

DD

LEX-LAPP-T-97-02
SW9740

CHAMBÉRY

N° d'ordre: 97CHAM0

LAPP-T 97/02

avril 97



THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

Spécialité: Physique Des Particules

par

Serge NICOLEAU

SUJET:

Désintégration du boson de Higgs en électrons et photons: optimisation et étalonnage du calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS

Soutenue le 16 avril 1997 devant la Commission d'examen

MM.	Daniel DÉCAMP	président
	Jacques COLAS	directeur de thèse
	Marie Claude COUSINOU	rapporteur
	Peter DENES	
	Patrick LEDU	rapporteur
	André ROUGÉ	

Thesis - 1997 - NICOLEAU

**UNIVERSITÉ DE SAVOIE
U.F.R. S.F.A.**

THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE SAVOIE

Spécialité: Physique Des Particules

par

Serge NICOLEAU

SUJET:

**Désintégration du boson de Higgs en électrons et photons: optimisation et
étalonnage du calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS**

Soutenue le 16 avril 1997 devant la Commission d'examen

MM. Daniel DÉCAMP	président
Jacques COLAS	directeur de thèse
Marie Claude COUSINOU	rapporteur
Peter DENES	
Patrick LEDU	rapporteur
André ROUGÉ	



Table des matières

Liste des figures	v
Liste des tableaux	ix
Remerciements	xi
Résumé	xiii
Introduction	1
1 Le boson de Higgs du Modèle Standard	5
1.1 Le Modèle Standard	5
1.1.1 Le secteur fermionique	6
1.1.2 Le secteur de jauge	7
1.1.3 Le Modèle Standard non-massif	7
1.1.4 Addition du secteur scalaire de Higgs et brisure spontanée de la symétrie électrofaible	8
1.1.5 Les nouveaux champs de jauge massifs	10
1.1.6 Couplages des fermions aux nouveaux champs de jauge	11
1.1.7 Lestage des champs fermioniques	12
1.1.8 Le Modèle Standard massif	13
1.2 Phénoménologie du boson de Higgs standard	14
1.2.1 Modes fermioniques de désintégration	14
1.2.2 Modes bosoniques de désintégration	15
1.2.3 Les résultats actuels sur la recherche du Higgs	18
1.2.4 La recherche du Higgs auprès du LHC	20
1.3 Conclusion	21
2 L'expérience ATLAS auprès du LHC	25
2.1 Le LHC	26
2.1.1 Un anneau proton-proton	27
2.1.2 Un anneau plomb-plomb	28
2.1.3 Un anneau électron-proton	28
2.1.4 Un environnement exigeant pour les détecteurs	28
2.2 L'expérience ATLAS	30
2.2.1 Le détecteur interne	30
2.2.2 Les calorimètres	32
2.2.3 Le spectromètre à muons	35
2.3 Le calorimètre électromagnétique à argon liquide	36

2.3.1	Contraintes physiques	36
2.3.2	La solution d'un calorimètre à échantillonnage plomb-argon liquide	36
2.3.3	Développement des gerbes et formation du signal	38
2.3.4	La forme en accordéon des absorbeurs et des électrodes	40
2.3.5	Description finale du calorimètre	43
2.3.6	Mesure de l'énergie et de la position	44
2.3.7	La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique	45
2.4	La chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique	46
2.4.1	Cahier des charges	47
2.4.2	Architecture globale	47
2.4.3	Le courant à l'entrée de la chaîne	48
2.4.4	Préamplification	48
2.4.5	Mise en forme et amplification à l'aide d'un système multi-gains	49
2.4.6	Échantillonnage multiple et mise en attente des échantillons	53
2.4.7	Conversion analogique-numérique et filtrage numérique	55
2.4.8	Fin de la chaîne	56
2.4.9	Les différents bruits introduits au long de la chaîne	56
2.5	Conclusion	57
3	Performances et étalonnage de la région 0T du prototype 1994	59
3.1	Description de la région 0T et prémisses à l'analyse	60
3.1.1	Géométrie du prototype	60
3.1.2	Dispositif expérimental autour du prototype	61
3.1.3	Chaîne de lecture de la région 0T	62
3.1.4	Les types de données	62
3.1.5	Les variables d'analyse	62
3.2	Étude du bruit électronique de la région 0T	63
3.2.1	Origines du bruit électronique	63
3.2.2	Largeur des fluctuations du bruit électronique	64
3.2.3	Modélisation du bruit cellulaire	65
3.2.4	Méthode de l'amas de taille variable	65
3.2.5	Méthode du coefficient de corrélation linéaire	66
3.2.6	Conclusion sur le bruit	67
3.3	Étude de la mesure de l'énergie dans la région 0T	67
3.3.1	Les énergies de référence des électrons	67
3.3.2	Les corrections géométriques apportées à la mesure de l'énergie	68
3.3.3	Résolution en énergie	69
3.3.4	Linéarité et uniformité	70
3.3.5	Étalonnage	70
3.4	Étude de la mesure de position dans la région 0T	73
3.5	Conclusion	74
4	La lutte contre les bruits d'empilement et de l'électronique	85
4.1	Le filtrage optimal de signaux échantillonnés plusieurs fois	85
4.1.1	Principe du calcul des coefficients	86
4.1.2	Fonctions d'autocorrélation des bruits d'empilement et de l'électronique	86
4.1.3	Calculs des poids optimaux	89
4.2	Expérimentation du filtrage numérique avec la carte MUSIP	90

4.2.1	Le cahier des charges de MUSIP	90
4.2.2	La carte MUSIP	91
4.2.3	Les modes de fonctionnement de MUSIP	94
4.2.4	Les campagnes de tests en faisceau	95
4.2.5	Difficultés liées à l'expérimentation	97
4.2.6	Analyse des données après traitement	98
4.3	Conclusion	101
5	Le bruit de quantification	105
5.1	Définitions	106
5.1.1	Erreur et bruit de quantification	106
5.1.2	Extension au cas du multiple échantillonnage	107
5.2	Modélisations	107
5.2.1	Les énergies maximales déposées dans une cellule et la gamme dynamique	108
5.2.2	Les différents systèmes multi-gains	110
5.2.3	Les différentes sources de bruit	110
5.3	Résultats	112
5.3.1	Critère de test	112
5.3.2	Construction des résultats	113
5.3.3	Étude particulière du système à 2 gains	114
5.3.4	Étude particulière du système à 3 gains	115
5.3.5	Comportement du bruit de quantification à basse énergie	115
5.3.6	Effet du filtrage numérique	115
5.3.7	Effet du bruit cohérent	116
5.4	Conclusion	117
6	L'étalonnage du calorimètre électromagnétique	127
6.1	Les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	129
6.1.1	Constitution du lot d'étude	129
6.1.2	Caractéristiques des leptons e^\pm de désintégration	132
6.1.3	Caractéristiques des photons de Bremsstrahlung interne	133
6.1.4	La masse invariante $m_{e^+e^-}$	135
6.1.5	Détermination d'un critère de rejet du Bremsstrahlung interne et externe	136
6.2	L'algorithme de calcul des inverses \vec{k} des fractions d'échantillonnage	140
6.2.1	Le choix de la variable de travail	141
6.2.2	Le choix de la distribution de référence	142
6.2.3	La recherche du maximum de vraisemblance à l'aide d'une méthode de Newton généralisée	145
6.2.4	Initialisation de l'algorithme	147
6.2.5	Arrêt de l'algorithme	149
6.2.6	Production et analyse des résultats	149
6.3	Sensibilité à la fonction	151
6.3.1	Résultats avec la fonction NUMÉRIQUE	151
6.3.2	Résultats avec la Gaussienne	151
6.3.3	Résultats avec la BWR naturelle	152
6.3.4	Résultats avec la BWR ajustée	152
6.3.5	Comparaison des résultats	153

6.4	Sensibilité à la fenêtre de masse	154
6.5	Sensibilité à la statistique	155
6.6	Conclusion et prolongements potentiels de cette première étude	156
Conclusion et perspectives		159
A	Calculs théoriques des fractions d'échantillonnage	i
A.1	Méthode de calcul	i
A.1.1	Principe	i
A.1.2	Détermination des valeurs nécessaires	ii
A.2	Valeurs des fractions d'échantillonnage	iii
A.2.1	Cas de la région 0T du prototype 1994	iii
A.2.2	Cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	iii
B	Calculs intermédiaires pour la méthode de Newton généralisée	v
	Bibliographie	vii

