimètre consiste en la formation d'un amas de cellules englobant la gerbe et en la sommation des énergies des cellules appartenant à l'amas. Cependant une partie de l'énergie de l'électron n'est pas contenue dans l'amas :

- Une partie de l'énergie est déposée dans la matière inerte avant le calorimètre életromagnétique
- La gerbe n'est pas entièrement contenue dans la profondeur du calorimètre et s'échappe à l'arrière
- Un amas de 3×3 ne contient que ∼95% de la gerbe.

L'étalonnage de l'énergie de l'amas, communément appelé cluster, consiste donc à prendre en compte pour l'énergie non contenue dans l'amas. Pour cela j'ai simulé des électrons dans le détecteur à différentes énergies et à différentes valeurs de η frappant chaque cellule en son centre (voir le tableau ci-dessous).

Energie (GeV)	9	20	50	80	100	180	250
$0< \eta <1.2$(42 cellules)		1500	1500				1500
η=0.437	1500	1500	1500	1500	1500	1500	1500

TAB. 5.1 – *Nombre d'événements produits en fonction de l'énergie des électrons et leur position dans le calorimètre.*

Je commence par une description détaillée des processus d'interaction des particules électromagnétiques et du développement de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique du run combiné. Je présente ensuite les différentes sources de pertes d'énergie d'un électron dans le calorimètre ainsi que la méthode utilisée pour corriger pour ces pertes.

5.2 Interaction des électrons et des photons avec la matière

5.2.1 Processus dominants à haute énergie

Cas de l'électron (ou positron) : La figure 5.1 montre l'énergie perdue par un électron en fonction de son énergie lorsqu'il traverse du plomb. On constate qu'à haute énergie (E > 100 MeV) le processus dominant est le *Bremsstrahlung*, émission

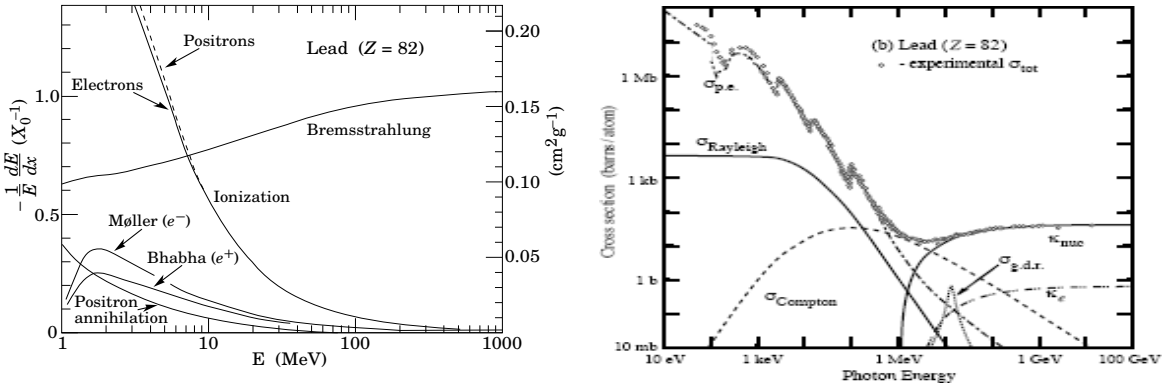

FIG. 5.1 – *Gauche : Fraction d'énergie perdue par longueur de radiation dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron ou le positron. Droite : Section efficace de différents processus d'interaction d'un photon dans le plomb en fonction de son énergie [1].*

d'un photon dans le champ coulombien du noyau. La perte d'énergie par *Bremsstrahlung* à haute énergie s'écrit :

$$|dE/dx|_{brems} \approx E/X_0 \tag{5.1}$$

où $X_0 = \frac{716\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,A}}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})}$ [1], est la longueur de radiation du milieu absorbant (5.6 mm pour le plomb). X_0 est donc la distance au bout de laquelle un électron ou un positron de haute énergie (>> 1 GeV) perd 63.2% (1 - 1/e) de son énergie par radiation (via *Bremsstrahlung*).

Dans le cas d'un mélange de matériaux la longueur de radiation se calcule comme suit :

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i V_i/X_i \tag{5.2}$$

où V_i et X_i sont, respectivement, la fraction en volume et la longueur de radiation de la composante i du mélange.

Cas du photon : La figure 5.1 droite montre la section efficace des différents processus d'interaction du photon. On voit qu'à haute énergie la création de paires e^+e^- dans le champ coulombien du noyau domine. La section efficace, indépendante de l'énergie à haute énergie peut s'écrire :

$$\sigma_{e^+e^-} = \frac{7}{9}\frac{A}{N_A X_0} \tag{5.3}$$

où N_A est le nombre d'avogadro et A la masse atomique. X_0 est la longueur de radiation du milieu définie aussi comme le $\frac{7}{9}$ du libre parcours moyen que traverse un photon, de haute énergie, avant de produire une paire e^+e^-.

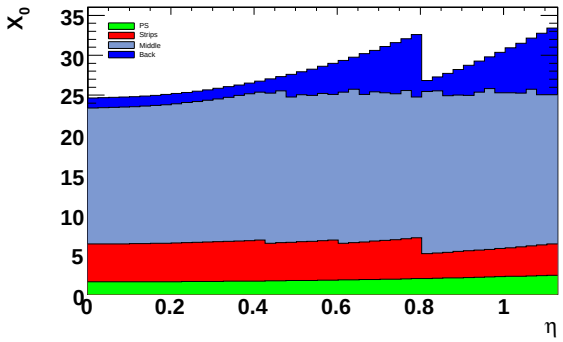

FIG. 5.2 – *Quantité de matière en longueur de radiation dans les compartiments du calorimètre électromagnétique tonneau du run combiné.*

La figure 5.2 montre la longueur de radiation de chaque compartiment du module du calorimètre électromagnétique testé au run combiné. A η=0.8 on voit bien l'effet du changement de l'épaisseur du plomb ainsi que le changement de la profondeur des bandes ("strips") du compartiment avant (elles sont plus petites à $\eta > 0.8$).

5.2.2 Développement longitudinal de la gerbe électromagnétique

Le processus de gerbe [2–4] pour un électron ou un photon de haute énergie peut être décrit comme une succession d'émission de photons énergétiques par *Bremsstrahlung* et de création de paires e^+e^-. Quand l'énergie décroît d'autre processus entrent en jeu. Ainsi les photons interagissent par effet photoélectrique et effet Compton, et les électrons perdent leur énergie par ionisation.

En particulier on définit l'énergie critique comme l'énergie à laquelle l'électron perd autant d'énergie par effet *Bremsstrahlung* que par ionisation. Elle s'exprime par la formule approximative [1] :

$$E_c \approx \frac{610\,\text{MeV}}{Z + 1.24} \tag{5.4}$$

C'est une des caractéristiques de chaque matériau absorbeur ; elle est d'environ 7.42 MeV pour le plomb.

L'énergie déposée par la gerbe augmente au fur et à mesure qu'elle se développe du fait de la multiplication du nombre de particules, jusqu'à ce qu'elle atteigne son maximum (*shower maximum*). Après ce maximum, les photons ont davantage tendance à produire un électron, par effet Compton ou effet photoélectrique, que de produire des paires électron-positron, et les électrons perdent leur énergie surtout par ionisation dans le milieu absorbeur. En conséquence l'énergie déposée ainsi que le nombre de particules de la gerbe diminuent.

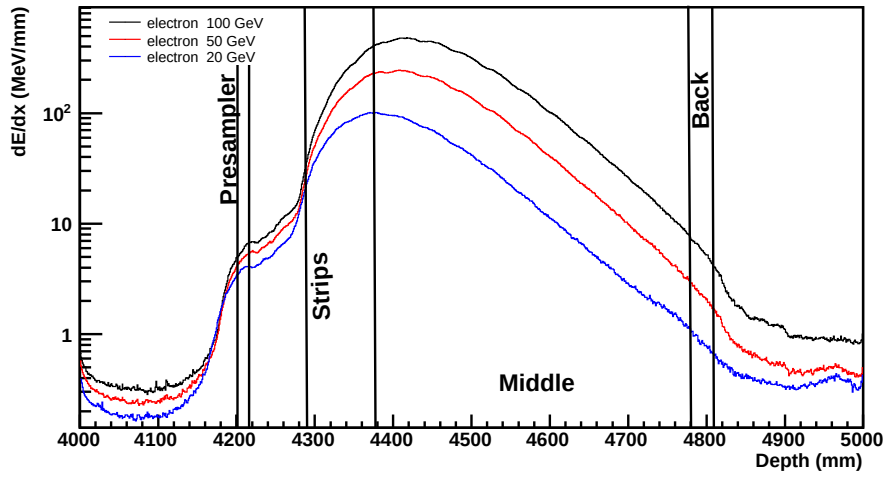

FIG. 5.3 – *Développement longitudinal en énergie d'une gerbe électromagnétique pour différentes énergies initiales, en fonction de la profondeur dans le calorimètre électromagnétique du run combiné à η=0.4.*

La figure 5.3 illustre bien cet aspect. Elle représente en fonction de la profondeur, l'énergie déposée par des gerbes initiées par des électrons d'énergie 20, 50 et 100 GeV, dans le calorimètre électromagnétique testé au run combiné. Le maximum de la gerbe se trouve à une profondeur correspondant au compartiment milieu du calorimètre. Le profil longitudinal de déposition de l'énergie est décrit en fonction de la profondeur par l'équation [1] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{5.5}$$

Le maximum de la gerbe est atteint pour $\frac{d}{dt}(\frac{dE}{dt})$=0 soit :

$$tmax = (a-1)/b = 1.0 \times (\ln \frac{E}{E_c} + C_j), \quad j = e, \gamma \tag{5.6}$$

où C_e= -0.5, C_γ= 0.5 et b≈ 0.5. Ainsi, comme on le voit sur la figure 5.3, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS peut contenir jusqu'à 98% de la gerbe initiée par des électrons à d'énergies autour de 100 GeV. La gerbe est plus profonde pour un électron (ou un photon) de plus haute énergie.

5.2.3 Développement latéral de la gerbe électromagnétique

Le développement latéral de la gerbe (dans le plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente) est essentiellement dû :

– à la diffusion multiple des électrons et des positrons.
– Les photons et électrons produits dans les processus (Compton et effet photoélectrique) s'éloignent aussi de l'axe de la gerbe.

Le premier processus domine au début du développement de la gerbe alors que le deuxième est dominant après le maximum de la gerbe.

La quantité utilisée pour quantifier ou décrire le développement latéral de la gerbe est le rayon de Molière. En moyenne 90% de l'énergie déposée par une gerbe est contenue dans un cylindre de rayon ρ_M. Il est relié à la longueur de radiation et à l'énergie critique par la formule [1] :

$$\rho_M = 21.2(MeV)\,\frac{X_0}{E_c} \tag{5.7}$$

5.3 Reconstruction de l'énergie de la gerbe

5.3.1 Energie visible

L'énergie active dans le calorimètre électromagnétique est l'énergie déposée par les particules de la gerbe dans les couches d'argon liquide. A cause de la géométrie en accordéon, l'énergie visible ou mesurée est inférieure de l'énergie active d'environ 7%. En effet le champ électrique n'est pas uniforme dans les parties courbes (voir figure 5.4) ; il varie de 0.3 à 1.1 fois le champ dans les parties planes [5, 6]. Cela provoque une diminution du nombre de charges collectées dans ces régions.

L'énergie visible est définie comme suit :

$$E_{vis} = \frac{I_{sim}}{I/E_{\text{partie droite}}} \tag{5.8}$$

I_{sim} est le courant simulé tenant compte de cet effet, et $I/E_{\text{partie droite}}$ est le facteur de conversion courant-énergie dans la partie droite de l'accordéon.

La figure 5.5 montre l'énergie visible dans chaque compartiment du calorimètre en fonction de η, pour des électrons simulés dans le calorimètre ayant une énergie initiale de 50 GeV. Les énergies varient conformément à la variation de la longueur de radiation de chaque compartiment (voir figure 5.2).

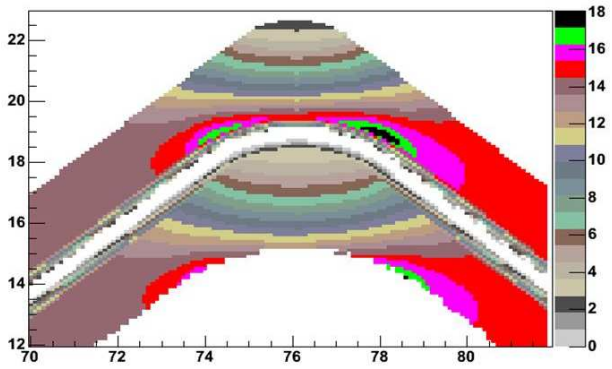

FIG. 5.4 – *Carte du courant dans les parties droites et courbes de l'accordéon [7].*

5.3.2 Fraction d'échantillonnage

L'énergie totale déposée dans le calorimètre est la somme de l'énergie déposée dans son milieu passif (plomb) et de celle déposée dans son milieu actif (argon liquide). Cependant, comme seule l'énergie active est mesurée au niveau du calorimètre, l'énergie totale ne peut en être déduite que si on connaît la fraction d'échantillonnage du calorimètre. Elle est définie comme le rapport entre l'énergie déposée dans le milieu actif et l'énergie totale déposée.

$$SF = \frac{E_{act}}{E_{act} + E_{inact}} \tag{5.9}$$

La figure 5.6 montre la distribution de la fraction d'échantillonnage pour des électrons à 180 GeV (gauche), et ses variations en fonction de η (droite). Elle est constante en fonction de η pour chacune des deux électrodes A et B. La différence de ses valeurs dans l'électrode A et l'électrode B est due au fait que l'épaisseur du plomb de l'absorbeur n'est pas la même pour $\eta < 0.8$ et $\eta > 0.8$. En effet l'épaisseur du plomb est plus petite dans l'électrode B, alors que l'épaisseur du gap d'argon liquide reste la même entre les deux électrodes. Ceci a comme effet une diminution de l'énergie passive (déposée dans le plomb) et donc une fraction d'échantillonnage plus grande. Elle passe de 18% à 21% en passant d'une électrode à l'autre.

Notons aussi que la fraction d'échantillonnage d'un électron est plus petite que celle d'une particule au minimum d'ionisation (MIP), comme un muon par exemple [9]. En effet plusieurs photons de basse énergie (quelques MeV) qui sont produits dans la gerbe donnent lieu à des électrons , par effet Compton, effet photoélectrique ou par création de paires, de faible énergie dont la plupart sont incapables de dépasser le milieu absorbeur. L'énergie contenue dans le milieu passif devient donc plus grande ce qui diminue la valeur de la fraction d'échantillonnage.

La figure 5.7 montre la dépendance de la fraction d'échantillonnage en fonction de l'énergie de l'électron incident. Sa valeur augmente lentement avec l'énergie avec

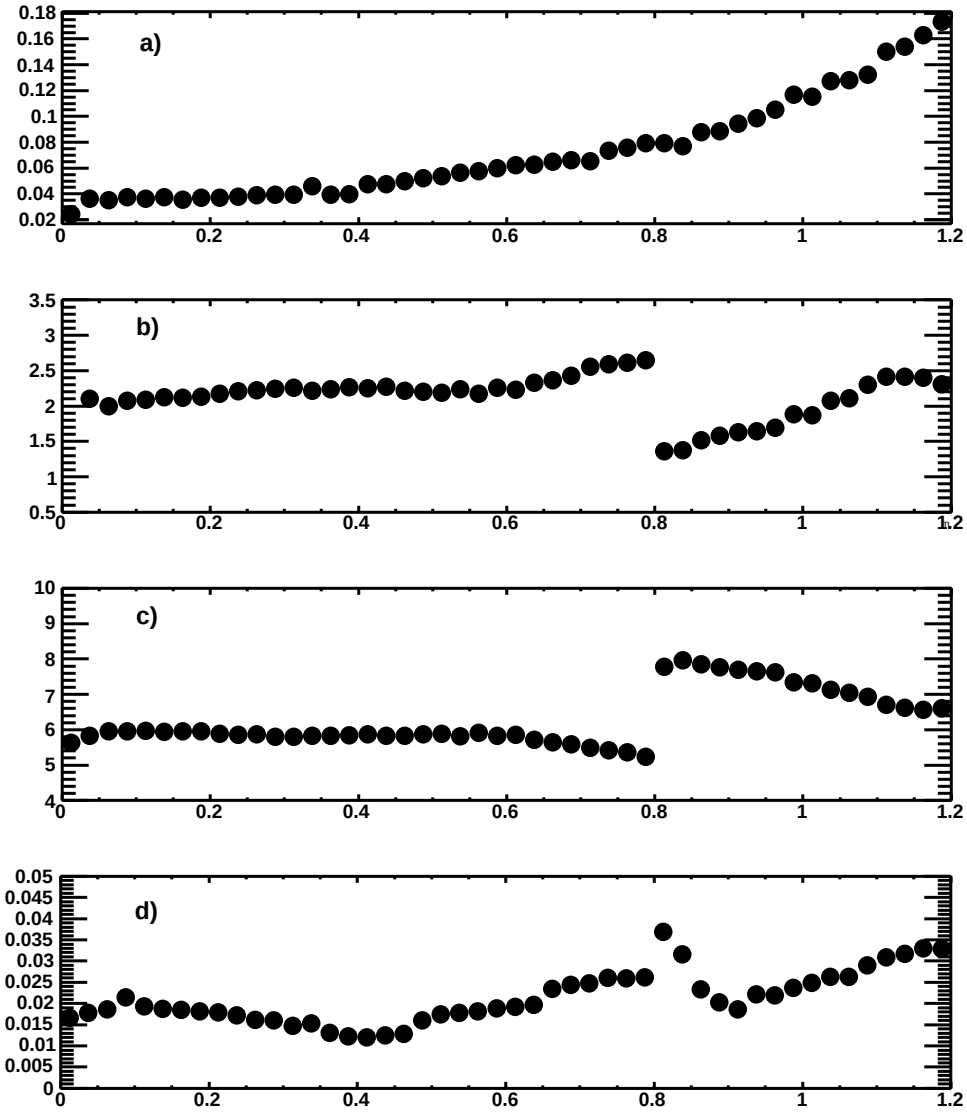

FIG. 5.5 – *Energie visible en MeV dans chaque compartiment du calorimètre, (a) pré-échantillonneur (b) avant (c) milieu (d) arrière, pour un électron simulé de 50 GeV en fonction de η.*

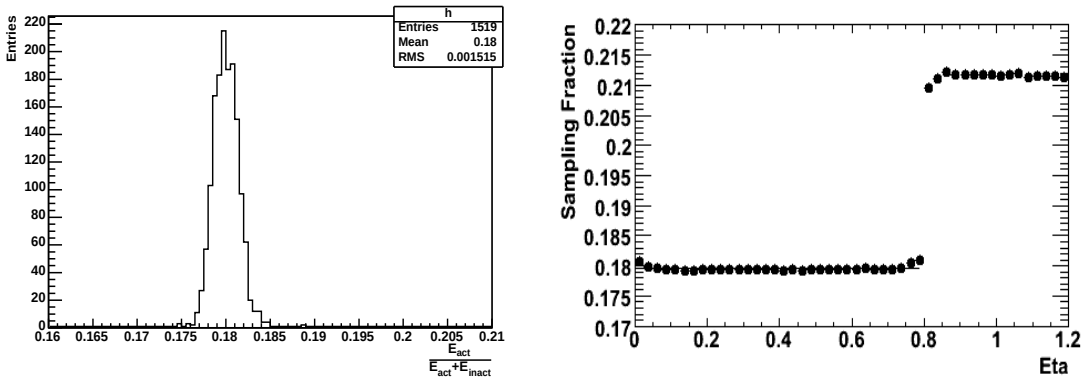

FIG. 5.6 – *Gauche : Distribution de la fraction d'échantillonnage à η=0.437. Droite : Variation de la fraction d'échantillonnage, pour un électron à 180 GeV, en fonction de η.*

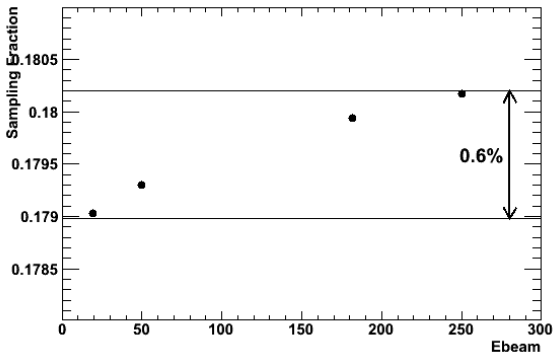

FIG. 5.7 – *Fraction d'échantillonnage en fonction de l'énergie d'un électron.*

un accroissement de 0.6% entre 20 GeV et 250 GeV. La fraction de photons de basse énergie est plus grande pour les électrons de basse énergie.

Notons que la définition 5.9 utilise l'énergie active et non l'énergie visible. La définition de la fraction d'échantillonnage, effective, utilisée dans le cas du calorimètre d'ATLAS est :

$$SF_{eff} = \frac{E_{vis}}{E_{act}} \times SF \tag{5.10}$$

Le rapport E_{vis}/E_{act} tient compte de la collection de charge non parfaite dans les courbes. La fraction d'échantillonnage prend donc les valeurs 16% et 19% au lieu de 18% et 21%, respectivement dans l'électrode A et l'électrode B. La figure 5.8 représente la distribution des valeurs de $\frac{E_{vis}}{E_{act}}$ pour un électron à 180 GeV à η=0.437.

Cependant les effets de la collection des charges sont légèrement différents entre le compartiment avant et milieu du calorimètre, car les ouvertures des plis de l'ac-

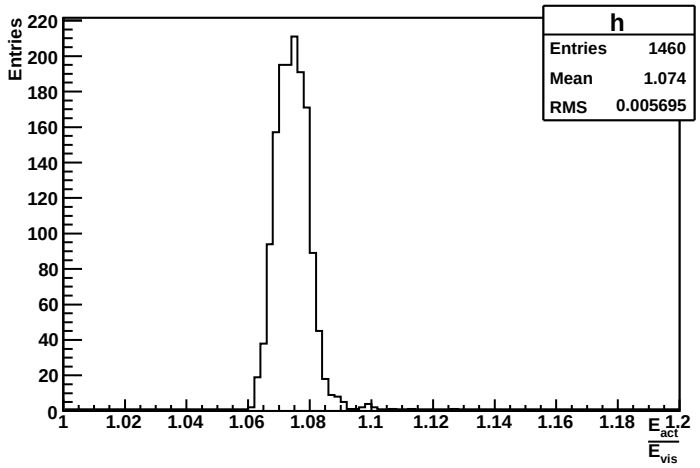

FIG. 5.8 – *Facteur correctif pour la collection non parfaite dans les courbes de l'accordéon.*

cordéon ne sont pas exactement les mêmes dans les deux compartiments. Cela peut introduire une autre dépendance de la fraction d'échantillonnage. Or comme on voit sur la figure 5.9 la différence est de l'ordre de 0.4%, ce qui peut être considéré comme négligeable au premier ordre.

5.3.3 Energie perdue

Une partie de l'énergie de l'électron est perdue en amont du calorimètre, essentiellement dans deux régions : en amont du pré-échantillonneur et entre le pré-échantillonneur et le compartiment avant du calorimètre. Une autre partie est perdue sous forme de fuites longitudinales, en aval du calorimètre (figure 5.3). La figure 5.10 montre la quantité de matière inerte, en longueur de radiation, en amont du pré-échantillonneur et entre le pré-échantillonneur et le calorimètre.

En amont du pré-échantillonneur La matière inerte devant le pré-échantillonneur (du run combiné) est composée du détecteur interne, des parois du cryostat du calorimètre ainsi que d'une partie de l'argon liquide qui aurait été absorbée par le block Rohacell posé devant le calorimètre à l'intérieur du cryostat (voir chap. 4) en plus de la matière dans la ligne du faisceau.

L'énergie déposée devant le calorimètre est essentiellement due aux :

- électrons qui perdent leur énergie par ionisation, en traversant la matière.
- photons produits par des électrons, via *Bremsstrahlung*, qui n'ont pas suffisamment d'énergie et qui interagissent donc par effet Compton ou effet photoélectrique.

