

Etude d'un algorithme de reconstruction des électrons dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le *28 septembre 2006*

pour l'obtention du

Grade de docteur en Physique de l'Université de Paris XI
(spécialité **Champs, Particules et Matières**)

par

Nicolas Kerschen

Composition du jury

Rapporteurs : Yves Sirois, Isabelle Wingerter-Seez

Examineurs : Etienne Augé (président du jury), Eric Kajfasz

Directeur de thèse : Jean-Pierre Meyer

Co-directeur de thèse : Maarten Boonekamp

*A mes parents,
A mes grands-parents,
A Livia*

Es gibt Leute, welche den Vogel genau zu kennen glauben, weil sie das Ei gesehen haben, aus dem er gekrochen ist.

*Heinrich Heine
(1797-1856)*

Wissenschaft : Es ist nicht ihr Ziel, der unendlichen Weisheit eine Tür zu öffnen, sondern eine Grenze zu setzen dem unendlichen Irrtum.

*Berthold Brecht
(1898-1956)*

Table des matières

Chapitre 1 Introduction	5
Chapitre 2 Le boson de Higgs du Modèle Standard	7
2.1 Introduction	7
2.2 La brisure spontanée de symétrie	8
2.3 Le mécanisme de Higgs	9
2.3.1 Introduction	9
2.3.2 Donner une masse aux bosons W et Z	10
2.3.3 Donner une masse aux leptons et aux quarks	12
2.4 Les limites sur la masse du boson de Higgs	12
2.4.1 Les limites théoriques	12
2.4.2 Les limites expérimentales	13
2.5 Les modes de production du boson de Higgs	13
2.6 Les canaux de désintégration du boson de Higgs	13
2.7 Conclusion	16
Chapitre 3 Le LHC et le détecteur ATLAS	17
3.1 Le LHC	17
3.1.1 Introduction	17
3.1.2 Description générale	17
3.1.3 Les caractéristiques principales	20
3.1.4 Calendrier	21
3.2 Le détecteur ATLAS	22
3.2.1 Introduction	22
3.2.2 Variables cinématiques	22
3.2.3 Performances attendues du détecteur	23
3.2.4 Description générale	23

3.2.5	Le détecteur interne	23
3.2.6	Les calorimètres	27
3.2.7	Le spectromètre à muons	32
3.2.8	Le système de déclenchement	36
3.3	CMS et ATLAS	39
Chapitre 4 Le calorimètre électromagnétique		41
4.1	Introduction	41
4.2	Les gerbes électromagnétiques	42
4.2.1	Le développement longitudinal	42
4.2.2	Le développement latéral	43
4.3	Les calorimètres à échantillonnage	44
4.3.1	La résolution en énergie	45
4.3.2	La mesure de la position et la résolution en position	46
4.4	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	47
4.4.1	Introduction	47
4.4.2	Performances souhaitées et attendues du détecteur	47
4.4.3	Description générale	48
4.4.4	Le tonneau (barrel)	49
4.4.5	Les bouchons (end-caps)	50
4.5	Du passage de la particule à la mesure de l'énergie	52
4.5.1	Le signal physique	52
4.5.2	La reconstruction du signal	52
4.5.3	Reconstruction de l'énergie et de la position de la particule incidente	53
Chapitre 5 Performances sur simulation		55
5.1	Les méthodes de formation des amas de cellules	55
5.2	Détermination des poids longitudinaux	57
5.3	Optimisation des seuils du cluster topologique	61
5.3.1	Etude sur des électrons uniques	61
5.3.2	Etude sur des processus physiques	65
5.4	Correction des biais sur la mesure de la position et de l'énergie de la particule incidente	71
5.4.1	Biais sur la mesure de la position	71
5.4.2	Biais sur la mesure de l'énergie	77

5.5	Comparaison des performances du cluster topologique avec celles du cluster fixe	84
Chapitre 6 Etude du cluster topologique en faisceau test		89
6.1	Introduction	89
6.2	Le dispositif expérimental	90
6.2.1	La ligne de faisceau	90
6.2.2	La ligne de détection	91
6.3	Détermination de l'énergie du faisceau - la linéarité de l'énergie du faisceau test	92
6.3.1	Estimation de l'incertitude sur le courant dans les aimants	95
6.3.2	Mesure de $\int Bdl$	96
6.3.3	Les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron	96
6.3.4	Dispersion de l'énergie du faisceau due à l'ouverture des collimateurs et non-linéarités introduites par leur désalignement	98
6.3.5	Récapitulatif des erreurs et détermination de l'énergie du faisceau pour les runs analysés dans cette étude	101
6.4	La reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique pour le test en faisceau	102
6.4.1	La reconstruction de l'énergie dans une cellule	102
6.4.2	La reconstruction de l'énergie de l'électron incident	105
6.5	La sélection des événements	105
6.6	La simulation Monte Carlo du test en faisceau	106
6.6.1	Ajustement de la simulation	106
6.6.2	Comparaison données/Monte-Carlo	108
6.7	La détermination des poids longitudinaux par minimisation de la résolution	118
6.8	Résultats sur la linéarité	119
6.8.1	Détermination des poids sur Monte Carlo et linéarité obtenue sur la simulation	119
6.8.2	Linéarité obtenue sur les données	121
6.9	Résultats sur la résolution	121
6.10	La détermination des poids longitudinaux à partir de la simulation des dépôts d'énergie	123
6.11	La linéarité obtenue par l'étude des dépôts d'énergie dans le dispositif expérimental	126

6.12 La résolution obtenue par l'étude des dépôts d'énergie dans le dispositif expérimental	128
6.13 Conclusion	128

Chapitre 7 Etude du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons 133

7.1 Introduction	133
7.2 Les processus physiques : sections efficaces et rapports d'embranchement .	134
7.2.1 Le signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$	135
7.2.2 Le processus $ZZ^* \rightarrow 4l$	136
7.2.3 Le processus $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$	136
7.2.4 Le processus $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow 4l$	136
7.2.5 Recapitulatif des bruits de fond	136
7.3 Etude du signal	137
7.3.1 Selection des électrons, efficacités	137
7.3.2 Sélection des événements et efficacités pour le signal	145
7.3.3 La contrainte sur la masse du boson Z	147
7.3.4 La combinaison du détecteur de traces et du calorimètre pour la mesure de l'impulsion des électrons	149
7.3.5 Etude de la résolution en masse du boson de Higgs	152
7.3.6 Nombre d'événements de signal observés	154
7.4 Etude du bruit de fond	155
7.4.1 Les échantillons de bruit de fond utilisés	155
7.4.2 La réjection des bruits de fond réductibles	155
7.5 L'efficacité des coupures appliquées	158
7.6 Résultats de l'analyse $H \rightarrow 4e$	158
7.7 Conclusion	160

Chapitre 8 Conclusion 163

Bibliographie 165

1

Introduction

La reconstruction des électrons dans un calorimètre électromagnétique passe par plusieurs étapes. La première consiste en la reconstruction de l'énergie déposée dans le calorimètre, cellule par cellule. Cette étape découle principalement des caractéristiques du calorimètre. La seconde étape consiste à accréter les cellules voisines de l'impact pour établir une estimation du profil de la gerbe électromagnétique générée par l'électron. Enfin, des corrections sont appliquées au groupe de cellules accrétées (ou "amas") pour aboutir à une estimation précise et non biaisée des paramètres (énergie, position) de la particule incidente. Les deux derniers maillons de cette chaîne de reconstruction nécessitent la définition d'algorithmes.

Actuellement, dans ATLAS, ces amas de cellules ont une taille fixe prédéfinie, en fonction de la particule et de l'énergie. Toutes les études actuelles, traitant de la reconstruction en énergie et en position d'une particule électromagnétique incidente, utilisent un cluster fixe. L'utilisation de ce type de cluster a été validée sur test en faisceau, et tous les effets contribuant à la reconstruction en énergie sont compris et peuvent être corrigés.

Ce type de cluster a néanmoins quelques points faibles. Il ne s'adapte pas aux fluctuations intrinsèques d'une gerbe électromagnétique, et dans le cas de Bremsstrahlung ou de conversions de photons dans la matière située avant le calorimètre électromagnétique, il ne permet pas toujours de récupérer le photon ou l'électron associé à l'électron le plus énergétique. Ceci se traduit par des queues non-gaussiennes dans les distributions en énergie, qui se répercutent sur les analyses de physique comme par exemple la recherche du processus $H \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

Il est donc intéressant de tester un algorithme de formation des amas de cellules qui s'adapte, événement par événement, à la topologie de la gerbe. Un tel algorithme a été implémenté dans ATLAS récemment. Il permet en principe de compenser les fluctuations intrinsèques des gerbes et de corriger les effets liés à la matière passive devant le détecteur en reconstruisant les photons de Bremsstrahlung ou les conversions de photon au cas par cas.

Cette thèse est consacrée à l'étude de ce cluster topologique dans ATLAS. Ceci comprend des études comparatives avec le cluster fixe sur simulation et sur faisceau de test. Le but est de valider le cluster topologique pour son utilisation dans des études de physique.

Après avoir décrit, dans les deux prochains chapitres, le collisionneur LHC ainsi que le détecteur ATLAS et la physique qu'on pourra y faire, le chapitre 4 sera consacré aux calo-

rimètres électromagnétiques et en particulier le calorimètre électromagnétique d'ATLAS. On y détaillera notamment le principe de détection d'un tel calorimètre et la reconstruction de l'énergie et de la position d'une particule incidente. Le chapitre suivant sera consacré à la mesure de la position et de l'énergie des électrons ainsi que l'étude des performances du cluster topologique en terme de linéarité et de résolution en position et en énergie. Ceci permettra de comparer les deux types de clusters. Le chapitre 6 sera consacré à la validation du cluster topologique sur test en faisceau. On se focalisera sur l'étude de la linéarité et de la résolution. On appliquera ensuite, dans le chapitre 7, les études précédentes au canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons. On terminera par une conclusion générale.

2

Le boson de Higgs du Modèle Standard

2.1 Introduction

Le modèle standard est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et qui décrit les interactions fortes, faibles et électromagnétiques des particules élémentaires. Une symétrie de jauge locale implique l'existence d'une interaction à travers le couplage entre les champs de matière (fermions) et les champs de jauge (bosons) avec des charges et des courants conservés (charges de couleur pour les interactions fortes et isospin faible et hypercharge pour les interactions électrofaibles). Les médiateurs de ces interactions (champs de jauge de spin 1) sont le photon γ pour l'interaction électromagnétique, les bosons W^+ , W^- et Z^0 pour l'interaction faible et huit gluons pour l'interaction forte. Les constituants fermioniques de la matière, composés des leptons et des quarks connus, sont organisés en 3 familles. Leur structure est la suivante :

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b \end{bmatrix},$$

où

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \left(\begin{array}{c} \nu_l \\ l^- \end{array} \right)_L, \quad \left(\begin{array}{c} q_u \\ q_d \end{array} \right)_L, \quad l_R^-, \quad q_{uR}, \quad q_{dR},$$

Chaque quark apparaît en trois "couleurs" différentes et chaque particule a une antiparticule correspondante. Les champs de chiralité gauche forment des doublets de $SU(2)_L$ (doublet d'isospin faible) et les champs droits des singlets d'isospin. Les trois familles ne diffèrent que par leur nombre quantique de saveur et par les masses des particules. L'ingrédient essentiel du modèle est le potentiel scalaire ajouté au Lagrangien permettant de générer les masses des bosons vecteurs et des fermions à travers une brisure spontanée de symétrie, le mécanisme de Higgs. Un champ scalaire rémanent, le boson de Higgs, de spin 0, est la seule particule du Modèle Standard qui n'a pas encore été découverte expérimentalement. En effet, la découverte du courant neutre, la production de bosons intermédiaires, W^\pm et Z^0 ainsi que les mesures de précisions des paramètres électrofaibles ont renforcé la confiance en ce modèle dont les débuts se situent dans les années soixante avec Glashow, Salam et Weinberg [11].

Dans la suite, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la physique du boson de Higgs du Modèle Standard.

2.2 La brisure spontanée de symétrie

Il peut y avoir des symétries du Lagrangien qui ne sont pas des symétries du vide (l'état fondamental de la théorie). En effet, considérons un champ scalaire complexe tel que le Lagrangien s'exprime par :

$$L = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi \phi^*) \quad (2.1)$$

avec le potentiel

$$V(\phi \phi^*) = \mu^2 (\phi^* \phi) + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.2)$$

Le Lagrangien (2.1) est invariant sous la transformation de phase globale

$$\phi \rightarrow \exp(-i\theta)\phi$$

En redéfinissant le champ complexe en termes de deux champs réels par la relation

$$\phi = \frac{(\phi_1 + i\phi_2)}{\sqrt{2}}$$

le Lagrangien (2.1) devient

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 + \partial_\mu \phi_2 \partial^\mu \phi_2) - V(\phi_1, \phi_2), \quad (2.3)$$

Il est invariant par rotations $SO(2)$,

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

Dans le cas où $\mu^2 < 0$, il existe un continuum d'états distincts du vide se trouvant sur un cercle de rayon

$$\langle |\phi|^2 \rangle = \frac{(\langle \phi_1 \rangle^2 + \langle \phi_2 \rangle^2)}{2} = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (2.4)$$

avec

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (2.5)$$

Les états de vide sont donc également invariants par $SO(2)$. En revanche, lorsque qu'on choisit un état de vide particulier, la symétrie est brisée spontanément, puisque le Lagrangien est invariant mais le vide ne l'est plus. Si on choisit par exemple la configuration suivante :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= v \\ \phi_2 &= 0 \end{aligned}$$

et qu'on redéfinit des champs tels que

$$\begin{aligned}\phi'_1 &= \phi_1 - v \\ \phi'_2 &= \phi_2\end{aligned}$$

le vide correspondants est $\langle |\phi'|^2 \rangle = 0$, ce qui permet de faibles fluctuations autour de l'état fondamental. Le Lagrangien (2.3) devient :

$$L = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_1\partial^\mu\phi'_1 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\phi'^2_1 + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_2\partial^\mu\phi'_2 + \text{termes d'interaction} \quad (2.6)$$

On identifie ainsi un champ scalaire ϕ'_1 de masse réelle et positive et un boson scalaire, ϕ'_2 , sans masse. Dans le cadre d'une symétrie globale, il n'est pas possible de conférer une masse à une particule par brisure spontanée de symétrie, sans créer une particule scalaires de masse nulle (boson de Goldstone) pour chaque générateur "brisé" du groupe de symétrie initial. C'est ce qu'on appelle le théorème de Goldstone.

2.3 Le mécanisme de Higgs

2.3.1 Introduction

La solution pour conférer une masse aux particules par brisure de symétrie en se débarrassant des bosons de Goldstone (qui ne sont pas observés dans la nature), est de considérer des symétries de jauge locales plutôt que des symétries globales. Cette solution à été proposée par Higgs en 1964 et indépendemment par Englert et Brout ([1], [4], [5]). On demande ainsi que le Lagrangien soit invariant par la transformation locale :

$$\phi \rightarrow \exp[iq\alpha(x)]\phi$$

Pour que le Lagrangien (2.1) reste invariant sous cette transformation, on introduit un boson de jauge (A_μ) et la dérivée covariante

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \text{ avec } A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\alpha(x)$$

Le vide est donné par (2.4) pour $\mu^2 < 0$. On paramétrise ϕ après brisure de symétrie tel que

$$\phi = \exp\left(i\frac{\phi'_2}{v}\right)\frac{\phi'_1 + v}{\sqrt{2}} \cong \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi'_1 + v + i\phi'_2) = \phi' + \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

et le Lagrangien (2.1) devient,

$$\begin{aligned}L &= \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_1\partial^\mu\phi'_1 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\phi'^2_1 + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_2\partial^\mu\phi'_2 + \text{termes d'interaction} \\ &\quad - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{q^2v^2}{2}A_\mu A^\mu + qvA_\mu\partial^\mu\phi'_2\end{aligned} \quad (2.8)$$

Avec $F_{\mu\nu}$ le tenseur électromagnétique exprimé par $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. On identifie dans ce Langragien, un champ scalaire ϕ'_1 de masse $M_{\phi'_1} = \sqrt{-2\mu^2}$, un boson de Goldstone ϕ'_2

et un boson vecteur massif A_μ de masse $M_A = qv$. On peut éliminer le dernier terme avec le boson de Goldstone en choisissant la jauge telle que :

$$\alpha(x) = -\frac{1}{qv}\phi'_2(x)$$

Cette jauge est appelée jauge unitaire. De cette façon le champ (2.7) devient,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi'_1 + v)$$

et le boson de Goldstone ϕ'_2 disparaît du Lagrangien, qui devient

$$\begin{aligned} L = & \frac{1}{2}\partial_\mu\phi'_1\partial^\mu\phi'_1 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\phi_1'^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{q^2v^2}{2}A_\mu A^\mu, \\ & + \frac{1}{2}q^2(\phi'_1 + 2v)\phi'_1 A_\mu A^\mu - \frac{\lambda}{4}\phi_1'^3(\phi'_1 + 4v) \end{aligned} \quad (2.9)$$

En comptant le nombre de degrés de liberté du Lagrangien initial (2.1) et du Lagrangien final (2.9), on peut constater que le degré de liberté du boson de Goldstone est absorbé par le boson vecteur qui devient ainsi massif. Le boson de Goldstone devient le degré de liberté longitudinal du boson vecteur. En effet, dans le Lagrangien (2.1), le champ scalaire chargé ϕ^* a deux degrés de liberté tout comme le champ vectoriel de masse nulle A_μ , ce qui fait 4 degrés de liberté en tout. Le Lagrangien (2.9) à un champ scalaire neutre ϕ'_1 qui a un seul degré de liberté et un champ vectoriel massif avec 3 degrés de liberté.

Le mécanisme de Higgs permet de donner une masse à un boson de jauge en introduisant un champ scalaire qui lui aussi acquiert une masse. Ce champ scalaire représente le boson de Higgs.

Dans le cadre du Modèle Standard, on applique le mécanisme de Higgs pour donner une masse aux bosons vecteurs W^\pm et Z^0 .

2.3.2 Donner une masse aux bosons W et Z

Pour appliquer le mécanisme de Higgs, on considère un doublet de champs scalaires

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

et on introduit le Lagrangien

$$L = \partial_\mu\Phi^\dagger\partial^\mu\Phi - V(\Phi^\dagger\Phi)$$

où le potentiel est donné par

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (2.10)$$

Pour que le Lagrangien soit invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, on introduit la dérivée covariante

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i + i\frac{g'}{2}YB_\mu$$

avec g et g' , les constantes de couplages associées aux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement. On peut choisir l'état fondamental tel que

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

où v est donné par (2.5). Comme la charge électrique doit rester conservée, la symétrie électromagnétique doit être une symétrie du vide. On doit donc briser la symétrie de façon à ce que le sous-groupe $U(1)_{em}$ de dimension 1, reste une symétrie du vide. Ainsi la brisure de symétrie donne pour l'état fondamental

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$$

Le boson de jauge correspondant, le photon, reste donc de masse nulle. On peut vérifier que le choix de l'état fondamental est bien invariant sous $U(1)_{em}$. Cette invariance implique

$$e^{i\alpha Q} \langle \Phi \rangle_0 \cong (1 + i\alpha Q) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0$$

la charge électrique du vide doit donc être nulle, ce qu'on peut vérifier par

$$\begin{aligned} Q \langle \Phi \rangle_0 &= (T_3 + \frac{1}{2}Y) \langle \Phi \rangle_0 \\ &= \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0 \end{aligned}$$

où T_3 est la troisième composante de l'isospin faible et Y est l'hypercharge faible. Les autres bosons de jauge, correspondants aux générateurs "brisés" T_1 , T_2 et $(T_3 - Y/2) = 2T_3 - Q$ doivent acquérir une masse. Le doublet de Higgs peut être paramétrisé par

$$\Phi \equiv \exp\left(i\frac{\tau^i \chi_i}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

en faisant une transformation de jauge dans $SU(2)_L$ en prenant comme jauge la jauge unitaire ($\alpha_i = \chi_i/v$), les champs deviennent

$$\Phi' = \exp\left(-i\frac{\tau^i \chi_i}{2}\right) \Phi = \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

et le Lagrangien devient

$$\begin{aligned} L &= \left| (\partial_\mu + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i + i\frac{g'}{2}YB_\mu) \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\ &\quad - \mu^2 \frac{(v+H)^2}{2} - \lambda \frac{(v+H)^4}{4} \end{aligned} \quad (2.13)$$

En remplaçant dans le lagrangien les champs de jauge par les champs physiques $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$ et $Z_\mu = \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu$ avec θ_W , l'angle de Weinberg. On trouve pour le premier terme du Lagrangien (2.13)

$$\begin{aligned} & \left| \left(\begin{array}{c} 0 \\ \partial_\mu H / \sqrt{2} \end{array} \right) + i \frac{g^2}{4} (v + H) \left(\begin{array}{c} W_\mu^+ \\ (-1/\sqrt{2} \cos \theta_W) Z_\mu \end{array} \right) \right| \\ &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{g^2}{4} (v + H)^2 \left(W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

où les termes de masse s'expriment par

$$\frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu$$

On trouve donc pour les masses des bosons vecteurs

$$M_W = \frac{gv}{2}$$

et

$$M_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

$v = (\sqrt{2} G_F)^{1/2} \cong 246$ GeV où G_F est la constante de Fermi, l'angle de Weinberg est mesuré expérimentalement et la constante de couplage g est reliée à la charge électrique. On a donc pu prédire les masses des bosons vecteurs avant même leur mesure directe ; mesures qui ont confirmé la prédiction.

Le deuxième terme du Lagrangien (2.13) concerne le champ scalaire H . La masse de ce boson scalaire ainsi que son auto-couplage est déterminé par le Lagrangien. Le terme de masse nous donne

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2}$$

Le Modèle Standard ne permet pas de prédire la masse du boson de Higgs, étant donné que μ^2 est a priori inconnu. La théorie ne fait donc que prédire son existence. Pour établir des limites sur cette masse, on utilise des considérations théoriques sur la cohérence du Modèle Standard et sur la recherche expérimentale directe et indirecte, comme on le verra dans la suite.

2.3.3 Donner une masse aux leptons et aux quarks

Les fermions acquièrent une masse via le couplage de Yukawa avec le champ de Higgs. Cette procédure permet de générer un terme de masse pour les fermions sans briser l'invariance de jauge. Il n'est en revanche pas possible de prédire ces masses à partir de la théorie.

2.4 Les limites sur la masse du boson de Higgs

2.4.1 Les limites théoriques

Différentes considérations théoriques permettent de contraindre la masse du boson de Higgs en imposant des limites inférieures et supérieures.

Contrainte de trivialité La constante de couplage quadratique λ varie avec l'échelle de renormalisation Q . Quand Q^2 tend vers 0, λ tend vers 0 et la théorie devient triviale, il n'y a plus d'interactions. Quand $Q^2 \rightarrow \infty$, λ diverge. Il existe ainsi pour une masse de boson de Higgs données, une échelle d'énergie maximale jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide. Si cette échelle est l'échelle de Planck, le boson de Higgs doit avoir une masse inférieure à 180 GeV. Par contre, si une nouvelle physique apparaît à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV, alors la limite est d'environ 800 GeV.

La stabilité du vide La limite inférieure sur la masse du boson de Higgs est déterminée par la nécessité de préserver la stabilité du vide, c'est à dire que le potentiel de Higgs reste borné inférieurement ($\lambda > 0$) jusqu'à l'échelle d'énergie donnant la limite de validité du Modèle Standard.

L'unitarité de la théorie Une limite est obtenue en demandant que l'unitarité ne soit pas violée dans les diffusions élastique entre bosons W et Z^0 . La masse du boson de Higgs joue un rôle important dans le comportement à haute énergie des amplitudes de diffusion des bosons vecteurs polarisés longitudinalement. On peut donc en déduire une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs [8].

2.4.2 Les limites expérimentales

Les contraintes expérimentales proviennent principalement des mesures directes ainsi que des mesures de précisions des paramètres électrofaibles du Modèle Standard. Les recherches directes effectuées au CERN auprès du LEP "Large Electron-Positron collider" ont imposé une limite inférieure à la masse de boson de Higgs de 114.4 GeV avec un niveau de confiance de 95% [14]. Les ajustements effectués à partir des mesures de précision donnent une limite supérieure de 251 GeV à 95% de niveau de confiance et une valeur préférée de 117 GeV [13].

2.5 Les modes de production du boson de Higgs

Auprès de collisionneurs hadroniques, le boson de Higgs peut être produit par fusion de gluons, par fusion de bosons vecteurs ou en association avec un boson W ou Z . D'autres processus moins importants sont la fusion $t\bar{t}$ et la radiation de bosons de Higgs par les bosons vecteurs (voir figure 2.1). La figure 2.2a donne la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse dans des interactions p-p à 14 TeV dans le centre de masse. On peut voir que les processus (a) et (b) de la figure 2.1 sont dominants.

2.6 Les canaux de désintégration du boson de Higgs

La figure 2.2b donne le rapport d'embranchement du boson de Higgs. Selon sa masse, différents processus pourraient permettre son observation.

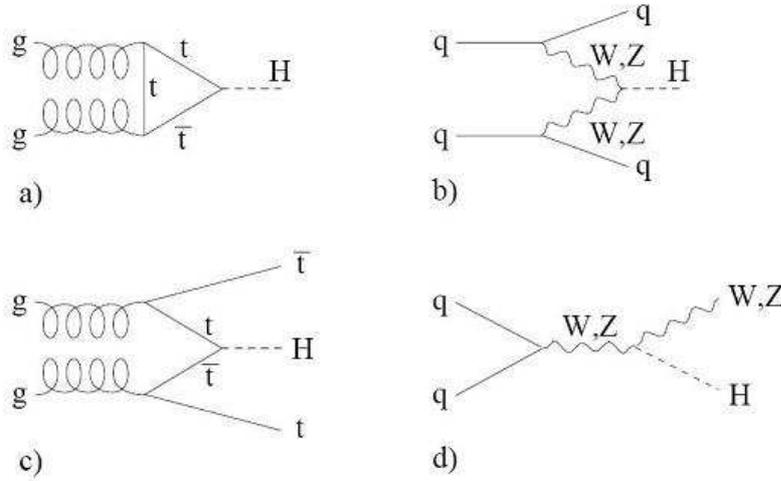


FIG. 2.1 – modes de production du boson de Higgs : a) fusion de gluons, b) fusion de bosons vecteurs, c) fusion $t\bar{t}$, d) radiation de boson de Higgs

– **80 GeV** < m_H < **120 GeV**

Le mode

$$H \rightarrow b\bar{b}$$

est dominant étant donné que dans cette fenêtre de masse la particule la plus lourde accessible à la production de paires est le quark b. Ce canal souffre d'un bruit de fond important qui peut être réduit considérablement si le boson de Higgs est produit en association avec un boson vecteur ou une paire $t\bar{t}$. On peut alors étiqueter les leptons pour réduire le bruit de fond et mesurer le signal en détectant les vertexes secondaires.

Un autre canal dans cette fenêtre en masse est le canal

$$H \rightarrow \gamma\gamma$$

Ce canal souffre d'un faible rapport d'embranchement et d'un bruit de fond important. Il reste tout de même un canal prometteur qui nécessite un calorimètre électromagnétique avec une très bonne résolution angulaire et une très bonne résolution en énergie.

– **120 GeV** < m_H < $2m_Z \approx 180$ **GeV**

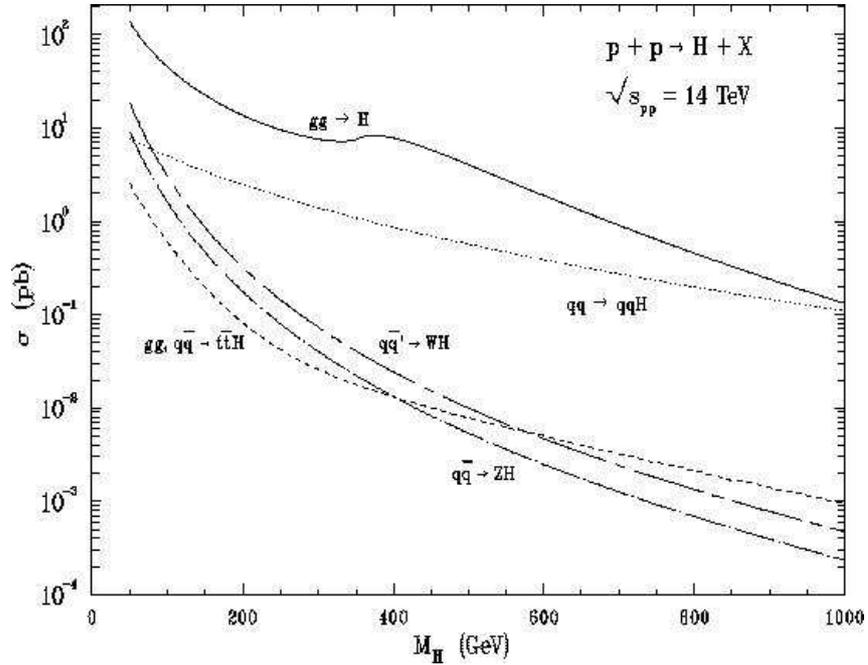
Le canal

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$$

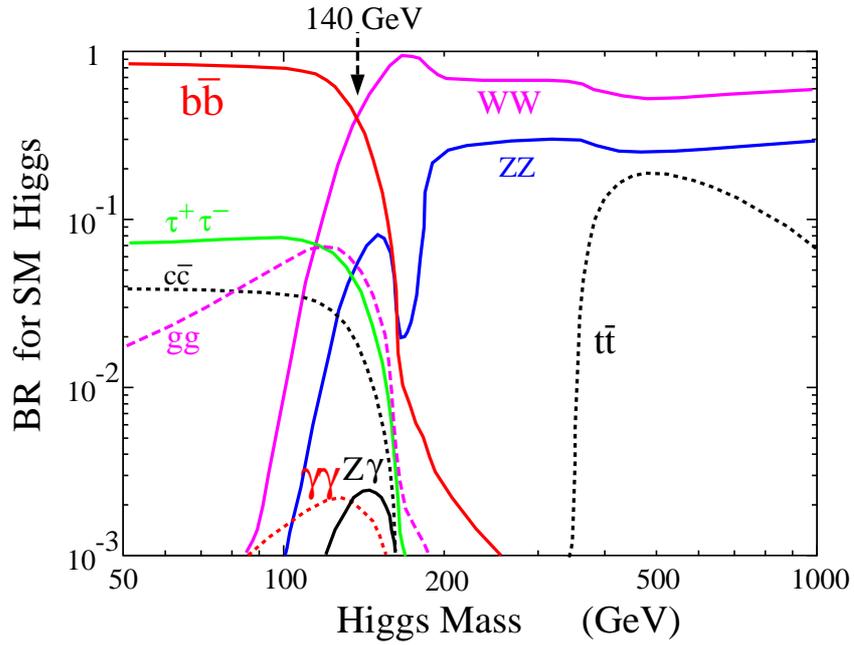
offre une signature propre due à l'impulsion transverse importante des leptons. Une bonne résolution en énergie est néanmoins nécessaire. Le bruit de fond principal vient de la production directe de paires ZZ^* .

– **150 GeV** < m_H < **190 GeV**

Pour des masses du boson de Higgs proches de $2m_W$, le rapport d'embranchement



(a)



(b)

FIG. 2.2 – a) Section efficace de production au LHC du boson de Higgs en fonction de sa masse ; b) Rapport d'embranchement pour les désintégration du bosons de Higgs en fonction de sa masse

de $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ et fortement réduit par le mode de désintégration

$$H \rightarrow WW \rightarrow l^+\nu l^-\nu$$

Ce canal nécessite la mesure précise de l'énergie transverse manquante.

- $2m_Z < m_H < 800 \text{ GeV}$

Dans cette fenêtre en masse s'ouvre le canal appelé "canal en or". En effet, dans le canal

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$$

le boson de Higgs se désintègre en deux Z réels, ce qui permet d'avoir un rapport d'embranchement important et un bruit de fond très faible. Dans ces région en masse, la largeur naturelle du boson de Higgs augmente rapidement avec m_H , alors que la section efficace de production diminue. Le potentiel de détection est ainsi déterminé par la luminosité intégrée disponible.

- $m_H > 800 \text{ GeV}$

Pour des masses très importantes, le canal

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$$

a un rapport d'embranchement six fois plus important que le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$. Il est caractérisé par deux leptons ayant une impulsion transverse importante ainsi que de l'énergie transverse manquante due aux neutrinos. D'autres canaux prometteurs sont

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l^\pm 2j$$

$$H \rightarrow WW \rightarrow l^\pm \nu 2j$$

2.7 Conclusion

La recherche du boson de Higgs est en cours au Tevatron et se fera au LHC à partir de 2007. Au Tevatron à Fermilab, un collisionneur proton - antiproton permettant d'atteindre une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV, le mode de production considéré préférentiellement est celui où un boson de Higgs est produit en association avec un boson vecteur. Le canal étudié est le canal de désintégration du boson de Higgs en paires $b\bar{b}$ mais aussi en deux W pour des masses intermédiaires. A haute masse, la production par fusion de gluon avec un boson de Higgs se désintégrant en deux W est également étudiée [15].

Au LHC, un collisionneur proton proton en construction au CERN dont le démarrage est prévu en 2007 et pour lequel une énergie dans le centre de masse de 14 TeV est attendue, les mécanismes de production dominants sont la fusion de gluons et la fusion de bosons vecteurs. Le LHC permettra de rechercher le boson de Higgs sur toute la fenêtre en masse avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . La découverte de cette particule est un des buts principaux du collisionneur.

3

Le LHC et le détecteur ATLAS

Ce chapitre est consacré, dans une première partie, à la description du **LHC** (**L**arge **H**adron **C**ollider) sur le plan des technologies utilisées et des performances attendues. En partant des choix physiques et technologiques et en considérant les limitations associées à ces choix, on arrivera aux caractéristiques de la machine telles que la luminosité et l'énergie maximale qui pourra être atteinte. Dans une deuxième partie, ce chapitre sera dédié à la description de la géométrie, des caractéristiques et des performances du détecteur ATLAS.

3.1 Le LHC

3.1.1 Introduction

Le grand collisionneur de hadrons **LHC** (**L**arge **H**adron **C**ollider) permettra d'accélérer et de faire rentrer en collision deux faisceaux de protons avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Une configuration spéciale de la machine permettra également des collisions d'ions lourds. Les premières collisions sont prévues pour 2007. Trois des quatre expériences en préparation auprès du LHC sont conçues pour fonctionner en mode proton-proton : ATLAS, CMS, et LHCb. L'expérience ALICE sera exclusivement dédiée aux collisions d'ions lourds.

3.1.2 Description générale

Le LHC est en construction dans le tunnel du LEP (**L**arge **E**lectron-**P**ositron **C**ollider) au CERN. Une grande partie du réseau d'accélérateurs du CERN est utilisée pour pré-accélérer les protons avant de les injecter dans le LHC. Les protons sont tout d'abord accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV dans un accélérateur linéaire, le Linac. Ils acquièrent ensuite une énergie de 1 GeV dans le "Booster", une énergie de 26 GeV dans le PS (**P**roton **S**ynchrotron) puis une énergie de 450 GeV dans le SPS (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron), pour être injectés ensuite dans le LHC. Ce dernier accélèrera les faisceaux de protons pour atteindre les 7 TeV nominaux. La figure 3.1 montre ce réseau d'accélérateurs du CERN.

Pour un collisionneur de particules de même charge, les faisceaux doivent circuler dans deux tubes à vide séparés, soumis à des champs magnétiques opposés. Les deux faisceaux

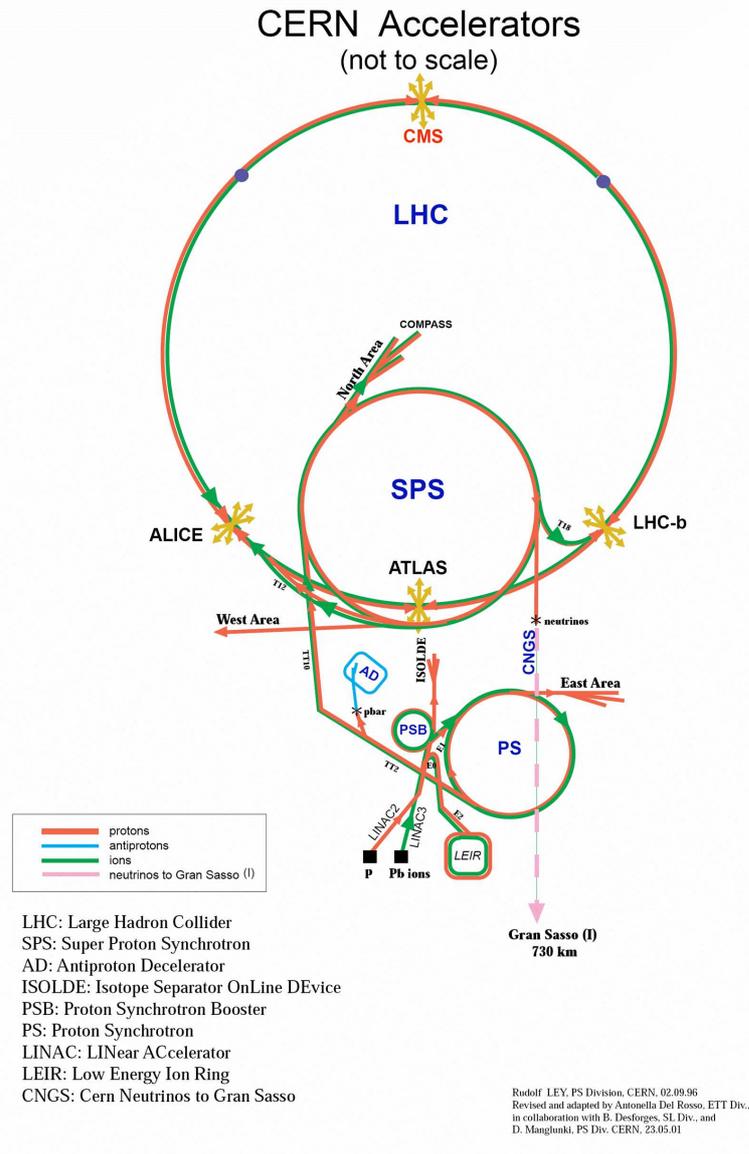


FIG. 3.1 – Le réseau d'accélérateurs du CERN

de protons sont installés dans une seule culasse magnétique, contenue dans un cryostat (voir figure 3.2). Le LHC est constitué d'aimants supraconducteurs permettant d'atteindre des champs magnétiques de 8.3 Tesla. Ces aimants fonctionneront à des températures de 1.8 K mais l'alliage qui constitue le coeur des aimants, le Niobium-Titane, est supraconducteur à des températures un peu supérieures et dans la limite d'un champ critique de 10 Tesla. En revanche, à 1.8 K, l'hélium liquide utilisé pour le refroidissement devient superfluide et circule sans viscosité en permettant ainsi un meilleur transfert de chaleur. Huit réfrigérateurs, de 18 kW chacun, assurent le refroidissement jusqu'à la température de l'hélium liquide (4.5 K). Un système de pompage permet ensuite de gagner les 3 degrés restants.

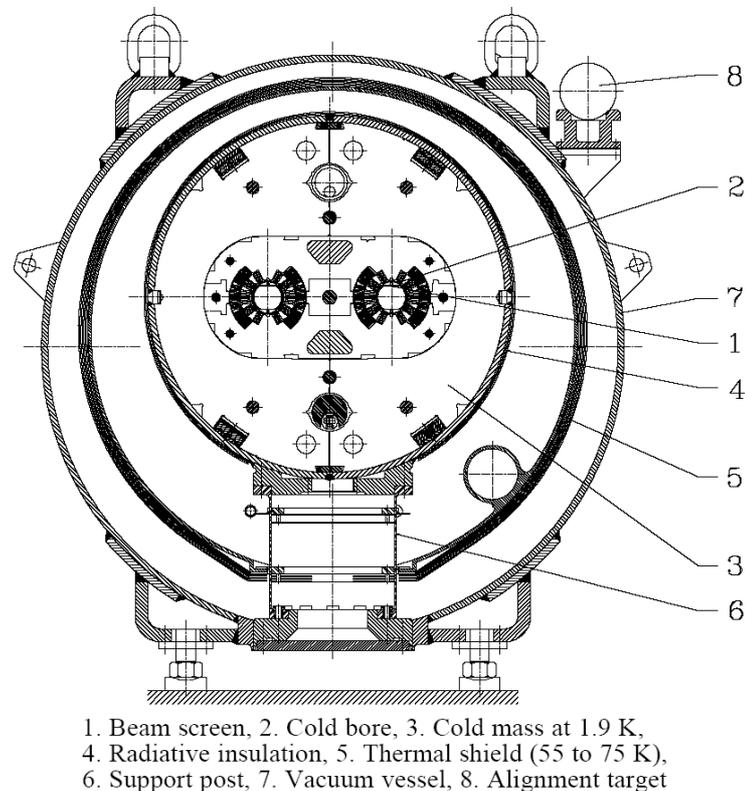


FIG. 3.2 – Un aimant du LHC (coupe)

Le collisionneur est constitué principalement de 1232 dipôles supraconducteurs de 8.3 Tesla. Un grand nombre de quadripôles supraconducteurs ainsi que de correcteurs magnétiques complètent le système d'aimants formant le LHC.

3.1.3 Les caractéristiques principales

Pourquoi un collisionneur hadronique ?

Un collisionneur hadronique permet d'avoir de grandes sections efficaces et d'explorer tout une gamme d'énergie effective dans le centre de masse sans changer l'énergie hadron-hadron.

Pourquoi un collisionneur proton-proton ?

A bas Q^2 , l'impulsion du proton est principalement emportée par les quarks de valence et une collision $p\bar{p}$ est équivalente à une collision quarks-antiquarks. Les deux hadrons ont ainsi plus de chances de s'annihiler que dans les collisions proton-proton (quarks-quarks). En revanche, à haut Q^2 , les collisions $p\bar{p}$ perdent un peu de leur avantage car les quarks, antiquarks et gluons de la mer deviennent de plus en plus "visibles". De manière générale, la fusion de gluons qui domine dans les collisions p-p.

Comme les antiprotons sont difficiles à produire et à stocker en grande quantité et qu'à haute énergie la collision proton-antiproton ne présente pas de grands avantages, il a été décidé de construire un collisionneur proton-proton. En effet, le coût lié à la production d'antiprotons aurait dépassé le coût lié à la mise en place de deux tubes à vide indépendants avec des champs magnétiques opposés.

L'énergie de collision

La circonférence du tunnel du LEP (26.7 km) et le champ magnétique maximal atteignable avec la technologie utilisée (8.3 T), limitent l'énergie maximale à 7 TeV. En effet, la relation $E \approx 0.3B\rho$ lie l'énergie au champ magnétique et au rayon de l'anneau où l'énergie est exprimée en TeV, le champ magnétique en Tesla et le rayon en km. En considérant le fait que seulement une partie des 27 km de circonférence est équipée d'aimants de courbure, le rayon ρ effectif est de 2.6 km. Avec un champ magnétique de 8.3 T, on arrive d'après la relation précédente aux 7 TeV nominaux.

La luminosité

Le taux d'événements attendu dans des collisions de deux faisceaux supposés identiques, est donné par la relation :

$$\frac{dn}{dt} = fB \frac{N^2\sigma}{S}$$

où f est la fréquence de révolution, B le nombre de paquets, N le nombre de particules par paquet, S la taille des faisceaux dans le plan transverse et σ la section efficace d'interaction. En effet, chaque particule du premier paquet voit une fraction $\frac{N\sigma}{S}$ du deuxième paquet. Le nombre d'interactions par paquet est donc de $\frac{N^2\sigma}{S}$. La luminosité est définie par la relation $\frac{dn}{dt} = L\sigma$ et est donc exprimée par :

$$L = fB \frac{N^2}{S}$$

En considérant des profils transverses gaussiens pour les faisceaux, cette dernière relation devient :

$$L = fB \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où σ_x et σ_y sont les tailles transverses du faisceau au point d'interaction. Pour augmenter la luminosité, l'intervalle de temps entre deux collisions a été réduit à 25 ns, ce qui correspond à un espacement de 7.5 m entre deux paquets de protons successifs. Le nombre de paquets dans le faisceau peut ainsi atteindre 2808 paquets. Connaissant le nombre de protons par paquet ($1.15 \cdot 10^{11}$), la fréquence de révolution (11 kHz) et la taille transverse (16 μm), on peut calculer la luminosité en utilisant la relation précédente. On obtient : $L \approx 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ici, les deux faisceaux sont supposés se rencontrer de face. En tenant compte de l'angle de croisement, on introduit en plus un facteur de réduction. La luminosité intégrée sur 100 jours d'utilisation du LHC (un an d'exploitation) est donc de 100 fb^{-1} .

Autres caractéristiques

- Intensité du courant de protons : en utilisant la relation $I = fBNe$ on peut calculer le courant de protons. On obtient $I \approx 11000 \cdot 2808 \cdot (1.15 \cdot 10^{11}) \cdot (1.6 \cdot 10^{-19}) = 0.57 \text{ A}$.
- Energie totale par faisceau : d'après la relation $E = BNm_p\gamma c^2$ on trouve $E \approx 360 \text{ MJ}$ pour $\gamma = 7400$.

Le tableau suivant donne le résumé des caractéristiques du collisionneur :

Energie du faisceau	7 TeV
Energie à l'injection	450 GeV
Luminosité nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Temps de vie du faisceau	22 heures
Nombre de paquets en circulation	2808
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Espacement des paquets	25 ns (7.5 m)
Intensité du courant de protons	0.54 A
Energie totale par faisceau	334 MJ
Perte en énergie par tour	6.7 KeV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3.6 KW

3.1.4 Calendrier

Le refroidissement de l'accélérateur est prévu pour début 2007 et les premières collisions sont attendues pour la fin 2007, à une énergie de 900 GeV, qui est l'énergie d'injection (pas d'accélération dans le LHC). Les premières collisions à 14 TeV sont attendues pour le printemps 2008. Dans un premier temps et pour environ trois ans, le collisionneur fonctionnera avec une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (appelée basse luminosité). Ceci correspondra à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} par année d'exploitation. Après ces trois ans, le collisionneur atteindra sa luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (appelée haute

luminosité) correspondant à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} par année d'exploitation. La luminosité totale après quelques années d'utilisation sera d'environ 300 fb^{-1} par expérience.

3.2 Le détecteur ATLAS

3.2.1 Introduction

Dans cette partie le détecteur ATLAS sera décrit plus en détail en se concentrant en particulier sur les détecteurs cruciaux pour la recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration en quatre électrons. Le calorimètre électromagnétique, décrit brièvement dans cette partie mais élément central de cette étude, sera étudié dans le chapitre suivant (voir chapitre 4).

Le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) est un détecteur polyvalent permettant l'étude d'un large spectre de processus physiques connus ou hypothétiques. Il aura la possibilité de découvrir de nouvelles particules (bosons de Higgs, particules supersymétriques, etc...), mais permettra également des mesures précises des propriétés des particules connues comme les quarks lourds et les bosons de jauge. Tout en exploitant au mieux le potentiel du LHC, il est optimisé en particulier pour la découverte de l'origine de la brisure spontanée de symétrie électrofaible dans le modèle standard avec la recherche du boson de Higgs standard.

3.2.2 Variables cinématiques

Un repère cylindrique peut être défini autour du point d'interaction où l'axe de symétrie Oz est défini par l'axe des faisceaux. L'angle azimutal ϕ est défini dans le plan xOy avec l'axe $Ox \equiv \phi = 0$. L'angle entre la direction des faisceaux et celle d'une particule provenant du point d'interaction est l'angle θ . En machine hadronique de nombreuses observables sont relativement uniformes en rapidité y définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right)$$

Quand la masse des particules peut être négligée, une bonne approximation est la pseudo-rapidité, qui caractérise l'acceptance des détecteurs et qui est donnée par :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$$

Une autre variable également utilisée est l'impulsion transverse p_T dans le plan orthogonal à l'axe des faisceaux. L'impulsion transverse et Δy sont invariants par boost le long de l'axe z ; le boost, inconnu a priori, du centre de masse des partons par rapport au centre de masse proton-proton. En plus, la conservation de l'impulsion permet de déduire l'impulsion transverse des particules non-détectés. Ceci n'est pas possible pour p_z car les particules à petits angle, qui ne sont pas détectées, emportent de grands p_z , mais de petites impulsions transverses.

3.2.3 Performances attendues du détecteur

En vue de la réalisation des buts physiques de l'expérience, diverses considérations générales sur la conception et les performances du détecteur ont été faites. Le détecteur ATLAS doit avoir :

- une calorimétrie électromagnétique performante, permettant l'identification et la mesure des électrons et des photons, associée à une calorimétrie hadronique permettant la mesure des jets et de l'énergie transverse manquante
- un système de détection de traces performant pour la mesure de l'impulsion des leptons et l'identification des particules ainsi que l'étiquetage des quarks b
- un système de mesure de l'impulsion des muons de grande précision et indépendant et qui soit performant aussi bien à haute qu'à basse luminosité
- la possibilité de déclencher sur des particules de bas p_T
- une grande acceptance et une large couverture en η

3.2.4 Description générale

ATLAS est un détecteur cylindrique de 44 m de long, 22 m de diamètre et d'un poids total de 7000 tonnes. En partant du point de collision, le détecteur est composé d'un détecteur de traces chargées, d'un calorimètre électromagnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un spectromètre à muons (voir figure 3.3). Ces sous-détecteurs ainsi que le système de déclenchement seront décrits plus en détail dans la suite. On insistera sur les techniques de détection utilisées, permettant d'atteindre les performances requises. Pour toute description plus détaillée du détecteur et des sous-détecteurs, voir [73].

3.2.5 Le détecteur interne

C'est un cylindre de 7 m de long et d'un rayon de 1.15 m, plongé dans un champ magnétique de 2 Teslas dans la direction Oz , créé par un solénoïde supraconducteur. Il est composé de trois sous-détecteurs (voir figures 3.4 et 3.5) :

- le détecteur à pixels
- le SCT (Semi Conductor Tracker)
- le TRT (Transition Radiation Tracker)

La partie la plus interne de ce cylindre comporte des détecteurs à pixels et à micro-pistes réalisées en matériau semi-conducteur (SCT). La partie externe comporte un détecteur composé de chambres proportionnelles en forme de pailles utilisant la radiation de transition pour l'identification des électrons et la réjection de pions (le TRT).

La reconstruction des traces et du vertex, la mesure de l'impulsion ainsi que l'identification de particules sont réalisées en combinant ces deux techniques de détection.

Vu la densité de traces attendue au LHC, une granularité très fine au point de collision est nécessaire. Mais le nombre de couches de matériaux semi-conducteurs est limité par le coût et par la matière qu'elles introduisent (voir chapitre sur le calorimètre électromagnétique pour comprendre l'impact de la matière sur la mesure de l'énergie). Le

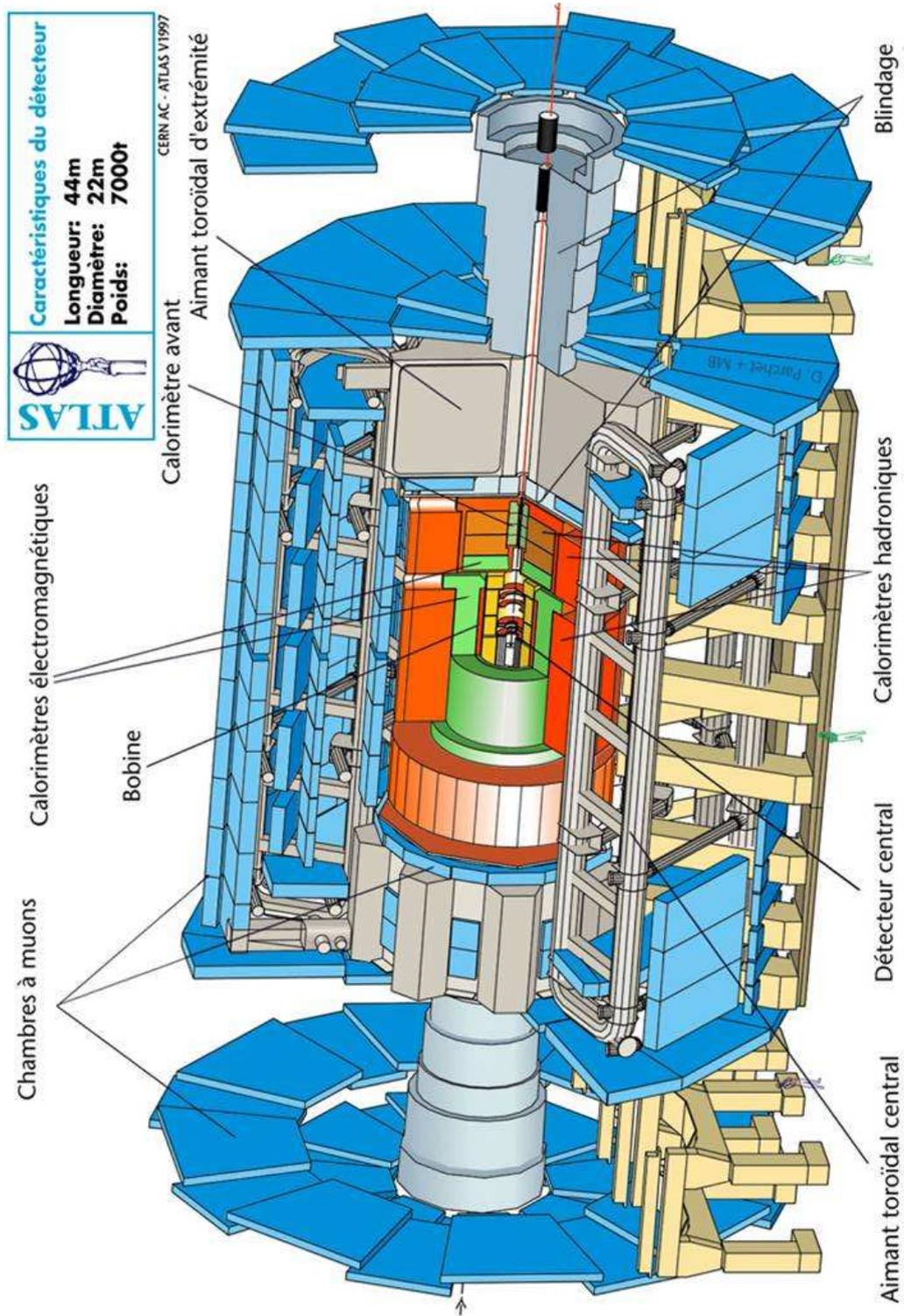


FIG. 3.3 – Le détecteur ATLAS

détecteur comporte ainsi trois couches de pixels, huit couches de silicium à micro-pistes et un volume de détection externe rempli de tubes à radiation de transition.

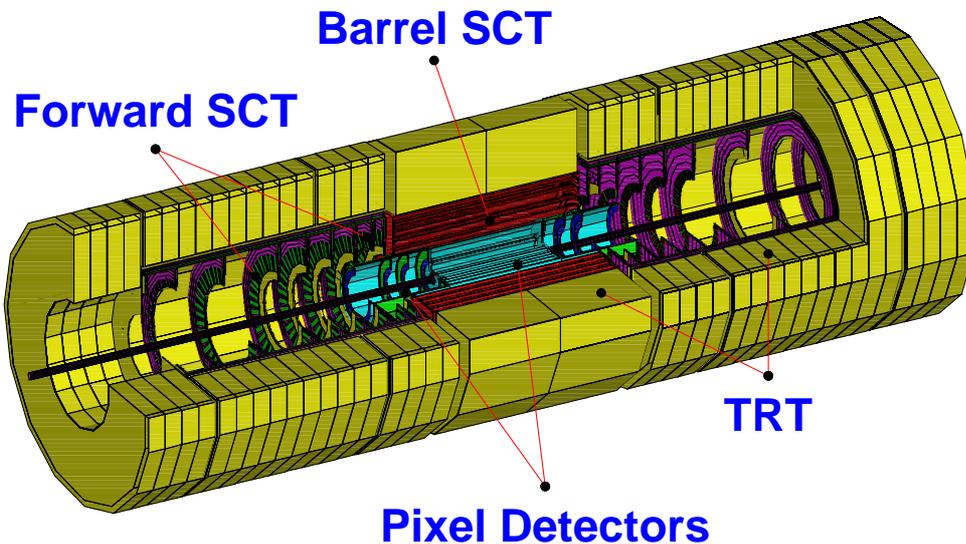


FIG. 3.4 – Le détecteur interne

Le solénoïde supraconducteur

Le solénoïde est un aimant supraconducteur maintenu à une température de 4.5 K. Il est placé à l'intérieur du calorimètre électromagnétique avec lequel il partage un même cryostat, ce qui permet de réduire la matière devant le calorimètre. Il est beaucoup moins long que le détecteur de traces avec une demie longueur de 2.65 m. Ceci résulte d'un compromis entre un champ plus uniforme au point d'interaction (bobine plus longue) et moins de matière devant le calorimètre (bobine plus courte). Le champ magnétique varie de 2 Teslas au point d'interaction à 0.5 Tesla aux bords de la bobine.

Le détecteur à pixels

Le détecteur est composé de pixels en silicium. Une particule chargée traversant le silicium crée des paires d'électrons-trous qui peuvent être détectées en appliquant un champ électrique. Connaissant les pixels touchés, il est possible de reconstruire la trace d'une particule.

Le détecteur à pixels permet d'avoir une grande granularité et des points de mesure de précision proches du point de collision. Il couvre tout le domaine d'acceptance ($|\eta| < 2.5$) et il sert principalement à la détermination du paramètre d'impact pour permettre l'étiquetage de particules de courte durée de vie telles que les hadrons B.

Le système comporte trois couches à des rayons de 4 cm, 10 cm et 13 cm respectivement ainsi que cinq disques de chaque côté pour compléter la couverture angulaire (voir figures 3.4 et 3.5). Le détecteur a un total de 140 millions de pixels, chacun ayant une taille de $50 \mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et $300 \mu\text{m}$ dans la direction z .

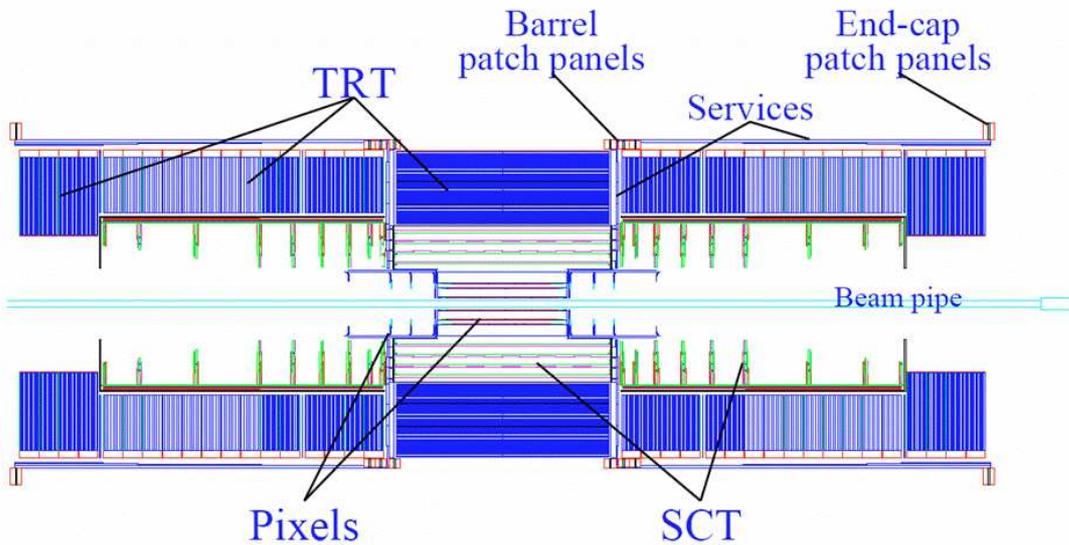


FIG. 3.5 – Le détecteur interne (coupe dans le plan xOz)

La lecture de ces éléments de détection nécessite une électronique sophistiquée. Les puces de lecture ont une grande surface avec un circuit individuel par pixel et une mémoire (chaîne de capacités et de résistances appelée "pipeline") pouvant stocker les données brutes jusqu'au déclenchement de l'acquisition.

La résolution spatiale du détecteur est de $12 \mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et $66\mu\text{m}$ dans la direction z .

Le SCT

Le principe de fonctionnement est identique à celui des détecteurs à pixels.

Le SCT (Semi Conductor Tracker) permet, grâce à sa grande granularité, de rajouter huit mesures de précision à la trace et contribue ainsi à la mesure de la position du vertex, du paramètre d'impact et de l'impulsion.

Il est composé, pour le tonneau, de quatre couches de détecteurs à micro-pistes de silicium positionnées à des rayons de 30.0, 37.3, 44.7 et 52.0 cm. Neuf disques de chaque côté de la partie centrale complètent le détecteur en formant les bouchons.

Pour la partie centrale, les détecteurs silicium sont double-face de 12.8 cm de long, composé de deux carrés de silicium de chaque côté. Les deux faces sont collées dos à dos avec un angle de 45 mrad et séparés par une plaque conductrice de chaleur. L'angle de 45 mrad permet de mesurer la coordonnée z par mesure stéréo. Dans les bouchons, la construction similaire, les micro-pistes sont alignés radialement. La longueur des micro-pistes varie de façon à optimiser la couverture en η .

L'électronique de lecture est placée sur des circuits hybrides montés sur les détecteurs. Elle est composée d'un amplificateur, d'un discriminateur et d'une chaîne de capacités et de résistances servant à stocker l'information en attente du signal de déclenchement. Le SCT comporte environ 6 million de voies de lecture.

La résolution spatiale du détecteur est de $10 \mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et $580\mu\text{m}$ dans la direction z .

Le TRT

Le TRT est un détecteur à radiation de transition. La radiation de transition est émise quand une particule relativiste traverse l'interface séparant deux matériaux ayant des propriétés diélectriques différentes.

Il est composé de chambres proportionnelles en forme de pailles. Un total de 360000 pailles, ayant chacune un diamètre de 4 mm, sont placées parallèlement à l'axe du faisceau pour la partie centrale et radialement pour les bouchons. Ainsi, le nombre de pailles dans chaque direction est optimisé pour qu'en moyenne, une particule venant du point d'interaction en traverse 36. Les pailles sont remplies d'un mélange gazeux (70% Xe, 20% CO₂ et 10% CF₄) ayant un volume total de 3 m³. Le Xenon sert à l'absorption des photons de radiation.

La lecture du signal se fait en bout de paille. Pour chaque canal, la mesure du temps de dérive est faite et deux seuils en énergie (bas et haut) sont utilisés. Le seuil haut, d'environ 6 keV, permet l'identification des électrons et la réjection de pions. En effet, à l'inverse des pions, les électrons, en traversant le détecteur, interagissent avec un matériau radiateur (fibres en polypropylène/polyéthylène) situé entre les pailles. Les photons de radiation sont absorbés dans la paille et font augmenter le signal induit qui passe ainsi le seuil haut. L'espace entre les pailles a été optimisé pour la reconstruction des traces au détriment de l'identification des électrons. En effet, l'identification des électrons est améliorée pour un détecteur ayant plus de matériau radiateur et moins de pailles.

La résolution spatiale d'une paille individuelle est de $170 \mu\text{m}$. En revanche il est possible d'atteindre une précision de mesure de $50 \mu\text{m}$ en prenant la moyenne sur toutes les pailles.

Performance combinée

Le détecteur interne permet d'obtenir une bonne résolution sur le paramètre d'impact d_0 des traces provenant de vertex secondaires (paramètre d'impact : distance minimale entre la trace et l'axe du faisceau dans le plan xOy). La résolution est de $\sigma = 11 \oplus 60/p_T\sqrt{\sin\theta}$ (μm) en $R\phi$ et $\sigma = 70 \oplus 100/p_T\sqrt{\sin^3\theta}$ (μm) en z . La figure 3.6 donne la résolution en p_T en fonction de η pour des électrons de 20 GeV. La figure 3.6b donne la résolution en ϕ en fonction de η pour des électrons de 20 GeV et de 200 GeV en p_T .