Liste des figures

1.1	Le potentiel de Higgs, vue comme une surface de \mathbb{R}^3	9
1.2	Évolution de la largeur totale Γ du Higgs en fonction de sa masse m_H	18
1.3	Rapport d'embranchement du Higgs dans ces différents canaux de désintégration.	22
1.4	Limites sur la masse du Higgs en fonction de la masse du quark t	23
1.5	Comparaison des sections efficaces de production à un anneau de collision pp.	24
2.1	Vue schématique de la disposition de l'anneau de collisions LHC.	26
2.2	Coupe transversale de l'anneau de collision LHC.	27
2.3	Flux de neutrons de 1 MeV dans les calorimètres (coupe longitudinale) durant une année standard à haute luminosité.	29
2.4	Dose déposée par des photons d'énergie supérieure à 30 keV dans les calorimètres (coupe longitudinale) durant une année standard à haute luminosité.	30
2.5	Demi-coupe longitudinale du détecteur interne d'ATLAS.	31
2.6	L'ensemble calorimétrique du détecteur ATLAS.	34
2.7	Aimant toroïdal supraconducteur à air d'ATLAS.	35
2.8	Ionisation de l'argon entre un absorbeur et une électrode (angles d'ouverture exagérés).	39
2.9	Forme triangulaire du courant induit par l'ionisation de l'argon.	39
2.10	Profil des absorbeurs et électrodes en forme d'accordéon.	42
2.11	Schéma de l'architecture de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	48
2.12	Mise en forme du signal triangulaire.	50
2.13	Schéma d'une cellule du calorimètre avec son préamplificateur.	51
2.14	Bruit total en fonction du temps de mise en forme du signal.	52
2.15	Comparaison entre un système monogain et un système multigains.	54
2.16	Échantillonnage du signal mis en forme.	55
3.1	Photographie du prototype avant son installation dans le cryostat.	61
3.2	Distribution du bruit électronique dans un amas 3×3 et évolution au cours du temps de la largeur des fluctuations du bruit au sein de deux amas à $\eta = 0.115$ et $\eta = 0.291$	75
3.3	Distribution et profil des fluctuations du bruit en fonction du nombre de cellules.	76
3.4	Distribution du coefficient de corrélation linéaire ρ	77
3.5	Pertes latérales dues à la segmentation.	78
3.6	Modulation de $E_{3 \times 3}$ en fonction de η	78
3.7	Effet géométrique dû à l'arrondi des sommets des accordéons.	79

3.8	Modulation de $E_{3 \times 3}$ en fonction de ϕ	79
3.9	Comparaison des spectres en énergie avant et après corrections géométriques.	80
3.10	Résolution sur la mesure de l'énergie dans un amas 3×3 à $\eta = 0.115$ et $\eta = .291$ ($E_{incidente}$ correspond à E_{ref} et E_{recon} à E).	80
3.11	Linéarité E_{recon}/E de la réponse en énergie de la région 0T à $\eta = 0.115$	81
3.12	Uniformité de la réponse de la région 0T.	81
3.13	Modulation en "S" de la pseudo-rapacité extrapolée $\eta_{faisceau}$ à partir des chambres faisceaux en fonction de la pseudo-rapacité η reconstruite.	82
3.14	Modulation de l'écart azimutal $\phi_{faisceau} - \phi$ en fonction de l'azimut reconstruit ϕ	82
3.15	Résolution en position suivant η et ϕ à deux pseudo-rapidités différentes.	83
4.1	Comparaison des fonctions d'autocorrélation normalisées : R_{el} en pointillés et R_{em} en trait continu.	88
4.2	Structure des paquets de données.	91
4.3	Photographie de trois-quarts face de la carte MUSIP.	92
4.4	Synoptique du traitement des données au sein de la carte MUSIP.	93
4.5	Schéma du dispositif expérimental de test de MUSIP durant les campagnes 1995 et 1996.	102
4.6	Sélection des événements suivant leur capacité à reproduire la forme.	103
4.7	Distribution de l'énergie des électrons après traitement par MUSIP.	104
5.1	Schéma général de la chaîne de lecture d'une cellule.	106
5.2	Évolution de $e_{max}^{Si}(E)$ en fonction de l'énergie incidente E des électrons (symboles \star) et de la valeur moyenne de l'énergie E_{ϕ}^{Si} déposée dans la cellule la plus énergétique en fonction de E (étoiles pentagonales blanches).	119
5.3	Pourcentage de l'énergie incidente déposée dans chaque compartiment.	120
5.4	Systèmes à 2, 3, 4 gains et à compression avec leur jeu de rapports de gains.	121
5.5	Systèmes à 2, 3, 4 gains et compression avec leurs bruits associés.	122
5.6	Les symboles <i>étoiles pentagonales blanches</i> , \star , \bullet , \circ représentent le rapport du bruit de quantification rapporté à l'énergie en fonction de l'énergie pour les différents lots d'électrons simulés. Le filtrage numérique optimal à haute luminosité a été utilisé. Les résultats associés à l'utilisation d'un ADC 12 bits ou 14 bits sont séparés. La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ du calorimètre figure avec les valeurs de 0.5% et 0.7% de terme constant.	123
5.7	Les points noirs \bullet représentent le bruit de quantification rapporté à l'énergie pour les différentes énergies des électrons simulés dans le cas d'un système 2 gains (1,32) 12 bits. Le filtrage numérique optimal adapté à la haute luminosité est utilisé et un bruit cohérent de $250 \mu V$ est ajouté. Les résultats sont dupliqués pour comparaison avec une résolution du calorimètre comportant un terme constant de 0.5% ou de 0.7%.	124
5.8	Évolution du bruit de quantification en fonction de l'énergie pour un système 3 gains 12 bits associé à un filtrage numérique adapté à la haute luminosité : les symboles <i>étoiles pentagonales blanches</i> , \star , \bullet , \circ sont associés à différents jeux de rapport de gains. La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ du calorimètre figure avec les valeurs de 0.5% et 0.7% de terme constant.	124

5.9	Évolution du bruit de quantification (\star) en fonction de l'énergie pour un système 3 gains 12 bits associé à un filtrage numérique adapté à la haute luminosité. Un bruit cohérent de $250 \mu\text{V}$ a été ajouté. La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ du calorimètre figure avec les valeurs de 0.5% et 0.7% de terme constant.	125
6.1	Comparaison entre les coordonnées reconstruites dans l'amas et les coordonnées extrapolées pour chaque type de lepton (e^\pm).	130
6.2	Distribution des impulsions transverses des leptons et distribution de l'impulsion transverse du système qu'ils forment.	132
6.3	Distribution de l'impulsion transverse $p_T(\gamma)$ des photons de Bremsstrahlung interne.	133
6.4	Distribution de $\Delta R_{\gamma e^+}$ en fonction de $\Delta R_{\gamma e^-}$ avec les limites $\Delta R_{3 \times 7}$	134
6.5	Distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des impulsions pour différents lots: lot complet (en blanc), lot des événements sans photon rayonné (en hachures /), lot des événements avec photon rayonné (en hachures \), lot des événements avec photon énergétique et isolé (en hachures —).	135
6.6	Pertes relatives des énergies de chaque amas en fonction de la pseudo-rapacité $ \eta $ de chaque amas.	137
6.7	Distribution de la masse $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des énergies avant (non-hachurée) et après coupures (hachurée) sur les débordements d'amas.	138
6.8	Distribution de l'impulsion transverse p_T associée au troisième amas.	139
6.9	Distribution de la masse $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des impulsions avant (non-hachurée) et après coupures (hachurée en /) sur les les troisièmes amas. La distribution de la masse $m_{e^+e^-}$ pour les événements coupés est figurée en hachure —.	140
6.10	Distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des énergies et de son carré pour les 5558 événements reconstruits (non hachurée) et pour les 26918 événements de référence (hachurée). Les distributions ont été normalisées pour que leurs sommets soient identiques.	143
6.11	Dérivées première et seconde de la fonction numérique avant lissage.	144
6.12	Distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des énergies et de son carré pour les événements du lot de référence après lissage. La distribution de la masse carrée tient lieu dorénavant de la fonction numérique finale de référence utilisé dans le calcul de la vraisemblance.	145
6.13	Dérivées première et seconde de la fonction numérique après lissage.	146
6.14	Comparaison des fonctions de référence analytiques: la gaussienne (trait plein), la BWR (trait tireté) et la BWR ajustée (trait pointillé). Le sommet de chaque fonction a été normalisé à 1.	147
6.15	Calcul approché d'un zéro d'une fonction par la méthode de Newton.	148
A.1	Coupe transversale du tonneau électromagnétique	ii

Liste des tableaux

1.1	Les champs fermioniques du Modèle Standard.	6
1.2	Les champs bosoniques de jauge du Modèle Standard.	7
1.3	Couplages vectoriels et axiaux des fermions au boson Z^0	12
2.1	Nombre d'événements par croisement suivant la luminosité du LHC.	28
2.2	Performances typiques attendues des calorimètres d'ATLAS.	33
2.3	Caractéristiques géométriques du calorimètre électromagnétique.	43
2.4	Nombres de cellules dans chaque compartiment selon le types d'amas utilisé.	44
2.5	Contributions à la largeur de la masse reconstruite d'un boson de Higgs de 100 GeV en deux photons.	46
2.6	Contributions à la largeur de la masse reconstruite d'un boson de Higgs de 130 GeV en quatre électrons.	46
3.1	Segmentation de la région 0T du prototype 1994.	61
3.2	Tailles de l'amas 3×3 dans chaque compartiment.	63
3.3	Largeur des fluctuations des bruits cohérent et incohérent au sein des deux sous-modules 0T.	66
3.4	Les différentes énergies du faisceau et les incertitudes associées.	68
3.5	Comparaison de la largeur du bruit dans le 0T et dans une électronique froide.	70
3.6	Calcul du rapport (i/E) à partir de données réelles.	72
3.7	Calcul du rapport (i/E) à partir de simulations/calculs simples.	73
3.8	Termes de bruit, d'échantillonnage et terme constant des résolutions angulaires.	74
4.1	Comparaison entre les largeurs des fluctuations des bruits thermique, d'empilement et total.	89
4.2	Pourcentages de réussites des tests de fonctionnalités de MUSIP au cours des deux campagnes 1995 et 1996.	98
5.1	Valeur de l'énergie maximale déposée dans une cellule pour chaque compartiment.	108
5.2	Limite inférieure de l'échelle d'énergie dans chaque compartiment pour le gain le plus élevé.	110
5.3	Largeur du bruit électronique dans chaque compartiment d'un amas 3×7 muni de l'électronique 0T.	111
5.4	Bruit électronique des pipelines analogiques exprimé en énergie dans chaque compartiment d'un amas 3×7 suivant le système linéaire multigain considéré.	112