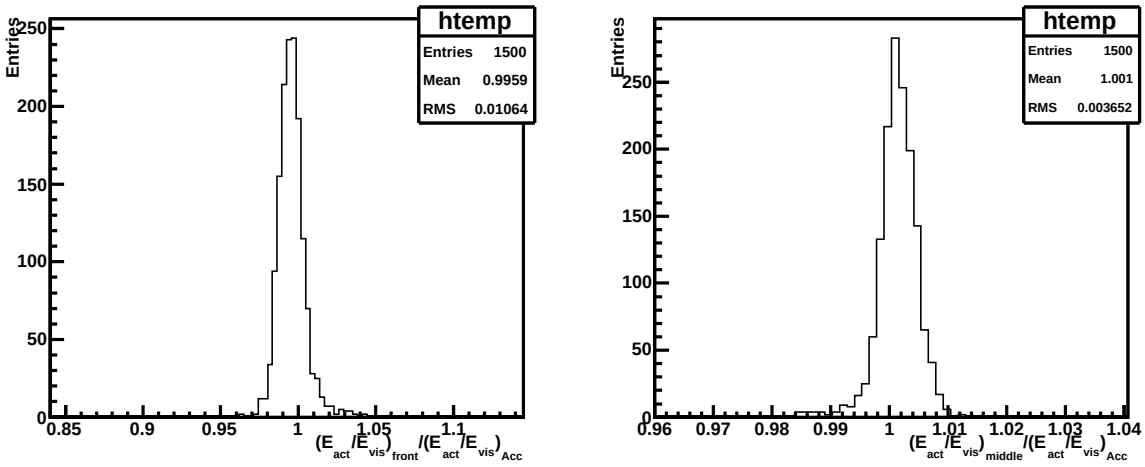

FIG. 5.9 – *Distribution du rapport (Eact/Evis)avant/(Eact/Evis)accordion (gauche)et du rapport (Eact/Evis)milieu/(Eact/Evis)accordion (droite).*

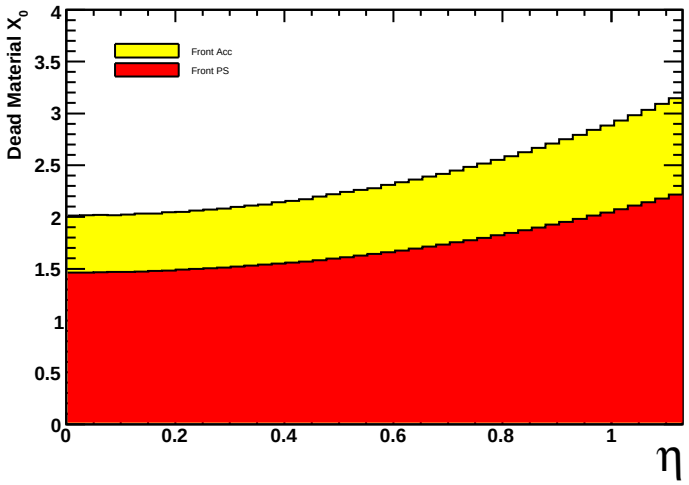

FIG. 5.10 – *Quantité de matière inerte, en longueur de radiation, avant le pré-échantillonneur et entre le PS et le premier compartiment.*

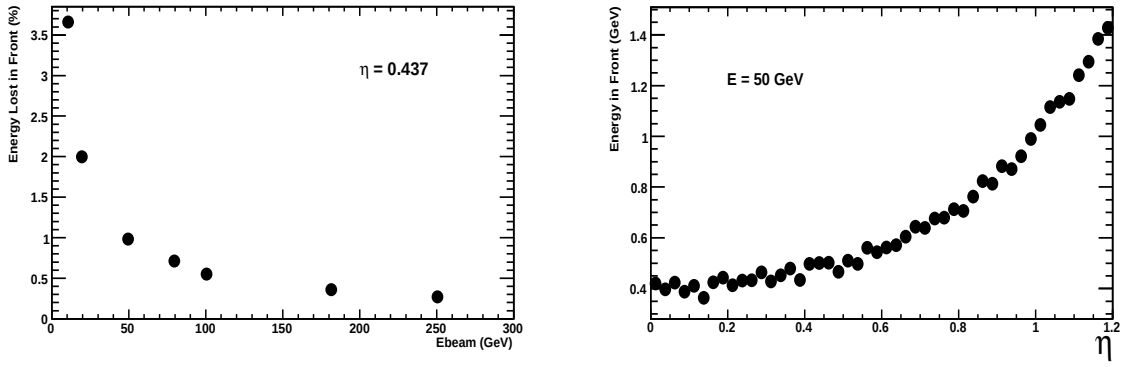

FIG. 5.11 – *Variation de l'énergie déposée (en pourcentage) devant le pré-échantillonneur en fonction de l'énergie de l'électron (gauche) et en fonction de η (droite).*

La figure 5.11 gauche montre la variation en pourcentage de l'énergie déposée devant le calorimètre en fonction de l'énergie de l'électron incident ainsi que l'énergie déposée dans cette matière par une gerbe initiée par un électron de 180 GeV en fonction de η. Ce pourcentage diminue avec l'énergie passant de 2.2% à 20 GeV à 0.3% à 250 GeV. Ceci est expliqué par le fait que les électrons de basse énergie produisent plus d'électrons et de photons (avant d'atteindre le calorimètre) qui s'arrêtent en amont du calorimètre. L'augmentation de l'énergie perdue avec η est due à l'angle d'incidence que fait la particule avec le calorimètre, angle d'incidence qui augmente avec η.

Entre le calorimètre et le pré-échantillonneur La matière inerte qui se trouve entre le calorimètre et le pré-échantillonneur est composée des cartes sommatrices et cartes mères avec les câbles qui en sortent. Il faut aussi prendre en compte les barreaux de G10 utilisés pour le positionement des absorbeurs, et les arceaux internes qui tiennent le module. Sa quantité en longueur de radiation est présentée en fonction de η sur la figure 5.10.

Un électron perd en moyenne 3.5% de son énergie à 9 GeV et 0.5% à une énergie de 250 GeV. Le nombre relatif de particules produites dans cette région diminue quand l'énergie augmente. La figure 5.12 représente la variation de l'énergie déposée dans cette région en fonction de l'énergie incidente et en fonction de η. Elle augmente avec η comme attendu.

Fuites arrière Comme on le voit sur la figure 5.3, il y a une petite fraction d'énergie qui s'échappe derrière le calorimètre. Suivant la position en η la perte d'énergie est plus ou moins importante. On peut distinguer, en gros, trois régions (figure 5.13) en η :

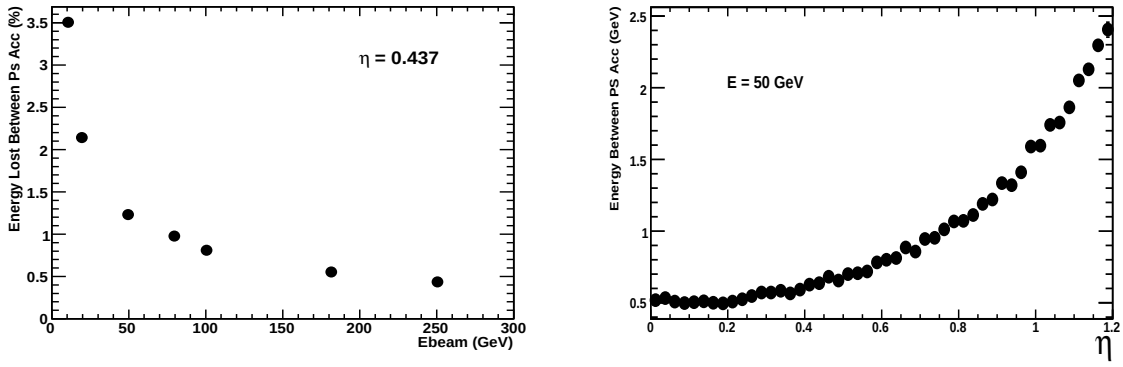

FIG. 5.12 – *Variation de l'énergie déposée entre le pré-échantillonneur et l'entrée du calorimètre en fonction de l'énergie de l'électron (gauche) et en fonction de η (droite)..*

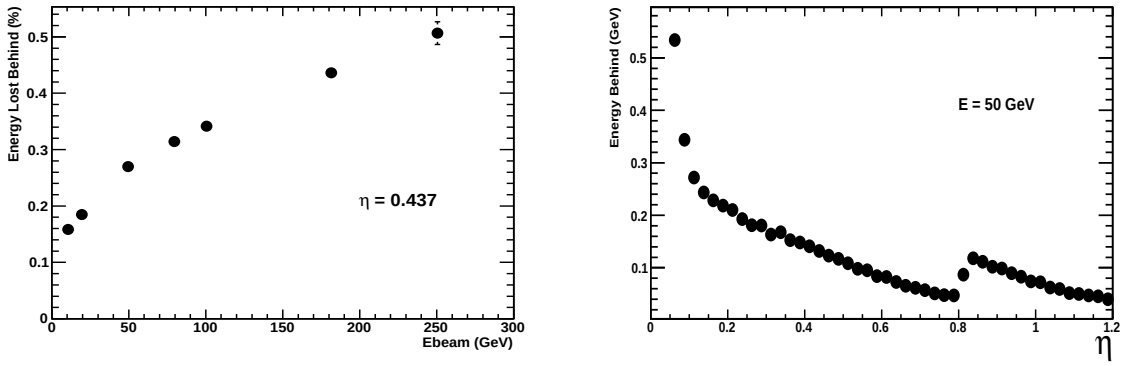

FIG. 5.13 – *Variation de l'énergie déposée derrière le calorimètre en fonction de l'énergie de l'électron (gauche) et en fonction de η (droite).*

- pour $\eta < 0.4$ la longueur de radiation du calorimètre varie entre $\sim$24 X_0 et $\sim$25 X_0 et les pertes en énergie sont plus importantes.
- entre $\eta = 0.4$ et $\eta = 0.8$ la longueur de radiation du calorimètre augmente de $\sim$25 X_0 à $\sim$30 X_0 à cause de l'effet d'angle. Ceci explique la chute de l'énergie perdue jusqu'à $\eta = 0.8$.
- une légère remontée à $\eta = 0.8$ à cause du changement de l'épaisseur du plomb, puis une diminution à cause de l'effet d'angle.

Comme attendu, la perte d'énergie derrière le calorimètre augmente avec l'énergie de la particule (figure 5.13 gauche). Elle augmente logarithmiquement (voir eq. 5.6)).

5.3.4 Construction de l'amas

La technique, communément utilisée, pour reconstruire l'énergie de la gerbe, développée dans le calorimètre, est celle qui construit un amas de cellules (une enveloppe) autour de la gerbe. Le choix de la taille de l'amas de cellules dépend du type d'événements étudiés. Un compromis doit être fait entre un grand nombre de cellules, incluant une plus grande fraction de l'énergie et un petit nombre pour diminuer le bruit électronique.

Le programme de reconstruction de ces amas cherche la cellule où il y a le plus grand dépôt d'énergie (la cellule graine) dans le compartiment milieu du calorimètre, et construit autour une fenêtre de 3x3 cellules, soit $\Delta\eta \times \Delta\phi$=0.075×0.075. Une projection, géométrique, de ces cellules est faite sur les autres compartiments, formant une tour de cellules de tous les compartiments.

La taille du cluster, dans le pré-échantillonneur et dans le premier compartiment, est en ϕ de 0.1 ou 0.2. En effet dans le cas où la cellule graine est sur le bord de la cellule du premier compartiment, deux cellules en phi seront prises, et donc le nombre de strips ou de cellules du pré-échantilloneur peut prendre deux valeurs suivant la position de la graine. Le tableau ci-dessous donne le nombre de cellules du cluster dans chaque compartiment.

Compartiment	Nbr de Cellules	Taille en (η,ϕ)
PS	3 (6)	3×1(2)
Avant	24 (48)	24×1(2)
Milieu	9	3×3
Arrière	6	2×3

TAB. 5.2 – *Nombre de cellules de chaque compartiment du calorimètre appartenant au cluster*

L'énergie de la gerbe est obtenue en sommant l'énergie contenue dans la tour de cellules 3×3 :

$$E = E_0 + \underbrace{E_1 + E_2 + E_3}_{E_{acc}} \tag{5.11}$$

où E_i (i=0,1,2,3) est l'énergie dans chaque compartiment. E_{acc} est l'énergie déposée dans le calorimètre (donc sans pré-échantillonneur).

Le point d'impact de la particule est reconstruit dans les deux directions η et ϕ en faisant un centre de gravité :

$$\overline{x} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i x_i} \tag{5.12}$$

où E_i et x_i sont l'énergie et la position de la cellule i en η ou ϕ, et la somme est sur les cellules.

En η on peut calculer un centre de gravité avec uniquement les cellules du compartiment avant ou du compartiment milieu ou avec toutes les cellules de l'amas. En ϕ seules les cellules du compartiment milieu sont utilisées pour le calcul du barycentre.

5.4 Correction de l'énergie du cluster

L'énergie du cluster (après application de la fraction d'échantillonnage) constitue une première estimation de l'énergie de la particule initiant la gerbe. Pour remonter à l'énergie initiale de la particule, un certain nombre de corrections sont à appliquer à l'énergie du cluster. La formule d'étalonnage utilisée est la suivante [9] :

$$E_{\text{particle}} = \text{offset} + W_0 E_0 + W_{01}\sqrt{E_0 E_1} + \lambda E_{acc} + W_3 E_3 \tag{5.13}$$

où W_i et λ sont les poids de l'étalonnage.

Les pertes d'énergie sont estimées en utilisant les données de la simulation, où on a accès à toutes les informations.

5.4.1 Technique de calcul des poids

La méthode utilisée pour dériver les poids de l'étalonnage, est basée sur ce qu'on appelle les *calibration Hit*. Ils permettent l'accès à l'énergie déposée dans toutes les régions y compris dans les matières inertes. Le code de simulation d'ATLAS donne la possibilité de les produire à partir des objets (Hits) à la sortie de la simulation du détecteur avec Geant4 [8].

A chaque hit d'étalonnage est associé un identifiant qui nous permet de localiser sa position dans le détecteur. Par la valeur de l'identifiant, les différentes régions sont distinguées. Les hits sont classés en Hits actifs (inactifs) qui donne l'énergie déposée dans le milieu actif (inactif) d'une cellule et en Hits effectifs qui tiennent compte de l'effet du champ électrique dans les courbes de l'accordéon.

Une fois calculés comme indiqué ci-dessous, les poids sont classés dans une table à deux dimensions, en fonction de l'énergie et de la position en η. Ils sont mis dans le fichier des options qui contient aussi d'autres corrections qui s'appliquent aux données du test en faisceaux. Toute la machinerie utilisée pour appliquer ces poids est implémentée dans ATHENA (voir chap. 3).

5.4.2 Correction pour l'énergie perdue devant le pré-échantillonneur

Le pré-échantillonneur est initialement conçu pour être capable d'échantillonner l'énergie déposée dans la matière devant le calorimètre. Ceci implique que l'énergie déposée dans le milieu actif du pré-échantillonneur est corrélée à celle perdue dans la matière devant le calorimètre .

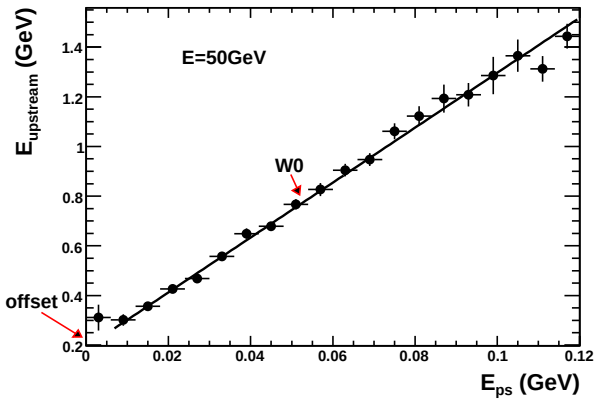

FIG. 5.14 – *Corrélation entre l'énergie déposée devant et dans le pré-échantillonneur et l'énergie visible, du cluster, dans le pré-échantillonneur.*

La formule utilisée pour corriger pour cette perte est la suivante :

$$E_{upst} = \text{offset} + W_0 E_0 \tag{5.14}$$

Le paramètre "offset" représente l'énergie moyenne perdue par un électron, traversant la matière, par ionisation. W_0 est un facteur (W_0 est relié à la fraction d'échantillonnage) qui tient compte des électrons ayant atteint le calorimètre.

La figure 5.14 représente la corrélation entre l'énergie visible dans le pré-échantillonneur et l'énergie déposée devant et dans le pré-échantillonneur. En utilisant un ajustement linéaire de cette courbe on peut remonter aux valeurs des constantes offset et W_0. La valeur au point d'intersection de la courbe avec l'axe vertical est celle de l'"offset" et la pente correspond à W_0.

Le paramètre W_0 dépend peu de l'énergie et de η (figure 5.15). Les petites variations en fonction de l'énergie du paramètre "offset" (figure 5.16) sont dues aux photons, produits par *Bremsstrahlung*, qui sont absorbés dans la matière. L'"offset" augmente en fonction de η comme attendu.

5.4.3 Correction pour l'énergie perdue entre le pré-échantillonneur et le calorimètre

Une formule empirique est utilisée [9, 10] pour estimer l'énergie déposée dans la matière derrière le pré-échantillonneur. Elle s'exprime en fonction des énergies visibles dans le pré-échantillonneur et dans le premier compartiment du calorimètre :

$$E_{betw} = W_{01}\sqrt{E_0 E_1} \tag{5.15}$$

La figure 5.17 représente la corrélation entre l'énergie perdue dans cette région et le produit de l'énergie visible dans le pré-échantillonneur et dans le premier compartiment. Un ajustement linéaire nous donne la valeur de W_{01} qui est la pente.

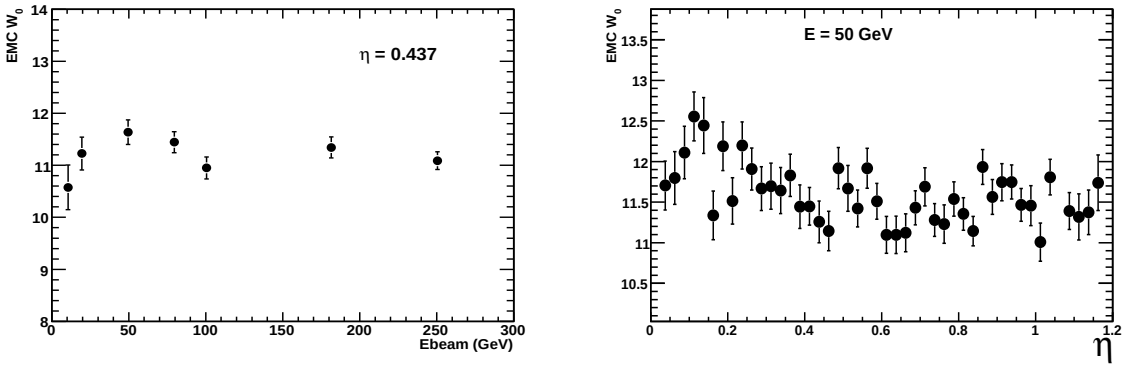

FIG. 5.15 – *Variation du poids W_0 en fonction de l'énergie de la particule (gauche) et de η (droite).*

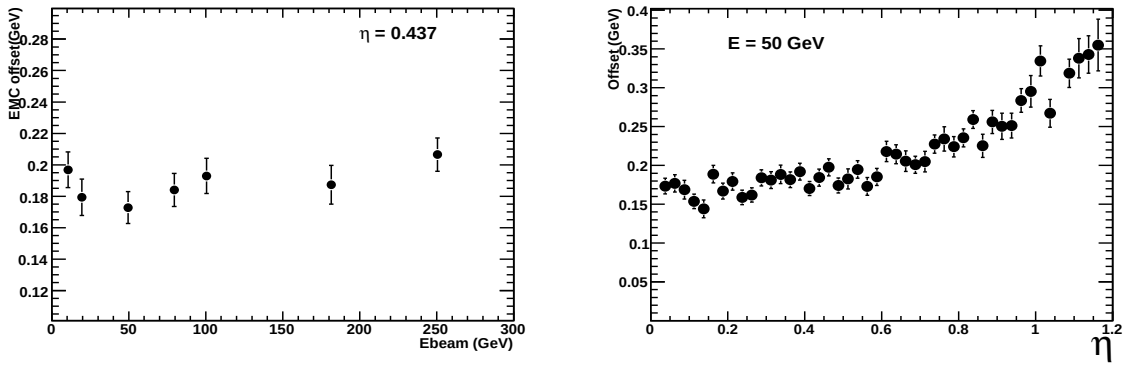

FIG. 5.16 – *Variation du paramètre "offset" de la formule d'étalonnage en fonction de l'énergie (gauche) et η (droite).*

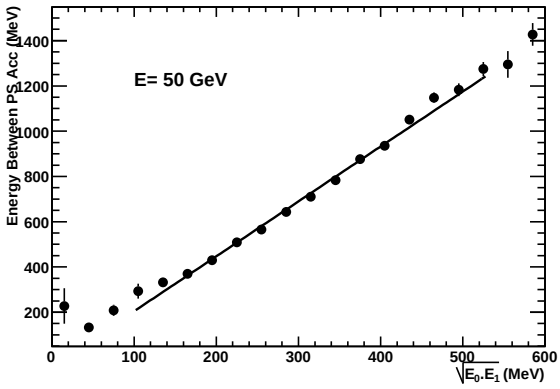

FIG. 5.17 – *Corrélation entre l'énergie déposée entre le pré-échantillonneur et le calorimètre et la racine carrée du produit de l'énergie visible dans le pré-échantillonneur et dans le premier compartiment du calorimètre.*

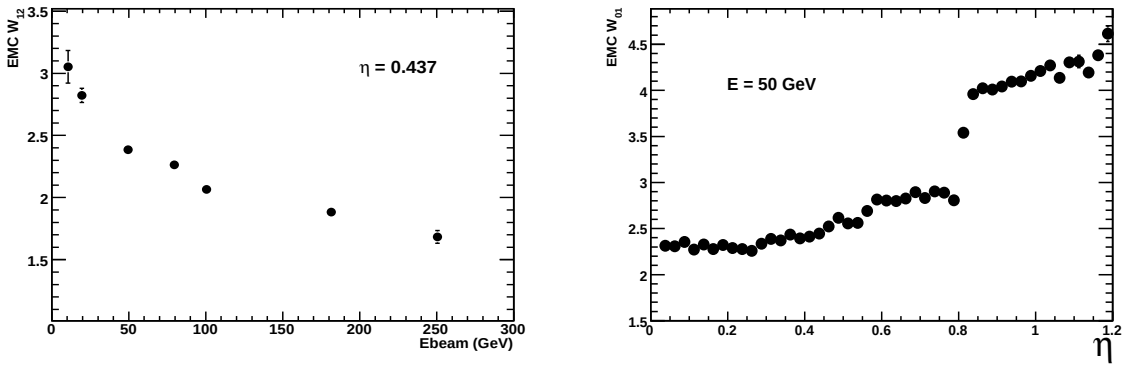

FIG. 5.18 – *Variation du poids W_{01} en fonction de l'énergie de la particule (gauche) et de η (droite).*

Ce paramètre a une dépendance en énergie et en η (figure 5.18). La transition à η=0.8 est due au fait que l'énergie dans le compartiment avant du calorimètre à cette position chute (voir figure 5.5), du fait que la taille des strips diminue à haut η, alors que celle du pré-échantillonneur et celle perdue devant le calorimètre augmentent ; ceci implique une augmentation du poids W_{01}.

5.4.4 Correction pour les fuites arrière

L'énergie perdue derrière le calorimètre est estimée à partir de celle déposée dans le compartiment arrière du calorimètre. La formule utilisée est la suivante :

$$E_{leak} = W_3 E_3 \tag{5.16}$$

Le paramètre est déduit par ajustement linéaire de la corrélation entre l'énergie perdue et celle visible dans le compartiment arrière.

On a tenu compte de l'effet de la diaphonie entre le compartiment milieu et le compartiment arrière (avant de dériver le poids W_3), en rajoutant 0.5% de l'énergie du compartiment milieu à celle du troisième compartiment. Autrement le facteur correctif (W_3) sera surestimé.

Le poids W_3, augmente d'une manière logarithmique en fonction de l'énergie (figure 5.20), cela peut être expliqué par la formule 5.6 définissant le maximum de la gerbe, qui varie comme $\ln E$. Sa dépendance en η est due à la variation de quantité de matière du calorimètre (figure 5.2).

5.4.5 Correction pour les fuites latérales

Les fuites latérales, c'est à dire l'énergie déposée latéralement au delà du cluster 3×3 sont paramétrisées par le facteur λ dans la formule 5.13. On corrige cette

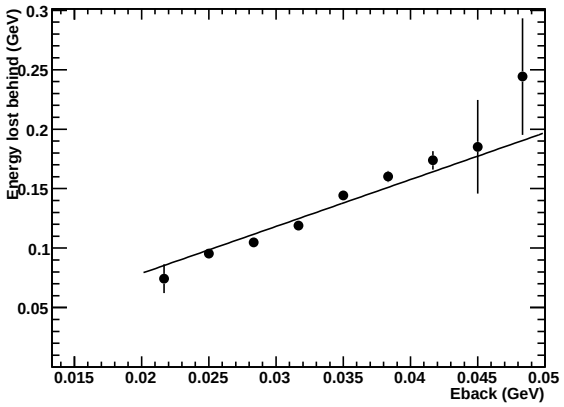

FIG. 5.19 – *Corrélation entre l'énergie perdue en aval du calorimètre et l'énergie déposée dans le compartiment arrière.*

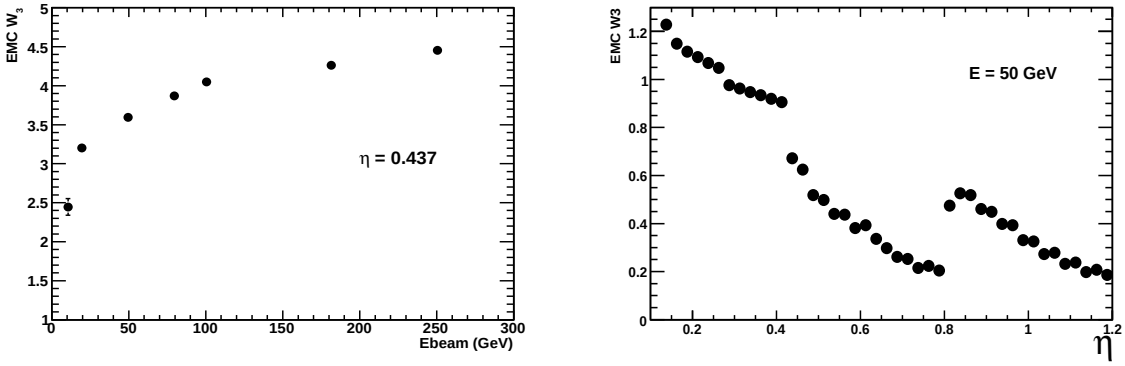

FIG. 5.20 – *Variation du poids appliqué à l'énergie dans le compartiment arrière du calorimètre en fonction de l'énergie (gauche) et η (droite).*

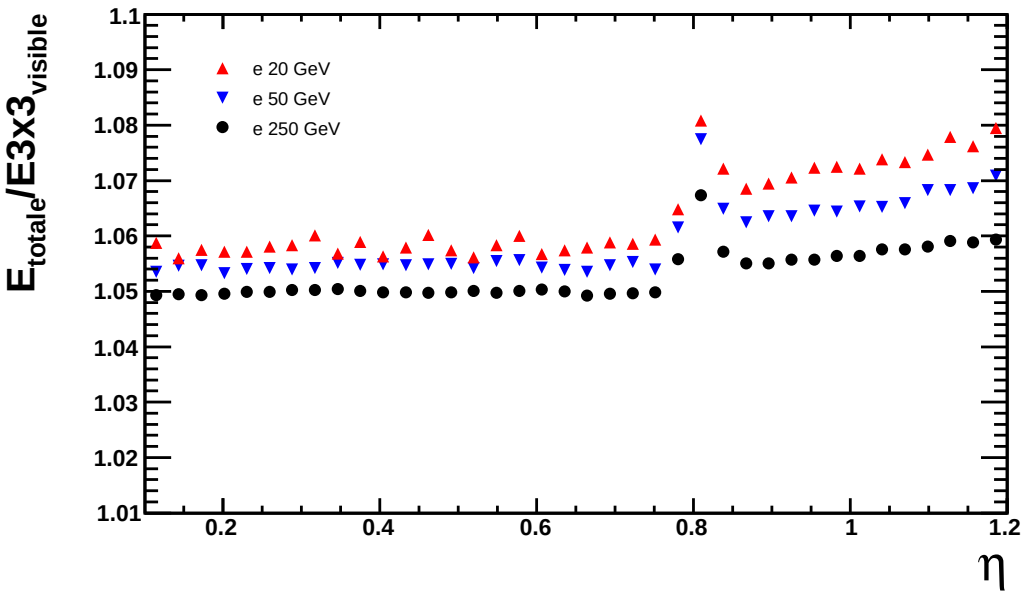

FIG. 5.21 – *Variation du paramètre λ de la formule d'étalonnage en fonction de l'énergie et de η.*

perte en appliquant le facteur λ à l'énergie visible dans les trois compartiments du calorimètre, E_{acc}. Ce facteur est estimé en utilisant la simulation Monte Carlo.