3.2.6 Les calorimètres

La calorimétrie d'ATLAS comporte les calorimètres suivants (voir figure 3.7) :

- un calorimètre électromagnétique couvrant la région $|\eta| < 3.2$
- un calorimètre hadronique couvrant les régions $|\eta| < 1.7$ (tonneau) et $1.5 < |\eta| < 3.2$ (bouchons)
- des calorimètres à l'avant couvrant les régions $3.1 < |\eta| < 4.9$

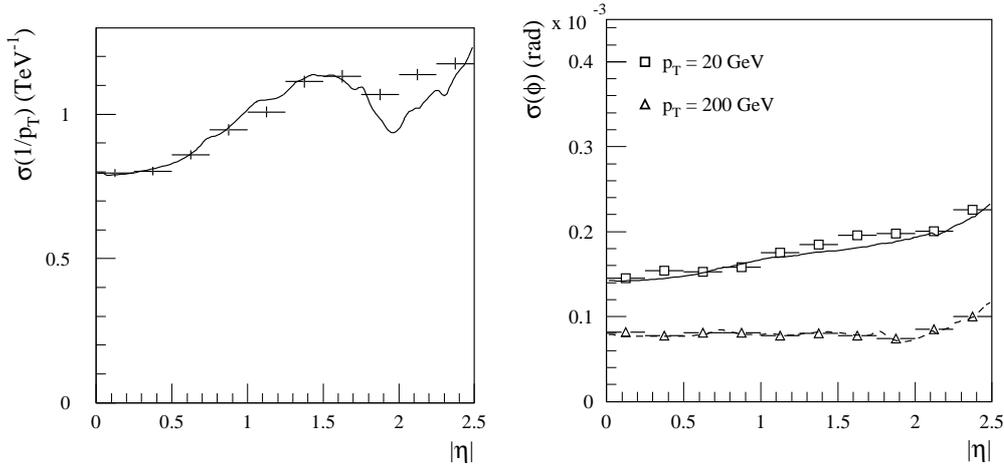


FIG. 3.6 – a) Résolution en p_T pour des électrons de 20 GeV en p_T ; b) Résolution en ϕ pour des électrons de 20 GeV et de 200 GeV en p_T

Le calorimètre électromagnétique, la partie bouchon du calorimètre hadronique et le calorimètre à l'avant sont des calorimètres à argon liquide. Les calorimètres à argon liquide sont contenus dans trois cryostats : deux cryostats "bouchon" contenant les bouchons des calorimètres électromagnétiques et hadroniques ainsi que les calorimètres à l'avant et un cryostat "tonneau" contenant le tonneau du calorimètre électromagnétique. Les calorimètres servent à la mesure de l'énergie et de la position des électrons, photons et jets et contribuent à la détermination de l'énergie transverse manquante et à l'identification des particules.

Le calorimètre électromagnétique

Pour une description détaillée du calorimètre électromagnétique voir le chapitre 4 spécialement dédié à son étude. Seront abordés rapidement : le principe physique de la mesure, la géométrie, l'électronique ainsi que les performances. Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage ayant du plomb comme matériau absorbeur et de l'argon liquide comme élément actif. Il fonctionne à une température de 88 K.

L'argon est ionisé au passage des particules de la gerbe électromagnétique et un champ électrique induit un courant mesuré au niveau des électrodes et proportionnel à l'énergie déposée.

Le calorimètre est constitué d'un tonneau et de deux bouchons couvrant respectivement les régions $|\eta| < 1.475$ et $1.375 < |\eta| < 3.2$. La partie centrale est constituée de deux roues identiques espacées d'environ 4 mm en $z = 0$. Les bouchons sont constitués de deux roues coaxiales : une roue externe couvrant les régions $1.375 < |\eta| < 2.5$ et une roue interne couvrant les régions $2.5 < \eta < 3.2$ (voir figure 3.9). Les différents modules formant les roues sont constitués d'un empilement d'absorbeurs à base de plomb et d'électrodes multi-couches, tous pliés en accordéon (voir figure 3.8). La structure en accordéon permet une couverture complète et uniforme de la région azimuthale et une lecture rapide des signaux due à la faible inductance des électrodes. L'espacement entre les absorbeurs

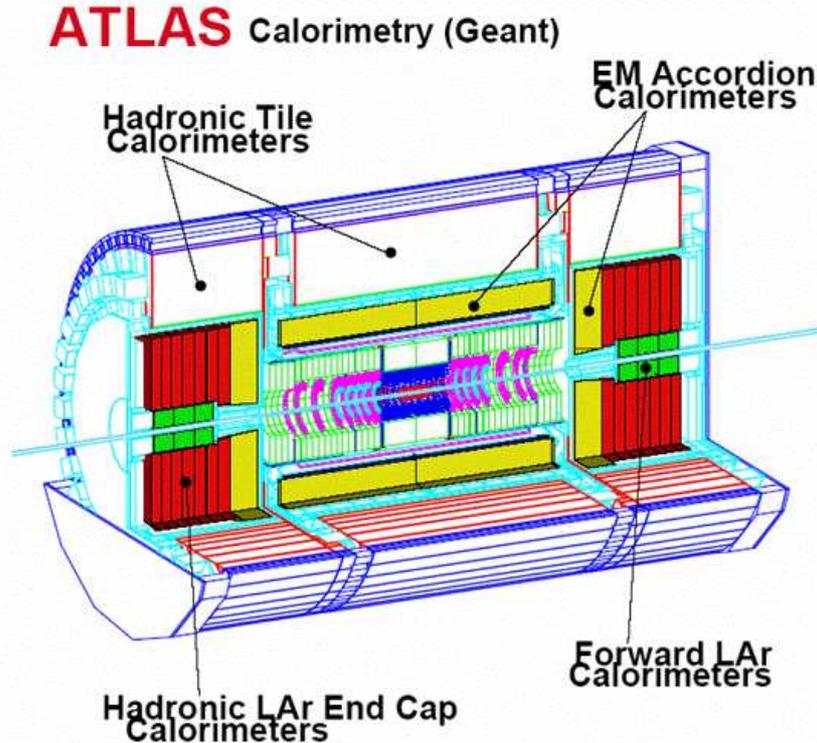


FIG. 3.7 – Les calorimètres électromagnétique et hadroniques

est constant dans la partie centrale mais varie dans les bouchons dû au fait que l'angle de pliage augmente avec le rayon. Une haute tension de 2000 V est appliquée entre les absorbeurs et les électrodes ce qui crée des espaces de dérive de 2.1 mm et des temps de dérive d'environ 450 ns.

L'épaisseur totale du calorimètre est de plus de 24 longueurs de radiation dans la partie centrale et de plus de 26 longueurs de radiation dans les bouchons. Dans la région $|\eta| < 2.5$, le calorimètre est segmenté en trois couches en profondeur. La granularité dans la deuxième couche, contenant la plus grande partie de l'énergie, est de 0.025 en η et 0.025 en ϕ . Dans la deuxième couche, 90 % d'une gerbe est en moyenne contenue dans neuf cellules (trois cellules en η et trois cellules en ϕ)(voir figure 3.8). Dans la région $|\eta| > 2.5$, la roue interne du bouchon est segmentée en deux couches en profondeur et a une granularité de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ dans la deuxième couche. Pour la granularité des autres couches et les différentes étapes menant à la reconstruction de l'énergie d'une particule incidente, voir le chapitre 4.

Le signal provenant des électrodes est lu sur les faces avant et arrière du détecteur et envoyé vers des préamplificateurs situés à l'extérieur du cryostat. Le signal du préamplificateur est ensuite échantillonné toute les 25 ns et stocké en attendant le signal de déclenchement. Le calorimètre électromagnétique comporte environ 110000 voies de signal pour le tonneau et 82000 pour les bouchons.

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$. La résolution en position est de $\frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ pour des photons de $p_T = 50 \text{ GeV}$.

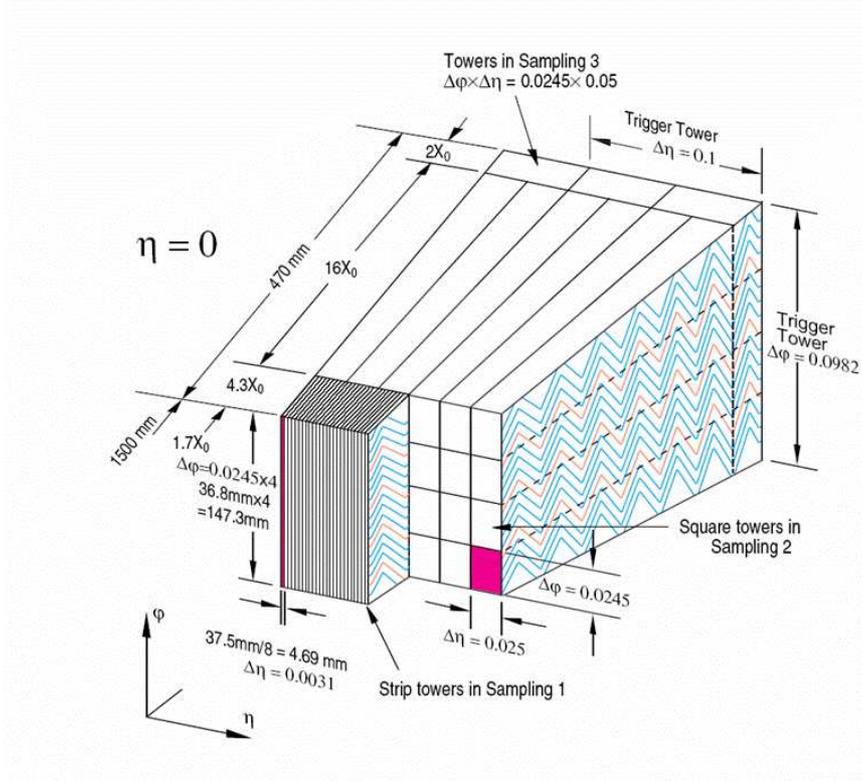


FIG. 3.8 – Le calorimètre électromagnétique (coupe)

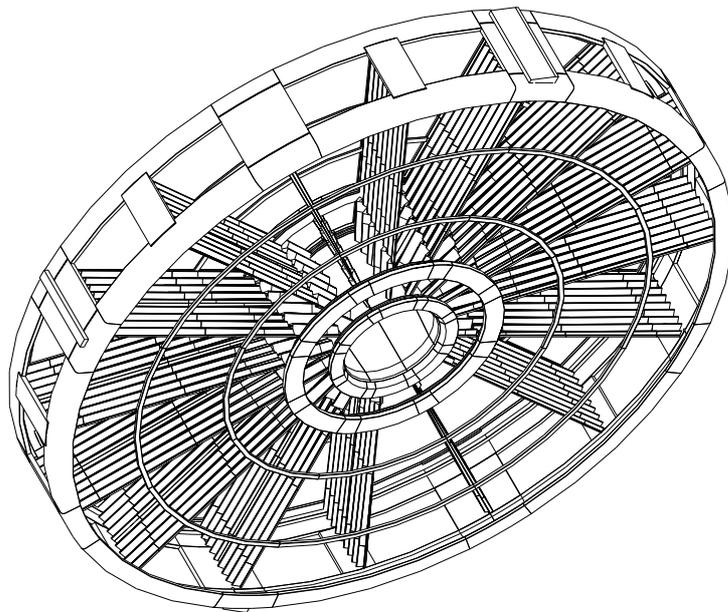


FIG. 3.9 – Le calorimètre électromagnétique bouchon

Les calorimètres hadroniques

La calorimétrie hadronique d'ATLAS comporte trois détecteurs indépendants couvrant chacun des régions en η différentes. Dans la région $|\eta| < 1.7$, un calorimètre constitué de fer et de tuiles scintillantes est utilisé pour la partie centrale. Cette partie centrale est composée de trois roues espacées de 68 cm pour permettre le passage des câbles et tuyaux provenant des détecteurs les plus internes. Cet espacement est partiellement instrumenté par des détecteurs de même type (tuiles scintillantes). Dans la région $1.5 < |\eta| < 4.9$, des détecteurs à argon liquide sont utilisés : le bouchon du calorimètre hadronique (HEC, Hadronic End-Cap Calorimeter) dans la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ et le calorimètre à l'avant (FCAL, Forward Calorimeter) dans la région $3.1 < |\eta| < 4.9$; les deux calorimètres se trouvant dans le même cryostat que le bouchon du calorimètre électromagnétique. Dans la suite, le calorimètre à tuile et le HEC seront décrits plus en détail.

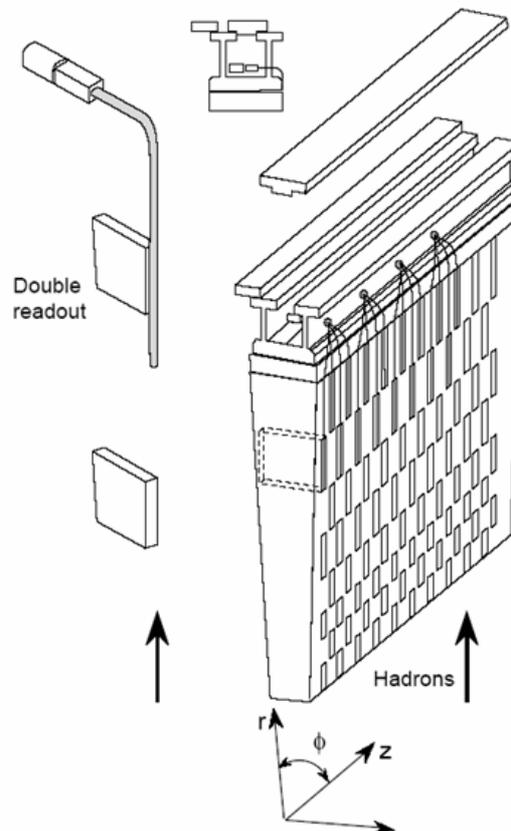


FIG. 3.10 – Le calorimètre à tuile scintillantes (module)

Le calorimètre à tuiles Le calorimètre à tuiles est un calorimètre à échantillonnage, utilisant des tuiles scintillantes comme élément actif et du fer comme absorbeur.

Le passage de la particule à travers une tuile scintillante excite les atomes du milieu qui se mettent à émettre des photons par luminescence.

Les modules du calorimètre sont placés radialement et empilés de l'intérieur vers l'extérieur (la particule incidente traversant ainsi plusieurs couches). Un de ces modules est représenté sur la figure 3.10. Les tuiles ont une épaisseur de 3 mm et les absorbeurs de fer une épaisseur de 14 mm. Le calorimètre est segmenté en trois couches en profondeur, chaque couche correspondant à des longueurs d'interaction de 1.4, 4.0 et 1.8 respectivement (à $\eta = 0$). La granularité est de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ dans les deux premières couches et de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.1$ dans la dernière.

La lecture des tuiles scintillantes se fait par des photomultiplicateurs à travers des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Les signaux provenant des tuiles scintillantes sont rapides (quelques ns) et leur largeur est de 17 ns. Un système de "pipelines" permet le stockage de l'information en attente du signal de déclenchement. Le calorimètre à tuile comporte environ 10000 voies de lecture.

La résolution en énergie du calorimètre à tuiles est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.0\%$ pour des hadrons.

Le HEC Le bouchon du calorimètre hadronique est un calorimètre utilisant de l'argon liquide comme élément actif et du cuivre comme absorbeur.

Le principe physique de la mesure est identique à celui utilisé dans le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre est formé de deux roues indépendantes placées l'une derrière l'autre. La première roue, la plus proche du point d'interaction, utilise comme absorbeur des plaques de cuivre de 25 mm d'épaisseur tandis que la deuxième roue utilise des plaques de 50 mm d'épaisseur. L'espace entre les plaques d'absorbeur est de 8.5 mm pour les deux roues et est équipé de trois électrodes parallèles. Ces électrodes permettent d'avoir ainsi quatre espaces de dérive d'environ 1.8 mm. L'électrode centrale fait la lecture et les deux autres acheminent la haute tension (1800 V). Le fait d'avoir de plus petits espaces de dérive permet d'éviter les problèmes liés à l'utilisation de très hautes tensions ainsi que les problèmes d'accumulation d'ions qui augmentent avec la distance de dérive. Chaque roue est segmentée en deux couches en profondeur. La granularité est de $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$ dans la région $|\eta| < 2.4$ et $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$ dans la région $|\eta| > 2.4$.

Le HEC comporte environ 8600 voies de lecture.

La résolution en énergie du calorimètre est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{38\%}{\sqrt{E}}$ pour des hadrons.

3.2.7 Le spectromètre à muons

Description générale

Le principe du spectromètre à muons est basé sur la déflexion magnétique des traces des muons dans un système de géométrie toroïdale composé de bobines à air supraconductrices. Ce système est équipé de chambres de haute précision pour la reconstruction de la trajectoire des muons ainsi que d'autres chambres utilisées dans le système de déclenchement. Dans la région $|\eta| < 1.0$ le champ magnétique est créé par un large toroïde constitué de huit aimants supraconducteurs disposés symétriquement autour de l'axe du faisceau. Dans la région $1.4 < |\eta| < 2.7$, le champ est créé par des aimants plus petits, insérés aux deux extrémités du toroïde central. La région $1.0 < |\eta| < 1.4$ constitue la région de

transition entre les deux systèmes d'aimants. Dans cette région le champ magnétique est une combinaison des champs créés par les deux systèmes. Ceci permet d'avoir un champ généralement orthogonal à la trajectoire des muons.

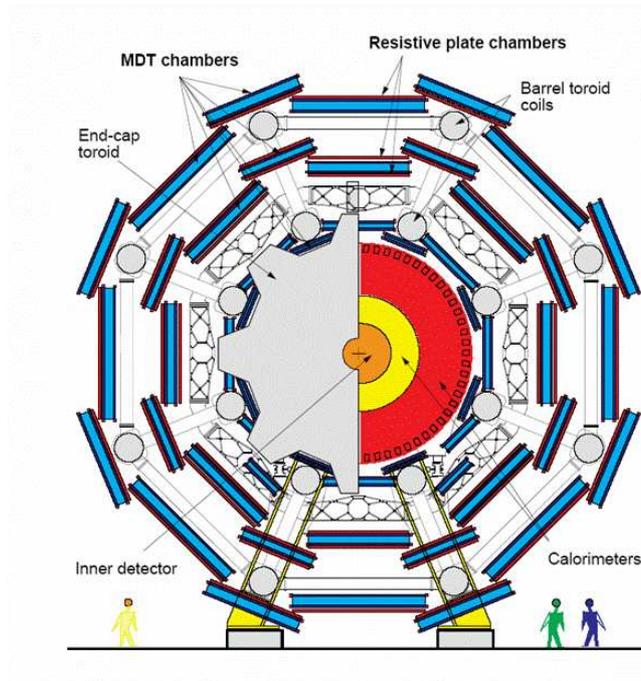


FIG. 3.11 – Le spectromètre à muons (coupe dans le plan xOy)

Pour le tonneau, les chambres sont placées directement sur la structure du toroïde tandis que pour les bouchons, les chambres sont placées sur des structures spéciales. Les chambres sont arrangées en trois couches cylindriques autour de l'axe du faisceau pour la partie centrale et en trois couches verticales et perpendiculaires à l'axe du faisceau pour les bouchons (voir figures 3.11 et 3.12). Une particule venant du point d'interaction traverse ainsi en moyenne trois couches de chambres. La position de ces couches permet l'optimisation de la couverture totale et l'optimisation de la résolution en impulsion. Ces couches forment trois cylindres concentriques à l'axe du faisceau à des rayons de 5, 7.5 et 10 m pour la partie centrale et quatre disques à des distances de 7, 10, 14 et 21-23 m du point d'interaction. On distingue les différentes chambres et technologies suivantes (on ne détaillera pas le fonctionnement et la géométrie des chambres) :

- **MDT (Monitored Drift Tubes)**

Ces chambres sont utilisées sur une grande partie de la région en η pour une mesure précise des coordonnées de la trace dans la direction principale de courbure du champ magnétique.

- **CSC (Cathode Strip Chambers)**

Ces chambres sont utilisées à grand η et à proximité du point d'interaction sur la

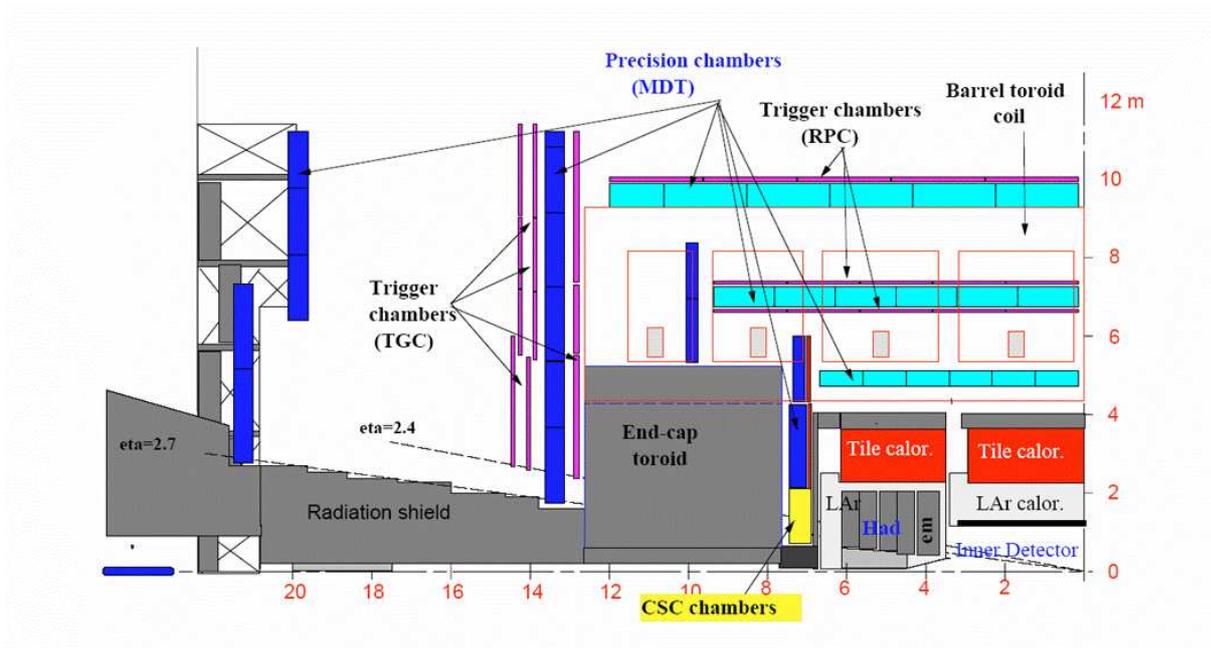


FIG. 3.12 – Le spectromètre à muons (coupe dans le plan xOz)

couche la plus interne. Elles ont une meilleure granularité pour faire face au bruit de fond et au taux d'événement important. Elles couvrent la région $2 < \eta < 2.7$.

– **RPC (Resistive Plate Chambers)**

Ces chambres font partie du système de déclenchement et sont situées dans la partie centrale. Elles ont trois utilisations principales :

1. L'étiquetage temporel des croisements de paquets. Elles ont une résolution en temps (1 ns) meilleure que l'espacement typique des paquets au LHC, soit 25 ns.
2. Le déclenchement avec des coupures en p_T bien définies dans un champ magnétique modéré. Ceci nécessite une granularité de l'ordre de 1 cm.
3. La mesure d'une autre coordonnée dans la direction orthogonale à celle mesurée par les chambres de précision (résolution de 5-10 mm).

– **TGC (Thin Gap Chambers)**

Ces chambres font partie du système de déclenchement et sont situées dans les bouchons. Elles ont les mêmes utilisations que les chambres RPC.

La mesure précise des traces des muons se fait dans la projection $\mathbf{R} - \mathbf{z}$ dans une direction parallèle à la courbure des aimants. La coordonnée axiale \mathbf{z} est mesurée dans le tonneau et la coordonnée radiale \mathbf{R} est mesurée dans la région de transition et dans les bouchons.

Le toroïde

Le toroïde est composé d'un tonneau et de deux bouchons, qui sont constitués de huit aimants supraconducteurs indépendants placés radialement et symétriquement autour de l'axe du faisceau pour former une géométrie toroïdale. Le toroïde central a une longueur de 25 m, un diamètre interne de 9.4 m et un diamètre externe de 20.1 m. Les bouchons sont insérés de part et d'autre du toroïde central. Ils ont une longueur de 5 m, un diamètre interne de 1.64 m et un diamètre externe de 10.7 m. Les aimants du toroïde central ont chacun un cryostat individuel tandis que les huit aimants du bouchon sont contenus dans un seul cryostat. La figure 3.13 donne une vue en trois dimensions du système d'aimants. On distingue, sur la figure, les deux cryostats "bouchons", l'un en cours d'insertion (à droite) et l'autre dans sa position finale (à gauche). Le pouvoir de courbure du toroïde est de $\int Bdl = 2Tm$ à $\eta = 0$ et $\phi = 0$ et de $\int Bdl = 9Tm$ à $\eta = 2.8$ et $\phi = 0$. L'augmentation du pouvoir de courbure en fonction de la pseudo-rapacité présente un grand avantage pour la mesure des muons de haute impulsion émis généralement vers l'avant dans les processus physiques.

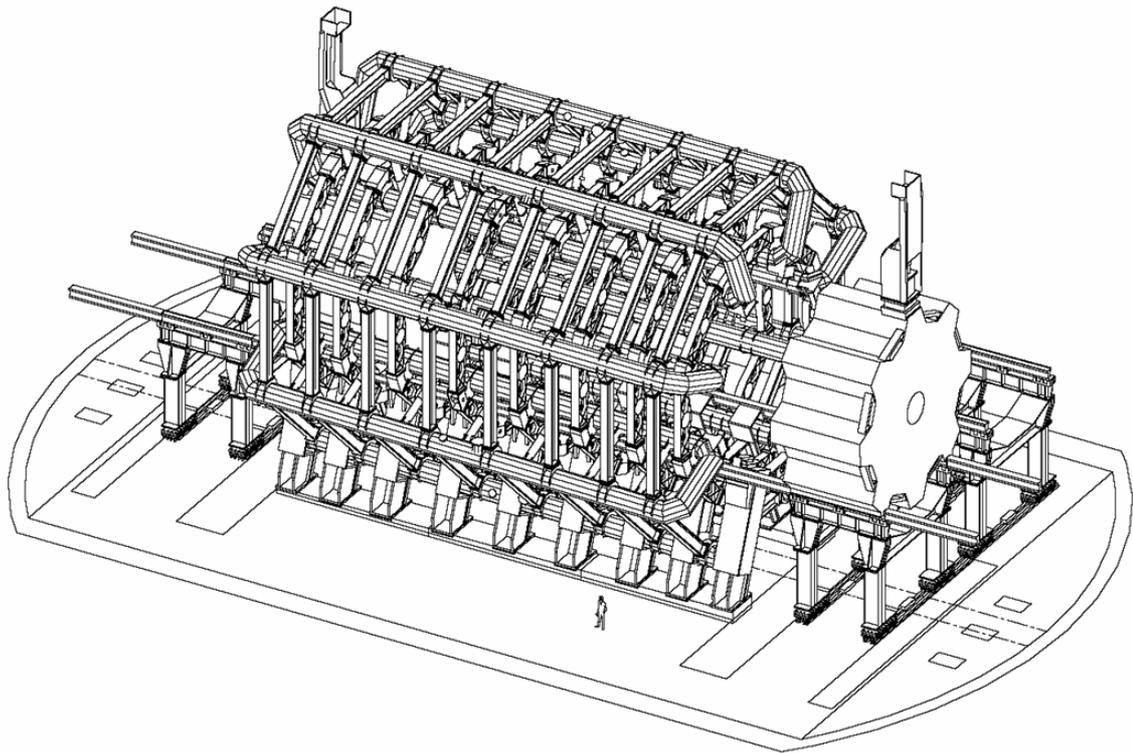


FIG. 3.13 – Le système d'aimants

L'alignement

La position relative des chambres doit être connue avec une précision de $30 \mu\text{m}$. Cette précision doit être atteinte dans les tours projectives couvrant, avec trois couches de chambre, une région dans le domaine d'acceptance. Une précision de l'ordre du millimètre est suffisante pour le positionnement des tours l'une par rapport à l'autre.

Ceci est crucial pour atteindre la résolution en impulsion souhaitée. En revanche, il est impossible de positionner et de stabiliser les chambres à ce niveau de précision pour une structure de grande dimension telle que le toroïde. Pour cette raison, la déformation et la position des chambres sont monitorées en permanence par un système d'alignement optique et des déplacements jusqu'à 1 cm peuvent alors être détectés et corrigés au niveau du logiciel d'analyse. L'alignement est basé sur une mesure de la déviation par rapport à la ligne droite.

Performances

La figure 3.14 donne la résolution en impulsion pour des muons de $p_T = 100 \text{ GeV}$ en fonction de η dans le spectromètre à muons. La figure 3.15 donne l'efficacité de reconstruction des traces des muons en fonction de l'impulsion.

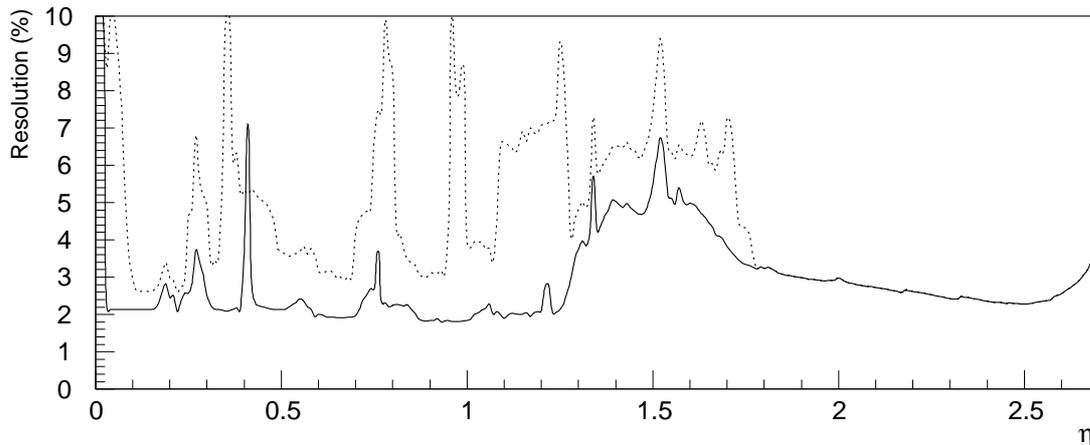


FIG. 3.14 – Résolution en impulsion pour des muons de $p_T = 100 \text{ GeV}$ en fonction de η et moyennée en ϕ

3.2.8 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement d'ATLAS est basé sur trois niveaux de sélection en ligne des événements (voir figure 3.16), le but étant de sélectionner les événements considérés comme intéressants et de les stocker sur bandes pour pouvoir les analyser ultérieurement. Le taux d'événements doit être réduit à 100 Hz pour permettre le stockage permanent (le taux d'interactions est d'environ 10^9 Hz pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Ceci nécessite un facteur de réjection de 10^7 sur les événements de biais minimum. Une excellente

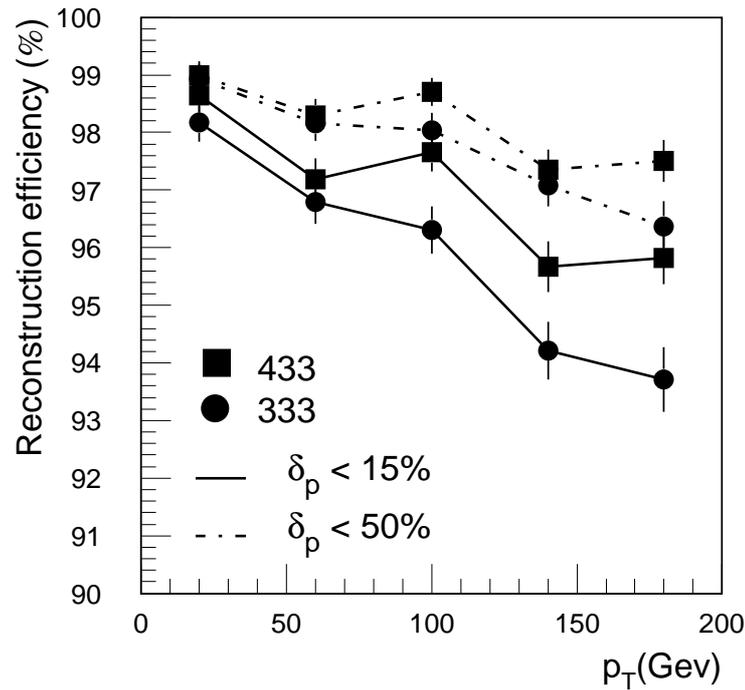


FIG. 3.15 – Efficacité de reconstruction des traces des muons en fonction de p_T

efficacité doit néanmoins être retenue pour les processus physiques rares recherchés au LHC. La figure 3.16 donne une vue simplifiée du système de déclenchement et du système d'acquisition des données. Dans la suite, les différents niveaux de sélection des données seront passés en revue.

Le déclenchement de niveau un

Le déclenchement de niveau 1 (LVL1 - Level-1) est une première sélection se basant sur une partie des détecteurs. Pour les calorimètres, la granularité est réduite par sommation de signaux de plusieurs canaux. Une chaîne de capacités et de résistances (pipeline) stocke l'information de chaque canal de lecture jusqu'à réception du signal de déclenchement. Si aucun signal de déclenchement n'est reçu, l'information est perdue en bout de chaîne. S'il y a déclenchement, l'information est soumise aux critères du déclenchement de niveau deux.

Pour le niveau un, on recherche typiquement : des muons de haute impulsion transverse (dans les chambres RPC pour la partie centrale et dans les chambres TGC pour les bouchons), des électrons et photons de haute impulsion transverse, des jets, des leptons τ se désintégrant en hadrons, de l'énergie transverse manquante et de l'énergie totale importante. Le déclenchement de niveau 1 sélectionne généralement une combinaison de ces objets en coïncidence. Le but essentiel du déclenchement de niveau 1 est d'identifier le bon croisement de paquets, ce qui, avec une fréquence de croisement de paquets de 40 MHz, n'est pas trivial. Le taux maximal de déclenchements de niveau 1 au niveau de l'électronique de lecture est de 75 kHz (une augmentation jusqu'à 100 kHz est possible).

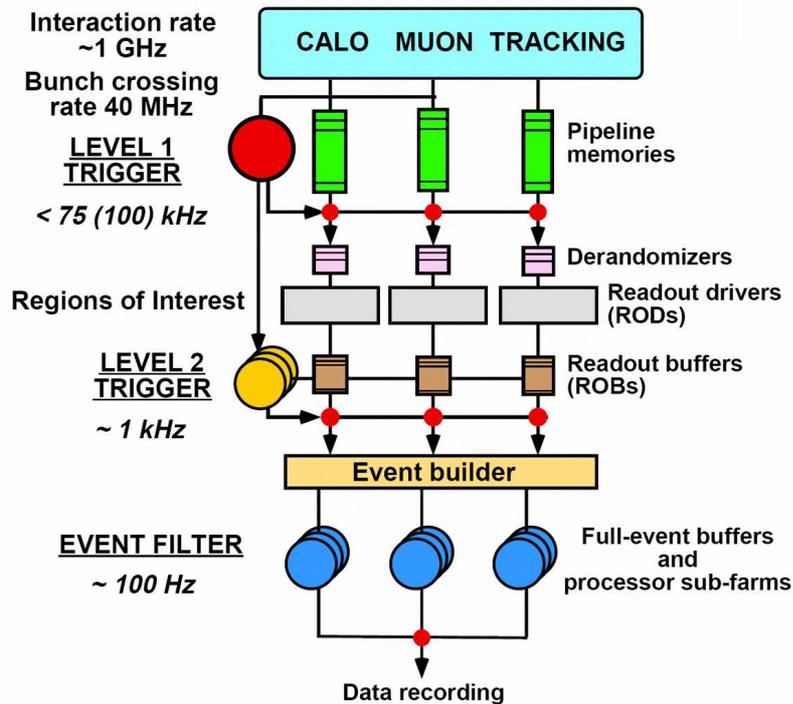


FIG. 3.16 – Le système de déclenchement

Après avoir été sélectionnés par le déclenchement de niveau 1, les événements sont lus par l'électronique "front end". L'information est alors transmise vers des RODs (Read Out Drivers) ainsi que des ROBs (Read Out Buffers) où elle stockée en attendant la décision du déclenchement de niveau 2.

Le déclenchement de niveau deux

Le déclenchement de niveau 2 utilise l'information donnée par le niveau 1. Ceci inclut des informations sur la position (η et ϕ) et l'impulsion transverse p_T des objets candidats mais aussi sur l'énergie transverse totale. Le niveau 2 permettra de réduire le taux d'événements à environ 1 kHz en utilisant l'ensemble des détecteurs ainsi que la granularité complète. Le niveau 2 applique des critères d'isolation, raffine les seuils en impulsion transverse et combine l'information de certains détecteurs. Si l'événement est accepté par le déclenchement de niveau 2, les données sont transférées par le système d'acquisition vers les bandes de stockage permanent en passant par l'EF (Event Filter) qui est le niveau 3 de sélection des données.

L'EF

L'EF (Event Filter) est le dernier niveau de sélection en ligne des événements avant l'écriture sur bandes de stockage. L'EF utilise des algorithmes et des méthodes d'analyse adaptés à la sélection en ligne. Il dispose des plus récentes données de calibration et

d'alignement ainsi que de la carte de champ magnétique. Ceci permet de réduire le taux d'événements à environ 100 Hz et permet ainsi le stockage sur bandes.

3.3 CMS et ATLAS

CMS et ATLAS sont deux expériences ayant les mêmes buts et motivations physiques. En revanche, les détecteurs sont de conception différentes. Les principales différences sont :

- un calorimètre électromagnétique à cristaux de tungstate de plomb pour CMS et un calorimètre électromagnétique à argon liquide avec absorbeur de plomb pour ATLAS. Le calorimètre d'ATLAS a une moins bonne résolution mais une stabilité maîtrisable plus facilement.
- ATLAS a un calorimètre hadronique plus précis
- CMS a un détecteur de traces en silicium alors que ATLAS combine plusieurs technologies dont le silicium
- le solénoïde d'ATLAS a un champ magnétique plus faible.
- ATLAS a un spectromètre à air pour détecter les muons alors que CMS a un spectromètre à fer.

4

Le calorimètre électromagnétique

Dans une première partie, on abordera la calorimétrie électromagnétique en général : la physique qui gouverne le développement d'une gerbe électromagnétique, le principe de la mesure de l'énergie et de la position d'un photon ou d'un électron incident et les différents effets contribuant à la résolution en énergie et en position d'un calorimètre.

La deuxième partie sera dédiée à l'étude du calorimètre électromagnétique d'ATLAS : La géométrie du détecteur, les caractéristiques, l'étude des performances sur simulation en terme de résolution en position et en énergie.

4.1 Introduction

En physique des hautes énergies, les calorimètres servent en particulier à la mesure de l'énergie des particules. Ils peuvent, en association avec d'autres détecteurs, contribuer à la mesure de la position et de l'angle des particules produites ainsi qu'à leur identification. Un calorimètre est un détecteur dans lequel la particule incidente interagit et dépose toute son énergie sous forme d'une cascade de particules dont l'énergie décroît progressivement jusqu'à ce qu'elle ne soit plus détectable. L'énergie déposée est détectée sous forme d'un signal proportionnel à l'énergie incidente. On distingue deux types de calorimètres :

- les calorimètres homogènes qui sont constitué d'un matériau dense, sensible et instrumenté permettant en même temps le développement de la cascade de particules et la mesure de l'énergie.
- les calorimètres à échantillonnage, qui sont constitués d'une alternance de couches de matériaux sensibles et de couches de matériaux denses. L'énergie est mesurée dans les couches sensibles et le développement de la cascade est assuré par les couches de matériaux denses.

Dans la suite, nous allons nous restreindre à l'étude des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage. Un calorimètre doit avoir une dimension assez large pour contenir toute la cascade de particules (longitudinalement et latéralement), une granularité suffisante pour pouvoir distinguer individuellement les cascades et une segmentation en profondeur permettant d'obtenir des informations sur le développement longitudinal des gerbes.

4.2 Les gerbes électromagnétiques

Un calorimètre électromagnétique permet la mesure de l'énergie et de la position de particules incidentes (électrons, photons) interagissant avec la matière par des processus électromagnétiques (interaction avec le champ coulombien du noyau). Pour les électrons, l'énergie est perdue dans la matière par ionisation, excitation ou Bremsstrahlung, tandis que les photons interagissent avec la matière par effet photoélectrique, effet Compton ou création de paires. A haute énergie, le Bremsstrahlung et la création de paires sont prédominants et la répétition de ces deux processus donne naissance à plusieurs générations d'électrons et de photons secondaires qui forment ainsi une cascade de particules, appelée gerbe électromagnétique. La multiplication prend fin lorsque l'énergie des électrons secondaires atteint l'énergie critique. C'est l'énergie en dessous de laquelle l'effet dominant n'est plus le Bremsstrahlung et la création de paires mais la perte d'énergie par effet Compton ou par effet photoélectrique pour les photons et la perte d'énergie par collision pour les électrons. En d'autres termes, l'énergie critique ϵ_c est l'énergie pour laquelle l'électron perd autant d'énergie par collision que par radiation. Elle est inversement proportionnelle au nombre atomique Z .

4.2.1 Le développement longitudinal

Les processus électromagnétiques à l'origine du développement de la gerbe sont bien décrits par l'électrodynamique quantique (QED). En revanche, la complexité et la multitude des interactions imposent un traitement approximatif du développement de la gerbe, dans lequel une partie des processus physiques est négligée. Ainsi, pour des énergies suffisamment grandes par rapport à l'énergie critique, seuls la création de paires et le Bremsstrahlung sont considérés et sont décrits en supposant l'écrantage total du noyau par le nuage d'électrons ("approximation B" de Rossi). Ce sont les principaux moteurs du développement de la cascade. La dissipation et l'absorption de l'énergie dans la matière se font principalement par collisions. L'énergie perdue par collision peut être considérée comme constante par longueur de radiation et peu dépendante de l'énergie incidente. La longueur de radiation est la distance pour laquelle l'énergie de l'électron est réduite d'un facteur $1/e$ par perte radiative. On peut alors définir une quantité appelée longueur de trace totale T . Elle représente la somme de toutes les traces des particules formant la gerbe électromagnétique et déposant leur énergie dans le calorimètre. Elle est donnée par :

$$T = \frac{E}{\epsilon_c}$$

où E est l'énergie de la particule incidente et ϵ_c est l'énergie critique par longueur de radiation. En réalité, la longueur de trace totale mesurable est dépendante de l'énergie minimale détectable dans le calorimètre et est donc inférieure à T . Elle s'exprime par $T(\zeta) = F(\zeta) \left(\frac{E}{\epsilon_c} \right)$, où $F(\zeta)$ dépend de l'énergie minimale mesurable ainsi que du numéro atomique Z et de la masse atomique A du matériau constituant le détecteur. La longueur de trace totale et donc la réponse du calorimètre sont ainsi proportionnelles à l'énergie de la particule incidente. Les fluctuations sur T (ou $T(\zeta)$) vont déterminer la résolution intrinsèque en énergie du détecteur.

Le développement longitudinal se poursuit et le nombre de particules chargées augmente jusqu'à atteindre un maximum, pour lequel on peut déterminer une profondeur t_{max} . En supposant que chaque photon de la cascade génère une paire d'électron-positon après avoir traversé une profondeur de $\approx 1X_0$ et que chaque électron émet un photon de Bremsstrahlung après la même distance, le nombre de particules de la gerbe double par longueur de radiation. A une profondeur t , le nombre de particules est alors de $N(t) \approx 2^t$. Leur énergie est de $E_p(t) \approx \frac{E}{N(t)} = E2^{-t}$ si on suppose en plus que le partage de l'énergie entre les particules est équitable. Le développement de la gerbe s'arrête quand les particules atteignent l'énergie critique. Ceci se produit à la profondeur t_{max} , pour laquelle $\epsilon_c \approx E2^{-t_{max}}$. On obtient donc $t_{max} \approx \ln\left(\frac{E}{\epsilon_c}\right)$. La profondeur de la gerbe est donc dépendante en $\ln\left(\frac{E}{\epsilon_c}\right)$ de l'énergie de la particule incidente. Cette propriété permet la mesure de particules de très haute énergie sans trop de perte longitudinale d'énergie avec des calorimètres ayant des épaisseurs raisonnables. La profondeur à laquelle la moitié de l'énergie a été déposée est donnée par $t_{med} = \left[\ln\left(\frac{E}{\epsilon_c}\right) + a\right]$ où $a = 0.4$ ou 1.2 pour des électrons ou des photons respectivement. La distribution longitudinale de la gerbe est bien décrite par la formule

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt}$$

b est de l'ordre de 0.5 et α est relié à b par $t_{max} = \frac{\alpha}{b}$. On peut alors, connaissant la distribution en énergie longitudinale de la gerbe, déterminer la profondeur nécessaire pour contenir une fraction constante de l'énergie incidente. On trouve que 98% de l'énergie est contenue longitudinalement à une profondeur de $\approx 3t_{med}$.

4.2.2 Le développement latéral

Le développement latéral de la gerbe est dû à plusieurs processus physiques. Les effets Compton et photoélectrique génèrent des électrons secondaires qui ne sont plus alignés avec la direction du photon incident. Ceci est également vrai pour les photons secondaires produits par effet Compton. Les électrons ayant assez d'énergie pour ne pas être absorbés mais trop peu pour émettre des photons de Bremsstrahlung, peuvent s'éloigner de l'axe défini par la direction de la particule incidente par diffusion coulombienne multiple. Le Bremsstrahlung et la création de paires créent des électrons et des positons à des angles $\theta_b \approx \frac{m_e \ln\left(\frac{E}{m_e}\right)}{E}$ où E est l'énergie de la particule. La diffusion multiple pour des particules relativistes traversant une épaisseur x contribue à élargir la gerbe d'un angle de $\theta_{ms} \approx 0.02 \frac{\sqrt{x/X_0}}{E}$. Les angles θ_b et θ_{ms} décroissent quand l'énergie incidente augmente (dépendance en $\frac{1}{E}$), ce qui limite l'élargissement latéral de la gerbe. L'unité dans laquelle est exprimée la largeur de la gerbe est le rayon de Molière donné par :

$$R_M = \left(\frac{E_s}{\epsilon_c}\right) X_0$$

où $E_s = 21$ MeV. Il est défini comme étant l'étalement latéral d'un faisceau d'électrons d'énergie ϵ_c après avoir traversé une épaisseur X_0 . Pour une estimation rapide du rayon

de Molière, on peut utiliser la formule : $R_M \approx 7 \frac{A}{Z} \frac{g}{cm^2}$ avec $\frac{\Delta R_M}{R_M} \leq 10\%$ et $13 \leq Z \leq 92$. La distribution latérale de la gerbe dépend de la profondeur dans le calorimètre. Le profil transverse comporte une partie centrale étroite et une partie périphérique plus large. La partie étroite est due aux diffusions multiples des électrons tandis que la partie plus large est principalement due aux photons qui sont moins atténués dans la matière. Cette dernière partie est déterminée par le coefficient d'atténuation qui dépend du matériau absorbeur. Une paramétrisation à deux composantes est donc généralement utilisée pour décrire le profil latéral d'une gerbe électromagnétique. On choisit le plus souvent une somme de deux exponentielles, chacune d'entre elles décrivant une des deux parties. On peut par exemple utiliser :

$$Y(y) = a_1 \exp\left(-\frac{y}{b_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{y}{b_2}\right)$$

où y est la distance à l'axe de la gerbe, t , la profondeur et b_1, b_2 les longueurs d'atténuation correspondant à la partie centrale et à la partie périphérique respectivement. Une autre fonction permettant la description du profil de gerbe est :

$$f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2 + R^2)^2}$$

où r est la distance à l'axe de la gerbe et R est un paramètre dépendant de la profondeur t et de $\ln E$. r et R sont exprimés en unités de R_M . Cette paramétrisation décrit raisonnablement les parties centrales et périphériques pour des calorimètres ayant une granularité latérale supérieure ou de l'ordre de R_M . On trouve que 95% de l'énergie totale est contenue dans un cylindre de rayon :

$$R(95\%) \approx 2R_M$$

4.3 Les calorimètres à échantillonnage

Un calorimètre à échantillonnage est composé alternativement de couches de matériaux absorbants et de couches de matériaux sensibles. La mesure de l'énergie se fait dans les couches sensibles. Elles ont une épaisseur (en longueurs de radiation) beaucoup plus faible que les couches de matériaux absorbants, ces derniers servant au déclenchement du processus de cascade. Pour des calorimètres à échantillonnage homogène c'est-à-dire des calorimètres dont les couches passives ont la même épaisseur (en longueurs de radiation) sur toute la profondeur du détecteur, la fréquence d'échantillonnage τ est définie comme étant l'épaisseur du matériau absorbant (en X_0) entre deux couches successives de matériau sensible. Le nombre de couches actives est donc inversement proportionnel à τ . La réponse du calorimètre à une particule incidente est l'énergie mesurée dans les différentes couches actives. Elle ne représente qu'une fraction de l'énergie de la particule incidente, qui est donc échantillonnée par les couches actives. Cette énergie mesurée est appelée énergie visible ϵ_{vis} . En fait, cette énergie déposée dans les couches actives correspond à la mesure d'une fraction de la longueur de trace totale. La longueur de trace totale étant

proportionnelle à l'énergie de la particule incidente, on a : $\epsilon_{vis} \propto E$. La réponse du calorimètre est donc linéaire en fonction de l'énergie de la particule incidente. Cette linéarité est une propriété fondamentale indépendante de la nature et de l'épaisseur des matériaux passifs et actifs ainsi que de la fréquence d'échantillonnage. Le facteur de proportionnalité entre l'énergie visible et l'énergie de la particule incidente, appelé fraction d'échantillonnage, est donné par : $f = \frac{\epsilon_{vis}}{\epsilon_{vis} + \epsilon_{pass}}$ où ϵ_{pass} est l'énergie déposée dans le matériau passif, non détectable.

4.3.1 La résolution en énergie

La résolution en énergie d'un calorimètre électromagnétique est donnée par la relation suivante :

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

avec :

- $\frac{a}{\sqrt{E}}$, le terme stochastique
- $\frac{b}{E}$, le terme de bruit
- c , le terme constant

Le premier terme est dû au caractère statistique du développement de la gerbe électromagnétique et est intrinsèque au calorimètre. Le deuxième terme est dû à l'électronique de lecture et au pile-up. Le troisième terme tient compte de tous les effets qui contribuent à la non-uniformité de la réponse du détecteur. Dans la suite, l'origine de ces différents termes sera étudiée plus en détail ainsi que les effets contribuant à la détérioration de la résolution en énergie.

Le terme stochastique

L'énergie déposée dans la partie active du calorimètre, qui dépend du nombre d'e⁺ et d'e⁻ qui la traversent, fluctue d'événement en événement. Ceci se traduit par un élargissement de la distribution en énergie de l'énergie mesurée ϵ_{vis} . Soit N le nombre moyen de particules chargées déposant de l'énergie dans les couches actives du calorimètre, N est alors également la valeur de la variance sur ce nombre. Comme ce nombre et ses fluctuations sont directement reliés à la longueur de trace totale T et donc à la mesure de l'énergie, la résolution intrinsèque du calorimètre due aux fluctuations statistiques peut alors s'exprimer par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma(E_{vis})}{E_{vis}} = \frac{\sigma(T)}{T} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Comme seulement une fraction de l'énergie est échantillonnée, des fluctuations d'échantillonnage s'ajoutent à la résolution. Ces fluctuations dépendent des caractéristiques de l'absorbeur et du détecteur. Le nombre de traces détectables est donnée par :

$$N = \frac{T(\zeta)}{\tau} = F(\zeta) \left(\frac{E}{\epsilon_c} \tau \right)$$

où τ est la fréquence d'échantillonnage exprimée en longueurs de radiation. La résolution en énergie devient donc :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c \tau}{F(\zeta)E}}$$

et en prenant en compte la diffusion multiple :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c \tau}{F(\zeta)E \cos \theta}}$$

avec θ , l'angle d'ouverture des particules chargées. Ainsi, la résolution varie en fonction de $\sqrt{\frac{\tau}{E}}$. On peut donc améliorer la résolution en augmentant la fréquence d'échantillonnage ce qui revient à augmenter le nombre de couches actives par longueur de radiation.

Pour des détecteurs gazeux, les fluctuations sur la longueur de trace en milieu gazeux et les fluctuations de Landau doivent être ajoutée aux fluctuations d'échantillonnage. Les fluctuations sur la longueur de trace sont dues à l'étalement latéral de la gerbe. Celui-ci est dû à des particules chargées ayant de grands angles d'ouverture, comme par exemple des électrons δ se déplaçant loin à l'intérieur du gap et pouvant laisser de grands signaux. Ces particules déposent plus d'énergie que les particules proches de l'axe de la gerbe.

Les fluctuations de Landau prennent en compte la détérioration de la résolution à cause de la distribution asymétrique des dépôts d'énergie. Les fluctuations de la longueur de trace et de Landau multiplient la résolution par un facteur ≈ 2 .

Ces relations sont vraies pour des gerbes totalement contenues. En effet, toute fuite latérale ou longitudinale détériore la mesure de l'énergie. On verra dans la suite comment ces pertes d'énergie, inévitables pour un calorimètre de taille finie, peuvent être prises en compte.

Le terme de bruit

Ce terme prend en compte le bruit électronique ainsi que le bruit de "pile-up" dû à la fréquence de collisions pouvant entraîner un empilement (superposition) des signaux dans le détecteur. Ce terme domine à basse énergie.

Le terme constant

Les deux premiers termes étant inversement proportionnels à l'énergie, c'est le troisième terme qui domine à haute énergie. Ce terme constant prend en compte la non-uniformité géométrique et mécanique du détecteur, l'impact des variations de températures et de haute tension, la précision sur la calibration de l'électronique de lecture et sur l'intercalibration, les pertes d'énergie longitudinales et latérales et la perte d'énergie dans la matière avant le calorimètre (fluctuations de dépôts d'énergie non mesurées). Ce troisième terme peut être réduit en intercalibrant régulièrement le calorimètre.

4.3.2 La mesure de la position et la résolution en position

Le point d'impact de la particule incidente (électron, photon) peut être mesuré en exploitant la segmentation longitudinale et la granularité du calorimètre. Si la granularité,

c'est-à-dire la taille des cellules, est choisie inférieure ou égale au rayon de Molière, l'étalement latéral de la gerbe sur plusieurs cellules permet la reconstruction du point d'impact de la particule. La précision augmente avec le nombre de cellules touchées et diminue avec la taille des cellules. Avec des cellules de dimensions égales au rayon de Molière, 75% de l'énergie de la gerbe est déposée dans la cellule centrale. La position du point d'impact est déterminée en prenant le centre de gravité des énergies déposées dans les cellules. On a :

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i}$$

où x_i est la position de la cellule i et E_i son énergie. Comme on va le voir dans la suite, cette méthode déplace le point d'impact systématiquement vers le centre de la cellule. On verra une façon de corriger cet effet. La résolution en position s'exprime par : $\sigma_y(E) = \frac{\text{constante}}{\sqrt{E}}$. En effet, comme il a été montré plus haut, la distribution latérale de la gerbe dépend peu de l'énergie incidente mais le nombre de particules de la gerbe augmente. Ainsi la précision sur la mesure de la position augmente avec l'énergie selon la relation précédente.

4.4 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

4.4.1 Introduction

Les exigences auxquelles le calorimètre électromagnétique doit répondre sont principalement motivées par la découverte du boson de Higgs du modèle standard pour une masse se trouvant dans les limites expérimentales et théoriques. A basse masse, l'observation du Higgs se fera avant tout dans le mode de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$. Pour des masses de 130 GeV à 600 GeV le mode $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ sera prédominant tandis que pour des masses supérieures à 600 GeV, le Higgs pourra être observé dans les modes de désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu\text{jetjet}$. Pour l'étude de ces processus, les calorimètres jouent un rôle crucial et notamment le calorimètre électromagnétique qui doit répondre à des critères bien définis.

4.4.2 Performances souhaitées et attendues du détecteur

Le large éventail de processus physiques à étudier dans ATLAS permet d'établir une liste des performances requises pour le calorimètre électromagnétique :

- **La couverture en pseudo-rapacité** Pour l'observation de processus rares tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$, une couverture large en η est souhaitée. En revanche, la résistance aux radiations du détecteur interne limite son utilisation à la région $|\eta| < 2.5$. Une mesure de précision des électrons n'est donc possible que dans cette région. En plus, l'identification des photons est problématique dans les régions à l'avant, car la réjection du fond $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ devient de plus en plus difficile. Le choix s'est donc porté sur une calorimétrie électromagnétique à granularité fine dans la région $|\eta| < 2.5$.
- **La capacité de reconstruire des électrons de 1 GeV jusqu'à 5 TeV** La limite inférieure vient de la nécessité de pouvoir reconstruire des électrons provenant de

la désintégration semi-leptonique des quarks b , importants pour la recherche de désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$. Un autre exemple est la désintégration du Higgs en quatre électrons qui nécessite une bonne efficacité de reconstruction des électrons jusqu'à des énergies transverses de $E_T = 5$ GeV. La limite supérieure est déterminée par les désintégrations des bosons Z' et W' .

- **Une bonne résolution en énergie pour des énergies de 10 à 300 GeV**
Un terme d'échantillonnage d'environ $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$ est souhaité. Ceci est nécessaire pour atteindre une résolution d'environ 1% sur la masse du boson de Higgs dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Un terme constant inférieur à 1% est demandé non seulement pour les recherches de bosons de Higgs mais également pour la recherche de Z' . En effet, à haute énergie, le terme constant est dominant et la contribution du détecteur à la largeur du Z' devrait être inférieure à sa largeur intrinsèque.
- **Une épaisseur totale de 24 longueurs de radiation à $\eta = 0$** L'épaisseur du calorimètre doit être suffisante pour limiter les fluctuations longitudinales des gerbes non entièrement contenues.
- **Une précision sur l'échelle absolue d'énergie de 0.1%** Cette précision est nécessaire pour atteindre une précision de 200 MeV sur la masse du boson de Higgs et une précision de 15 MeV sur la masse du boson W .
- **Une linéarité de la réponse du calorimètre de 0.5% pour des énergies allant jusqu'à 300 GeV** Ceci permet d'assurer une bonne résolution pour les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$.
- **Une mesure de la direction de la gerbe en θ avec une résolution d'environ 50 mrad/ $\sqrt{E(\text{GeV})}$** La direction du photon doit être mesurée avec précision pour que la contribution à la largeur de la masse invariante dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ ne soit pas dominante par rapport à la contribution due à la résolution en énergie.
- **Une bonne granularité permettant une bonne séparation photon/jet, électrons/jet et τ /jet**
- **Une bonne rapidité de réponse et un bruit électronique aussi faible que possible**
- **Un bruit cohérent inférieur à 3 MeV par canal**
- **L'identification des croisements de paquets**

4.4.3 Description générale

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est composé d'un tonneau, couvrant la région $|\eta| < 1.475$ et de deux bouchons, couvrant la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. La partie centrale du calorimètre est divisée en deux demi-tonneaux identiques, séparés d'environ 4 mm à $z = 0$. Les bouchons sont constitués de deux roues coaxiales : une roue externe, couvrant la région $1.375 < |\eta| < 2.5$ et une roue interne, couvrant la région $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage ayant du plomb comme matériau absorbeur et de l'argon liquide comme élément actif. Les absorbeurs en plomb ainsi que les électrodes en kapton (isolant) et cuivre (3 couches de cuivre, 2 couches de kapton), par lesquelles se fait la lecture du signal, sont pliés en accordéon. Cette géométrie permet une couverture complète et uniforme de la région azimutale. Un pré-échantillonneur (presampler), situé devant le calorimètre en accordéon, permet de

compenser l'énergie perdue dans la matière devant le calorimètre et notamment l'énergie perdue dans le solénoïde et les parois du cryostat. Le presamplifier est constitué d'une couche active d'argon liquide, d'un centimètre d'épaisseur, instrumentée avec des électrodes.

Le calorimètre fonctionne à une température de 88 K. Un cryostat tonneau contient la partie centrale et deux cryostats bouchons contiennent les bouchons du calorimètre.

4.4.4 Le tonneau (barrel)

Le tonneau est constitué de deux roues indépendantes, dont les connexions vers l'extérieur se font aux extrémités du cryostat. Chaque demi-tonneau est composé de 1024 absorbeurs et de 1024 électrodes de lecture placées en alternance et symétriquement autour de l'axe du faisceau. Chaque roue est divisée en 16 modules et chaque module comporte deux secteurs de presamplifier. Les signaux de lectures sont collectés aux extrémités du cryostat à travers 32 traversées étanches "feedthroughs". Chaque feedthrough permet la lecture d'un demi-module et du module de presamplifier associé. La haute tension est distribuée aux électrodes du tonneau à partir de deux "feedthroughs" (un à chaque extrémité du cryostat).

Les absorbeurs, les électrodes de lecture et l'espace de dérive

L'épaisseur du calorimètre, mesurée à partir du vertex, est de 24 longueurs de radiation au minimum. Ceci dicte, en même temps que l'espace disponible pour le calorimètre et que l'optimisation de la résolution, l'épaisseur des absorbeurs de plomb ainsi que l'angle de pliage et le nombre de plis de l'accordéon. Comme l'épaisseur du calorimètre, vue du point d'interaction, augmente avec la pseudorapacité, l'épaisseur de plomb peut diminuer avec η pour optimiser la résolution en énergie. Pour des raisons techniques et de coût, seul un changement d'épaisseur de plomb est réalisé à $|\eta| = 0.8$. L'épaisseur de plomb est de 1.5 mm pour $|\eta| < 0.8$ et de 1.1 mm pour $0.8 < |\eta| < 1.4$. L'amplitude des plis est de $\frac{2\pi}{256}$ en ϕ . L'angle de pliage est décroissant pour un rayon croissant. Ceci permet d'avoir un espacement constant entre deux absorbeurs.

L'électrode de lecture de 300 μm d'épaisseur est centrée entre deux absorbeurs à l'aide de deux espaceurs en nid d'abeille. Ceci définit deux espaces de dérive de 2.1 mm d'épaisseur de part et d'autre de l'électrode. Les électrodes sont constituées de trois couches conductrices distinctes en cuivre séparées par un isolant en polyamide (kapton). Une haute tension de 2 kV est appliquée aux couches externes. La couche du milieu sert à la lecture du signal. En effet, le courant induit par le mouvement des charges dans l'espace de dérive rempli d'argon, de part et d'autre de l'électrode, est récupéré au niveau de la couche du milieu par couplage capacitif. La granularité pour la lecture des signaux est obtenue en gravant des pistes ou des pavés sur l'électrode. Les signaux sont alors conduits vers l'avant ou l'arrière du calorimètre. Il y a 110000 voies de lecture dans le tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Les signaux déposés dans différentes électrodes mais faisant partie du même canal de lecture sont additionnés par des cartes de sommation (summing boards). Ceci permet de sommer les signaux pour obtenir la granularité en ϕ souhaitée. Les signaux sont ensuite transférés à travers les cartes mère (motherboards) vers les câbles qui transportent le

signal hors du cryostat. Les cartes mères servent également à distribuer les signaux de calibration aux différents canaux de lecture selon un motif prédéfini. Les deux faces de l'électrode sont alimentées indépendamment.

La segmentation en profondeur et la granularité

Le calorimètre a trois couches en profondeur dans la partie accordéon (sans le pré-échantillonneur) :

- la première couche appelée "front" (la plus proche de l'axe du faisceau) est optimisée pour la réjection γ/π^0 avec une granularité en η de $\Delta\eta = 0.025/8$ et une granularité en ϕ de $\Delta\phi = 0.1$. Elle s'étend jusqu'à $6X_0$ en incluant environ $1.6X_0$ de matière morte. Elle permet de mesurer la direction des photons.
- la deuxième couche appelée "middle" a été optimisée pour contenir des gerbes électromagnétique. Elle s'étend de $6X_0$ à $24X_0$ et a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$.
- la dernière couche appelée "back" a une épaisseur d'environ $2X_0$ et une granularité en η de 0.050 et en ϕ de 0.025. En appliquant un poids à cette couche, on peut compenser la perte d'énergie vers l'arrière du calorimètre

A $\eta = 0$, la profondeur totale est de $24X_0$ et l'épaisseur de la couche du milieu est réduite pour assurer une épaisseur d'environ $2X_0$ à la couche arrière. La lecture de la couche la plus proche de l'axe du faisceau se fait par l'avant du calorimètre. La lecture des deux couches plus externes se fait par l'arrière. Dans la couche du milieu la largeur des pads est de 0.025 et en ϕ , quatre électrodes sont sommées pour obtenir la granularité souhaitée de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 2\pi/256$. Dans la dernière couche, les pavés ont une largeur de $\Delta\eta = 0.05$ et la granularité en ϕ est la même que dans le compartiment du milieu. Dans la première couche, les strips ont une largeur de 0.025/8 en η et 16 électrodes sont sommées en ϕ pour obtenir la granularité en ϕ de $\Delta\phi = 0.1$. Les câbles pour la lecture des signaux longent les faces avant et arrière du calorimètre parallèlement à l'axe du faisceau.