5.5	Comparaison entre le bruit électronique et le bruit de quantification à basse énergie.	115
5.6	Bruit de quantification d'un compresseur suivant le nombre d'échantillons.	116
5.7	Comparaison entre la largeur du bruit de quantification (b.d.q.) simulé et celui calculé dans le cas d'un filtrage numérique adapté à haute luminosité \mathcal{L}_0	117
6.1	Constantes théoriques d'étalonnage.	148
6.2	Constantes d'étalonnage initiales.	148
6.3	Constantes d'étalonnage obtenues avec la fonction numérique.	151
6.4	Constantes d'étalonnage obtenues avec la fonction gaussienne.	151
6.5	Constantes d'étalonnage obtenues avec la Breit et Wigner relativiste.	152
6.6	Constantes d'étalonnage obtenues avec la Breit et Wigner relativiste ajustée.	152
6.7	Comparaison des résultats obtenus pour différentes fonctions de référence.	153
6.8	Constantes d'étalonnage obtenues avec la BWR ajustée et la fenêtre de masse étroite.	154
6.9	Comparaison des résultats obtenus pour deux fenêtres de masse.	154
6.10	Constantes d'étalonnage obtenues avec la BWR ajustée pour 1300 événements.	155
6.11	Constantes d'étalonnage obtenues avec la BWR ajustée pour 2600 événements.	156
6.12	Comparaison des résultats obtenus suivant le nombre d'événements utilisés.	156
A.1	Fraction d'énergie déposée dans l'argon de la région 0T du prototype 1994.	iii
A.2	Fraction d'énergie déposée dans l'argon du tonneau électromagnétique à accordéons.	iv
A.3	Fraction d'énergie déposée dans l'argon du pré-échantillonneur tonneau.	iv
A.4	Inverse de la fraction d'échantillonnage théorique du tonneau électromagnétique à accordéons.	iv
A.5	Inverse de la fraction d'échantillonnage théorique du pré-échantillonneur.	iv

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Jacques Colas pour avoir dirigé ma thèse et pour m'avoir montré en particulier toute la rigueur et la cohérence des raisonnements qui accompagnent la recherche scientifique.

Un autre aspect de la recherche est le travail de groupe qu'elle implique souvent. J'ai eu ainsi à travailler à maintes occasions avec les différents membres du groupe ATLAS du LAPP, que je remercie des éclairages et conseils particuliers qu'ils m'ont apportés.

Je remercie également Denis Linglin et Michel Yvert, les ancien et actuel directeurs du LAPP, au sein duquel ils m'ont accueilli et permis d'effectuer ma thèse.

Je tiens également à remercier Marie-Claude Cousinou, Daniel Décamp, Peter Denes, Patrick Ledu et André Rougé d'avoir bien voulu être les pairs qui ont accepté de juger mon travail de thèse.

Je remercie chaleureusement les différents membres du LAPP qui ont participé directement ou indirectement à cette thèse, ainsi que Dominique, Joël, Vincent et Xavier pour leurs conseils et remarques.

Merci encore à Catherine, ma femme, pour la constance de son soutien et de ses encouragements, et enfin, pour tous ceux que j'oublie, qu'ils veuillent bien me pardonner et acceptent mes remerciements.

Résumé

ATLAS est l'un des deux grands instruments qui sera placé auprès du LHC, futur anneau de collisions proton-proton du CERN. L'un de ses objectifs est la recherche du boson de Higgs, particule introduite dans le Modèle Standard pour rendre compte de la brisure de la symétrie électrofaible ainsi que de la masse des fermions. Le bruit de fond hadronique introduit par la nature même de l'anneau, conduit à rechercher le boson de Higgs dans ses modes de désintégration photonique et leptoniques, donc électroniques. Dans cette optique, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS doit être spécifiquement optimisé et étalonné. L'optimisation porte en particulier sur le choix de la chaîne électronique de lecture afin de minimiser la dégradation des mesures introduites par les radiations, le bruit d'empilement, le bruit d'électronique ainsi que le bruit de quantification. Nous verrons dans cette thèse que l'utilisation concomitante d'une électronique de préamplification chaude, d'un filtrage optimal ainsi que d'un système à gains multiples permettent de réaliser cette optimisation. L'étalonnage du calorimètre consiste à déterminer la conversion entre les signaux issus du calorimètre et l'énergie des électrons ou photons à leur création. Si un premier étalonnage effectué en faisceau test peut être transporté *in situ* à l'aide d'un étalon électronique, il reste néanmoins à effectuer un ajustement final. Nous verrons dans cette thèse que l'utilisation du signal de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ en tant qu'étalon de référence absolu permet de réaliser cet indispensable ajustement.

Mots-clé : boson de Higgs, LHC, ATLAS, calorimètre électromagnétique, optimisation, étalonnage absolu, bruit d'empilement, bruit électronique, bruit de quantification, filtrage optimal, MUSIP

Abstract

ATLAS is one of the two large experiments which will be placed along the LHC, the CERN's futur collider proton-proton. Researching the Higgs boson is one of its objectives. The Higgs boson is introduced in the Standard Model to explain the electroweak symmetry breaking and the fermions masses. The hadronic background naturally generated by the collider, constraints to look for the photonic and leptonic Higgs boson decay modes, especially in its electronic mode. In this perspective, the ATLAS electromagnetic calorimeter should be specifically optimized and calibrated. The optimization bears on the readout electronics to minimize the measurement smearing introduced by radiations, pile-up noise, electronics noise as well as quantization noise. We will see in this thesis that the simultaneous use of warm preamplifiers, of optimal filtering technique and of multi-gains system can fulfil such an optimization. Calibrating the electromagnetic calorimeter consists in determinating the correspondence between signals coming from the calorimeter and energies of electrons and photons at their creation. If a first calibration can be obtained in testbeam area and transported *in situ* by using an electronic calibration system, final corrections should be done. We will see in this thesis that the use of a physics signal, $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, as an absolute calibrating signal can perform such a final adjustment.

Keywords : Higgs boson, LHC, ATLAS, electromagnetic calorimeter, optimization, absolute calibration, pile-up noise, electronics noise, quantization noise, optimal filtering, MUSIP

Introduction

Le Modèle Standard de la Physique des Particules est l'un des paradigmes scientifiques les mieux adaptés aux observations expérimentales faites en Physique des Particules depuis plus de 20 ans. Bâti sur une théorie de jauge, il représente "naturellement" les interactions entre les fermions de la matière ordinaire à l'aide de champs vectoriels non-massifs, appelés champs de jauge (voir chapitre 1). L'adjonction d'un secteur scalaire permet alors de rendre compte de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, qui se manifeste expérimentalement par le lestage des bosons W^\pm et Z^0 .

En revanche, la particule scalaire fondamentale mise en jeu dans ce modèle - le boson de Higgs H - n'a pas encore été expérimentalement observée. LEP, seul anneau actuellement compétitif dans sa recherche, ne pourra couvrir le domaine de masse du boson de Higgs que jusqu'à ~ 100 GeV. Le Modèle Standard s'accommodant très bien d'un boson de Higgs de ~ 1 TeV de masse, le domaine de masse au delà des 100 GeV restera inexploré par LEP.

Afin de couvrir ce domaine, un futur anneau de collisions hadroniques a été prévu pour prendre la succession du LEP. Cet anneau, le LHC (Large Hadron Collider), permettra d'atteindre cet objectif à l'aide de collisions de faisceau de protons dont l'énergie ($\sqrt{s} = 14$ TeV dans le centre de masse) et la luminosité ($\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) permettront d'accéder aux éventuels processus de désintégration du boson de Higgs.

La stratégie de recherche du boson de Higgs auprès du LHC est la suivante :

1. recherche du Higgs en deux photons pour un Higgs de masse inférieure à 130 GeV.
2. recherche du Higgs en quatre leptons ($H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4l$, où $l = e, \mu$) pour un Higgs dont la masse est comprise entre 130 GeV et 600 GeV.
3. recherche du Higgs en deux bosons W ($H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow lljj, ll\nu\nu, l\nu jj$) pour un Higgs dont la masse est comprise entre 500 GeV et 1 TeV.

La difficulté de rechercher expérimentalement le Higgs spécifiquement dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ tient aux chiffres suivant :

- la section efficace $H \rightarrow \gamma\gamma$ est 30 fois inférieure à celle du bruit de fond irréductible $\gamma\gamma$.
- la largeur partielle de ce canal est de quelques MeV.