En fait le facteur λ contient, en plus de cette correction de fuite latérale la correction de la fraction d'échantillonnage. Il prend en compte la dépendance en énergie de la fraction d'échantillonnage(En effet, au niveau du code de la reconstruction de l'énergie d'une cellule, une seule valeur de la fraction d'échantillonnage est appliquée ; ce facteur dé-corrige cette fraction et applique la bonne valeur qui inclut les dépendances en énergie).

La figure 5.21 montre la variation de ce facteur en fonction de η pour des électrons à différentes énergies. La dépendance en η est due à la fraction d'échantillonnage qui varie entre les deux électrodes (car l'épaisseur de plomb change). On voit aussi une dépendance en énergie qui est, principalement, due aux fuites latérales. Le pic à $\eta = 0.8$ est dû à la transition entre les deux électrodes.

5.4.6 Validation de la méthode d'étalonnage

Une manière de tester la méthode de l'étalonnage est de reconstruire des électrons simulés à différentes énergies en utilisant les poids dérivés et de regarder la linéarité de la réponse. La figure 5.22 montre le rapport de l'énergie reconstruite sur l'énergie vraie (celle du faisceau) en fonction de l'énergie du faisceau. Une excellente linéarité de 0.1% est obtenue. Les résultats sur les vraies données seront présentés dans le chapitre suivant.

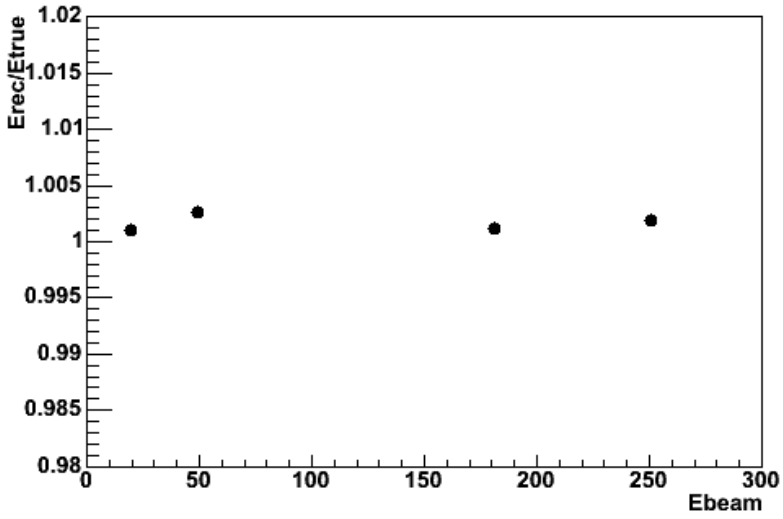

FIG. 5.22 – *Variation du rapport entre l'énergie reconstruite corrigée et l'énergie vraie en fonction de l'énergie de la particule incidente.*

5.5 Conclusion

L'étalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique du run combiné a été faite pour différentes énergies d'électrons et sur toutes les positions en η.

Les constantes d'étalonnage ont été vérifiées sur les données de la simulation et on obtient une excellente linéarité de 0.1%.

Toutes les étapes d'application de ces constantes aux données du run combiné ont été implémentées dans le code officiel d'ATLAS, et pourront être utilisées pour les données ATLAS de physique.

Références

[1] Particle Data Group, Review of Particle Physics, PRD 2002.

[2] R. Wigmans, *Calorimetry : Energy measurement in particle physics*, Oxford UK, Clarendon (2000).

[3] K. Pinkau, Phys. Rev. 139 (1965) 1548.

[4] J. del Peso, E. Ros, *Monte Carlo Investigation of the transition effect*, Nucl. Instrum. Meth. A295 (1990) 330.

[5] M. Lefebvre et al, *Electromagnetic Liquid Argon Accordion Calorimeter Simulation*, RD3 note 41, January 28, 1993.

[6] P. Barrillon, *Construction du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et études de ses performances*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, (2002).

[7] G. Unal, http ://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py ?confId=a051025, 2005.

[8] S. Agostinelli et al., *Geant4 : A Simulation Toolkit*, NIM A 506 (2003), 250-303.

[9] M. Aharrouche et al., *Energy Linearity and Resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter in an Electron Test-Beam*, physics/0608012.

[10] W. Lampl, *optimizing the energy measurment of the ATLAS electromagnetic calorimeter*, PhD Thesis, CERN-THESIS-2006-002, 2005.

Chapitre 6

Etude des performances du calorimètre électromagnétique

Contenu

6.1 Introduction . . . 105
6.2 Données . . . 105
6.3 Sélection des électrons . . . 105
6.4 Correction des effets géométriques . . . 107
6.4.1 Modulation de l'énergie en fonction de η . . . 107
6.4.2 Modulation de l'énergie en fonction de ϕ . . . 109
6.4.3 Correction de position : forme en "S" . . . 112
6.5 Correction de la haute tension . . . 113
6.6 Performances du calorimètre . . . 114
6.6.1 Résolution en énergie . . . 114
6.6.2 Linéarité de réponse . . . 118
6.6.3 Uniformité de réponse . . . 118
6.7 Conclusion . . . 119

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, je présente l'analyse des données du run combiné.

Dans un premier temps je présente la méthode d'analyse et les corrections géométriques appliquées à l'énergie et à la position du cluster. Je montre ensuite les résultats de l'analyse de la résolution en énergie, de la linéarité de la réponse avec l'énergie et de l'uniformité de la réponse suivant η du calorimètre électromagnétique.

6.2 Données

L'analyse présentée dans ce chapitre a été faite sur les électrons, en utilisant la méthode de calibration décrite dans le chapitre précédent. Ainsi un certain nombre de données vraies et de simulation ont été produites, pour différentes énergies et position en η.

Pour l'étude de la résolution en énergie et de la linéarité, le point en η=0.437 a été étudié à 5 énergies différentes, de 9 GeV à 250 GeV. L'étude de l'uniformité de la réponse du calorimètre a été faite sur les données d'un balayage ("*scan*") en η, de η= 0.063 à η =0.613 à l'énergie de 180 GeV.

Le tableau 8.1 donne différentes informations sur les données prises : énergie des électrons, valeur de η, le numéro de run et le nombre total d'événements. La position en ϕ est toujours la même, ϕ=0. En effet, durant le run combiné, du fait de présence des autres sous détecteurs le calorimètre ne peut être tourné en ϕ. Notons aussi que pour les mêmes raisons le calorimètre ne peut être tourné en η au delà du point η=1.2.

Energie (GeV)	η	Runs	Nombre d'évts. accumulés
250	0.437	2101326	30K
180	0.063-0.613	2100516-2100540	460k
50	0.437	2100330	25K
20	0.437	2102397	20K
9	0.437	2102096	20K

TAB. 6.1 – *Nombre d'événements et types des données produites pour les analyses de ce chapitre.*

6.3 Sélection des électrons

Le faisceau d'électrons n'est pas complètement pur et est contaminé essentiellement par des pions et des muons. Différentes méthodes sont utilisées pour séparer les électrons des autres particules. Ces méthodes dépendent de la nature et l'énergie des particules à rejeter.

Séparation électron-pion Le compteur Tcherenkov C2 (voir chapitre 4) a été utilisé pour séparer les électrons des pions. En effet, la pression du gaz contenu dans le Tcherenkov défini un seuil en énergie en dessous duquel le pion ne donne pas de signal, et lors du passage d'un pion d'énergie en dessous du seuil seule la valeur du piédestal est mesurée (aux alentours de 750 coups d'ADC). Le tableau 6.2 donne les coupures utilisées sur les valeurs provenant du compteur Tcherenkov C2 pour séparer les électrons des pions.

Energie (GeV)	Coupure sur C2	Muon Tag (ADC)
250		<500
180	>750	<500
50	>850	<500
20	>700	<500
9	>650	<500

TAB. 6.2 – *Coupures appliquées sur le Tcherenkov et le "Muon Tag" pour séparer les électrons des pions et des muons, respectivement.*

A 250 GeV le Tcherenkov C2 ne peut plus être utilisé pour éliminer les pions. On utilise le profil longitudinal de la gerbe ou les rapports entre les énergies de chaque compartiment pour les éliminer. Ainsi une corrélation entre l'énergie dans le compartiment milieu et le compartiment avant (figure 6.1) peut très bien séparer les électrons des pions. En effet, un pion dépose très peu d'énergie dans les deux premiers compartiments du calorimètre, alors qu'un électron dépose ∼70% de son énergie dans le compartiment milieu et ∼20% dans le compartiment avant (voir chapitre 5).

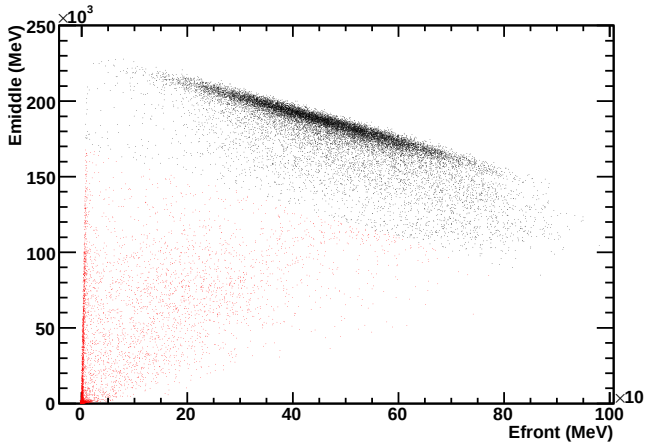

FIG. 6.1 – *Corrélation entre l'énergie déposée dans le compartiment milieu et le compartiment avant pour un électron à 250 GeV. Les événements correspondant aux points rouges sont rejetés.*

Cette méthode sert aussi à rejeter les muons. Néanmoins on peut aussi utiliser le scintillateur muTag pour rejeter les muons. Dans le tableau 6.2 sont présentées les coupures appliquées pour différentes énergies d'électrons.

6.4 Correction des effets géométriques

6.4.1 Modulation de l'énergie en fonction de η

Les fuites latérales, que j'appelle locales, en dehors de l'amas de cellules sont essentiellement dues à la taille finie de l'amas. Suivant la position du centre de la gerbe dans la cellule graine du cluster, l'énergie contenue dans celui-ci change. Lorsque le centre de la gerbe ou le barycentre coïncide avec le centre de la cellule graine, l'énergie mesurée dans l'amas est maximale, et au bord de la cellule l'énergie de l'amas chute de 1% de son maximum (voir figure 6.2). Cet effet peut être expliqué par le fait, que l'énergie est distribuée symétriquement autour du centre de la gerbe, et donc un amas centré au centre de la cellule contient plus d'énergie qu'un amas décentré.

FIG. 6.2 – *Schéma explicatif de l'effet de la parabole. Quand le barycentre de la gerbe coïncide avec le centre de la cellule, on a un maximum d'énergie dans le cluster.*

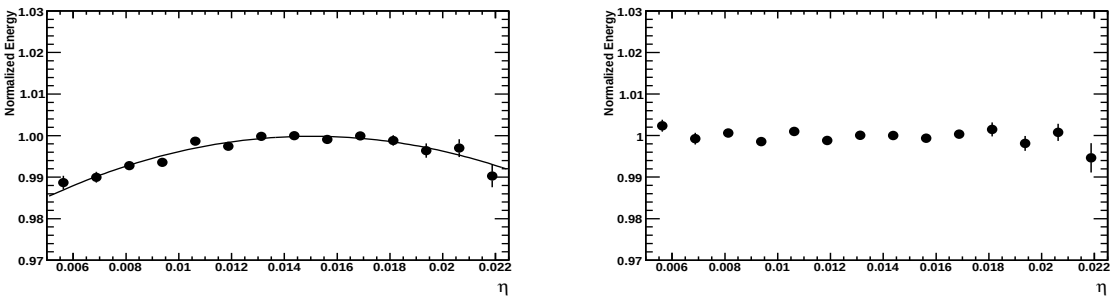

FIG. 6.3 – *Energie totale, normalisée à la valeur de l'énergie au centre de la cellule, en fonction du barycentre en η du cluster dans une cellule du compartiment milieu, pour un électron à 20 GeV avant (gauche) et après (droite) correction.*

La variation de l'énergie de l'amas en fonction du barycentre peut être modélisée par une parabole d'équation :

$$F(\eta_{bar}) = C_0 + C_1.(\eta_{bar} - \eta_{centre} + \Delta\eta/2) + C_2.(\eta_{bar} - \eta_{centre} + \Delta\eta/2)^2 \qquad (6.1)$$

où $\Delta\eta$=0.025 est la taille d'une cellule du compartiment milieu, C_0 est la valeur de l'énergie, quand le centre de la gerbe est au bord de la cellule, et C_1 et C_2 décrivent la forme de la parabole.

La figure 6.4 montre la variation des paramètres de la parabole en fonction de l'énergie, comparées avec les données de la simulation. L'effet peut être considéré comme indépendant de l'énergie au premier ordre. Dans la région de notre *scan* en η, l'effet est, évidemment, indépendant de la position en η vu que la dimension des cellules suivant η, ϕ ne changent pas.

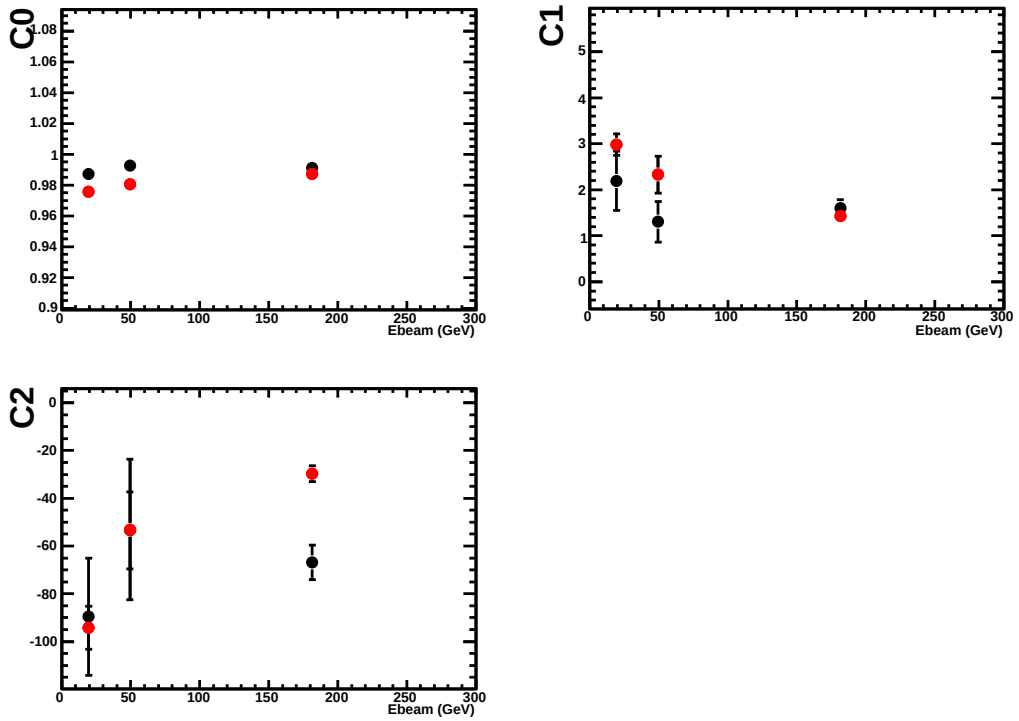

FIG. 6.4 – *Variation des trois paramètres de la parabole en fonction de l'énergie. Les points rouges sont les vraies données et les points noirs sont les données simulées.*

La correction est appliquée en divisant l'énergie de l'amas par la valeur de cette fonction en son barycentre. Après application de ces corrections, on remarque aussi qu'il y a des effets résiduels au niveau des données dus au fait que la taille limitée du faisceau qui ne couvre pas toute la cellule ce qui affecte la détermination des paramètres. La figure 6.3 montre cet effet pour un électron à 20 GeV, avant et après

application de la correction.

6.4.2 Modulation de l'énergie en fonction de ϕ

L'énergie de l'amas varie en fonction de la position du barycentre en ϕ. En effet la géométrie en accordéon du calorimètre [1, 2] fait que la longueur de radiation traversée par une particule n'est pas la même suivant la position en ϕ. Si la particule passe au niveau du sommet des plis de l'accordéon elle traverse plus de plomb (du fait que les sommets ne sont pas pointus mais arrondis) et donc perd plus d'énergie dans cette région. Comme la cellule est faite de quatre absorbeurs, la particule peut rencontrer le sommet des plis jusqu'à quatre fois. S'ajoute à cet effet les fuites latérales dues à la taille finie de l'amas, comme expliqué aussi en η. On s'attend donc à une modulation périodique convoluée à une parabole dans une cellule.

La figure 6.5 gauche montre l'énergie de l'amas en fonction de la position du barycentre en ϕ dans une partie de la cellule (le faisceau était étroit et tapait entre deux cellules en ϕ) pour un électron à 250 GeV. Comme attendu, on voit les deux effets expliqués ci-dessus, à savoir les modulations sinusoïdales et l'effet de la parabole où l'énergie de l'amas augmente du bord de la cellule vers le centre. Les points de la courbe sont obtenus en prenant la moyenne de l'énergie dans chaque interval en ϕ, après un ajustement gaussien asymétrique [-1.σ,3σ] de la distribution de l'énergie.

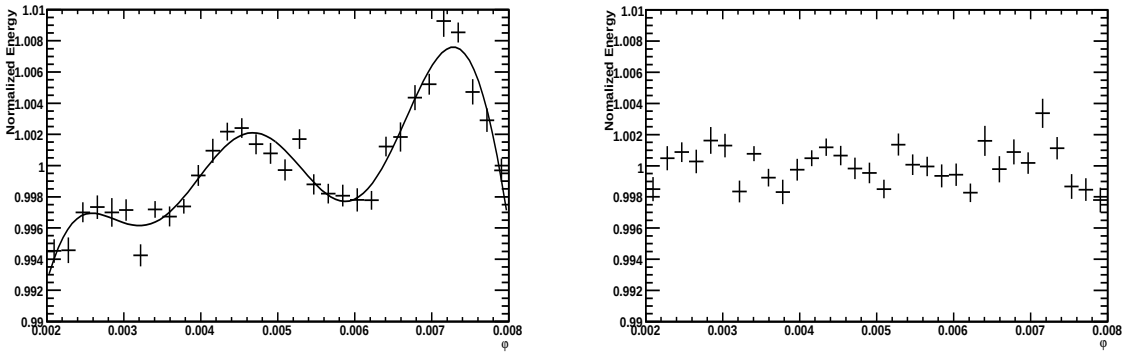

FIG. 6.5 – *Energie totale, normalisée, en fonction du barycentre en ϕ du cluster dans une cellule du compartiment milieu, pour un électron à 250 GeV, avant (gauche) et après (droite) correction.*

Cet effet est corrigé en deux étapes. Dans la première étape on corrige l'effet des fuites latérales en utilisant la même méthode (même formule) décrite avant, pour la direction η, et la deuxième étape consiste à corriger l'effet des modulations. Cet effet a été modélisé par cette fonction [3] :

$$F(\phi) = 1 + c_0[Acos(N\phi + c_2) + (1 - A)cos(2N\phi + c_3)] \tag{6.2}$$

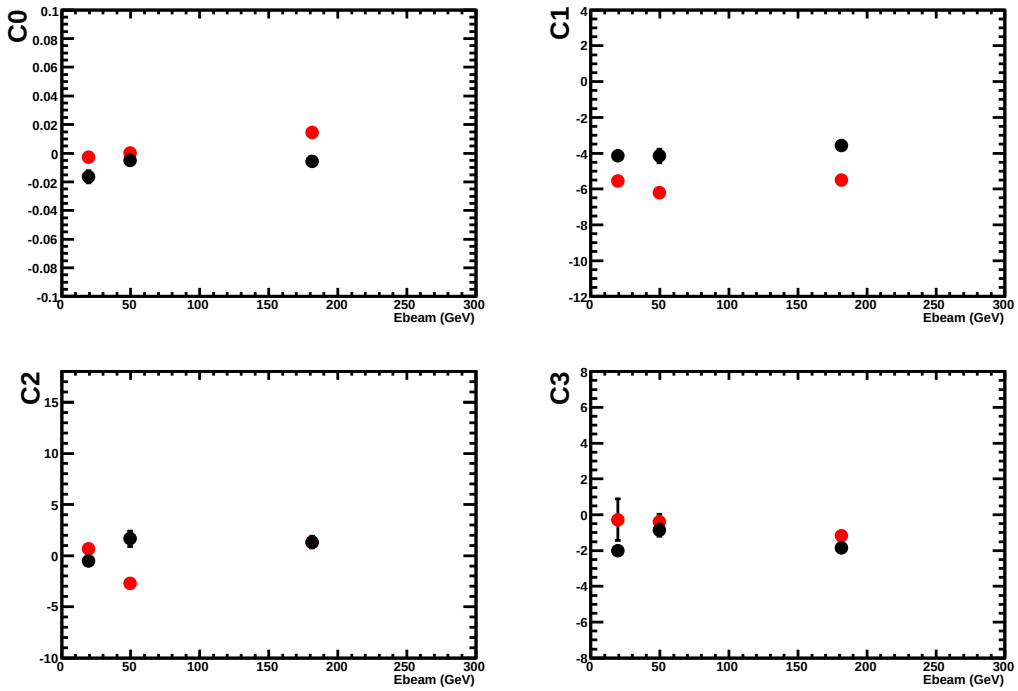

FIG. 6.6 – *Variation des 4 paramètres de la fonction 6.2 en fonction de l'énergie. Les points rouges pour les vraies données et noirs pour les Monte-Carlo.*

où $A = tan^{-1}c_1/\pi + 0.5$ et N=1024, le nombre d'absorbeur dans une roue du calorimètre. Les paramètre c_i (i=0,1,2,3) sont définis à partir des données en ajustant cet effet sur différentes positions en η et différentes énergies. La figure 6.6 montre la variation de ces paramètres en fonction de l'énergie, qui peuvent être considérés constants pour les hautes énergies. Sur la figure 6.7 est présentée la variation de ces paramètres en fonction de η. Les valeurs des paramètres varient, significativement, dans les trois régions en η : $\eta < 0.4$, $0.4 < \eta < 0.8$ et $\eta > 0.8$. Ces paramètres ont été dérivés pour différentes positions en η, et une interpolation est utilisée pour les positions non couvertes. Les deux figures contiennent les paramètres dérivés à partir des données vraies et ceux à partir des données de la simulation. On observe un bon accord entre données vraies et simulées.

La correction est faite en divisant l'énergie de l'amas par la valeur de cette fonction en son barycentre ϕ. La figure 6.5 droite montre le résultat de l'application de ces corrections. Comme on le voit sur la figure 6.8, la correction n'est pas parfaite. Les résidus sont essentiellement dus au fait que le faisceau ne touche qu'une partie de la cellule et donc les paramètres qui en dérivent sont affectés. Notons que ce résidu est aussi vu avec les données Monte-Carlo d'ATLAS [3].

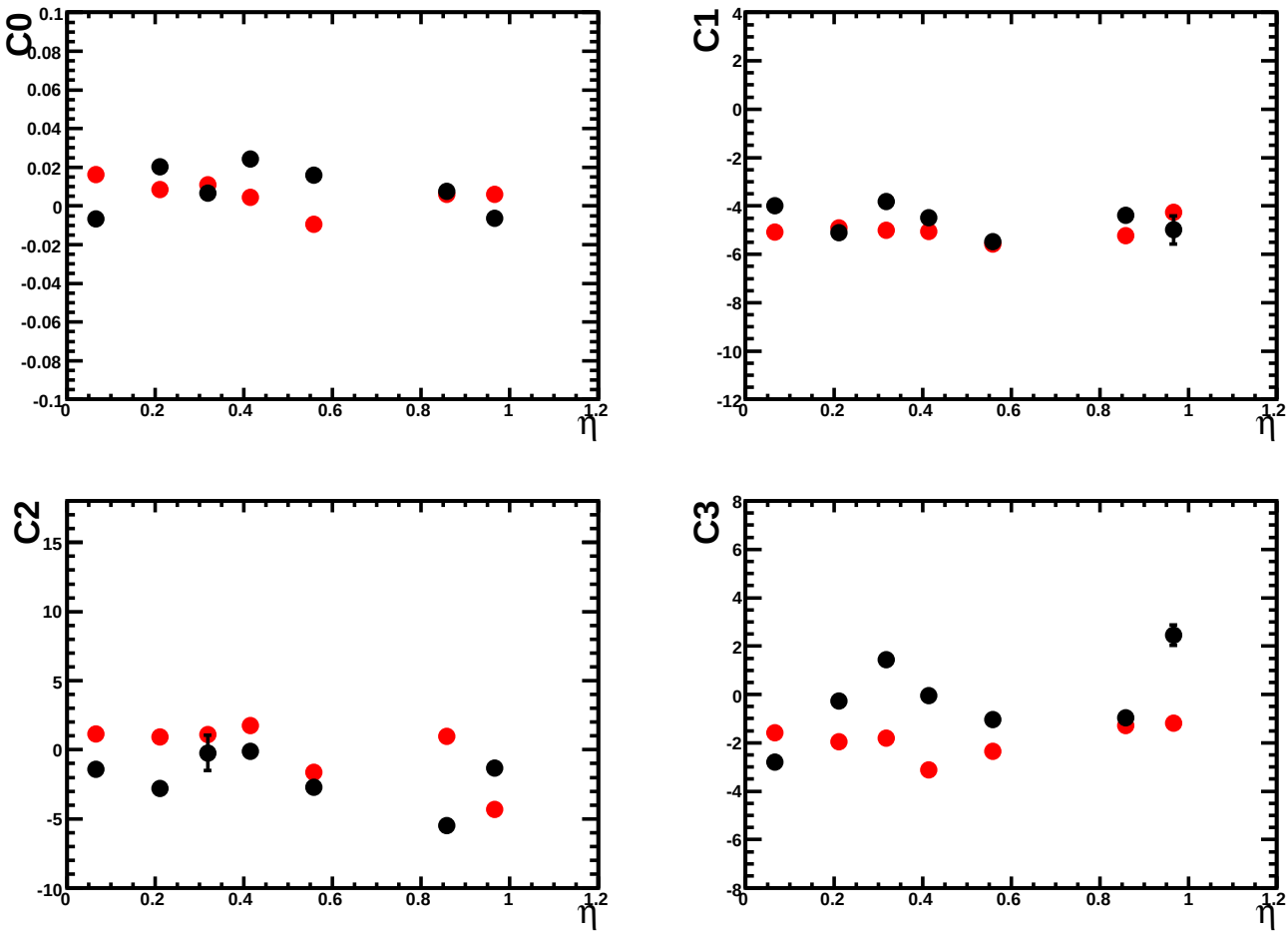

FIG. 6.7 – *Variation des 4 paramètres de la fonction 6.2 en fonction de η. Les points rouges correspondent aux vraies données et les points noirs aux données simulées.*

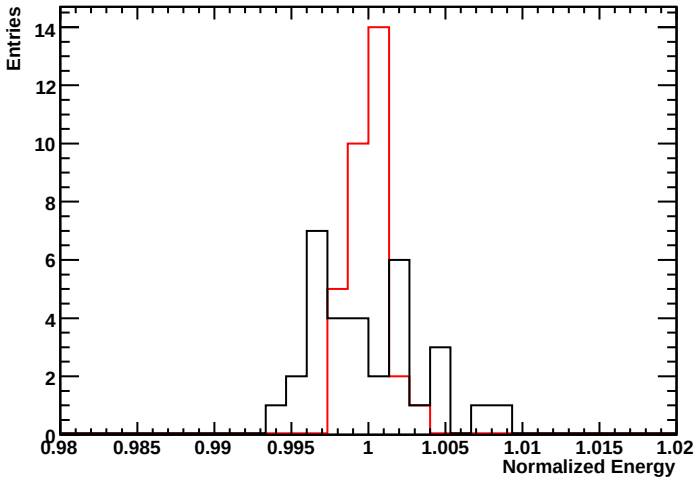

FIG. 6.8 – *Distribution des valeurs moyennes de l'énergie dans chaque bin en ϕ avant (ligne noire) et après (ligne rouge) correction.*

6.4.3 Correction de position : forme en "S"

Le calcul du barycentre en η induit un biais, avec une tendance à ramener la position vers le centre de la cellule. Cet effet est dû à la taille finie de la cellule. Une forme particulière, en "S", est donc obtenue pour le barycentre en fonction des vraies positions. La figure 6.9 montre cette forme pour un électron de 20 GeV, avant et après application de la correction.