Un presampler est situé devant le calorimètre et est contenu dans le même cryostat. Il couvre toute la région en η et agit comme une fine couche active d'argon liquide (11 mm). Il a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$.

4.4.5 Les bouchons (end-caps)

Les bouchons sont constitués de deux roues coaxiales, externe et interne, couvrant respectivement les régions $1.375 \leq |\eta| \leq 2.5$ et $2.5 \leq |\eta| \leq 3.2$. La roue externe est composée de 768 absorbeurs (et électrodes) et la roue interne de 256 absorbeurs/électrodes. Les absorbeurs et les électrodes sont placés radialement autour de l'axe du faisceau (voir figure 3.9). Chaque bouchon est divisé en 8 modules et un pré-échantillonneur situé en amont couvre la région $1.5 \leq |\eta| \leq 1.8$.

Les absorbeurs, les électrodes de lecture et l'espace de dérive

Pour assurer une réponse uniforme en ϕ , les épaisseurs d'argon liquide et d'absorbeur traversées par les particules doivent être indépendantes de l'angle azimuthal. Comme l'espace de dérive augmente naturellement avec le rayon, il faut adapter l'angle de pliage et l'amplitude des plis des absorbeurs et des électrodes. L'angle de pliage varie approximativement de 60° à 120° . L'amplitude en ϕ des plis est de $\frac{2\pi}{256}$ pour la roue externe avec une épaisseur de plomb de 1.7 mm et de $\frac{2\pi}{64}$ pour la roue interne avec une épaisseur de plomb de 2.2 mm.

La structure et l'utilisation des électrodes est identique à celles du tonneau. Comme dans le tonneau, les électrodes sont centrées entre deux absorbeurs, définissant deux espaces de dérives. A cause de la géométrie des bouchons, cet espace de dérive varie de 1.5 mm à 2.7 mm dans la roue interne et de 0.9 mm à 2.7 mm dans la roue externe. La haute tension appliquée aux électrodes de la roue externe comporte sept valeurs différentes comprises entre 0.9 et 2.6 kV selon la région afin d'obtenir un champ électrique de l'ordre de 10 kV/cm. Deux valeurs de haute tension de 1.5 kV et 2.5 kV sont utilisées dans la roue interne selon la région. Il y a 82000 voies de lecture dans les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Les signaux des deux premières couches de la roue externe sont lus par l'avant dans la région $\eta \leq 1.5$. Tous les autres signaux du bouchon sont lus par l'arrière. Comme pour le tonneau, la granularité souhaitée est obtenue en sommant les signaux provenant d'électrodes adjacentes. Les cartes mères (motherboards) transfèrent les signaux vers les câbles de sortie et servent aussi à la distribution des signaux de calibration.

La segmentation en profondeur et la granularité

Le calorimètre est divisé en 3 compartiments pour la roue externe et en deux compartiments pour la roue interne. La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux compartiments de la roue interne et la profondeur du premier compartiment est de $24 X_0$. Pour la roue externe, le compartiment du milieu a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times \frac{2\pi}{256}$ et s'étend jusqu'à une profondeur de $24 X_0$ (en incluant la matière devant le calorimètre). Le troisième compartiment (Back) a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times \frac{2\pi}{256}$. Le premier compartiment qui s'étend jusqu'à une profondeur de $6 X_0$ a une granularité qui varie en fonction de la région en η :

- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025/8 \times 0.1$ dans la région $1.5 \leq |\eta| \leq 1.8$
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025/6 \times 0.1$ dans la région $1.8 \leq |\eta| \leq 2.0$
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025/4 \times 0.1$ dans la région $2.0 \leq |\eta| \leq 2.4$
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ dans la région $2.4 \leq |\eta| \leq 2.5$

Les signaux de 12 électrodes adjacentes sont sommés pour obtenir une granularité en ϕ de $\Delta\phi = 0.1$. Un presampler est situé devant le calorimètre et couvre la région $1.5 \leq |\eta| \leq 1.8$. Il a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times (2\pi/64)$. Il est de même composition que celui du tonneau.

4.5 Du passage de la particule à la mesure de l'énergie

4.5.1 Le signal physique

Les particules chargées, traversant l'espace de dérive, ionisent l'argon liquide tout au long de leur passage. Les électrons et ions issus de l'ionisation se déplacent sous l'effet du champ électrique créé par la haute tension entre l'électrode et l'absorbeur. La dérive des électrons induit un courant mesuré au niveau de l'électrode. La forme du signal est triangulaire avec un temps de montée de quelque nanosecondes suivi d'une décroissance linéaire. En effet, tous les électrons le long de la trace de la particule chargée débutent leur dérive pratiquement au même instant et sont collectés au fur et à mesure. Le signal est donc maximal quelques nanosecondes après le passage de la particule et est nul dès que le dernier électron de dérive est collecté, donc après le temps de dérive maximal T_d . Le courant induit a donc une forme triangulaire :

$$I^{\text{phys}}(t) = I_0^{\text{phys}} \left(1 - \frac{t}{T_d} \right)$$

et dans le domaine des fréquences par :

$$I^{\text{phys}}(s) = I_0^{\text{phys}} \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - \exp(-sT_d)}{s^2 T_d} \right)$$

La calibration de la cellule se fait en injectant un signal connu aussi proche que possible du signal physique. Ce signal est injecté au niveau des cartes mères, alors que le signal physique est généré au niveau du gap. Il est reconstruit, tout comme le signal physique, à travers toute la chaîne de lecture. Le gain de chaque voie de lecture est ainsi déterminé.

En revanche, les signaux en sortie de la chaîne de lecture sont différents pour les signaux de calibration et d'ionisation. Le signal de calibration injecté est donné par :

$$I^{\text{cali}}(s) = I_0^{\text{cali}} \left(\frac{1 - f_{\text{step}} \tau_{\text{cali}}}{1 + s \tau_{\text{cali}}} + \frac{f_{\text{step}}}{s} \right)$$

où $f_{\text{step}} = \left(\frac{r}{r + \frac{R}{2}} \right)$ et $f_{\text{cali}} = \left(\frac{L}{r + \frac{R}{2}} \right)$ (voir schéma du circuit du générateur de signaux de calibration)

Il faut donc appliquer une correction au gain déterminée à partir du signal de calibration. Cette correction tient compte de la différence de forme entre les deux signaux et du point d'injection du signal de calibration. Ces corrections peuvent être implémentées dans la procédure de reconstruction du signal. Pour plus de détails sur la reconstruction du signal, voir le Chapitre 6. Dans la suite nous ne détaillerons que la méthode de filtrage optimal.

4.5.2 La reconstruction du signal

La reconstruction du signal se fait en utilisant la méthode de filtrage optimal (OF). Cette méthode permet d'estimer l'amplitude et le temps d'un signal échantillonné en

minimisant les contributions du bruit électronique. L'amplitude et le temps du signal sont estimés comme étant une combinaison lineaire des échantillons de signal. On a :

$$S = \sum_{i=1}^5 a_i s_i$$

$$S\tau = \sum_{i=1}^5 b_i s_i$$

où S est l'amplitude du signal, τ le temps du signal et s_i un échantillon de signal. Soit la forme du signal donnée par :

$$f(t) = Ag(t - \tau) + n(t)$$

où A est l'amplitude du signal, $g(t)$ la forme du signal et où $n(t)$ représente les contributions de bruit qui se superposent au signal. Si τ est faible, l'équation précédente peut s'écrire : $f(t) \approx A[g(t) - \tau g'(t)] + n(t)$, où $g'(t)$ est la dérivée première de la forme du signal $g(t)$. Les échantillons de signal s_k sont alors exprimés par :

$$s_k = A(g_k - \tau g'_k) + n_k$$

La valeur moyenne du bruit est supposée nulle et sa fonction d'autocorrélation est supposée être connue ou mesurable ($\langle n_k \rangle = 0$ et $\langle n_i n_j \rangle = R_{ij}$). Il faut donc trouver des coefficients pour les expressions : $U = \sum_{k=1}^N a_k S_k$ et $V = \sum_{k=1}^N b_k S_k$ en minimisant σ_U et σ_V avec les contraintes :

1. $\langle U \rangle = A$ donc $\sum_{k=1}^N a_k g_k = 1$ et $\sum_{k=1}^N a_k g'_k = 0$
2. $\langle V \rangle = A\tau$ donc $\sum_{k=1}^N b_k g_k = 0$ et $\sum_{k=1}^N b_k g'_k = -1$

On a :

$$\sigma_U^2 = \text{var}[U] = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij}$$

$$\sigma_V^2 = \text{var}[V] = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij}$$

et on peut déterminer les coefficients de filtrage optimal à l'aide des multiplicateurs de Lagrange.

4.5.3 Reconstruction de l'énergie et de la position de la particule incidente

Connaissant l'énergie déposée dans les cellules, des amas de cellules sont formés pour reconstruire l'énergie et la position de la particule incidente. L'énergie dans les différentes couches du calorimètre sera la somme des énergies contenues dans les cellules. La partie essentielle de l'énergie étant déposée dans le plomb, élément passif, un poids doit être

appliqué à l'énergie mesurée dans l'argon liquide. Ce poids est l'inverse de la fraction d'échantillonnage et l'énergie totale de la particule incidente devient donc :

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{f_{\text{samp}}^e} E_{\text{act}}, \text{ avec } f_{\text{samp}}^e = \frac{E_{\text{act}}}{E_{\text{act}} + E_{\text{pas}}}$$

avec E_{tot} l'énergie totale, f_{samp}^e la fraction d'échantillonnage, E_{act} et E_{pas} les énergies déposées dans les éléments actifs et passifs respectivement. La fraction d'échantillonnage varie selon la couche considérée et pour une optimisation de la résolution et de la linéarité, des poids longitudinaux sont appliqués au niveau des couches du calorimètre électromagnétique comme on le verra dans la suite

La position de l'électron ou du photon est mesurée en ϕ et en η en déterminant le barycentre des positions des cellules de l'amas pondérées par l'énergie contenue dans les cellules, donc selon les formules :

$$\eta = \frac{\sum_i (\eta_i E_i)}{E_{\text{tot}}}$$

$$\phi = \frac{\sum_i (\phi_i E_i)}{E_{\text{tot}}}$$

ou ϕ_i et η_i sont les positions de la cellule i du cluster, E_i l'énergie contenue dans la cellule et E_{tot} l'énergie totale. La position est déterminée dans chaque couche du calorimètre. La détermination de la direction en η de la gerbe se fait en prenant un barycentre pondéré entre la position de la gerbe dans la première couche (de granularité très fine) et la position de la gerbe dans la deuxième couche.

5

Performances sur simulation

Cette partie est consacrée à l'étude des amas de cellules dans ATLAS et des performances du calorimètre électromagnétique. Il existe deux algorithmes de reconstruction des gerbes électromagnétiques dans ATLAS : un algorithme formant des amas de cellules de taille fixe et un algorithme formant des amas de taille variable. Les amas de cellules seront appelés cluster dans la suite et le cluster de taille variable sera appelé cluster topologique. Après avoir détaillé le fonctionnement et les propriétés de ces méthodes de clustering, on se restreindra à l'étude du cluster topologique, qui est nouveau dans ATLAS. Cette étude commence par une optimisation de la méthode de clustering qui sera faite à l'aide d'électrons uniques dans un premier temps et sur des processus physiques dans un deuxième temps. La calibration du cluster sera également faite sur des électrons uniques et validée sur des processus physiques. Elle comprend la correction de biais dans la reconstruction de la position et de l'énergie des particules incidentes ainsi que la détermination des poids longitudinaux. Les performances de ce cluster en termes de linéarité, d'uniformité et de résolution en position et en énergie seront ensuite comparées à celle d'un cluster fixe. Les électrons uniques utilisés pour l'étude sont uniformément distribués sur $-2.5 < |\eta| < 2.5$ et ont des énergies de 5, 10, 20, 25, 50, 75, 100, 200, 500 et 1000 GeV.

5.1 Les méthodes de formation des amas de cellules

– Le cluster de taille fixe

La recherche de gerbes électromagnétiques se fait en balayant le calorimètre avec une fenêtre de taille 5×5 ($5 \cdot 0.025$ en η et en ϕ) dans laquelle on somme, à chaque position, les énergies des cellules sur toute la profondeur du calorimètre. Ceci permet de trouver des maxima locaux. Les maxima locaux sont considérés comme des cluster si leur énergie est supérieure à 3 GeV. Les clusters sont ensuite formés autour du centre de cette fenêtre de balayage en commençant par créer une fenêtre dans la couche du milieu. Le barycentre dans cette couche est ensuite pris comme centre des fenêtres dans les autres couches. Il est alors possible d'avoir plusieurs tailles de cluster. L'énergie du cluster est alors la somme des énergies des fenêtres dans les différentes couches du calorimètre (voir figure 5.1). Les cellules dans la fenêtre

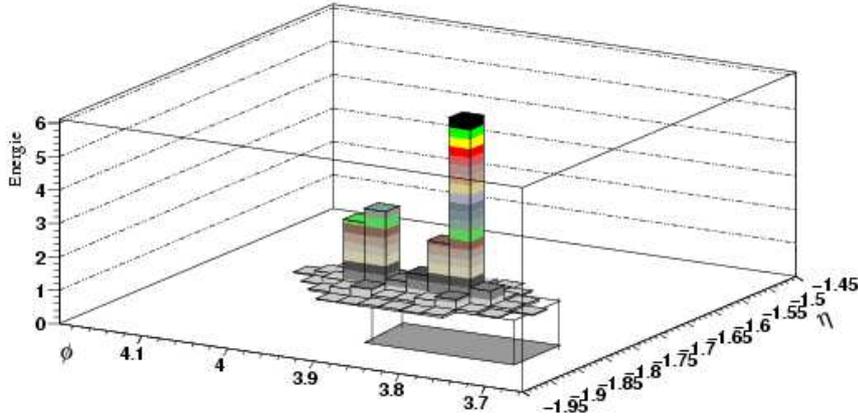


FIG. 5.1 – Illustration de la reconstruction d’une gerbe par l’algorithme topologique. La figure représente les cellules de la couche du milieu appartenant au cluster et leur énergie associée. Le carré gris représente le contour d’un cluster fixe (3x7)

délimitée par le cluster servent à déterminer la position en η et en ϕ de la gerbe électromagnétique dans chacune des couches. La position de la particule en η est une moyenne pondérée des positions de la gerbe dans la première et la deuxième couche, avec un poids plus important pour la première couche, ayant une granularité plus fine. Dans la première couche, la cellule d’énergie maximale et les deux cellules voisines sont prises pour raffiner la mesure de la position. La position de la particule en ϕ est la position de la gerbe dans la deuxième couche. Selon les études du TDR (voir [25]), visant à optimiser la taille de la fenêtre, la taille du cluster fixe à utiliser dépend de l’énergie de la particule incidente. Jusqu’à 100 GeV un cluster 3x7 sera utilisé et au-delà de cette énergie un cluster 5x5. Ce choix s’est fait en comparant la contribution à la résolution en énergie du bruit électronique et du "pile-up" et la contribution des fluctuations de perte d’énergie en dehors du cluster. Des clusters larges permettent de réduire la perte d’énergie mais augmentent le bruit électronique et le "pile-up". Un compromis entre les deux a donc été trouvé. La taille, 3x7, du cluster est motivée par la collection des photons de Bremsstrahlung.

– Le cluster topologique

La recherche de gerbes électromagnétiques se fait en recherchant des cellules graines dans la couche du milieu. Une cellule graine est définie comme ayant une énergie supérieure à un seuil dépendant du bruit dans la cellule. Deux autres seuils permettent au cluster d’accréter des cellules. Le premier seuil est un seuil sur les cellules voisines, la cellule initiale du cluster étant par définition la cellule graine. L’algorithme arrête l’accrétion de cellules quand l’énergie des cellules passe en dessous de ce seuil (voir figure 5.1). Le deuxième seuil permet de rajouter une couronne de cellules autour

du cluster initial en ne prenant que les cellule au dessus de celui-ci. L'énergie du cluster est la somme des énergies des cellules appartenant au cluster. La position de la gerbe est déterminée dans chaque couche à partir des cellules du cluster appartenant à cette couche. La base de données utilisée par le logiciel d'ATLAS, qui sert non seulement à calculer le bruit électronique pour la numérisation mais aussi pour la reconstruction, est établie à partir de mesures en tests en faisceau. Pour plus de détails sur la prédiction du bruit électronique voir [28].

5.2 Détermination des poids longitudinaux

Selon le type de cluster utilisé, il est possible de trouver une paramétrisation de l'énergie reconstruite permettant d'optimiser la résolution, l'uniformité et la linéarité. Des considérations simples sur le développement latéral d'une gerbe électromagnétique ainsi que sur le type de cluster utilisé permettent d'obtenir une paramétrisation adaptée, dont les paramètres seront ajustés sur les données. Avant d'essayer de trouver une paramétrisation pour le cluster topologique, il est utile de détailler et de comprendre la paramétrisation utilisée pour le cluster fixe.

Si on suppose que le profil latéral de gerbe est exponentiel, on a

$$E(r) = E_0 \exp(-r) \quad (5.1)$$

On peut alors calculer l'énergie totale déposée dans le calorimètre en supposant qu'il n'y a aucune perte d'énergie latérale :

$$E_{\text{totale}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} E_0 \exp(-r) r dr d\theta \quad (5.2)$$

$$= 2\pi E_0 \int_0^{\infty} \exp(-r) r dr \quad (5.3)$$

$$= 2\pi E_0 \left([-r \exp(-r)]_0^{\infty} + \int_0^{\infty} \exp(-r) dr \right) \quad (5.4)$$

$$= 2\pi E_0 \quad (5.5)$$

Si on considère tout d'abord un cluster de taille fixe r_0 , l'énergie déposée dans ce cluster peut être exprimée par :

$$E_{\text{clus}} = 2\pi E_0 \left([-r \exp(-r)]_0^{r_0} + \int_0^{r_0} \exp(-r) dr \right) \quad (5.6)$$

$$= 2\pi E_0 (-r_0 \exp(-r_0) - \exp(-r_0) + 1) \quad (5.7)$$

$$= E_{\text{totale}} \frac{1}{\gamma} \quad (5.8)$$

On a donc pour un cluster de taille fixe :

$$E_{\text{vraie}} = \gamma E_{\text{clus}} \quad (5.9)$$

et l'énergie reconstruite est une fraction constante de l'énergie totale déposée dans le calorimètre. En revanche, de l'énergie est perdue dans la matière morte devant le calorimètre.

La figure 5.2 montre la distribution de matière dans ATLAS (en X_0) en fonction de la pseudorapidité. L'énergie perdue dans la matière morte devant le calorimètre électromagnétique (voir figure 5.2) est constante en moyenne et on a donc :

$$E_{\text{totale}} = E_{\text{vraie}} - \text{offset} \quad (5.10)$$

et

$$E_{\text{vraie}} = \gamma(\text{offset} + E_{\text{clus}}) \quad (5.11)$$

où "offset" est l'énergie perdue devant le calorimètre. L'origine de cet "offset" sera décrite plus en détail dans la partie 6.11. En plus de l'énergie perdue dans la matière devant le calorimètre, il faut tenir compte de la perte d'énergie due à un début de gerbe dans le cryostat ou encore de la perte d'énergie à l'arrière du calorimètre. Pour cela, un poids (α) est appliqué à l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur et à l'énergie mesurée dans le dernier compartiment (β). Ainsi, la paramétrisation utilisée pour le cluster fixe est :

$$E_{\text{rec}} = \gamma(\text{offset} + \alpha E_{\text{PS}} + E_{\text{STRIP}} + E_{\text{MIDDLE}} + \beta E_{\text{BACK}}) \quad (5.12)$$

Les quatre paramètres sont ensuite déterminés en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{\text{evts}} \frac{(E_{\text{rec}} - E_{\text{vraie}})^2}{\sigma^2} \quad (5.13)$$

sur toutes les énergie et dans chaque région en η correspondant à la granularité de la couche du milieu (0.025). Pour chaque région en η on aura ainsi déterminé quatre paramètres.

Passons maintenant au cluster topologique. Pour un cluster topologique, le rayon n'est plus constant et la taille du cluster est variable. En revanche, le seuil en dessous duquel le cluster arrête d'accréter des cellules est constant. Le rayon dépend donc de l'énergie et du seuil en énergie. On a :

$$E_c = E_0 \exp(-r_0) \quad (5.14)$$

et donc :

$$r_0 = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (5.15)$$

avec E_c , le seuil en énergie du cluster topologique. Et l'équation (5.7) devient dans le cas d'un cluster topologique :

$$E_{\text{clus}} = 2\pi E_0 \left([-r \exp(-r)]_0^{r_0} + \int_0^{r_0} \exp(-r) dr \right) \quad (5.16)$$

$$= -2\pi E_c \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - 2\pi E_c + 2\pi E_0 \quad (5.17)$$

$$= -2\pi E_c \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - 2\pi E_c + E_{\text{totale}} \quad (5.18)$$

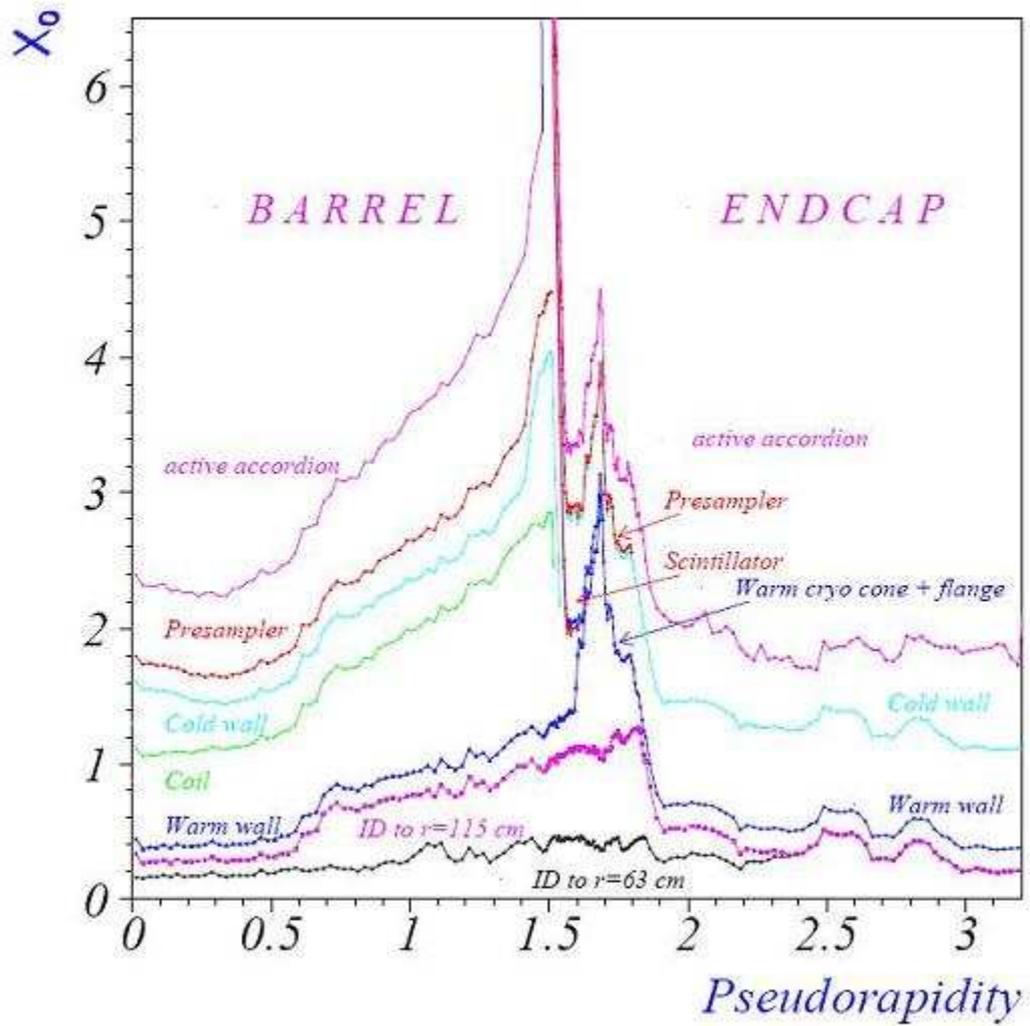


FIG. 5.2 – Distribution de matière dans ATLAS (en X_0) versus la pseudorapacité.

et donc :

$$E_{\text{totale}} = 2\pi E_c \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) + 2\pi E_c + E_{\text{clus}} \quad (5.19)$$

et, en tenant compte de l'énergie perdue devant le calorimètre :

$$E_{\text{vraie}} = 2\pi E_c \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) + 2\pi E_c + \text{offset} + E_{\text{clus}} \quad (5.20)$$

Tout comme pour le cluster fixe, il faut tenir compte de l'énergie perdue dans le cryostat et à l'arrière du calorimètre électromagnétique. La paramétrisation utilisée devient ainsi (avec $a = 2\pi E_c$) :

$$E_{\text{rec}} = a \ln \left(\frac{E_{\text{clus}}}{a} \right) + a + \text{offset} + \alpha E_{\text{PS}} + E_{\text{STRIP}} + E_{\text{MIDDLE}} + \beta E_{\text{BACK}} \quad (5.21)$$

Dans ce qui précède, on a supposé que la granularité du détecteur était infiniment fine et que l'augmentation du rayon en fonction de l'énergie était continue. En revanche, du fait de la taille des cellules, l'augmentation du rayon n'est pas continue. La même réflexion conduit à penser qu'il y a une taille minimale pour le cluster topologique. Il faut alors rajouter un autre paramètre dans la description de l'énergie reconstruite. En effet, au bord du cluster minimal, l'énergie s'exprime par $E(r_0) = E_0 \exp(-r_0)$. Le cluster topologique n'accrète plus de cellules quand $E(r_0) < E_c$ et on peut alors utiliser la paramétrisation suivante :

$$E_{\text{rec}} = ac + a + \text{offset} + \alpha E_{\text{PS}} + E_{\text{STRIP}} + E_{\text{MIDDLE}} + \beta E_{\text{BACK}} \quad (5.22)$$

avec :

$$c = \ln \left(\frac{E_{\text{clus}} \exp(-b)}{a} \right)$$

et $c = 0$ pour $E_{\text{clus}} \exp(-b)$ inférieur à E_c

Comme pour le cluster fixe, on minimise $\chi^2 = \frac{(E_{\text{rec}} - E_{\text{vraie}})^2}{\sigma^2}$ et on en tire les paramètres pour chaque région de 0.025 en η . Comme l'énergie perdue devant le calorimètre ne devrait pas varier en fonction du type de cluster, on utilise l'offset déterminé sur un cluster fixe dans la paramétrisation du cluster topologique (5.22).

Les figures 5.3a et 5.3b montrent l'uniformité en fonction de η avant et après application des poids longitudinaux. On constate qu'avant application des poids, la non-uniformité est de plus de 7% pour des électrons uniques de 100 GeV et qu'on arrive à atteindre une uniformité d'environ 0.1% avec les poids. Les figures 5.4a et 5.4b donnent la linéarité dans le tonneau avant et après application des poids et les figures 5.5a et 5.5b donnent la linéarité dans les bouchons avant et après application des poids. On passe ainsi dans le tonneau d'une non-linéarité de 6% à une linéarité meilleure que 0.1%. Dans les bouchons on passe de 7% à 0.2% pour la linéarité.

Les figures 5.6a et 5.6b donnent la résolution en fonction de l'énergie dans le tonneau avant et après application des poids respectivement. Les figures 5.7a et 5.7b donnent la résolution dans les bouchons. On constate que l'application des poids n'améliore pas la résolution de façon significative.

La figure 5.8a donne l'uniformité en η à 20 GeV. On constate qu'à basse énergie l'uniformité est de 0.2% en excluant la région de transition entre le tonneau et les bouchons (voir figure 5.8b)

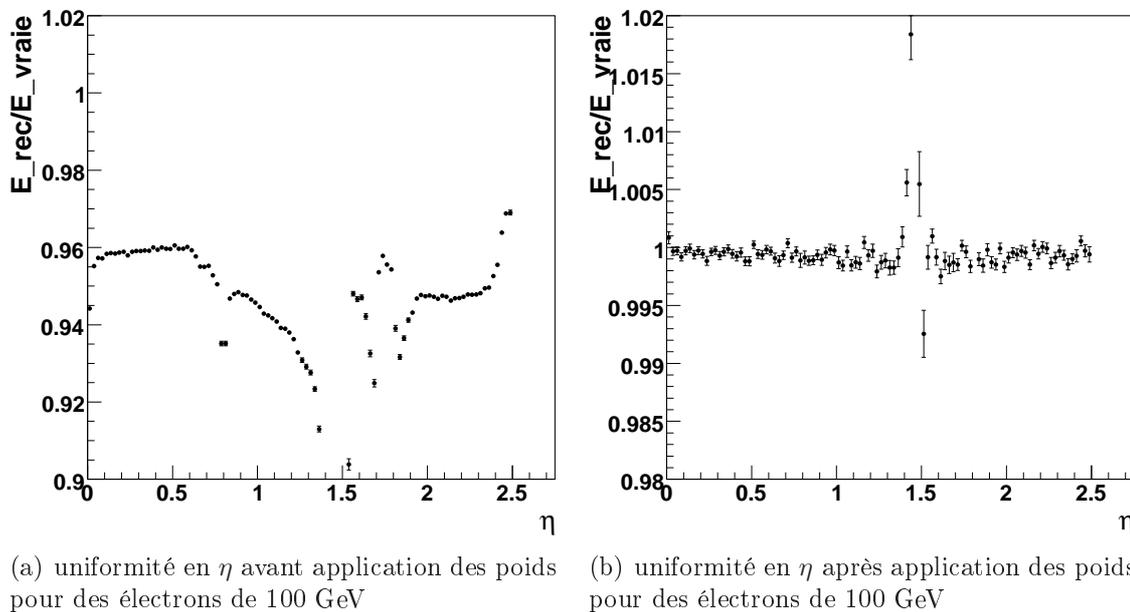


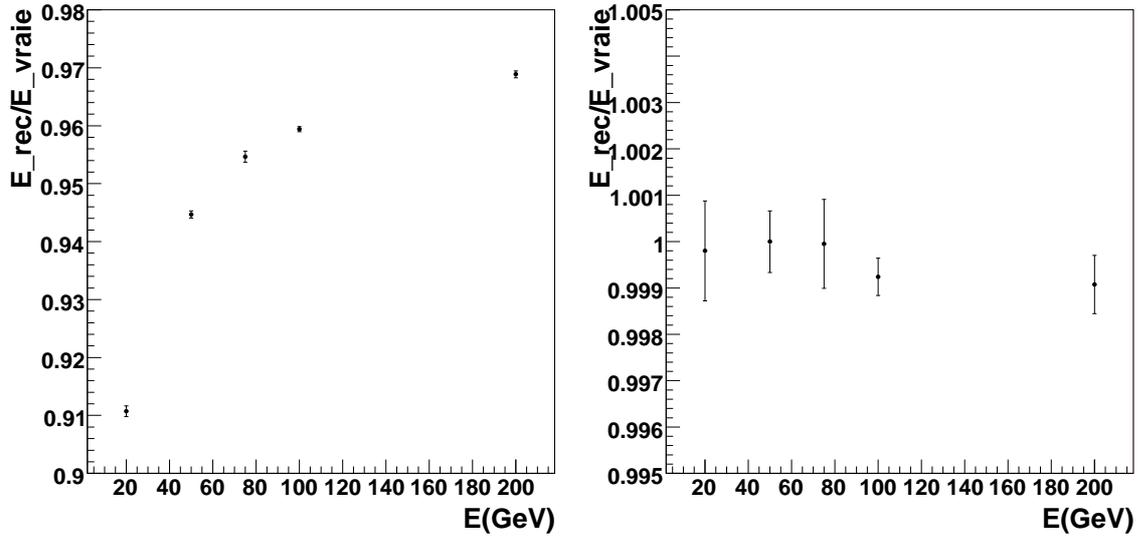
FIG. 5.3 – Uniformité avant et après application des poids longitudinaux (cluster topologique)

5.3 Optimisation des seuils du cluster topologique

Les seuils du cluster topologique peuvent être optimisés en terme de résolution en énergie et de queues de distributions. En effet, on s'attend à une réduction des queues de distribution pour le cluster topologique par rapport au cluster fixe, grâce à une meilleure prise en compte des photons de Bremsstrahlung. L'étude sera faite sur des électrons uniques et sur des processus physiques tel que $H \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Les trois seuils sont exprimés en nombre de σ au dessus du bruit en valeur absolue. Une nomenclature adaptée sera utilisée pour désigner le type de cluster utilisé. Elle consiste en une série de 3 chiffres, dont chacun représente le nombre de σ au dessus du bruit avec en premier le seuil sur la cellule graine, en second le seuil sur les cellules voisines et en troisième le seuil sur les cellules de la couronne. Par exemple, un cluster topologique 630 a un seuil sur la cellule graine de 6σ au-dessus du bruit (en valeur absolue), un seuil sur les voisins de 3σ et un seuil sur la couronne de 0σ .

5.3.1 Etude sur des électrons uniques

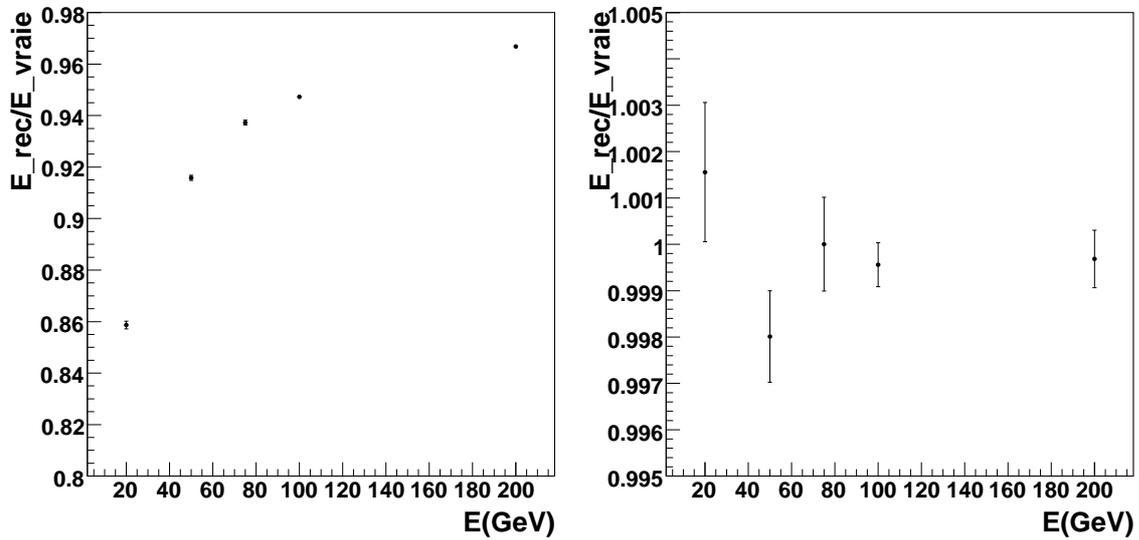
Différents réglages de seuils pour le cluster topologique sont comparés en termes de σ et de l'écart quadratique moyen des distributions en énergie versus η . Pour chaque réglage,



(a) linéarité à $\eta = 0.4$ avant application des poids

(b) linéarité à $\eta = 0.4$ après application des poids

FIG. 5.4 – Linéarité avant et après application des poids longitudinaux (cluster topologique)



(a) linéarité à $\eta = 2.1$ avant application des poids

(b) linéarité à $\eta = 2.1$ après application des poids

FIG. 5.5 – Linéarité avant et après application des poids longitudinaux (cluster topologique)

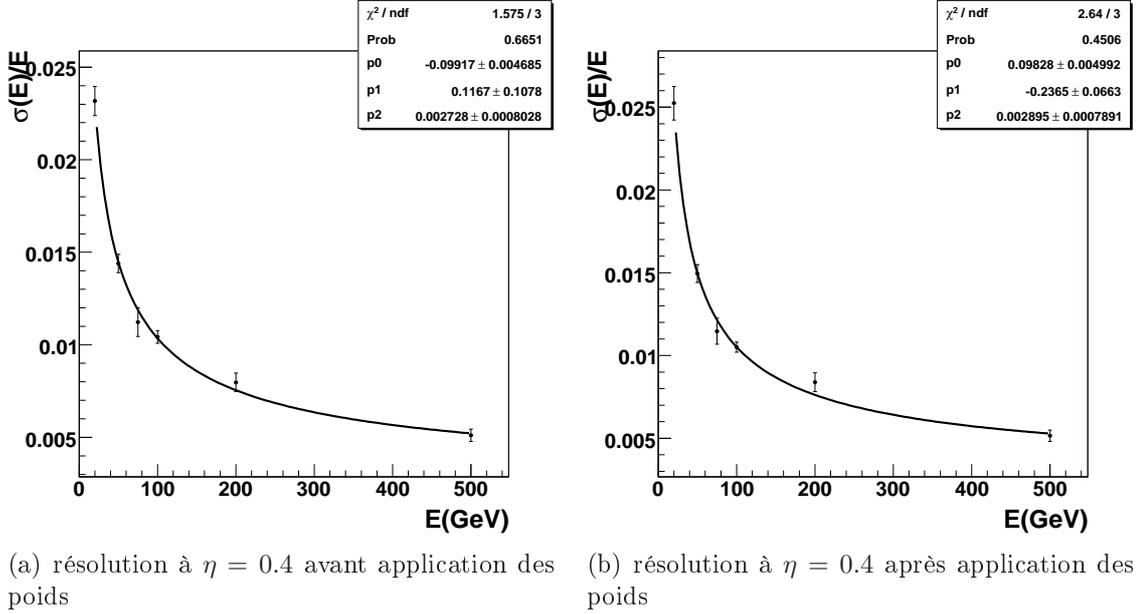


FIG. 5.6 – Résolution avant et après application des poids longitudinaux (cluster topologique)

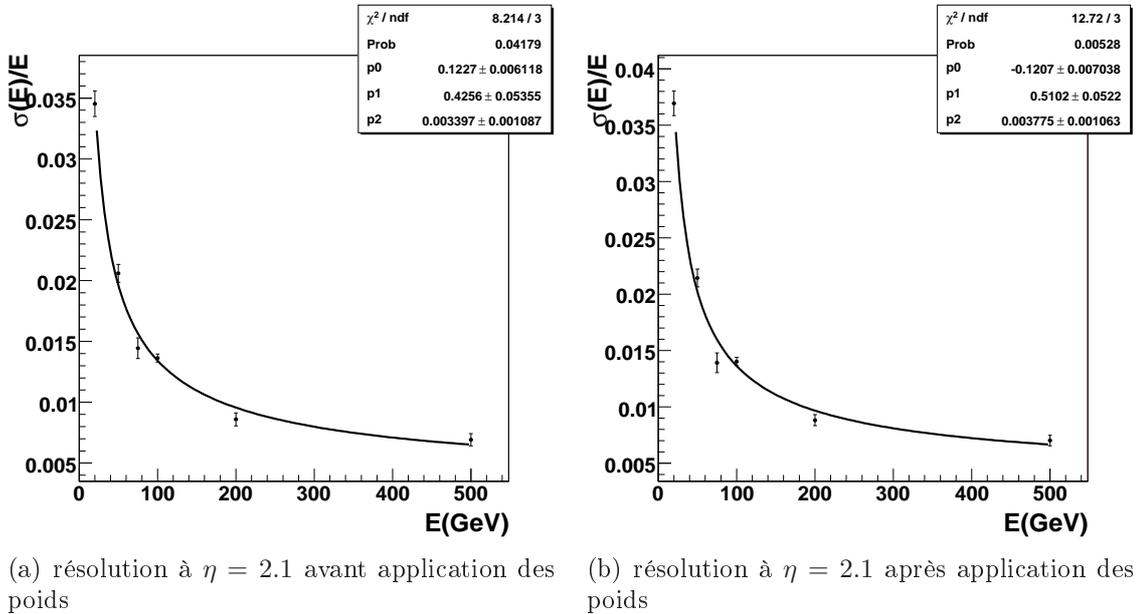
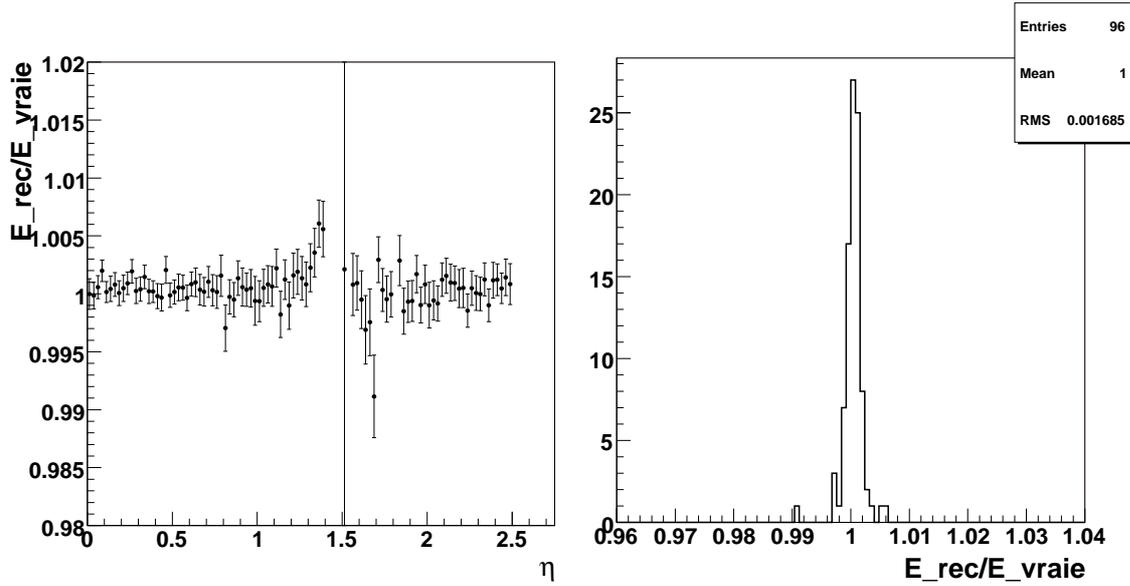


FIG. 5.7 – Résolution avant et après application des poids longitudinaux



(a) uniformité en η avant application des poids pour des électrons de 20 GeV

(b) projection sur l'axe des ordonnées des points de la figure de gauche (en excluant la région de transition tonneau-bouchon)

FIG. 5.8 – Uniformité à 20 GeV

la méthode de minimisation décrite plus haut (voir 5.2) est appliquée. Pour chaque réglage on a ainsi un jeu de paramètres différent.

L'écart quadratique moyen de la distribution permet de voir l'impact des réglages sur les queues de distributions tandis que le σ permet de voir leur impact sur la résolution en énergie. Le σ de la distribution est déterminé à l'aide de deux ajustement gaussiens. Ceci permet de ne pas prendre en compte les queues de distribution dans la résolution en énergie. Le premier ajustement, pour lequel un intervalle d'ajustement très large est spécifié, permet de définir un intervalle plus restreint pour le second. La position du pic et le σ du premier ajustement sont utilisés pour définir un intervalle asymétrique autour du pic (-1.5σ et $+3\sigma$).

Voici les différents réglages pour les seuils qui seront étudiés dans la suite : 420, 422, 630, 633. Le seuil sur les cellules graines est de moindre importance pour des électrons uniques. En revanche, les seuils sur les cellules voisines ainsi que les seuils sur les cellules de la couronne ont un impact important sur le comportement du cluster. Si le seuil sur les voisins est bas, le cluster est généralement de grande taille. Sur des électrons uniques, cela revient à récupérer plus d'énergie venant de la particule initiale, mais aussi plus de bruit électronique contribuant à la détérioration de la résolution. Un seuil de 0σ sur les cellules de la couronne rajoute au cluster toutes les cellules de la couronne et donc également des cellules de bruit. Le choix des différents réglages pour les seuils permet d'étudier les effets de la taille du cluster, 420 étant le cluster le plus grand et 633 le cluster le plus petit.

Cette étude a été faite sur des électrons de 100 GeV et de 20 GeV. La figure 5.9 donne la résolution en énergie en fonction de η pour des électrons de 20 et 100 GeV respectivement. Pour des électrons de 20 GeV, on constate une différence d'environ 5% entre les différents

réglages avec une préférence pour 633 dans le barrel à $\eta < 0.5$ et une préférence pour 420 dans l'end-cap. A 100 GeV, aucune différence n'est observée entre les différents réglages. La figure 5.10 donne l'écart quadratique moyen des distributions en énergie en fonction de η pour 20 et 100 GeV respectivement. Pour des électrons de 20 GeV, aucune différence significative n'est observée à $\eta < 0.8$. En revanche, à $\eta > 0.8$, là où la matière devant le calorimètre devient plus importante, une différence d'environ 25% est observée entre le meilleur réglage (420) et le plus mauvais (633). Pour des électrons de 100 GeV, aucune différence significative n'est observée entre les différents réglages.

On peut en conclure qu'à basse énergie et pour des électrons uniques, 420 est le meilleur réglage pour les seuils. A haute énergie, aucune différence n'est observée sur des électrons uniques.

5.3.2 Etude sur des processus physiques

L'étude précédente, effectuée sur des électrons uniques, nous permet de choisir deux réglages "extrêmes" dans cette étude-ci. En effet, les réglages 420 et 633 permettent d'avoir des amas de cellules de taille importante pour 420 et de taille plus restreinte pour 633. Ceci explique les résultats pour les électrons uniques de 20 GeV. Le cluster le plus grand récupère le plus d'énergie de la particule initiale. La figure 5.12d montre le nombre de cellules dans la couche du milieu en fonction de l'énergie pour les deux types de réglages. Le réglage 633 est donc nécessairement moins bon sur des électrons uniques de basse énergie. En revanche, pour les études du boson de Higgs en quatre électrons, les événements QCD sous-jacents peuvent contribuer à la mesure de l'énergie de l'électrons et des clusters plus grands seront plus sensibles à ce fond que des clusters de taille plus raisonnable. On choisit ainsi deux réglages de seuils pour cette étude : le réglage 633, produisant des clusters plus petits et étant le réglage le moins bon selon l'étude sur les électrons uniques, et le réglage 420 permettant des clusters plus grands et étant le meilleur réglage possible d'après les électrons uniques. La choix ultime se basera sur les processus de physique en priorité, les électrons uniques ne correspondant à aucune réalité physique.

Cette étude est une étude purement calorimétrique pour laquelle les autres sous-détecteurs seront considérés comme parfaits. En effet, la reconstruction de la masse invariante des quatre électrons du Higgs nécessite la connaissance des angle θ et ϕ au vertex pour chaque électron provenant du Higgs. Ces angles seront extraits de la vérité Monte-Carlo et ainsi seuls les effet dûs au calorimètre électromagnétique contribueront à la largeur du boson de Higgs. Une comparaison directe de deux réglages différents pour les seuils de l'algorithme de clustering est ainsi possible.

Les électrons provenant du boson de Higgs sont identifiés dans la vérité Monte-Carlo. Les clusters associés sont recherchés en comparant les positions mesurées des gerbes dans le calorimètre électromagnétique aux positions réelles extrapolées au calorimètre des électrons provenant du Higgs. Le cluster le plus proche de la particule réelle est alors considéré comme bon s'il passe la coupure $dr = \sqrt{d\phi^2 + d\eta^2} < 0.03$. Aucun critère d'isolation n'est utilisé pour cette étude et une coupure en p_T de 5 GeV est appliquée.

Les deux clusters (633 et 420) doivent être calibrés pour que leur réponse en énergie soit uniforme et linéaire. Pour cela, on utilise la paramétrisation décrite précédemment. Cette même paramétrisation est appliquée au cluster topologique quel que soit le réglage

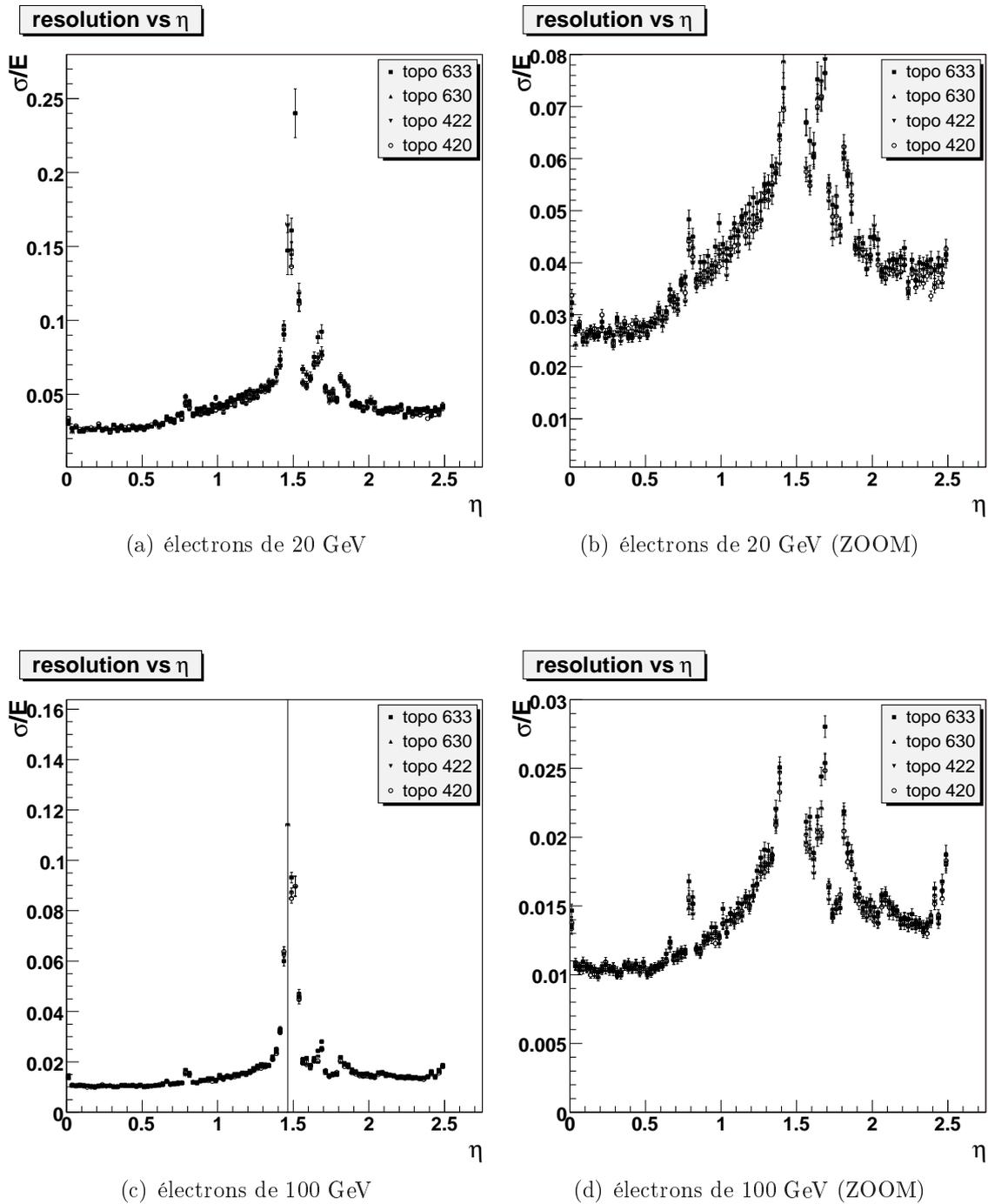


FIG. 5.9 – Résolution en énergie en fonction de η pour différents réglages de seuils

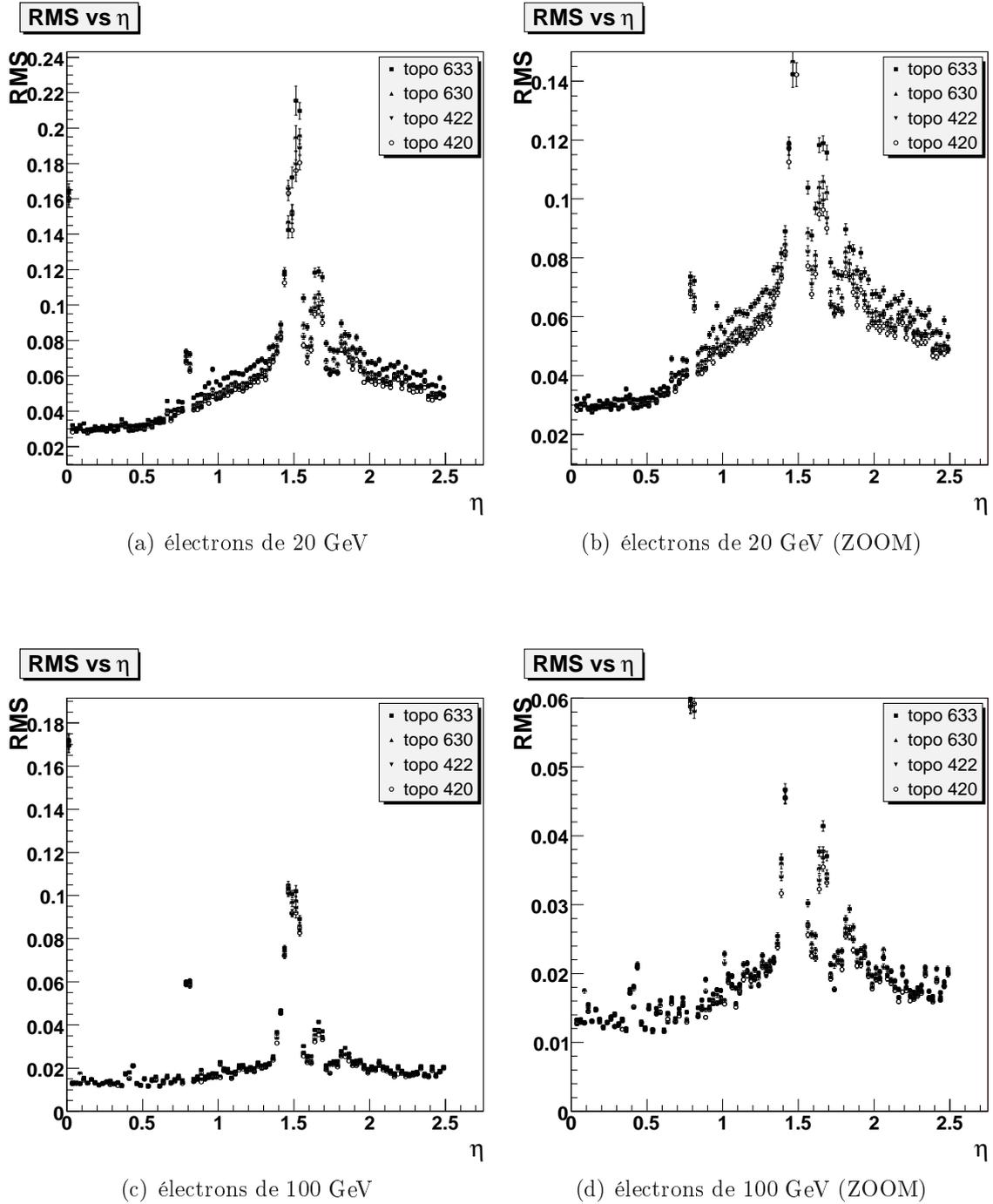


FIG. 5.10 – RMS des distributions en énergie en fonction de η pour différents réglages de seuils

pour les seuils. Pour chaque réglage on minimise par la méthode décrite précédemment en utilisant la même paramétrisation. On obtient ainsi deux jeux de paramètres différents. Pour les deux réglages 420 et 633, on obtient des résultats comparables au niveau de l'uniformité, de la linéarité et de la résolution. Tout d'abord, on peut vérifier la calibration des clusters sur les électrons du Higgs en faisant des figures de contrôle de la linéarité et de l'uniformité. Les figures 5.11a et 5.11b montrent respectivement la linéarité en énergie et l'uniformité en position pour les électrons du bosons de Higgs. On constate que la linéarité ainsi que l'uniformité sont de l'ordre de 0.5% pour les deux réglages de seuils, ce qui est suffisant pour les études du bosons de Higgs en quatre électrons.

Il est maintenant possible de comparer les deux réglages de seuils. Les figures 5.11c et 5.11d montrent respectivement la résolution en énergie en fonction de la position en η et le RMS/E de la distribution en énergie en fonction de η . On constate une différence non-significative entre les deux réglages avec un léger avantage pour le 633 au niveau de la résolution et un léger avantage pour le 420 au niveau du RMS. Les figures 5.12a et 5.12b montrent respectivement la résolution en énergie en fonction de l'énergie et le RMS en fonction de l'énergie pour les électrons du Higgs, aucune différence significative n'est constatée entre les deux réglages. La figure 5.12c montre la distribution en masse invariante des quatre électrons du Higgs pour les deux types de réglage de seuils. Aucune différence entre réglages n'est observée au niveau du RMS de la distribution en masse.

Aucun des deux réglages n'est privilégié par cette étude et le choix se portera donc sur le cluster de plus petite taille et donc le réglage 633 (voir figure 5.12d). Un cluster de petite taille permet de réduire la contribution du bruit électronique ainsi que du bruit de fond à la résolution en énergie observée.

Remarque : L'impact de l'empilement (pile-up) sur le cluster topologique n'est pas étudié, aucun échantillon avec empilement n'étant disponible. En effet, le pile-up peut avoir un impact pour le cluster topologique et devra donc être étudié dans le futur.

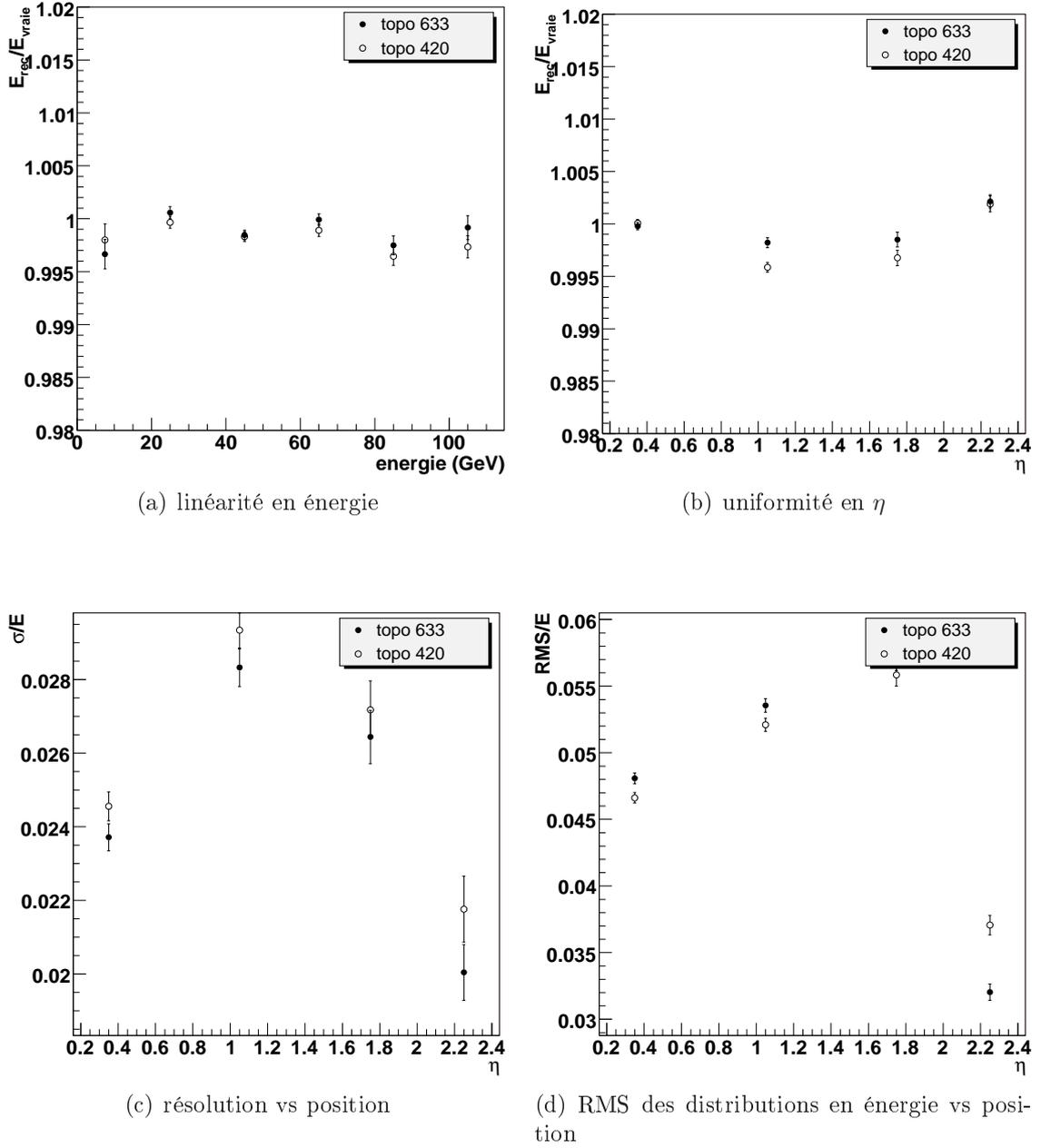
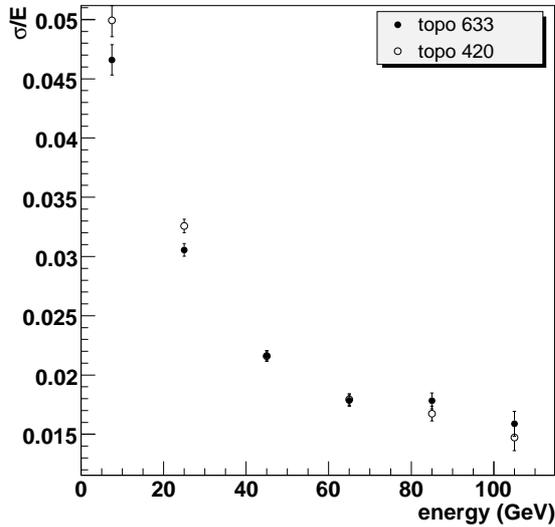
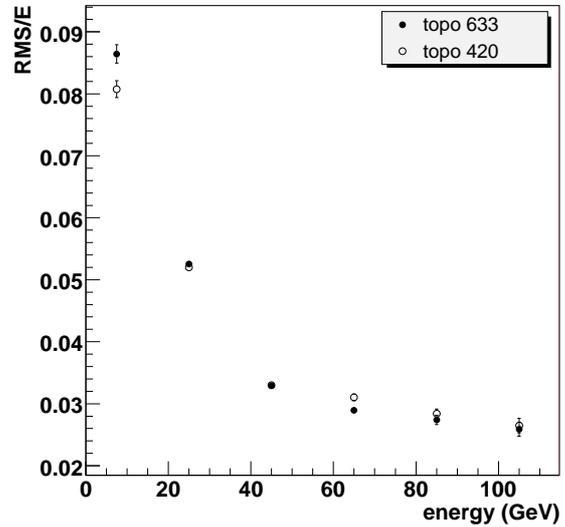


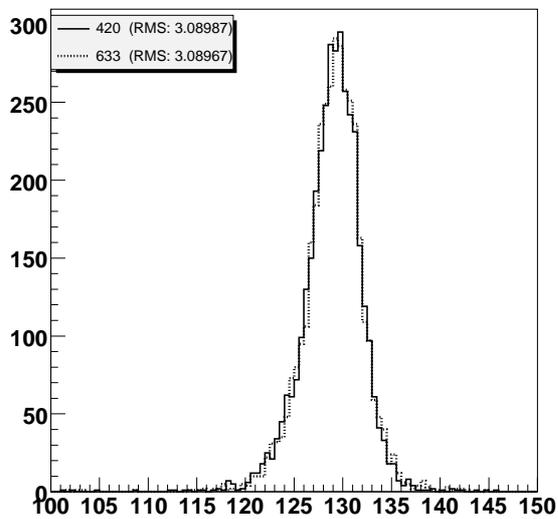
FIG. 5.11 – Comparaison de deux réglages de seuils pour des électrons issus du processus $H \rightarrow 4e$



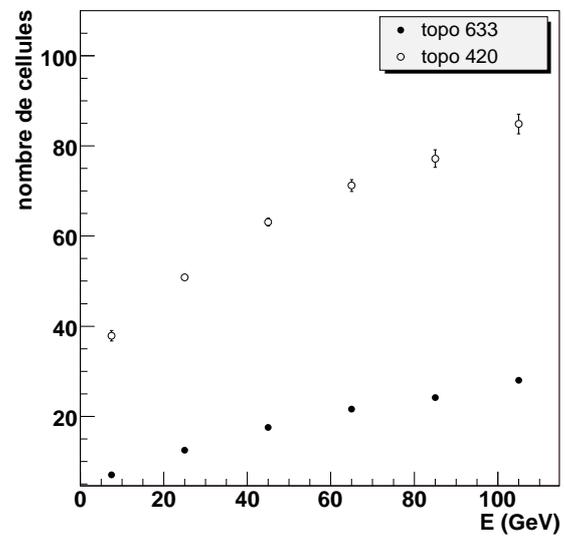
(a) résolution en énergie



(b) RMS des distribution en énergie versus l'énergie



(c) distribution de la masse invariante des quatre électrons



(d) nombre de cellules dans la couches du milieu vs l'énergie

FIG. 5.12 – Comparaison de deux réglages de seuils pour des électrons issus du processus $H \rightarrow 4e$

5.4 Correction des biais sur la mesure de la position et de l'énergie de la particule incidente

Pour mesurer avec précision la position et l'énergie d'une particule dans le calorimètre électromagnétique, certains effets doivent être corrigés. Ces effets peuvent être dus à la structure du calorimètre, à sa composition ou encore aux algorithmes utilisés pour former les amas de cellules. Ils peuvent en plus dépendre de l'énergie ou du type de particules (électrons ou photons). Dans la suite, ces biais seront étudiés pour le cluster topologique sur des électrons uniques et une correction adéquate sera proposée et testée. Les seuils utilisés dans la suite seront les seuils 633, d'après l'étude précédente. On pourra ensuite comparer les performances du cluster topologique aux performances du cluster fixe.