Ceci exige des expériences ATLAS (A Toroïdal Lhc ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) qui seront placées auprès du LHC, de posséder un calorimètre électromagnétique particulièrement performant pour estimer avec précision la masse reconstruite des deux photons (voir chapitre 2). En effet, le calorimètre électromagnétique sera le seul détecteur capable de mesurer l'énergie et la direction des photons, invisibles aux yeux du détecteur interne. Mais à cette difficulté de recherche liée à la physique des

processus mis en jeu, viennent s'ajouter les difficultés de détection liées au fonctionnement du LHC même.

La première difficulté est liée aux doses importantes de radiations engendrée au sein des détecteurs: pas moins de 10^{13} neutrons vont traverser en une année chaque centimètre carré du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Ceci impose notamment que sa chaîne électronique de lecture soit particulièrement durcie aux radiations ou bien qu'elle soit suffisamment performante pour que son éloignement du calorimètre n'introduise pas de dégradation des signaux (voir chapitre 3).

La seconde difficulté est liée au phénomène d'empilement des événements: la fréquence élevée des croisements des faisceaux (40 MHz) et l'énergie dans le centre de masse des protons (14 TeV) conduisent à la création d'un flot soutenu de particules chargées traversant les différents détecteurs. Dans le cas du calorimètre électromagnétique, cet effet contribue à accroître le risque de rater un événement rare (voir chapitre 2). On parle dans ce cas du **bruit d'empilement**.

À ce bruit encore inconnu à LEP, vient s'ajouter celui du **bruit créé par l'électronique** dont les imperfections inhérentes contribuent à dégrader les signaux mesurés. Celui-ci doit être réduit le plus possible afin de ne pas dégrader les performances du calorimètre électromagnétique. Dans le cas d'ATLAS, nous verrons que l'utilisation d'un échantillonnage multiple des signaux du calorimètre associé à une technique de filtrage numérique permet de réduire de manière concomitante l'influence du bruit de l'électronique et du bruit d'empilement (voir chapitre 4).

Mais la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard n'est pas l'unique motivation du LHC. La recherche de particules supersymétriques et de bosons vecteurs massifs des théories de grande unification constitue également un enjeu de taille, car elle apporterait des réponses aux questions laissées irrésolues par le Modèle Standard: pourquoi 3 familles de leptons? comment expliquer la création et la hiérarchie des masses? pourquoi la charge électrique est-elle quantifiée? comment tenir compte de la gravitation?

Si la recherche de particules supersymétriques bénéficie des performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS exigées par le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, en revanche la recherche de bosons vecteurs massifs (voir [1]) vient imposer de nouvelles contraintes; en effet, la recherche des électrons très énergétiques de désintégration d'un boson vectoriel Z' d'une masse de 5 TeV contraint le calorimètre électromagnétique d'ATLAS de deux façons:

physiquement: la profondeur en longueur de radiations du calorimètre doit être suffisamment importante pour que les gerbes développées par les électrons soient complètement contenues.

électroniquement: l'électronique de lecture du calorimètre doit couvrir une grande gamme dynamique (quelques dizaines de MeV à quelques TeV) avec une grande précision.

Si la première contrainte peut être satisfaite par la technologie actuelle, en revanche, la seconde ne peut l'être: il n'existe pas actuellement de convertisseurs analogiques-numériques qui permettent de traiter toute la gamme des énergies possibles avec la précision exigée. Une solution consiste à découper la gamme en différentes sous-gammes pour que chacune puisse être traitée par un convertisseur de moindre précision (voir chapitre 5).

Enfin, le calorimètre électromagnétique - comme tout instrument de mesure - doit être étalonné, et la précision de son étalonnage doit être assujettie aux mesures physiques que

l'on souhaite effectuer. De nouveau, la recherche d'un boson de Higgs léger se désintégrant en deux photons constitue le critère le plus exigeant. Si l'épreuve du faisceau test est indispensable pour étalonner **une partie** du calorimètre électromagnétique (voir chapitre 3), elle doit être validée et complétée *in situ* pour **tout** le calorimètre. Nous verrons dans quelle mesure l'utilisation du signal de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ comme étalon de référence absolu permet de réaliser cet indispensable ajustement final (voir chapitre 6).

Chapitre 1

Le boson de Higgs du Modèle Standard

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie des systèmes de particules relativistes décrivant leurs interactions électromagnétiques, faibles et fortes à l'aide d'un formalisme lagrangien. Ce formalisme met en œuvre :

des champs objets mathématiques modélisant les particules physiques.

un lagrangien objet mathématique modélisant la propagation et les interactions des particules physiques.

Cette théorie est de plus quantique, et ne cherche pas à calculer des solutions exactes d'équations de propagation comme c'est le cas dans les théories classiques des champs (théorie maxwellienne de l'électromagnétisme, par exemple). Ce n'est donc pas une théorie déterministe : les seuls résultats fournis sont de nature probabiliste. On calcule ainsi des probabilités d'interaction entre deux particules.

Les valeurs de ces probabilités - baptisées **sections efficaces** - sont obtenues après une série de calculs longs (en temps) et qui requièrent une grande attention de par la quantité et la nature des objets¹ mathématiques qu'ils mettent en œuvre.

Nous n'effectuerons pas tout le chemin entre la modélisation et les différentes valeurs finales qui sont présentées aussi bien dans cette section que dans les autres. Nous verrons d'abord que les particules du Modèle Standard sont classées par **secteurs** :

secteur fermionique rattaché à la matière qui constitue notre Univers.

secteur de jauge rattaché aux particules médiatrices des interactions.

Pour rendre compte au niveau théorique de ces différents secteurs, on utilise une théorie où le lagrangien total est supposé invariant sous l'action locale d'un groupe de symétrie. Une telle théorie porte le nom de **théorie de jauge** et le groupe de symétrie utilisé est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les champs modélisant les particules de chaque secteur sont définis dans les représentations unitaires du groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes$

¹Ces objets ne sont parfois même pas définis exactement par les mathématiciens, comme dans le cas de l'intégration fonctionnelle, qui tient lieu d'outil heuristique. Mais cela ne veut pas dire que physiciens théoriciens et mathématiciens ne cherchent pas à trouver une définition plus rigoureuse.

$U(1)_Y$ (voir 1.1.1 et 1.1.2). Leurs dynamiques et leurs interactions sont codées dans un lagrangien (voir 1.1.3). La théorie de jauge que l'on obtient alors est non massive (fermions sans masse) et ne rend pas compte de la brisure de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dite électrofaible (dont les bosons de jauge associés sont W^\pm et Z^0 massifs), liée aux résultats expérimentaux.

Pour réaliser l'adéquation désirée entre la théorie et l'expérience, on adjoint un nouveau secteur dit **secteur scalaire** (voir 1.1.4). L'ajout de ce secteur permet de lester les fermions (voir 1.1.7) et permet de briser la symétrie électrofaible (voir 1.1.4 et 1.1.5) tout en préservant les principales propriétés du modèle non-massif (voir 1.1.8).

1.1.1 Le secteur fermionique

Les composantes chirales gauche et droite des champs fermioniques appartiennent à deux représentations différentes de $SU(2)_L$. Le tableau 1.1 présente les différents champs décrivant la matière avec leurs nombres quantiques respectifs: Y l'hypercharge faible, I_{3W} la troisième composante de l'isospin faible.

Type de fermions	Chiralité	Champs	Nombres quantiques
leptons	gauche	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$I_{3W} = \frac{1}{2}; Y = -1$
	droite	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ e_R, μ_R, τ_R	$I_{3W} = -\frac{1}{2}; Y = +1$ $I_{3W} = 0; Y = -2$
quarks	gauche	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$I_{3W} = \frac{1}{2}; Y = \frac{1}{3}$ $I_{3W} = -\frac{1}{2}; Y = \frac{1}{3}$
	droite	$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$	$I_{3W} = 0; Y = \frac{4}{3}, -\frac{2}{3}$

Tableau 1.1: Les champs fermioniques du Modèle Standard.

Y et I_{3W} sont choisis afin de vérifier avec Q , charge électromagnétique d'un champ, une relation analogue à celle de Gell-Mann et Nishijima :

$$Q = I_{3W} + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

Le lagrangien \mathcal{L}_{MS} est construit pour rester invariant sous l'action du groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Pour l'instant, \mathcal{L}_{MS} ne contient que les termes de propagation des fermions F (voir équation (1.2)).

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{fermions} = \sum_{fermion F} \bar{F} i \gamma_\mu \partial^\mu F \quad (1.2)$$

Par construction, le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est un groupe de symétries globales du lagrangien précédent, où les champs sont décrits libres et non-massifs.

Afin d'introduire les interactions entre les champs, on va supposer que le lagrangien admet $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ comme groupe de symétries locales. Le groupe de symétries est appelé dans ce cas-là **groupe de jauge**. L'obligation d'invariance locale introduit "naturellement" les champs médiateurs des interactions, appelés **champs de jauge**. Nous allons voir dans la sous-section 1.1.2 quelle est leur nature et dans la sous-section 1.1.3 comment ils contribuent à l'invariance de jauge du lagrangien du Modèle Standard.