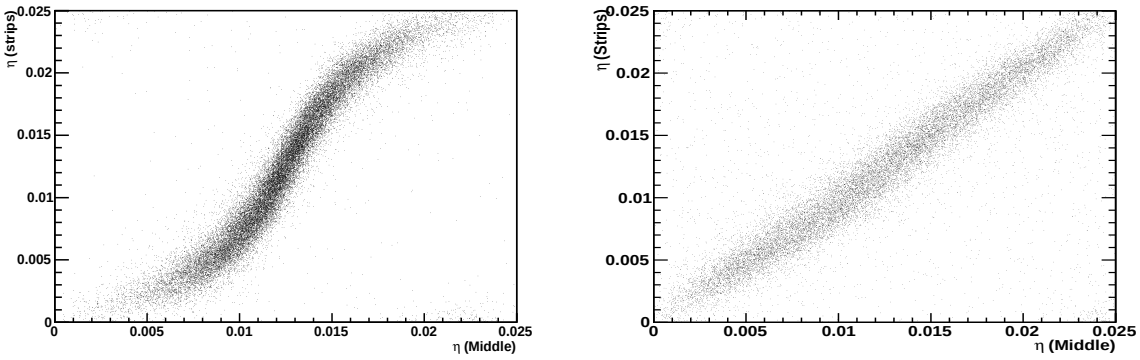

FIG. 6.9 – *Forme en "S" pour la distribution de η reconstruit dans le compartiment avant (considéré comme vrai) en fonction du barycentre reconstruit dans le compartiment milieu avant (gauche) et après (droite) correction.*

Notons que l'effet a été corrigé en utilisant les mêmes paramètres que ceux utilisés

pour ATLAS [3], dérivés de la méthode de construction d'amas "*sliding windows*". Cela est justifié par le fait que cette correction est indépendante de la taille du cluster.

6.5 Correction de la haute tension

Une face d'une des électrodes (N° 34) du quatrième secteur de haute tension du calorimètre électromagnétique, qui couvre la région en $0.6 < \eta < 0.8$, était déconnectée (court-circuit). Cela a pour effet que l'énergie est mal mesurée dans les cellules de ce secteur. Pour corriger cet effet pour les cellules qui rentrent dans cette région, on applique deux corrections différentes suivant le type de cellules :

Pour les cellules du compartiment milieu et compartiment arrière on fait les deux hypothèses suivantes :

- aucun signal n'est collecté sur la face déconnectée de cette électrode (pas de champ électrique dans le demi-espace sans haute tension)
- Le signal est uniformément réparti (en ϕ) sur les 4 électrodes d'une cellule.

On estime ainsi la correction dans une cellule du milieu ou arrière par :

$$E_{HV} = \frac{8}{7} \times E_{noHV} \tag{6.3}$$

où 8 est le nombre de faces d'électrodes d'une cellule du compartiment milieu ou arrière, dont 7 seulement sont connectées. Les indices $noHV$ et HV pour indiquer le signal réellement mesuré et le signal qu'on aurait dû mesurer sans problème de haute tension, respectivement.

Une cellule du compartiment avant "*strip*", regroupe 16 électrodes et on doit abandonner la deuxième hypothèse (uniformité du signal en ϕ c'est à dire $E_{HV} \neq \frac{32}{31} \times E_{noHV}$). On corrige donc son énergie (E1) en utilisant les deux cellules du compartiment milieu qui sont juste en face (c'est-à-dire que la position en η de la *strip* est la même que celle des deux cellules du milieu et la position en ϕ des deux cellules est inférieure à celle de la *strip*). Une des deux cellules a donc forcément le problème de haute tension ($Em1_{noHV}$) mais pas l'autre cellule ($Em2_{HV}$). On suppose que l'énergie de la *strip* est proportionnelle à l'énergie dans les cellules du milieu qui sont en face :

$$E1_{noHV} = a \times (Em1_{noHV} + Em2_{HV}) \tag{6.4}$$

et donc l'énergie corrigée de la *strip* est proportionnelle aux deux cellules du milieu qu'on a corrigées de cet effet :

$$E1_{HV} = a \times (\frac{8}{7} \times Em1_{noHV} + Em2_{HV}) \tag{6.5}$$

Et cette équation devient simplement :

$$E1_{HV} = \frac{\frac{8}{7} \times Em1_{noHV} + Em2_{HV}}{Em1_{noHV} + Em2_{HV}} \times E1_{noHV} \tag{6.6}$$

Un algorithme a été écrit spécialement pour tenir compte de cette correction. Cet algorithme est appliqué lors du calcul de l'énergie dans les cellules avant reconstruction des clusters.

La figure 6.10 montre la distribution de l'énergie pour une cellule ayant ce problème de haute tension, avant et après correction. En appliquant la correction on gagne 1 GeV sur l'énergie moyenne et la résolution en énergie est améliorée de 10%. Néanmoins la résolution reste affectée par ce problème, cela est dû au fait que notre correction est indépendante de ϕ.

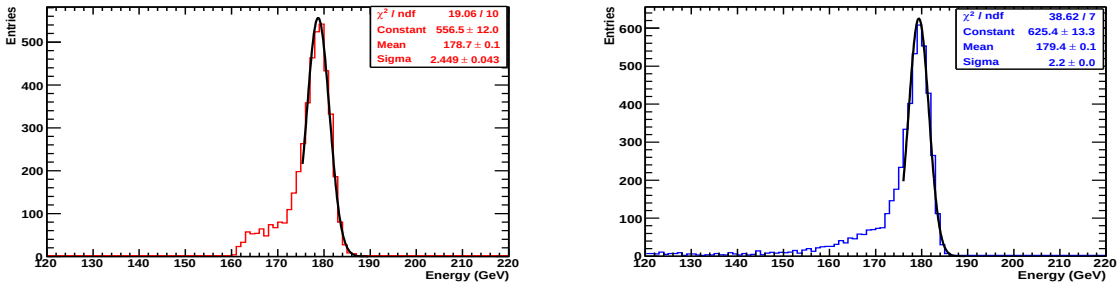

FIG. 6.10 – *Distribution de l'énergie pour η=0.64, zone où il y a le problème de haute tension, avant correction (ligne rouge) et après correction (ligne bleue).*

6.6 Performances du calorimètre

Toutes les corrections présentées jusqu'à présent ont été appliquées, dans la configuration logicielle d'ATLAS, pour valider les performances du calorimètre.

6.6.1 Résolution en énergie

Considérée comme la plus importante performance d'un calorimètre, la résolution en énergie est définie comme étant la précision avec laquelle les énergies des particules, d'énergies connues, sont reproduites à partir des mesures du calorimètre. Elle est, généralement, paramétrée comme suit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{6.7}$$

où $\oplus$ représente une somme quadratique. Chaque terme de la somme traduit un effet qui contribue et limite la résolution en énergie : a est le terme d'échantillonnage, b représente le bruit électronique et l'effet du (" *pile-up*"), qui lors des tests en faisceau était nul et c est le terme constant.

Terme d'échantillonnage La résolution est, en général, dominée par le terme d'échantillonnage, ou autrement dit par le fait que l'énergie d'une gerbe est échantillonnée.

Comme le signal total mesuré est la somme des signaux induits par chaque particule traversant le milieu actif, les fluctuations du nombre de particules de la gerbe entrainent aussi des fluctuations sur l'énergie mesurée. Ces fluctuations, présentées par le terme $\frac{a}{\sqrt{E}}$, contribuent donc au terme de la résolution en énergie. a est la contribution de ces fluctuations pour 1 GeV.

Bruit électronique Sa contribution à la résolution varie en E^{-1}. Ses valeurs dans les clusters ont été calculés, à partir des distributions du bruit (après soustraction du piédestal) dans les événements à déclenchement aléatoire, comme l'écart quadratique moyen de ses fluctuations. Les valeurs trouvées à $\eta = 0.437$ pour chaque compartiment dans le cluster sont données dans le tableau 6.3.

Compartiment	Bruit électronique (MeV)
Pré-échantillonneur	40.6
Avant	12.6
Milieu	31.5
Arrière	23

TAB. 6.3 – *Valeur du bruit électronique dans une cellule pour chaque compartiment du cluster. Ce qui donne en moyenne un bruit total de 200 MeV.*

Impulsion du faisceau L'impulsion du faisceau est déterminée par les deux collimateurs [4] C3 et C9 de la ligne du faisceau. Suivant la taille de l'ouverture des deux collimateurs l'impulsion de chaque électron est à l'intérieur d'un domaine $\frac{\Delta p}{p}$ qui peut être paramétrisé comme suit :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\sqrt{C_3^2 + C_9^2}}{27} \tag{6.8}$$

où C_3 et C_9 sont les ouvertures des deux collimateurs C3 et C9 en mm, et 27 [mm/%] est la dispersion verticale du spectromètre H8. Cependant, on a observé que pour une valeur donnée de l'ouverture de C3, le RMS sur l'impulsion est constant pour toute valeur de l'ouverture du collimateur C9 au dessus de 20 mm [5]. Une nouvelle relation donc été définie et utilisée dans mes analyses :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\sqrt{C_3^2 + min(C_9^2, 20^2)}}{27} \tag{6.9}$$

déduite des analyses faites sur les données de la simulation Monte-Carlo de la ligne du faisceau.

Le RMS de l'impulsion (distribution quasi-uniforme à l'intérieur de Δp) est :

$$\sigma(\frac{\Delta p}{p}) = \frac{1}{\sqrt{12}}(\frac{\sqrt{C_3^2 + min(C_9^2, 20^2)}}{27}) \tag{6.10}$$

Le tableau 6.4 représente les valeurs de l'incertitude sur l'impulsion du faisceau pour les runs utilisés dans mon analyse.

Run	Energy (GeV)	Collimateur C3 (mm)	Collimateur C9 (mm)	RMS (%)
2101326	250	-3/3	-3/3	0.08
2100531	180	-10/10	-5/0	0.2
2100330	50	-40/40	-40/40	0.85
2102397	20	-30/30	-40/40	0.64
2102096	9	-15/15	-25/25	0.54

TAB. 6.4 – *Ouvertures des collimateurs C3 et C9 et l'incertitude sur l'impulsion du faisceau pour différentes énergies.*

Dépendance de l'énergie avec la phase TDC L'énergie reconstruite dépend de la phase (voir figure 6.11) entre le déclenchement et l'horloge 40 Mhz. Cela est dû au fait que les OFCs ne sont pas calculés sur la bonne forme du signal (voir chapitre 4). Le RMS des valeurs moyennes de l'énergie dans chacun des 25 bins est soustrait de la résolution en énergie. Le tableau 6.5 représente les valeurs correspondant à chaque run de mon analyse.

Run	Energie (GeV)	RMS (%)
2101326	250	0.4
2100531	180	0.2
2100330	50	0.26
2102397	20	0.56
2102096	9	1.3

TAB. 6.5 – *Valeurs, pour chaque run, du RMS des variations de l'énergie en fonction de la phase.*

La figure 6.11 montre les valeurs moyennes de la distribution de l'énergie, après ajustement gaussien, dans chaque bin en phase.

La résolution a été étudiée pour 5 points en énergie de 9 à 250 GeV à η= 0.437. Les corrections des modulations en η et ϕ, et les poids longitudinaux ont été dérivés et appliqués pour chaque point. La figure 6.12 montre le résultat obtenu après soustraction du bruit électronique (200MeV), de l'incertitude sur l'impulsion du faisceaux et du RMS des fluctuations de l'énergie en fonction de la phase. On obtient un terme stochastique de 10.6 % $GeV^{1/2}$ et un terme constant local de 0.43 %. Ces résultats sont comparables aux résultats obtenus avec les modules étalonnés en faisceau test [6–8] et satisfont les performances requises pour ATLAS.

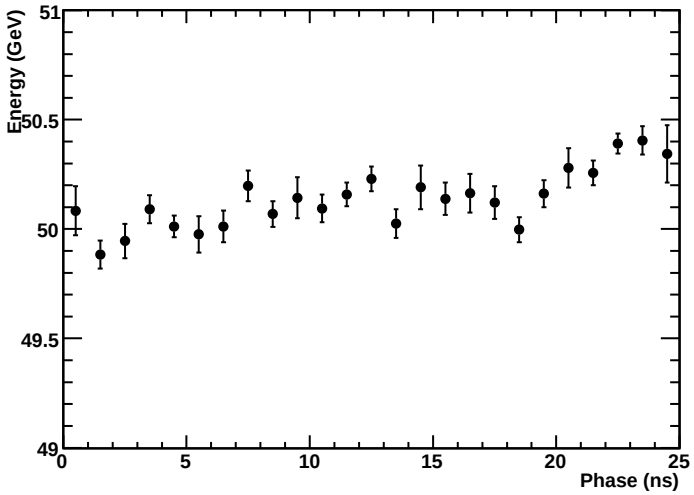

FIG. 6.11 – *Valeurs moyennes de l'énergie dans chaque bin de 1 ns de la phase.*

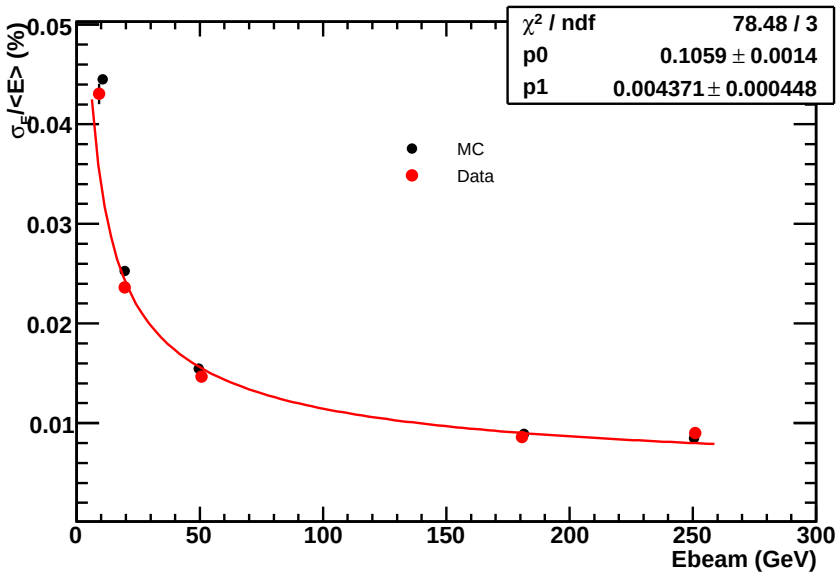

FIG. 6.12 – *Résolution en énergie σ_E/E en fonction de l'énergie du faisceau à η=0.437, pour les données (points rouges) comparées aux Monte-Carlo (points noirs). Les paramètres d'ajustement p0 et p1 sont repectivement le terme d'échantillonnage et le terme constant.*

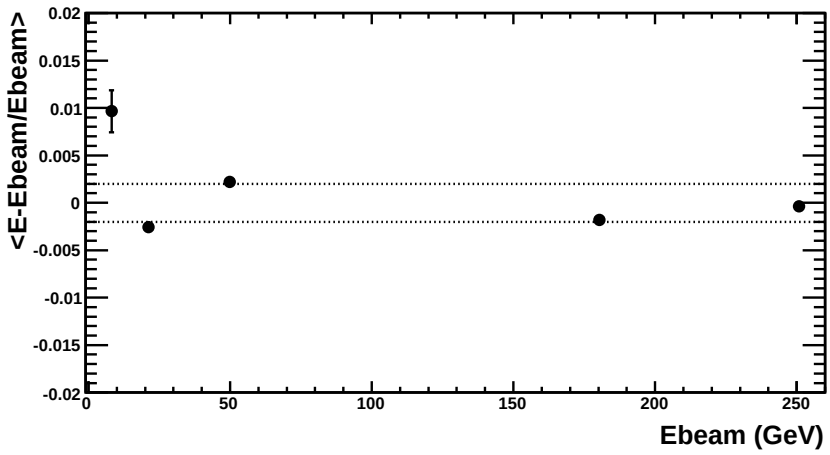

FIG. 6.13 – *Différence relative de l'énergie reconstruite et l'énergie du faisceau en fonction de l'énergie du faisceau, à η=0.437.*

6.6.2 Linéarité de réponse

La linéarité de réponse du calorimètre a été étudiée pour différentes énergies des particules incidentes de 9 et 250 GeV, à $\eta = 0.437$. Toutes les corrections décrites avant sont dérivées et appliquées pour chaque valeur d'énergie.

La figure 6.13 montre en fonction de l'énergie de la particule incidente, la différence relative de l'énergie moyenne, obtenue après ajustement gaussien de la distribution de l'énergie reconstruite. Les barres d'erreur sont les incertitudes statistiques obtenues avec la procédure d'ajustement. Une linéarité de 0.2% est obtenue pour les énergies de 20 à 250 GeV. Le point à 9 GeV est plus haut que les autres points de 0.8%.

6.6.3 Uniformité de réponse

L'étude de l'uniformité a été faite sur 23 cellules de la même ligne en ϕ=0 du calorimètre pour des électrons à 180 GeV.

La figure 6.14 montre l'énergie reconstruite après application des corrections en fonction du barycentre reconstruit dans le compartiment du milieu. La courbe de droite est la projection ou la distribution des 23 points obtenus. La dispersion par rapport à la valeur moyenne est de 0.44%. C'est une valeur de l'uniformité de réponse qui est très bonne comparée aux résultats obtenus précédemment [7, 8].

La figure 6.15 montre la résolution en énergie à 180 GeV pour différents points en η. A grand η on remarque une dégradation de la résolution du fait du problème de haute tension. En effet dans le secteur 4 de haute tension du module, qui couvre la région $0.6 < \eta < 0.8$, une face d'une électrode était déconnectée (et donc ne recevait pas de signal). Cet effet a été corrigé, comme on peut le voir sur l'échelle d'énergie

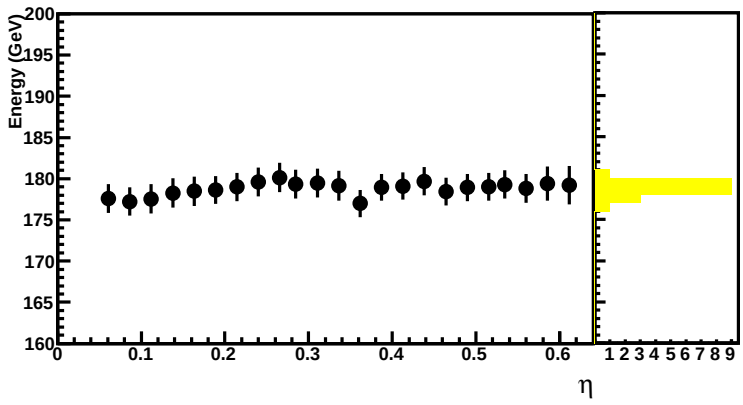

FIG. 6.14 – *Energie moyenne reconstruite en fonction de la position du barycentre en η. La courbe de droite est la distribution des 23 points, le RMS vaut 0.44%.*

de la figure 6.14, mais un petit impact sur la résolution persiste (environ 20%). On s'attend aussi à une dégradation de la résolution en énergie en fonction de η à cause de l'effet d'angle.

Le terme constant global peut être déduit donc de l'uniformité de réponse, 0.44 %, et le terme constant local à η=0.437, 0.43 %. Il est de 0.61% (somme quadratique des termes précédents). Une manière de vérifier ce résultat est de calculer le même paramètre à partir du RMS de la distribution de l'énergie totale de tous les événements (toutes les cellules mélangées) (voir figure 6.16). On trouve 0.62% ce qui est très proche de la valeur dérivée par l'autre méthode.

6.7 Conclusion

Au run combiné et à partir d'électrons, l'étude de la résolution en énergie a montré un terme d'échantillonnage de 10.6% et un terme constant local de 0.43%. L'étude de l'uniformité de la réponse dans le domaine en η, 0.05< η <0.64 à une énergie de 180 GeV montre une uniformité de 0.44%, ce qui donne un terme constant global de 0.61%. Enfin la linéarité de la réponse est meilleure que 0.2% entre 20 GeV et 250 GeV.

Ces performances sont en accord avec ce qui a été mesuré sur les modules étalonnés en faisceau test [9–11] et satisfont le cahier des charges d'ATLAS. Ceci montre aussi la validité des corrections détaillées dans le chapitre 5 calculées à partir des simulations et appliquées ici sur les vraies données.

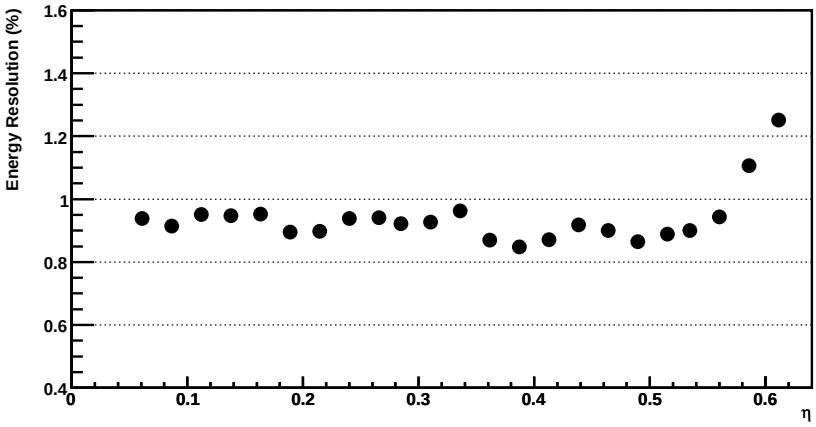

FIG. 6.15 – *Variation de la résolution en énergie pour des électrons à 180 GeV en fonction de la position η.*

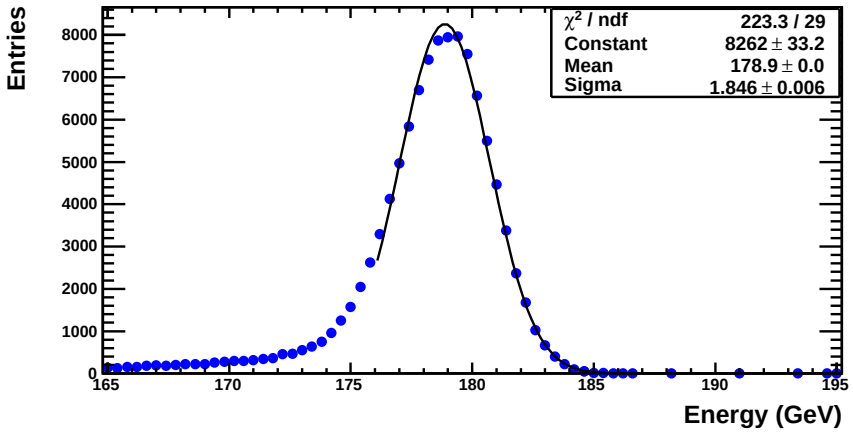

FIG. 6.16 – *Distribution de l'énergie, des électrons à 180 GeV, reconstruite dans les 23 cellules du balayage en η. La résolution ($\sigma/< E >$) est de 1.03%.*

Références

[1] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-040.

[2] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-041.

[3] S. Scott, https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/LArEMCorr.

[4] H8 manual, *Introduction to the use of the H8 beam*, Internal CERN publication, SL/EAKE, Geneva 2000.

[5] M. Boonekamp, *Status of beam line calculations*, Presentation at CERN, 16 May 2006.

[6] Colas, J. et al, *Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A550 (2005) 96.

[7] B. Aubert et al., *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. A 558 (2006) 388-418.

[8] B. Aubert et al. (ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Collab.), Nucl. Inst. and Meth. A 500 (2003) 178.

[9] M. Aharrouche et al., *Energy Linearity and Resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter in an Electron Test-Beam*, physics/0608012.

[10] W. Lampl, *optimizing the energy measurment of the ATLAS electromagnetic calorimeter*, PhD Thesis, CERN-THESIS-2006-002, 2005.

[11] G. Graziani, *Linearity of the response to the test beam electrons for EM Barrel modue P13*, ATL-LARG-2004-001.