5.4.1 Biais sur la mesure de la position

Il y a principalement deux effets qui sont liés à la mesure de la position du cluster dans le calorimètre électromagnétique : les formes en S (S-Shapes) et le décalage en ϕ (offset en ϕ). La position en η de la gerbe est déterminée en prenant la moyenne pondérée des positions dans les deux premières couches, avec un poids plus important pour la première couche. En effet, la granularité en η étant huit fois plus fine dans la première couche que dans la couche du milieu, celle-ci permet une détermination plus précise de la position de la gerbe. Le pré-échantillonneur et la troisième couche qui ont une granularité plus grossière ne servent pas à la mesure de la position. Pour la détermination de la position en ϕ , on utilise les cellules de la couche du milieu.

Les formes en S

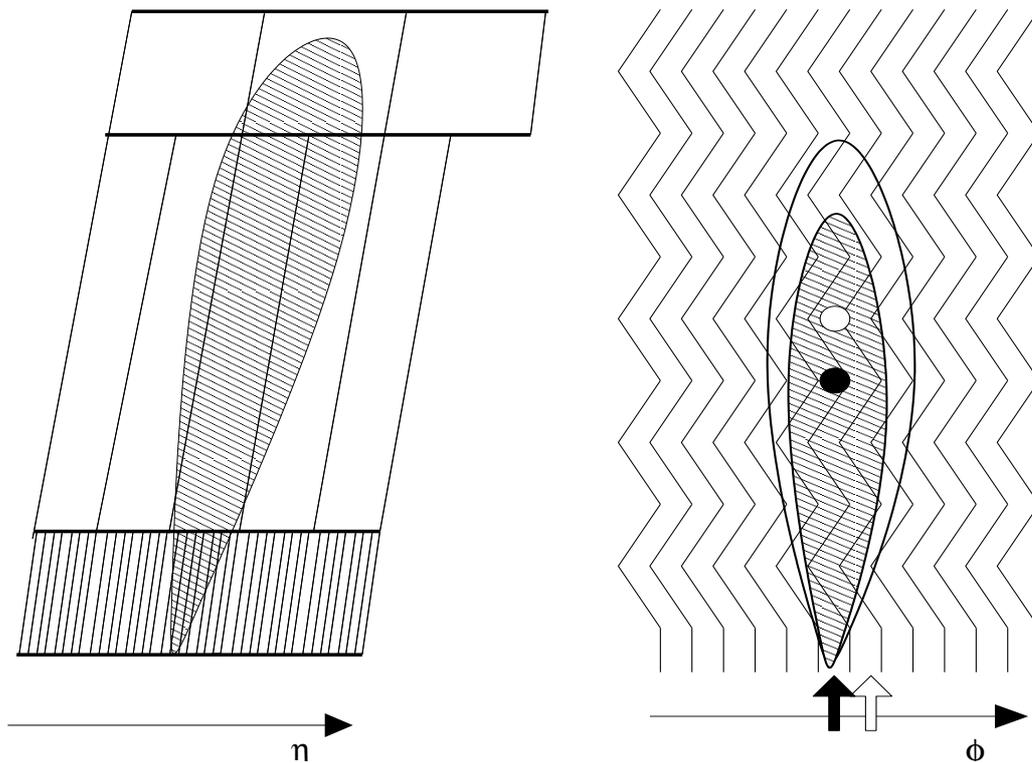
Dans la détermination de la position de la particule incidente dans le calorimètre, c'est le centre des cellules qui est pris comme position pour le calcul du barycentre. L'effet qui en résulte est que le barycentre du cluster est déplacé vers le milieu de la cellule (voir figure 5.14a) et la position du cluster mesurée diffère ainsi de la position réelle de l'impact de la particule. Alors que la distribution de la direction réelle de la gerbe est uniforme, on voit bien sur la figure 5.14a que la position mesurée du cluster est distribuée autour du centre de la cellule. Cet effet caractéristique, qui dépend de la granularité du détecteur, est appelé forme en S d'après la forme des courbes des figures 5.14b,c,d. La position mesurée n'est donc exacte que pour des particules tapant au centre d'une cellule ou à la limite entre 2 cellules, d'où les formes en S. Les deux premières couches du calorimètre ayant des granularités différentes, l'étude devra être faite pour chacune des couches. La présente étude sera faite dans la deuxième couche seulement. En effet, la mesure de la position de la gerbe dans la première couche est identique pour les deux types de clusters (fixe et topologique). La cellule d'énergie maximale et les deux cellules voisines sont utilisées pour raffiner la position. Il est donc possible d'appliquer les mêmes corrections au cluster topologique qu'au cluster fixe.

La figure 5.14b montre la dépendance en énergie des S-Shapes pour une région en η . On observe une dépendance en énergie de 8% sur l'amplitude des S-Shapes en passant de

25 à 100 GeV. Une correction optimisée sur des électrons de 100 GeV est donc suffisante.

Une dépendance en η a été observée (voir figure 5.14c). Cette dépendance en η varie selon le type de cluster utilisé, elle se traduit par une asymétrie autour de 0 des S-shapes et donc par un écart non nul en moyenne entre la direction réelle de la gerbe et sa direction reconstruite. De plus, cette asymétrie croît de 30 % en fonction de η .

Bien que les cellules soient projectives par rapport au point de collision, les bords des cellules en profondeur sont approximativement parallèles à la direction d'arrivée des faisceaux de protons (direction z , voir figure 5.13a). La position est déterminée dans la deuxième couche alors que l'origine de la gerbe se situe dans la première couche.

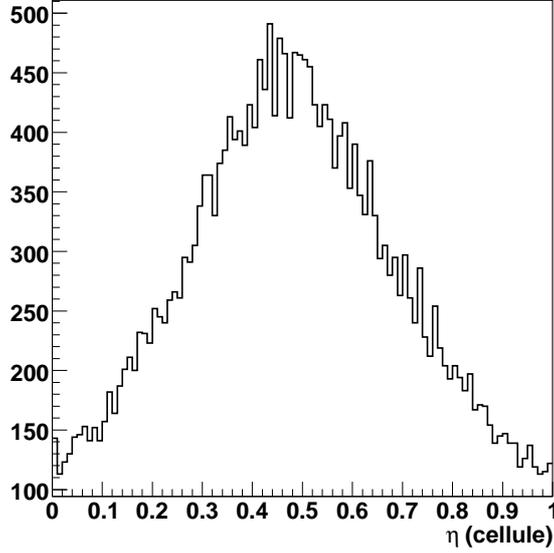


(a) Coupe dans le plan xOz . La gerbe s'étend sur les trois couches de granularité différentes. La position est calculée couche par couche. La limite des cellules en profondeur est approximativement parallèle à z .

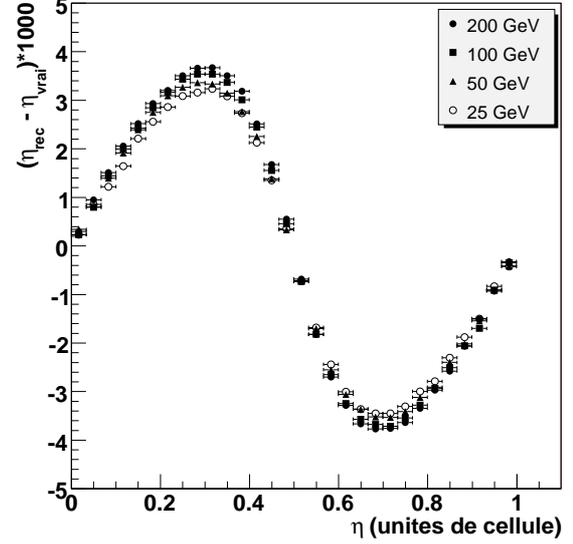
(b) Coupe dans le plan xOy pour deux énergies différentes. Les points blancs et noirs donnent le barycentre en ϕ des gerbes de même couleur et les flèches donnent la cellule touchée.

FIG. 5.13 – Schémas explicatifs des biais en position d'une gerbe dans le calorimètre électromagnétique

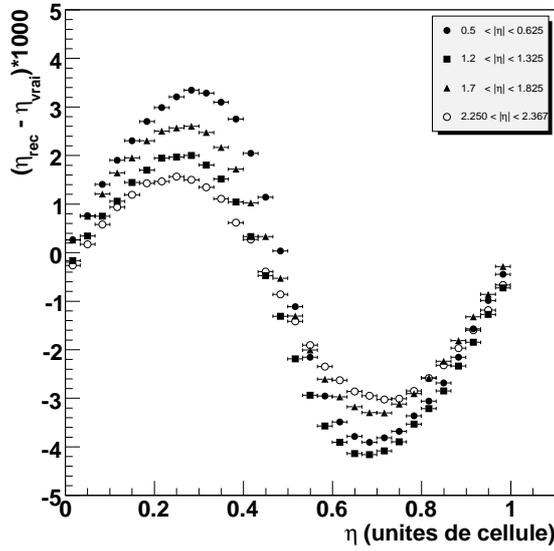
L'asymétrie dans la reconstruction de la gerbe (plus de cellules touchées d'un côté que de l'autre de la direction de la gerbe) est due au fait que la profondeur des couches est constante dans la direction transverse et non dans la direction de la gerbe électromagnétique et que les bords des cellules sont parallèles à la direction z . En suivant le développement de la gerbe dans la direction de la particule incidente, on constate ainsi que, quand la gerbe passe dans la deuxième couche d'un côté, elle est toujours dans la



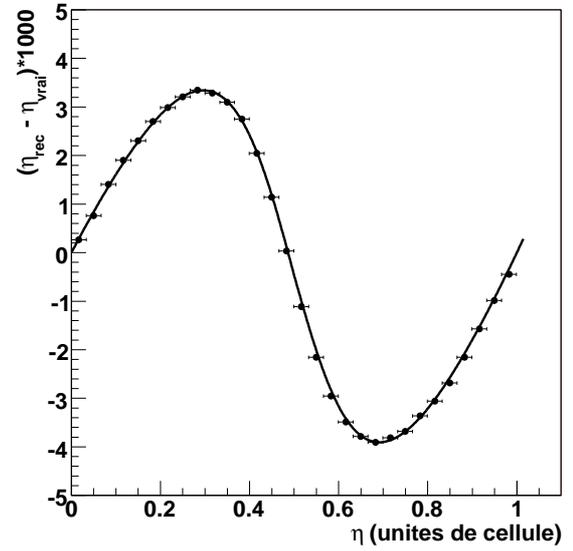
(a) Distribution de la position mesurée du cluster repliée sur une cellule de taille 0.025 en η pour la région $2.2 < \eta < 2.3$



(b) S-Shapes pour différentes énergies et dans la région $0.125 < \eta < 0.225$

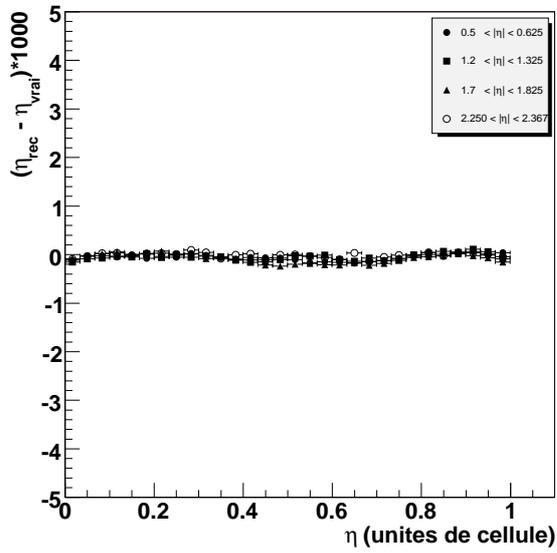


(c) S-Shapes pour différentes région en η et une énergie de 100 GeV

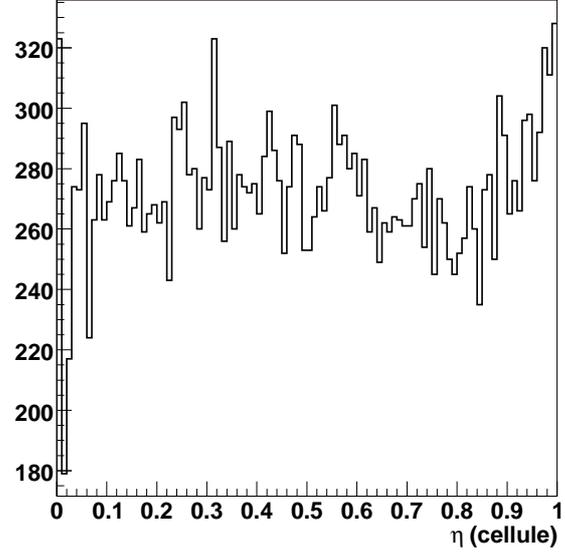


(d) S-Shapes dans la région $0.125 < \eta < 0.225$ avec fonction de correction

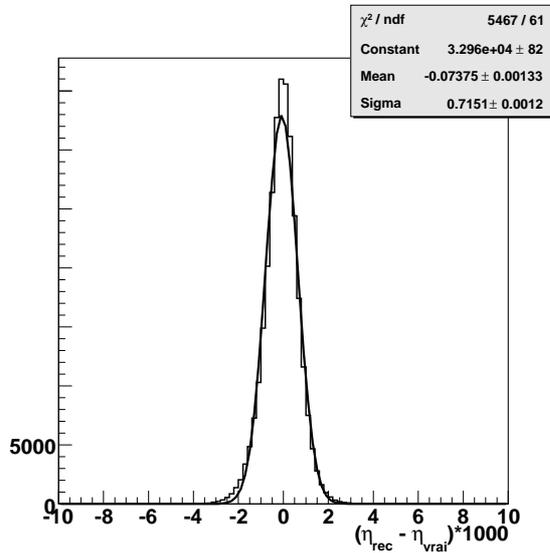
FIG. 5.14 – S-Shapes



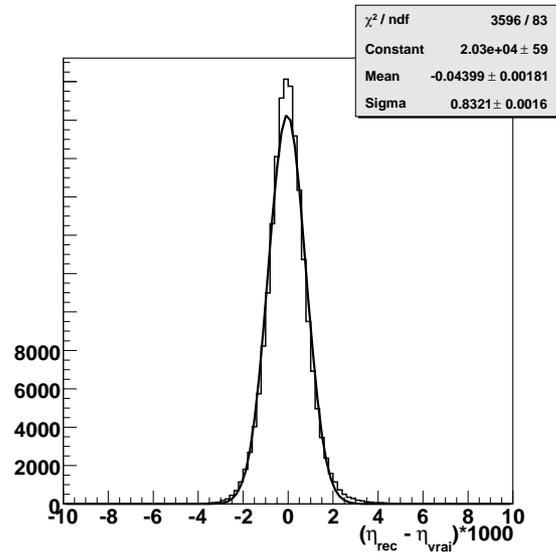
(a) $\eta_{\text{rec}} - \eta_{\text{vrai}}$ en fonction de η dans une cellule après correction de S-Shape pour différentes régions en η



(b) Distribution de la position mesurée du cluster repliée sur une cellule de taille 0.025 en η pour la région $2.2 < \eta < 2.3$ après correction



(c) Résolution en position dans le baril



(d) Résolution en position dans les bouchons

FIG. 5.15 – Reconstruction de la position en η pour des électrons d'énergie de 100 GeV, après application des corrections de S-Shape décrites dans le texte

première de l'autre côté. Les cellules qu'on récupère d'un côté et qui donnent lieu à l'asymétrie sont des cellules qu'on perd de l'autre côté dans la première couche. Cette asymétrie est plus prononcée pour un cluster plus large en η et donc pour le cluster topologique.

Pour une région en η donnée, la taille du cluster a une influence sur l'amplitude des S-Shapes. Un cluster plus large aura des S-shapes de plus faible amplitude.

En ce qui concerne le type de particules, une différence est observée entre photons et électrons. Cette différence s'estompe à plus haute énergie. La fonction utilisée pour l'ajustement des S-Shapes est :

$$f(x) = p_0 \cdot \arctan(p_1 \cdot x) + p_2 \cdot x + p_3 \cdot |x| + p_4 \quad (5.23)$$

avec p_0, p_1, p_2, p_3 et p_4 les paramètres à ajuster et x la position dans la cellule ($-0.5 < x < 0.5$). Les deux derniers termes de cette fonction servent à corriger l'asymétrie observée. Ces paramètres sont déterminés par un ajustement de la courbe par cette fonction (voir figure 5.14d).

Pour tenir compte de la dépendance en η , le calorimètre est subdivisé en régions en η et dans chacune d'entre elles les paramètres sont ajustés.

La taille de ces régions est choisie selon qu'on a une dépendance en η plus ou moins importante. Pour chaque région en η , on obtient ainsi une série de paramètres et la dépendance en η pour chacun d'entre eux est déterminée en ajustant un polynôme d'ordre trois entre les différentes valeurs du paramètre donc entre les différentes régions en η . Les figures 5.16a,b,c,d,e montrent la valeur des cinq paramètres en fonction de η . On constate une discontinuité à $\eta = 1.5$. Deux ajustements indépendants sont donc faits dans les régions $|\eta| < 1.5$ et $|\eta| > 1.5$.

La figure 5.15a montre les S-Shapes, après correction, pour différentes régions dans le calorimètre et des électrons de 100 GeV. Sur la figure 5.15b, on peut constater que la distribution de la position du cluster est uniforme dans une cellule après correction.

Les figures 5.15c et 5.15d montrent les résolutions obtenues après correction dans le barrel et dans l'end-cap respectivement. On constate que les corrections permettent d'atteindre une résolution sur la position en η de la gerbe dans la couche du milieu de $7.15 \cdot 10^{-4}$ dans le barrel et $8.32 \cdot 10^{-4}$ dans l'end-cap.

Le décalage en ϕ

Dans la mesure de la direction en ϕ de la gerbe électromagnétique, on constate un décalage entre la position réelle et la position mesurée de la particule. Ce décalage varie en fonction de η et une correction dépendante de η est donc nécessaire. La figure 5.17a montre le décalage en ϕ pour des électrons de différentes énergies.

L'effet est dû à la structure en accordéon du calorimètre électromagnétique. En effet, selon la profondeur moyenne de la gerbe (qui dépend de η) le barycentre en ϕ de la gerbe peut varier (voir figure 5.13b).

La figure 5.17 montre la dépendance en énergie du décalage. L'amplitude de l'effet double en passant de 200 GeV à 25 GeV. Une correction dépendante de l'énergie doit donc être faite.

Aucune différence importante n'a été observée entre le cluster topologique et le cluster 3x7.

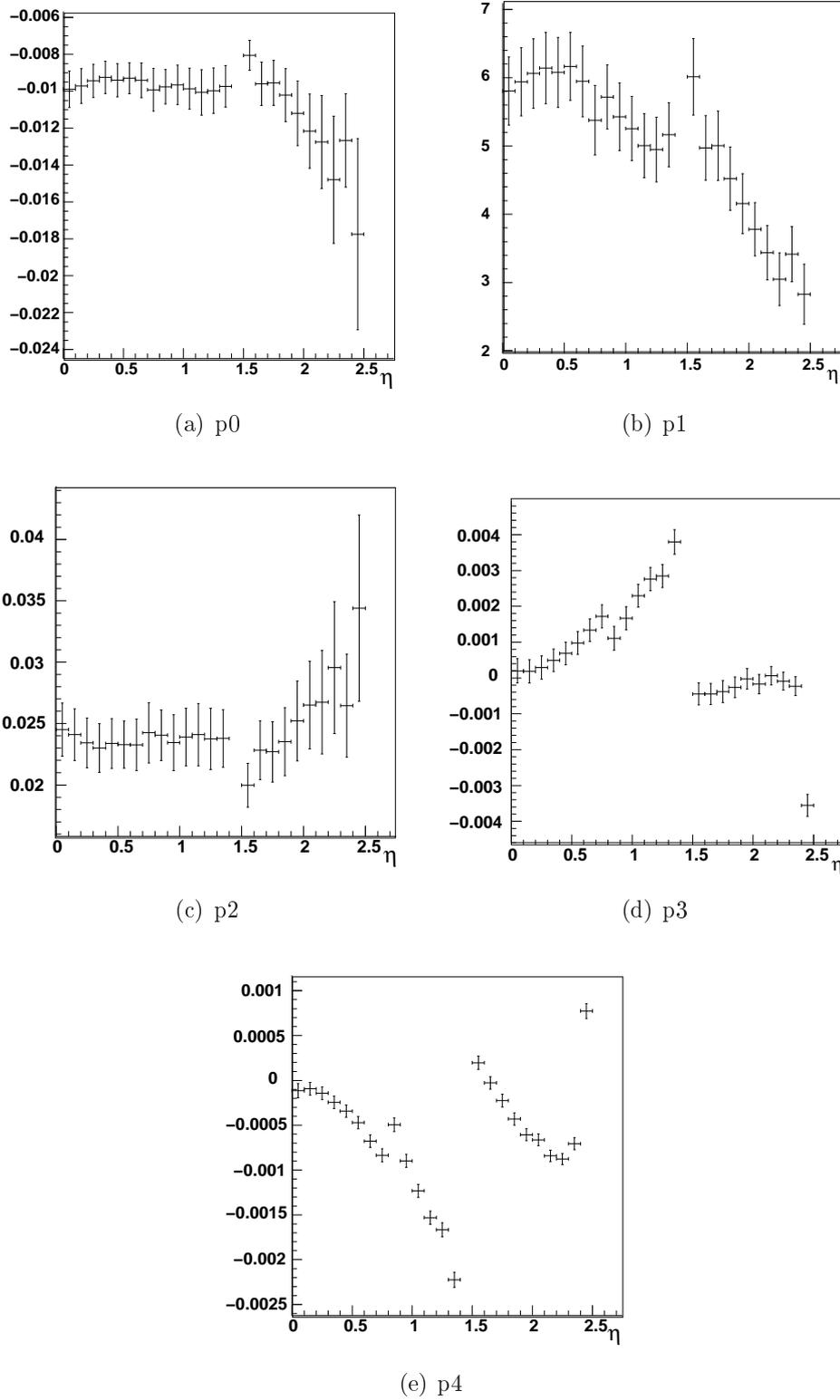


FIG. 5.16 – Dépendance en η des paramètres de l'ajustement

Une différence entre électrons et photons de 100 GeV a été observée, cette différence s'explique par le Bremsstrahlung des électrons qui tend à déplacer le barycentre reconstruit dans la direction des photons émis ce qui augmente le décalage observé. Une étude plus poussée pour les photons est nécessaire pour pouvoir comparer en détail la différence entre électrons et photons, en particulier au niveau de la dépendance en énergie.

Le décalage est déterminé dans 25 régions en η .

Dans chaque région en η , le décalage pour chaque énergie est déterminé et la dépendance en énergie est ajustée avec une fonction adéquate. Les fonctions décrivant au mieux la dépendance en énergie sont :

$$f(E) = \frac{A}{\sqrt{E}} + B$$

pour $0 < |\eta| < 0.8$,

$$f(E) = \frac{A}{E} + B$$

pour $0.8 < |\eta| < 2.3$,

$$f(E) = AE + B$$

pour $2.3 < |\eta| < 2.5$ et avec E , l'énergie en GeV.

Pour chaque région en η on obtient donc des paramètres A et B . Le décalage est ensuite déterminé dans chaque région à l'aide des équations précédentes et la correction est faite en ajustant un polynôme d'ordre 2 entre les valeurs en η du décalage. La figure 5.17b montre le décalage en fonction de η après correction.

Les figures 5.17c et 5.17d montrent les résolutions en position obtenues dans le barrel et dans l'end-cap respectivement. On obtient, pour une énergie de 100 GeV, une résolution en position de $7.53 \cdot 10^{-4}$ rad pour le barrel et de $1.123 \cdot 10^{-3}$ rad pour l'end-cap.

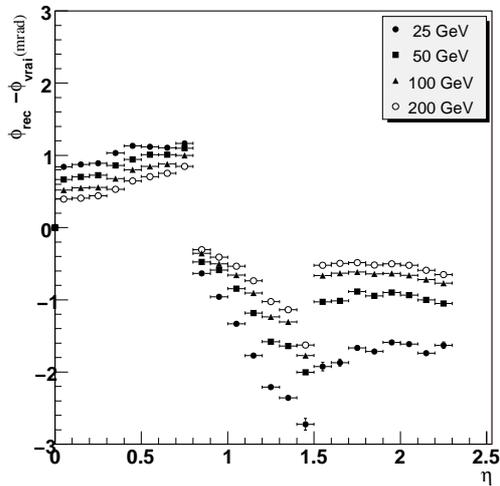
5.4.2 Biais sur la mesure de l'énergie

La modulation en η

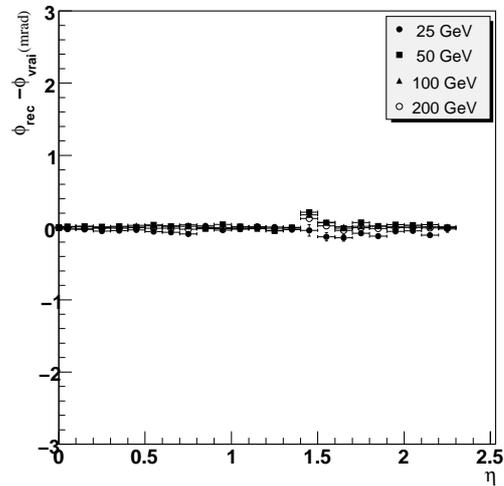
La modulation en η est une variation de la réponse en énergie dans une cellule du calorimètre. La figure 5.18a montre la modulation en η pour le cluster 3x7 et des électrons de 200 GeV. La figure 5.18b montre la réponse en énergie dans une cellule pour le cluster topologique. Aucune modulation en η n'est observée. Ceci s'explique par le fait que le cluster s'adapte à la topologie de la gerbe, évitant ainsi les fuites latérales d'énergie trop importantes. Les figures 5.18c et 5.18d montrent qu'aucune dépendance en énergie et en position n'a été observée et qu'aucune correction n'est ainsi nécessaire pour le cluster topologique. Aucune différence entre photons et électrons de 100 GeV n'a été observée.

La modulation en ϕ

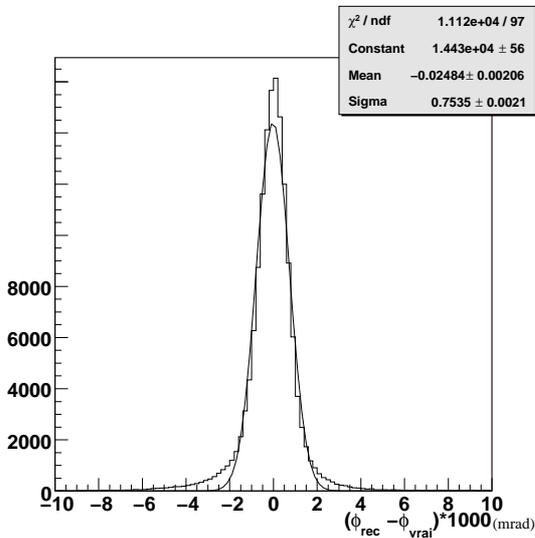
La modulation en ϕ est une variation de la réponse en énergie dans une cellule du calorimètre. Les figures 5.19a et 5.19b montrent les modulations en ϕ en repliant toutes les cellules en ϕ pour une région en η dans le barrel et dans l'end-cap respectivement.



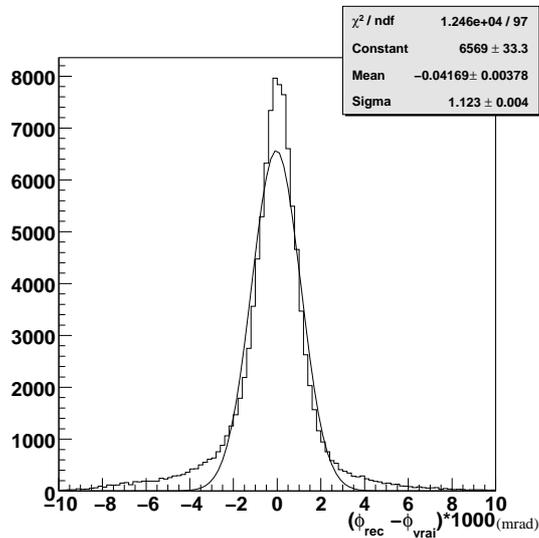
(a) Décalage en ϕ versus η pour plusieurs énergies



(b) Décalage en ϕ versus η pour plusieurs énergies, après correction



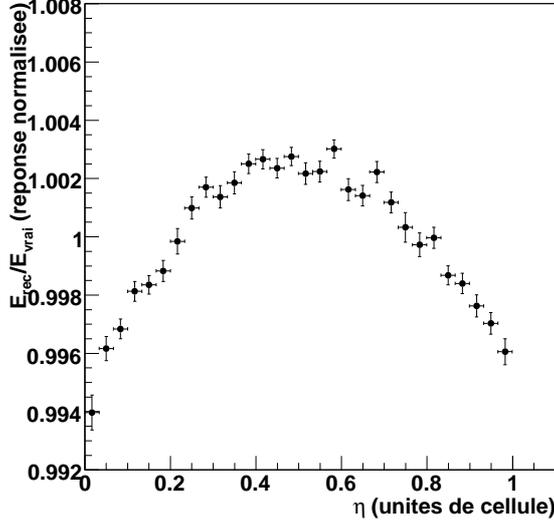
(c) Résolution en position dans le barrel après correction



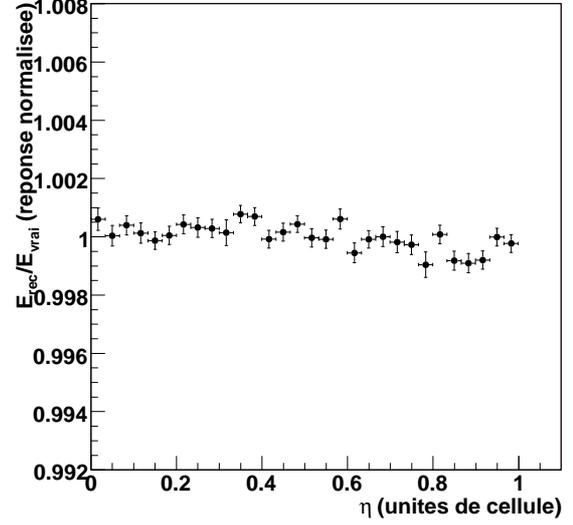
(d) Résolution en position dans l'end-cap après correction

FIG. 5.17 – Décalage en ϕ

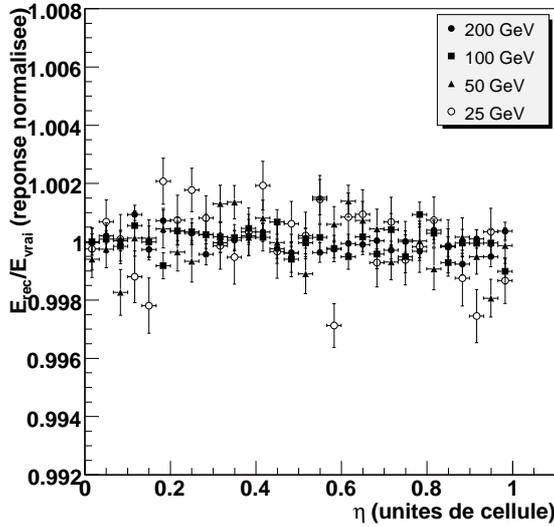
5.4. Correction des biais sur la mesure de la position et de l'énergie de la particule incidente



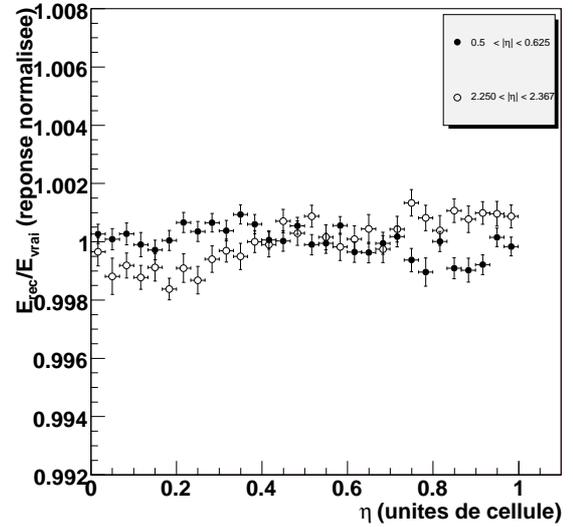
(a) Modulation en η pour un cluster 3x7 et des électrons de 200 GeV dans la région $0.5 < \eta < 0.6$



(b) Modulation en η pour un cluster topologique et des électrons de 200 GeV dans la région $0.5 < \eta < 0.6$



(c) Modulation en η pour le cluster topologique à plusieurs énergies



(d) Modulation en η pour le cluster topologique en deux région en η

FIG. 5.18 – Modulation en η

Les absorbeurs de plomb tout comme les électrodes sont pliés en accordéon. L'épaisseur des absorbeurs ainsi que le pliage ont été optimisés de façon à uniformiser la réponse du calorimètre par rapport à la direction de la particule incidente. En revanche, les coudes des absorbeurs sont arrondis, ce qui introduit une non-uniformité qui se traduit dans la réponse en énergie par les modulations des figures 5.19. Le nombre de périodes observées dans les modulations dépend du nombre d'absorbeurs par cellule. Ceci explique la différence entre le barrel et l'end-cap, où il y a respectivement quatre et trois absorbeurs par cellule.

Une différence importante a été observée entre électrons et photons. Ceci s'explique par le fait que la réponse en énergie dépend de la position de l'impact de la particule dans la cellule. Pour voir les modulation en ϕ , il faut donc une bonne résolution sur la position de la gerbe dans la cellule et une bonne résolution en énergie. La résolution en position est intrinsèquement moins bonne en ϕ qu'en η et le Bremsstrahlung des électrons contribue à la détérioration de celle-ci. La résolution en énergie est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{E}}$. Ainsi, pour les électrons de faible énergie (courbure importante et résolution sur l'énergie dégradée) beaucoup de données doivent être accumulées pour réduire au plus l'erreur statistique. En revanche, les électrons de hautes énergies (faible courbure et bonne résolution en énergie) se comportent plus comme des photons et une faible statistique suffit pour observer les modulations en ϕ .

Une dépendance en η des modulations en ϕ a été observée pour les électrons. Cette dépendance est due à la dégradation de la résolution en position et en énergie pour η croissant.

Une faible dépendance en énergie a été observée (voir figures 5.19c et 5.19d). Cette dépendance est due aux raisons évoquées plus haut.

Aucune différence n'a été observée pour les deux types de clusterisation (3x7 ou topologique)

La dépendance en énergie étant faible, une correction optimisée sur des électrons de 100 GeV est suffisante. La fonction utilisée pour l'ajustement des paramètres est :

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot \cos(8\pi x) + p_2 \cdot \cos(16\pi x) + p_3 \cdot \sin(8\pi x) + p_4 \cdot \sin(16\pi x)$$

pour le barrel, avec $0 < x < 1$, la position en ϕ dans la cellule, et :

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot \cos(6\pi x) + p_2 \cdot \cos(12\pi x) + p_3 \cdot \sin(6\pi x) + p_4 \cdot \sin(12\pi x)$$

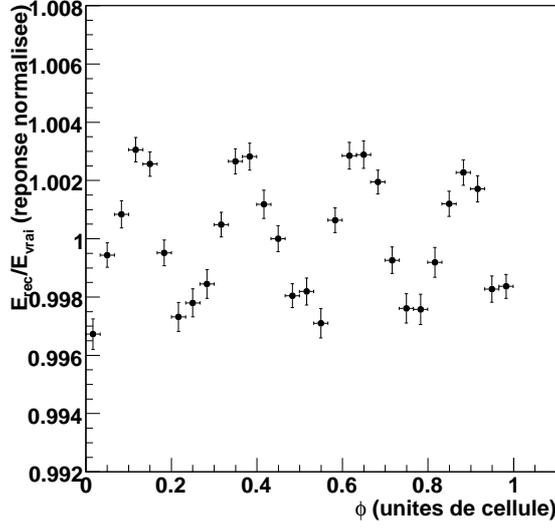
pour l'end-cap, avec $0 < x < 1$, la position en ϕ dans la cellule.

Une correction fonction de η est nécessaire. Les paramètres sont ajustés pour des régions en η et un ajustement par un polynôme de degré 3 détermine la valeur des paramètres en fonction de η . Les figures 5.21 montrent la dépendance en η de ces paramètres. Le paramètre p_0 est pris égal à 1, parce que la correction ne doit pas agir sur l'échelle d'énergie.

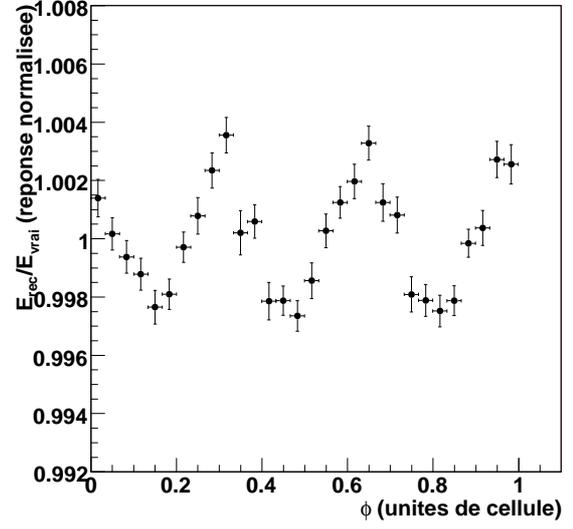
Les fonctions de correction sont donc :

$$f(x) = 1 - p_1 \cdot \cos(8\pi x) - p_2 \cdot \cos(16\pi x) - p_3 \cdot \sin(8\pi x) - p_4 \cdot \sin(16\pi x)$$

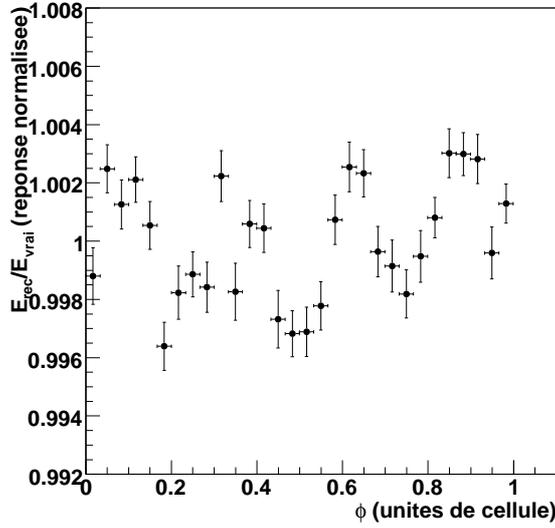
5.4. Correction des biais sur la mesure de la position et de l'énergie de la particule incidente



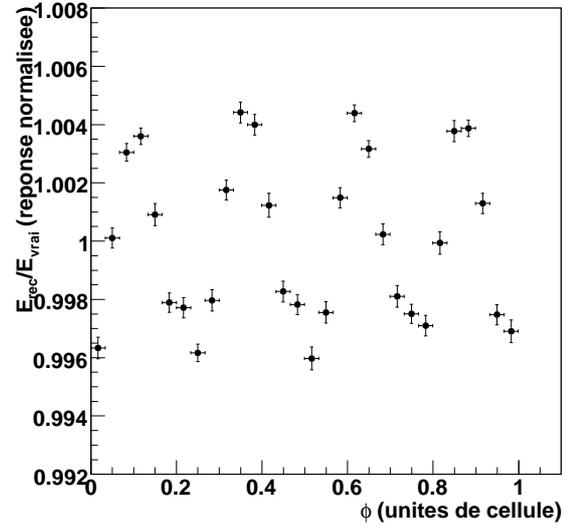
(a) Modulations en ϕ pour des électrons de 100 GeV dans la région $0.125 < \eta < 0.225$



(b) Modulations en ϕ pour des électrons de 100 GeV dans la région $2.2 < \eta < 2.3$

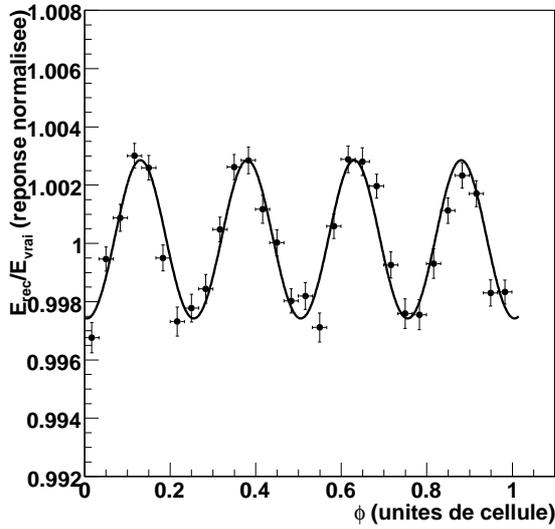


(c) Modulations en ϕ pour des électrons de 25 GeV dans la région $0.125 < \eta < 0.225$

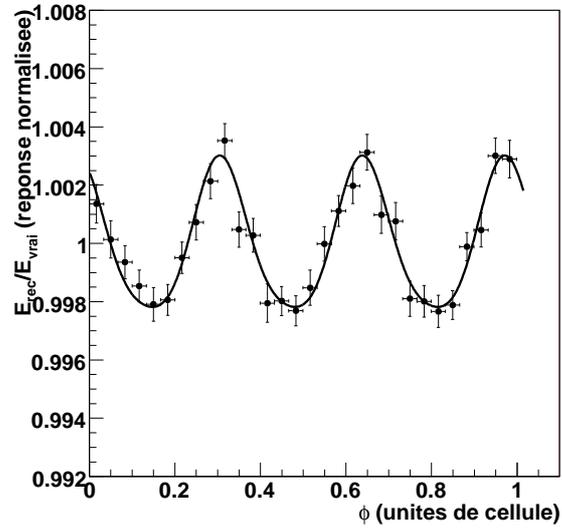


(d) Modulations en ϕ pour des électrons de 200 GeV dans la région $0.125 < \eta < 0.225$

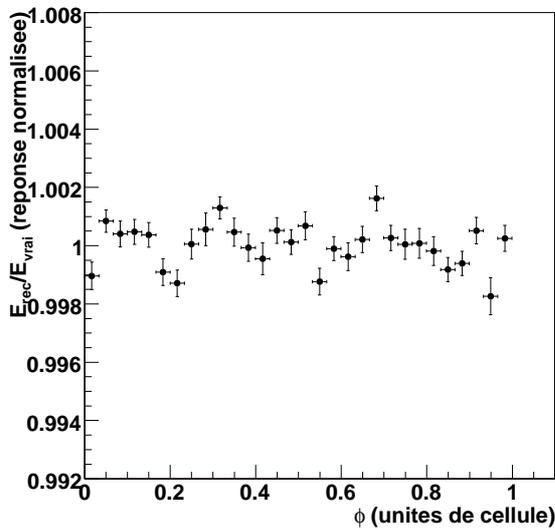
FIG. 5.19 – Modulations en ϕ



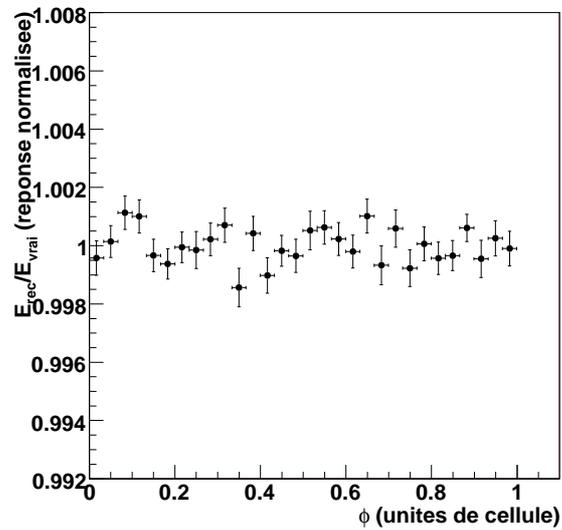
(a) Modulations en ϕ pour des électrons de 100 GeV dans la région $0.125 < \eta < 0.225$ avec ajustement



(b) Modulations en ϕ pour des électrons de 100 GeV dans la région $2.2 < \eta < 2.3$ avec ajustement



(c) Modulations en ϕ pour des électrons de 100 GeV dans la région $0.125 < \eta < 0.225$ après correction



(d) Modulations en ϕ pour des électrons de 100 GeV dans la région $2.2 < \eta < 2.3$ après correction

FIG. 5.20 – Modulations en ϕ

5.4. Correction des biais sur la mesure de la position et de l'énergie de la particule incidente

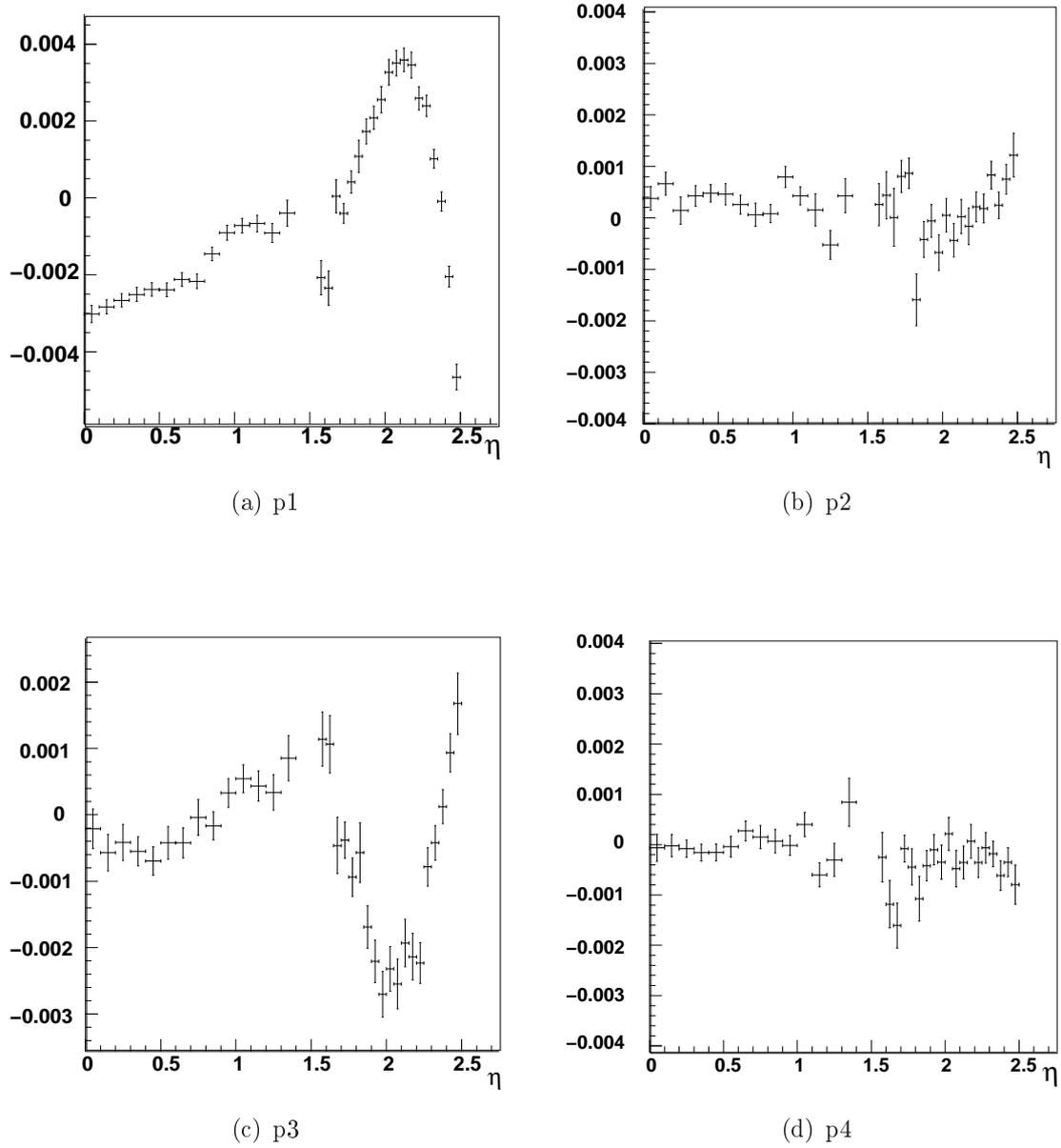


FIG. 5.21 – Dépendance en η des paramètres de l'ajustement

pour le barrel, avec $0 < x < 1$, la position en ϕ dans la cellule et :

$$f(x) = 1 - p1 \cdot \cos(6\pi x) - p2 \cdot \cos(12\pi x) - p3 \cdot \sin(6\pi x) - p4 \cdot \sin(12\pi x)$$

et l'énergie corrigée s'exprime par $E_{corr} = E_{uncorr} \cdot f(x)$

Les figures 5.20a,b,c,d montrent les modulations en phi avant et après correction pour des électrons de 100 GeV, dans le barrel et dans l'end-cap respectivement. La correction a peu d'effet sur la résolution pour des électrons de 100 GeV et un effet plus important sur des électrons de 200 GeV. Ceci est dû au fait que les amplitudes des corrections sont faibles pour les électrons et que la résolution en énergie est dégradée à basse énergie.

5.5 Comparaison des performances du cluster topologique avec celles du cluster fixe

La comparaison des deux types de clusters, fixe et topologique, est faite dans cette partie. Le cluster fixe, de taille 3x7, est parfaitement calibré tel qu'il est utilisé dans le logiciel d'ATLAS. Pour plus d'information sur la calibration du cluster fixe, voir [25] pour l'aspect correction des biais en énergie et en position et voir [43] pour la description de l'aspect poids longitudinaux. La calibration et l'optimisation du cluster topologique à été décrite dans les parties précédentes. La calibration de l'énergie des clusters permet d'obtenir, pour les deux types d'amas, une linéarité de l'ordre de 0.1 % ainsi qu'une uniformité du même ordre de grandeur. Ceci répond aux exigences sur les performances du calorimètre décrites dans la partie 4.4.2. Les performances des deux types de clusters parfaitement calibrés, peuvent alors être comparées en terme de résolution en position et en énergie.

Les figures 5.22a et 5.22b donnent les résolutions en η pour des électrons de 25 GeV et de 100 GeV respectivement. Pour des électrons de 25 GeV, les résolutions sont comparables alors qu'à 100 GeV une amélioration d'environ 20 % est constatée pour le cluster topologique. Ceci s'explique par le fait qu'à basse énergie, le cluster topologique est moins étendu en η qu'à plus haute énergie. En effet, à 25 GeV, le nombre de cellules prises en compte, en moyenne, par le cluster topologique est du même ordre de grandeur que pour le cluster fixe (trois cellules). En revanche, à 100 GeV, la largeur en η est plus importante pour le cluster topologique que pour le cluster fixe. Ce qui fait qu'un nombre de cellules plus important est pris en compte dans la détermination de la position en η .

Les figures 5.22c et 5.22d donnent les résolutions en ϕ pour des électrons de 25 GeV et de 100 GeV respectivement. On constate que les deux types de clusters sont comparables.

Les figures 5.23a et 5.23b donnent la résolution en énergie pour des électrons de 25 GeV et de 100 GeV respectivement. On constate que les deux types de clusters sont comparables.

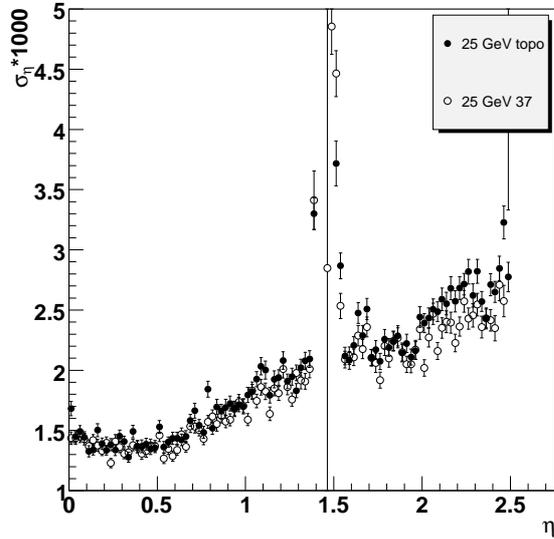
Les figures 5.23c et 5.23d donnent le RMS des distribution en énergie pour des électrons de 25 GeV et 100 GeV respectivement. Le RMS permet de rendre compte des queues de distributions.

On constate une amélioration d'environ 25 % à 25 GeV pour le cluster topologique par rapport au cluster fixe. Ceci est dû à l'adaptation du cluster topologique à la gerbe électromagnétique. En revanche, pour η supérieur à 2.2, le cluster fixe est meilleur.

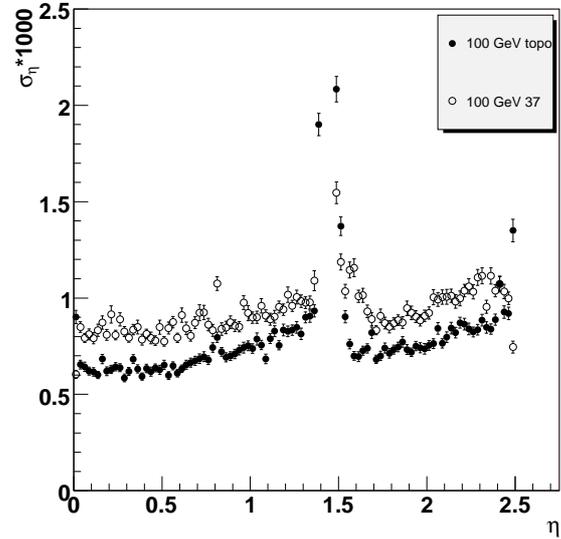
5.5. Comparaison des performances du cluster topologique avec celles du cluster fixe

Pour les électrons de 100 GeV, les deux types de clusters sont équivalents à bas η et une amélioration d'environ 25 % est observée pour des valeurs de η supérieures à 0.8.

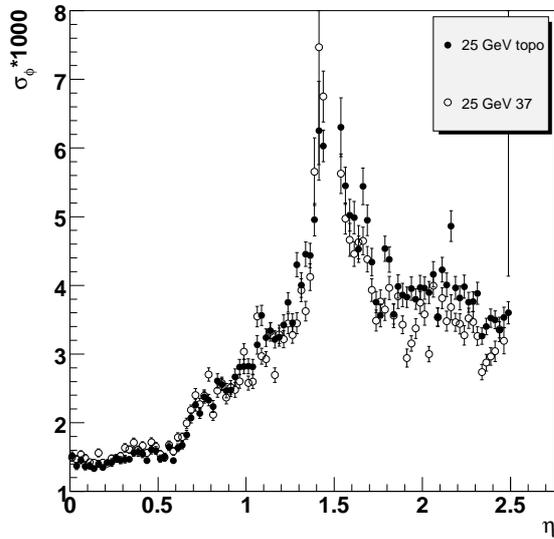
Pour conclure on peut donc dire que les deux types de clusters ont des performances équivalentes pour les résolution en ϕ et en énergie. En revanche, l'utilisation du cluster topologique permet une amélioration de 20 % sur la résolution en η pour des électrons de 100 GeV et une amélioration de 25 % pour le RMS.



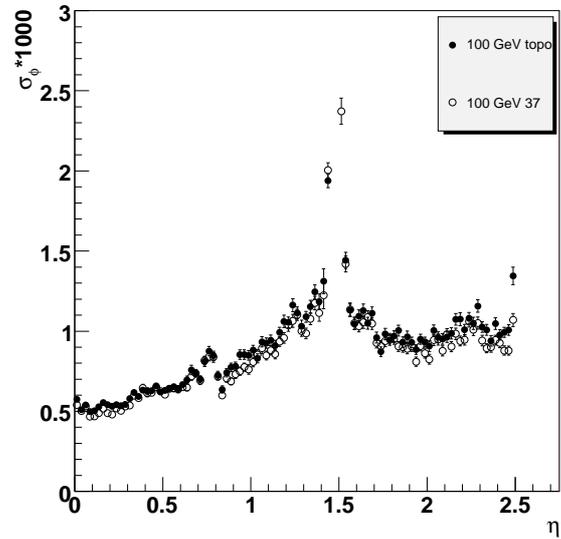
(a) résolution en η pour des électrons de 25 GeV



(b) résolution en η pour des électrons de 100 GeV



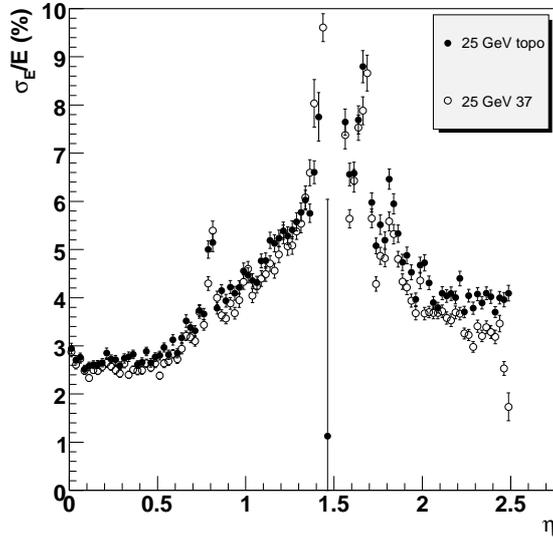
(c) résolution en ϕ pour des électrons de 25 GeV



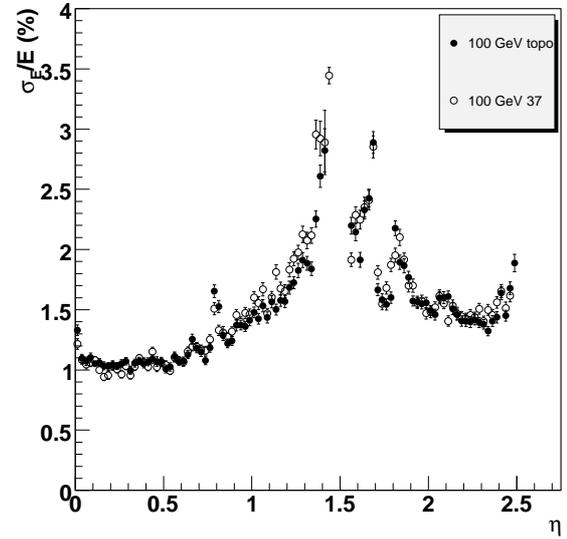
(d) résolution en ϕ pour des électrons de 100 GeV

FIG. 5.22 – Comparaison entre le cluster fixe et le cluster topologique en terme de résolution en position versus η

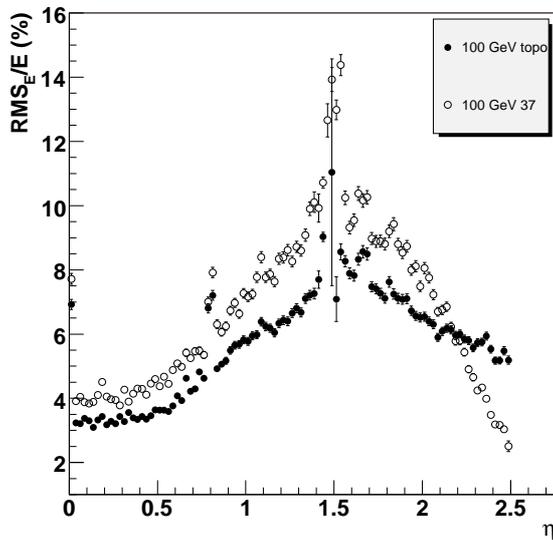
5.5. Comparaison des performances du cluster topologique avec celles du cluster fixe



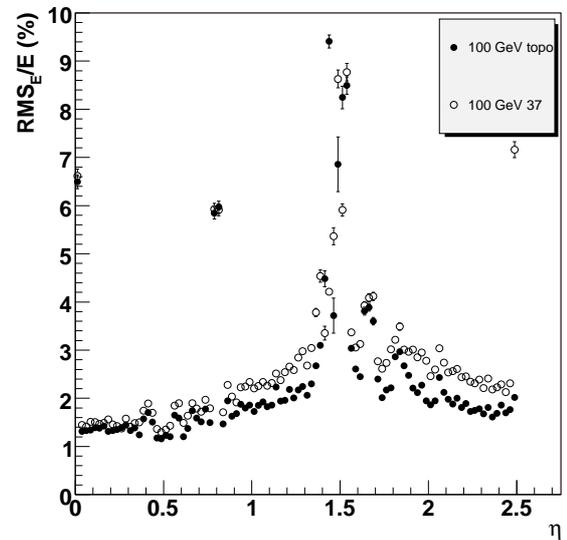
(a) résolution en énergie pour des électrons de 25 GeV



(b) résolution en énergie pour des électrons de 100 GeV



(c) RMS de la distribution en énergie pour des électrons de 25 GeV



(d) RMS de la distribution en énergie pour des électrons de 100 GeV

FIG. 5.23 – Comparaison entre le cluster fixe et le cluster topologique en terme de résolution en énergie versus η

6

Etude du cluster topologique en faisceau test

6.1 Introduction

Une bonne connaissance de l'énergie des électrons et des photons est importante pour des mesures de précision. Le calorimètre doit remplir des critères de linéarité et de résolution bien définis. Ces critères sont dictés par les processus physiques qu'on aimerait mesurer. Par exemple, une linéarité de l'ordre de 10^{-4} est nécessaire pour mesurer la masse du boson W avec une précision de 15 MeV. L'échelle d'énergie absolue est déterminée sur des processus tel que $pp \rightarrow Z^0 X \rightarrow e^+ e^- X$ en exploitant la forme bien connue de la distribution en masse du Z^0 . Une bonne linéarité nécessite une connaissance précise des processus physiques à l'oeuvre dans le calorimètre électromagnétique et des effets liés à l'électronique de lecture.

Ce chapitre a pour but de valider l'utilisation du cluster topologique dans ATLAS pour des électrons en étudiant le comportement de l'algorithme sur des données réelles. Il s'agit de vérifier que les données et le Monte-Carlo sont bien en accord. On utilisera pour cela des données de faisceau test prises entre juillet et novembre 2004 au cours d'un test combiné de tous les sous-détecteurs de la partie centrale d'ATLAS, recréant ainsi une tranche complète, du détecteur interne aux chambres à muons. Ceci permettra également de valider la paramétrisation de l'énergie reconstruite trouvée à l'aide d'un modèle simple de développement latéral de gerbes électromagnétiques et utilisée pour le cluster topologique sur les données simulées d'ATLAS (voir Chapitre 5).