1.1.2 Le secteur de jauge

Les champs de jauge appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. À chacun de ces champs correspond un boson vectoriel, médiateur d'une interaction. Contrairement aux fermions, le nombre des bosons de jauge est fixé: il est égal au nombre des générateurs de $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le tableau 1.2 présente les champs de jauge avec leurs nombres quantiques respectifs.

Sous-groupe	Constante de couplage	Champs de jauge	Nombres quantiques
$SU(3)_C$	g_s	les 8 gluons: G_μ^a	(8, 1, 0)
$SU(2)_L$	g	les 3 bosons faibles intermédiaires: \vec{W}_μ	(1, 3, 0)
$U(1)_Y$	g'	le boson abélien intermédiaire: B_μ	(1, 1, 0)

Tableau 1.2: Les champs bosoniques de jauge du Modèle Standard.

Les champs G_μ^a et \vec{W}_μ associés à des sous-groupes de jauge non-abéliens sont dits de type Yang-Mills. En revanche, aucun d'entre eux n'intervient directement dans le lagrangien du Modèle Standard \mathcal{L}_{MS} . Ils y participent sous la forme de leurs tenseurs d'intensité.

$$\begin{cases} G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \\ W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \\ B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{cases} \quad (1.3)$$

où f^{abc} et ϵ^{ijk} sont les constantes de structure respectives des groupes de Lie $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$. Le lagrangien \mathcal{L}_{jauge} modélisant la dynamique des champs de jauge prend alors la forme:

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

1.1.3 Le Modèle Standard non-massif

Afin de compenser les termes dus à la localité des transformations de jauge, la dérivation covariante des champs fermioniques est redéfinie en tenant compte des champs de jauge. Elle s'exprime de la façon suivante:

$$D_\mu = \partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g_s}{2} G_\mu^a \lambda_a + i \frac{g}{2} I_{3W} \vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau} + i \frac{g'}{2} Y B_\mu \quad (1.5)$$

où $\vec{\tau} = (\tau^1, \tau^2, \tau^3)$ sont les trois matrices de Pauli et λ_a les huit matrices de Gell-Mann (voir [2] pour leurs définitions précises).

Finalement, le lagrangien du Modèle Standard s'écrit en fonction des champs de fermions et des champs de jauge de la façon suivante:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{fermions} \quad (1.6)$$

À ce stade de description, nous avons modélisé les fermions de la matière usuelle et les bosons médiateurs des interactions. En revanche, deux problèmes restent à régler:

1. nos champs fermioniques ne sont pas massifs, alors que les résultats expérimentaux établissent le contraire (sauf dans le cas des neutrinos, où les mesures actuelles sont compatibles avec des fermions de masse nulle).
2. les champs bosoniques médiateurs de l'interaction faible sont massifs, signature expérimentale de la brisure de la symétrie électrofaible.

Introduire directement des termes de masses dans le lagrangien ne permet pas de résoudre efficacement ces deux problèmes, puisqu'en contrepartie nous perdons l'invariance du lagrangien sous l'action de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ainsi que la renormalisabilité de la théorie.

Nous allons voir maintenant comment l'ajout d'un secteur scalaire à la théorie en constitue une solution.

1.1.4 Addition du secteur scalaire de Higgs et brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Afin de mieux comprendre pourquoi il nous faut rajouter des champs à notre modèle, partons du constat suivant :

- médiateurs théoriques = \vec{W}_μ, B_μ : quatre champs vectoriels non massifs, soit **8 degrés** de liberté.
- médiateurs expérimentaux = W^\pm, Z^0, γ : trois champs vectoriels massifs et un champ vectoriel non massif, soit **11 degrés** de liberté.

Ce constat permet de se rendre compte qu'il faut rajouter au moins 3 degrés de liberté à notre modèle. Afin de respecter la symétrie d'isospin faible, la solution minimale consiste à introduire quatre champs scalaires au sein d'un doublet Φ sous $SU(2)_L$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^1 + i\Phi^2 \\ \Phi^3 + i\Phi^4 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

On bâtit à partir de Φ le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{\text{scalaire}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.8)$$

dans lequel intervient :

- la dérivée covariante D_μ , qui s'exprime comme en (1.5).
- le potentiel $V(\Phi)$ du doublet ainsi choisi :

$$\begin{aligned} V(\Phi) &= \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ &= \mu^2((\Phi^1)^2 + (\Phi^2)^2 + (\Phi^3)^2 + (\Phi^4)^2) \\ &\quad + \lambda((\Phi^1)^2 + (\Phi^2)^2 + (\Phi^3)^2 + (\Phi^4)^2)^2 \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

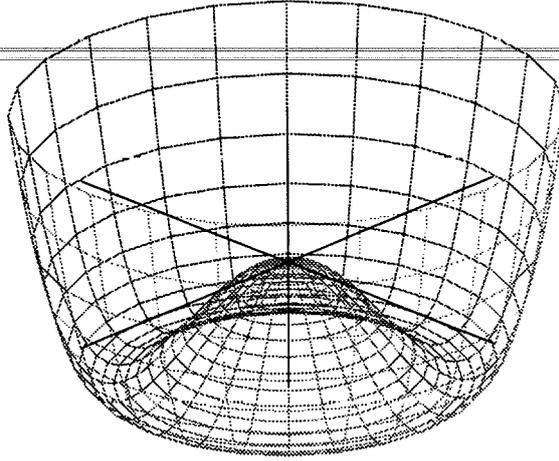


Figure 1.1: Le potentiel de Higgs, vue comme une surface de \mathbb{R}^3 .

Comme il est difficile de représenter graphiquement $V(\Phi^1, \Phi^2, \Phi^3, \Phi^4)$ en tant que surface de \mathbb{R}^5 , il est commode de procéder par analogie avec $V(\Phi^1, \Phi^2)$, surface de \mathbb{R}^3 .

Comme le représente la figure 1.1, le potentiel V présente une infinité non dénombrable de minima non isolés distribués suivant un cercle d'axe "vertical"² et de rayon :

$$\frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.10)$$

L'état fondamental du système représenté par Φ sera donc infiniment dégénéré puisque tout doublet Φ vérifiant :

$$\forall x, |\Phi(x)| = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.11)$$

sera par définition un état fondamental.

La symétrie est dite **brisée spontanément** dans ce cas et le mécanisme qui provoque cette brisure est appelé **mécanisme de Higgs**. On désigne alors $\mathcal{L}_{\text{scalaire}}$ par $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ et par H le champ par rapport auquel on va effectuer le développement qui suit ; H est le champ scalaire associé au boson de Higgs. Développons maintenant Φ au voisinage du

minimum $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$:

$$\Phi(x) = e^{i\vec{\theta}(x) \cdot \vec{\tau}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où $\vec{\theta} = (\theta^1, \theta^2, \theta^3)$ sont les trois champs scalaires désignant les angles de rotation autour des trois axes de l'espace d'isospin faible.

La fixation de la jauge $U(\vec{\theta}) = e^{-i\vec{\theta}(x) \cdot \vec{\tau}} \in SU(2)_L$ permet de compenser le terme de rotation de (1.12). Les champs $\vec{\theta}$ sont les **bosons de Goldstone** associés à la brisure de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ils vont devenir les degrés de liberté longitudinaux des bosons intermédiaires faibles, qui sont devenus massifs. C'est ce que nous allons voir dans la suite.

²au sens d'orthogonal à l'hyperplan des arguments du potentiel.

1.1.5 Les nouveaux champs de jauge massifs

Les champs des différents secteurs vont se transformer de manière différente sous l'action de la jauge précédente (voir [3] pour les détails des lois de transformation). À l'issue de cette transformation, on obtient les changements suivants :

$$\begin{cases} L & \rightarrow L' \\ \Phi & \rightarrow \Phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ W_\mu^a & \rightarrow W_\mu^{a'} \\ R & \rightarrow R' = R \\ B_\mu & \rightarrow B'_\mu = B_\mu \end{cases} \quad (1.13)$$

Le terme $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ du lagrangien \mathcal{L}_{Higgs} va se transformer alors pour donner deux types de termes :

1. les termes de masse des nouveaux bosons de la jauge électrofaible, W^\pm et Z^0 .
2. les termes d'interaction entre les nouveaux bosons W^\pm et Z^0 et le champ scalaire de Higgs H (voir la section 1.2).

Les termes de masse sont construits à partir de la matrice \mathcal{M} intervenant dans l'expression de la dérivée covariante qui s'applique au doublet de Higgs Φ d'isospin faible $Y = 1$ (voir equation (1.15)).

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} \begin{pmatrix} g'B'_\mu + gW_\mu^{3'} & g(W_\mu^{1'} - iW_\mu^{2'}) \\ g(W_\mu^{1'} + iW_\mu^{2'}) & g'B'_\mu - gW_\mu^{3'} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

$$= \partial_\mu + \frac{i}{2} \mathcal{M} \quad (1.15)$$

Avant d'arriver aux termes de masse finals, on construit de nouveaux champs de jauge à partir des anciens (processus désigné par "diagonalisation de la matrice de masse").