Chapitre 7

Mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les événements $pp \to Z/\gamma^* \to e^+e^-$

Contenu

7.1 Introduction 123
7.2 Définition de l'asymétrie Avant-Arrière 123
7.3 Données MC 126
7.3.1 Signal 126
7.3.2 Bruit de fond 127
7.4 Méthode de l'analyse 129
7.5 Cinématique du signal 134
7.6 Résultats 135
7.7 Conclusion et Discussion 138

7.1 Introduction

Les analyses effectuées au LEP et au SLC [1] ont montré et validé les prédictions du Modèle Standard avec une grande précision. Ces mesures laissent peu de place pour une éventuelle existence d'une nouvelle physique. Avec le LHC les précisions peuvent être encore améliorées et permettront de contraindre le MS à une échelle encore plus petite et on espère ainsi vérifier l'existence ou pas d'une nouvelle physique.

Comme on a vu dans le premier chapitre, les mesures des différents paramètres de la théorie électrofaible sont sensibles aux effets des corrections quantiques associées au boson de Higgs. M_W et $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ dépendent quadratiquement de la masse du top et logarithmiquement de la masse du Higgs (à l'ordre d'une boucle). Une détermination indirecte de la masse du Higgs est possible à partir de la masse du top et de l'angle de mélange effectif. Avec une précision [4] de l'ordre de 6.10^{-5} sur la valeur de $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ et 0.5 GeV sur la masse du top, on peut déterminer la masse du Higgs avec une précision de 10%. Cette détermination nous permettra de vérifier la cohérence du Modèle Standard et de valider une éventuelle découverte du boson de Higgs.

Au LHC, avec une production de $\sim 1.5\times10^8$ Z par an à haute luminosité dont $\sim 5\times10^6$ se désintégrant en une paire électron-positron, il est possible de déterminer la valeur de l'angle effectif de mélange θ_{eff}^{lep} avec une précision compétitive voire meilleure que celle obtenue jusqu'à présent. Cet angle est déterminé à partir de la mesure de l'asymétrie avant-arrière, A_{FB}, dans les désintégrations du Z en deux leptons.

Je définirai dans un premier temps l'asymétrie de charge avant-arrière dans le cas des collisions hadroniques. Je montrerai ensuite les détails de l'analyse ainsi que les résultats obtenus avec des données Monte Carlo normalisées à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1}, soit un an à haute luminosité.

7.2 Définition de l'asymétrie Avant-Arrière

Le terme du courant neutre dans le lagrangien (voir chapitre 1) du Modèle Standard s'exprime en fonction de l'isospin faible et du courant électromagnétique

$$J_\mu^{NC} = J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{em} \tag{7.1}$$

La partie "faible" du courant neutre viole la parité. On s'attend donc à une asymétrie dans la distribution angulaire des produits de désintégration du boson Z. La valeur de cette asymétrie est proportionnelle au terme d'interférence entre les amplitudes faible et électromagnétique. Sachant que le terme d'interférence dépend de l'angle de Weinberg θ_W (voir équation 7.1), une mesure de l'asymétrie permet de déterminer la valeur de cet angle.

La section efficace différentielle pour les événements $q\bar{q} \to l^+l^-$ peut être écrite

comme suit [2, 3] :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = N_c[(1+\cos^2\theta)F_0(s) + 2\cos\theta F_1(s)] \tag{7.2}$$

où $F_0(s)$, $F_1(s)$ sont les facteurs de forme et N_c est le facteur de couleur :

$$\begin{aligned} F_0(s) &= \frac{\pi\alpha^2}{2s}(q_q^2 q_l^2 + 2Re\chi(s)q_q q_l C_V^q C_V^l \\ &\quad + |\chi(s)|^2((C_V^q)^2 + (C_A^q)^2)((C_V^l)^2 + (C_A^l)^2)) \\ F_1(s) &= \frac{\pi\alpha^2}{2s}(2Re\chi(s)q_q q_l C_A^q C_A^l + |\chi(s)|^2 2C_V^q C_V^l 2C_A^q C_A^l), \end{aligned}$$

et :

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z} \tag{7.3}$$

L'asymétrie de charge dans les désintégrations du Z, dite avant-arrière, traduit la différence entre la probabilité de produire un fermion à un angle θ et celle de le produire à un angle $\pi - \theta$:

$$A_{FB} = \frac{1}{\sigma}[\sigma(\cos\theta > 0) - \sigma(\cos\theta < 0)] \tag{7.4}$$

$$= \frac{3}{4}\frac{F_1(s)}{F_0(s)} \simeq \frac{3}{4}\frac{2C_V^q C_A^q}{(C_V^q)^2 + (C_A^q)^2}\frac{2C_V^l C_A^l}{(C_V^l)^2 + (C_A^l)^2} \tag{7.5}$$

où $\sigma = \frac{8}{3}F_0(s) \times N_c$.

Comme l'asymétrie avant-arrière A_{FB} dépend des couplages ($\propto \frac{C_v^f}{C_A^f}$, $f = q, l$) de leptons et des quarks au boson Z, elle est donc sensible à l'angle de mélange effectif.

Dans [11, 12] on montre que dans la région en masse autour du pic du Z, l'angle effectif de mélange $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ peut être calculé à partir de l'asymétrie avant-arrière A_{FB} de la paire électron-positron, dans l'approximation de Born et en incluant les corrections QED et QCD.

$$A_{FB} = b(a - \sin^2\theta_{eff}^{lept}) \tag{7.6}$$

a et b sont des paramètres théoriques, et A_{FB} est mesurée en fonction de l'angle que fait le lepton avec le quark incident. Elle est de l'ordre du pourcent.

Si on remplace l'expression de A_{FB} (eq. 7.4) dans l'équation 7.2 et on rajoute [4] le terme $f_q(2P_q - 1)$ qui tient compte de la fraction, f_q, des Z produits d'un quark et d'un anti-quark et de la probabilité, P_q, que le sens du quark incident et celui du "*boost*" du Z coïncident, on obtient la relation suivante :

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}[1 + 2f_q(2P_q - 1)\frac{4}{3}A_{FB}\cos\theta + \cos^2\theta] \tag{7.7}$$

Le terme en $1+\cos^2\theta$ contribue essentiellement à la section efficace totale, tandis que le terme en $\cos\theta$ contribue seulement à l'asymétrie avant-arrière.

L'asymétrie avant-arrière est définie par le nombre de d'événements F, vers l'avant et par le nombre d'événements B, vers l'arrière. Notons qu'il existe une autre méthode qui consiste à ajuster la section efficace différentielle en fonction de $\cos\theta$.

$$A_{FB} = \frac{F-B}{F+B} \tag{7.8}$$

où

$$F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta, \quad B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta \tag{7.9}$$

L'angle θ tel qu'il est défini suppose que la direction des quarks coïncide avec celle du faisceau (axe z). Or les quarks incidents peuvent avoir des impulsions transversales non nulles et qui ne sont pas connues, bien sûr. Pour minimiser (ou tenir compte de) cet effet, l'angle polaire de l'électron est défini dans le repère de Collins-Soper [5]. Dans ce référentiel l'axe polaire est défini comme la bissectrice de l'angle entre les deux quarks [6, 7].

$$\cos\theta^* = \frac{2}{m(e^+e^-)\sqrt{m^2(e^+e^-)+p_T^2(e^+e^-)}}[p^+(e^-)p^-(e^+) - p^+(e^+)p^-(e^-)] \tag{7.10}$$

où $p^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(E \pm p_z)$, E est l'énergie et p_z est la composante longitudinale de l'impulsion. La figure 7.1 montre la distribution de cet angle pour ces événements.

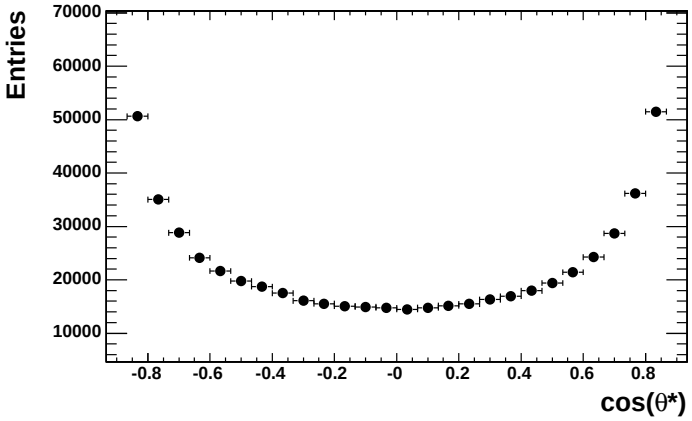

FIG. 7.1 – *Distribution du cosinus de l'angle que fait l'électron avec le quark incident, dans le centre de masse des deux leptons.*

Les événements Z proviennent essentiellement de l'annihilation d'un quark de valence et d'un anti-quark de la mer, et contrairement aux collisionneurs $p\overline{p}$ le sens

du quark de valence n'est pas connue, puisqu'il peut provenir de l'un ou l'autre proton de la collision pp. On fait l'hypothèse que la poussée ("*boost*") du système e^+e^- coïncide avec la direction du quark de valence. A petite poussée cette hypothèse est fausse dans la moitié des cas. L'angle θ^* est redéfini comme suit [8–10] :

$$\cos\theta^* = \frac{|p_z(e^+e^-)|}{p_z(e^+e^-)} \times \cos\theta^* \tag{7.11}$$

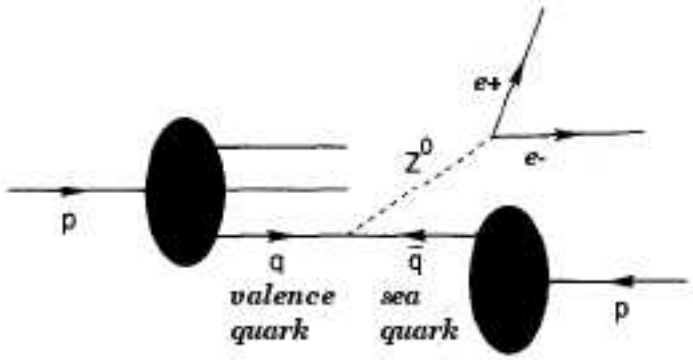

FIG. 7.2 – *Diagramme de la désintégration du Z. Il montre comment peut être définie la direction du quark de valence au LHC à partir du déplacement du système des deux électrons.*

7.3 Données MC

La génération des différents événements du signal et du bruit de fond est faite avec le programme PYTHIA6.2 [13]. Nous avons utilisé la paramétrisation CTEQ5L [14] des fonctions de structure. Les événements sont ensuite simulés rapidement et reconstruits dans ATLFAST [15], programme de simulation rapide du détecteur. Notons que les performances de reconstruction de chaque sous détecteur ont été paramétrisées à l'aide de la simulation complète du détecteur et ces paramétrisations ont été implémentées dans ATLFAST.

7.3.1 Signal

Notre étude est faite sur les événements de désintégration du boson Z en électron-positron (voir figure 7.3) ; le rapport d'embranchement de ce canal est de 3.363% [16]. La même étude peut être aussi faite sur la désintégration de Z en deux muons, mais la couverture plus grande en η des électrons dans ATLAS favorise ce canal. Le canal de désintégration en deux quarks est complètement noyé dans le bruit de fond QCD.

Les événements $q\overline{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ ont été générés dans différents domaines du moment transverse, $\hat{p}_T$ du processus dur, et à une masse e^+e^- $\hat{m} > 50$ GeV. Le

tableau 7.1 montre que les événements avec 20< $\hat{p}_T$ <50 GeV contribuent majoritairement (∼99%) à la section efficace $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$. Les autres domaines au delà de 50 GeV et en dessous de 5 GeV n'ont pas été couverts vu leur contribution négligeable autour du pic de masse de Z.

Ces données sont ensuite reconstruites dans ATLFAST. En effet, une liste de candidats électron est remplie à partir des particules de la vérité Monte Carlo. L'impulsion de chaque électron est convoluée à la résolution expérimentale. Un cluster est associé à l'électron, s'il se trouve dans un cône de $\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi} = 0.1$ autour de la direction de l'électron. L'électron est considéré comme isolé quand aucun autre cluster ne rentre dans un cône de ΔR=0.4 autour de l'électron et quand l'énergie transverse dans le cône de ΔR=0.2 (autour du cône de l'électron) est inférieure à 10 GeV.

$\hat{P}_T^{min} - \hat{P}_T^{max}$(GeV)	5−10	10−20	20−50
Nbr. d'évts.	5×10^5	5×10^5	5×10^5
σB(mb)	5.32×10^{-8}	1.98×10^{-7}	1.42×10^{-6}

TAB. 7.1 – *Section efficace et nombre d'événements pour chaque échantillon du signal.*

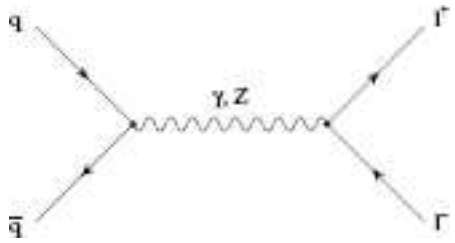

FIG. 7.3 – *Diagramme de Feynman de l'événement signal [17, 18].*

7.3.2 Bruit de fond

Les deux bruits de fond principaux de ce canal sont :

- $pp \rightarrow jj$ (QCD) : C'est le bruit de fond dominant lorsque chacun des deux jets simule un électron (voir figure 7.4) . Comme on peut le voir dans le tableau 7.2 la section efficace de ce processus est très grande comparée à celle du signal, et elle domine pour les basses impulsions transverses. Ces événements à basses impulsions qui font presque toute la contribution du bruit de fond dans la fenêtre en masse autour du pic du Z. Un échantillon de 4.5×10^6 événements a été généré et reconstruit en deux tranches en p_T du processus dur (10-20 et 20-50 GeV).
  Au niveau de la reconstruction, une fois qu'on applique l'isolation sur les particules comme l'électron, l'énergie des clusters qui n'ont pas été sélectionnés comme électrons ou photons isolés, est convoluée à la résolution expérimentale.

L'énergie des muons non isolés qui rentrent dans le cône est rajoutée aussi. Le jet résultant ayant une énergie transverse au dessus de 15 GeV est retenu. Notons aussi qu'aucune séparation électron/jet n'est appliquée.

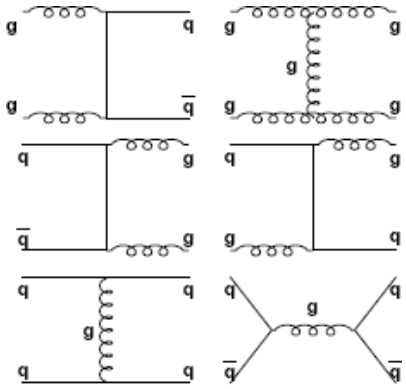

FIG. 7.4 – *Diagrammes de Feynman des processus QCD à l'arbre.*

- $pp \to t\bar{t} \to e^+e^-$: La désintégration du quark top en un boson W et un quark b,($t \to Wb$, $W \to e\nu$) suivie de la désintégration du boson W en un électron et un neutrino a la même signature que celle de notre signal vu que les deux électrons des deux W peuvent bien simuler les deux électrons du Z. Le processus de fusion gluon-gluon ($gg \to t\bar{t}$: figure 7.5) est le processus dominant (∼90%) dans la production d'une paire $t\bar{t}$.

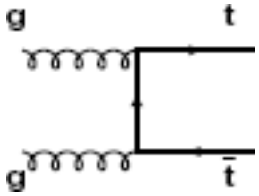

FIG. 7.5 – *Diagramme de Feynman du processus ttbar en désintégration semileptonique.*

$\hat{P}_T^{min} - \hat{P}_T^{max}$(GeV)	$pp \to jj$: 10−20	$pp \to jj$: 20−50	$pp \to t\bar{t}$
Nbr. d'évéts.	2.25×10^6	2.25×10^6	5×10^5
σB(mb)	8.64	7.93×10^{-1}	5.74×10^{-9}

TAB. 7.2 – *Section efficace et nombre d'événements générés pour chaque échantillon du bruit de fond.*

7.4 Méthode de l'analyse

Le but de cette analyse est la mesure de l'asymétrie de charge avant-arrière des deux électrons, produits de désintégration du boson Z, ainsi que la précision qu'on peut atteindre sur cette mesure. Cela va nous permettre de déterminer la valeur de $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ à partir de la relation 7.2.

Pour la sélection des événements on demande que chaque électron ait une impulsion transverse $p_T > 20$GeV (voir figure 7.6). Cette coupure simule le seuil en énergie du système de déclenchement (LVL1 et HLT) pour les électrons. On demande aussi une masse invariante $M_{(e^+e^-)}$ dans l'intervalle de [85.2 , 97.2]GeV, soit ±6 GeV autour de la masse du Z. La figure 7.7 montre la masse invariante des deux électrons pour le signal et le bruit de fond après application de la coupure en p_T des électrons.

Au moins un électron doit être dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2.5$), et ensuite deux cas sont distingués dans nos analyses : dans le premier cas on demande que le deuxième électron soit aussi dans la région centrale, et dans le deuxième cas on demande que le deuxième électron soit libre, c'est à dire, $|\eta|$ <4.9. Notons aussi que seule la partie centrale du détecteur ($|\eta|$ <2.5) est équipée de détecteurs de traces ce qui donne par conséquent le signe de l'électron. Dans la région vers l'avant, les calorimètres ont une granularité plus grossière et on s'attend donc à une identification des électrons moins performante. De surcroît, comme les traces ne sont pas mesurées à $|\eta| > 2.5$, le signe de la charge n'est pas déterminé et sera pris opposé à celui de l'électron de la région centrale (cette procédure considère les photons produits au delà de η=2.5 comme des électrons). La séparation électron/jet dans la région avant est l'objet du chapitre suivant.

A petite valeur de la rapidité[1] du système des deux électrons $y_{(e^+e^-)}$, la plupart des événements sont produits à partir d'un quark et un anti-quark de la mer ce qui diminue la probabilité (et l'asymétrie) que la direction du quark de valence et celle du système des deux électrons coïncident. La figure 7.8 montre la distribution en η du système des 2 électrons pour les événements où le sens du quark de valence et du *boost* coïncident. La figure 7.9 montre la fraction d'événements où ces deux sens coïncident. On observe que cette fraction augmente en fonction de la rapidité, et à une rapidité en dessous de 1, moins de 60% des événements ont la bonne direction. La coupure $|y_{(e^+e^-)}| > 1$, qui compromet entre une trop perte d'événements et une sensibilité à l'asymétrie, est donc aussi étudiée.

Une coupure a été aussi faite sur l'énergie transverse manquante, $P_T^{miss} < 20$ GeV. Cette coupure nous permet de rejeter le bruit de fond provenant des événements de $pp \to t\bar{t}$. Comme on peut le voir sur la figure 7.10 l'énergie manquante dans ces événements est très grande par rapport aux événements du signal et du bruit de fond QCD. Cela est dû aux désintégrations semi-leptoniques du quark top en neutrino et en électron.

En pratique, le calcul de l'asymétrie se fait par le comptage du nombre d'événements

[1] La rapidité est définie comme suit : $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_Z}{E-p_Z})$. Elle se confond à la pseudo-rapidité pour des particules ultra-relativistes.

N_F avec un électron ayant $\cos\theta^* > 0$ et des événements N_B avec un électron ayant $\cos\theta^* < 0$:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \tag{7.12}$$

Comme la distribution des événements N_F et N_B suit une loi binomiale, l'erreur sur les deux quantités peut être écrite comme suit : $\sigma_{N_F} = \sigma_{N_B} = \sqrt{N_F N_B}/\sqrt{N_F + N_B}$ et l'erreur sur A_{FB} est $\sigma_{A_{FB}} = \sqrt{\frac{1-A_{FB}^2}{N}}$.

L'asymétrie est calculée avec différentes valeurs du taux de rejet des jets dans la région vers l'avant et pour une efficacité de reconstruction des électrons de 50%. Le taux de rejet des jets dans la région centrale est supérieure à 10^4. Les données sont normalisées à une luminosité de 100 fb^{-1}.

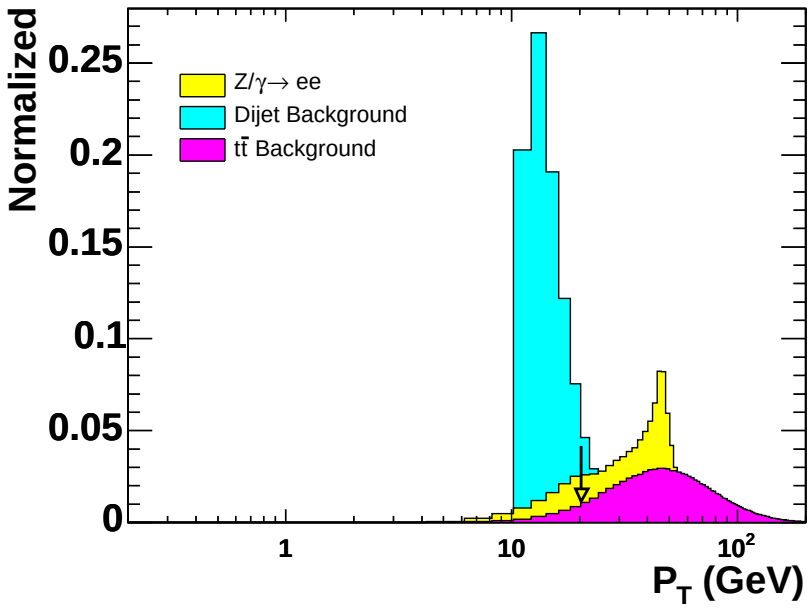

FIG. 7.6 – *Distribution de l'impulsion transverse pour les électrons dans le signal et le bruit de fond. Le sens de la flèche indique la valeur de la coupure.*

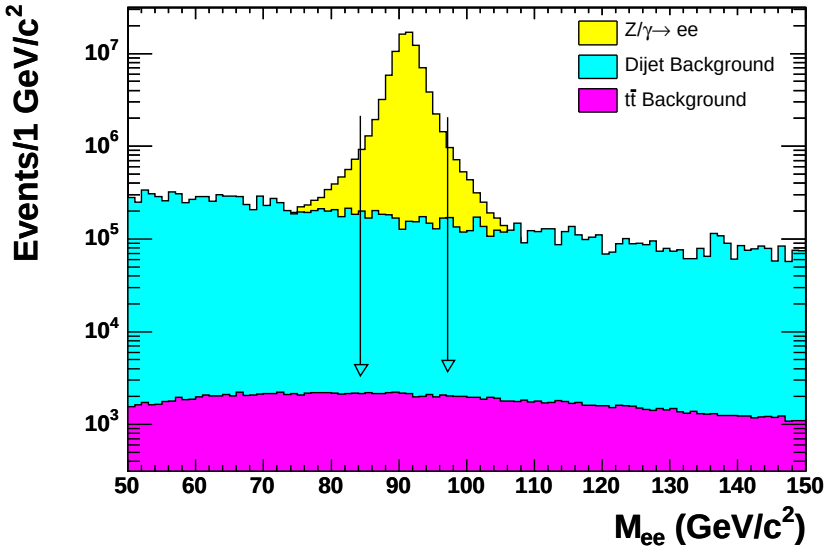

FIG. 7.7 – *Distribution de la masse invariante des deux électrons pour le signal et le bruit de fond. Les deux flèches montrent la fenêtre en masse utilisée. La coupure en Pt est appliquée.*

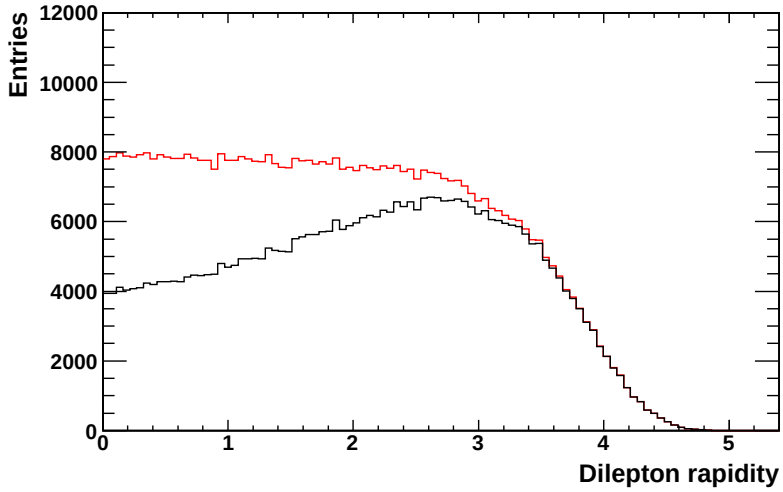

FIG. 7.8 – *Rapidité du système des deux électrons pour tous les événements (ligne rouge) et pour les événements où le sens du quark de valence et celui du "boost" coïncident (ligne noire).*

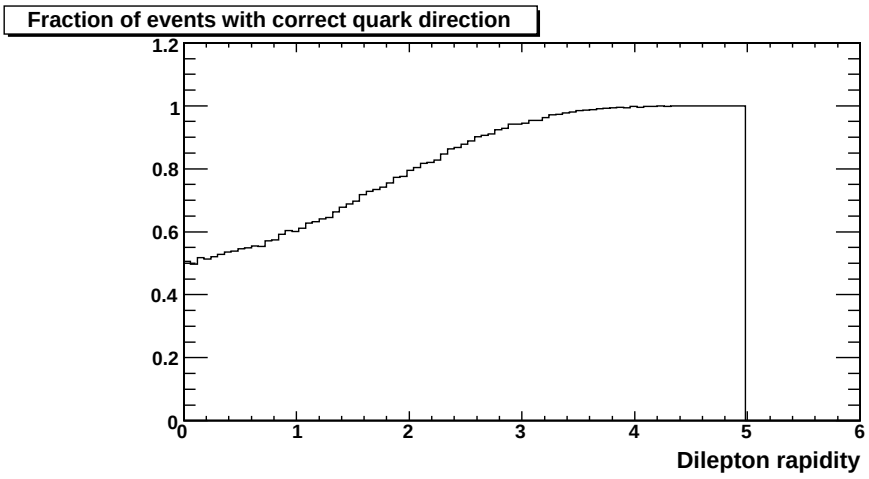

FIG. 7.9 – *Fraction des événements ayant le bon sens du quark de valence en fonction de la rapidité du système des deux électrons.*

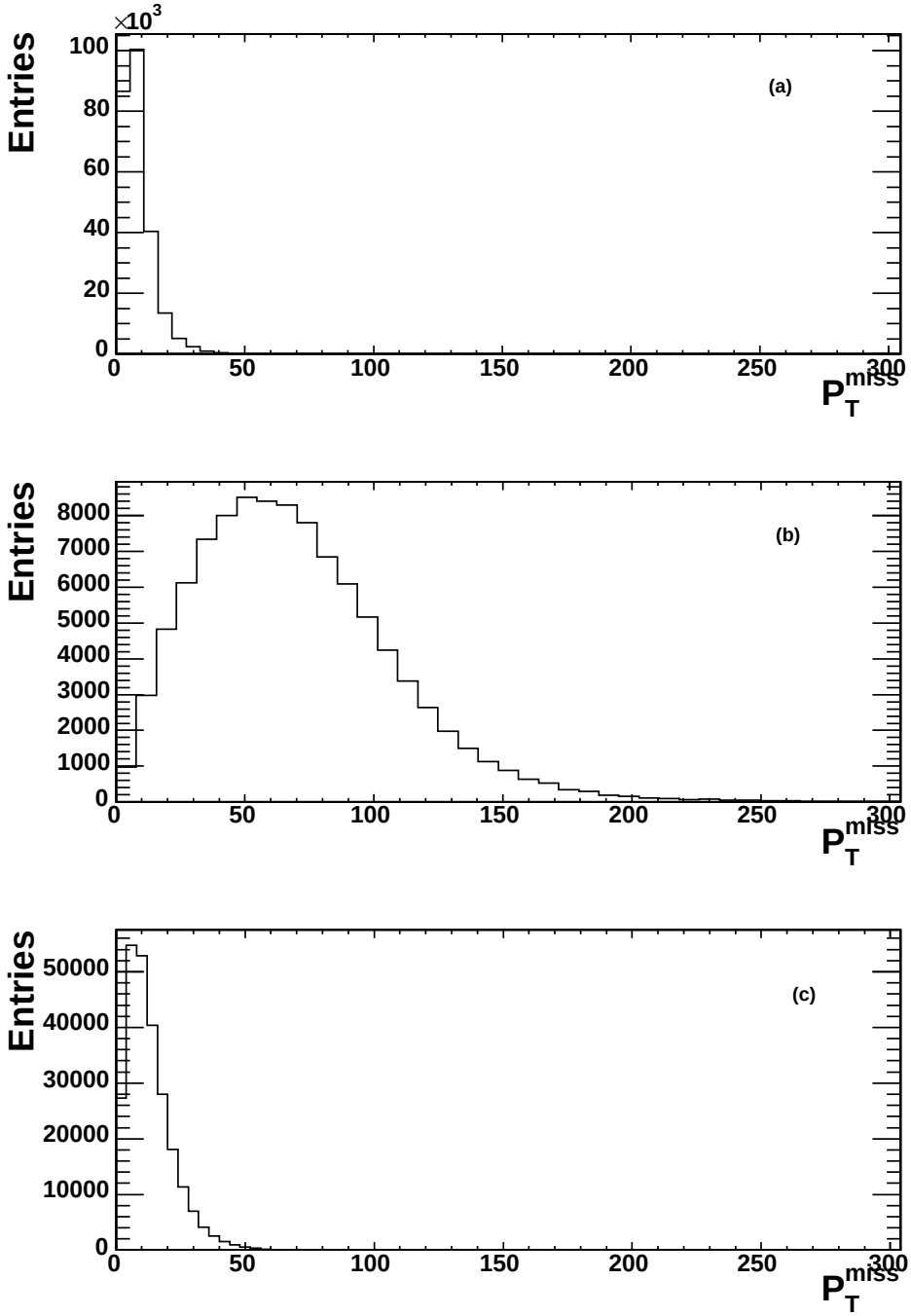

FIG. 7.10 – *Impulsion transverse manquante pour (a) : le signal* $pp \to Z/\gamma^* \to e^+e^-$*, (b) bruit de fond* $pp \to t\bar{t}$ *(c) bruit de fond QCD.*

7.5 Cinématique du signal

La figure 7.11 montre la distribution en impulsion transverse des Z pour les deux régions étudiées. Dans chaque cas nous montrons la distribution de tous les événements et des événements de la région en question avec et sans la coupure, $y_Z > 1$.