Ceci est la première étude de ce type pour le cluster topologique. En revanche, un certain nombre d'études ont déjà été faites utilisant un cluster de taille fixe. Les études les plus significatives ont été réalisées sur des données prises en 2002 au cours d'un test en faisceau d'un module du calorimètre électromagnétique [44]. Elles ont permis de conclure que le calorimètre remplit bien les critères de linéarité requis par les études de physique, c'est-à-dire une linéarité inférieure à 0.1 % et une résolution de $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$. Une autre étude réalisée cette fois sur les données de 2004 a permis de montrer les effets de la matière morte devant le calorimètre sur la linéarité et la résolution [45]. En ce qui concerne les études de linéarité, tous les résultats sur les données de 2004 sont limités par la connaissance de

l'énergie du faisceau.

Le chapitre sera organisé de la façon suivante : après une description de la ligne de faisceau et du dispositif expérimental, la détermination de l'énergie du faisceau sera détaillée avec une discussion des différentes sources de non-linéarité. Pour chaque run, on déterminera ainsi l'énergie du faisceau avec l'erreur attendue. On décrira ensuite la simulation Monte Carlo utilisée et on comparera le Monte Carlo aux données en détaillant la sélection des événements. La détermination des poids longitudinaux par minimisation sera ensuite rappelée et les résultats sur la linéarité et la résolution pour les deux types de cluster (fixe et topologique) après application des poids seront alors exposés. Une partie importante sera consacrée à une étude détaillée des différents effets liés aux spécificités du cluster topologique. Ces études utilisent l'information sur les dépôts d'énergie dans le calorimètre et dans la matière morte située le long de la ligne de détection. Cette étude permettra de déterminer des poids longitudinaux. Les résultats sur la linéarité et la résolution du cluster topologique utilisant ces poids seront enfin présentés.

6.2 Le dispositif expérimental

6.2.1 La ligne de faisceau

Le dispositif expérimental se situe sur la ligne H8 dans la zone Nord du SPS (Super Proton Synchrotron) au CERN. Le faisceau de la ligne H8 est un faisceau de particules secondaires et tertiaires (hadrons, électrons, muons) ayant des énergies entre 1 et 350 GeV/c. Ces particules sont créées à l'aide d'un faisceau primaire de protons de 450 GeV/c extrait du SPS et tapant une cible primaire (appelée T4 sur la figure 6.1) composée de Beryllium et ayant un épaisseur de 300 mm. A partir de cette cible, le faisceau secondaire couvre une gamme d'énergie de 10 à 350 GeV/c. Une cible secondaire peut être placée dans le faisceau pour le rendre "pur" en électrons ou en pions (absorbeur de plomb et d'air pour avoir des électrons et absorbeur de polyéthylène et de plomb pour avoir des pions). Le faisceau peut également être dévié vers une autre cible secondaire (T48) pour atteindre des énergies plus basses (1 à 9 GeV). Cette dernière configuration, appelée VLE (very low energy), ne sera pas utilisée dans cette étude. La présente étude ne concerne ainsi que des données prises dans la configuration HE "high energy" dont la plus basse énergie accessible est de 9 GeV.

En plus des différentes cibles, la ligne de faisceau est composée d'un certain nombre d'aimants, quadripôles et dipôles, pour focaliser et guider les particules. Dans la configuration HE, la sélection de l'impulsion du faisceau est réalisée à l'aide de deux fois deux ensembles de trois aimants dipolaires formant le spectromètre de la figure 6.1. Les aimants B3 et B4 sont alimentés par un courant qui définit l'énergie du faisceau. Les aimants B1 et B2 sont utilisés pour le guidage et la focalisation. Chaque aimant a une longueur de 5 m et un champ de 1.42 T/kA. Les trois aimants d'un même ensemble sont alimentés en série. Le courant dans les aimants est mesuré au niveau de l'alimentation. Les collimateurs C3 et C9 régulent la dispersion en impulsion du faisceau. L'ouverture des collimateurs n'a pas été constante pendant la période de prise de données et elle varie de run par run. Cette ouverture est même asymétrique pour certains runs et introduit ainsi un biais sys-

tématique sur l'énergie du faisceau. On verra dans la suite comment l'erreur sur le courant ainsi que l'ouverture des collimateurs influent sur la linéarité de l'énergie du faisceau.

L'instrumentation de la ligne de faisceau regroupe des scintillateurs, des chambres faisceau, et des détecteurs Cerenkov. Ces détecteurs sont utilisés pour le déclenchement, pour déterminer la position du faisceau ainsi que pour l'identification des particules. L'instrumentation de la ligne de faisceau est représentée sur la figure 6.2. On ne détaillera ici que les détecteurs principalement utilisés.

Les chambres faisceau Les chambres sont au nombre de cinq et dénommées BC-2 à BC2 sur la figure 6.2. Elles sont utilisées pour contrôler le profil du faisceau. Ce sont des chambres DWC "Delay Wire Chambre" qui fonctionnent comme des chambres proportionnelles à multifils. Elles sont composées de deux ensembles de trois plans constitués de fils. Les deux plans extérieurs forment la cathode et le plan du milieu l'anode. L'espacement entre les fils est de 2 mm pour la cathode et de 4 mm pour l'anode. Les deux plans de la cathode sont orthogonaux et permettent ainsi une détermination de la position en deux dimensions. La résolution en position des chambres est de 200 μm .

Les scintillateurs Sept latte de scintillateurs sont placés tout au long de la ligne de faisceau (dénommés S0-S3, SMV, SMH, SMT sur la figure 6.2). Ils sont utilisés pour vérifier l'intensité et la qualité du faisceau mais également pour le déclenchement ou encore pour l'étiquetage des muons. Le halo à muon (SMH) est placé avant S2 et S3 et est utilisé pour étiqueter les muons du halo ou d'autres particules comme on le verra dans la suite. Les dimensions de ce scintillateur sont 30x32x1.5 cm^3 , pour la hauteur, la largeur et l'épaisseur respectivement. Un trou de diamètre 3.4 cm est situé au centre du détecteur.

Le système de déclenchement est principalement constitué des scintillateurs S1, S2 et S3. Les autres scintillateurs peuvent toutefois être inclus dans la logique de déclenchement. Une particule du faisceau donnant un signal dans les trois scintillateurs principaux, provoque le déclenchement de niveau 1 et ordonne ainsi l'acquisition des données dans l'ensemble des sous-détecteurs.

6.2.2 La ligne de détection

La figure 6.3 montre le dispositif expérimental de ce test en faisceau combiné. C'est la première fois que tous les sous-détecteurs d'ATLAS sont testés en même temps avec une acquisition combinée des données. L'électronique de lecture ainsi que les logiciels utilisés sont ceux d'ATLAS ou s'en approchent (productions de série et/ou prototypes). Le système de déclenchement "à la ATLAS", combinant les informations des calorimètres et du système à muons, est également testé.

Le dispositif expérimental comporte des modules de chaque sous-détecteur. Le détecteur interne comporte trois couches de six modules de pixels et quatre couches comportant deux modules de SCT chacun. Les détecteurs sont situés à l'intérieur d'un aimant permettant d'obtenir un champ de 1.4 T. L'orientation du champ est horizontale comme dans ATLAS. Les modules du TRT sont placés juste après l'aimant. L'ensemble calorimétrique est placé sur une table qui permet de déplacer l'ensemble selon la position en η souhaitée.

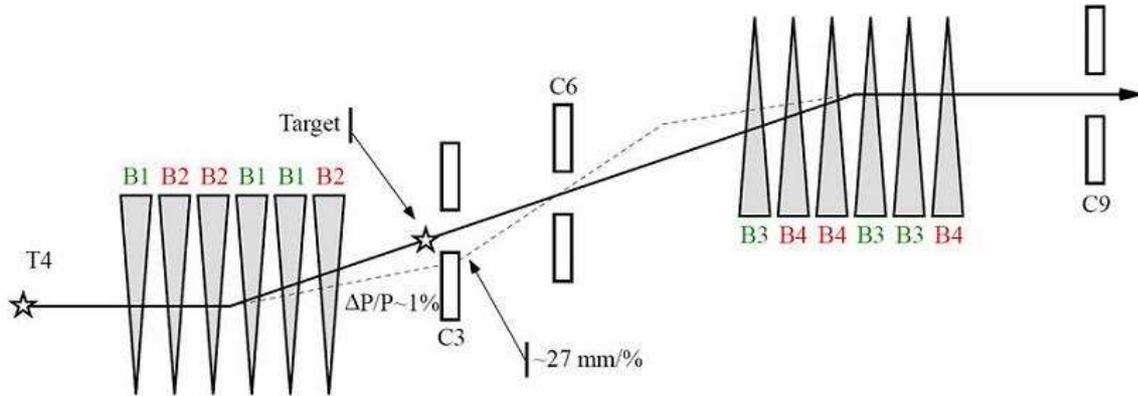


FIG. 6.1 – Le spectromètre servant à la sélection de l'impulsion du faisceau.

Cet ensemble est constitué d'un module de la partie centrale du calorimètre électromagnétique situé dans un cryostat rempli d'argon liquide ainsi que de trois modules de la partie centrale du calorimètre hadronique. Quelques mètres en aval de la table se trouve le premier élément du système à muons qu'on ne détaillera pas ici.

La prise de données, qui s'est étendue de juillet à novembre 2004, est divisée en différentes périodes correspondant à des configurations spécifiques du dispositif expérimental. Les runs qui nous intéressent ont été pris en période cinq et six. La période 5 s'étend du 6 au 9 août 2004 et la période 6 du 23 août au 15 septembre. Ces périodes correspondent à des runs pour lesquels l'acquisition est limitée aux calorimètres électromagnétiques et hadroniques, le détecteur interne étant en place mais pas dans le système de lecture. Pour les runs étudiés, le champ magnétique est nul et la position de la table constante. L'étude se limite au seul calorimètre électromagnétique. Pour plus de détails sur la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique voir le chapitre 4 et la note [46]. On se limitera ici aux aspects importants pour la compréhension de cette étude.

6.3 Détermination de l'énergie du faisceau - la linéarité de l'énergie du faisceau test

Le principe de la détermination de l'énergie du faisceau est basé sur la relation entre la déviation du faisceau dans le champ magnétique d'un aimant dipolaire, l'intégrale du champ le long de l'axe du faisceau et l'impulsion du faisceau, donnée par :

$$\Delta\theta = 0.3 \frac{\int_{\text{aimant}} B dl}{P_{\text{faisceau}}} \quad (6.1)$$

avec P_{faisceau} l'impulsion du faisceau exprimée en GeV/c, $\Delta\theta$ l'angle de déviation qui est fixé à 41 mrad dans H8 et $\int_{\text{aimant}} B dl$ l'intégrale du champ le long de la trajectoire dans l'aimant. Il suffit donc de connaître avec précision cette intégrale pour trouver l'énergie

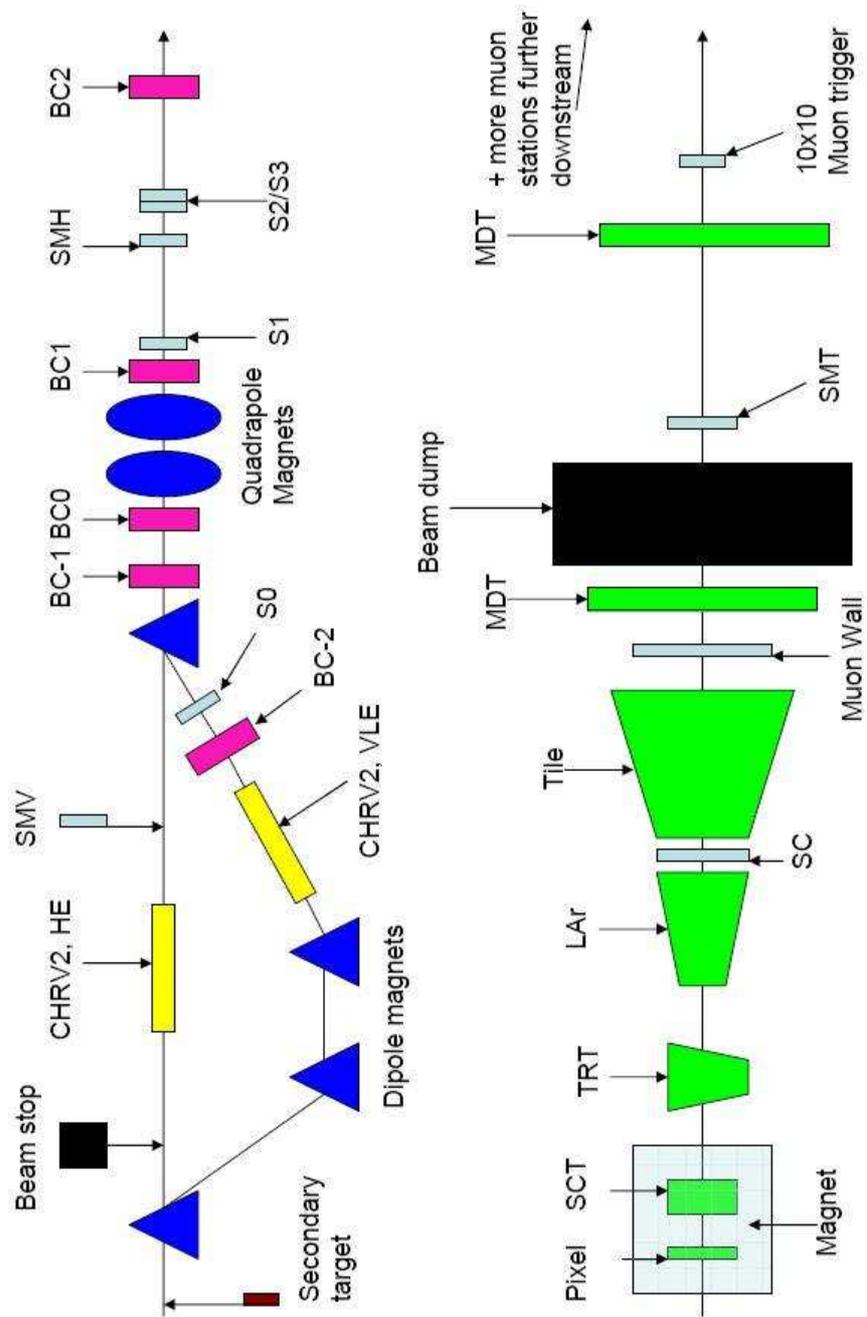


FIG. 6.2 – Ligne de faisceau.

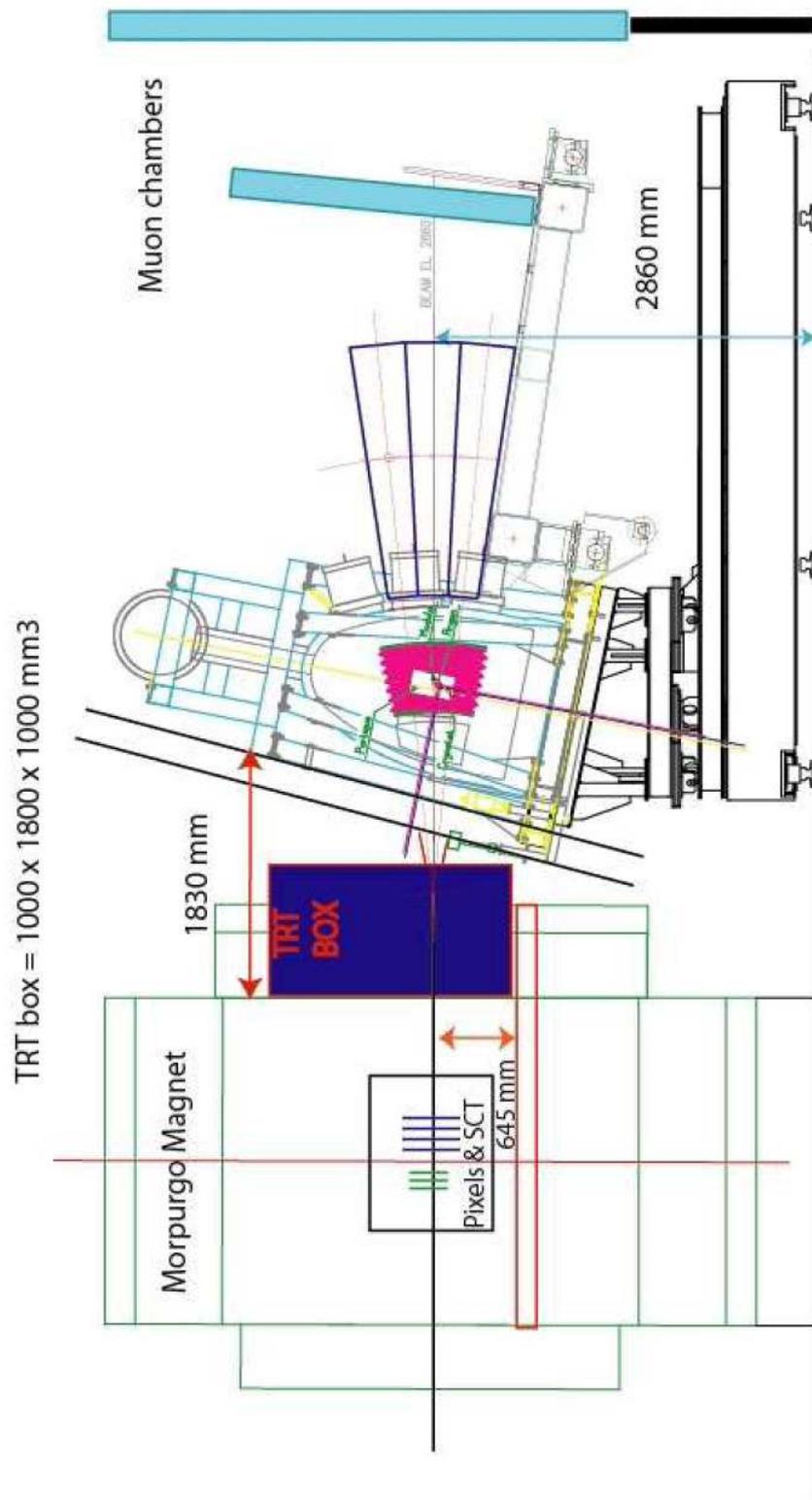


FIG. 6.3 – Dispositif expérimental.

du faisceau. L'impulsion est sélectionnée à l'aide des aimants B3 et B4 de la figure 6.1. La dispersion sur les valeurs nominales d'énergie du faisceau est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{25\%}{P} \oplus 0.5\% \quad (6.2)$$

avec P l'impulsion en GeV/c. Le premier terme correspond aux effets d'hystérésis des aimants de courbure et le deuxième terme rend compte des erreurs systématiques liées à la calibration et à l'optique de la ligne de faisceau. Cette erreur donne l'incertitude sur la valeur absolue. On peut s'affranchir de cette erreur en normalisant à un point en énergie. En effet, pour les études de linéarité, l'échelle d'énergie n'est pas importante et on voudrait connaître l'énergie précisément en relatif. Cette erreur ne sera donc plus considérée dans la suite.

L'intégrale de champ est directement reliée au courant dans les aimants. Il faut ainsi une mesure précise du courant dans les aimants et une mesure précise de l'intégrale de champ le long de la trajectoire du faisceau dans l'aimant.

Les principales différences avec les études de linéarité de 2002 sont les suivantes :

- deux aimants sont utilisés pour la sélection de l'impulsion au lieu d'un seul en 2002
- le courant dans les aimants est connu avec une précision de 0.2 A, qui est la précision des alimentations. En 2002, la précision atteignait 0.01 A grâce à la mesure du courant par des DCCT (Direct Current Current Transformer).
- l'ouverture des collimateurs n'est pas constante en 2004 alors qu'elle était fixée à 4 mm en 2002.

On verra dans la suite comment ces différents points influent sur la linéarité de l'énergie du faisceau.

6.3.1 Estimation de l'incertitude sur le courant dans les aimants

Il s'agit de comparer, sur les données de 2002, le courant mesuré au courant nominal (tel qu'il est donné par les alimentations) pour en déduire la précision sur le courant pour le test en faisceau de 2004. On définit I_{nom} comme étant le courant nominal et I_{mes} comme étant le courant mesuré. La différence $I_{\text{nom}} - I_{\text{mes}}$ peut ainsi nous renseigner sur la précision qu'on peut espérer en ayant à notre disposition que le courant nominal. On trouve ainsi que pour un run, la différence $I_{\text{nom}} - I_{\text{mes}}$ est une distribution de largeur 0.01 A mais décalée par rapport à 0. On constate en plus que ces décalages varient de runs en runs et la figure 6.4a montre la distribution des décalages $I_{\text{nom}} - I_{\text{mes}}$ pour toute la période de prise de données et donc pour toutes les énergies de faisceau. La largeur de cette distribution de 0.12 A peut être considérée comme erreur sur le courant nominal.

On peut également vérifier si l'incertitude sur le courant est dépendante du courant injecté dans les aimants. La figure 6.4b montre les décalages $I_{\text{nom}} - I_{\text{mes}}$ en fonction du courant dans les aimants. On constate que la statistique est faible. En effet, en 2002, seuls quelques runs ont été dédiés à la linéarité. Les autres ont été dédiés à l'uniformité et ont donc été pris à la même énergie, sans faire varier le courant dans les aimants. On ne peut pas tirer de conclusion de cette figure et seule l'erreur globale trouvée précédemment est ainsi considérée.

Pour deux runs ayant tout à fait la même configuration, le décalage décrit précédemment peut varier. L'incertitude sur le courant nominal introduit donc un biais systématique sur le courant et est donc une source de non-linéarité de l'énergie du faisceau qui doit être prise en compte. Cette erreur agit directement sur la valeur moyenne de l'énergie du faisceau, qui est ainsi déplacée.

6.3.2 Mesure de $\int Bdl$

En 2001, les valeurs de $\int Bdl$ ont été réévaluées pour les six aimants constituant les ensembles B3 et B4. L'étude précédente avait été faite en 1977. Il a été montré que les aimants sont identiques à 10^{-4} près. Les figures 6.5a et 6.5b donnent l'intégrale de champ en fonction du courant pour les aimants B3 et B4 respectivement (les valeurs du graphique sont issues de [47]). Ces courbes sont ajustées par les fonctions

$$f(I) = a_0 + a_1 I \quad (6.3)$$

pour $I \leq I_0$ et

$$f(I) = a_0 + a_1 I + a_2 (I - I_0)^2 + a_3 (I - I_0)^3 \quad (6.4)$$

pour $I > I_0$. I_0 est fixé à 824.21 A (voir [47]). On trouve $a_0 = 7.9 \cdot 10^{-3}$, $a_1 = 2.1 \cdot 10^{-2}$, $a_2 = 3.5 \cdot 10^{-6}$ et $a_3 = 1.4 \cdot 10^{-8}$. On a vu précédemment que l'erreur sur le courant en 2004 est de 0.12 A. A l'aide des fonctions ajustées précédemment on peut déterminer l'impact sur la précision de $\int Bdl$ de l'erreur sur le courant dans les aimants. L'erreur sur $\int Bdl$ est exprimée par $\frac{f(I+0.12)+f(I-0.12)}{2}$. Connaissant $\int Bdl$, on peut alors déduire l'énergie du faisceau à l'aide de la relation 6.1.

Une erreur de 10 gauss due au champ résiduel est comptée pour chaque aimant. L'erreur pour l'ensemble des aimants est ainsi la somme quadratique des erreurs pour chacun des aimants ($\sqrt{2} \cdot 10$). Cette erreur, qui s'ajoute au champ nominal (champ déterminé par le courant dans les aimants) agit sur la valeur moyenne de l'énergie du faisceau et introduit ainsi une non-linéarité.

Une erreur relative de 10^{-4} tient compte de la différence entre les aimants et contribue à la non-linéarité.

6.3.3 Les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron

L'énergie perdue par rayonnement synchrotron est proportionnelle à E^3 et au champ B, E étant l'énergie de la particule. Comme le champ croît avec l'énergie de façon à ce que le rayon de courbure ρ soit fixe, le champ B peut être remplacé par $\frac{E}{\rho}$ et l'énergie perdue par rayonnement synchrotron devient proportionnelle à $\frac{E^4}{\rho}$. La perte d'énergie par rayonnement synchrotron est définie par la relation suivante :

$$\Delta E(2\pi) = 8.85 \times 10^{-5} \frac{E^4}{\rho} \quad (6.5)$$

où E est exprimée en GeV et ρ en m. La déviation fixée par la géométrie du faisceau est de 41 mrad et on peut donc calculer le rayon de courbure en sachant que pour une énergie

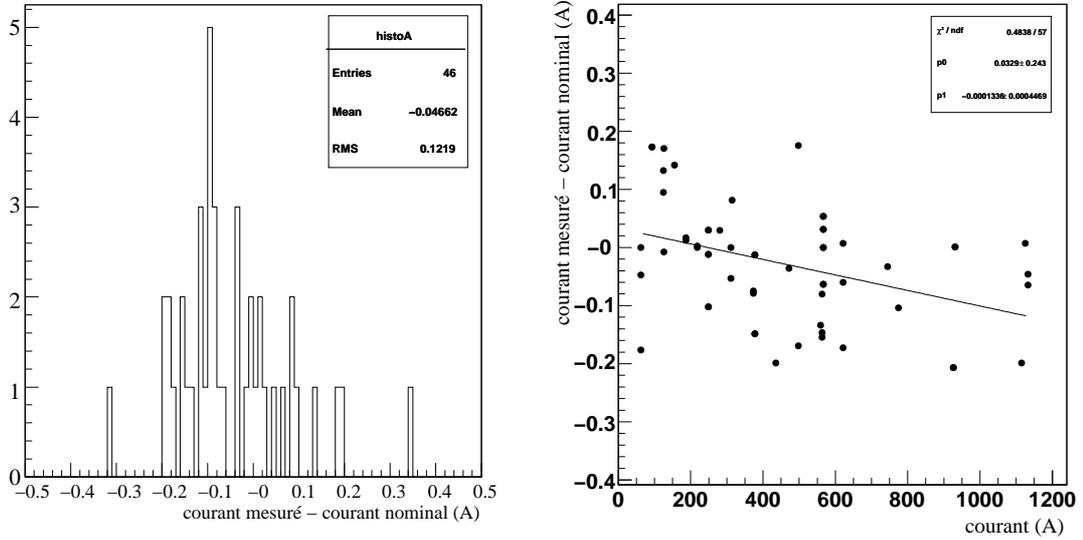


FIG. 6.4 – Etude de la précision sur le courant nominal.

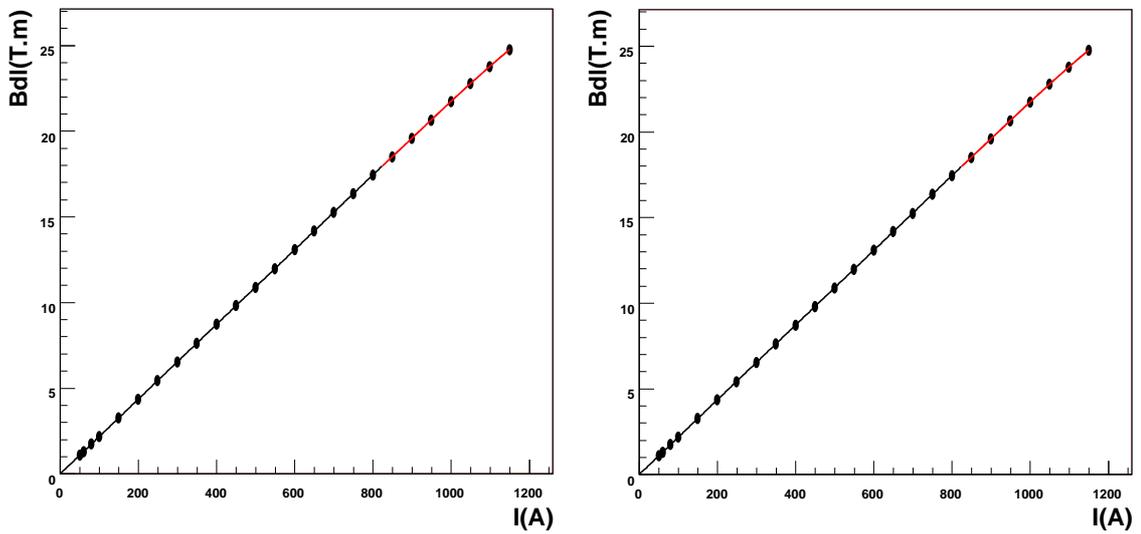


FIG. 6.5 – Mesure de l'intégrale de champ en fonction du courant (les valeurs représentées sont issues de [47])

de 100 GeV, le courant dans les aimants est de 313 A avec un champ magnétique associé de $B = 0.447$ T. La relation

$$E = 0.3 \times B \times \rho \quad (6.6)$$

donne $\rho = 745.71$ m quelle que soit l'énergie du faisceau. On peut ainsi calculer l'énergie perdue par rayonnement synchrotron pour une énergie de 100 GeV. Pour une déviation de 41 mrad, on a donc une perte d'énergie de :

$$\Delta E(41 \text{ mrad}) = \frac{\left(8.85 \times 10^{-5} \frac{E^4}{\rho}\right)}{2\pi} * 0.041 = 0.0774 \text{ GeV}$$

Lorsque la ligne de faisceau entre C_3 et C_9 est réglée pour laisser passer des pions d'énergie E (dont le rayonnement est négligeable), la même ligne va sélectionner, pour des électrons, une énergie $E + \frac{\Delta E}{2}$ avant les aimants, E au milieu des aimants et $E - \frac{\Delta E}{2}$ après les aimants. L'énergie des électrons en aval de C_9 est donc égale à $E - \frac{\Delta E}{2}$. La dernière correction concerne la perte d'énergie dans les aimants horizontaux B_5 et B_6 , qui est proportionnelle à $\Delta E(B_5) + \Delta E(B_6)$. L'énergie totale perdue par rayonnement synchrotron est ainsi proportionnelle à $\frac{\Delta E}{2} + \Delta E(B_5) + \Delta E(B_6)$.

Cette perte d'énergie doit être prise en compte dans la détermination de l'énergie du faisceau car dans le cas contraire cela introduirait une non-linéarité. En effet, la fraction d'énergie perdue varie avec l'énergie du faisceau.

Le tableau 6.2 donne la perte d'énergie par radiation synchrotron pour les runs considérés dans cette étude.

6.3.4 Dispersion de l'énergie du faisceau due à l'ouverture des collimateurs et non-linéarités introduites par leur désalignement

Les collimateurs, et principalement les collimateurs C_3 et C_9 (voir Figure 6.1), servent à réguler la dispersion en impulsion du faisceau. La position des collimateurs est donnée dans le tableau 6.1 pour les runs étudiés. On constate que par rapport aux études de linéarité de 2002, l'ouverture des collimateurs, définie par $C_i = \text{position haute} - \text{position basse}$ avec $i = 3$ ou 9 , est très importante et varie de run en run. La formule $\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{\sqrt{C_3^2 + C_9^2}(\text{mm})}{27(\text{mm}/\%)}$, utilisée jusqu'ici pour calculer la dispersion en impulsion du faisceau, n'est plus valable pour de telles ouvertures.

Une simulation de la ligne de faisceau permet de montrer que pour de large ouvertures des collimateurs, la formule pour le calcul de la dispersion s'exprime en fait par :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{\sqrt{C_3^2 + \min(C_9^2, 20)}(\text{mm})}{27(\text{mm}/\%)} \quad (6.7)$$

En effet, la courbe du haut de la figure 6.6a montre l'effet de fermer C_3 quand C_9 est complètement ouvert. On sature à 0.2 %. La courbe du bas montre l'effet de fermer C_9 quand C_3 est presque fermé. On descend en dessous des 0.2 %. Ceci explique le $\min(C_9^2, 20)$

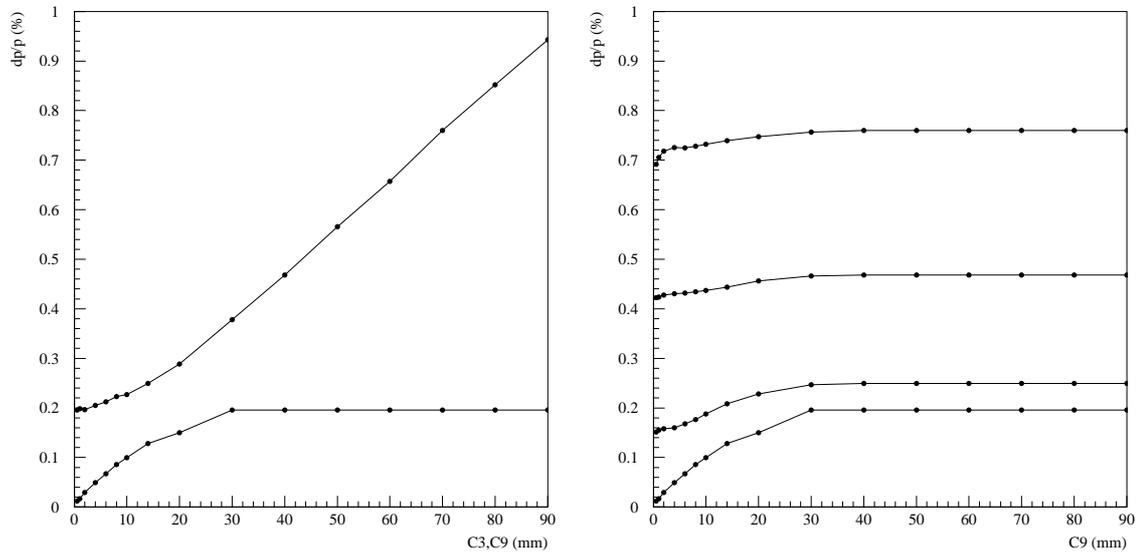
dans la formule 6.7. La figure 6.6b montre l'effet de fermer C9 pour plusieurs ouvertures de C3.

La dispersion n'a aucun impact sur la linéarité. En effet, l'énergie est distribuée autour d'une valeur moyenne connue d'autant plus précisément qu'on a une statistique importante.

Le tableau 6.1 donne l'ouverture des collimateurs et le tableau 6.2 donne la dispersion en impulsion du faisceau pour les runs considérés dans cette étude.

En revanche, si l'ouverture est asymétrique, cela peut influencer sur la valeur moyenne de l'énergie du faisceau et introduire une non-linéarité. La simulation de la ligne de faisceau a montré qu'une ouverture asymétrique des collimateurs introduit une non-linéarité dans l'énergie du faisceau. Les figures 6.7a et 6.7b montrent la valeur moyenne de l'énergie du faisceau en fonction de la position du centre de la fenêtre d'ouverture du collimateur. Les valeurs négatives correspondent à un désalignement vers le bas et les valeurs positives à un désalignement vers le haut. On constate que les collimateurs C3 et C9 ont des effets opposés mais de même amplitude. Pour le collimateur C3 (figure 6.7a) le déplacement de la valeur moyenne de l'énergie du faisceau est : $\frac{dp}{p} = -0.03\%/(\text{mm})$ et pour le collimateur C9 (figure 6.7b) : $\frac{dp}{p} = 0.03\%/(\text{mm})$. On verra dans la suite l'impact du désalignement sur la linéarité.

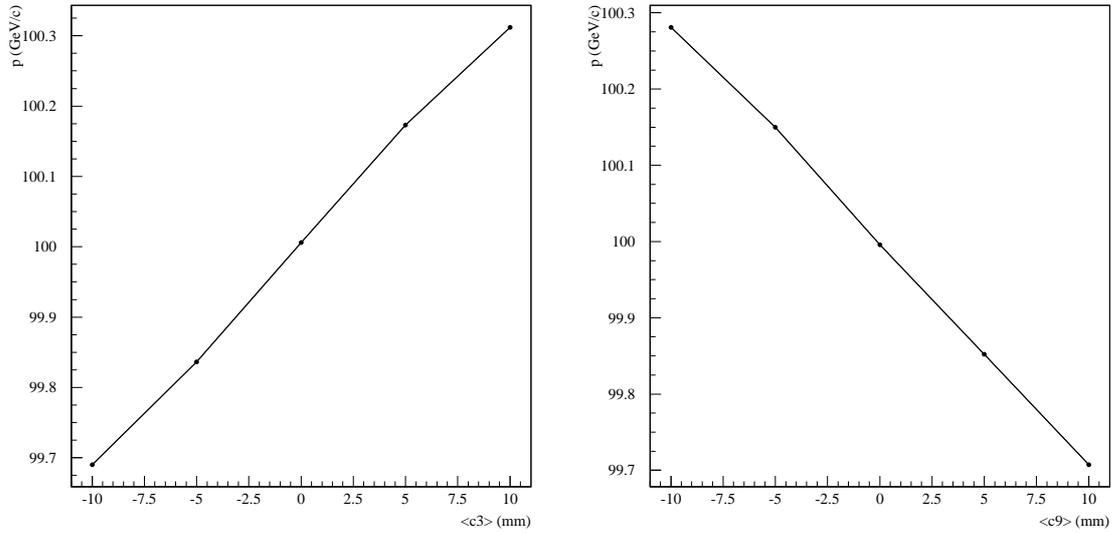
Le tableau 6.2 donne la valeur de la correction à appliquer pour corriger l'énergie du faisceau de façon à prendre en compte le désalignement des collimateurs.



(a) La courbe du haut montre l'effet de fermer C3 quand C9 est complètement ouvert. La courbe du bas montre l'effet de fermer C9 quand C3 est presque fermé.

(b) Effet de fermer C9 pour plusieurs ouvertures de C3 (en bas : $C3 = 1$ mm puis : $C3 = 14, 40, 70$ mm).

FIG. 6.6 – dispersion de l'énergie du faisceau due aux collimateurs.



(a) valeur moyenne du faisceau en fonction du désalignement du collimateur C3.

(b) valeur moyenne du faisceau en fonction du désalignement du collimateur C9.

FIG. 6.7 – effet du désalignement des collimateurs sur la valeur moyenne de l'énergie du faisceau.

énergie nominale (GeV)	positions C3 (basse, haute) (mm)	positions C9 (basse, haute) (mm)
9	-4.992, 5.036	-4.974, 4.972
20	-46.563, 39.942	-24.961, 24.939
50	-46.583, 39.932	-24.961, 24.939
100	-46.573, 39.932	-24.961, 24.939
180	-46.573, 24.923	-4.974, 0.0511
250	-2.911, 2.954	-2.911, 2.954

TAB. 6.1 – Positions des collimateurs

énergie nominale (GeV)	perte par rayonnement (GeV)	correction désalignement (GeV)	dispersion (%)
9	0.000	0.0	0.0755
20	0.000	0.020	0.533
50	0.003	0.050	0.533
100	0.039	0.100	0.533
180	0.410	0.485	0.385
250	1.615	0.0	0.0571

TAB. 6.2 – radiation synchrotron, correction de désalignement des collimateurs et dispersion de l'impulsion pour les runs étudiés

6.3.5 Récapitulatif des erreurs et détermination de l'énergie du faisceau pour les runs analysés dans cette étude

Les erreurs et effets contribuant à la non-linéarité du faisceau sont donc :

- l'incertitude sur le courant dans les aimants.
- le champ résiduel dans les aimants
- la différence entre les aimants
- le rayonnement synchrotron.

Le tableau 6.3 donne l'énergie du faisceau pour les runs considérés. On normalise à 180 GeV après avoir retranché la perte par radiation synchrotron.

L'erreur indiquée est la somme quadratique des erreurs contribuant à la non-linéarité de l'énergie du faisceau.

Les deux dernières colonnes donnent l'incertitude sur l'énergie du faisceau pour une erreur sur le courant dans les aimants de 0.1 A et 0.2 A respectivement. L'erreur de 0.2 est l'erreur nominale indiquée pour les alimentations utilisées et l'erreur de 0.1 est une erreur choisie après l'étude sur les données de 2002 (voir 6.3.1) et après discussion avec les experts. Pour les résultats finaux on choisira une erreur de 0.2 A.

La position des collimateurs ainsi que leur désalignement sont indiqués dans le tableau 6.1 et corrigés dans la détermination de l'énergie. A basse énergie, le faisceau est connu avec une précision de 0.2 % pour une erreur sur le courant de 0.1 A et une précision de 0.4 % pour une erreur sur le courant de 0.2 A.

Toute non-linéarité dans l'énergie reconstruite du calorimètre inférieure à ces valeurs ne pourra pas être détectée. Nous sommes donc limités par la précision du faisceau.

A 9 GeV, la précision sur l'énergie est meilleure parce qu'un seul aimant sur les deux (B3,B4) est utilisé.

énergie nominale (GeV)	énergie mesurée (GeV)	incertitude (GeV) (0.1 A)	incertitude (GeV) (0.2 A)
9	9.143	0.019	0.034
20	20.273	0.047	0.091
50	50.523	0.049	0.092
100	100.223	0.055	0.096
180	180.000	0.072	0.106
250	252.292	0.095	0.123

TAB. 6.3 – Energie déterminée à l'aide des courants dans les aimants (3^{ème} colonne : incertitude sur le courant de 0.1 A, 4^{ème} colonne : incertitude de 0.2 A)

6.4 La reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique pour le test en faisceau

6.4.1 La reconstruction de l'énergie dans une cellule

L'énergie est reconstruite à partir du signal mesuré dans la cellule en utilisant la relation suivante :

$$E = F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \cdot \frac{M_{\text{phys}}}{M_{\text{cali}}} \sum_{j=1,2} R_j [ADC_{\text{peak}}]^j \quad (6.8)$$

Le signal provenant du calorimètre est pré-amplifié et mis en forme puis échantillonné et digitisé par un ADC au niveau des cartes "front-end" (FEB - Front End Boards). Six échantillons du signal sont récupérés et digitisés. Il s'agit maintenant d'associer ce signal à une énergie. Pour cela, l'amplitude et la position en temps du pic du signal d'ionisation après mise en forme sont déterminées par la méthode de filtrage optimal décrite dans le chapitre 4 (facteur ADC_{peak}). Une fois l'amplitude du signal déterminée, il s'agit de convertir les coups d'ADC en valeur de DAC (les facteurs R_i) directement reliés à des courants connus, injectés par le système de calibration (facteur $F_{DAC \rightarrow \mu A}$). On peut ainsi retrouver le signal physique en calibrant avec des charges connues. En revanche, comme on le voit sur la figure 6.8, le signal physique et le signal de calibration ont une forme différente après la mise en forme et le facteur $\frac{M_{\text{phys}}}{M_{\text{cali}}}$ corrige l'amplitude du signal pour prendre en compte la différence entre la hauteur du signal physique et la hauteur du signal de calibration. Enfin, le facteur $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ permet de passer du courant mesuré à l'énergie déposée.

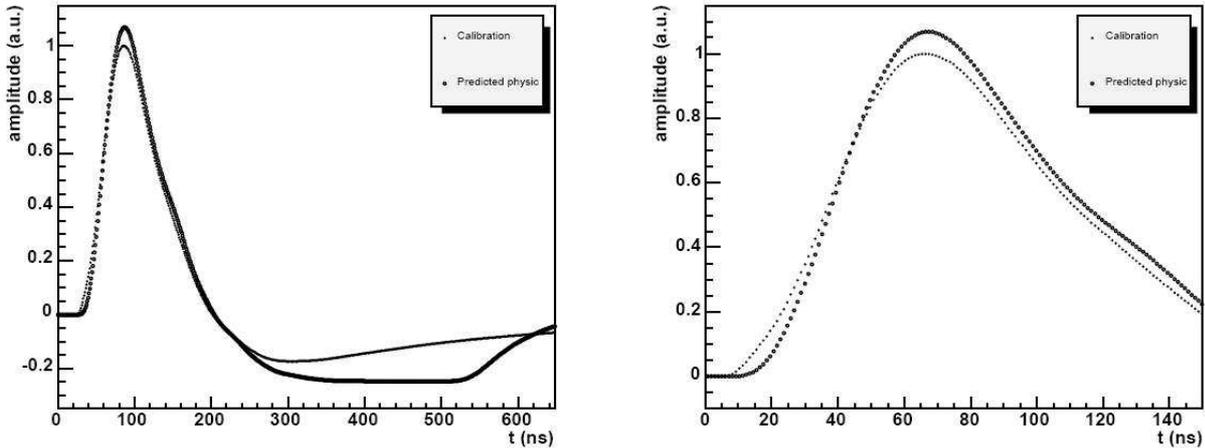


FIG. 6.8 – Signal de calibration et signal d'ionisation prédit pour une cellule de la couche du milieu (figure de gauche : signal complet, figure de droite : détail de la région du pic). La figure est extraite de [46]).

A cause du couplage capacitif entre cellules voisines, une partie du signal d'une cellule est transmise vers les cellules voisines. Cet effet est appelé "cross-talk" et est d'autant

plus important que la granularité est fine. Ainsi, les cellules de la première couche de l'accordéon, les "strips", ont un "cross-talk" important entre cellules voisines (7 %). Comme les cellules voisines appartiennent au même cluster, ceci n'a pas d'effet significatif sur la mesure de l'énergie. En revanche, chaque cellule est calibrée individuellement et indépendamment des cellules voisines. Une partie du signal de calibration se retrouve donc dans les cellules voisines et est donc perdue pour la cellule qu'on aimerait calibrer. Comme les constantes de calibration sont déduites des courant injectés et du signal résultant, elles sont surestimées. Aucune correction du crosstalk dans les "strips" n'a été faite pour le moment.

Passons en revue ces facteurs et voyons comment ils sont mesurés.

Détermination de l'amplitude et de la position du pic du signal d'ionisation

La méthode utilisée pour les données analysées dans cette étude est la méthode de filtrage optimal qu'on ne décrira pas ici (voir Chapitre 4). On ne décrira pas non plus les méthodes pour extraire les coefficients de filtrage optimal décrites en détail dans une note sur la détermination des constantes de calibration du calorimètre électromagnétique dans le test en faisceau [46]. Cette méthode permet de déterminer la position et l'amplitude du pic en minimisant la contribution du bruit électronique. D'autres méthodes ont été utilisées quand les coefficients de filtrage optimal n'étaient pas encore disponibles comme par exemple la méthode d'interpoler un polynôme de 2nd ou de troisième ordre sur 3 ou 4 échantillons respectivement. Comme la forme du signal n'est ni parabolique ni cubique autour du maximum, ces interpolations conduisent à des résultats biaisés. Il est possible de corriger ces biais en utilisant les runs de délai (runs pour lesquels le même courant d'entrée est injecté en faisant varier le retard en temps entre le signal de calibration et le système d'acquisition). Ceci a été fait dans le cas de l'interpolation parabolique et c'est cette méthode qui a été utilisée la plupart du temps en l'absence de coefficient de filtrage optimal.

Les facteurs de rampes La relation entre les coups d'ADC et les valeurs de DAC est mesurée régulièrement par le système de calibration. Pour cela, on fait varier la valeur de DAC injectée et pour chaque valeur on détermine l'amplitude du pic en coups d'ADC. Puis on ajuste la courbe représentant l'amplitude du pic d'ADC en fonction de la valeur de DAC injectée. La fonction d'ajustement utilisée est un polynôme de 2nd ordre. On a ainsi :

$$DAC = R_0 + R_1 ADC_{peak} + R_2 ADC_{peak}^2 \quad (6.9)$$

où R_0 , R_1 et R_2 sont les coefficients de rampe.

Le facteur $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ Ce facteur s'exprime par :

$$F_{DAC \rightarrow \mu A(\mu A/DAC)} = \frac{76.295 \mu V}{R_{inj}} \quad (6.10)$$

avec R_{inj} la résistance d'injection (installée sur la carte mère).

Le facteur $F_{\mu\text{A}\rightarrow\text{MeV}}$ Ce facteur permet de convertir le courant en énergie. On a un facteur différent pour la partie accordéon et pour la partie pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique. Pour l'accordéon, il peut être estimé par la formule :

$$F_{\mu\text{A}\rightarrow\text{MeV}}(\text{MeV}/\mu\text{A}) = \frac{1}{I/E \times f_{\text{samp}}} \quad (6.11)$$

ou f_{samp} est la fraction d'échantillonnage ($f_{\text{samp}} = E^{\text{act}}/E^{\text{tot}}$) et I/E est le facteur de conversion de l'énergie en courant et est exprimé par :

$$I/E = \frac{q_0}{W_0} f_{\text{recomb}}(\xi) V_d(\xi) \frac{\xi}{U} \quad (6.12)$$

avec :

- $q_0 = 1.6 \times 10^{-19}$ C est l'unité de charge électrique
- $W_0 = 23.6\text{eV}$ est le potentiel d'ionisation de l'argon liquide
- ξ est le champ électrique
- $f_{\text{recomb}}(\xi)$ tient compte des effets de recombinaison de charges (quelques % pour $\xi = 10 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$)
- $V_d(\xi)$ est la vitesse de dérive
- $U = 2000$ V est la différence de potentiel entre deux électrodes.

Cette relation donne le rapport entre le courant induit par une charge q_0 en mouvement dans le champ électrique et l'énergie déposée dans l'argon liquide nécessaire à la création de cette charge par ionisation de l'argon. Il est ainsi possible de déterminer l'énergie déposée dans la partie active du calorimètre électromagnétique en fonction du courant mesuré. Pour obtenir l'énergie totale, il faut multiplier l'énergie déposée dans la partie active par l'inverse de la fraction d'échantillonnage. Au niveau des coudes de l'accordéon, la collection de charge se fait différemment du fait du comportement du champ électrique. Cet effet est corrigé en déterminant l'énergie déposée à partir du courant simulé.

Le pré-échantillonneur étant composé d'une seule partie active, pour trouver le facteur de conversion du courant en énergie, on remplace dans la formule précédente la fraction d'échantillonnage par un facteur F_{PS} qui permet de passer de l'énergie visible déposée à l'énergie totale déposée dans le pré-échantillonneur. Ce facteur est égal à 0.05 et prend également en compte l'énergie perdue dans la matière morte devant le calorimètre. Cette correction est assez grossière et une correction adéquate sera faite au niveau des amas de cellules dans la suite. Le pré-échantillonneur n'ayant pas de forme en accordéon, le champ électrique est uniforme et aucune correction de collection de charge ne doit être appliquée. Le facteur I/E pour le pré-échantillonneur peut être évalué en multipliant celui utilisé pour l'accordéon par le rapport des largeurs des différents espaces de dérive. En effet, le pré-échantillonneur a un espace de dérive moins large que l'accordéon.

La partie active du pré-échantillonneur a une épaisseur de 13 mm alors que le champ électrique n'agit que sur 11 mm. La simulation (dans la version 10.5.0 du logiciel d'ATLAS) ne prend pas en compte cet effet et un facteur 11/13 doit être appliqué à la valeur prédite de I/E .

Le facteur $\frac{M^{\text{phys}}}{M^{\text{cal}}}$ Après la mise en forme, les amplitudes des signaux de calibration et de physique diffèrent du fait que les deux signaux ne sont pas injectés au même endroit

dans le circuit de lecture. En particulier, une inductance L se trouve entre les deux points d'injection. Selon la méthode utilisée pour la reconstruction du signal, le facteur $\frac{M^{\text{phys}}}{M^{\text{cali}}}$ doit être appliqué. Ce facteur est le rapport entre le maximum en amplitude du signal physique et le maximum en amplitude du signal de calibration.

6.4.2 La reconstruction de l'énergie de l'électron incident

La reconstruction des amas de cellules à été décrite en détail dans les chapitres 4 et 5. Seuls certains aspects de la calibration des amas de cluster seront rappelés dans ce chapitre en insistant sur les spécificités du test en faisceau. L'énergie de l'électron incident est la somme des énergies reconstruites dans le pré-échantillonneur et dans les trois couches de l'accordéon. L'énergie dans une couche est la somme des énergies des cellules de la couche faisant partie du cluster. L'énergie reconstruite "brute" ne tient pas compte des effets de matière, de la perte d'énergie en dehors du cluster ou encore de la fuite d'énergie vers l'arrière du calorimètre. C'est pour cette raison que des poids sont appliqués aux différentes couches. On verra dans la suite comment ces poids sont déterminés.

On utilisera et on comparera les deux types de cluster utilisés jusqu'à présent : le cluster fixe et le cluster topologique. Les réglages du cluster topologique sont ceux déterminés dans le chapitre précédent : 6σ au dessus du bruit pour le seuil sur la cellule graine, 3σ au-dessus du bruit pour les cellules voisine et 3σ pour la couronne.

Le cluster fixe utilisé pour le test en faisceau est un peu différent du cluster fixe utilisé dans ATLAS puisqu'il ne comporte que trois cellules en η et trois cellules en ϕ dans le compartiment du milieu. Ce choix est justifié par l'absence de champ magnétique et donc de courbure de la trace de l'électron. Les photons de Bremsstrahlung, qui sont émis collinéairement à la direction de l'électron ont un point d'impact très proche de celui de l'électron. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir un large cluster en ϕ . Ce cluster est formé autour de la cellule d'énergie maximale dans la deuxième couche en incluant toutes les cellules appartenant à un carré de 3×3 cellules et à la projection géométrique de ce carré sur toutes les couches du calorimètre. Dans un cluster fixe, on compte ainsi 68 cellules.

Dans la suite, on déterminera les poids longitudinaux par une méthode de minimisation pour les deux types de clusters. Puis on détaillera les effets contribuant à la non-linéarité pour le cluster topologique en utilisant une simulation Monte Carlo des dépôts d'énergie ce qui permettra de déterminer les poids longitudinaux sans minimisation.

6.5 La sélection des événements

Les runs analysés dans cette étude sont issus des périodes de prise de données cinq et six. Pour ces périodes, le système d'acquisition n'inclut que les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et les détecteurs de la ligne de faisceau. Il n'est donc pas possible d'utiliser le détecteur interne dans la sélection des événements. Le faisceau est constitué de muons de pions et d'électrons. Les coupures appliquées pour sélectionner les électrons sont donc :

- une coupure en coups d'ADC sur le scintillateur servant à l'étiquetage des muons.
La figure 6.9a montre la distribution du nombre de coups d'ADC dans le scintilla-

teur à muons. On constate un premier pic constituant le piédestal et un deuxième pic représentant les muons ayant traversés le scintillateur. On constate qu'en demandant à avoir un nombre de coup d'ADC inférieur à 480, on coupe les événements muoniques. Il reste donc les pions.

- une coupure sur l'énergie totale dans le calorimètre hadronique E_{had} . La figure 6.9b montre la distribution de l'énergie totale dans le calorimètre hadronique sans appliquer de coupures. On observe un pic principal qui constitue le bruit électronique suivi d'un pic moins important représentant l'énergie déposée par les muons dans le calorimètre hadronique. En effet, en appliquant la coupure sur le scintillateur à muons, ce pic disparaît comme on peut le voir sur la figure 6.9c. On peut donc ajuster une gaussienne sur le bruit électronique dans le calorimètre hadronique et couper à $3-5 \sigma$ du bruit pour sélectionner les électrons. On choisit comme coupure $E_{\text{had}} < 1.6 \text{ GeV}$.

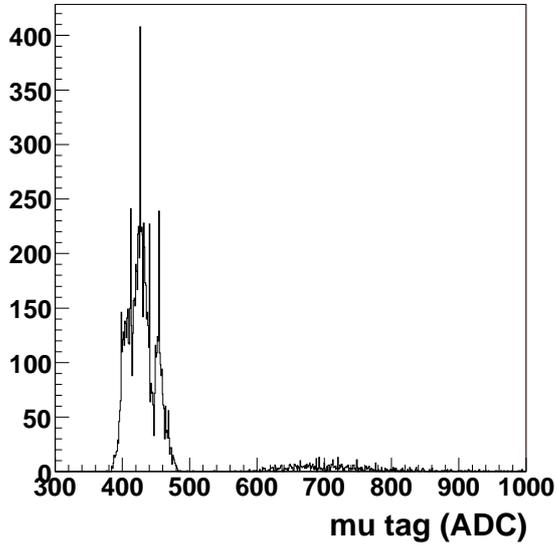
6.6 La simulation Monte Carlo du test en faisceau

Pour pouvoir extraire les constantes de calibration de la simulation Monte Carlo et les appliquer aux données, la simulation Monte Carlo doit reproduire au mieux les données du test en faisceau. Il est important que la matière morte située devant le calorimètre et entre le pré-échantillonneur et la première couche de l'accordéon soit décrite avec précision. La reconstruction de l'énergie des électrons est pratiquement identique pour les données de test en faisceau et pour les événements de simulation Monte Carlo. La différence significative entre les deux est que l'arrivée des particules dans les données ne sont pas en phase avec l'horloge du système de lecture et nécessite une reconstruction de t_0 . Une simulation a été faite pour toutes les énergies nominales du faisceau de test étudiées et dans les configurations de la ligne de faisceau correspondant aux runs de données.

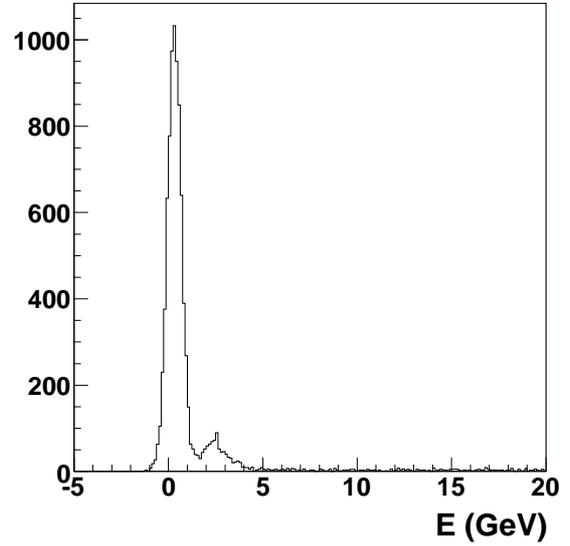
6.6.1 Ajustement de la simulation

En plus du dispositif décrit plus haut, les ajustements suivants sont nécessaires à une bonne description des données par le Monte-Carlo :

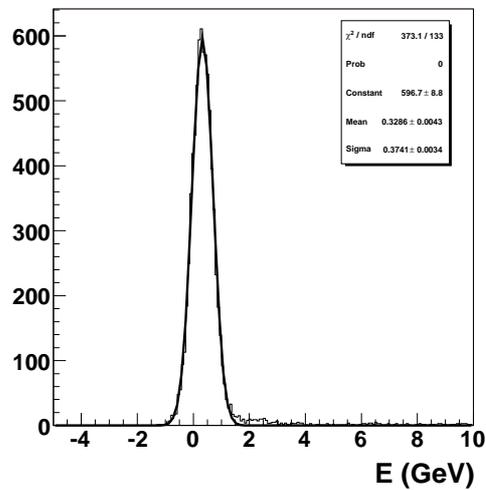
- un bloc d'aluminium d'une épaisseur de 13.35 mm à été rajouté dans la simulation de la ligne de faisceau à une distance de $x = -20 \text{ m}$ (où x est la position le long de l'axe du faisceau et $x = 0$ correspond à la position de la face avant de l'aimant de courbure qui s'étend jusqu'à $x = -365 \text{ mm}$). La simulation de la ligne de faisceau débute environ 30 m en amont du calorimètre alors que le spectromètre se trouve environ 400 m en amont. Toute la matière située entre le spectromètre et le début de la simulation n'est donc pas simulé (environ $0.18 X_0$). Ce bloc de matière a donc été rajouté pour reproduire la perte d'énergie des électrons dans la partie non simulée.
- Le "cross-talk" n'est pas simulé. Il conduit à un désaccord entre le Monte Carlo et les données en surestimant l'énergie dans les données et principalement dans les "strips". On a vu que l'effet était de 7 %. Il faut donc baisser, dans les données, l'énergie de la première couche de l'accordéon de 7 %.



(a) nombre de coup d'ADC dans le scintillateur servant à l'étiquetage des muons.



(b) distribution de l'énergie totale dans le calorimètre hadronique.



(c) distribution de l'énergie totale dans le calorimètre hadronique en appliquant la coupure sur le scintillateur à muons.

FIG. 6.9 – Coupures de sélection des événements.

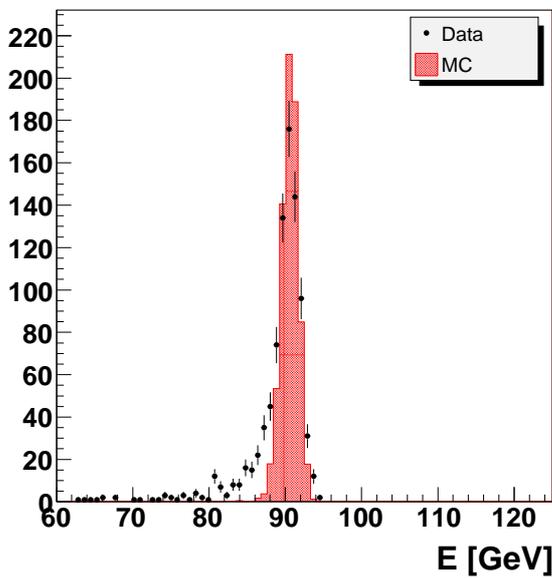
- Pour les raisons indiquées plus haut (voir 6.4.1), l'énergie du pré-échantillonneur doit être corrigée d'un facteur 11/13 dans la simulation.
- Les énergies reconstruites dans la simulation Monte Carlo sont corrigées d'un facteur donné par le rapport entre les énergies du faisceau mesurées à partir des courants dans les aimants et les énergies générées dans la simulation (énergies nominales).
- Un facteur est appliqué à l'énergie du pré-échantillonneur. L'origine de ce facteur n'est pas encore comprise.
- Un facteur d'échelle global est appliquée à l'énergie reconstruite dans la simulation Monte Carlo.
- Des coupures d'ajustement :
 - Des coupures en η et en ϕ sont appliquées pour adapter la largeur du faisceau simulé à la largeur du faisceau réel (voir dans tableau 6.4 les valeurs des coupures pour les runs étudiés)
 - Une coupure à 700 coups d'ADC (< 700) sur le halo à muon permet d'éliminer une partie des électrons ayant perdu de l'énergie par Bremsstrahlung dans la partie de la ligne de faisceau non simulée. La figure 6.10a montre l'énergie du cluster fixe en fonction du nombre de coups d'ADC dans le halo à muons. On constate qu'en coupant sur le halo on peut potentiellement éliminer une partie des électrons ayant perdus beaucoup d'énergie dans la ligne de faisceau. Les figures 6.10b et 6.10c montrent la distribution en énergie du cluster dans les données et le Monte-Carlo avant et après application de la coupure sur le scintillateur à halo. On constate qu'une telle coupure donne une meilleure description des queues de distribution dans les distributions en énergie.

énergie nominale (GeV)	coupures η (inf, sup)	coupures ϕ (inf, sup)
9	0.360, 0.373	0.002, 0.020
20	0.360, 0.371	0.008, 0.020
50	0.360, 0.368	0.005, 0.018
100	0.362, 0.371	0.005, 0.015
180	0.380, 0.384	0.0045, 0.008
250	0.370, 0.384	0.002, 0.009

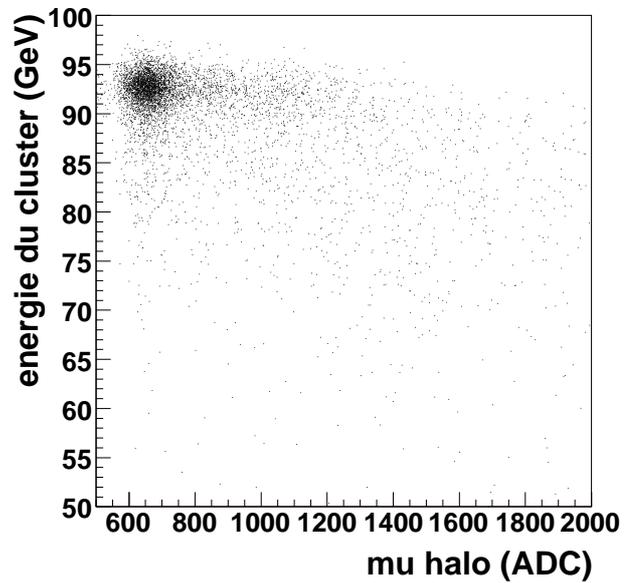
TAB. 6.4 – Coupures en η et en ϕ pour adapter la largeur du faisceau simulé à la largeur réelle. Coupures appliqués au cluster topologique

6.6.2 Comparaison données/Monte-Carlo

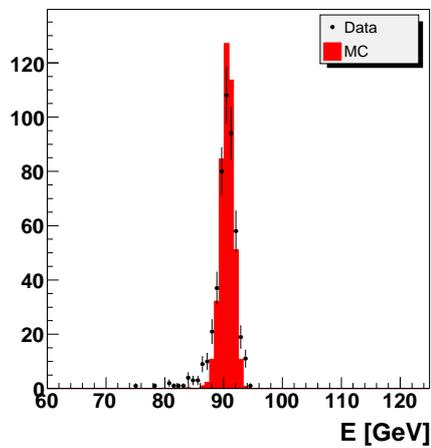
La description du bruit électronique est très importante pour la stabilité et la robustesse du cluster topologique, étant donné que le bruit électronique est à l'origine de cette méthode de formation des amas de cellules. Une bonne description du comportement du cluster topologique dans les données par le Monte-Carlo, nécessite avant tout une bonne description du bruit de électronique. Les figures 6.11a à 6.11d donnent le bruit électronique dans le pré-échantillonneur et dans les trois couches de l'accordéon pour les données et



(a) distribution de l'énergie du cluster avant coupure.