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^{1'} \\ W_\mu^{2'} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & \sin(\theta_W) \\ -\sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B'_\mu \\ W_\mu^{3'} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (1.16)$$

La définition (1.16) des nouveaux champs W^\pm et Z^0 comporte les cosinus et sinus de l'angle de Weinberg définis à partir des constantes de couplages g et g' des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

$$\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.17)$$

Finalement, les termes de masse que l'on obtient sont :

$$\left(\frac{i}{2} M \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right)^\dagger \left(\frac{i}{2} M \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right) = \frac{1}{8} g^2 v^2 (|W_\mu^-|^2 + |W_\mu^+|^2) + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) v^2 |Z_\mu|^2 \quad (1.18)$$

d'où l'on tire les masses des bosons de jauge des interactions faible et électromagnétique :

$$\begin{cases} m_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \\ m_{Z^0} = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2} \\ m_\gamma = 0 \end{cases} \quad (1.19)$$

On retrouve ainsi le photon γ de masse nulle comme étant associé aux champs A_μ . Le rapport des masses des bosons de jauge faible s'exprime alors simplement en fonction de l'angle de Weinberg :

$$\frac{m_{W^\pm}^2}{m_{Z^0}^2} = \cos^2(\theta_W) \quad (1.20)$$

et la constante de couplage électromagnétique e se déduit de g et g' suivant (1.21).

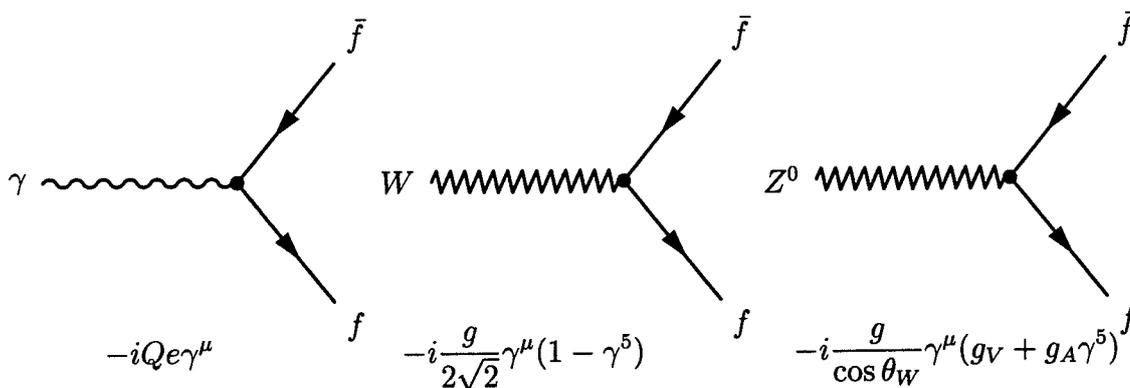
$$e = g' \cos(\theta_W) = g \sin(\theta_W) \quad (1.21)$$

1.1.6 Couplages des fermions aux nouveaux champs de jauge

La dérivée covariante vue en (1.5) appliquée aux fermions, va pouvoir se ré-exprimer à partir des champs de jauge obtenus après brisure de la symétrie électrofaible. Les champs de jauge de l'interaction forte ne sont pas modifiés, aussi allons nous porter toute notre attention sur ceux des interactions faible et électromagnétique.

Les anciens champs de jauge non-massifs \vec{W}_μ et B_μ s'expriment à l'aide des nouveaux champs de jauge massifs W_μ^\pm, Z_μ et non-massifs A_μ par le biais de l'inverse des relations (1.16).

En remplaçant \vec{W}_μ et B_μ par W_μ^\pm, Z_μ, A_μ dans la dérivée covariante appliquée aux champs fermioniques, on obtient l'expression de leurs couplages aux nouveaux champs de jauge. Les couplages obtenus à l'ordre le plus bas dans le développement perturbatif de la théorie sont :



où les intensités des couplages vectoriels g_V et g_A s'expriment en fonction de la charge

électromagnétique et de l'isospin faible des champs fermioniques.

$$\begin{cases} g_V = \frac{I_{3W}}{2} - Q \sin^2 \theta_W \\ g_A = -\frac{I_{3W}}{2} \end{cases} \quad (1.22)$$

Le tableau 1.3 présente les valeurs prises par g_V et g_A suivant les fermions.

fermion	g_V	g_A
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{4}$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$
u, c, t	$\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{4}$
d, s, b	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{4}$

Tableau 1.3: Couplages vectoriels et axiaux des fermions au boson Z^0 .

Une conséquence de ces couplages est qu'ils permettent de déterminer la constante v , valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs. En effet, la comparaison à basse énergie entre le Modèle Standard et le modèle V-A de Fermi permet de calculer la masse du W^\pm de deux façons indépendantes (voir équation 1.23).

$$\begin{cases} \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} \\ \frac{1}{v^2} = \frac{g^2}{4m_W^2} \end{cases} \quad (1.23)$$

On déduit ainsi la valeur de v à partir de la constante de Fermi G_F , ce qui conduit à :

$$v^2 = \frac{1}{G_F \sqrt{2}} \Rightarrow v = 246 \text{ GeV} \quad (1.24)$$

1.1.7 Lestage des champs fermioniques

On ne peut pas introduire directement dans le lagrangien du Modèle Standard des termes de masse de la forme $-m\bar{\Psi}\Psi$ pour les fermions sous peine de ne pas respecter la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. En effet, un tel terme de masse couple la partie gauche d'un champ fermionique Ψ avec sa partie droite :

$$-m\bar{\Psi}\Psi = -m(\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R) \quad (1.25)$$

Pour chaque famille de fermions, une alternative consiste à construire un terme invariant de jauge bâti à partir du doublet de Higgs Φ et de constantes dites de Yukawa. Appelons λ_{ij} les constantes de Yukawa des leptons et λ_{+ij} (resp. λ_{-ij}) les constantes de Yukawa des quarks de type "haut" (resp. de type "bas"). Les termes que l'on rajoute au lagrangien du Modèle Standard sont alors contenus dans le lagrangien \mathcal{L}_{Yukawa} .

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda_{ij} (\bar{L}_L^i \Phi) l_R^j \quad (1.26)$$

$$+ \lambda_{+ij} (\bar{Q}_L^i \Phi) u_R^j \quad (1.27)$$

$$+ \lambda_{-ij} (\bar{Q}_L^i \tilde{\Phi}) d_R^j \quad (1.28)$$

$$+ \text{conjugués hermitiques} \quad (1.29)$$

où :

- $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi = \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}$ après fixation de jauge avec $U(\vec{\theta})$.

- Q_L^i désigne le doublet des quarks gauches.
- u_R^i les singulets droits des quarks de type "haut".
- d_R^i les singulets droits des quarks de type "bas".
- L_L^i désigne le doublet des leptons gauches.
- l_R^i désigne le singulet des leptons droits.
- l'indice i se rapporte à la génération concernée.

Il n'y a aucune raison pour que les matrices $\Lambda = (\lambda_{ij})$, $\Lambda_+ = (\lambda_{+ij})$ et $\Lambda_- = (\lambda_{-ij})$ soient *a priori* diagonales. Si l'on peut choisir une base dans l'espace des générations des leptons qui permettent de rendre Λ diagonale, cela n'est pas possible dans le cas des quarks. En effet, la diagonalisation des matrices Λ_+ et Λ_- ne peut avoir lieu simultanément. Par convention on choisit de diagonaliser la matrice Λ_+ qui opère dans l'espace des générations des quarks de type "haut". La matrice Λ_- sera alors diagonale dans une base des quarks de type "bas", qui se déduit de la base de diagonalisation des quarks de type "haut" par une rotation. Cette matrice de rotation est appelée **matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa**, notée traditionnellement V_{CKM} (voir [4]). On montre que la matrice V_{CKM} dépend de **4 paramètres** indépendants (voir par exemple [4]).

Après diagonalisation des matrices Λ , Λ_+ et Λ_- , on obtient un ensemble de 9 valeurs propres en fonction desquelles les masses des fermions s'expriment (voir 1.30).

$$\begin{cases} m_l = \lambda_l \frac{v}{\sqrt{2}} \\ m_q = \lambda_q \frac{v}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (1.30)$$

où $(\lambda_e, \lambda_\mu, \lambda_\tau)$ et $(\lambda_u, \lambda_d, \lambda_c, \lambda_s, \lambda_t, \lambda_b)$ sont les **9 couplages de Yukawa** dont les valeurs sont inconnues.

1.1.8 Le Modèle Standard massif

Finalement, le Modèle Standard rend compte de la masse des fermions et de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, grâce au mécanisme de Higgs. Le lagrangien final \mathcal{L}_{MS} du Modèle Standard s'obtient en sommant les différents lagrangiens rencontrés auparavant :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.31)$$

L'un des avantages du mécanisme de Higgs est de respecter la procédure d'élimination des infinis introduits par les objets heuristiques avec lesquels on représente les interactions. Cette procédure d'élimination, baptisée **renormalisation**, permet d'extraire le contenu physique des calculs une fois une énergie de référence choisie, baptisée **échelle de renormalisation**.