La figure 7.12 gauche montre la distribution en rapidité pour les deux régions étudiées (sans coupure sur y_Z). La figure 7.12 droite montre l'énergie de l'électron du Z en fonction de sa rapidité. L'énergie de l'électron augmente avec sa rapidité et on voit aussi que l'énergie déposée dans le EMEC est deux fois plus petite que celle déposée dans le FCal.

Le tableau 7.3 (et la figure 7.12 gauche) donne le nombre d'événements attendu à 100 fb^{-1} pour les différentes coupures en rapidité utilisées dans cette analyse. Les autres coupures d'analyse sont aussi incluses. Une efficacité de reconstruction des électrons de 50% est appliquée pour les électrons vers l'avant. On remarque que l'on gagne de 30% à 40% d'événements en demandant qu'un des électrons soit libre. Cette augmentation de la statistique est d'autant plus bénéfique que l'asymétrie augmente quand on demande un électron libre. On remarque aussi la proportion d'événements ayant un $y > 1$ est de $\sim$50%.

$\hat{p}_{Tmin} - \hat{p}_{Tmax}$	20−50	10−20	5−10
$\lvert y_{e^-}\rvert, \lvert y_{e^+}\rvert < 2.5$	5.4×10^7	4.43×10^5	2.1208×10^4
$\lvert y_{e^-}\rvert, \lvert y_{e^+}\rvert < 2.5$, $\lvert y_Z\rvert > 1$	2.6×10^7	9.13×10^4	4.59×10^3
$\lvert y_{e_1}\rvert < 2.5$, $\lvert y_{e_2}\rvert < 4.9$	6.87×10^7	7.17×10^5	2.9×10^4
$\lvert y_{e_1}\rvert < 2.5$, $\lvert y_{e_2}\rvert < 4.9, \lvert y_Z\rvert > 1$	3.58×10^7	3.29×10^5	1.13×10^4

TAB. 7.3 – *Nombre d'événements du signal attendu à 100 fb^{-1} après toutes les coupures de notre analyse.*

On voit que pour une année à haute luminosité on obtient une statistique de 3.6×10^7 Z reconstruits satisfaisant les coupures d'acceptance géométrique les plus sévères.

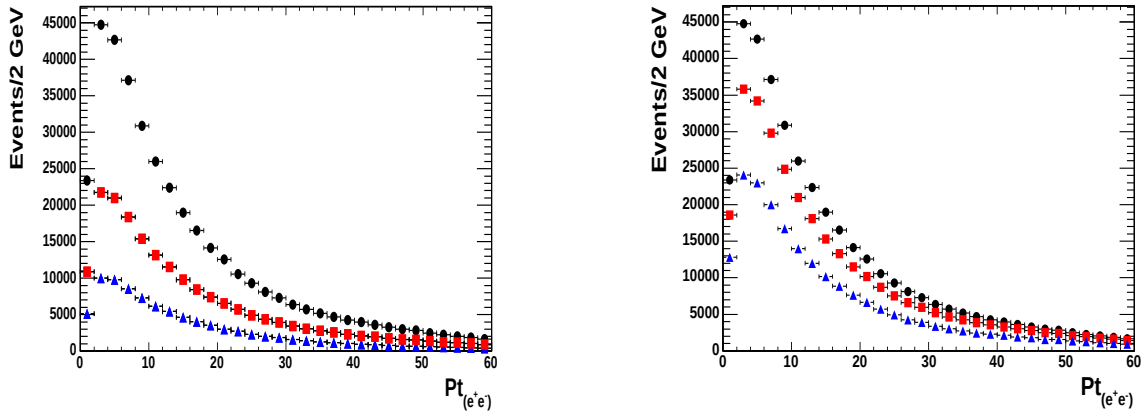

FIG. 7.11 – *Gauche : Distribution en impulsion transverse du Z pour tous les événements (points noirs), pour les événements où deux électrons sont dans la région centrale (points rouges) et pour les mêmes événements avec la coupure ($|y_Z| > 1$) (points bleus). Droite : Distribution en impulsion transverse du Z pour tous les événements (points noirs), pour les événements où au moins un électron est dans la région centrale (points rouges) et pour les mêmes événements avec la coupure ($|y_Z| > 1$) (points bleus).*

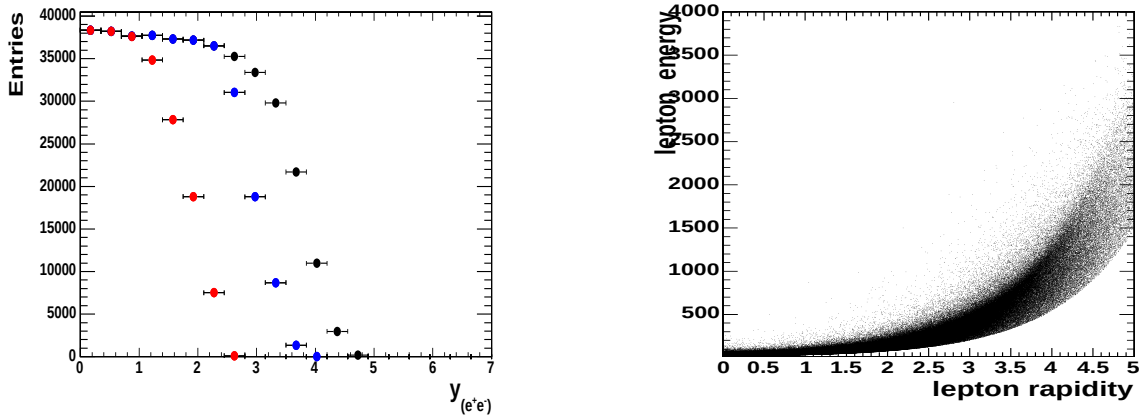

FIG. 7.12 – *Gauche : Distribution de la rapidité du Z pour tous les événements (points noirs), pour les événements où au moins un électron est dans la région centrale (points bleus) et pour les événements où deux électrons sont dans la région centrale (points rouges). Droite : Variation de l'énergie de chaque électron en fonction de sa rapidité.*

7.6 Résultats

Le tableau 7.5 donne les résultats de la mesure de l'asymétrie avant−arrière et l'erreur statistique sur cette mesure ainsi que l'erreur statistique sur $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$.

Dans le cas des deux électrons dans la région centrale, on remarque que l'asymétrie ainsi que l'erreur statistique sont les mêmes avec ou sans le bruit de fond. Cela est expliqué par le grand facteur de rejet du bruit de fond dans cette région. Avec les événements ayant une rapidité du Z au dessus de 1 la valeur l'asymétrie est un peu plus grande et du fait qu'on perd aussi de la statistique l'erreur augmente aussi. Cela est expliqué par le fait que la probabilité de coïncidence entre la direction du quark et celle du boost devient plus grande pour les événements à y_Z >1, et par suite celle de l'asymétrie.

Dans le cas où un électron est dans la région centrale et l'autre libre, pour différentes valeurs du taux de rejet[2] des jets dans la région avant, à une efficacité de reconstruction de 50%, nous avons calculé l'asymétrie. Pour des valeurs du taux de rejet au dessus de 1000 nous obtenons les mêmes résultats avec ou sans le bruit de fond, alors qu'on observe une diminution de la valeur de l'asymétrie pour des taux de rejet en dessous de 1000. L'erreur statistique augmente aussi. La figure 7.14 illustre bien cet effet.

La figure 7.13 montre la variation de l'asymétrie en fonction de la rapidité du système des deux électrons. On observe que l'asymétrie augmente d'un facteur 2 pour les événements où on demande un électron libre ($|\eta|$ <4.9), et pour des rapidités du Z supérieures à 1.

L'erreur statistique sur $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ est déduite de la relation 7.2. Les paramètres sont dérivés à partir des calculs théoriques [8, 9] incluant les corrections radiatives. Le tableau 7.4 donne les valeurs de ces deux paramètres.

coupures	a	b
$\|y_{e^-}\|,\|y_{e^+}\| < 2.5$	0.2480	0.31
$\|y_{e^-}\|,\|y_{e^+}\| < 2.5$, $\|y_Z\|$ >1	0.2425	0.76
$\|y_{e_1}\|$ <2.5, $\|y_{e_2}\| < 4.9$	0.2463	1.23
$\|y_{e_1}\|$ <2.5, $\|y_{e_2}\| < 4.9$,$\|y_Z\|$ >1	0.2469	1.63

TAB. 7.4 – *Valeurs des paramètres a et b de l'équation 7.2 tenant compte des corrections radiatives [9, 10].*

La figure 7.14 montre la variation de l'erreur statistique sur l'asymétrie avant-arrière en fonction du taux de rejet dans la région vers l'avant. L'erreur sur $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ suit la même allure.

[2]Le taux de rejet est défini comme le rapport du nombre de jets initial et le nombre de jet mal-identifiés.

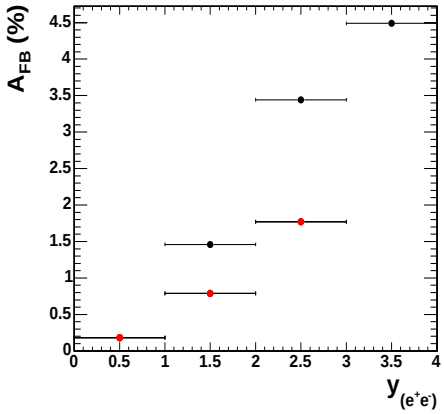

FIG. 7.13 – *L'asymétrie de charge avant-arrière des deux électrons de désintégration du boson Z en fonction de la rapidité du système des deux électrons, pour les événements où les deux électrons sont dans la région centrale (points rouges) et pour les événements avec au moins un électron dans la région centrale (points noirs).*

	Rej_{fwd}	A_{FB} (%)	δA_{FB}	$\delta \sin^2 \theta_{eff}^{lept}$
$\lvert y_{e^-}\rvert,\lvert y_{e^+}\rvert < 2.5$	signal	0.59	1.35×10^{-4}	4.35×10^{-4}
		0.59	1.35×10^{-4}	
$\lvert y_{e^-}\rvert,\lvert y_{e^+}\rvert < 2.5$, $\lvert y_Z\rvert > 1$	signal	1.13	1.96×10^{-4}	2.58×10^{-4}
		1.13	1.96×10^{-4}	
$\lvert y_{e_1}\rvert < 2.5$, $\lvert y_{e_2}\rvert < 4.9$	signal	1.29	1.19×10^{-4}	0.97×10^{-4}
	10^4	1.29	1.19×10^{-4}	0.97×10^{-4}
	100	1.26	1.21×10^{-4}	0.98×10^{-4}
	10	1.05	1.33×10^{-4}	1.08×10^{-4}
	1	0.39	2.2×10^{-4}	1.79×10^{-4}
$\lvert y_{e_1}\rvert < 2.5$, $\lvert y_{e_2}\rvert < 4.9, \lvert y_Z\rvert > 1$	signal	2.12	1.56×10^{-4}	0.96×10^{-4}
	10^4	2.12	1.56×10^{-4}	0.96×10^{-4}
	100	2.03	1.59×10^{-4}	0.97×10^{-4}
	10	1.52	1.84×10^{-4}	1.13×10^{-4}
	1	0.43	3.47×10^{-4}	2.13×10^{-4}

TAB. 7.5 – *Résultats des valeurs d'asymétries ainsi que l'erreur statistique sur cette asymétrie et sur l'angle de mélange effectif, pour 4 valeurs des taux de rejet différentes dans la région avant (10^4, 100, 10 et 1).*

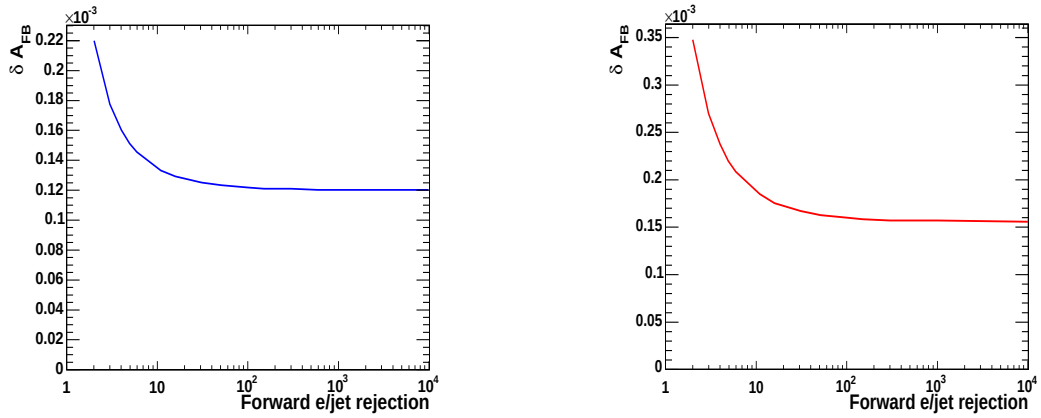

FIG. 7.14 – *Variation de l'erreur statistique sur A_{FB} en fonction du taux de rajet des jets dans la région vers l'avant ($|\eta| > 2.5$), pour une efficacité de reconstruction des électrons de 50%. Gauche : pour les événements avec un électron dans la région centrale et l'autre libre jusqu'à η=4.9. Droite : pour les mêmes événements avec la condition $|y_Z| > 1$.*

On voit donc qu'avec un taux de rejet entre 10 et 100 et une efficacité de 0.5 dans la région avant, on peut atteindre une précision statistique de l'ordre de 1×10^{-4} sur la détermination de $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$. Une telle précision est meilleure que ce qui a été obtenu jusqu'à maintenant (voir chapitre1). Les figures 7.16 et 7.17 qui représentent la distribution de la masse invariante des deux électrons pour le signal et le bruit de fond, montrent que le pic du signal est toujours bien visible même avec un taux de rejet de 10 et une efficacité de 50%.

7.7 Conclusion et Discussion

Nous avons montré qu'on peut obtenir une très grande précision sur la valeur de $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ de l'ordre de $\sim10^{-4}$, à partir de la mesure de l'asymétrie avant arrière des événements $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$.

Une telle précision est atteinte avec les événements où on demande au moins un électron dans la région centrale et $|y_Z| > 1$. Un taux de rejet des jets entre 10 et 100 dans la région vers l'avant du détecteur ATLAS et une efficacité d'identification des électrons de 50% sont demandées.

Ce travail est réalisé dans des conditions assez proche de la "réalité" en utilisant ATLFAST, (il a été déjà montré dans plusieurs analyses précédentes que les performances d'ATLFAST sont très proches de celles de la simulation complète.). Par ailleurs la faisabilité de cette mesure sera démontrée dans le chapitre suivant.

Néanmoins l'étude avec la simulation complète du détecteur reste très importante dans la mesure où on peut étudier les différents effets systématiques liées au détecteur

(quantité de matière par exemple) qui peuvent affecter cette mesure. L'état actuel de la production des données n'a pas permis cette étude.

Les erreurs calculées dans ce chapitre sont purement statistiques. Il est clair que le contrôle des systématiques reste un point important pour garder le niveau de précision atteint. L'erreur systématique qui domine dans notre cas provient de l'incertitude sur la paramétrisation des fonctions de structure (elle influe directement sur la quantité $f_q(2P_q - 1)$ qu'on a définie dans la relation 7.7). La figure 7.15 montre la valeur de l'asymétrie A_{FB} pour plusieurs paramétrisations des fonctions de structure. La différence moyenne par rapport à notre valeur de l'asymétrie est de $\sim 9 \times 10^{-4}$. En ne prenant en compte que les toutes nouvelles paramétrisations, l'erreur systématique devient encore plus petite. Une étude plus détaillée sera faite sur les fonctions de structure pour vérifier la possibilité d'améliorer la précision et si ce n'est pas la cas, la mesure de l'asymétrie peut être utilisée pour contraindre les fonctions de structure.

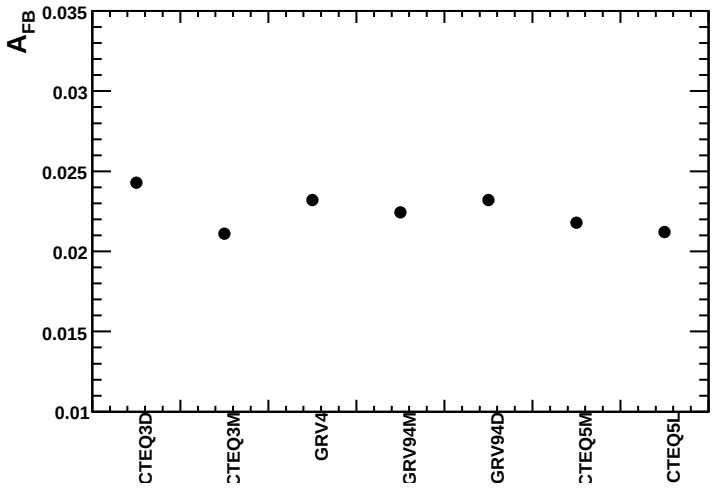

FIG. 7.15 – *Asymétrie avant-arrière en fonction de différentes paramétrisations des fonctions de structures.*

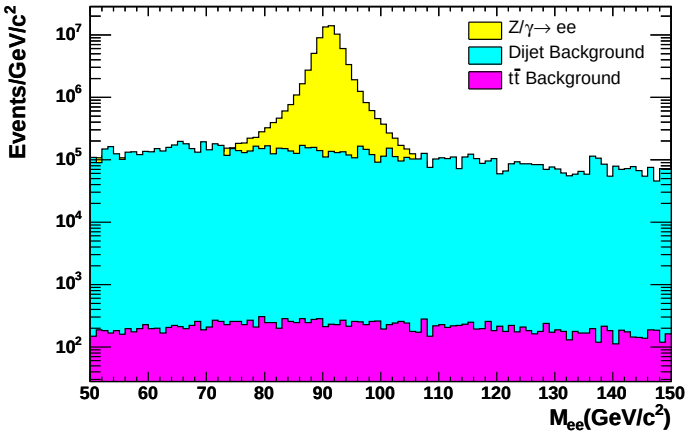

FIG. 7.16 – *Distribution de la masse invariante des deux électrons pour le signal et le bruit de fond. Un électron est dans la région centrale et l'autre dans $|\eta|$ <4.9. Un facteur du taux de rejet de 100 est appliqué dans la région avant $|\eta| > 2.5$ avec une efficacité de reconstruction des électrons de 50%.*

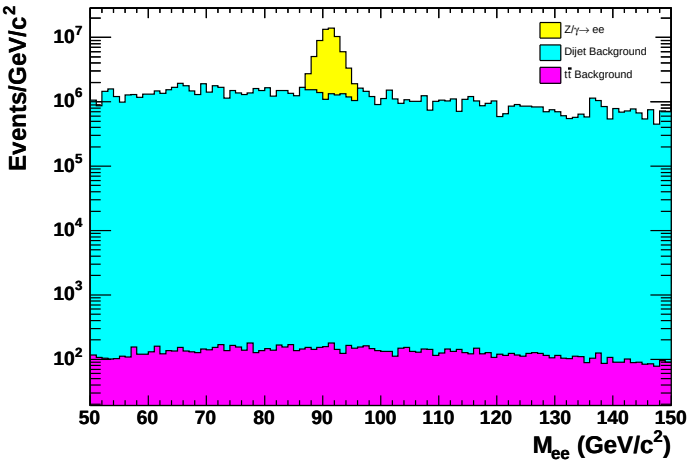

FIG. 7.17 – *Distribution de la masse invariante des deux électrons pour le signal et le bruit de fond. Un électron est dans la région centrale et l'autre dans $|\eta|$ <4.9. Un facteur du taux de rejet de 10 est appliqué dans la région avant $|\eta| > 2.5$ avec une efficacité de reconstruction des électrons de 50%.*

Références

[1] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavours Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, arXiv :hep-ex/0509008 ; http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/.

[2] S. Jadack and Z. Was, CERN 89-09 (1989).

[3] P. Langacker et al., Phys. Rev. D30 (1984) 1470.

[4] P. Fisher et al. Phys. Lett. B 356 (1995) 404-408.

[5] J. C. Collins and D. E. Soper, Phys. Rev. D 16 1977.

[6] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991).

[7] F. Abe et al., Phys. Rev. D 52 (1995).

[8] U. Baur and E. L. Berger, Phys. Rev. D47, 4889 (1993).

[9] K. Sliwa et al., ATL-PHYS-2000-018 (2000).

[10] U. Baur et al., Phys. Rev. D 57, 199-215 (1998).

[11] J. L. Rosner, Phys. Lett. B. 221 (1989).

[12] J. L. Rosner, Phys. Rev. D 54, 1078 (1996).

[13] T. Sjöstrand, arXiv.org :hep-ph/0108264 (2001).

[14] CTEQ Collaboration, J. Huston et al., Phys. Rev. D51, 6139 (1995).

[15] E. Richter-Was et al., ATL-PHYS-98-131 (1998).

[16] Particle Data Group, Review of Particle Physics, PRD 2002.

[17] S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25, 316 (1970).

[18] S. D. Drell and T.-M. Yan, Ann. Phys. 66, 578 (1971).

Chapitre 8

Identification des électrons à grand η

Contenu

8.1 Introduction 143
8.2 Echantillon de données : signal et bruit de fond 143
8.3 Introduction de l'analyse multidimentionnelle 143
8.4 Les variables initiales 144
8.5 Choix des variables discriminantes 151
8.6 Méthodes de discrimination utilisées 154
8.6.1 L'analyse discriminante de Fisher 154
8.6.2 Méthode du Maximum de Vraisemblance 155
8.6.3 Méthode du réseau de neurones 156
8.7 Résultats 157
8.8 Conclusion 158

8.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré comment la détermination de l'angle effectif de mélange (θ^{lep}_{eff}) peut se faire à partir de la mesure de l'asymétrie avant-arrière des bosons Z se désintégrant en une paire e^+e^-. Nous avons montré que cette asymétrie peut être mesurée avec une très grande précision avec les événements où un électron est dans la région avant du calorimètre et l'autre dans la région centrale. Pour ce faire, nous avons supposé que dans la région avant $2.5 < |\eta| < 4.9$ on pouvait obtenir une réjection des jets QCD d'au moins 100 tout en ayant une efficacité de reconstruction des électrons supérieure à 50%.

Nous allons montrer dans ce chapitre la possibilité d'obtention de ces performances sur l'identification des électrons et la séparation électron/jet dans la région avant d'ATLAS grâce aux bouchons du calorimètre électromagnétique (EMEC) et au calorimètre vers l'avant (FCal)

Nous présenterons tout d'abord les données simulées utilisées. Nous introduirons ensuite les principales variables cinématiques servant à l'identification des électrons. Les méthodes multidimensionnelles utilisées pour cette identification seront décrites. Enfin les résultats obtenus avec les variables discriminantes retenues seront donnés.

8.2 Echantillon de données : signal et bruit de fond

Les données utilisées pour cette analyse ont été produites dans le cadre du programme CSC (Computing Service Commissionning) avec la version d'*Athena* 11.0.41 (datée de 10-02-2006).