(b) énergie du cluster en fonction du nombre de coups d'ADC dans le halo à muons.



(c) distribution de l'énergie du cluster après coupure.

FIG. 6.10 – Effet de la coupure sur le halo à muons pour des électrons de 100 GeV reconstruits à l'aide d'un cluster fixe.

le Monte-Carlo. Pour la couche du milieu, dans laquelle la plus grande partie de l'énergie est déposée, l'accord entre les données et la simulation est très bon. On constate néanmoins, pour le pré-échantillonneur, un bruit électronique plus élevé dans le Monte-Carlo que dans les données. Pour la première et la dernière couche, le bruit électronique plus faible dans le Monte-Carlo. Le run utilisé pour les distributions de bruit électronique est le run d'électrons à 100 GeV.

Les figures 6.12a à 6.12d montrent, pour un cluster de type fixe, la distribution de l'énergie reconstruite dans les différentes couches du calorimètre pour la simulation Monte Carlo et pour les données sur des électrons de 20 GeV. Les figures 6.13a à 6.13d montrent ces mêmes distributions pour un cluster de type topologique. On constate que pour les deux types de cluster, l'accord est assez bon pour les deux premières couches de l'accordéon. En revanche, pour le cluster topologique, l'accord est moins bon dans le pré-échantillonneur et surtout dans la troisième couche de l'accordéon.

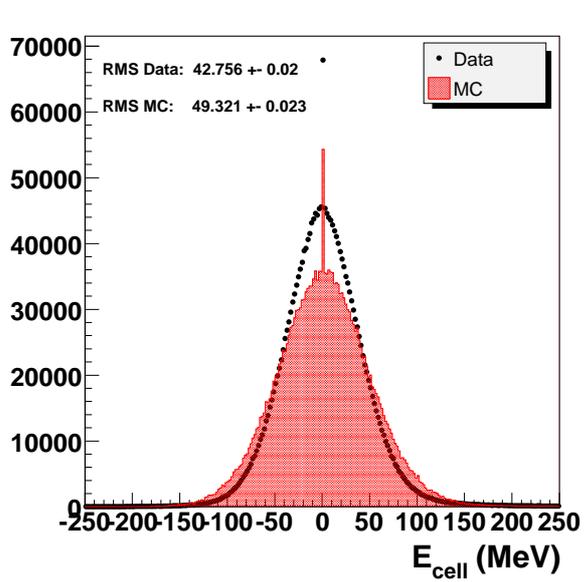
Ces désaccords peuvent peut-être être expliqués en terme de bruit électronique. En effet pour le pré-échantillonneur, le bruit électronique dans le Monte-Carlo est supérieur à celui dans les données. L'énergie reconstruite dans le pré-échantillonneur est ainsi supérieure, en moyenne, dans les données. C'est bien ce que l'on observe sur la figure 6.13a. L'inverse se passe dans la dernière couche ou on observe une énergie reconstruite inférieure dans les données, comme on peut le voir sur la figure 6.13d.

Les figures 6.14a à 6.16d montrent, pour les deux types de cluster, les distributions des énergies des clusters pour des électrons de 9, 20, 50, 100 et 250 GeV en comparant Monte Carlo et données.

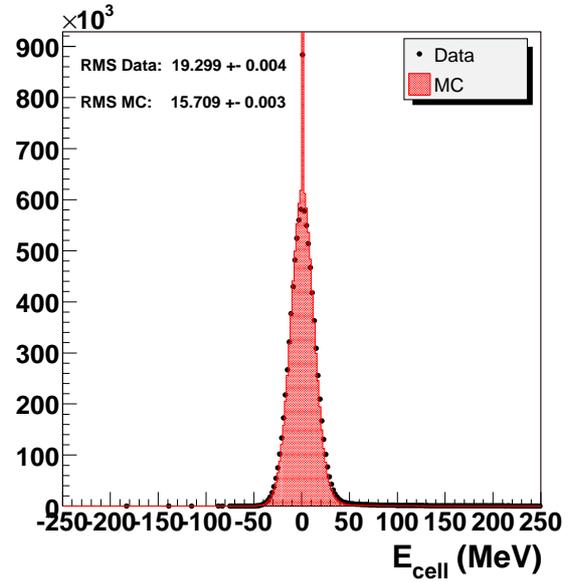
Une gaussienne est ajustée sur les distributions en énergie pour déterminer les valeurs moyennes des énergies déposées dans le calorimètre. Pour limiter l'effet de la perte d'énergie plus ou moins catastrophique dans la matière devant le calorimètre qui tire la valeur moyenne de l'énergie vers le bas, deux ajustements gaussiens sont réalisés : la largeur ainsi que la valeur moyenne de la première gaussienne sont utilisées pour définir les bornes du deuxième ajustement. On choisit comme borne -1.5σ et $+2\sigma$ autour de la valeur moyenne de la première gaussienne.

La figure 6.17a donne le rapport entre la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et l'énergie du faisceau en fonction de l'énergie du faisceau pour le cluster fixe sur les données et sur la simulation Monte Carlo. On peut constater sur la figure 6.17b, représentant la différence entre l'énergie moyenne sur la simulation et l'énergie moyenne sur les données, que l'accord entre la simulation et les données est de 0.2 %. Les figures 6.17c et 6.17d montrent la même chose pour le cluster topologique. L'accord ici est également de 0.2 %.

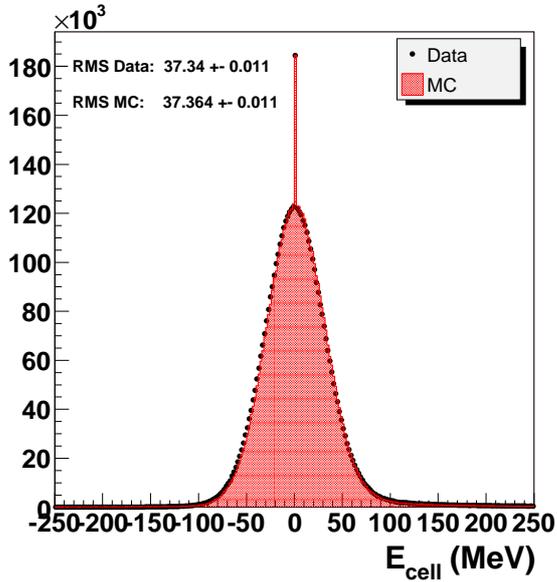
On peut conclure que la simulation Monte Carlo donne une assez bonne description des données et que l'accord entre les valeurs moyennes des énergies reconstruites est de l'ordre de 0.2 %, tous types de clusters confondus.



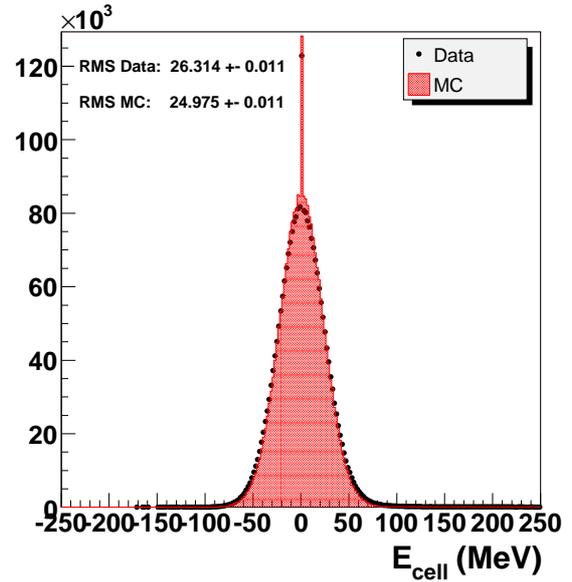
(a) pré-échantillonneur.



(b) première couche.

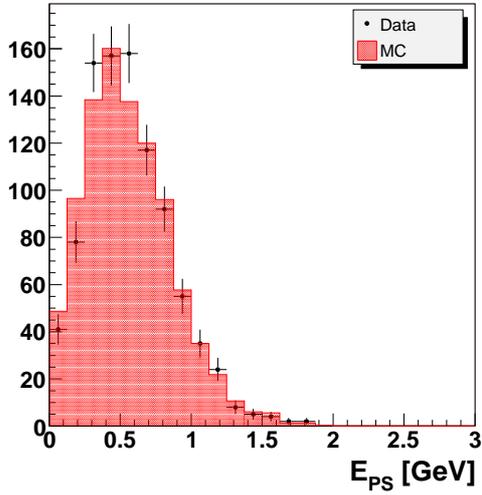


(c) deuxième couche.

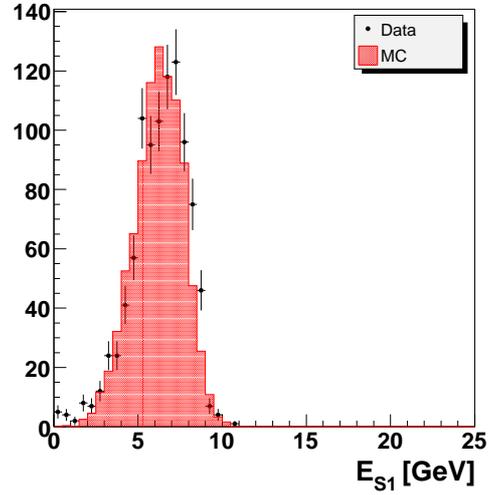


(d) troisième couche.

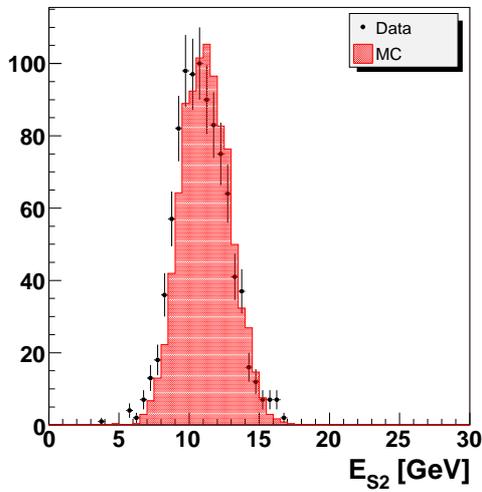
FIG. 6.11 – Comparaison du bruit dans les données et le Monte-Carlo.



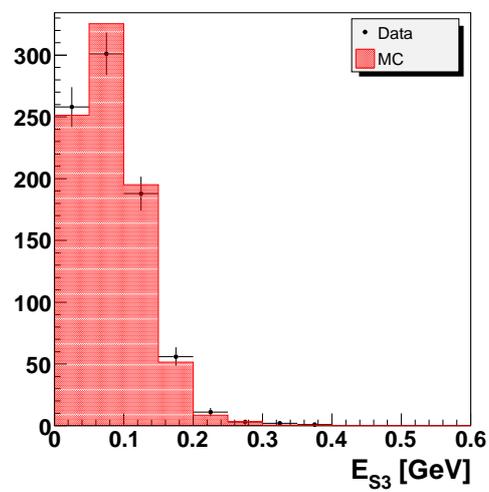
(a) distribution de l'énergie dans le pré-échantillonneur.



(b) distribution de l'énergie dans la première couche de l'accordéon.

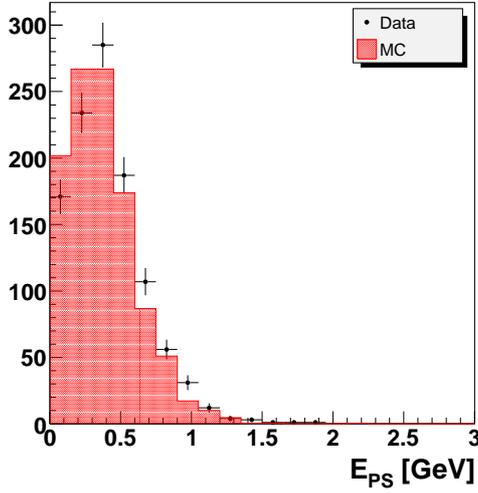


(c) distribution de l'énergie dans la deuxième couche de l'accordéon.

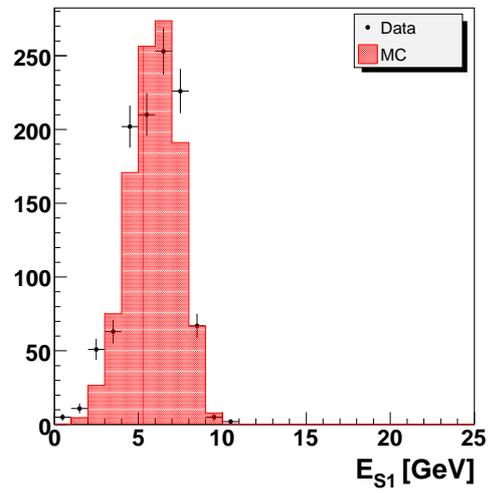


(d) distribution de l'énergie dans la dernière couche de l'accordéon.

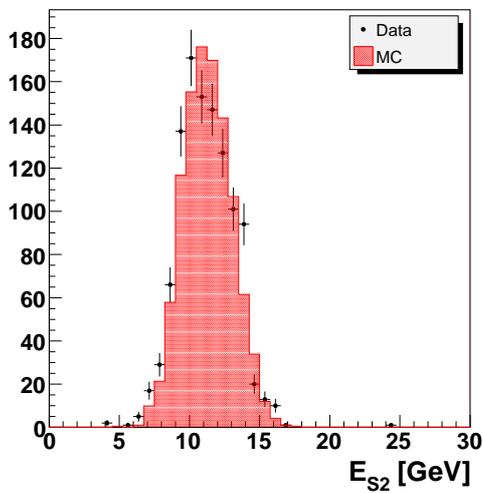
FIG. 6.12 – Comparaison données - Monte Carlo pour le cluster fixe dans les différentes couches du calorimètre pour des électrons de 20 GeV.



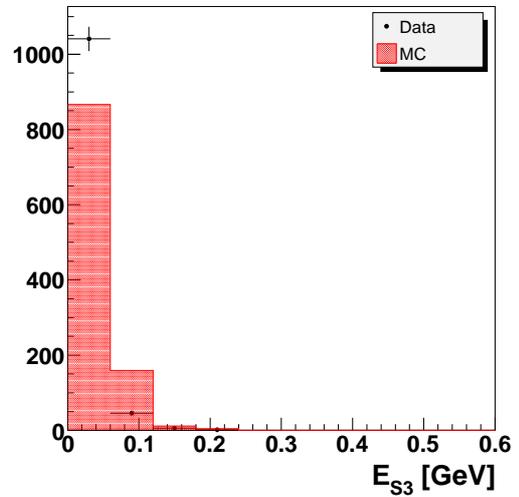
(a) distribution de l'énergie dans le pré-échantillonneur.



(b) distribution de l'énergie dans la première couche de l'accordéon.

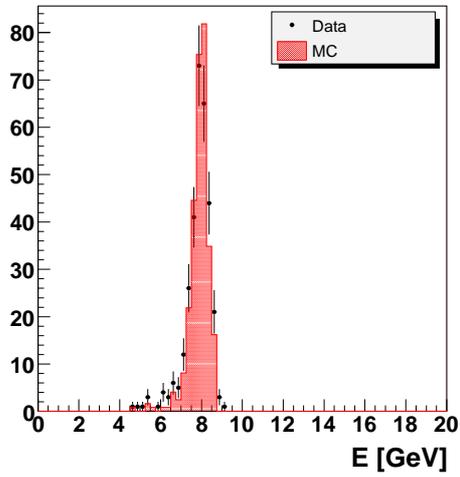


(c) distribution de l'énergie dans la deuxième couche de l'accordéon.

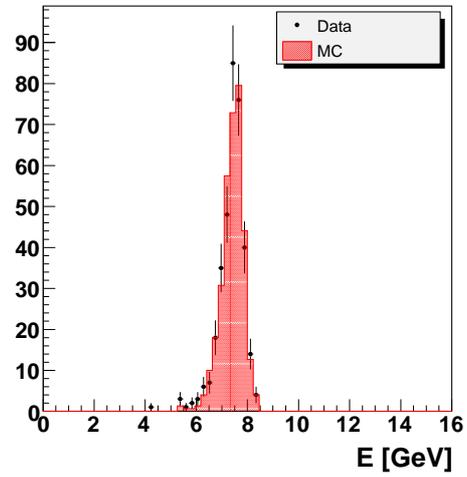


(d) distribution de l'énergie dans la dernière couche de l'accordéon.

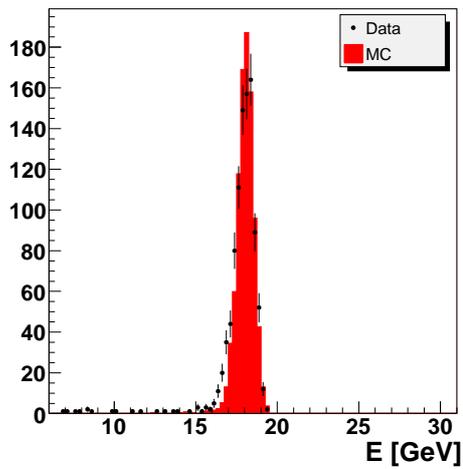
FIG. 6.13 – Comparaison données - Monte Carlo pour le cluster topologique dans les différentes couches du calorimètre pour des électrons de 20 GeV.



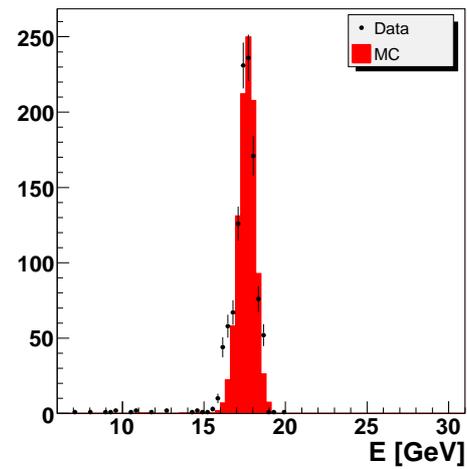
(a) électrons de 9 GeV (cluster fixe).



(b) électrons de 9 GeV (cluster topologique).

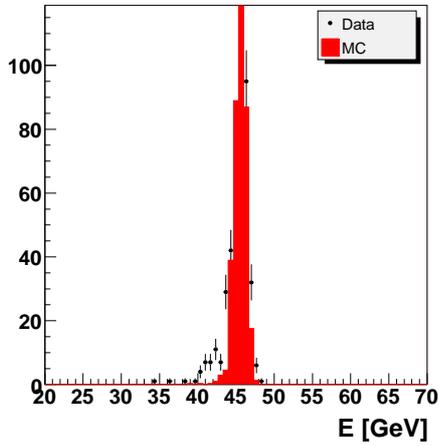


(c) électrons de 20 GeV (cluster fixe).

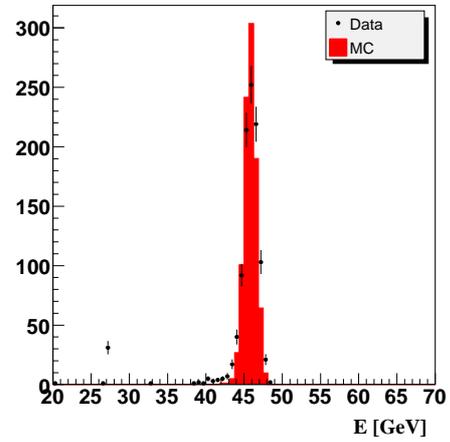


(d) électrons de 20 GeV (cluster topologique).

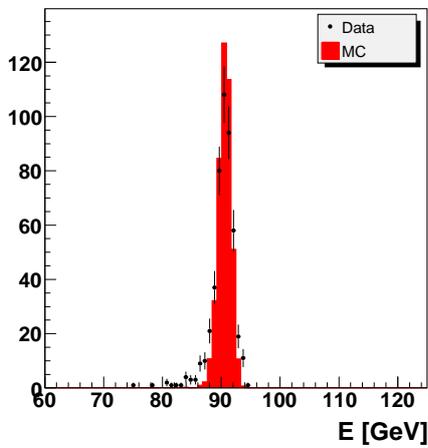
FIG. 6.14 – Distribution de l'énergie reconstruite du cluster dans les données et la simulation.



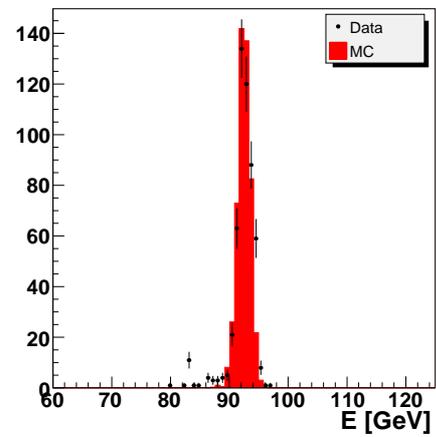
(a) électrons de 50 GeV (cluster fixe).



(b) électrons de 50 GeV (cluster topologique).

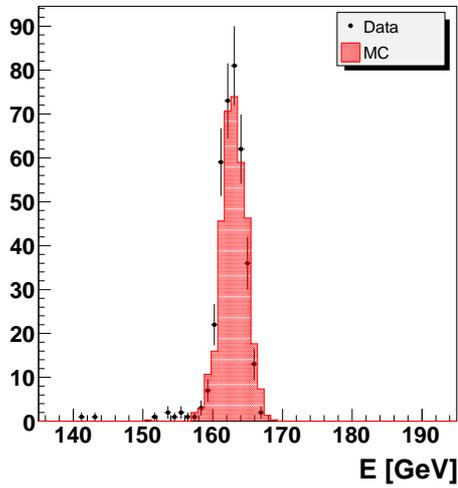


(c) électrons de 100 GeV (cluster fixe).

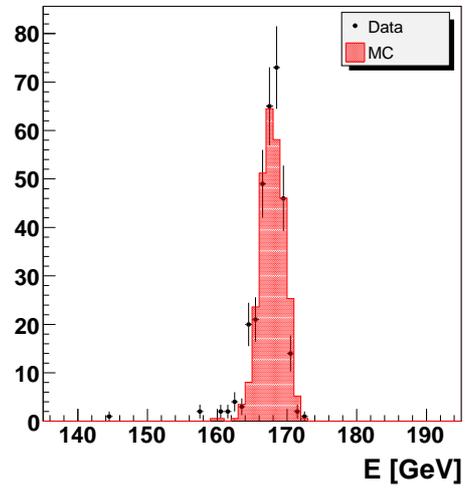


(d) électrons de 100 GeV (cluster topologique).

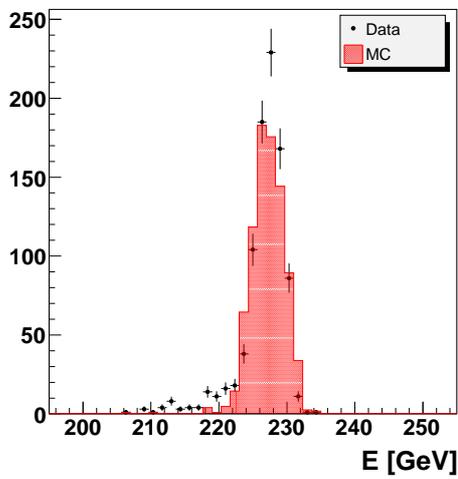
FIG. 6.15 – Distribution de l'énergie reconstruite du cluster dans les données et la simulation.



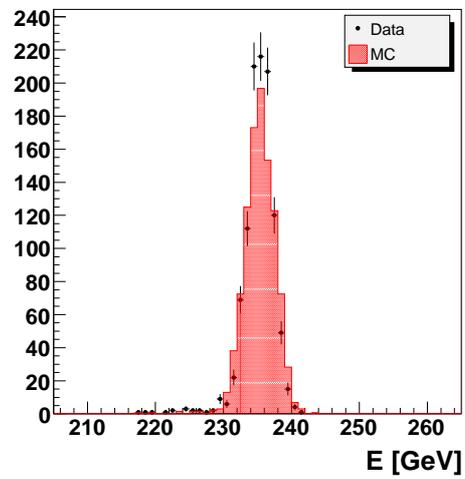
(a) électrons de 180 GeV (cluster fixe).



(b) électrons de 180 GeV (cluster topologique).

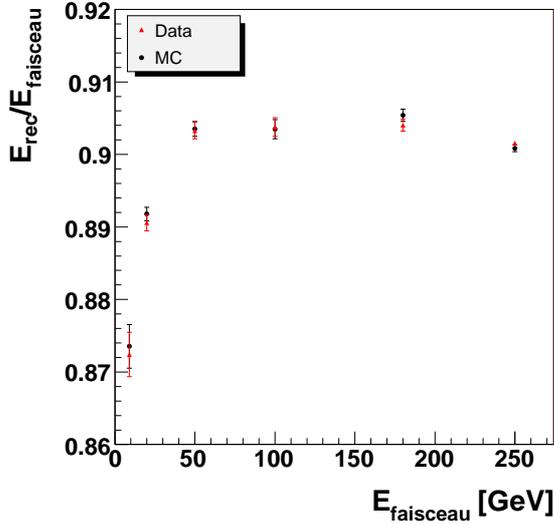


(c) électrons de 250 GeV (cluster fixe).

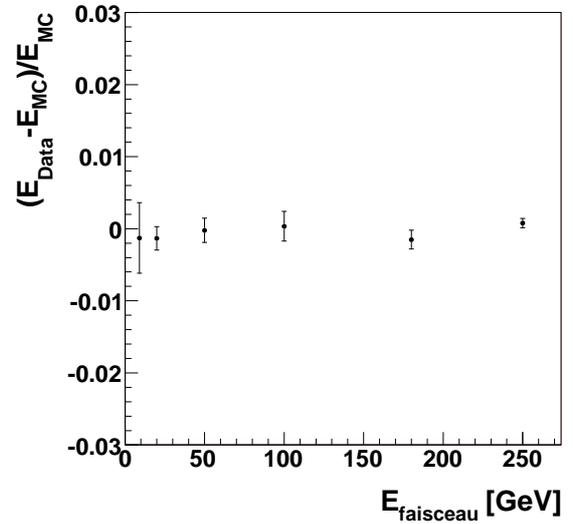


(d) électrons de 250 GeV (cluster topologique).

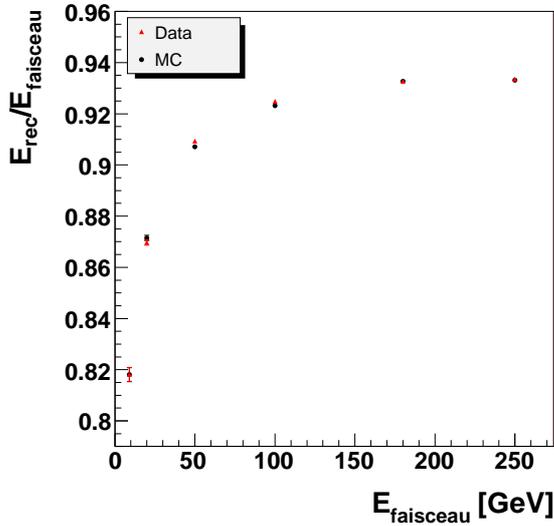
FIG. 6.16 – Distribution de l'énergie reconstruite du cluster dans les données et la simulation



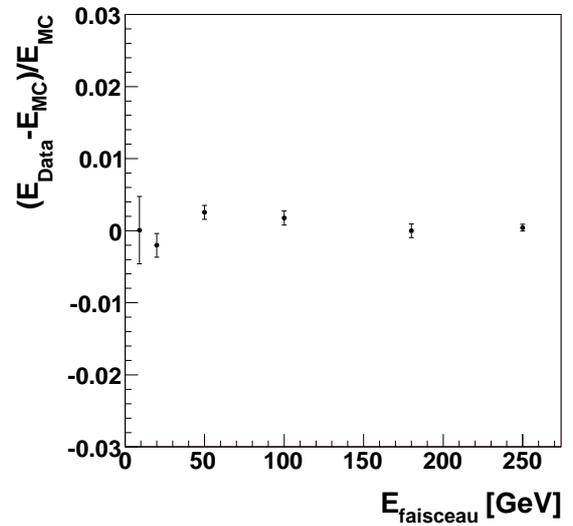
(a) rapport entre la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et l'énergie du faisceau en fonction de l'énergie du faisceau (cluster fixe).



(b) différence entre énergie reconstruite sur la simulation et sur les données en fonction de l'énergie du faisceau (cluster fixe).



(c) rapport entre la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et l'énergie du faisceau en fonction de l'énergie du faisceau (cluster topologique).



(d) différence entre énergie reconstruite sur la simulation et sur les données en fonction de l'énergie du faisceau (cluster topologique).

FIG. 6.17 – Comparaison données - Monte Carlo.

6.7 La détermination des poids longitudinaux par minimisation de la résolution

Le chapitre 5 montre comment, avec des considérations simples sur le développement latéral d'une gerbe électromagnétique, on arrive à trouver des paramétrisations adéquates pour les différents types de clusters utilisés. La paramétrisation retenue pour un cluster de taille fixe dans ATLAS est la suivante :

$$E_{\text{rec}} = \gamma_{\text{min},33}(a_{\text{min},33} + b_{\text{min},33}E_{\text{PS}} + E_{\text{STRIP}} + E_{\text{MIDDLE}} + e_{\text{min},33}E_{\text{BACK}}) \quad (6.13)$$

avec E_{PS} , E_{STRIP} , E_{MIDDLE} et E_{BACK} les énergies dans le pré-échantillonneur et dans la première, la deuxième et la troisième couche de l'accordéon du calorimètre respectivement. Le facteur γ est un facteur d'échelle global, $e_{\text{min},33}$ permet de prendre en compte l'énergie perdue après le calorimètre et les paramètres $a_{\text{min},33}$ et $b_{\text{min},33}$ corrigent les effets de matière devant le calorimètre (voir Chapitre 5). La paramétrisation choisie pour le cluster topologique dans ATLAS est la suivante :

$$E_{\text{rec}} = \gamma_{\text{min,topo}}(d_{\text{min,topo}} + a_{\text{min},33} + b_{\text{min,topo}}E_{\text{PS}} + E_{\text{STRIP}} + E_{\text{MIDDLE}} + e_{\text{min,topo}}E_{\text{BACK}}) \quad (6.14)$$

avec :

$$d_{\text{min,topo}} = \alpha \ln \left(\frac{E_{\text{clus}} \exp(-\beta)}{\alpha} \right) + \alpha$$

et $\ln \left(\frac{E_{\text{clus}} \exp(-\beta)}{\alpha} \right) = 0$ pour $E_{\text{clus}} \exp(-\beta)$ inférieur à α . Par rapport à la paramétrisation pour le cluster fixe, on rajoute ici les paramètres α et β . Ces paramètres tiennent compte du fait que pour le cluster topologique le seuil est fixe et non la taille, ce qui introduit une non-linéarité supplémentaire à basse énergie (effet de seuil).

Les paramétrisations de l'énergie reconstruite 6.13 et 6.14, telles qu'elles sont utilisées dans ATLAS, seront vérifiées sur les données du test en faisceau. Pour cela, on procède comme dans ATLAS (voir Chapitre 5) : on minimise le χ^2 suivant pour déterminer les paramètres :

$$\chi^2 = \frac{(E_{\text{rec}} - E_{\text{faisceau}})^2}{\sigma^2} \quad (6.15)$$

où E_{rec} est l'énergie reconstruite exprimée par les relations 6.13 ou 6.14 et E_{faisceau} est l'énergie du faisceau. Le σ de ce χ^2 est la résolution attendue du calorimètre électromagnétique, soit $\sigma = 0.10\sqrt{E(\text{GeV})}$. Ces paramètres sont déterminés sur la simulation Monte Carlo du test en faisceau. On pourra ainsi vérifier la linéarité obtenue sur Monte Carlo et la comparer à la linéarité obtenue par la même méthode dans ATLAS. Les paramètres sont ensuite appliqués sur les données du test en faisceau, ce qui permettra de vérifier la robustesse de la méthode et de la simulation Monte Carlo. Pour le cluster topologique, la minimisation ne permet pas de contraindre en même temps les deux termes et $a_{\text{min},33}$ et $d_{\text{min,topo}}$, l'un des deux étant absorbé totalement par l'autre. Pour distinguer les deux effets, le paramètre $a_{\text{min},33}$ utilisé est celui du cluster fixe qui est donc pris comme une constante dans la minimisation pour le cluster topologique. En effet, ce paramètre représente l'énergie perdue en moyenne par l'électron du faisceau dans la matière morte devant le calorimètre et ne dépend donc pas du type de cluster utilisé.

Remarque : Cette méthode de minimisation ne permet pas de distinguer les différents effets contribuant à la non-linéarité. Par cette méthode, on s'assure seulement que l'énergie totale mesurée est en moyenne égale à l'énergie initiale et non que les effets contribuant à la non-linéarité sont corrigés en moyenne. La correction d'un seul effet est ainsi absorbée par l'ensemble des paramètres. Ceci justifie une méthode qui permet d'étudier chaque effet séparément (voir la suite 6.10).

6.8 Résultats sur la linéarité

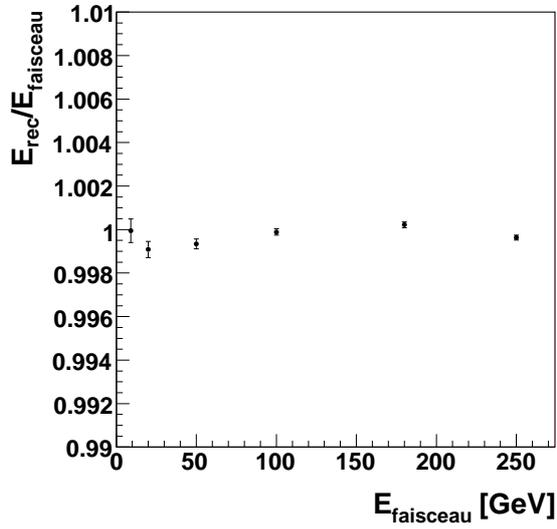
Comme la simulation Monte Carlo décrit bien les données de faisceau test, on peut en extraire les poids longitudinaux et les appliquer aux données. On espère corriger de cette façon les non-linéarités de 3 % et de 11.5 % observées dans les figures 6.17a et 6.17c pour le cluster fixe et le cluster topologique respectivement. La non-linéarité est plus importante pour le cluster topologique en raison des effets de seuil qui sont bien connus maintenant. Pour toutes les figures de linéarité présentées dans la suite, l'énergie moyenne des distributions est déterminée par deux ajustements gaussiens d'après une procédure décrite plus haut. L'erreur sur la valeur moyenne est l'erreur statistique obtenue par la procédure d'ajustement. Les poids sont déterminés par une minimisation sur la simulation. Ces poids sont appliqués sur les événements Monte Carlo dans un premier temps et sur les données du test en faisceau dans un deuxième temps.

6.8.1 Détermination des poids sur Monte Carlo et linéarité obtenue sur la simulation

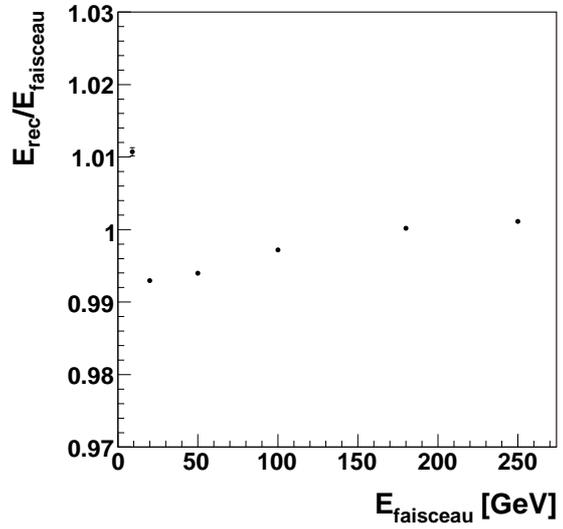
Tout d'abord on étudie le Monte Carlo en appliquant aucune des coupures nécessaire à l'ajustement de la simulation aux données.

Les figures 6.18a et 6.18b donnent les linéarités sur la simulation Monte Carlo pour le cluster fixe et le cluster topologique respectivement en déterminant, pour chaque type de cluster, les paramètres correspondants par minimisation. La paramétrisation utilisée pour les deux types de cluster est la paramétrisation 6.13. On peut ainsi constater que la paramétrisation simple 6.13 ne peut pas être utilisée sur le cluster topologique. En effet, la figure 6.18b montre une non-linéarité résiduelle de 0.8 % après application des poids. Pour le cluster fixe, une linéarité à mieux que 0.1 % est observée. La figure 6.18c montre la linéarité pour le cluster topologique après application des poids trouvés en utilisant la paramétrisation adéquate 6.14. On retrouve ainsi la linéarité souhaitée, meilleure que 0.1 %.

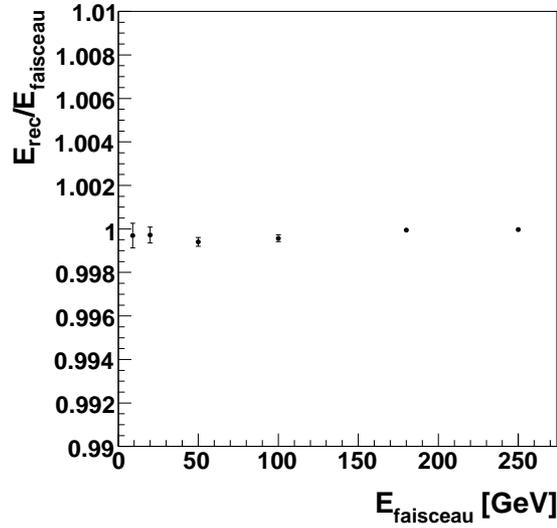
En appliquant les coupures d'ajustement, on constate que la linéarité obtenue est moins bonne pour le cluster fixe (0.4 %, voir Figure 6.19a). En revanche, le cluster topologique est linéaire à 0.2 % (voir Figure 6.19b), donc équivalent à l'accord obtenue entre le Monte-Carlo et les données (voir Figure 6.17).



(a) Cluster fixe.



(b) Cluster topologique (avec paramétrisation adaptée au cluster fixe).



(c) Cluster topologique (avec paramétrisation adéquate).

FIG. 6.18 – Linéarité obtenue avec la méthode de minimisation appliquée à la simulation.

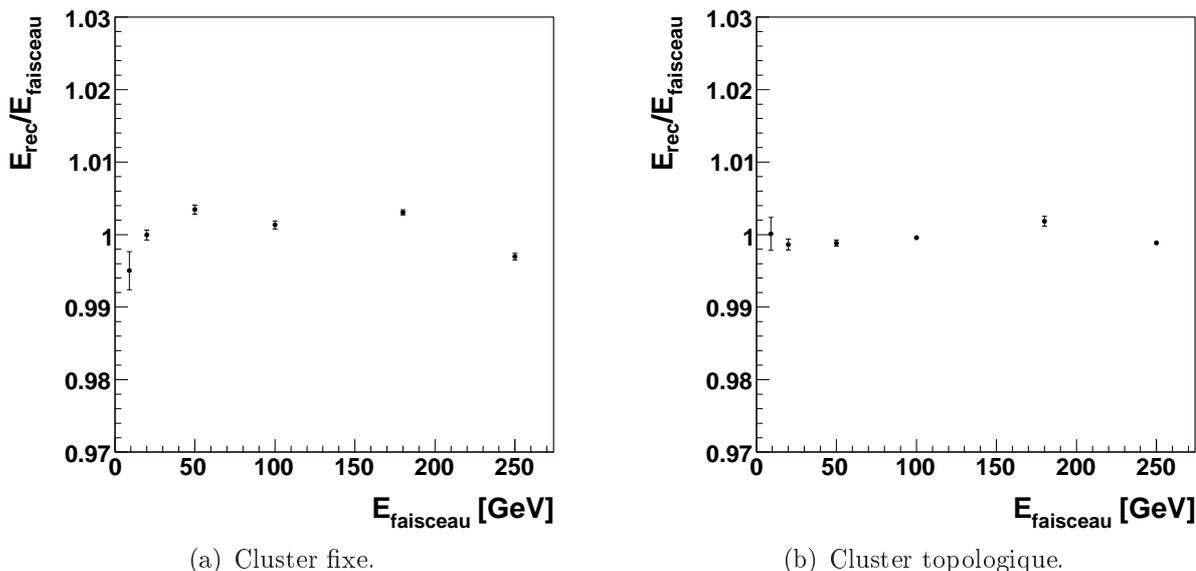


FIG. 6.19 – Linéarité obtenue avec la méthode de minimisation appliquée à la simulation en appliquant les coupures d'ajustement.

6.8.2 Linéarité obtenue sur les données

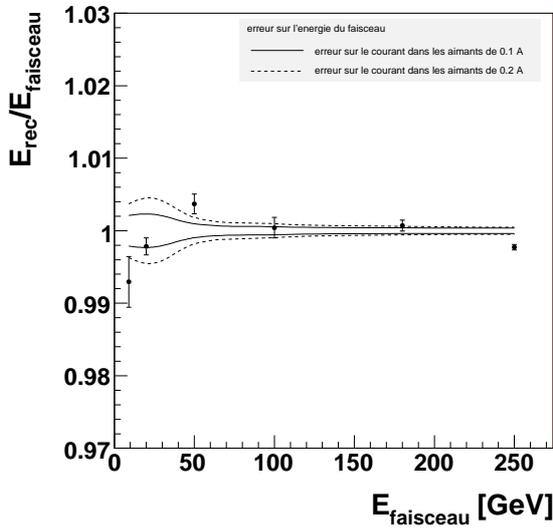
Les figures 6.20a, 6.20b et 6.20c montrent la linéarité obtenue sur les données pour les clusters fixes et topologiques. On peut également constater l'effet de la correction de l'alignement des collimateurs. Cet effet est de l'ordre de 0.1 % et est significatif pour la précision sur la linéarité qu'on aimerait atteindre. La figure montre également l'incertitude sur la connaissance du faisceau pour deux valeurs différentes d'incertitude sur le courant dans les aimants. On constate que le cluster topologique est linéaire dans les limites de la connaissance du faisceau pour une erreur sur le courant dans les aimants de 0.2 A. On obtient ainsi une linéarité inférieure ou égale à 0.4 % (figure 6.20c), où 0.4 % représente l'écart maximal entre le point le plus haut et le point le plus bas sur la figure.

La linéarité de l'énergie reconstruite pour le cluster fixe est moins bonne et en particulier pour les points en énergie de 9 GeV et 250 GeV. On a vu que l'application des poids sur le Monte Carlo ne permet de corriger la non-linéarité qu'à 0.4 %.

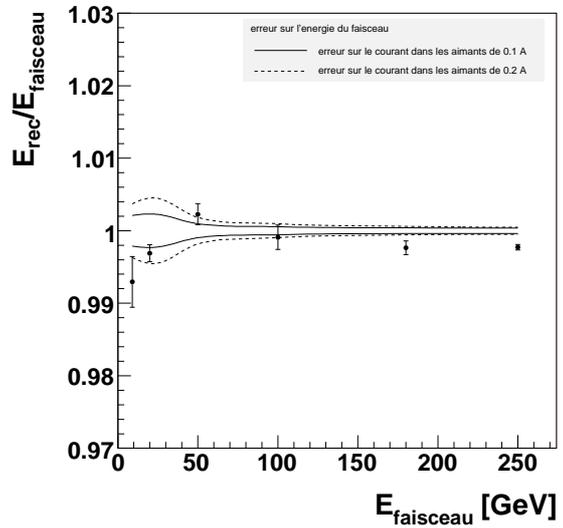
6.9 Résultats sur la résolution

La résolution en énergie est obtenue à partir de la déviation standard du fit gaussien décrit plus haut. Les figures 6.21a à 6.21d montrent les résolutions relatives, c'est-à-dire la déviation standard divisée par l'énergie moyenne en fonction de l'énergie du faisceau. On ajuste une fonction de la forme suivante :

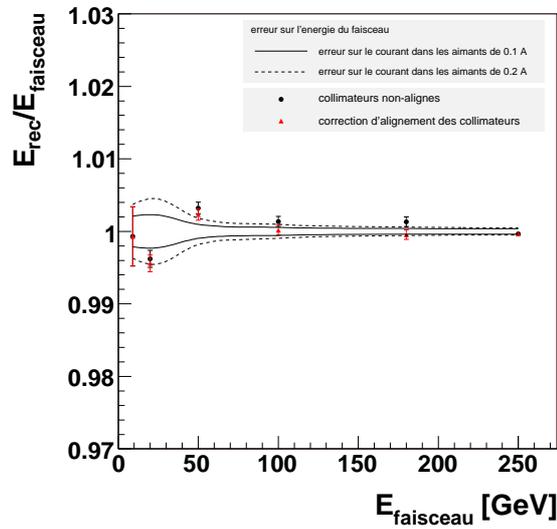
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (6.16)$$



(a) Cluster fixe.



(b) Cluster fixe avec correction de l'alignement des collimateurs.



(c) Cluster topologique avec et sans correction de l'alignement des collimateurs.

FIG. 6.20 – Linéarité obtenue sur les données après minimisation sur la simulation.

avec a le terme stochastique et c le terme constant. Le bruit électronique est déterminé indépendamment et est soustrait quadratiquement pour chaque point en énergie. Le bruit dépend du nombre de cellules prises en compte dans le cluster et est donc constant pour le cluster fixe et dépendant de l'énergie pour le cluster topologique. Il faut donc, pour chaque point en énergie, déterminer le nombre de cellule moyen pris en compte par l'algorithme et en déduire le bruit électronique moyen. D'après le bruit électronique par cellules et par couche représentés sur les figures 6.11a à 6.11d, on peut déterminer le bruit moyen en connaissant le nombre de cellule moyen dans chaque couche. Le tableau 6.5 donne le bruit électronique pour le cluster fixe et le cluster topologique pour les six points en énergie.

	9 GeV	20 GeV	50 GeV	100 GeV	180 GeV	250 GeV
nombre de cellules (fixe)	68	68	68	68	68	68
bruit électronique (fixe)	213	213	213	213	213	213
nombre de cellules moyen (topologique)	21	27.8	38.7	51.6	68.6	80.6
bruit électronique moyen (topologique)	125	147	177	208	247	271

TAB. 6.5 – nombre de cellule et bruit électronique pour les deux type de cluster (fixe, topologique) et les six points en énergie

Les figures 6.21a et 6.21b montrent la résolution sur la simulation Monte Carlo pour les cluster fixe et topologique respectivement avec des poids longitudinaux déterminés par la minimisation décrite plus haut. On trouve pour le cluster fixe :

$$a = 9.4 \pm 0.2 \quad \% \quad c = 0.68 \pm 0.03 \quad \%$$

et pour le cluster topologique :

$$a = 9.8 \pm 0.2 \quad \% \quad c = 0.51 \pm 0.04 \quad \%$$

Les figures 6.21b et 6.21c montrent la résolution sur les données après soustraction de la dispersion en impulsion du faisceau. Cette dispersion a été calculée à l'aide de la formule 6.7 et les valeurs sont données dans le tableau 6.2. On trouve pour le cluster fixe :

$$a = 11.3 \pm 0.4 \quad \% \quad c = 0.28 \pm 0.09 \quad \%$$

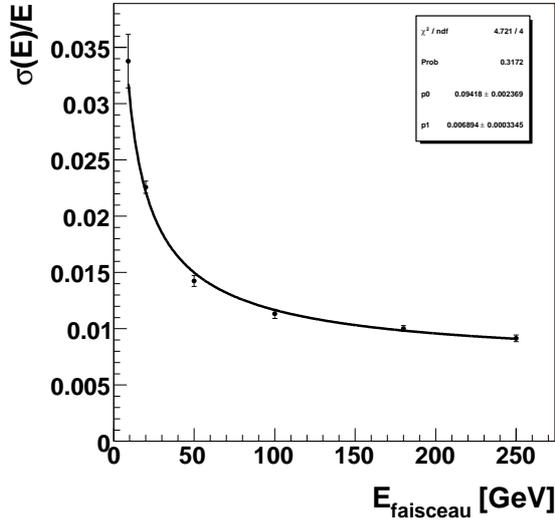
et pour le cluster topologique :

$$a = 11.1 \pm 0.2 \quad \% \quad c = 0.0 \pm 0.15 \quad \%$$

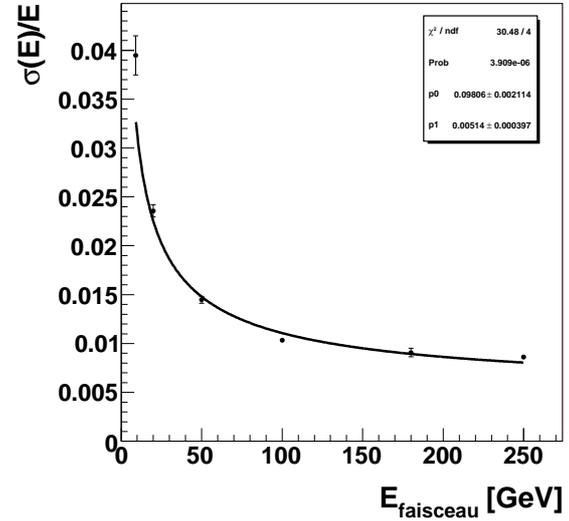
On constate ainsi, pour les deux types de clusters, un terme stochastique d'environ 11 %. Cette valeur est équivalente à celle obtenue dans d'autres analyses sur ce test en faisceau (voir [45]).

6.10 La détermination des poids longitudinaux à partir de la simulation des dépôts d'énergie

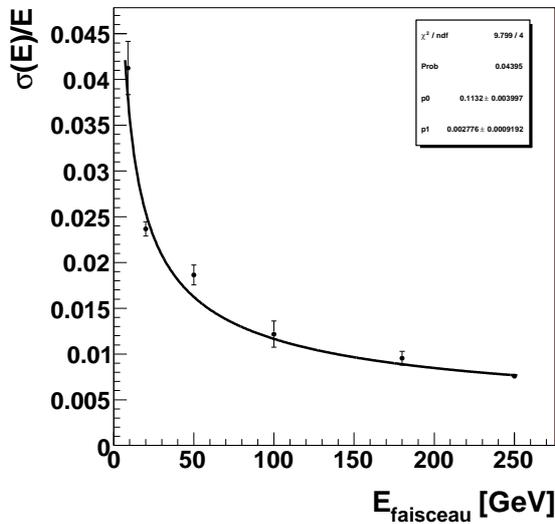
Une simulation Monte Carlo détaillée des dépôts d'énergie dans les parties actives et passives du calorimètre ainsi que dans la matière morte en amont et entre les différentes couches de celui-ci, permet de comprendre les non-linéarités et de corriger l'énergie



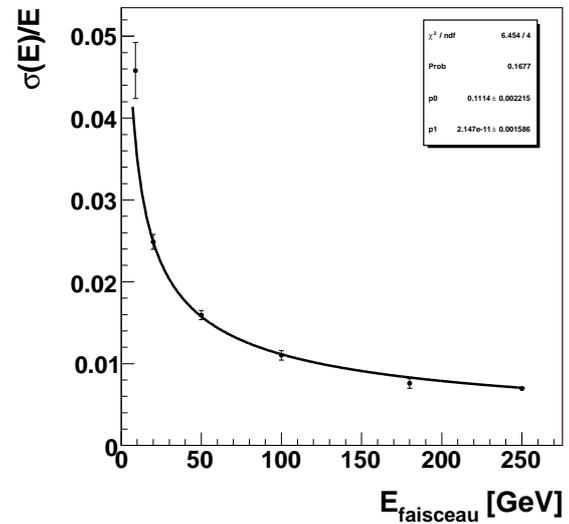
(a) Cluster fixe, simulation.



(b) Cluster topologique, simulation.



(c) Cluster fixe, données.



(d) Cluster topologique, données.

FIG. 6.21 – Résolution obtenue avec la méthode de minimisation et appliqué à la simulation et aux données.

reconstruite. On a vu dans le chapitre précédent, qu'une importante contribution à la non-linéarité est la matière morte devant le calorimètre électromagnétique. En effet, un électron traversant la matière passive devant le calorimètre perd continûment de l'énergie par ionisation. L'électron émet également des photons de Bremsstrahlung qui ne déposent pas d'énergie dans la matière morte mais qui créent des paires électron-positon. On peut ainsi corriger l'effet par la relation :

$$E_0^{\text{tot}} = a_{\text{depot,topo}} + b_{\text{depot,topo}} \cdot E_0$$

où E_0^{tot} est l'énergie corrigée correspondant à l'énergie déposée dans la matière morte et dans le pré-échantillonneur. Le paramètre $a_{\text{depot,topo}}$ correspond à la perte d'énergie par ionisation de l'électron traversant toute la matière morte devant le calorimètre électromagnétique. Le paramètre $b_{\text{depot,topo}}$ prend en compte le fait que les paires e^+e^- produites dans la matière morte n'en ont traversé qu'une partie. Ces paramètres peuvent être extraits de la simulation Monte Carlo en représentant l'énergie déposée dans la matière morte devant le calorimètre et l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur en fonction de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur. En ajustant par une droite on peut donc extraire les paramètres a et b comme on peut le voir sur les figures 6.22a et 6.22b qui correspondent à des électrons de 20 GeV et de 180 GeV respectivement.

L'espace situé entre le pré-échantillonneur et la première couche de l'accordéon contient des structures porteuses, des câbles et de l'électronique. Pour des électrons, l'énergie déposée dans cette région est importante dû au nombre de particules provenant de la gerbe électromagnétique la traversant. La perte d'énergie est ainsi plus importante entre le pré-échantillonneur et la première couche du calorimètre que devant le calorimètre. La simulation Monte Carlo (voir [44]) montre que l'énergie perdue dans cette région est décrite au mieux par une observable combinant l'énergie dans le pré-échantillonneur et l'énergie dans la première couche de l'accordéon. Ainsi, l'énergie perdue entre le pré-échantillonneur et l'accordéon est reconstruite d'après :

$$E_{\text{PS/Strip}} = c_{\text{depot,topo}} (E_0 \cdot E_1)^{0.5}$$

Le paramètre $c_{\text{depot,topo}}$ est obtenu à partir de la simulation Monte Carlo. La puissance 0.5 à été trouvée empiriquement. Elle est liée à la dynamique d'une gerbe électromagnétique.

Les figures 6.22c et 6.22d donne l'énergie déposée en fonction de $(E_0 \cdot E_1)^{0.5}$. En ajustant par une droite on peut extraire les paramètres $c_{\text{depot,topo}}$.

La perte d'énergie à l'arrière du calorimètre est corrigée en appliquant un poids à l'énergie déposée dans la dernière couche du calorimètre. Ce poids est déterminé à partir de la simulation Monte Carlo.

La paramétrisation retenue s'exprime ainsi par :

$$E_{\text{rec}} = a_{\text{depot,topo}}(E) + b_{\text{depot,topo}}(E) \cdot E_{\text{PS}} + c_{\text{depot,topo}}(E) \cdot \sqrt{E_{\text{PS}} E_1} + d_{\text{depot,topo}}(E) + E_{\text{acc}} + e_{\text{depot,topo}}(E) \cdot E_3 \quad (6.17)$$

avec E_{PS} l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur, E_1 l'énergie déposée dans la première couche de l'accordéon, E_3 l'énergie déposée dans la dernière couche de l'accordéon et E_{acc} l'énergie déposée dans l'accordéon. Les paramètres a,b,c,d,e sont déterminés à

partir d'une simulation Monte Carlo. On a vu que l'énergie perdue en dehors du cluster peut être corrigée par un facteur global appliqué à l'énergie déposée dans l'accordéon. Le cluster topologique, en revanche, nécessite une correction plus complexe. La simulation détaillée permet de déterminer l'énergie perdue en dehors du cluster. On peut ainsi vérifier si l'estimation de cette énergie par de simples considérations sur le développement latéral de la gerbe se vérifie sur la simulation Monte Carlo. Le terme d dans l'équation 6.17 représente donc l'énergie déposée en dehors du cluster.

6.11 La linéarité obtenue par l'étude des dépôts d'énergie dans le dispositif expérimental

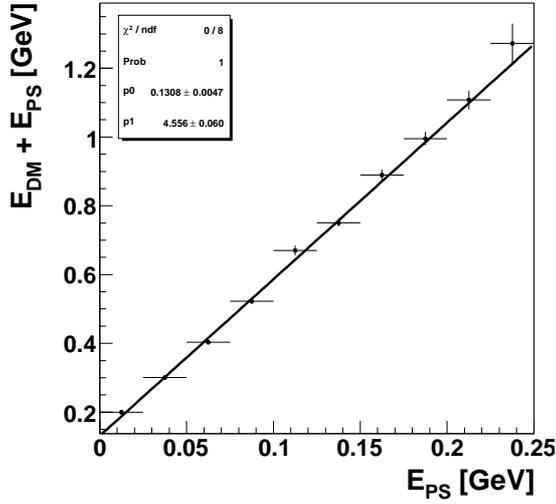
La simulation Monte Carlo du test en faisceau est utilisée pour extraire les constantes de calibration de la relation 6.17 pour toutes les énergies de faisceau étudiées. Cela a été fait en comparant les dépôts d'énergie à l'énergie reconstruite du cluster topologique. Les mêmes facteurs de correction que précédemment sont appliqués pour tenir compte de la différence entre données et Monte Carlo. Les figures 6.23a et 6.23b montrent l'énergie reconstruite par l'algorithme de clustering topologique en fonction de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur déterminée à partir des dépôts d'énergie pour des énergies de 20 GeV et 180 GeV respectivement. Les pentes de ces droites donnent les facteurs à appliquer à l'énergie reconstruite pour passer à l'énergie déposée. Les figures 6.23c et 6.23d montrent le même ajustement pour l'énergie dans les "strips" et pour des énergies de 20 GeV et 180 GeV respectivement. On a vu comment extraire les paramètres de calibration de la simulation des dépôts d'énergie. Les figures 6.24a à 6.24d montrent la dépendance de ces paramètres en fonction de l'énergie. Les paramètres de ces figures sont les constantes telles qu'elles ont été extraites de la simulation des dépôts d'énergie, multipliées par les facteurs de conversion permettant le passage de l'énergie reconstruite à l'énergie déposée. Ces constantes sont donc directement applicables à l'énergie reconstruite par l'algorithme topologique dans les différentes couches du calorimètre électromagnétique d'après la relation 6.17.

La figure 6.24c donne le paramètre d , c-à-d, la perte d'énergie en dehors du cluster. Les points correspondent à la perte déterminée par la simulation Monte Carlo. La fonction d'ajustement est la suivante :

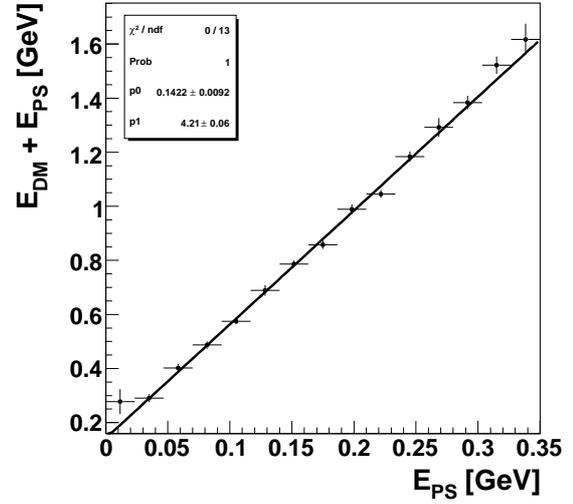
$$d(E) = \alpha \cdot \ln \left(\frac{E \exp(-\beta)}{\alpha} \right) + \alpha \quad (6.18)$$

où E est l'énergie du faisceau. La fonction $d(E)$ est la perte d'énergie en dehors du cluster déterminée par de simples considérations sur le développement latéral d'une gerbe électromagnétique. On voit que le modèle est trop simple et ne décrit pas correctement les données simulées. En revanche, la tendance observée est bien la même et la différence entre la fonction et les points mesurés est d'environ 700 MeV à 250 GeV.

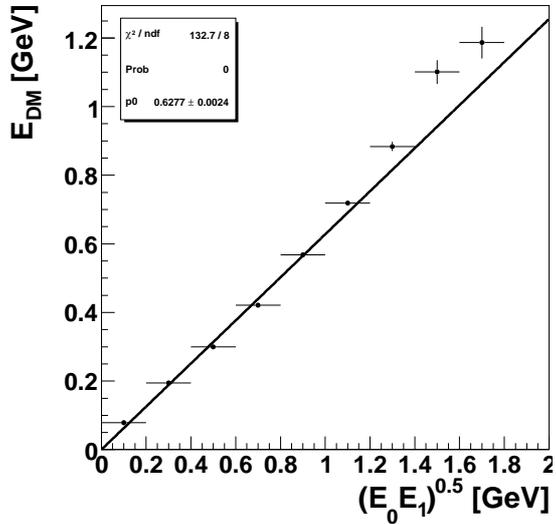
La linéarité obtenue sur la simulation est donnée par la figure 6.25a. On trouve une linéarité de 0.2 % en corrigeant indépendamment tous les effets.



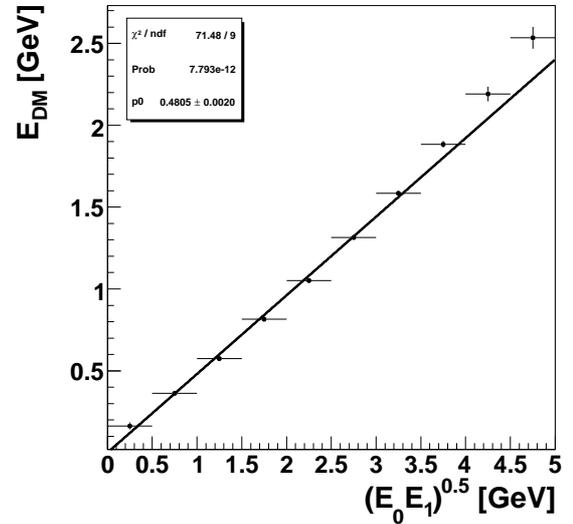
(a) énergie déposée dans la matière morte et dans le pré-échantillonneur en fonction de l'énergie dans le pré-échantillonneur (électrons de 20 GeV).



(b) énergie déposée dans la matière morte et dans le pré-échantillonneur en fonction de l'énergie dans le pré-échantillonneur (électrons de 180 GeV).



(c) énergie déposée dans la matière morte entre pré-échantillonneur et première couche de l'accordéon en fonction de $(E_0 \cdot E_1)^{0.5}$ (électrons de 20 GeV).



(d) énergie déposée dans la matière morte entre pré-échantillonneur et première couche de l'accordéon en fonction de $(E_0 \cdot E_1)^{0.5}$ (électrons de 180 GeV).

FIG. 6.22 – Détermination des constantes de calibration.

En appliquant les poids sur les données, on constate que la linéarité est dans les limites de connaissance du faisceau de test (voir Figure 6.25b). On peut donc dire que la linéarité est meilleure ou égale à 0.4 %, qui est la linéarité du faisceau.