En revanche, l'un des inconvénients du mécanisme de Higgs est de contribuer à augmenter le nombre de paramètres inconnus du Modèle Standard. Au total **19 paramètres** sont *a priori* indéterminés :

- les 3 couplages de jauge.
- les 2 paramètres μ et λ du lagrangien de Higgs.
- les 9 couplages de Yukawa.
- les 4 paramètres indépendants de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.
- le paramètre de la violation de CP issu du terme $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}$ du lagrangien des gluons.

À cela, il faut ajouter que le Modèle Standard ne répond pas à un ensemble de questions fondamentales : pourquoi avons nous seulement trois familles de leptons ? comment expliquer la hiérarchie des masses ? pourquoi la charge électrique est-elle quantifiée ? comment prendre en compte la gravitation ?

En dehors de ces questions fondamentales, il reste un point important auquel l'expérimentation n'a pas encore répondu : le boson de Higgs existe-t-il ?

Nous allons voir dans la section suivante quelles sont les différentes stratégies mises en œuvre pour rechercher le Higgs auprès des anneaux de collisions actuels et auprès du futur anneau de collisions du début du XXI^{ème} siècle, le LHC.

1.2 Phénoménologie du boson de Higgs standard

À partir du lagrangien du Modèle Standard, après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, on déduit les différents vertex d'interaction du boson H de Higgs avec les différents bosons de jauge et fermions.

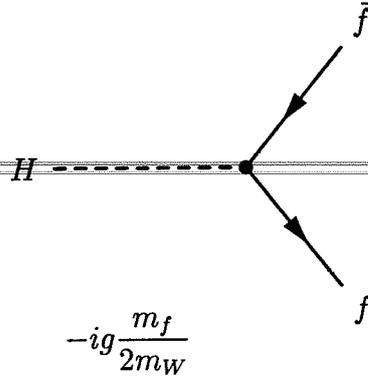
Les différentes largeurs partielles de désintégration du H peuvent se calculer à partir du développement perturbatif des graphes pris à l'ordre le plus bas (voir [5], [6] et [7]). Elles sont présentées et commentées dans les différents cas.

Celles-ci forment le point de départ à la recherche expérimentale du Higgs. Quoiqu'infructueuse, cette recherche essentiellement réalisée auprès du LEP a fourni une limite inférieure sur la masse d'un éventuel boson de Higgs. Cette recherche se poursuit auprès de LEP II, tout en préparant celle qui sera faite auprès du futur anneau de collisions hadroniques, le LHC.

1.2.1 Modes fermioniques de désintégration

Dans le Modèle Standard, le lagrangien de Yukawa des fermions se décompose en deux parties après brisure spontanée de la symétrie électrofaible : le lagrangien de masse des fermions et le lagrangien d'interaction des fermions avec le boson de Higgs (cf. la sous-section 1.1.7). C'est ce dernier lagrangien qui définit les couplages des fermions au boson de Higgs, et donc qui permet de dériver les règles nécessaires au calcul des diagrammes de Feynman.

Les couplages du Higgs aux fermions pris à l'ordre le plus bas du développement perturbatif sont représentés dans le graphe suivant.



On peut alors calculer la largeur partielle $\Gamma(H \rightarrow f\bar{f})$ de désintégration du boson de Higgs en deux fermions (cf. [5]). Son expression formelle est donnée par (1.32).

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F m_H}{\sqrt{2} 4\pi} m_f^2 \left(1 - \left(\frac{2m_f}{m_H}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} C_f \propto m_H m_f^2 \quad (1.32)$$

où C_f est un facteur de multiplicité de couleur qui vaut $C_l = 1$ pour les leptons et $C_q = 3$ pour les quarks.

La présence du terme m_f^2 conduit le boson de Higgs à se désintégrer préférentiellement suivant les fermions les plus lourds. Les fermions les plus lourds sont le quark b (masse de ~ 4.1 GeV, cf. [4]) et le quark t (masse de ~ 175 GeV), sous réserve dans ce dernier cas que l'espace des phases soit suffisant ($m_H > 2m_t$). L'expression (1.32) se traduit numériquement dans chacun de ces deux cas par les formules (1.33).

$$\begin{cases} \Gamma(H \rightarrow b\bar{b}) = 4 \text{ MeV} \left(\frac{m_H}{100 \text{ GeV}}\right) \left(1 - \left(\frac{2m_b}{m_H}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} \\ \Gamma(H \rightarrow t\bar{t}) = 2 \text{ GeV} \left(\frac{m_H}{100 \text{ GeV}}\right) \left(\frac{m_t}{100 \text{ GeV}}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{2m_t}{m_H}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} \end{cases} \quad (1.33)$$

Pour un boson de Higgs de masse inférieure à deux fois celle du quark t , le canal fermionique de désintégration en quarks $b\bar{b}$ possède la plus importante des largeurs partielles fermioniques, de l'ordre de 10 MeV!

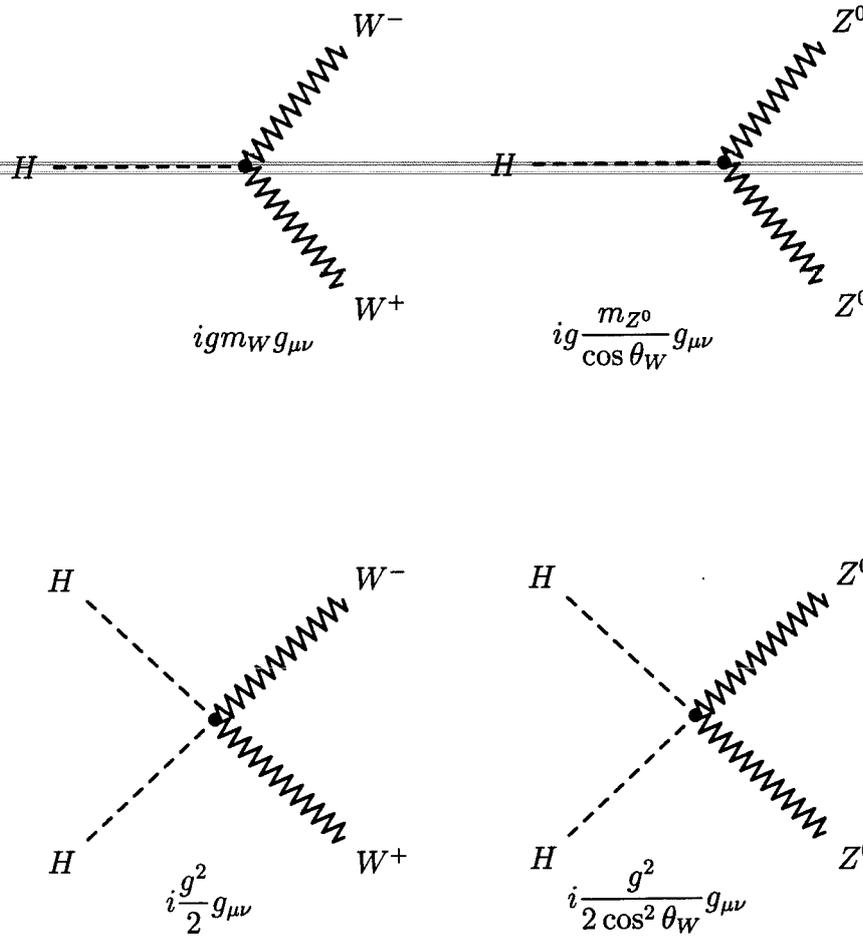
1.2.2 Modes bosoniques de désintégration

Le boson H de Higgs porte une hypercharge qui lui permet de se coupler directement aux bosons faibles W^\pm et Z^0 . En revanche, le fait qu'il ne porte ni charge électromagnétique, ni charge de couleur, ne lui permet de se coupler aux photon γ et aux gluons g que par l'intermédiaire d'une boucle de fermions et de bosons W .

Nous allons voir successivement les modes de désintégration de H en bosons faibles W^\pm et Z^0 , en photons γ et en gluons g .

Modes bosoniques faibles

Les couplages du boson de Higgs aux bosons faibles sont issus du terme de propagation $D_\mu D^\mu$ du lagrangien scalaire. Ils sont représentés à l'ordre le plus bas du développement perturbatif par les graphes suivants.