Pour le signal, ont été pris des candidats électrons provenant des événements de désintégration des bosons Z en e^+e^- ($q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$). Le bruit de fond est formé des jets qui proviennent des événements QCD. Ces événements ont été simulés avec une description détaillée et complète du détecteur.

	EMEC	FCal
candidats électrons	2×10^4	2.6×10^4
jets	7.5×10^4	7.5×10^4

TAB. 8.1 – *Nombre d'événements utilisés dans cette analyse, dans EMEC et FCal.*

8.3 Introduction de l'analyse multidimentionnelle

L'analyse multidimensionnelle [1, 2] est un ensemble de méthodes d'analyse traitant en bloc des données où chaque événement est considéré comme un point dans l'espace multidimensionnel dont la dimension est le nombre de variables. Le but est de réduire la dimension du système sans perdre de l'information.

Les objets sont répartis en plusieurs classes, et le but de la discrimination est de différencier les classes en utilisant les variables associées aux objets. En effet, une variable dite discriminante est définie à partir de ces variables (par exemple comme une combinaison linéaire des variables), sur laquelle seront effectuées des coupures pour distinguer entre les classes.

La démarche généralement suivie pour atteindre une séparation entre les classes dans une analyse discriminante est la suivante :

- définir les échantillons représentatifs de chacune des classes du problème abordé,
- mesurer un grand nombre de variables dont on est capable de tirer la bonne combinaison pour séparer entre les classes,
- trouver un algorithme de classement qui optimise le classement correct des échantillons de chaque classe.

Dans le cas de notre étude nous appelons les classes, signal et bruit de fond. Chacune des classes est représentée, comme on l'a montré ci-dessus, par des échantillons d'électrons et de jets. Les variables et les méthodes de discrimination choisies sont décrites ci-dessous.

Deux domaines en η ont été étudiés séparément. Le premier domaine couvre la roue interne du bouchon du calorimètre électromagnétique ($2.5< |\eta| <3.2$) et le deuxième domaine couvre le calorimètre vers l'avant, FCal ($3.2< |\eta| <4.9$).

L'analyse a été faite avec les données ESDs (voir chapitre 3), vu leur capacité à contenir plusieurs informations, notamment sur les cellules et les clusters, dont on a besoin dans cette étude.

8.4 Les variables initiales

Ces variables donnent une description de la forme de la gerbe et de son développement dans le calorimètre, et elles sont calculées à partir des informations associées aux cellules de l'amas entourant la gerbe (énergie, position...).

Le cluster topologique [3] est un des deux algorithmes de reconstruction d'amas utilisés pour ATLAS. Il a été choisi pour cette analyse puisqu'il couvre tous les calorimètres dans la région $|\eta| < 4.9$. Cet algorithme regroupe les cellules dans un cluster suivant leur voisinage et en mettant des seuils sur le signal dans chaque cellule. Trois seuils sont définis : les cellules graines du cluster doivent avoir une énergie E, telle que $E/\sigma > 4$ (σ : bruit d'une cellule). Ces cellules doivent être jointives. Autour de ces cellules graines on ajoute les cellules qui ont $E/\sigma > 2$, enfin autour de ces dernières cellules on garde celles ayant $E/\sigma > 0$.

Pour la classification de ces clusters en électromagnétiques ou hadroniques, un certain nombre de variables sont calculées pour chaque cluster. La plupart de ces variables sont des moments d'ordre 1 ou 2.

Un moment de degré n pour une variable donnée x est défini comme suit :

$$\langle x^n \rangle = \frac{1}{E_{\text{norm}}} \times \sum_i E_i \, x_i^n, \tag{8.1}$$

où $E_{\text{norm}} = \sum_i E_i$ et i l'indice pour les cellules du cluster.

Le centre et l'axe de la gerbe seront aussi utilisés dans la définition de certaines variables. L'axe de la gerbe (de vecteur unitaire $\overrightarrow{s}$) est défini comme le vecteur propre de la matrice de corrélations des positions de chaque cellule pondérées avec la valeur de l'énergie :

$$C = \begin{pmatrix} C_{XX} & C_{XY} & C_{XZ} \\ C_{XY} & C_{YY} & C_{YZ} \\ C_{XZ} & C_{YZ} & C_{ZZ} \end{pmatrix} \tag{8.2}$$

où

$$C_{AB} = \frac{1}{w} \times \sum_i E_i^2 \, (A_i - \langle A \rangle) \, (B_i - \langle B \rangle) \tag{8.3}$$

où $A, B = (X, Y, Z)$ et $w = \sum_i E_i^2$.

Le centre de la gerbe est défini par le barycentre en positions x, y et z de chaque cellule du cluster.

Le lot initial de variables utilisées pour cette analyse contient :

- Le moment d'ordre 2 de la distance r_i de chaque cellule i à l'axe de la gerbe, $r_i = |\,(\vec{x}_i - \vec{c}) \times \vec{s}\,|$. Il décrit le développement latéral de la gerbe. La figure 8.1 montre la distribution de cette variable pour le signal et le bruit de fond, dans EMEC et FCal.

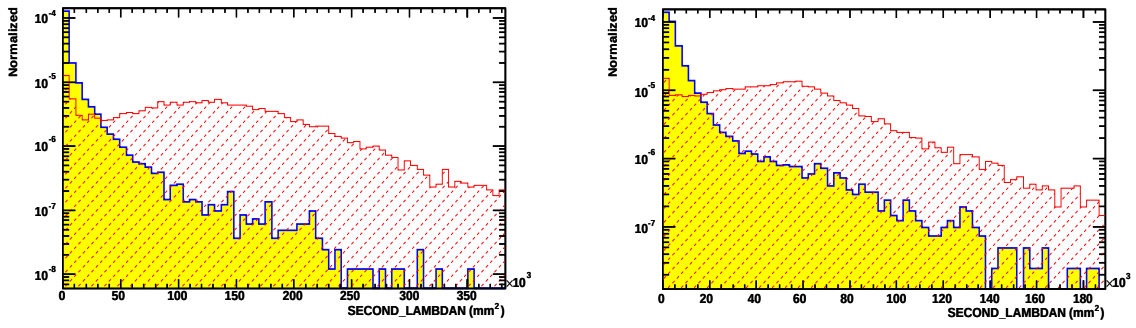

FIG. 8.1 – *Moment d'ordre 2 de la distance à l'axe de la gerbe pour le signal (en jaune) et le bruit de fond (en rouge) dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

- Une autre variable qui décrit aussi le développement latéral de la gerbe est

défini en mettant plus en évidence les cellules les plus énergétiques et est défini comme suit :

$$lateral = lat_2/(lat_2 + lat_{max}) \tag{8.4}$$

On calcule deux moments d'ordre 2 de la variable r_i : lat_2 où on impose r =0 pour les deux cellules les plus énergétiques et lat_{max} où on impose r =4 cm pour les deux cellules les plus énergétiques et r =0 pour les autres. Comme on peut le voir sur la figure 8.2, les jets développent une gerbe plus étalée que les électrons, vu que leur gerbes contiennent beaucoup plus de particules que dans une gerbe électromagnétique. On remarque aussi que la gerbe des électrons dans le EMEC est un peu plus étalée que celle dans le FCal. Ceci peut être expliqué par le fait que les électrons qui vont dans le EMEC traversent plus de matière et donc développent une gerbe avant d'atteindre le calorimètre ce qui augmente le nombre de particules dans le calorimètre.
On remarque que cette courbe est plus efficace que la précédente.

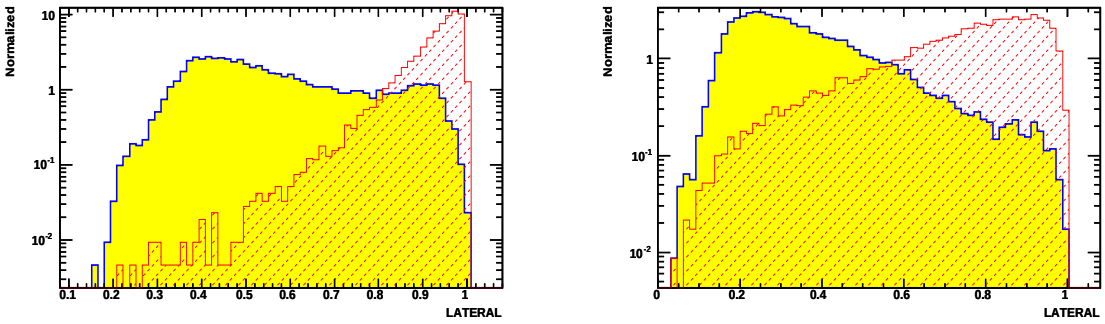

FIG. 8.2 – *Distribution de la variable "lateral" pour le signal (en jaune) et le bruit de fond (en rouge) dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

- Le moment d'ordre 2 de la distance de chaque cellule au centre de la gerbe, $\lambda_i = (\vec{x}_i - \vec{c}) \cdot \vec{s}$: Il décrit le développement longitudinal de la gerbe. La figure 8.8 montre la distribution de cette variable pour le signal et le bruit de fond, dans EMEC et FCal.

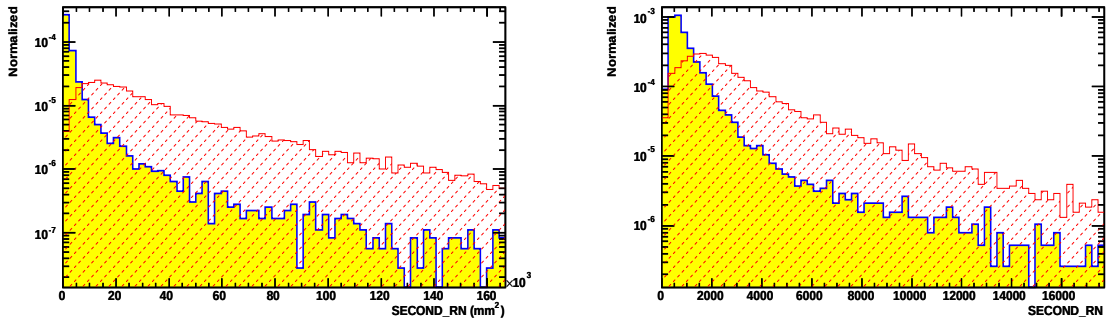

FIG. 8.3 – *Moment d'ordre 2 de la distance au centre de la gerbe pour le signal (en jaune) et le bruit de fond (en rouge) dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

- De façon analogue au moment latéral on définit une variable "*longitudinal*" :

$$longitudinal = long_2/(long_2 + long_{max}) \tag{8.5}$$

où $long_2$ est le moment d'ordre 2 de la distance longitudinale λ_i du centre de chaque cellule au centre de la gerbe. Pour les deux cellules les plus énergétiques on impose λ=0. $long_{max}$ est calculé en imposant λ= 10 cm pour les deux cellules les plus énergétiques et λ=0 pour le reste des cellules. Comme attendu les jets développent une gerbe plus profonde que les électrons.
On remarque également que la séparation électron/jet est plus marquée avec cette variable que la précédente.

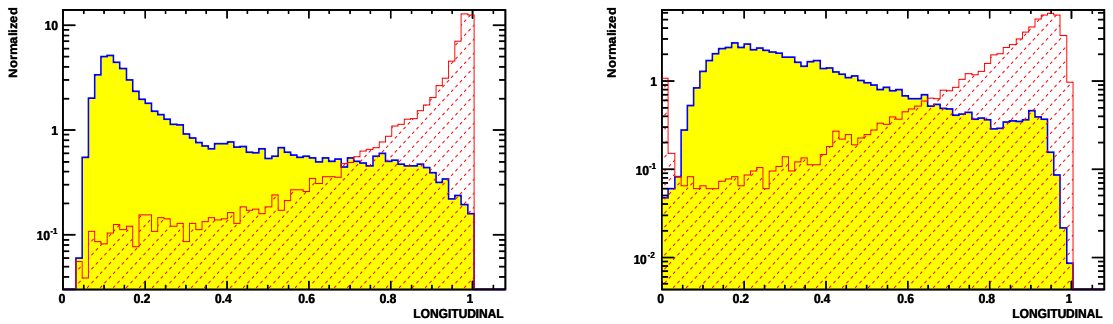

FIG. 8.4 – *Distribution de la variable "longitudinal" pour le signal (en jaune) et le bruit de fond (en rouge) dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

- Moment d'ordre 1 de la densité d'énergie :

$$\frac{1}{E_{\text{norm}}} \times \sum_i E_i \, (E_i/V_i), \tag{8.6}$$

où V_i est le volume de la cellule i. Comme la gerbe électromagnétique est plus mince, sa déposition d'énergie dans les cellules est plus importante que celle d'un jet. La différence que l'on voit entre les deux calorimètres est due à leurs granularités différentes, EMEC ayant une granularité plus fine.
La figure 8.5 montre la séparation obtenue pour EMEC et FCal.

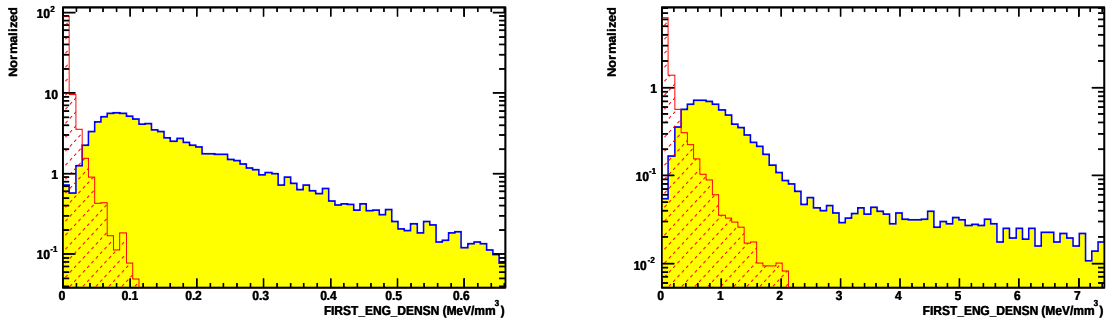

FIG. 8.5 – *Moment de la densité d'énergie pour le signal (en jaune) et le bruit de fond (en rouge) dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

- La fraction d'énergie dans la cellule la plus énergétique : Cette variable (CELLMAXFRAC) a été utilisée [4] dans les analyses des données des tests en faisceaux du calorimètre FCal pour la séparation électron/pion car elle a un grand pouvoir de séparation.
  La figure 8.6 montre la séparation obtenue pour EMEC et FCal.

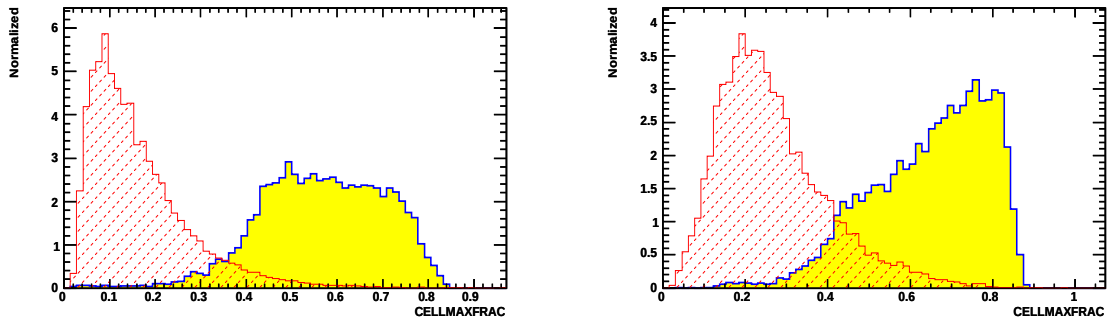

FIG. 8.6 – *La fraction de l'énergie dans la cellule la plus énergétique pour le signal (en jaune) et le bruit de fond (en jaune) dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

- La position du centre de la gerbe calculées à partir des positions en X, Y et en Z de chaque cellule dans le cluster. La figure 8.8 montre la distribution de ces variables pour le signal et le bruit de fond dans l'EMEC et le FCal.

On observe un creux dans les distributions en x et y qui est dû à l'effet "zéro" des roues de EMEC et FCal. Cet effet est moins visible dans le FCal vu qu'il est très proche de l'axe du faisceau. La figure suivante illustre bien cet effet. Les anneaux qu'on voit sur la figure sont le reflet d'une courbe en S sur le barycentre (grosse granularité) qu'on voit beaucoup plus sur les électrons que sur les jets car ces premiers sont plus collimés.

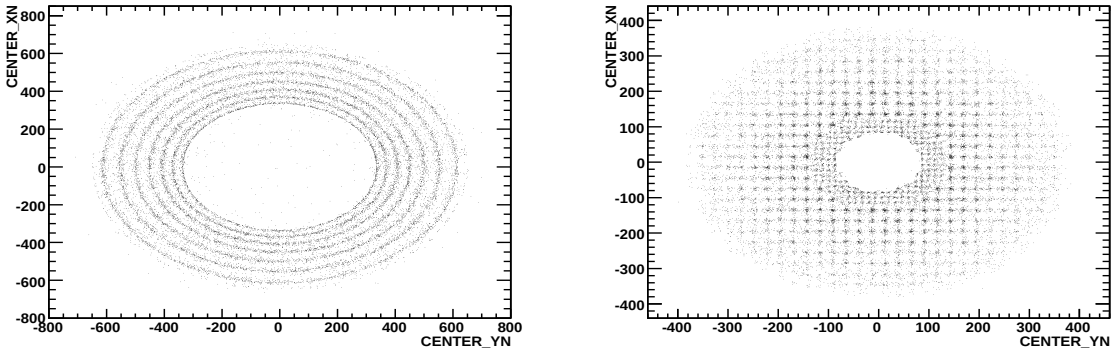

FIG. 8.7 – *Corrélation entre le barycentre en x (en mm) et le barycentre en y dans le signal pour (gauche) EMEC et (droite) FCal.*

Dans la distribution en z, on voit les pics du signal et du bruit de fond à la position des deux sous-détecteurs, avec le FCal qui est plus loin en z (voir chapitre 3).

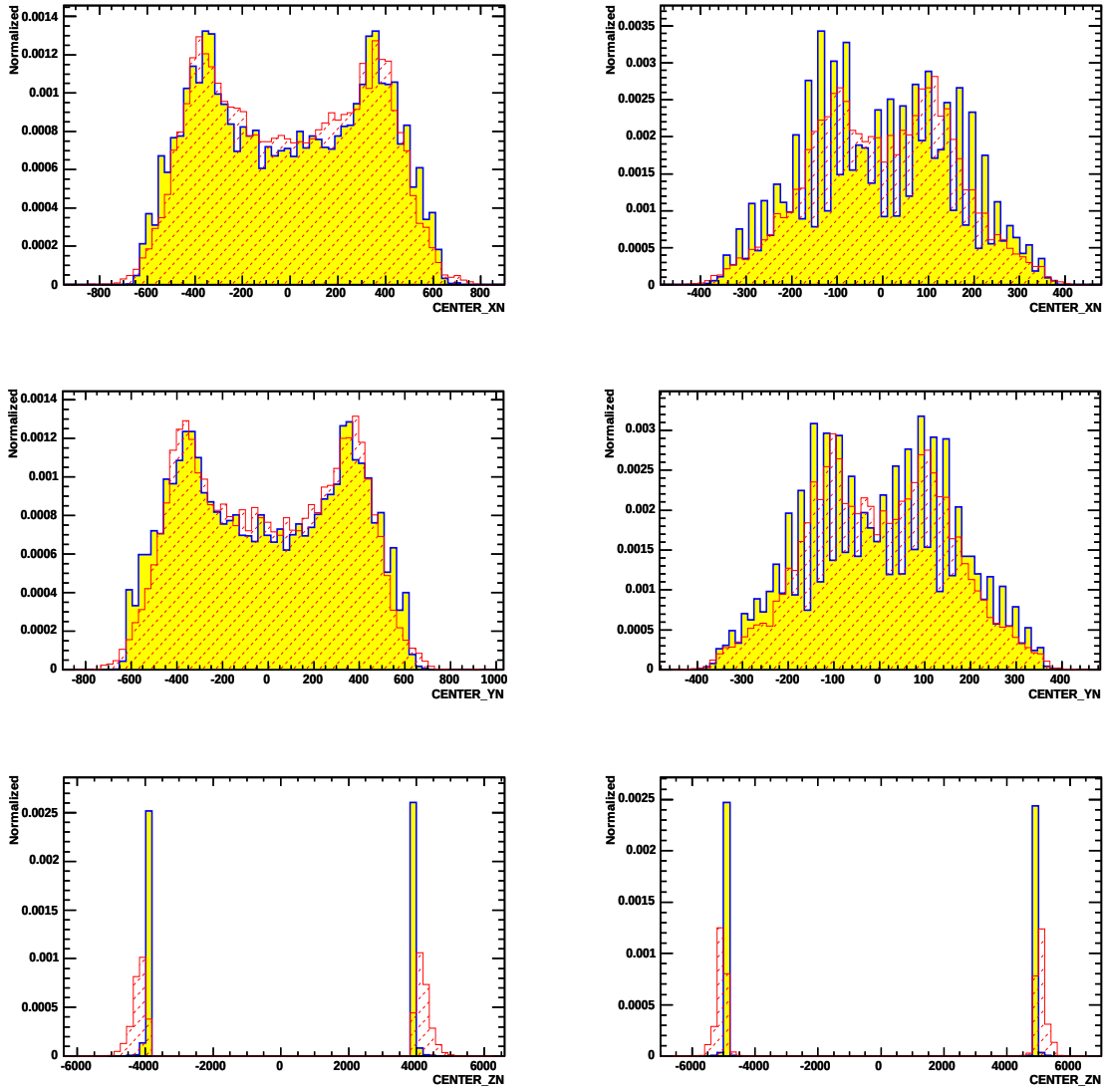

FIG. 8.8 – *La position (en mm) du centroïde en x,y et z (de haut en bas), pour le signal et le bruit de fond dans l'EMEC (gauche) et dans le FCal (droite).*

8.5 Choix des variables discriminantes

Parmi les variables précédemment décrites, certaines sont plus efficaces pour la séparation électron-jet. La méthode que nous avons utilisée pour trouver ces variables est une méthode itérative. A l'étape i on cherche la combinaison des i variables (parmi les N à notre disposition) donnant la meilleure efficacité pour une réjection donnée. A l'étape i+1 on garde les i variables de l'étape i et on itère les N-i variables restantes pour trouver celle qui donne la meilleure efficacité. L'itération est poursuivie jusqu'à ce que l'efficacité ne s'améliore plus.

Etape 1 Le choix de la première variable a été fait en classant toutes les variables selon leur pouvoir discriminant (voir méthode de Fisher). Comme on peut le voir dans les tableaux 8.2 et 8.3, la meilleure variable est "CELLMAXFRAC", la fraction de l'énergie de la cellule la plus énergétique, dans l'EMEC et le FCal.

Etape 2 Avec la variable déjà choisie dans l'étape précédente, on va chercher parmi tous les plans (CELLMAXFRAC, X) celui qui nous donnera une meilleure efficacité, pour une réjection donnée. La combinaison trouvée est (CELLMAXFRAC, LATERAL) pour l'EMEC, et (CELLMAXFRAC, FIRSTENGDENSN) pour le FCal.

Etape 3 Dans cette étape on a rajouté la variable FIRSTENGDENSN pour l'EMEC et LONGITUDINAL pour le FCal.

Etape 4 On remarque que jusqu'à cette étape certaines variables qui ont un pouvoir discriminant faible peuvent passer devant les autres. Cela est dû à leur corrélation faible avec les autres variables comme on peut le voir sur les figures 8.10 et 8.11. Dans cette étape les variables SECONLAMBDAN et LATERAL sont rajoutées respectivement à EMEC et FCal.

Sur la figure 8.9 on voit qu'à partir de l'étape 5 l'efficacité n'augmente plus, et les variables qu'on rajoute donc n'améliorent "rien" dans la discrimination. On s'arrête donc à cette étape. Les variables choisies sont les mêmes pour le FCal et l'EMEC (avec juste une inversion entre LATERAL et LONGITUDINAL et SECONLAMBDAN et FIRSTENGDENSN), et sont les 5 premières des tableaux 8.2 et 8.3.