6.12 La résolution obtenue par l'étude des dépôts d'énergie dans le dispositif expérimental

Les figures 6.26a et 6.26b montrent la résolution pour le cluster topologique sur la simulation et sur les données respectivement pour des poids déterminés avec la simulation détaillée des dépôts d'énergie. On trouve :

$$a = 9.9 \pm 0.2 \quad \% \quad c = 0.45 \pm 0.04 \quad \%$$

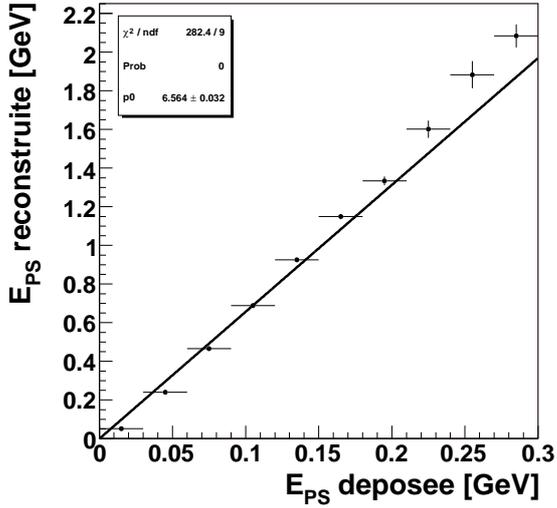
sur la simulation Monte Carlo et

$$a = 11.2 \pm 0.2 \quad \% \quad c = 0.0 \pm 0.15 \quad \%$$

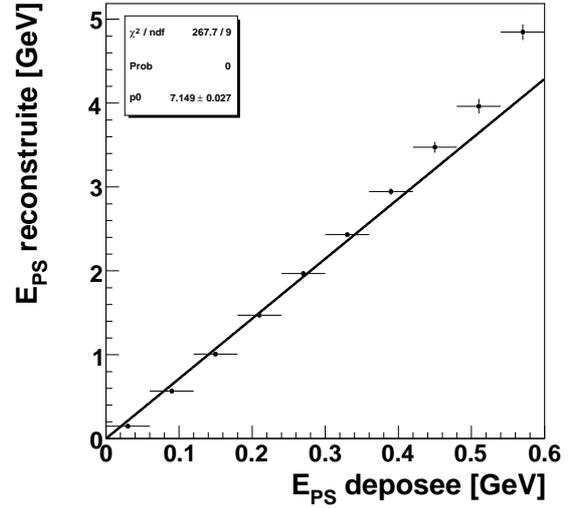
sur les données, après soustraction de la dispersion en impulsion du faisceau.

6.13 Conclusion

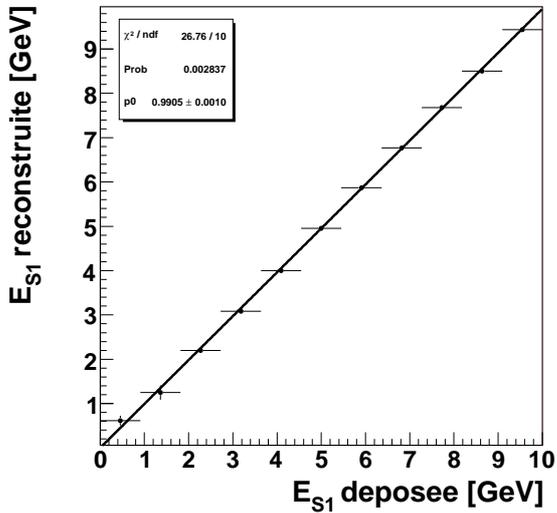
On a pu vérifier que les méthodes utilisées pour linéariser la réponse du calorimètre électromagnétique dans la simulation Monte Carlo d'ATLAS, sont valides dans un environnement réaliste. L'accord entre le Monte-Carlo et les données est de 0.2 %, ce qui est tolérable pour les résultats sur la linéarité qui sont limités par la connaissance du faisceau test à 0.4 % près. On obtient donc une linéarité dans les limites de connaissance du faisceau, ce qui est satisfaisant pour la plupart des études de physique dont la recherche du boson de Higgs en quatre électrons. Une résolution d'environ $\frac{11\%}{\sqrt{E}}$ est trouvée pour le cluster topologique. De plus on constate que les deux approches constituant à déterminer les poids longitudinaux soit par minimisation en connaissant seulement l'énergie initiale, soit en détaillant les dépôts d'énergie dans le calorimètre, donnent les mêmes résultats en terme de linéarité et de résolution pour le cluster topologique.



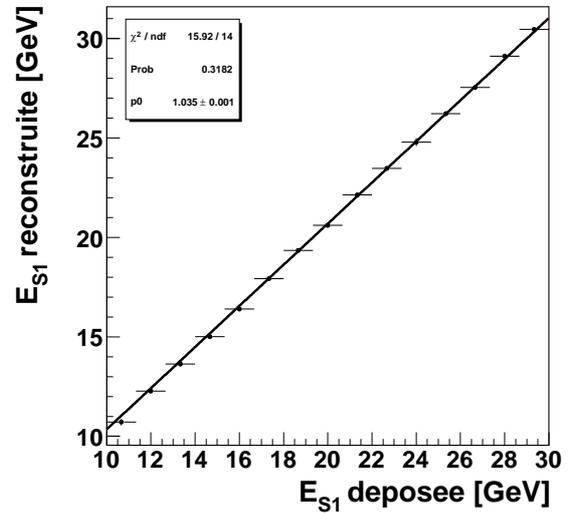
(a) électrons de 20 GeV (pré-échantillonneur).



(b) électrons de 180 GeV (pré-échantillonneur).

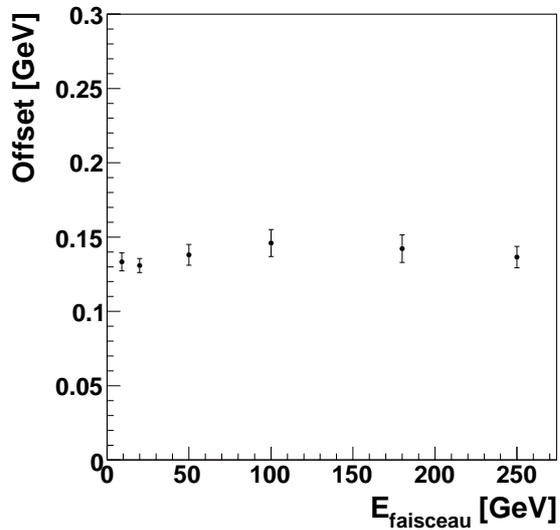


(c) électrons de 20 GeV (strips).

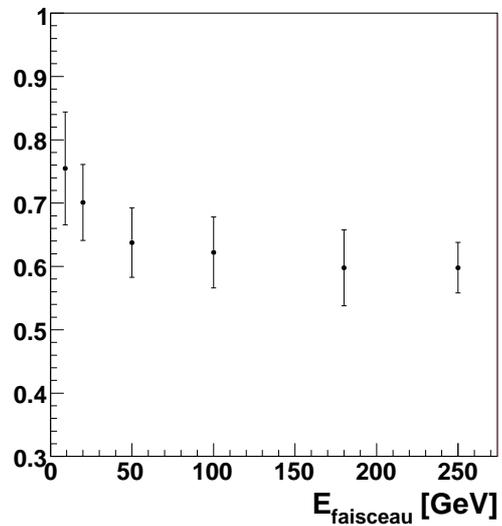


(d) électrons de 180 GeV (strips).

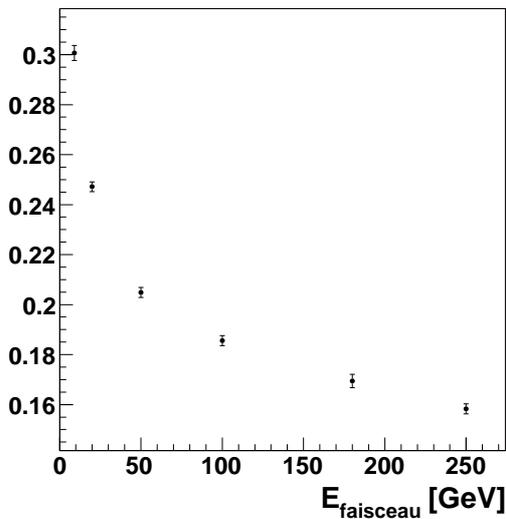
FIG. 6.23 – Energie reconstruite en fonction de l'énergie déposée.



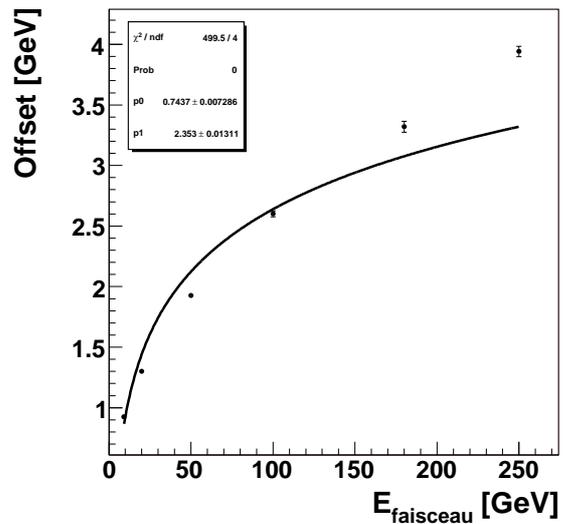
(a) paramètre a.



(b) paramètre b.



(c) paramètre c.



(d) paramètre d. Sur cette figure on a ajusté les points par la fonction 6.18 pour illustrer le fait que de simples considération sur le développement latéral d'une gerbe ne suffisent pas pour décrire correctement la perte d'énergie en dehors du cluster

FIG. 6.24 – Constantes de calibration en fonction de l'énergie du faisceau.

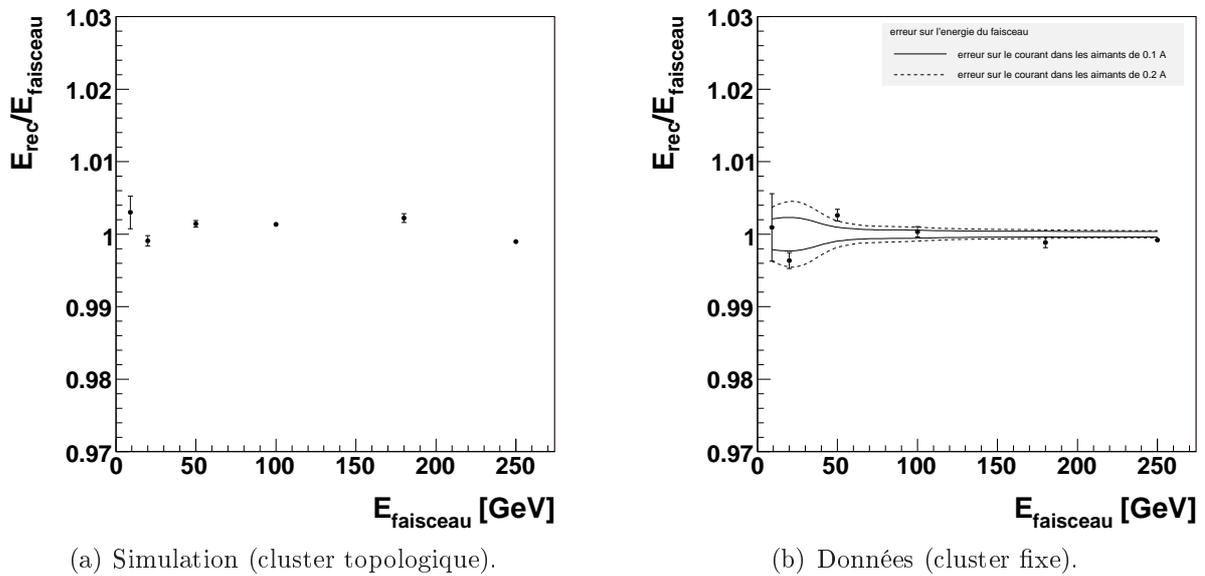


FIG. 6.25 – Linéarité obtenue avec des paramètres déterminés sur la simulation des dépôts d'énergie.

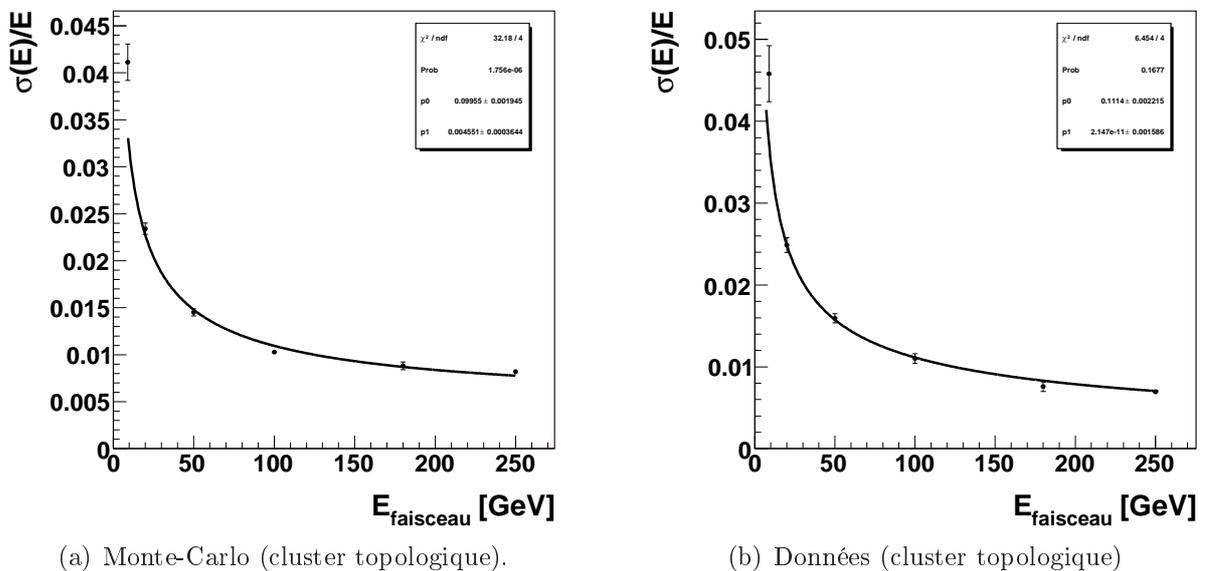


FIG. 6.26 – Résolution obtenue en appliquant des paramètres déterminés sur la simulation des dépôts d'énergie.

Etude du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons

7.1 Introduction

Le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ est considéré comme l'un des canaux les plus prometteurs pour la recherche du boson de Higgs du modèle standard dans ATLAS sur une large gamme de masse allant de 120 GeV à 1 TeV. Au dessus de $2 M_Z$, le canal est appelé "canal en or", car les bosons Z provenant de la désintégration du boson de Higgs sont alors tous deux réels, ce qui permet d'appliquer des contraintes et des coupures sur la masse des deux bosons Z reconstruits et ainsi de réduire considérablement le bruit de fond. Dans cette étude nous nous restreindrons à l'étude du canal de désintégration du boson Higgs en quatre électrons pour des masses inférieures à 180 GeV. Alors que le rapport d'embranchement augmente avec la masse pour des masses inférieures à 150 GeV, l'ouverture du canal de désintégration du boson de Higgs en deux W , fait diminuer celui-ci pour un boson de Higgs entre 150 GeV et 180 GeV (voir figure 2.2b). Les bruits de fond à considérer sont :

- le bruit de fond irréductible tel que le continuum $pp \rightarrow ZZ^* + X$ avec 4 leptons dans l'état final provenant des désintégrations des bosons Z
- les bruits de fonds réductibles tel que $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$ et $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow 4l$.

Les événements $t\bar{t}$ sont dominants à cause de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ très importante au LHC. En revanche, le bruit de fond $Zb\bar{b}$, contenant un Z réel, sera plus difficile à rejeter.

Dans ce chapitre, les résultats sur la calibration du cluster topologique présentés dans les chapitres précédents sont appliqués à l'étude du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons. Une linéarité et une uniformité de la réponse du détecteur inférieure à 0.5% est obtenue sur les électrons du boson de Higgs en calibrant sur des électrons uniques de différentes énergies. Ceci est obtenu grâce à une paramétrisation adéquate de l'énergie reconstruite optimisée sur électrons uniques, et permettant d'atteindre une linéarité et une uniformité inférieure à 0.1%. Nous ne reviendrons pas sur ce point de l'analyse étant donné qu'il a été traité dans un chapitre précédent (voir chapitre 5). Cette calibration a également été validée sur test en faisceau (voir chapitre 6). On a pu montrer qu'on

peut linéariser la réponse du calorimètre à 0.4 % près, qui est dominé par l'incertitude sur la linéarité du faisceau. La linéarité obtenue est ainsi meilleure que 0.4 %. On considère donc le calorimètre électromagnétique comme étant parfaitement calibré.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première partie est consacrée à l'analyse du signal, en décrivant :

- les variables utilisées
- l'utilisation de deux types de clusters différents : le cluster fixe et le cluster topologique
- la sélection des événements et les coupures sur la masse du boson Z appliquées
- l'efficacité de sélection et des coupures
- la combinaison du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique pour la mesure de l'impulsion des électrons
- l'application d'une contrainte sur la masse du boson Z
- les performances en terme de résolution sur la masse du boson de Higgs et des queues de distribution

Ces études seront faites sur des échantillons de bosons de Higgs générés à 130 GeV issus de la production officielle DC2 (Data Challenge 2). Etant donné le grand nombre d'événements disponibles (environ 6000 bosons de Higgs en quatre électrons), ces échantillons permettent une bonne évaluation des performances en terme de résolution et de queues de distributions. Aucun bruit de fond n'a été simulé pour la production DC2 et donc l'étude de celui-ci ainsi que l'étude du signal sur bruit se feront sur des échantillons de la production officielle de ROME (production en vue d'un meeting de collaboration à ROME en 2005).

La seconde partie du chapitre abordera donc :

- l'utilisation des deux types de clusters
- l'application des mêmes coupures et méthode d'analyse que pour la première partie
- l'efficacité de la sélection des événements et des coupures sur la masse du Z
- les bruits de fonds, variables discriminantes
- l'efficacité de coupure pour les bruits de fonds
- les résultats (rapport signal/bruit)

Cette étude sera faite pour des masses de boson de Higgs de 130, 150 et 180 GeV. Elle permettra de comparer, notamment, les performances des deux types de clusters, fixe ou topologique, en terme de signal sur bruit. Une comparaison avec les études du TDR sera également faite et permettra de conclure sur les améliorations apportées à l'étude du boson de Higgs dans ce canal.

7.2 Les processus physiques : sections efficaces et rapports d'embranchement

Le signal qu'on étudie comporte quatre électrons dans l'état final provenant de la désintégration de deux bosons Z qui eux mêmes proviennent de la désintégration du boson de Higgs. Pour un boson de Higgs d'une masse inférieure à $2M_Z$, la signature du processus recherché se distingue ainsi par quatre électrons de charge globale nulle et dont

deux électrons ont une masse invariante correspondant à un boson Z sur sa couche de masse. Les bruits de fond qu'il faudra considérer auront ainsi également quatre électrons dans l'état final. Si le bruit de fond peut être réduit par des coupures additionnelles, on parlera de bruit réductible, dans le cas contraire on parlera de bruit irréductible. Le bruit de fond irréductible est la production QCD de deux bosons Z se désintégrant en électrons isolés.

Les bruits de fond réductibles sont les processus $Zb\bar{b} \rightarrow 4e$ et $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow 4e$ ayant également quatre électrons dans l'état final. En revanche, la présence de quarks b permet des coupures sur le paramètre d'impact et la présence de neutrino permet une coupure sur l'énergie transverse manquante. Certaines de ces coupures associées à des critères d'isolation permettront de réduire significativement ces bruits de fond.

7.2.1 Le signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$

Au LHC, le boson de Higgs du modèle standard est principalement produit par fusion de gluons. La figure 2.2a montre la section efficace pour les différents modes de production du boson de Higgs en fonction de sa masse pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. L'évaluation des sections efficaces de production du boson de Higgs dépend d'un choix de paramètres dans le modèle standard. Les incertitudes théoriques sont grandes pour la production par fusion de gluons. Ceci est principalement dû à l'incertitude sur le choix des échelles de renormalisation et de factorisation QCD ainsi qu'aux fonctions de structures. La collaboration ATLAS s'est donc entendue sur un choix de paramètres permettant d'avoir un ensemble consistant de sections efficaces, permettant une comparaison entre différentes études [66]. Nous reprendrons ainsi ces mêmes sections efficaces dans cette étude. Le tableau 7.1 donne les sections efficaces de production du boson de Higgs par fusion de gluons pour différentes masses ainsi que les section efficaces multipliées par les rapports d'embranchement associés au canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, avec $l=e,\mu$ au premier ordre (LO - Leading Order). Il suffit de diviser ce nombre par quatre pour avoir la section efficace associée au canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons. La figure 2.2b montre le rapport d'embranchement pour les différents processus de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse. Les événements de signal ont été générés avec PYTHIA [68] et passés à travers la simulation complète (en GEANT4 [69]) du détecteur ATLAS.

$M_H(\text{GeV})$	$\sigma_{\text{LO}} (\text{pb})$	$\sigma_{\text{LO}} (\text{pb}) (\text{VBF})$	$\text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)$	$\sigma_{\text{LO}} \times \text{BR} (\text{fb})$
130	16.137	4.005	0.03796	3.453
150	12.448	3.446	0.08252	5.923
180	8.920	2.843	0.05750	3.054

TAB. 7.1 – Sections efficaces de production par fusion de gluons du boson de Higgs du modèle standard et rapports d'embranchement pour $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ avec $\text{BR}(Z \rightarrow l^+l^-) = 0.0336$

7.2.2 Le processus $ZZ^* \rightarrow 4l$

Ce bruit de fond est considéré comme irréductible. Les quatre leptons proviennent de bosons Z, sont isolés dans le calorimètre et ressemblent donc aux électrons du bosons de Higgs, aux effets de spin près. Ces événements ont été générés avec PYTHIA [68]. La section efficace du processus est de 158.8 fb. Cette section efficace ne tient pas compte des diagrammes de production de bosons Z par boucles de quarks. Ce mode de production fait augmenter la section efficace de 30% et il faudra en tenir compte dans cette étude. Un filtre est appliqué au niveau du générateur permettant de sélectionner les événements avec 4 leptons de $p_t > 5$ GeV et se trouvant dans l'acceptance $|\eta| < 2.7$. L'efficacité de filtrage est de 0.21.

7.2.3 Le processus $Zb\bar{b} \rightarrow 4l$

Ce bruit de fond est réductible car les deux électrons viennent de la désintégration leptonique de deux quarks b. Des critères d'isolation et des coupures sur le paramètre d'impact permettent alors une réduction significative du bruit de fond. Les événements sont générés avec AcerMC [70] en association avec PYTHIA [68]. La section efficace de ce processus est de 49 pb. Le même filtre est appliqué que précédemment. L'efficacité de filtrage est de 0.011. La génération inclut les diagrammes du type $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ et omettent le diagramme du type $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$. Ce dernier contribue pour 8.5 pb à la section efficace et devra ainsi être pris en compte.

7.2.4 Le processus $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow 4l$

Le bruit de fond est réductible. Les quatre électrons dans l'état final proviennent de la désintégration des bosons W et de la désintégration des quarks b. Ainsi, tout comme pour $Zb\bar{b}$, l'application de critères d'isolation ainsi que de coupures sur le paramètre d'impact permet la réjection significative de ce bruit de fond. Les événements sont générés avec MC@NLO [71]. La section efficace du processus est de 708 pb. Le même filtre est appliqué que précédemment. L'efficacité de filtrage de 0.0083.

7.2.5 Récapitulatif des bruits de fond

Le tableau 7.2 donne un récapitulatif des bruits de fond considérés dans cette analyse.

Processus	section efficace (pb) x rapport d'embranchement	efficacité du filtre
$qq \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	$0.1588 \cdot 1.3$	21 %
$gg \rightarrow Zb\bar{b}$	$49.0 + 8.5$	1.1 %
$t\bar{t}$	708.0	0.83 %

TAB. 7.2 – Section efficaces des principaux bruits de fond pour l'analyse du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Il faut rajouter 8500 fb à la section efficace $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ pour tenir compte du processus $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$ ainsi que 30% à la section efficace $qq \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ pour tenir compte de la production de paires de bosons Z par boucle de quarks

7.3 Etude du signal

Cette étude se fera sur un large échantillon issu de la production centrale DC2 et sur un boson de Higgs d'une masse de 130 GeV. On dispose d'environ 6000 bosons de Higgs se désintégrant en quatre électrons. On comparera avec les résultats du TDR [73]. Des améliorations seront apportées par rapport aux études précédentes. En effet, au lieu d'une contrainte fixe, on appliquera une contrainte sur la masse du boson de Z permettant de prendre en compte la distribution en masse asymétrique de celui-ci. On combinera également les informations du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique.

7.3.1 Selection des électrons, efficacités

La signature du boson de Higgs dans le mode de désintégration étudié est de quatre électrons isolés. Il s'agit maintenant de détecter et de mesurer ces électrons dans le détecteur ATLAS. On commence par chercher des clusters électromagnétiques dans le calorimètre. Pour déterminer si ces clusters correspondent à des particules électromagnétiques et non pas à des jets ou à des hadrons isolés, on définit un certain nombre de variables discriminantes qui vont permettre de séparer les électrons des jets et permettront ainsi leur identification. On utilisera pour cela l'information des calorimètres ainsi que du détecteur interne. Pour plus d'information sur la séparation électrons/jets dans ATLAS, voir [72]. On fera ici un récapitulatif des variables utilisées et décrites dans la note [72]. Pour les figures associées au coupures, on pourra également voir la note [72].

Les variables calorimétriques - le calorimètre hadronique

Les électrons déposent peu d'énergie dans le calorimètre hadronique. La variable utilisée pour discriminer les électrons des jets est le rapport entre l'énergie transverse reconstruite dans le premier compartiment du calorimètre hadronique dans une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ et l'énergie transverse reconstruite dans le calorimètre électromagnétique. La figure 7.1a montre ce rapport pour des électrons et des jets.

Les variables calorimétriques - le calorimètre électromagnétique

Les gerbes électromagnétique déposent la plus grande fraction d'énergie dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. On peut donc utiliser les variables suivantes pour rejeter les jets larges et contenant des pions de haute énergie (ceci, en association avec le calorimètre hadronique) :

- les électrons sont des objets étroits comparés aux jets et aux hadrons. Dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, les électrons déposent la plupart de leur énergie dans une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$. L'isolation de l'électron est donnée par le rapport de l'énergie reconstruite dans un cluster 3×7 sur l'énergie reconstruite dans un cluster 7×7 ($R_\eta(37)$). Cette variable est distribuée autour de 1 pour des électrons, alors qu'on observe de larges queues pour les jets (voir figure 7.1b).
- le profil latéral de la gerbe est calculée dans une fenêtre de 3×5 cellules dans le deuxième compartiment en prenant la somme pondérée de l'énergie des cellules par

la position en η de celles-ci. On utilise la formule : $w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_c \times \eta^2}{\sum E_c} - \left(\frac{\sum E_c \times \eta}{\sum E_c}\right)^2}$.

La figure 7.1c donne la distribution de $w_{\eta 2}$ pour des électrons et des jets.

Le premier compartiment du calorimètre électromagnétique est utilisé pour rejeter les jets contenant des π^0 , η etc. uniques ou multiples. En effet la granularité très fine de ce compartiment permet de détecter des sous-structures dans les gerbes. Les jets contenant des désintégrations de π^0 peuvent avoir deux maxima. Les variables discriminantes utilisées sont alors :

- la différence entre l'énergie du second maximum $E_{\max 2}$ et le strip entre les deux maxima ayant l'énergie la plus basse E_{\min} ($\Delta E = E_{\max 2} - E_{\min}$). La distribution de ΔE est montrée dans la figure 7.1d.
- $\Delta E_{\max 2} = E_{\max 2} / (1 + 9 \times 10^{-3} E_T)$, avec E_T l'énergie transverse du cluster électromagnétique. Cette paramétrisation est valable à basse luminosité (voir figure 7.1e).
- la dispersion totale de la gerbe, calculé sur 40 strips en η . Elle est donnée par la formule : $w_{tot1} = \sqrt{\sum E_i \times (i - i_{\max})^2 / \sum E_i}$ avec i le numéro de strip et i_{\max} le numéro du strip d'énergie maximale. La distribution de w_{tot1} est montrée dans la figure 7.1f.
- le profil de gerbe F_{side} dans le coeur de gerbe donné par la formule $F_{\text{side}} = [E(\pm 3) - E(\pm 1)] / E(\pm 1)$, avec $E(\pm n)$, l'énergie dans $\pm n$ strips autour du strip d'énergie maximale (voir 7.2a pour la distribution de F_{side}).
- la dispersion de la gerbe dans trois strips autour du strip d'énergie maximale exprimée par la formule $w_{3\text{strips}} = \sqrt{\sum E_i \times (i - i_{\max})^2 / \sum E_i}$, avec i le numéro de strip et i_{\max} le numéro du strip d'énergie maximale (voir 7.2b).

Les variables utilisant l'information du détecteur interne

Le bruit de fond restant est dominé par des conversions de photons et des jets de faible multiplicité contenant des mésons π^0 de haut p_T . Ceux-ci peuvent être rejetés en utilisant les informations du détecteur interne permettant de vérifier la qualité de la trace. Les traces sont associées au cluster en comparant la position du cluster électromagnétique et la position de la trace extrapolée au calorimètre. On ne garde que les traces telles que $|\Delta\eta| < 0.05$ et $|\Delta\phi| < 0.1$ et $E/p < 4$. Si plusieurs traces sont trouvées, la trace de plus haut p_T est retenue. Pour une trace de bonne qualité on demande à avoir :

- au moins neuf hits de précision (Pixel+SCT)
- au moins deux hits dans les pixels, dont un dans le b-layer
- un paramètre d'impact transverse $|A_0| < 0.1$ cm (le paramètre d'impact est la distance minimale entre la trace et le vertex primaire)

Pour une réjection plus performante on peut faire une coupure plus sévère sur l'association des traces en comparant la position de la trace extrapolée à la position du cluster dans le premier sampling du calorimètre électromagnétique ($|\Delta\eta|$ et $|\Delta\phi|$) ainsi que sur la comparaison de l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'impulsion de la trace (E/p) (voir figures 7.2c, 7.2d et 7.2e respectivement). Pour des électrons, E/p doit être distribué autour de 1. En revanche, de longues queues de distribution sont observées, ceci est dû à des électrons de conversion et au Bremsstrahlung.

Coupure (calorimètre électromagnétique)	Valeur (6 région en η)
Fraction d'énergie déposé dans le sampling 1	0.05
Energie hadronique	0.018, 0.008, 0.008, 0.03, 0.02, 0.015
Rapport 3x7 sur 7x7 dans le sampling 2	0.915, 0.91, 0.77, 0.89, 0.92, 0.91
Largeur de la gerbe dans le sampling 2	0.012, 0.012, 0.015, 0.012, 0.0115, 0.0125
$e_{\max 2}/(1000. + 0.009 * e_t)$	0.25, 0.5, 0.5, 1.1, 0.40, 0.3
$e_{\max 2} - e_{\min}$	150., 150., 150., 350., 200., 150.
Largeur totale de la gerbe dans le sampling 1	2.7, 3.5, 3.5, 3.5, 2.0, 1.4
Largeur de la gerbe sur 3 strips dans le sampling 1	0.75, 0.75, 0.75, 0.8, 0.7, 0.6
Fraction d'énergie 7 strips - énergie 3 strip/énergie 3 strips	0.35, 0.6, 0.6, 0.68, 0.3, 0.2
Coupure (détecteur interne)	Valeur (6 région en η)
nombre de coups sur couche b	1
nombre de coups sur couche pixel	1
nombre de coups de précision	7
paramètre d'impact transverse	0.2
$\Delta\eta$	0.02
$\Delta\phi$	0.05
$\min \frac{E}{p}$	0.7
$\max \frac{E}{p}$	4.0
TRT	0.10, 0.08, 0.2, 0.10, 0.10, 0.10

TAB. 7.3 – Coupures appliquées sur des variables discriminantes du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne et valables pour l'identification d'électrons à basse luminosité. Elles ont été optimisées dans 6 régions en η ($0.0 < |\eta| \leq 0.8, 0.8 < |\eta| \leq 1.37, 1.52 < |\eta| \leq 1.8, 1.8 < |\eta| \leq 2.0, 2.0 < |\eta| \leq 2.35, 2.35 < |\eta| \leq 2.47$) (voir explications dans le texte)

La radiation de transition dans le TRT peut également être utilisée pour séparer les électrons des jets. La coupure se fait sur le rapport entre le nombre de hits à haut seuil et le nombre total de hits. En effet, la contamination par hadrons chargés peut être réduite davantage en rejetant les traces ayant une petite fraction de hits à haut seuil (voir figure 7.2f).

Résumé des coupures appliquées pour l'identification des électrons et la rejection des jets

Le tableau 7.3 résume l'ensemble des coupures permettant l'identification des électrons et la réjection des jets. Les coupures présentées dans le tableau sont valables à basse luminosité. Une seule variable permet d'appliquer l'ensemble des coupures, la variable IsEM. En effet, un cluster électromagnétique passant toutes les coupures a une valeur IsEM nulle et est donc identifié comme étant une particule électromagnétique. Cet algorithme d'identification des électrons et de réjection des jets applique différentes coupures selon que le cluster ait une trace associée ou non. Si aucune trace n'est associée au cluster, les coupures sur le détecteur interne ne sont pas appliquées.

Performances de l'algorithme d'identification des électrons - efficacité

On applique les coupures décrites plus haut sur le signal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons. Il s'agit de comparer l'efficacité d'identification des électrons ϵ_e pour les deux types de cluster utilisés. Celle-ci est définie comme suit :

$$\epsilon_e = \frac{N_e^t}{N_e}$$

avec N_e , le nombre d'électrons de la vérité Monte-Carlo associés à un cluster électromagnétique dans un cône de $\Delta d = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.3$ et N_e^t , le nombre d'électrons identifiés par l'algorithme utilisé.

Comme la variable IsEM ne définit que des objets électromagnétiques sans distinguer les électrons des photons (ceci est fait en interne dans l'algorithme), il faudra vérifier que les clusters soient bien associés à une trace. L'association de trace est donnée par une autre variable. Si $|\Delta\eta| < 0.05$ et $|\Delta\phi| < 0.1$ et $E/p < 4$ entre le cluster et la trace, cette variable indique la trace correspondante, dans le cas contraire, la variable est négative.

Les figures 7.3a et 7.3b montrent l'efficacité de reconstruction des clusters en fonction de η et en fonction de p_t respectivement. La comparaison des deux types de clusters montre une baisse en efficacité pour le cluster topologique à bas p_t , dans le crack entre la partie tonneau et la partie bouchon ainsi que pour des régions en η supérieure à 2.3 en valeur absolue. La baisse en efficacité à basse énergie est due au seuil sur la cellule graine, réglé à 6σ du bruit. Une amélioration possible de l'algorithme topologique serait donc de baisser le seuil sur la cellule graine. L'efficacité totale de sélection de quatre électrons associé à une particule vraie est donc de $86.5 \pm 0.1\%$ pour le cluster topologique et de $91.8 \pm 0.1\%$ pour le cluster fixe. On verra dans la suite que cette différence en efficacité est largement compensée au fur et à mesure que les différentes coupures de sélection sont appliquées.

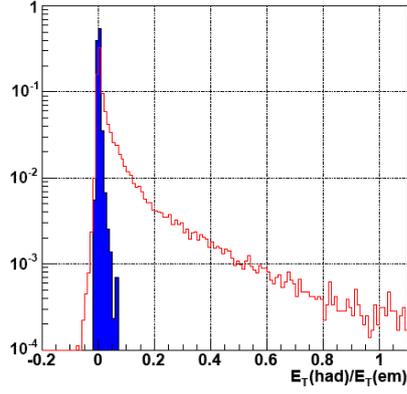
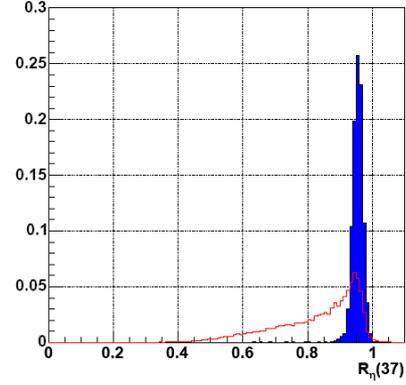
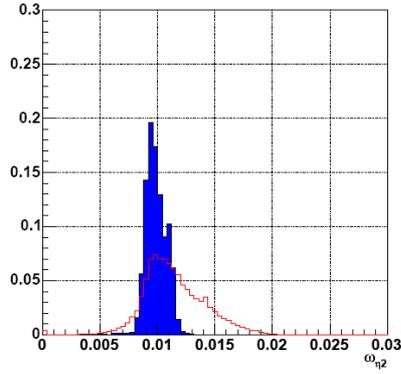
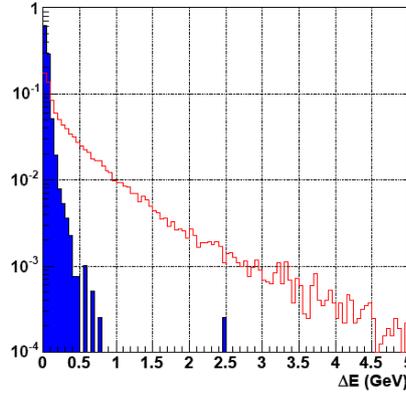
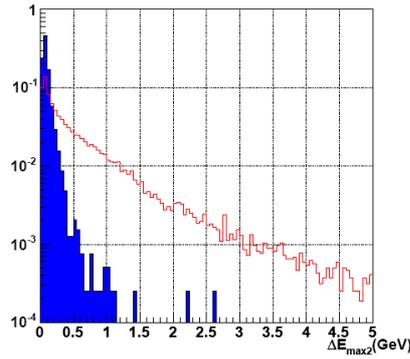
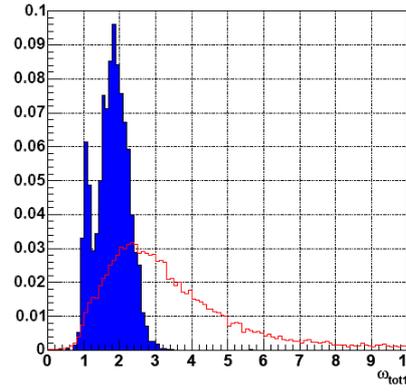
(a) $E_T(\text{had})/E_T(\text{em})$ (b) $R_\eta(37)$ (c) $w_{\eta 2}$ (d) ΔE (e) $\Delta E_{\text{max}2}$ (f) $w_{\text{tot}1}$

FIG. 7.1 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des électrons et la réjection des jets. Pour chacune de ces variables, les distributions correspondant à des jets (histogrammes vides) et les distributions correspondant à des électrons (histogrammes pleins) sont représentées. Voir dans le texte pour plus de détail. Ces figures sont extraites de [72]

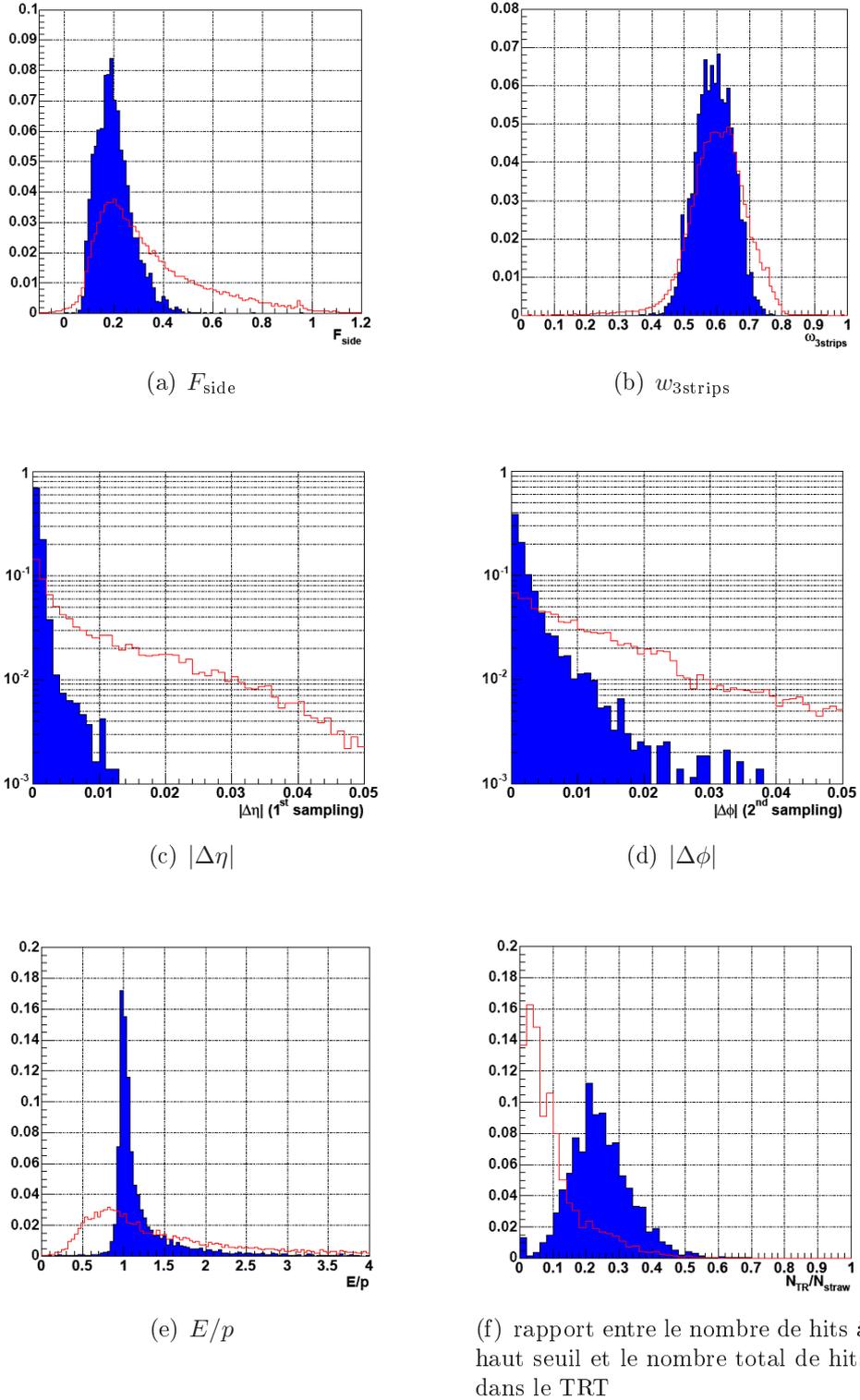


FIG. 7.2 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des électrons et la réjection des jets. Pour chacune de ces variables, les distributions correspondant à des jets (histogrammes vides) et les distributions correspondant à des électrons (histogrammes pleins) sont représentées. Voir dans le texte pour plus de détail. Ces figures sont extraites de [72]

La figure 7.4a montre l'efficacité de l'association de trace en fonction de η pour les deux types de clusters étudiés et la figure 7.4b montre cette efficacité en fonction de l'énergie. En excluant le crack entre $1.35 < |\eta| < 1.5$ on a une efficacité globale pour l'association de trace de $92.9 \pm 0.1 \%$ pour le cluster topologique et de $92.8 \pm 0.1 \%$ pour le cluster fixe (3x7). La figure 7.5a montre l'efficacité d'identification des particules électromagnétiques (IsEM) en fonction de η et la figure 7.5b montre cette même efficacité en fonction de l'énergie. On trouve une efficacité globale d'identification de $82.5 \pm 0.1 \%$ pour le cluster topologique et de $81.5 \pm 0.1 \%$ pour le cluster fixe, en excluant le crack. Les figures 7.6a et 7.6b montrent en fonction de η et en fonction de l'énergie, les efficacités en appliquant les deux critères de sélection, donc pour des clusters identifiés comme étant électromagnétiques et ayant une trace associée. On obtient une efficacité globale de $77.3 \pm 0.1 \%$ pour le cluster topologique et de $76.3 \pm 0.1 \%$ pour le cluster fixe, en excluant le crack. On considérera dans la suite comme électron un objet ayant passé ces deux critères.

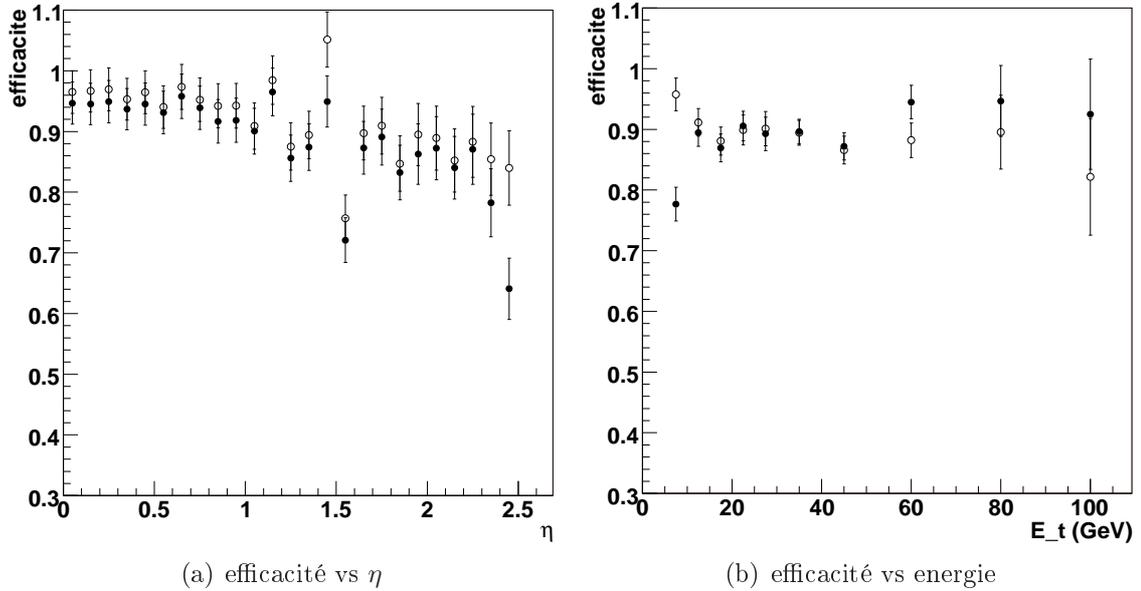


FIG. 7.3 – Efficacité de reconstruction des cluster (cercle plein : cluster topologique, cercle creux : cluster fixe)

Remarque sur l'algorithme d'identification des électrons utilisant le cluster topologique

L'algorithme d'identification des électrons a été optimisé pour des tailles de cluster fixe. Les tailles de fenêtre indiquées précédemment sont dans le cas du cluster topologique les fenêtres dans lesquelles les cellules appartenant aux clusters seront prise en compte dans la définition de la variable ; seules les cellules appartenant au cluster seront considérées et non pas toutes les cellules couvertes par ces fenêtres.

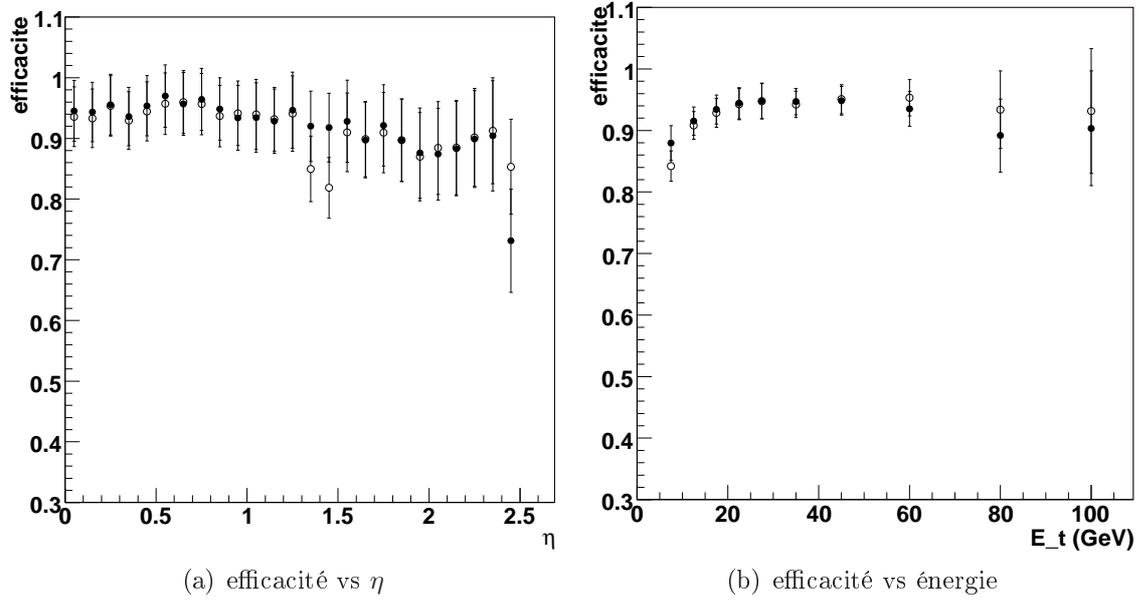


FIG. 7.4 – Efficacité d’association des traces aux clusters (cercle plein : cluster topologique, cercle creux : cluster fixe)

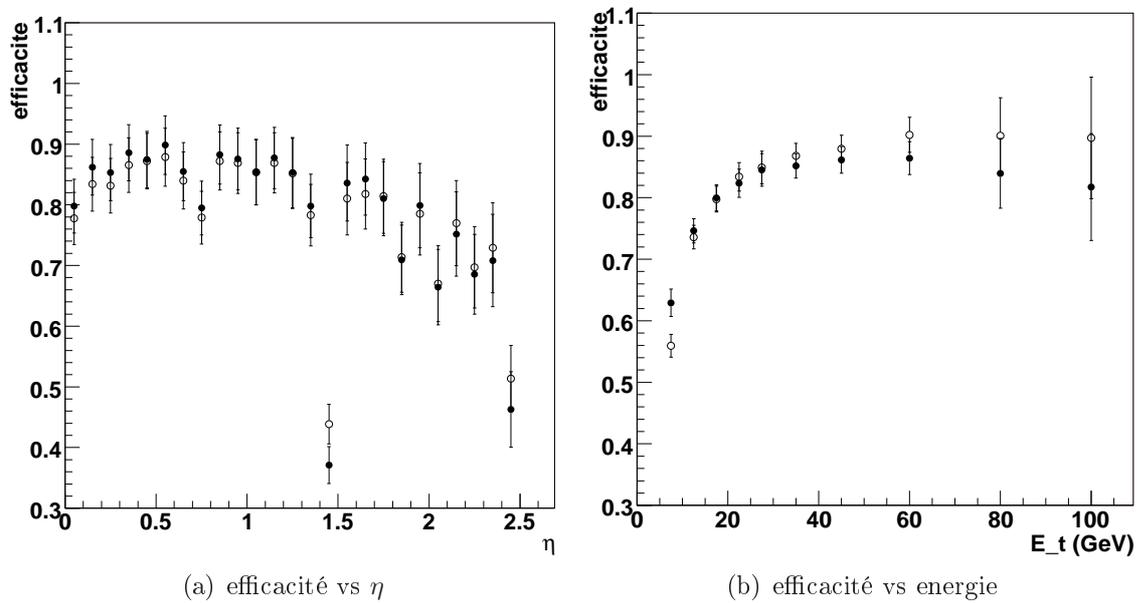


FIG. 7.5 – Efficacité d’identification des électrons (cercle plein : cluster topologique, cercle creux : cluster fixe)

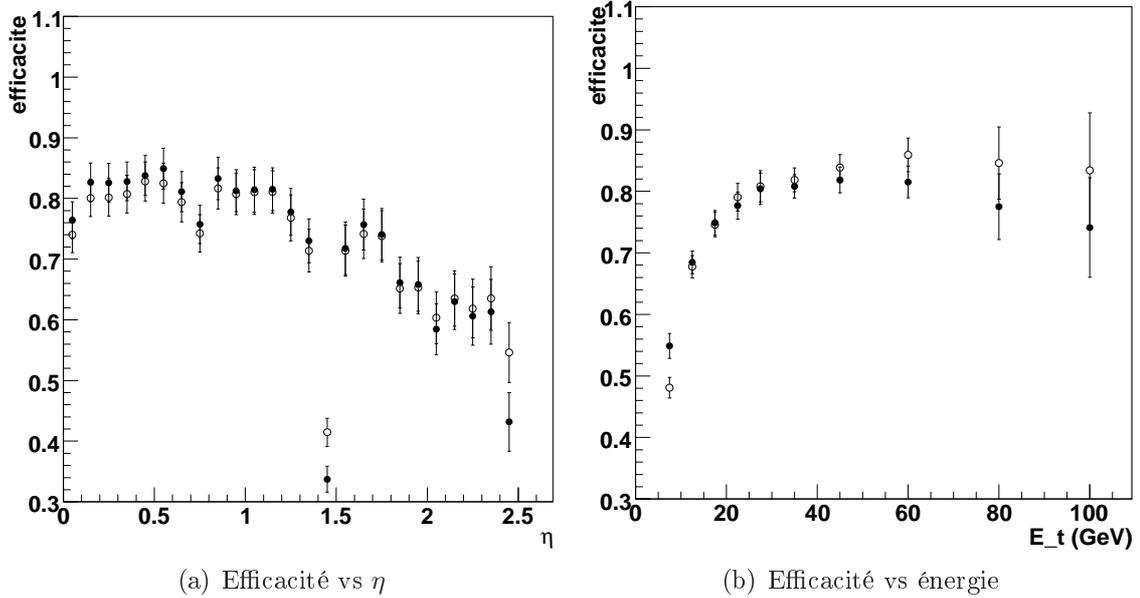


FIG. 7.6 – Efficacité d’association des traces et d’identification des électrons (efficacité finale) (cercle plein : cluster topologique).

Performances de la réjection des bruits de fond La réjection des bruits de fond sera étudiée dans la suite. Les performances des coupures IsEM sur la réjection des bruits de fond seront alors détaillées (voir 7.4.2).

7.3.2 Sélection des événements et efficacités pour le signal

La sélection des événements se fait comme suit (on applique les mêmes coupures que pour l’analyse du TDR (voir [54] et [73])) :

- au moins quatre clusters électromagnétiques avec $p_t > 7$ GeV et $|\eta| < 2.5$ dont 2 avec $pt > 20$ GeV.
- au moins quatre clusters ayant une trace associée
- au moins quatre clusters passant les coupures IsEM = 0
- on choisit une paire d’électrons ayant une masse invariante M_{12} proche de la masse du boson Z tout comme une autre paire parmi les électrons restants satisfaisant le même critère.
- on fait les coupures en masse suivantes : $|M_{12} - M_Z| < 15$ GeV et $M_{34} > 20$ GeV avec M_Z , la masse du boson Z.

Le tableau 7.4 montre le pourcentage des événements du signal passant les coupures pour les deux types de clusters utilisés. Cette efficacité est déterminée par rapport à la vérité Monte-Carlo en demandant que chaque électron vrai provenant du boson de Higgs ait un cluster électromagnétique associé dans un cône de taille $\Delta d = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.3$. Le tableau 7.5 donne ces mêmes efficacités en excluant le crack entre $1.35 < |\eta| < 1.5$.

coupure	ϵ (3x7) (%)	ϵ (topo)(%)
4 clusters avec $p_t > 5$ et $ \eta < 2.5$ ayant un électron vrai associé	100.0	100.0
4 clusters ayant une trace associée	75.4	77.5
4 clusters passant les coupures d'identification	44.0	44.7
4 clusters avec $p_t > 7$ dont deux avec $p_t > 20$	86.8	89.9
$ M_{12} - M_Z < 15$ et $M_{34} > 20$	74.5	75.1
efficacité totale avant coupure en masse	28.8	31.2
efficacité totale après coupure en masse	21.4	23.4

TAB. 7.4 – Efficacités des coupures sur le signal du boson de Higgs pour deux types de clusters : le cluster de taille fixe (3x7) et le cluster topologique (topo). L'efficacité de reconstruction de 4 clusters est de 91.8% pour le cluster fixe et 86.5% pour le cluster topologique. L'incertitude sur ces valeurs est d'environ 0.3 %

coupure	ϵ (3x7) (%)	ϵ (topo)(%)
4 clusters avec $p_t > 5$ et $ \eta < 2.5$ ayant un électron vraie associé	100.0	100.0
4 clusters ayant une trace associée	78.4	77.9
4 clusters passant les coupures d'identification	46.2	48.9
4 clusters avec $p_t > 7$ dont deux avec $p_t > 20$	86.7	90.0
$ M_{12} - M_Z < 15$ et $M_{34} > 20$	74.9	75.9
efficacité totale avant coupure en masse	31.4	34.3
efficacité totale après coupure en masse	23.5	26.0

TAB. 7.5 – Efficacités des coupures sur le signal du boson de Higgs pour deux types de clusters : le cluster de taille fixe (3x7) et le cluster topologique (topo) **en excluant la région du crack entre $1.35 < |\eta| < 1.5$** . L'efficacité de reconstruction de 4 clusters est de 72.5% pour le cluster fixe et 69.4% pour le cluster topologique. L'incertitude sur ces valeurs est d'environ 0.3 %

7.3.3 La contrainte sur la masse du boson Z

La désintégration du boson de Higgs en quatre électrons se fait par l'intermédiaire de deux bosons Z. Pour un boson de Higgs de 130 GeV, un des deux Z est sur sa couche de masse alors que l'autre est virtuel. Pour le boson Z sur couche de masse, la masse invariante des deux électrons de désintégrations est bien connue et distribuée selon une Breit-Wigner. La figure 7.7a montre la distribution en masse du boson Z réel provenant de la désintégration du boson de Higgs. On peut contraindre la masse invariante des électrons reconstruits à la masse du boson Z dans une fenêtre en masse autour du pic du Z reconstruit. Un des deux Z est sur sa couche de masse et il est donc possible de ramener l'énergie des deux électrons à la masse du Z soit en appliquant une contrainte fixe, $M_Z = 91.187$ GeV selon le Particle Data Group [74], soit une contrainte tenant compte de la largeur du Z. Ces méthodes permettront d'améliorer la résolution sur la masse du boson Z et donc sur la masse du boson de Higgs. La figure 7.7b donne la différence entre la masse invariante reconstruite et la masse vraie. Cette distribution représente la résolution sur la masse du boson Z sans considérer la largeur naturelle du Z mais exclusivement la contribution due à la résolution du détecteur. Toutes les figures ont été réalisées en utilisant le cluster topologique.

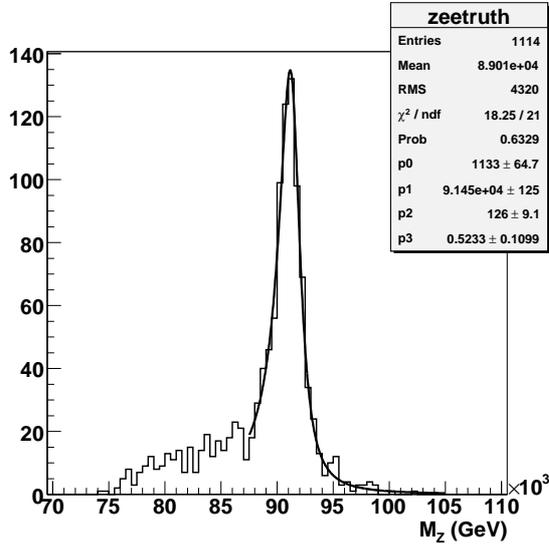
La contrainte fixe consiste à appliquer un facteur de correction α à l'énergie des électrons pour les électrons dont la masse invariante se situe dans une fenêtre de masse autour du pic du Z. Le facteur α est donné, événement par événement, par : $\alpha = M_Z/M_{12}$, avec M_{12} , la masse invariante des deux électrons dans la fenêtre en masse et M_Z la contrainte fixe. La figure 7.7c donne la distribution de la différence entre la masse reconstruite et la masse vraie après application de la contrainte fixe pour une fenêtre de masse de ± 15 GeV autour de la position du pic du boson Z. On constate une amélioration de la résolution de 5%. En revanche, à cause des queues de distribution, la fenêtre en masse autour de la position du pic devra être ajustée pour les éliminer. On choisira une fenêtre de ± 6 GeV autour de la position du pic.

La méthode suivante a été mise au point pour cette thèse. Cette méthode, tenant compte de la largeur du boson Z, consiste en un maximum de vraisemblance incluant la distribution vraie de la masse du boson Z et la résolution observée du détecteur sur la mesure de la masse du boson Z. La figure 7.7a montre l'ajustement de la forme de la distribution vraie de la masse du boson Z. La fonction par laquelle la distribution est ajustée est une Breit-Wigner asymétrique. La figure 7.7b représentant la résolution en masse du boson Z est ajustée par une gaussienne. La fonction à minimiser est donnée par :

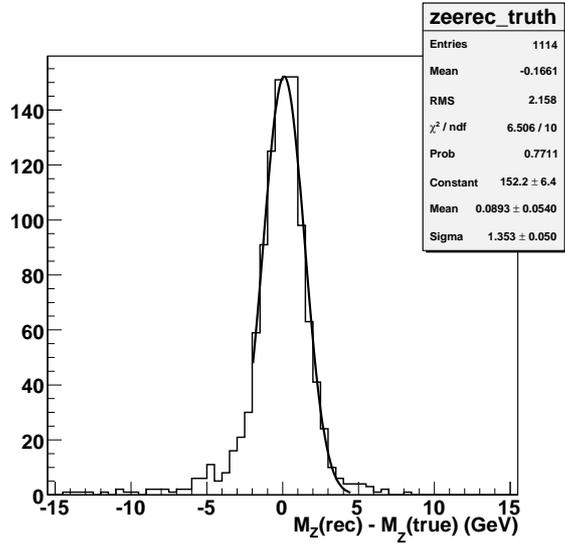
$$h(M_{12}) = -\log(f(M_{12})) + \chi^2(M_{12})$$

avec :

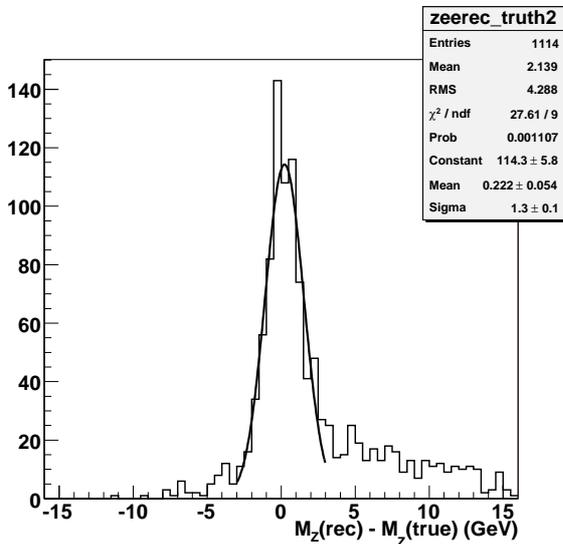
$$f(M_{12}) = p_2 \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{\alpha M_{12} - p_1}{p_0} \right)^2} \right) \exp \left(-p_3 \arctan \left(\frac{\alpha M_{12} - p_1}{p_0} \right) \right)$$



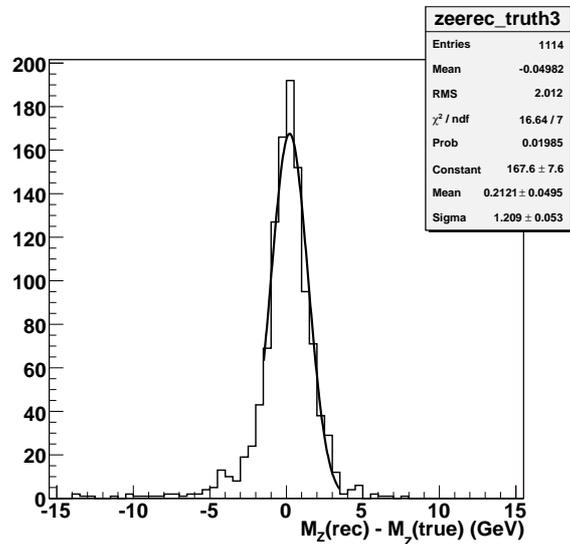
(a) distribution en masse du Z.



(b) distribution de la différence entre masse reconstruite et masse vraie sans application de contrainte.



(c) distribution de la différence entre masse reconstruite et masse vraie en appliquant une contrainte fixe.



(d) distribution de la différence entre masse reconstruite et masse vraie en appliquant une contrainte molle.

FIG. 7.7 – distributions en masse du boson Z.

et :

$$\chi^2(M_{12}) = \frac{(\alpha M_{12} - M_{12})^2}{\sigma^2}$$

avec M_{12} , la masse invariante reconstruite des deux électrons du Z, p_0 , p_1 , p_2 , p_3 , les paramètres de l'ajustement pour la Breit-Wigner, σ , la résolution du détecteur sur la mesure du boson Z et α le facteur de correction à déterminer. On maximise ainsi la fonction de vraisemblance $\log(f(M_{12}))$ tout en minimisant $\chi^2(M_{12})$. Ainsi α est déterminé en maximisant la fonction de probabilité $f(M_{12})$ tout en contraignant α par la fonction de résolution du détecteur sur la mesure du boson Z. Cette minimisation est faite événement par événement.

La figure 7.7d donne la distribution de la différence entre la masse reconstruite et la masse vraie après application de la contrainte molle dans une fenêtre de ± 15 GeV autour de la position du pic du boson Z. On améliore ainsi la résolution en masse du boson Z de 11%. L'ajustement par une Breit-Wigner asymétrique permet de tenir compte des queues de distributions et permet ainsi de considérer une fenêtre en masse plus large pour l'application de la contrainte.

Pour les performances de ces deux méthodes appliquées au signal du boson de Higgs, voir la partie sur l'optimisation de la résolution en masse du boson de Higgs (voir 7.3.5).

7.3.4 La combinaison du détecteur de traces et du calorimètre pour la mesure de l'impulsion des électrons

A basse énergie (inférieure à environ 30 GeV en énergie transverse) le détecteur interne a une résolution en énergie comparable à celle du calorimètre électromagnétique. On aimerait ainsi combiner l'information des deux détecteurs pour améliorer la reconstruction de l'énergie des électrons. Cette combinaison est problématique en raison de la matière traversée par les électrons avant d'atteindre le calorimètre. En effet les électrons rayonnent des photons et l'impulsion transverse p_{\perp} reconstruite dans le détecteur interne est généralement plus faible que l'énergie vraie avec une importante queue à basse impulsion. L'étude suivante suppose une calibration parfaite du détecteur interne et une connaissance des distributions attendues pour les résolutions en énergie des deux détecteurs. La méthode développée pour cette thèse est décrite ci-dessous.

La figure 7.8a donne la résolution en impulsion du détecteur interne pour des impulsions transverses inférieures à 30 GeV et la figure 7.8b donne la résolution en énergie pour le calorimètre électromagnétique. La combinaison de la mesure des deux détecteurs se fait par un maximum de vraisemblance tenant compte des deux distributions de probabilité données par les fonctions d'ajustement des distributions. Pour le détecteur interne, la distribution du rapport de l'impulsion reconstruite sur l'impulsion vraie est ajustée par une Breit-Wigner asymétrique (voir figure 7.8a), tandis que pour le calorimètre électromagnétique elle est ajustée par une gaussienne. De cette façon on tient compte des queues de distribution à basse énergie pour la mesure des traces. La fonction à minimiser est donnée

par :

$$h(p_{\perp}, E_{\perp}) = -\log(f(p_{\perp})) + \chi^2(e_{\perp})$$

avec :

$$f(p_{\perp}) = p2 \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{p_{\perp} - p1}{p0} \right)^2} \right) \exp \left(-p3 \arctan \left(\frac{p_{\perp} - p1}{p0} \right) \right)$$

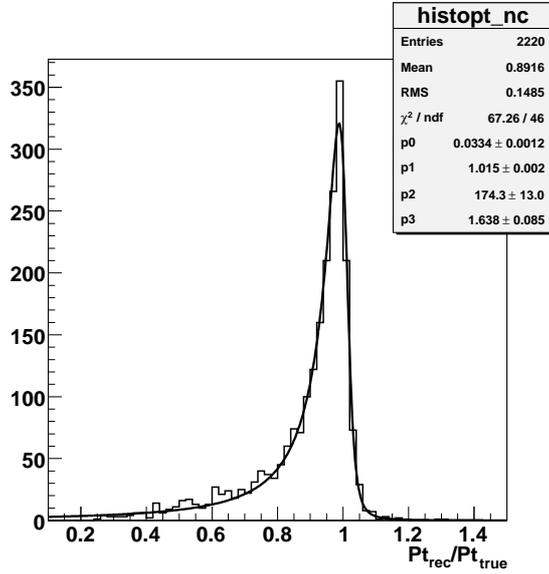
et :

$$\chi^2(e_{\perp}) = \frac{\left(\frac{e_{\perp}}{p_{\text{fit}}} - M_{12} \right)^2}{\sigma^2}$$

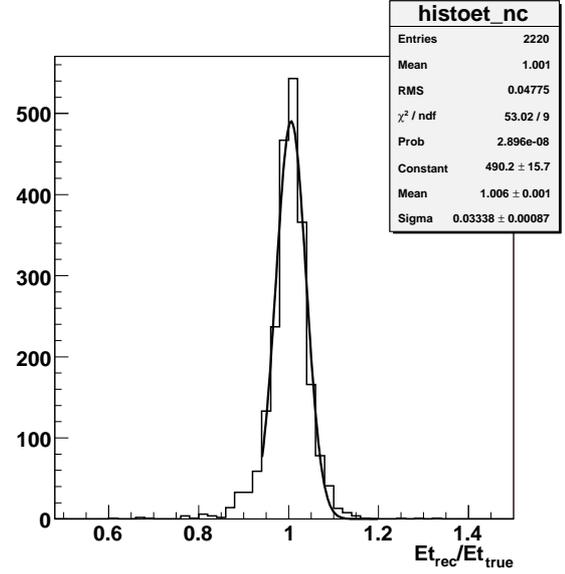
avec p_{\perp} , l'impulsion mesurée dans le détecteur interne; e_{\perp} , l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique; $p0$, $p1$, $p2$, $p3$, les paramètres de l'ajustement pour la Breit-Wigner; σ , la résolution en énergie du calorimètre et p_{fit} , l'impulsion déterminée par la minimisation. Les fonctions de probabilité sont déterminées dans des intervalles en énergie transverse de 5 GeV et la minimisation est faite événement par événement. L'impulsion déterminée par minimisation est contrainte par la résolution du calorimètre électromagnétique tout en maximisant la fonction de probabilité décrivant la résolution du détecteur interne.

La figure 7.8c montre la résolution en énergie en fonction de l'énergie transverse pour le calorimètre électromagnétique seul, le détecteur interne seul et la combinaison calorimètre électromagnétique - détecteur interne. Pour le détecteur interne la largeur de la partie gaussienne de la distribution est représentée pour chaque intervalle en énergie. La largeur de la distribution est déterminée par deux ajustements gaussiens, l'intervalle d'ajustement pour le deuxième ajustement étant déterminé à partir du premier et choisi entre -0.7σ et $+3.0\sigma$ autour de la valeur moyenne de la première gaussienne. On constate que pour des énergies inférieures à 15 GeV, la résolution du détecteur interne est meilleure que celle du calorimètre électromagnétique. En revanche, d'importantes queues de distribution détériorent la résolution du détecteur interne comme on peut le voir à travers un RMS de 14 % en moyenne. Il n'est donc pas possible d'utiliser seulement le détecteur interne pour la mesure de l'impulsion et la combinaison des deux détecteurs donne une résolution sur la mesure de l'impulsion qui sera moins bonne que la résolution en énergie du détecteur de traces seul. En revanche, la distribution en énergie de l'impulsion déterminée par combinaison est plus gaussienne que la distribution en énergie pour le détecteur de traces seul.

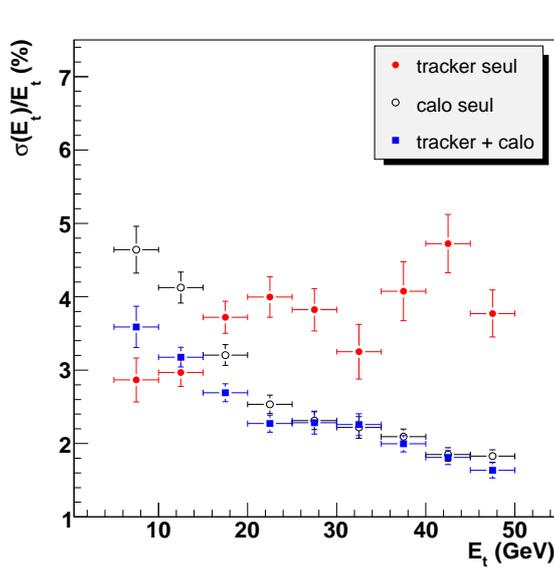
Dans la suite, la combinaison du détecteur de traces et du calorimètre sera faite pour des énergies transverses inférieures à 30 GeV. La figure 7.8d montre la résolution en énergie obtenue après combinaison. On passe ainsi d'une résolution de 3.33 ± 0.08 % à une résolution de 2.82 ± 0.06 %. Pour les performances de la combinaison des deux détecteurs sur le signal du boson de Higgs voir la partie sur l'optimisation de la résolution en masse du boson de Higgs.



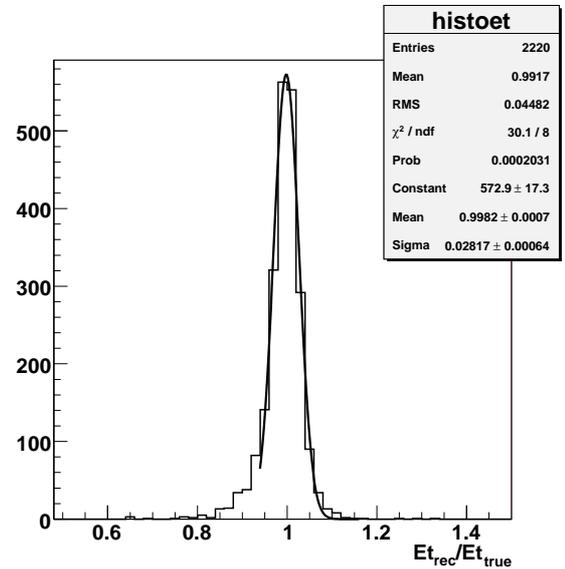
(a) rapport impulsion reconstruite/impulsion vraie (détecteur de trace)



(b) rapport énergie reconstruite/énergie vraie (calorimètre électromagnétique)



(c) résolution en énergie vs énergie transverse



(d) résolution en énergie après combinaison

FIG. 7.8 – Combinaison détecteur interne-calorimètre électromagnétique

7.3.5 Etude de la résolution en masse du boson de Higgs

Après avoir sélectionné les événements et fait les coupures adéquates, la masse invariante des quatre électrons peut être reconstruite. Les figures 7.9a et 7.9b montrent les distributions des masses invariantes des quatre électrons pour le cluster fixe et le cluster topologique respectivement en n'appliquant aucune contrainte sur la masse du boson Z et sans combiner les informations du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique. On trouve une résolution de 1.98 ± 0.06 GeV pour le cluster fixe et 1.79 ± 0.06 GeV pour le cluster topologique. La résolution est déterminée par deux ajustements gaussiens. L'intervalle du deuxième étant déterminé à partir du résultat du premier et choisi entre -1.5σ et $+3.0\sigma$ autour de la valeur moyenne de la première gaussienne. Le pourcentage d'événements dans un intervalle de $\pm 2\sigma$ autour de la valeur centrale est de $85.5 \pm 0.5\%$ pour le cluster fixe et $89.0 \pm 0.5\%$ pour le cluster topologique.

En appliquant la contrainte sur la masse du boson Z , on obtient les distributions des figures 7.9c et 7.9d. On trouve pour le cluster fixe une résolution de 1.79 ± 0.06 GeV avec $85.0 \pm 0.5\%$ des événements dans le pic et une résolution de 1.69 ± 0.06 GeV et $88.6 \pm 0.5\%$ des événements dans le pic pour le cluster topologique. On constate une amélioration de la résolution de 10% pour le cluster fixe et de 5% pour le cluster topologique quand on applique la contrainte.

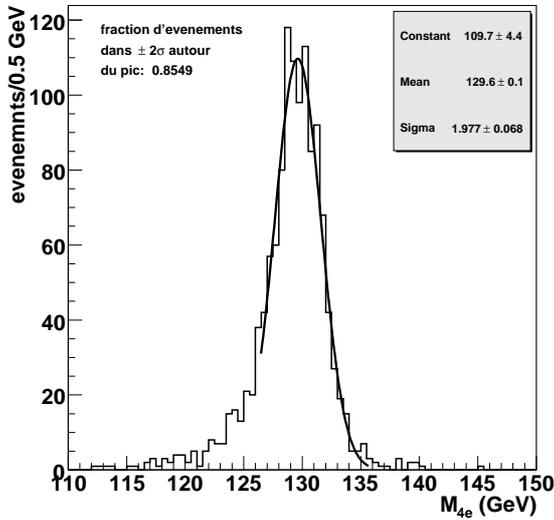
En appliquant de plus la combinaison calorimètre-détecteur interne on trouve les distributions des figures 7.10a et 7.10b. On trouve une résolution de 1.66 ± 0.06 GeV pour le cluster fixe avec $82.8 \pm 0.5\%$ des événements dans le pic et une résolution de 1.65 ± 0.06 GeV pour le cluster topologique avec $87.4 \pm 0.5\%$ des événements dans le pic.

Le tableau 7.6 donne les résolutions en masse pour un boson de Higgs généré à 130 GeV, en comparant les deux types de cluster utilisés et en comparant aux études du TDR (voir [73]) pour lesquels seul un cluster fixe avait été utilisé. La différence observée tient à l'absence d'FSR dans l'étude du TDR, dont la contribution à la résolution en masse est de 0.1 GeV. Les résultats sont donc compatibles à cette différence près.

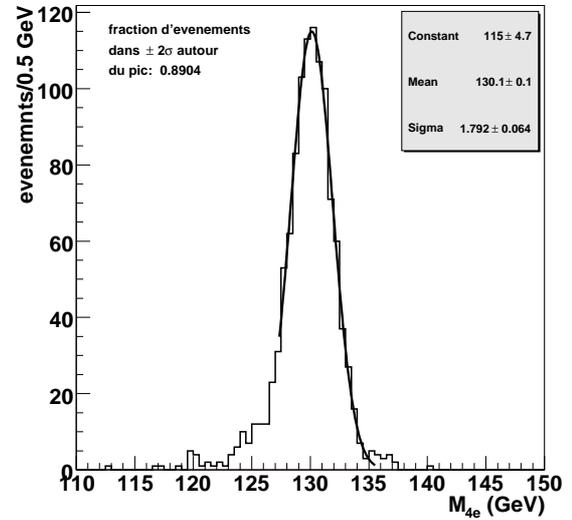
En revanche le pourcentage d'événements dans le pic est équivalent dans les deux études. Le cluster topologique récupère environ 5% d'événements en plus. On verra dans la suite comment cela se répercute sur le nombre d'événements observés.

$H(130) \rightarrow 4e$	cluster fixe	cluster topologique
σ (présente étude)	1.66 ± 0.06 GeV	1.65 ± 0.06 GeV
nb événements dans le pic ($\pm 2\sigma$) (présente étude)	$82.8 \pm 0.5\%$	$87.4 \pm 0.5\%$
σ (étude TDR)	1.54 ± 0.06 GeV	-
nb événements dans le pic ($\pm 2\sigma$) (étude TDR)	$83.3 \pm 0.6\%$	-

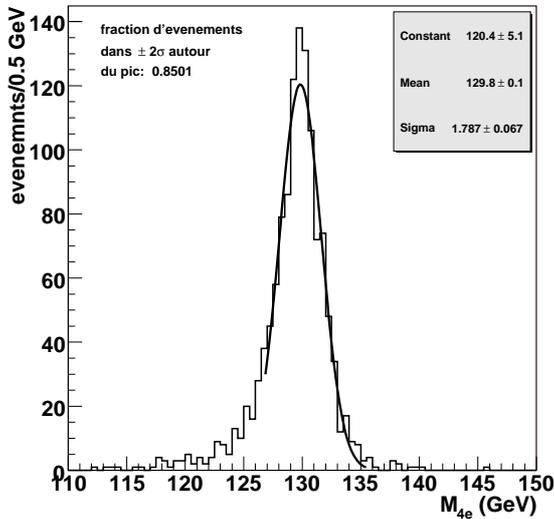
TAB. 7.6 – Résolution en masse sur un boson de Higgs généré à 130 GeV en comparant deux types de clusters et deux études différentes. Les différences observées en terme de résolution sont dues à l'absence de FSR dans l'étude du TDR



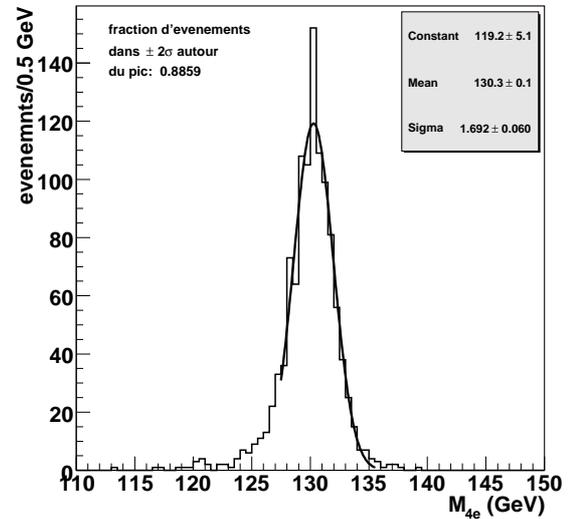
(a) distributions en masse du boson de Higgs pour le cluster fixe (sans contrainte et sans combinaison détecteur interne - calorimètre électromagnétique)



(b) distributions en masse du boson de Higgs pour le cluster topologique (sans contrainte et sans combinaison détecteur interne - calorimètre électromagnétique)

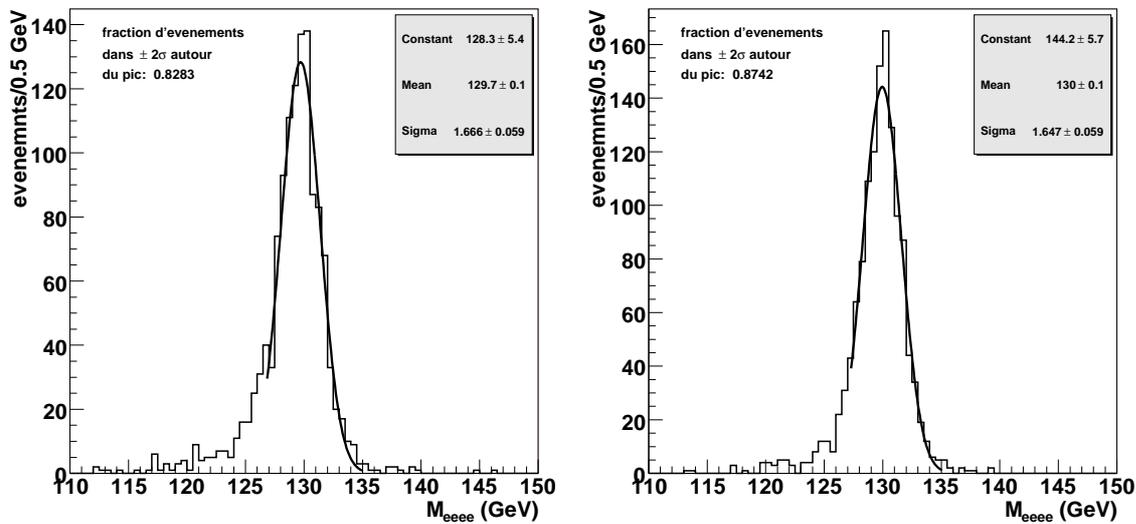


(c) distributions en masse du boson de Higgs pour le cluster fixe (avec contrainte et sans combinaison détecteur interne - calorimètre électromagnétique)



(d) distributions en masse du boson de Higgs pour le cluster topologique (avec contrainte et sans combinaison détecteur interne - calorimètre électromagnétique)

FIG. 7.9 – Distributions en masse du boson de Higgs



(a) distributions en masse du boson de Higgs pour le cluster fixe (avec contrainte et avec combinaison détecteur interne - calorimètre électromagnétique)

(b) distributions en masse du boson de Higgs pour le cluster topologique (avec contrainte et avec combinaison détecteur interne - calorimètre électromagnétique)

FIG. 7.10 – Distribution en masse du boson de Higgs

7.3.6 Nombre d'événements de signal observés

Le tableau 7.7 donne l'efficacité des coupures appliquées et le tableau 7.8 donne le nombre d'événements de signal observés pour 30 fb^{-1} . On constate qu'avec le cluster topologique on recupère environ 8% d'événements en plus sur trois ans à basse luminosité.

coupure	% d'événements (3x7)	% d'événements (topo)
coupures d'identification et cinématiques	27.0	27.8
coupures sur la masse du boson Z	74.1	74.9
fenêtre en masse de $\pm 2\sigma$, de $\pm 5 \text{ GeV}$	82.8 91.1	87.4 94.4
toutes les coupures (avec $\pm 2\sigma$)	16.6	18.3
toutes les coupures (avec $\pm 5 \text{ GeV}$)	18.3	19.7

TAB. 7.7 – Pourcentage des événements passant les différentes coupures pour les deux types de clusters. Le pourcentage est pris par rapport au nombre de boson de $H \rightarrow 4e$ de la vérité Monte-Carlo dont les quatre électrons sont dans l'acceptance et ont une énergie transverse supérieure à 5 GeV. L'erreur sur ces valeurs est de 0.5 % environ

$H(130) \rightarrow 4e$	cluster fixe	cluster topologique
$\sigma \times \text{BR}$ (fb)	0.865	0.865
efficacité du filtre ($\eta < 2.7$ et $p_t > 5$ GeV)	0.61	0.61
signal (fb) (avec coupure en masse de ± 5 GeV)	0.0965	0.1039
à 30 fb^{-1} (nb d'événements)	2.895 ± 0.015	3.118 ± 0.015

TAB. 7.8 – Section efficace du signal après coupures pour les deux types de clusters et nombre d'événements de signal attendu dans ce canal pour une période d'un an à basse luminosité équivalent 30 fb^{-1}

7.4 Etude du bruit de fond

7.4.1 Les échantillons de bruit de fond utilisés

Les échantillons utilisés dans cette étude proviennent d'une production officielle réalisée dans le cadre d'une conférence sur l'avancement des études de physiques dans ATLAS à Rome. Cette production est basée sur une simulation complète du détecteur en Geant 4. Malheureusement, le nombre d'événements de bruit de fond produit est trop faible pour une étude précise. On pourra néanmoins en tirer quelques conclusions.

Principalement deux études de bruit de fond ont été réalisées pour ce canal dans le passé : une étude pour le TDR et une étude utilisant une simulation Geant 3 du détecteur réalisée dans le cadre d'une campagne de production de données appelée "data challenge 1" (DC1). Les échantillons utilisés précédemment pour l'étude du signal proviennent de la campagne "data challenge 2", utilisant également la simulation Geant 4 mais pour laquelle l'accent n'avait pas été mis sur la production de bruits de fond pour ce canal. C'est pour cette raison qu'on utilise la production de Rome.

La linéarité et l'uniformité sont conformes à ce qui avait été observé sur les échantillons utilisés pour les études de résolution.

On dispose également d'échantillons de signal pour des boson de Higgs générés à 130, 150 et 180 GeV.

7.4.2 La réjection des bruits de fond réductibles

En plus des critères d'isolation calorimétrique définis précédemment (voir tableau 7.3), on peut en plus appliquer des coupures sur le paramètre d'impact ainsi que l'isolation des électrons dans le détecteur interne. En combinant tous ces critères, on pourra réduire considérablement les bruits de fond réductibles.

Les critères d'isolation dans le détecteur interne

Dans les bruits de fonds $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$, les leptons ne sont pas isolés, en raison des produits de désintégration des b à proximité des leptons. Le critère d'isolation utilisé est la somme des impulsions transverses des traces dans un cône de rayon $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ autour de l'électron considéré, somme à laquelle on retranche l'impulsion transverse de la trace ayant un cluster associé dans le calorimètre électromagnétique. La figure 7.11a donne

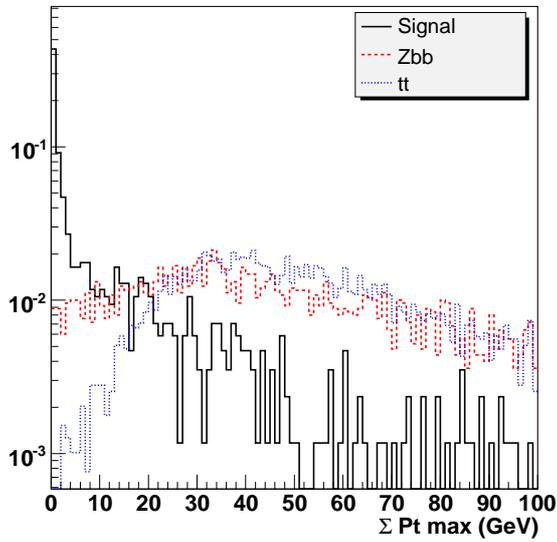
les distributions de ces sommes pour le signal et les deux bruits de fond réductibles. Dans la figure, on représente la somme maximale sur les quatre sommes correspondants aux quatre électrons. La figure 7.11b donne la réjection des bruits de fond ainsi que l'efficacité du signal pour différentes coupures sur la somme allant de 10 GeV à 50 GeV. Le tableau 7.9 résume les résultats obtenus pour l'efficacité du signal et pour la réjection du bruit de fond en choisissant comme critère que la somme des impulsions décrite précédemment soit inférieure à 10 GeV. L'efficacité et la réjection sont déterminées en partant d'événements contenant 4 (ou plus) clusters ayant une trace associée et passant les coupures en η et en p_t ($|\eta| < 2.5$ et $p_t > 5$ GeV).

Le paramètre d'impact

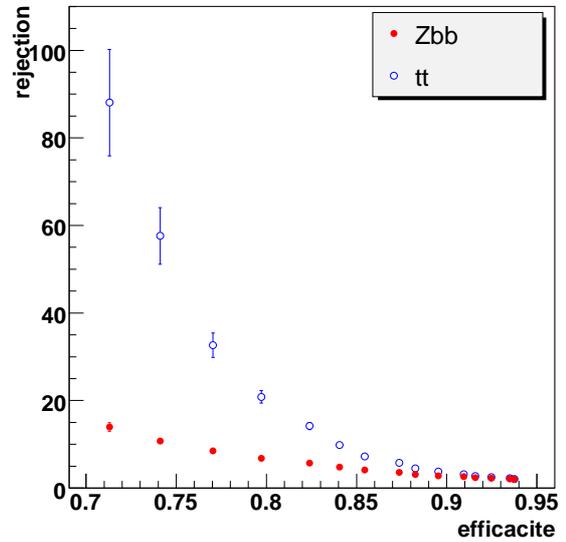
Comme deux électrons proviennent de désintégrations de b, une réjection supplémentaire peut être obtenue en utilisant le paramètre d'impact. On utilise comme critère la signification statistique du paramètre d'impact, définie comme $IP_N = \frac{IP}{\sigma_{IP}}$ où σ_{IP} est l'erreur sur la détermination du paramètre d'impact. La figure 7.11c donne la distribution de ce critère de réjection pour les deux principaux bruits de fond réductibles. Sur les quatre paramètres d'impact normalisés, déterminés pour un événement, on ne représente que celui de plus grande valeur absolue. On constate que cette distribution est étroite et piquée pour le signal et large avec une importante queue de distribution pour les bruits de fonds. Ces queues proviennent des électrons issus des désintégrations des b et on peut donc introduire une coupure de réjection. La figure 7.11d donne la réjection en fonction de l'efficacité de sélection du signal pour des coupures allant de 3 à 17 σ et le tableau 7.9 donne la réjection et l'efficacité en choisissant comme critère que le paramètre d'impact normalisé soit supérieur à 10. L'efficacité et la réjection sont déterminées en partant d'événements contenant 4 (ou plus) clusters ayant une trace associée et passant les coupures en η et en p_t ($|\eta| < 2.5$ et $p_t > 5$ GeV).

La réjection combinée

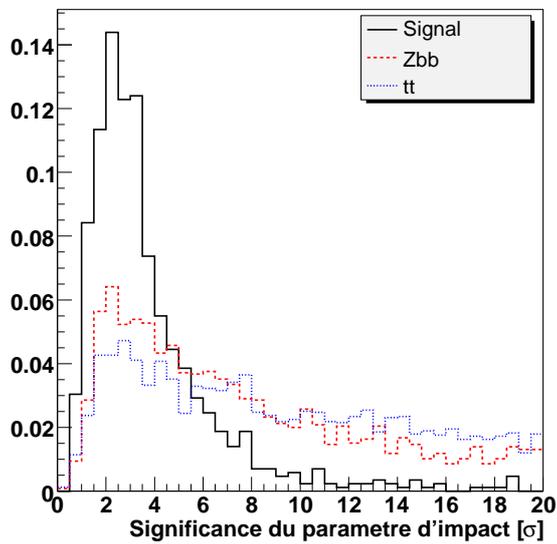
Les coupures suivantes sont choisies de telle façon qu'on obtienne une réjection sur le bruit de fond $t\bar{t}$ supérieure à 1200 pour amener le bruit de fond réductible bien en dessous du bruit de fond irréductible, laissant ainsi une marge de sécurité étant donné que l'incertitude sur ces bruit de fond est grande. En appliquant toutes les coupures on obtient ainsi les résultats du tableau 7.9 pour la réjection des bruits de fond et pour l'efficacité du signal. Ces coupures sont corrélées, ce qui fait que les efficacités des coupures appliquées individuellement ne peuvent pas être multipliées pour obtenir l'efficacité totale. La différence observée entre le cluster fixe et le cluster topologique est que le nombre d'événements ayant quatre clusters associés à une trace est bien supérieur pour le cluster fixe que pour le cluster topologique. Les raisons pour cela ne sont pas claires. Les échantillons utilisés ont quatre leptons dans l'état final. Les événements ayant quatre électrons n'ont pas été filtrés à partir de la vérité Monte-Carlo.



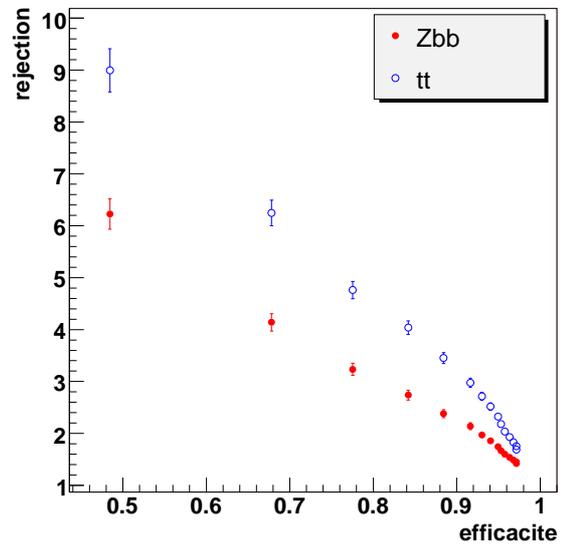
(a) Somme sur les impulsions des traces dans un cône de 0.2 autour de la trace associé aux clusters identifiés électrons (seule la somme maximale pour les électrons de l'événement est distribuée et l'impulsion de l'électron est retranchée)



(b) réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal (somme sur les impulsions)



(c) signification statistique du paramètre d'impact



(d) réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité sur le signal (paramètre d'impact)

FIG. 7.11 – Paramètre d'impact et critère d'isolation pour le signal et le bruit de fond

coupure	réjection $Zb\bar{b}$	réjection $t\bar{t}$	efficacité du signal
Isolation détecteur interne (3x7)	14.0 ± 1.0	88.0 ± 12.0	0.71
paramètre d'impact (3x7)	1.9 ± 0.1	2.5 ± 0.1	0.94
Isolation EM + Isolation détecteur interne + paramètre d'impact (topo)	169 ± 13	1285 ± 34	0.41
Isolation EM + Isolation détecteur interne + paramètre d'impact (3x7)	201 ± 20	1965 ± 59	0.41

TAB. 7.9 – Réjection des bruits de fond et efficacité du signal pour un boson de Higgs généré à 130 GeV et pour les deux types de clusters. L'efficacité et la réjection sont déterminées à partir d'événements comportant 4 (ou plus) clusters électromagnétiques ayant une trace associée et ayant $|\eta| < 2.5$ et $p_t > 5$ GeV

7.5 L'efficacité des coupures appliquées

Les tableaux 7.10 à 7.13 donnent les efficacités des coupures pour le signal et les différents bruits de fond avec un boson de Higgs généré à 130 GeV. Pour chaque processus, on compare le cluster fixe au cluster topologique.

coupure	efficacité (3x7)	efficacité (topo)
efficacité du filtre	pas de filtre	pas de filtre
≥ 4 cluster EM avec $ \eta < 2.5$ et $p_t > 5\text{GeV}$	0.529	0.510
≥ 4 traces associées	0.790	0.770
isolation EM (IsEM)	0.425	0.430
paramètre d'impact	0.994	0.997
isolation détecteur interne	0.961	0.965
une paire $p_t \geq 7$ et l'autre $p_t \geq 20$ + coupure sur le boson Z	0.638	0.665
fenêtre en masse du Higgs (± 5 GeV)	0.901	0.981

TAB. 7.10 – Efficacité des coupures pour le signal en comparant les deux types de clusters avec une masse du boson de Higgs générée de 130 GeV. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre total d'événements de bosons de Higgs ayant quatre électrons dans l'état final. L'erreur sur ces valeurs est d'environ 0.8%

7.6 Résultats de l'analyse $H \rightarrow 4e$

Les tableaux 7.14 et 7.15 donnent le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus pour le cluster fixe et le cluster topologique respectivement ainsi que pour des masses du boson de Higgs de 130, 150 et 180 GeV. Malgré un manque important de statistique, on peut comparer à une étude précédente [75], utilisant des données DC1 "Data Challenge 1" et une simulation complète (Geant3 [69]) du détecteur. Le tableau 7.16 donne les significances pour le canal $H \rightarrow 4e$ en comparant les deux analyses. Le type de cluster utilisé dans l'analyse "DC1" est le cluster fixe. Les significations statistiques des deux analyses sont ainsi comparables avec peut-être une légère dégradation pour cette

coupe	efficacité (3x7)	efficacité (topo)
efficacité du filtre	0.21	0.21
≥ 4 cluster EM avec $ \eta < 2.5$ et $p_t > 5\text{GeV}$	0.970	0.926
≥ 4 traces associées	0.688	0.692
isolation EM (IsEM)	0.515	0.497
paramètre d'impact	0.996	0.994
isolation détecteur interne	0.943	0.951
une paire $p_t \geq 7$ et l'autre $p_t \geq 20$ + coupe sur le boson Z	0.895	0.916
fenêtre en masse du Higgs (± 5 GeV)	0.012	0.013

TAB. 7.11 – Efficacité des coupures pour le bruit de fond ZZ^* en comparant les deux types de clusters. Le filtre sélectionne quatre électrons ayant $|\eta| < 2.7$ et $p_t > 5$ GeV. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre total d'événements de ZZ^* ayant quatre électrons dans l'état final. L'erreur sur ces valeurs est d'environ 0.7 %

coupe	efficacité (3x7)	efficacité (topo)
efficacité du filtre	0.011	0.011
≥ 4 cluster EM avec $ \eta < 2.5$ et $p_t > 5\text{GeV}$	0.539	0.473
≥ 4 traces associées	0.561	0.324
isolation EM (IsEM)	0.0050	0.0059
+ paramètre d'impact		
+ isolation détecteur interne		
une paire $p_t \geq 7$ et l'autre $p_t \geq 20$ + coupe sur le boson Z	0.03	0.05
+ fenêtre en masse du Higgs (± 5 GeV)		

TAB. 7.12 – Efficacité des coupures pour le bruit de fond $Zb\bar{b}$ en comparant les deux types de clusters. Le filtre sélectionne quatre leptons ayant $|\eta| < 2.7$ et $p_t > 5$ GeV. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre total d'événements de $Zb\bar{b}$ ayant quatre leptons dans l'état final. L'erreur sur ces valeurs est d'environ 0.01 % à part pour la dernière où l'erreur est de 0.4 %

coupe	efficacité (3x7)	efficacité (topo)
efficacité du filtre	0.00083	0.00083
≥ 4 cluster EM avec $ \eta < 2.5$ et $p_t > 5\text{GeV}$	0.765	0.714
≥ 4 traces associées	0.575	0.313
isolation EM (IsEM)	0.00049	0.00076
+ paramètre d'impact		
+ isolation détecteur interne		
une paire $p_t \geq 7$ et l'autre $p_t \geq 20$ + coupe sur le boson Z	stat faible	stat faible
+ fenêtre en masse du Higgs (± 5 GeV)	0.0	0.0

TAB. 7.13 – Efficacité des coupures pour le bruit de fond $t\bar{t}$ en comparant les deux types de clusters. Le filtre sélectionne quatre leptons ayant $|\eta| < 2.7$ et $p_t > 5$ GeV. Les efficacités sont calculées par rapport au nombre total d'événements de $t\bar{t}$ ayant quatre leptons dans l'état final. L'erreur pour ces valeurs est d'environ 0.007 %

analyse-ci. En tous cas, dû à la statistique, la comparaison ne peut qu'être approximative. On peut toutefois conclure que les performances du cluster topologique sont comparables à celle du cluster fixe. Mais, étant donnés les résultats obtenus pour l'analyse du signal (voir section 7.3), on peut s'attendre à une amélioration pour le cluster topologique, pour une analyse avec plus de statistique. Les figures 7.12a à 7.12c donnent les distributions du signal et des bruit de fond pour une fenêtre en masse autour du pic en masse du boson de Higgs. On constate encore ici, le manque important de statistique.

processus	130 GeV	150 GeV	180 GeV
signal ($H \rightarrow 4e$)	2.5 ± 0.2	6.4 ± 0.5	3.4 ± 0.2
ZZ^*	1.1 ± 0.2	1.0 ± 0.2	2.7 ± 0.4
$Zb\bar{b}$	0.7 ± 0.4	0.0	0.0
$t\bar{t}$	0.0	0.0	0.0
signification ($\frac{S}{\sqrt{N}}$)	1.86	6.4	2.07
signification (poisson)	1.17	3.83	1.60
signification ($4 \cdot 30 fb^{-1}$, poisson)	2.88	8.13	3.41

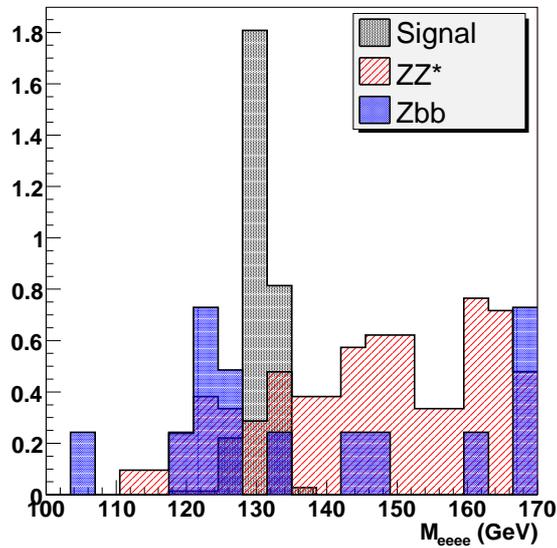
TAB. 7.14 – nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus à $30 fb^{-1}$ pour le cluster fixe et des masses de boson de Higgs générées à 130, 150 et 180 GeV. Les significations statistiques sont également indiquées en supposant d'une part une statistique poissonnienne, vu le faible nombre d'événements, et d'autre part une statistique gaussienne ($\frac{S}{\sqrt{N}}$). La signification statistique est également indiquée en supposant les mêmes efficacités pour tous les canaux du boson de Higgs en quatre leptons

processus	130 GeV	150 GeV	180 GeV
signal ($H \rightarrow 4e$)	2.8 ± 0.2	6.2 ± 0.5	3.6 ± 0.2
ZZ^*	1.1 ± 0.2	1.0 ± 0.2	2.6 ± 0.4
$Zb\bar{b}$	0.7 ± 0.4	0.0	0.2 ± 0.2
$t\bar{t}$	0.0	0.0	0.0
signification ($\frac{S}{\sqrt{N}}$)	2.09	6.20	2.15
signification (poisson)	1.77	3.76	1.46
signification ($4 \cdot 30 fb^{-1}$, poisson)	3.51	7.97	3.60

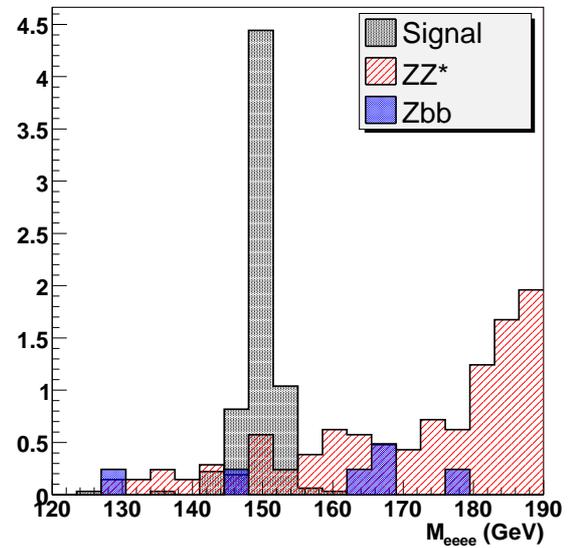
TAB. 7.15 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus à $30 fb^{-1}$ pour le cluster topologique et des masses de boson de Higgs générées à 130, 150 et 180 GeV. Les significations statistiques sont également indiquées en supposant d'une part une statistique poissonnienne, vu le faible nombre d'événements, et d'autre part une statistique gaussienne ($\frac{S}{\sqrt{N}}$). La signification est également indiquée en supposant les mêmes efficacités pour tous les canaux du boson de Higgs en quatre leptons

7.7 Conclusion

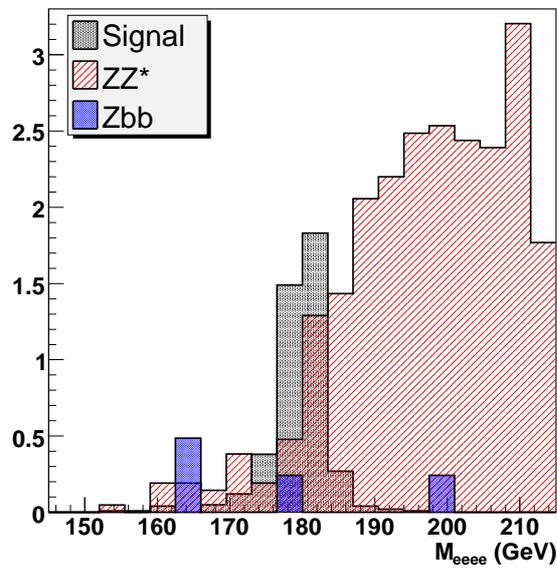
Dans ce chapitre, une analyse sur Monte-Carlo du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons à permis de montrer qu'au niveau de la reconstruction du signal,



(a) signal et bruit de fond, boson de higgs généré à 130 GeV



(b) signal et bruit de fond, boson de higgs généré à 150 GeV



(c) signal et bruit de fond, boson de higgs généré à 180 GeV

FIG. 7.12 – Signal et bruit de fond pour des masses de boson de Higgs de 130 GeV, 150 GeV et 180 GeV et correspondant à trois ans à basse luminosité (30 fb^{-1})

analyse	130 GeV	150 GeV	180 GeV
analyse DC1	1.33	4.25	1.68
analyse présente (cluster fixe)	1.17	3.83	1.60
analyse présente (cluster topologique)	1.77	3.76	1.46

TAB. 7.16 – Comparaison de deux analyses du canal $H \rightarrow 4e$ en comparant en terme de signification statistique à 30 fb^{-1}

le cluster topologique permet de récupérer des événements dans le pic en masse du Higgs, en réduisant les queues de distribution dues aux photons de Bremsstrahlung. On constate ainsi que pour trois ans à basse luminosité, le nombre d'événements de signal attendu dans une fenêtre en masse de $\pm 5 \text{ GeV}$ autour de la valeur moyenne de la distribution est de 2.9 pour le cluster fixe et de 3.12 pour le cluster topologique. Pour la reconstruction du signal, une méthode de combinaison de l'information du calorimètre et du détecteur interne à également été appliquée, ainsi qu'une contrainte en masse sur le boson Z, tenant compte de la forme et de la largeur de la distribution du boson Z. On atteint ainsi des performances équivalentes pour les deux types de clusters sur la résolution en masse du boson de Higgs.

Les études de bruits de fond sont limitées par la statistique. On peut néanmoins conclure que les performances du cluster fixe et du cluster topologique sont comparables entre elles et comparables aux résultats d'une étude indépendante sur des échantillons simulés avec Geant3. En revanche, on pourrait penser qu'une amélioration est possible pour le cluster topologique au vu des résultats obtenus sur l'analyse du signal. Il est donc nécessaire de refaire une étude avec une statistique suffisante pour les bruits de fond et le signal.

8

Conclusion

Cette thèse a pour but de valider l'utilisation du cluster topologique dans l'expérience ATLAS. Pour cela, le cluster topologique a été étudié sur des données simulées et sur des données de test en faisceau. La calibration de l'amas, la correction des biais de reconstruction et l'optimisation de paramètres de l'algorithme ont été étudiés en détail sur simulation. Les performances en termes de résolution en énergie et en position ont été comparées à celle du cluster fixe.

Le cluster topologique a été testé sur des données en faisceau, et appliqué à une étude du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons.

On notera la mise au point d'une paramétrisation adéquate pour le cluster topologique, ainsi que deux nouveaux algorithmes développés pour améliorer la reconstruction en masse du boson de Higgs dans le canal étudié (combinaison détecteur interne/calorimètre, contrainte sur la masse du Z en tenant compte de sa largeur). Les principaux résultats sont rappelés ci-dessous.

Résultats sur simulation d'ATLAS :

On obtient une linéarité meilleure que 0.1 % et une uniformité meilleure que 0.2 % dans la partie centrale du calorimètre. Le terme stochastique de la résolution en énergie est de 10.0 ± 0.5 %. La résolution en phi est de 0.753 ± 0.020 mrad et la résolution en η est de $(7.15 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$ dans la partie centrale (pour des électrons de 100 GeV).

La comparaison avec le cluster fixe donne des résultats équivalents pour la résolution en énergie, la résolution en phi, la linéarité et l'uniformité. Par contre, on gagne 20% sur la résolution en position du cluster topologique par rapport au cluster fixe pour de hautes énergies. Finalement, l'utilisation du cluster topologique permet de réduire les queues non-gaussiennes en énergie : la variance des distributions est réduite d'environ 25 %.

Résultats sur test en faisceau :

En ce qui concerne la comparaison entre Monte-Carlo et données, il reste à comprendre certaines différences observées, comme la mauvaise description par le Monte-Carlo de l'énergie déposée dans la dernière couche. On obtient néanmoins une linéarité dans les

limites de la connaissance de l'énergie du faisceau, donc à 0.4 % près et un terme stochastique de 11.1 ± 0.2 %. Ce résultat est satisfaisant pour les principales applications physiques.

Une comparaison avec le cluster fixe donne une linéarité du même ordre et un terme stochastique de 11.3 ± 0.4 %.

En comparant avec les résultats sur la simulation dans ATLAS sur des électrons seuls, on peut conclure qu'on a pas de différence significative pour la résolution en énergie. On ne peut pas conclure pour la linéarité, étant donné que le faisceau n'est pas connu à une précision suffisante.

L'étude de la désintégration du boson de Higgs en quatre électrons :

On constate que le cluster topologique est moins efficace d'environ 5 % dans la reconstruction des électrons de basse énergie, à cause du seuil en énergie appliqué sur les cellules. Cette efficacité peut être améliorée en baissant le seuil. Cette étude pourrait être menée à l'avenir.

Par contre, le cluster topologique est plus efficace dans l'identification des électrons reconstruits. Grâce à la réduction des queues de distribution par rapport au cluster fixe, on reconstruit 3 % d'événements supplémentaires dans la fenêtre en masse de ± 5 GeV autour de la valeur moyenne de la distribution en masse du boson de Higgs. Dans l'ensemble, on sélectionne environ 8 % d'événements supplémentaires par rapport au cluster fixe. Après exploitation de tous les ingrédients de la reconstruction en masse, la résolution de la partie gaussienne de la distribution est identique pour les deux clusters.

On peut donc dire que cette thèse valide l'utilisation du cluster topologique dans ATLAS, étant donné qu'on obtient des résultats compatibles avec les performances souhaitées et attendues du calorimètre électromagnétique, aussi bien sur simulation que sur test en faisceau. Les comparaisons avec le cluster fixe donnent des résultats généralement en faveur du cluster topologique.

Bibliographie

- [1] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12,132 (1964).
- [2] P. W. Higgs, Phys. Lett. 13,508 (1964).
- [3] P. W. Higgs, Phys. Rev. 145 (1966) 1156.
- [4] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [5] G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585.
- [6] S. Glashow, Nuc. Phys. 22 (1961) 579.
- [7] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [8] H. B. Thacker B. W. Lee, C. Quigg, Phys. Rev. D 16, 1519 (1977).
- [9] A. Salam, in : 'Elementary Particle Theory', W. Svartholm,ed., Almquist and Wiksell, Stockholm,1968.
- [10] J. Huston, 'LHC Guide to Parton Distribution Functions and Cross Sections', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-008 (1999).
- [11] S. Weinberg, "The making of the standard model" Eur. Phys. J., C34 :5-13, 2004.
- [12] S. F. Novaes, "Standard Model : An Introduction" arXiv :hep-ph/0001283v1, 2000.
- [13] V. M. Abazov et al. "A precision measurement of the mass of the top quark" Nature, 429 :638-642, 2004.
- [14] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaboration. The LEP Working Group for Higgs Boson Searches. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. CERNEP/2003-011.
- [15] Stefan Soldner-Rembold 'Standard Model Higgs Searches and Perspectives at the Tevatron' Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste, Italy, 5-11 March 2006
- [16] E. Accomando et al., 'Physics with e+e- Linear Colliders', DESY 97-100, hep-ph/9705442 (1997).
- [17] Leroy, C. and Rancoita, P. "Physics of cascading shower generation and propagation in matter : Principles of high-energy, ultrahigh-energy and compensating calorimetry" Rept. Prog. Phys. 63 505-606 (2000)
- [18] Ugo Amaldi "Fluctuations In Calorimetry Measurements" Phys.Scripta 23 :409,1981
- [19] Yannis KARYOTAKIS "Physique de détecteurs. Cours donné à Lausanne en Nov-Dec 98"
- [20] B. Rossi ; K. Greisen "Cosmic-Ray Theory" Review Of Modern Physics Volume 13 240 (1941)

- [21] ATLAS Letter of Intent, CERN/LHCC/92-4, CERN 1992.
- [22] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC 94-43, CERN 1994.
- [23] ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC 96-42.
- [24] ATLAS collaboration “ATLAS liquid argon calorimeter : Technical design report” CERN-LHCC-96-41
- [25] ATLAS collaboration “ATLAS calorimeter performance” CERN-LHCC-96-40
- [26] Delmastro, Marco “Energy reconstruction and calibration algorithms for the ATLAS electromagnetic calorimeter” CERN-THESIS-2003-033
- [27] ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration “Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter” Nucl. Instrum. Meth. A550 96-115 (2005)
- [28] Matthieu Lechowski “Test of the ‘Little Higgs’ model in ATLAS at LHC, and simulation of the digitization of the electromagnetic calorimeter” CERN-THESIS-2005-042
- [29] P.Barrillon, F. Djama, L.Hinz, P. Pralavorio “Signal Reconstruction in Module 0 of the End-Cap Electromagnetic Calorimeter and Presampler” ATL-LARG-2001-022
- [30] The ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group “Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter end-cap module 0” Nucl. Instrum. Meth. A500 178-201 (2003)
- [31] J. Schwinding, ‘S-shape correction using a neural network’, ATLAS Internal Note ATLLARG-98-104 (1998).
- [32] P. Pralavorio, ‘Electron/Jet Separation with the ATLAS Detector’, ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-99-045 (1999).
- [33] D. Rousseau, ‘Electron/Photon Separation’, ATLAS Internal Note INDET-NO-198 (1998).
- [34] F. Djama ‘Using $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ for Electromagnetic Calorimeter Calibration’, ATL-LARG-2004-008.
- [35] Canton, B ; Imbault, D ; Repain, P ; Schwemling, P, ‘Measurement and control of the ATLAS electromagnetic calorimeter lead plates’ ATL-LARG-94-009.
- [36] Fanti, M, ‘Optimization of the performances of the ATLAS electromagnetic calorimeter’ Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 125 (2003) 117-121.
- [37] Loureiro, K F ; Wu, S L (dir.), ‘Measuring the Photon Energy Scale through Test Beam Data’ CERN-THESIS-2006-040
- [38] Hostachy, J Y, ‘Construction and test results of the ATLAS EM barrel calorimeter and presampler’ Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 125 (2003) 112-116.
- [39] L. Labarga, ‘Construction and test results of the ATLAS EM endcap calorimeter’ Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 125 (2003) 122-127
- [40] L. Neukermans, P. Perrodo, R. Zitoun “Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration” ATL-LARG-2001-008

-
- [41] F. Gianotti, M. Letchouk, B. Lund-Jenson, B. Mansoulié, M. Nessi, G. Parrou, P. Péroff, J. Schwindling, M. Seman, V. Tisserand “Simulation and optimization of the ATLAS electromagnetic calorimeter : energy resolution studies” ATLAS Internal Note (1995)
- [42] I. Wingerter-Seez “Study of energy reconstruction using optimal filtering with LAr electromagnetic calorimeter” ATLAS Internal Note LARG-NO-19 (1995)
- [43] Paganis, S ; Loureiro, K ; Carli, T ; Unal, G “Combined Intercalibration and Longitudinal Weight Extraction for the ATLAS Liquid-Argon EM Calorimeter” CERN-ATL-COM-LARG-2004-016
- [44] ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Collaboration “Energy Linearity and Resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter in an Electron Test-Beam” e-Print Archive : physics/0608012 (2006)
- [45] W. Lampl “Optimizing the Energy Measurement of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter” thesis 2005
- [46] M. Aleksa, M. Delmastro, M. Fanti, R. Lafaye, W. Lampl, S. Laplace, D. Prieur, F. Tarrade, I. Wingerter-Seez “2004 ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter” ATL-LARG-PUB-2006-003
- [47] I. Efthymiopoulos “Evaluation of the Bending Power of the MBN Spectrometer Magnets of H8” 2002
- [48] S. Hassani “Mesure des couplages à trois bosons de jauge neutres au LHC et Etude de la linéarité du calorimètre électromagnétique d’ATLAS” thèse 2002
- [49] G. Graziani “Linearity of the response to test beam electrons for the EM Barrel module P13” atlas note (ATL-LARG-2004-001) 2004
- [50] B. Di Girolamo, A. Dotti, V. Giangiobbe, P. Johansson, L. Pribyl, M. Volpi “Beamline instrumentation in the 2004 combined ATLAS testbeam” atlas note (ATL-TECH-PUB-2005-001) 2005
- [51] B. Di Girolamo, Manuel Gallas, Thomas Koffas “ATLAS Barrel Combined Run in 2004 Test Beam Setup and its evolutions” ATC-TT-IN-0001 (2005)
- [52] Giangiobbe, V ; Johansson, P ; Jon-And, K ; Santoni, C ‘Hadronic calorimeter performance in the ATLAS combined testbeam 2004’ ATL-TILECAL-PUB-2005-008
- [53] O. Linossier and L. Poggioli, ‘Final state inner-Bremsstrahlung effects on H to ZZ* to 4l channel with ATLAS’, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-95-075, (1995).
- [54] O. Linossier and L. Poggioli, ‘H to ZZ* to 4 leptons channel in ATLAS. Signal reconstruction and reducible backgrounds rejection’, ATLAS Internal Note ATL-PHYS- 97-101, (1997).
- [55] F. Gianotti, ‘Precision physics at LHC’, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-001 (1999).
- [56] ATLAS Trigger performance Status Report, CERN-LHCC/98-15 (1998).
- [57] ATLAS Collaboration, First-Level Trigger Technical Design Report, CERN/LHCC/98-14 (1998).

- [58] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume I, CERN/LHCC/97-16 (1997).
- [59] D. Fouchez, 'Gauge bosons pair production study with ATLAS', ATLAS Internal Note ATL-PHYS-NO-060 (1994).
- [60] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume 1, CERN/LHCC/97-16, 30 April 1997.
- [61] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/97-17, 30 April 1997.
- [62] ATLAS Collaboration, Pixel Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/98-13, 31 May 1998.
- [63] S. Haywood, 'Impact Parameter Resolution in the Presence of Multiple Scattering', ATLAS Internal Note INDET-NO-91 (1995).
- [64] D. Froidevaux and M. Parker, 'The Performance Specifications of the ATLAS Inner Detector', ATLAS Internal Note, INDET-NO-046 (1994).
- [65] S. Haywood, 'Offline Alignment and Calibration of the Inner Detector', ATLAS Internal Note ATL-COM-INDET-99-001 (1999).
- [66] Bruce Mellado, Guillaume Unal, Sau Lan Wu "Higgs Production Cross-Sections and Branching Ratios for the ATLAS Higgs Working Group"
- [67] Aharrouche, M. "Etude des performances en faisceau-test d'une tranche des calorimètres centraux d'ATLAS" thèse 2006
- [68] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin "Short writeup, describing status and new physics as of PYTHIA 6.154" Computer Phys. Commun. 135 (2001) 238 (LU TP 00-30, hep-ph/0010017)
- [69] GEANT Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [70] Borut, Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was "The Monte Carlo Event Generator AcerMC 1.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3" Computer Physics Communications 149 (2003) 142 (<http://www.citebase.org/cgi-bin/citations?id=oai:arXiv.org:hep-ph/0201302>)
- [71] Stefano Frixione and Bryan R. Webber "The MC@NLO 2.2 Event Generator" (2003) (<http://www.citebase.org/cgi-bin/citations?id=oai:arXiv.org:hep-ph/0309186>)
- [72] Frédéric Derue, Cédric Serfon "Electron/jet separation with DC1 data" ATLAS note
- [73] ATLAS collaboration "Technical Design Report - ATLAS detector and physics performance" Volume I + II (1999)
- [74] S. Eidelman et al "The Review of Particle Physics", Phys. Lett. B 592, 1 (2004) (<http://pdg.lbl.gov>)
- [75] Stathes Paganis "Higgs $\rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ Analysis with DC1 Full ATLAS Simulation and Reconstruction" (21 August 2005)

Remerciements

Je voudrais avant tout remercier mes parents pour leur soutien pendant toutes ces années d'études. Sans eux, tout cela n'aurait pas été possible. Je pense aussi très fort à ma grand-mère qui m'a beaucoup encouragé à faire de la recherche mais qui est malheureusement partie beaucoup trop tôt pour pouvoir assister aux moments importants qui ont fait de moi ce que je suis. Je n'oublie pas mes deux soeurs ainsi que mon grand-père qui, avec leur bonne humeur et leur sens de l'humour, ont rendu les moments difficiles beaucoup plus supportables.

Mais plus que tout je remercie ma Livia si parfaite qui a dû m'endurer pendant les deux dernières années de ma thèse. Je lui dois un grand merci et même peut-être aussi (sûrement) quelques excuses. On s'est encouragé mutuellement dans beaucoup de situations ce qui a permis de créer un lien très fort entre nous. Merci !

J'exprime toute ma gratitude à Maarten Boonekamp, mon encadrant, qui a toujours cru en moi sans me faire ressentir trop la pression. Je peux dire que c'est grâce à lui et en partie pour lui que j'ai réussi à finir cette thèse.

Je veux aussi remercier mon directeur de thèse Jean-Pierre Meyer, qui avec toute sa gentillesse, sa sincérité et sa dureté très caractéristique, m'a montré la rigueur et la discipline qu'un bon physicien doit avoir. Même si ses remarques furent parfois difficiles à supporter, surtout dans certains moments où la pression était forte, je sais que c'était pour mon bien et j'ai beaucoup appris.

Je remercie également Bruno Mansoulié, le chef du Service de Physique des Particules ainsi que Jean Zinn-Justin, le chef du département, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire. Je remercie spécialement Bruno, pour avoir toujours trouvé le temps d'assister aux réunions dédiées à ma thèse avec des questions et des remarques très utiles.

Je dois aussi un grand merci à Jean Ernwein, le chef du groupe ATLAS de Saclay de m'avoir accueilli dans le groupe et de m'avoir aidé et encouragé tout au long de ma thèse.

Je remercie aussi Jérôme Schwindling qui, avec grande modestie, a toujours essayé de m'aider et a toujours trouvé le temps de lire un chapitre ou deux de ma thèse.

Je n'oublie pas Anne-Isabelle Etienvre, qui a su me donner du courage quand j'en avais le plus besoin et qui a trouvé le temps de relire ma thèse pour corriger les nombreuses fautes d'orthographe. Merci beaucoup !

Bien sûr je n'oublie pas le reste du groupe ATLAS de Saclay avec en particulier Rosy Nicolaidou et Samira Hassani, qui m'ont toujours encouragé et qui m'ont appris beaucoup de choses, ainsi que Nathalie Besson, avec qui j'ai partagé un bureau.

Je voudrais aussi remercier les amis que j'ai rencontrés au cours de ces années, en particulier Sylvestre et Marine. Je ne peux pas exprimer à quel point ils comptent pour moi. Je n'oublierai jamais tous les moments qu'on a vécus ensemble et j'espère que la vie fera qu'on se reverra très souvent. Quelque part, ça doit être pour eux que je suis venu à Paris. Et à Sylvestre j'aimerais dire que finalement il n'y a pas d'âge pour rencontrer des meilleurs amis.

Je remercie aussi le reste de notre petit groupe d'amis : Eric, Manu, Joachim et Paul. Et aussi Caroline, avec qui j'ai partagé beaucoup de moments inoubliables.

J'ai également partagé tellement de choses avec Jeremy et Nadia, et ça n'aurait pas été pareil sans eux. Je remercie aussi tous les jeunes à Saclay avec qui je me suis bien

amusé. Je pense à Marie, Fabrice, Marion et tous les autres.

Je voulais aussi remercier Stathes Paganis, pour sa disponibilité et son aide sur pleins de sujets.

Et je n'oublierai pas mon jury, que je remercie beaucoup, en particulier mes rapporteurs : Isabelle Wingerter-Seez et Yves Sirois. Je dois un grand merci à Isabelle pour m'avoir permis de faire un post-doc de 6 mois dans le groupe d'Annecy.

Et finalement, je pense aussi très fort à tous les amis que j'ai laissés au Luxembourg, en particulier Jean-Claude et Alain, qui trouvent toujours un moment pour me voir, même si on n'a pas la chance de se voir souvent.

Résumé

L'expérience ATLAS est une expérience généraliste de physique des particules dont le but principal est la découverte de l'origine de la masse à travers la recherche du boson de Higgs. A cet effet, le grand collisionneur de hadrons au CERN accélérera deux faisceaux de protons interagissant au centre de l'expérience. ATLAS mesure les particules lourdes connues (comme le W, le Z) ou a découvrir (boson de Higgs) au travers de leurs produits de désintégration. Les électrons sont de tels produits, déposant toute leur énergie dans le calorimètre d'ATLAS sous forme de gerbe électromagnétique. L'énergie déposée est reconstruite en utilisant des algorithmes identifiant des amas de cellules dans le calorimètre. Le but de cette thèse est d'étudier un nouveau type d'algorithmes adaptant l'amas reconstruit à la topologie de la gerbe. Pour reconstruire l'énergie initiale de l'électron, cet amas doit être calibré en prenant en compte la perte d'énergie dans la matière morte devant le calorimètre. Une simulation Monte-Carlo du détecteur d'ATLAS a été utilisée pour corriger des effets de modulation de la réponse du calorimètre en position et en énergie et pour optimiser la résolution en énergie aussi bien que la linéarité. Une analyse de données de faisceau de test a permis d'étudier le comportement de l'algorithme dans un environnement plus réaliste. On montre ainsi qu'on peut répondre aux exigences de l'expérience. Les améliorations de ce nouvel algorithme se situent dans la meilleure prise en compte du rayonnement de l'électron dans la matière passive en amont du calorimètre. Une analyse Monte Carlo du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons confirme ce résultat.

Abstract

The ATLAS experiment is a general purpose particle physics experiment mainly aimed at the discovery of the origin of mass through the research of the Higgs boson. In order to achieve this, the Large Hadron Collider at CERN will accelerate two proton beams and make them collide at the centre of the experiment. ATLAS will discover new particles through the measurement of their decay products. Electrons are such decay products; they produce an electromagnetic shower in the calorimeter by which they lose all their energy. The calorimeter is divided into cells and the deposited energy is reconstructed using an algorithm to assemble the cells into clusters. The purpose of this thesis is to study a new kind of algorithm adapting the cluster to the shower topology. In order to reconstruct the energy of the initially created electron, the cluster has to be calibrated by taking into account the energy lost in the dead material in front of the calorimeter. Therefore, a Monte-Carlo simulation of the ATLAS detector has been used to correct for effects of response modulation in position and in energy and to optimise the energy resolution as well as the linearity. An analysis of test beam data has been performed to study the behaviour of the algorithm in a more realistic environment. We show that the requirements of the experiment can be met for the linearity and resolution. The improvement of this new algorithm, compared to a fixed sized cluster, is the better recovery of Bremsstrahlung photons emitted by the electron in the material in front of the calorimeter. A Monte-Carlo analysis of the Higgs boson decay in four electrons confirms this result.