Variables	Description	pouvoir discriminant
1	CELLMAXFRAC	7.298e-01
2	LONGITUDINAL	6.187e-01
3	LATERAL	6.141e-01
4	SECONDLAMBDAN	4.579e-01
5	FIRSTENGDENSN	3.788e-01
6	SECONDRN	2.454e-01
7	CENTERYN	4.941e-05
8	CENTERZN	8.241e-06
9	CENTERXN	9.392e-07

TAB. 8.2 – *Les valeurs du pouvoir discriminant pour chacune des variables dans l'EMEC. La numérotation donnée aux variables est la suivante : 1 : Fraction de l'énergie dans la cellule la plus énergétique, 2 : la variable longitudinal ,3 : la variable lateral, 4 : moment de la distance de chaque cellule à l'axe de la gerbe, 5 : moment d'ordre 1 de la densité en énergie, 6 : moment de la distance de chaque cellule au centre de la gerbe, 7 : centre de la gerbe en Y, 8 : centre de la gerbe en Z, 9 : centre de la gerbe en X.*

Variables	Description	pouvoir discriminant
1	CELLMAXFRAC	6.572e-01
2	LONGITUDINAL	5.458e-01
3	LATERAL	5.038e-01
4	SECONDLAMBDAN	3.223e-01
5	FIRSTENGDENSN	2.300e-01
6	SECONDRN	8.028e-02
7	CENTERXN	1.092e-04
8	CENTERZN	1.035e-05
9	CENTERYN	8.989e-06

TAB. 8.3 – *Les valeurs du pouvoir discriminant pour chacune des variables dans le FCal.*

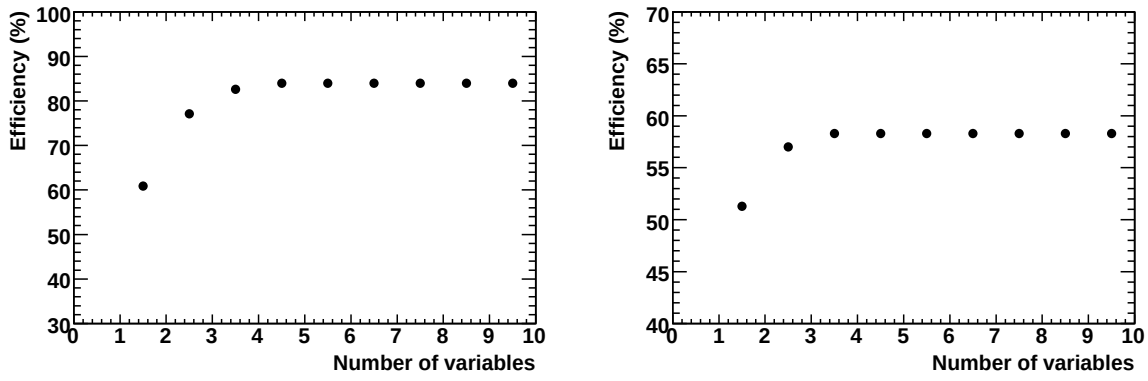

FIG. 8.9 – *Efficacité d'identification en fonction du numéro de l'étape du choix des variables, dans EMEC (gauche) et FCal (droite).*

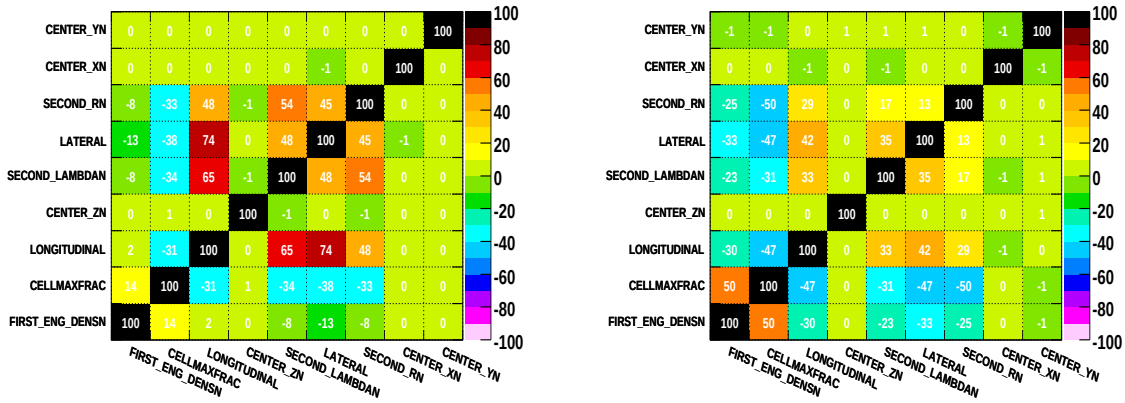

FIG. 8.10 – *Valeurs des coefficients de corrélation entre les différentes variables dans l'EMEC.*

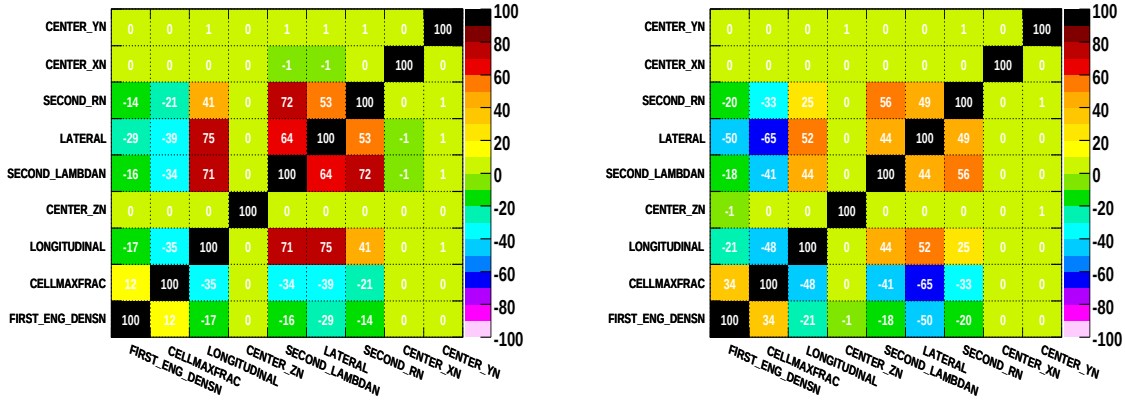

FIG. 8.11 – *Valeurs des coefficients de corrélation entre les différentes variables dans le FCal..*

8.6 Méthodes de discrimination utilisées

Trois types d'analyses multidimensionnelles ont été regardées pour notre étude de séparation des électrons des jets. Le but est de partir de l'ensemble des variables que nous avons sélectionnées et de calculer les facteurs du taux de rejet du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal.

Notons aussi que les échantillons d'entraînement et de test sont différents.

8.6.1 L'analyse discriminante de Fisher

C'est une analyse discriminante linéaire [5], appliquée dans un espace de variables transformé où les corrélations linéaires sont nulles. Elle est en générale définie comme une combinaison linéaire des variables discriminantes x_i :

$$F(\overrightarrow{x}) = a_0 + \sum_{i=1}^{N_{var}} a_i x_i \tag{8.7}$$

Les coefficients de Fisher a_i sont optimisés de manière à ce que $F(\overrightarrow{x})$ donne un maximum de séparation entre le signal et le bruit de fond, et une faible largeur de la distribution c'est à dire en maximisant la quantité $\frac{(<S>-<B>)^2}{\sigma_S^2+\sigma_B^2}$.

En effet, on cherche l'axe dans l'espace des variables (de dimension N_{var}), sur lequel on peut projeter les événements du signal et du bruit de fond afin qu'ils soient le plus séparés possible. Le coefficient a_0 est utilisé pour centrer la valeur moyenne de F, sur tout l'échantillon, autour de 0, comme on le voit sur la figure 8.12.

La valeur de chaque coefficient a_i correspond au pouvoir discriminant de la variable i, qui est un moyen de ranger les variables entre elles. Le pouvoir discriminant est défini comme suit :

$$\lambda = \frac{n_S n_B}{(n_S + n_B)^2}(\widetilde{\bar{x}_S - \bar{x}_B})T^{-1}(\bar{x}_S - \bar{x}_B) \tag{8.8}$$

où n_S et n_B sont respectivement le nombre de signaux et de bruits de fond et T est la matrice de covariance. Dans notre cas n_S=n_B.

Le résultat de la séparation entre le signal et le bruit de fond en utilisant cette méthode est illustré sur la figure 8.12.

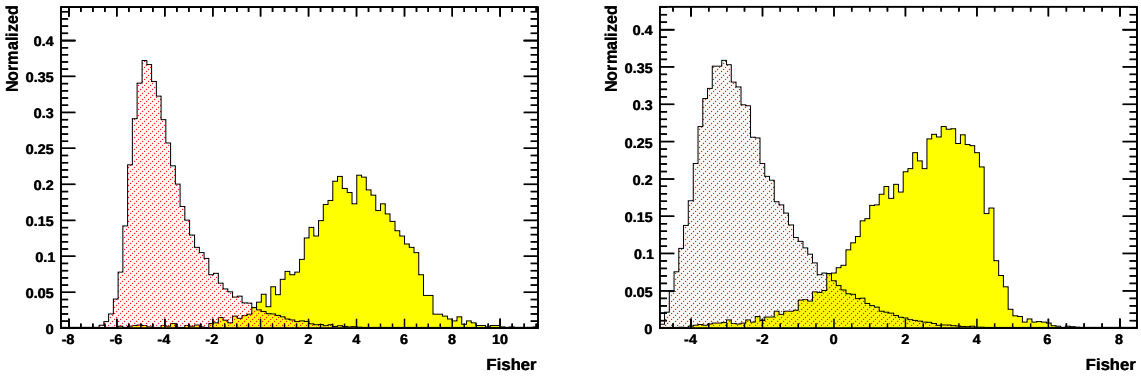

FIG. 8.12 – *Distribution des valeurs du discriminant de Fisher pour le signal (jaune) et le bruit de fond (rouge) dans l'EMEC (gauche) et le FCal (droite).*

8.6.2 Méthode du Maximum de Vraisemblance

Pour chaque événement i on définit le rapport des vraisemblances R_L :

$$R_L(i) = \frac{L_s(i)}{L_s(i) + L_B(i)} \tag{8.9}$$

où L_s et L_B sont, respectivement, les vraisemblances du signal et du bruit de fond. Ces vraisemblances sont définies comme le produit des densités de probabilités de chacune des variables discriminantes.

$$L_s(i) = \prod_{j=1}^{N_{var}} p_{sj}(i) \tag{8.10}$$

Les densités de probabilité sont déterminées à partir des distributions de chaque variable dans l'échantillon d'entraînement. Cette méthode suppose que les variables ne sont pas corrélées. Les corrélations, si elles sont linéaires (ce qui n'est pas le cas de toutes nos variables), peuvent être éliminées en diagonalisant les matrices de corrélation et en appliquant la méthode du maximum de vraisemblance dans l'espace des variables transformées.

La figure 8.13 montre le discriminant de sortie de cette méthode pour le signal, qui a un pic à 1, et le bruit de fond, avec un maximum à -1, dans l'EMEC et le FCal.

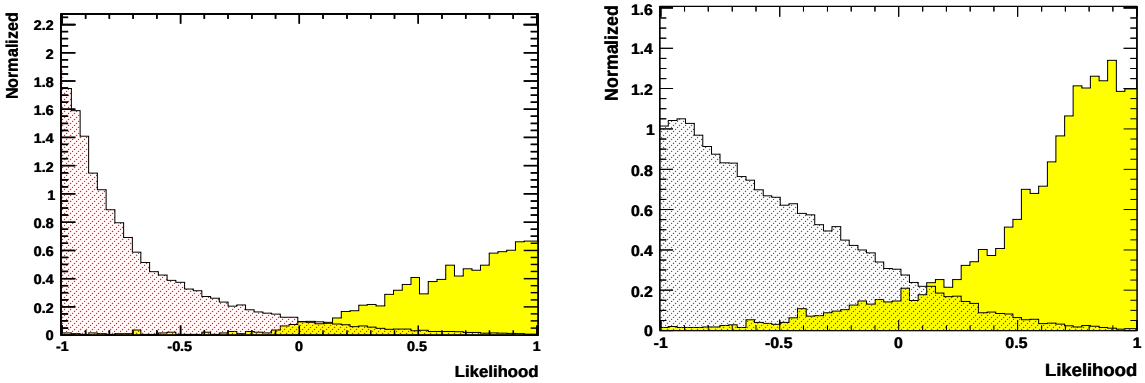

FIG. 8.13 – *Distribution des valeurs du maximum de vraisemblance pour le signal (jaune) et le bruit de fond (rouge) dans l'EMEC (gauche) et le FCal (droite).*

8.6.3 Méthode du réseau de neurones

Le réseau de neurones [7] (ANN, Artificial Neural Network) utilisé dans cette analyse est organisé en 4 couches, appelé MLP (MultilLayer Perceptrons) [8]. Les variables discriminantes forment les neurones de la première couche d'entrée. La couche de sortie contient deux noeuds correspondant au signal et au bruit de fond. Entre ces deux couches on a demandé deux couches intermédiaires avec un nombre de neurones arbitraire. La figure 8.14 montre un schéma des couches d'un réseau de neurones.

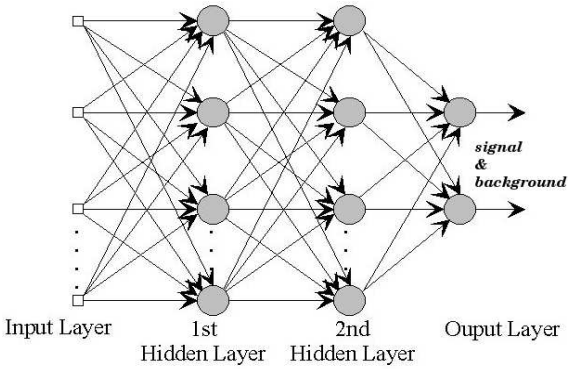

FIG. 8.14 – *Schéma d'un réseau de neurones avec deux couches intermédiaires.*

Chaque neurone à l'entrée d'une couche donnée est une combinaison linéaire de tous les neurones de sortie de la couche précédente. Le passage d'un neurone d'entrée à un neurone de sortie se fait à l'aide d'une fonction dite d'activation F $(= (1 + e^{-x})^{-1})$. A chaque neurone de la couche précédente est appliqué un poids déterminé

lors de l'entraînement du réseau. La fonction suivante représente la "valeur" d'un neurone j de la couche k.

$$X_j^k = F.(a_{0j}^k + \sum_{i=1}^{N^{k-1}} a_{ij}^k X_i^{k-1}) \tag{8.11}$$

Cette méthode est plus performante dans le cas de corrélation non linéaire entre les variables. Sinon elle a des performances similaires à la méthode de Fisher.

L'entraînement du réseau de neurones a été fait avec un lot d'événements de 15000 pour le signal et le bruit de fond, et un nombre de cycles d'entraînement de 400.

La figure 8.15 représente le discriminant de cette méthode et pour le signal et pour le bruit de fond. La distribution a un pic à 1 pour le signal et 0 pour le bruit de fond.

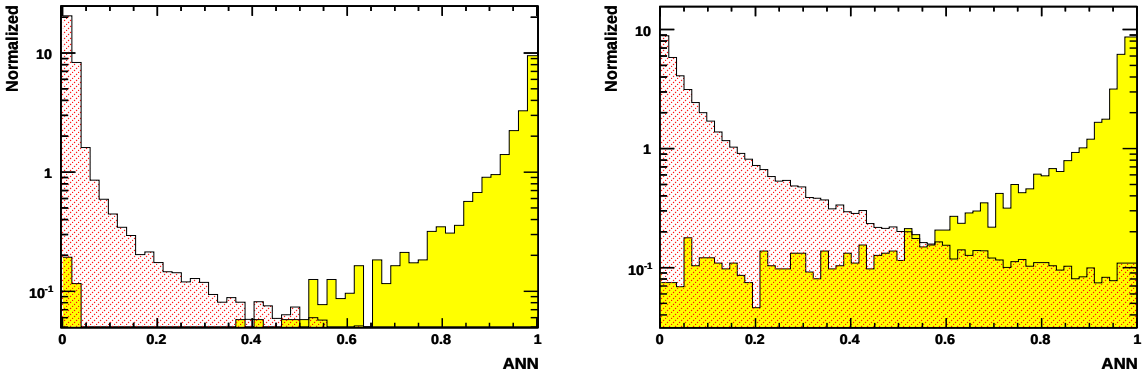

FIG. 8.15 – *Distribution des valeurs de sortie du réseau de neurones (MLP) pour le signal (jaune) et le bruit de fond (rouge) dans l'EMEC (gauche) et le FCal (droite).*

8.7 Résultats

Nous présentons ici les résultats de l'identification des électrons dans la région avant du détecteur en utilisant les méthodes multidimensionnelles.

Les tableaux 8.4 et 8.5 donnent les résultats obtenus pour l'efficacité du signal à 2 valeurs du taux de rejet du bruit de fond 100 et 10 et pour la signification $(\frac{(<S>-<B>)}{\sigma_S^2+\sigma_B^2})$, pour l'EMEC et le FCal respectivement. Sur les figures 8.16 et 8.17 est aussi présentée l'efficacité du bruit de fond (soit 1 - la réjection) en fonction de l'efficacité du signal pour les trois méthodes.

Les deux méthodes de réseaux de neurones et du maximum de vraisemblance sont les plus performantes. Le résultat du réseau de neurones est légèrement meilleur que celui de la méthode du maximum de vraisemblance vu les corrélations qui existent entre les variables (voir figures 8.10 et 8.11).

Méthode	Eff. (%) Rej=100	Eff. (%) Rej=10	signification
Fisher	83	98	2.78
Likelihood	87	98	3.11
ANN(MLP)	94	99	4.75

TAB. 8.4 – *Valeurs d'efficacité du signal pour des taux de rejet du bruit de fond de 100 et 10 et de la signification statistique, dans l'EMEC.*

Méthode	Eff. (%) Rej=100	Eff. (%) Rej=10	signification
Fisher	58	93	2.14
Likelihood	73	94	2.23
ANN(MLP)	72	96	2.86

TAB. 8.5 – *Valeurs d'efficacité du signal pour des réjections du bruit de fond de 100 et 10 et de la signification statistique, dans le FCal.*

8.8 Conclusion

Nous avons utilisé les méthodes multidimensionnelles pour l'identification des électrons dans la région vers l'avant du détecteur. Deux bins en η sont considérés, le EMEC et le FCal. Un ensemble de variables a été sélectionné pour cette étude, et nous avons montré que la performance requise par la mesure de l'asymétrie (un taux de rejet des jets de 100 et une efficacité de reconstruction des électrons de 50%) est tout à fait faisable.

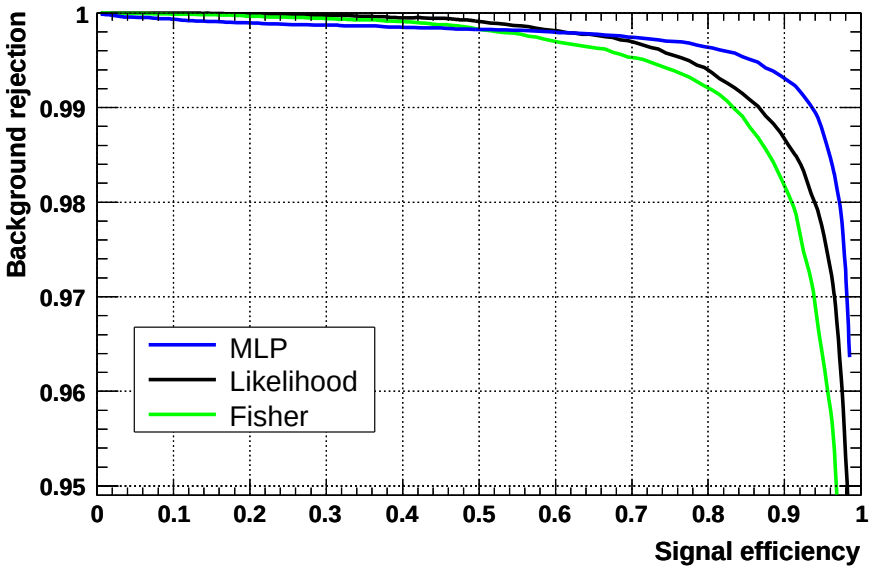

FIG. 8.16 – *Réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal pour le EMEC.*

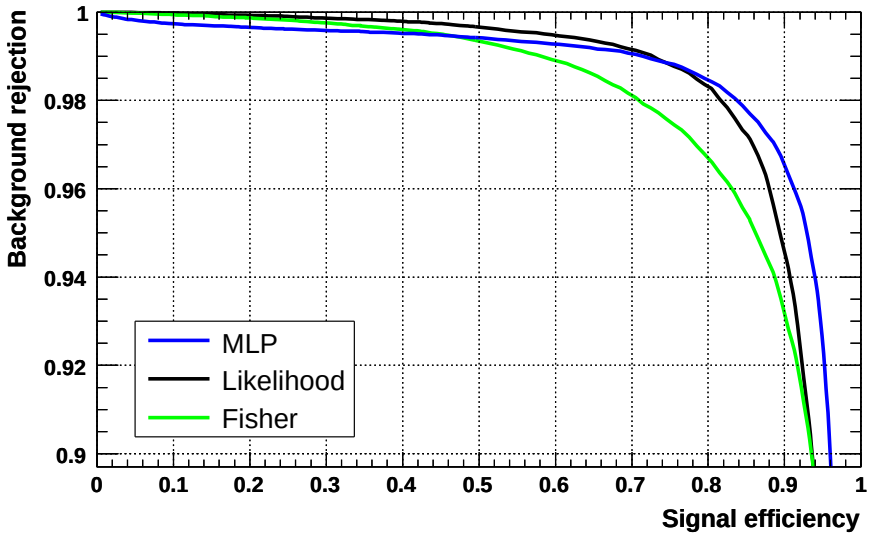

FIG. 8.17 – *Réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal pour le FCal.*

Références

[1] H. B. Prosper, *Prepared for Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics*, Durham, England, 18-22 Mar 2002

[2] A. Höcker et al., *TMVA package*, http ://tmva.sourceforge.net/.

[3] S. Menke, https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TopologicalClustering.

[4] P. Loch, Private Communication.

[5] R. A. Fisher, Annals Eugenics 7(1936)179.

[6] P. C. Mahalanobis, Proc. Nat. Inst. Sci. India, Part 2A, 49 (1936).

[7] E. K. Blum and L. K. Li, Neural Networs 4, 511 (1991).

[8] Zhang, G., B. Eddy Patuwo, et al. *Forecasting with artificial neural networks : The state of the art.* International Journal of Forecasting 14(1) : 35-62 (1998).

Conclusion

Les travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse s'articulent autour de deux thèmes principaux. Le premier thème est dédié à la préparation et à l'analyse des données du calorimètre électromagnétique, au run combiné. Le second thème traite de la mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les désintégrations en deux électrons du Z. Les deux sujets rentrent dans le cadre de préparation au démarrage de l'expérience ATLAS, côté simulations et validation des performances.

Les différentes étapes de l'analyse des données du run combiné, de la préparation à l'exploitation des données et à la publication des résultats, ont été étudiées :

- Dans la première partie la participation à la préparation du run combiné, notamment à son côté software de reconstruction dans le calorimètre électromagnétique est décrite. Ainsi, des codes pour les constantes de piédestal et les coefficients de la matrice d'autocorrélation ainsi que des codes pour la reconstruction des amas de cellules ont été développés et validés avec codes utilisés pour les données des anciens tests en faisceau. Un code a été aussi développé pour l'étalonnage des clusters. Ce développement a été fait dans l'environnement logiciel d'ATLAS.
- La deuxième partie consiste en l'étalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique, en utilisant la méthode des hits de calibration récemment introduite dans ATLAS. Ce travail a été réalisé sur toutes ses étapes, à savoir de la génération et la simulation, à la reconstruction des données. L'étalonnage a été fait pour 42 cellules d'une ligne en ϕ du calorimètre, à 7 valeurs de l'énergie.
- Dans la troisième partie nous avons déterminé les performances du calorimètre électromagnétique en étudiant la résolution en énergie, l'uniformité de réponse et la linéarité de réponse en fonction de l'énergie. Un terme d'échantillonnage de 10.6% et un terme constant local de 0.43% ont été trouvés. Une uniformité de l'ordre de 0.44% et une linéarité de la réponse meilleure que 0.2% entre 20 et 250 GeV, ont été aussi atteintes.

Dans le deuxième sujet nous avons étudié la possibilité d'une mesure de l'asymétrie avant-arrière et par suite une détermination très précise de l'angle effectif de mélange :

- Nous avons d'abord montré, dans une première partie, que l'on peut déterminer l'angle effectif de mélange avec une précision statistique de l'ordre de 10^{-4}

(précision supérieure à la précision actuelle), en utilisant l'asymétrie avant-arrière avec des événements où l'on demande au moins un électron dans la région centrale ($|\eta|$ <2.5) et l'autre électron étant libre ($|\eta|$ <4.9)
– Nous avons ensuite montré qu'on peut atteindre une efficacité d'identification des électrons dans la région avant meilleure que 50% associée à un taux de rejet des jets supérieure à 100. Différentes méthodes de l'analyse multidimensionnelle ont été utilisées pour cette étude.

Les résultats de l'analyse du run combiné font l'objet d'un article en cours de rédaction. Une note CSC (c-à-d une des notes de référence d'ATLAS avant son démarrage) portant sur la mesure de l'asymétrie A_{FB} est en cours de rédaction.

Résumé

Le démarrage de l'expérience ATLAS auprès du LHC au CERN est prévu pour l'année 2007. Le programme de physique de l'expérience couvre un domaine vaste allant du Modèle Standard (mise en évidence du boson de Higgs) jusqu'au delà avec les nouvelles théories (supersymétrie, dimensions supplémentaires ....etc). Le travail présenté dans cette thèse rentre dans le cadre de préparation au démarrage de cette expérience. Après avoir présenté le run combiné de 2004, ses installations et les analyses des données de calibration et des piédestaux du calorimètre électromagnétique, nous développons une méthode d'étalonnage de l'énergie des électrons dans le calorimètre électromagnétique basée totalement sur les données de la simulation GEANT4 du run combiné. Nous exposons ensuite l'étude des performances du calorimètre électromagnétique ainsi que les résultats obtenus : un terme d'échantillonnage de la résolution en énergie de 10.6% $\mathrm{GeV}^{0.5}$ et un terme constant local de 0.43%, une non-uniformité de réponse de 0.44% donnant un terme constant global de 0.6% et une linéarité en fonction de l'énergie meilleure que 0.2% pour des énergies d'électrons entre 20 et 250 GeV. Côté simulation de "physique" de cette thèse, nous montrons une première étude sur la détermination de l'angle effectif de mélange $\sin^2\theta^{lept}_{eff}$ avec une précision meilleure que les résultats actuels, 10^{-4}. Pour atteindre une telle précision il va falloir identifier les électrons dans les régions vers l'avant du détecteur. Ce point fait l'objet de la dernière partie de ce manuscrit, il montre qu'on peut atteindre un taux de rejet électron-jet de 100 avec une efficacité de reconstruction des électrons de 50%, en utilisant une analyse discriminante basée sur les méthodes de Fisher, le maximum de vraisemblance et les réseaux de neurones.

Mots-clés : ATLAS, Calorimètre électromagnétique, Etalonnage, performances, $Z \rightarrow e^+e^-$, Asymétrie Avant-Arrière, identification des électrons.

Abstract

The start up of the ATLAS experiment at the CERN LHC is planned for the year 2007. The physics program of the experiment covers a wide field, going from tests of Standard Model (Higgs boson discovery) to new theories beyond the SM (Supersymmetry, extra dimensions ... etc). The work presented in this thesis returns within the framework of preparation to the starting of this experiment. After having presented the 2004 combined run, its installation, pedestal data and calibration data analysis, we develop a method for calibrating the energy measurement based on Geant4 Monte Carlo simulation of the combined run. These simulations are done in the general framework developed for the analysis of the ATLAS data. We present then the performance studies of the electromagnetic calorimeter as well as the results obtained : a sampling term of the energy resolution of 10.6% $\mathrm{GeV}^{0.5}$ and local constant term of 0.43%, a non-uniformity of response of 0.44% giving a total constant term of 0.6% and a linearity better than 0.2% for electrons energies between 20 and 250 GeV. Concerning the "physics" side of this thesis, we show a first study on the determination of the effective weak mixing angle, $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ with one precision better than the current results, 10^{-4}. To reach such a precision it will be necessary to identify the electrons in the forward regions of the detector. This point is the subject of the last part of this manuscript, it shows that one can reach an electron-jet rejection of 100 with an efficiency of the electrons reconstruction of 50%, by using a discriminating analysis based on the methods of Fisher, the likelihood and the neural networks.

Keywords : ATLAS, Electromagnetic calorimeter, Calibration, performance, $Z \rightarrow e^+e^-$, Forward-Backward Asymmetry, electron identification.