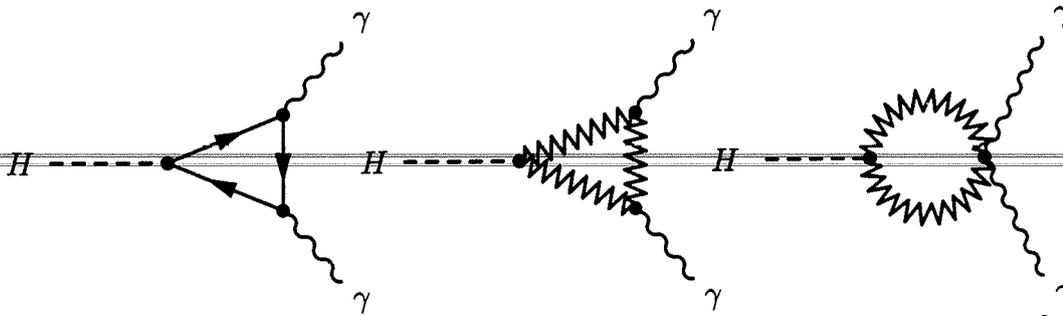
Les calculs des largeurs partielles de désintégration $\Gamma(H \rightarrow W^+W^-)$ et $\Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0)$ conduisent aux relations (1.34).

$$\begin{cases} \Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F m_H^3}{\sqrt{2} 8\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_W}{m_H}\right)^2} \left(1 - \left(\frac{2m_W}{m_H}\right)^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{2m_W}{m_H}\right)^4\right) \propto m_H^3 \\ \Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0) = \frac{G_F m_H^3}{\sqrt{2} 16\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_{Z^0}}{m_H}\right)^2} \left(1 - \left(\frac{2m_{Z^0}}{m_H}\right)^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{2m_{Z^0}}{m_H}\right)^4\right) \propto m_H^3 \end{cases} \quad (1.34)$$

Les deux largeurs partielles dépendent du cube de la masse du boson de Higgs, m_H^3 . Par conséquent, pour un boson de Higgs de grande masse, les canaux de désintégration en bosons faibles vont devenir prépondérants par rapport aux canaux fermioniques. Il sera alors plus avantageux de rechercher un boson de Higgs suivant le canal $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow 4l$ (où $l = e^\pm, \mu^\pm$) que suivant le canal $H \rightarrow b\bar{b}$.

Mode photonique

Le Higgs étant neutre, le couplage au photon ne peut se réaliser qu'à partir de l'ordre à une boucle dans le développement perturbatif de la théorie. À l'ordre d'une boucle, les particules électromagnétiquement chargées circulant intérieurement seront les fermions et les bosons W .



La largeur partielle de ce canal est très bien déterminée théoriquement (cf. [5]).

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F m_H^3}{\sqrt{2}} \frac{\alpha^2}{8\pi} \frac{1}{16\pi^2} \left| I_W \left(\left(\frac{m_W}{m_H} \right)^2 \right) + 3 \sum_q Q_q I_q \left(\left(\frac{m_q}{m_H} \right)^2 \right) \right| \propto m_H^3 \quad (1.35)$$

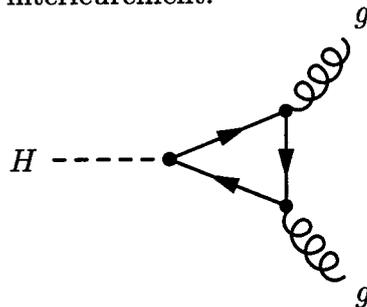
où I_q et I_W sont des fonctions complexes adimensionnées données dans [5]. La largeur partielle $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ s'exprime suivant (1.36).

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = 2.8 \text{ KeV} \left(\frac{m_H}{100 \text{ GeV}} \right)^3 \quad (1.36)$$

Un boson de Higgs de $m_H = 100 \text{ GeV}$ aura une largeur partielle de désintégration en deux photons $\simeq 1000$ fois plus faible que la largeur partielle de désintégration en $b\bar{b}$.

Mode gluonique

De manière analogue au cas précédent, la neutralité de couleur du boson de Higgs n'autorise un couplage aux gluons qu'à partir de l'ordre d'une boucle dans le développement perturbatif de la théorie. À l'ordre d'une boucle, seuls les fermions colorés (les quarks) circuleront intérieurement.



La largeur totale du Higgs se déduit alors en effectuant la somme des différentes largeurs partielles mentionnées plus haut (voir figure 1.2, tirée de [5]).

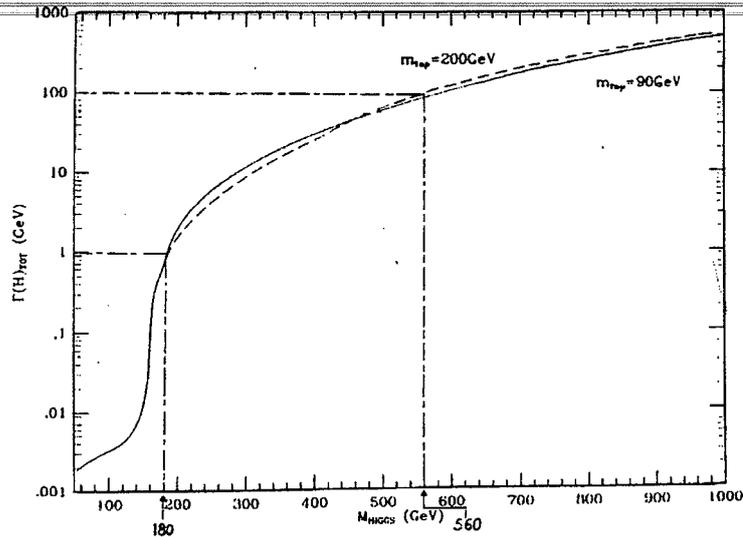


Figure 1.2: Évolution de la largeur totale Γ du Higgs en fonction de sa masse m_H .

On peut effectuer deux commentaires à propos de la figure 1.2.

1. pour un Higgs léger ($m_H < 160$ GeV), sa largeur totale Γ est inférieure à 100 MeV. La recherche d'un signal dans la distribution de la masse reconstruite du Higgs exige que les mesures soient faites avec précision pour avoir la possibilité d'extraire un pic. Cette précision implique notamment une bonne résolution en énergie des calorimètres et une bonne résolution en position des détecteurs de traces.
2. pour un Higgs lourd ($m_H > 550$ GeV), sa largeur totale Γ est supérieure à 100 GeV $\simeq m_H/5$. On ne peut plus vraiment parler de résonance et l'extraction d'un pic dans une distribution de sa masse reconstruite va devenir plus difficile.

Considérons maintenant l'évolution des rapports d'embranchement du Higgs en fonction de sa masse (figure 1.3).

On constate que pour un Higgs de masse inférieure à 140 GeV, le canal prédominant de désintégration est le canal $b\bar{b}$. Au delà, la production d'un paire de W devient prédominante et passe par un maximum au seuil $2m_W$, qui provoque le "creux" dans le rapport d'embranchement du canal $Z^0 Z^0$. Pour $m_H > 2m_t$, $H \rightarrow t\bar{t}$ devient le troisième principal canal de désintégration du Higgs. À partir de 300 GeV, tous les autres canaux ont un rapport d'embranchement au moins inférieur de trois ordres de grandeur à ceux du W^+W^- , $Z^0 Z^0$ et $t\bar{t}$.

1.2.3 Les résultats actuels sur la recherche du Higgs

Possibilité de détection du Higgs auprès des différents anneaux de collision

Les différents anneaux de collision actuels susceptibles d'étudier le Higgs avant le LHC sont LEP I et LEP II et le TEVATRON. Les énergies de ces différents anneaux ne rendent

accessible la découverte d'un éventuel boson de Higgs principalement que par son canal de désintégration $b\bar{b}$.

Or dans le cas des anneaux hadroniques comme TEVATRON, trois obstacles rendent très difficile la détection d'événements $H \rightarrow b\bar{b}$:

1. Le taux attendu de production de ces événements est particulièrement petit, et ils sont donc d'autant plus rares.
2. Le bruit de fond chromodynamique du canal $H \rightarrow b\bar{b}$ directement lié à la nature hadronique des anneaux rend particulièrement difficile la détection et la reconstruction d'éventuels événements.
3. La reconstruction du système $b\bar{b}$ est difficile.

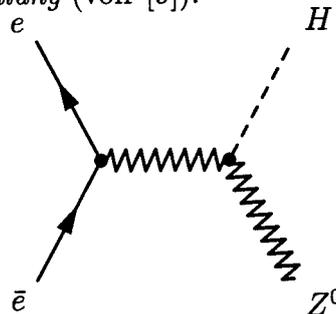
Mais l'obtention d'une mesure précise de la masse du quark t auprès du TEVATRON permettra de contraindre un peu plus le domaine possible de la masse du Higgs. La figure 1.4 suivante (tirée de [8]) illustre le lien entre la masse du Higgs et la masse du quark t ; l'intervalle $175 \text{ GeV} \pm 10 \text{ GeV}$ est représenté sur l'axe horizontal (détermination de la masse du t issue des résultats combinés des expériences CDF et DØ).

Suivant l'échelle Λ limite supérieure en énergie du domaine de validité du développement perturbatif du Modèle Standard, on constate que la masse du Higgs varie jusqu'à 550 GeV . Le domaine hachuré représenté sur la figure 1.4 correspond au choix de $\Lambda = 10^{16} \text{ GeV}$.

Seul LEP, anneau de collisions non hadroniques, a une possibilité plus importante de découvrir directement un éventuel boson de Higgs dans le canal $b\bar{b}$.

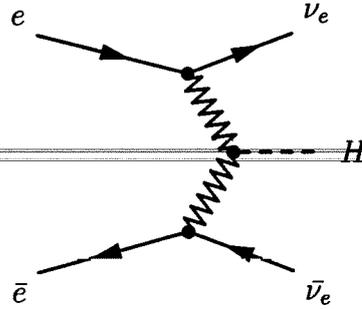
La recherche du Higgs auprès du LEP

Le principal mode de production du boson de Higgs standard à LEP I et LEP II est le processus de Björken, qui correspond au rayonnement d'un Higgs par un Z^0 . Ce processus est appelé également *Higgs-strahlung* (voir [9]).



À LEP I, le Z^0 est virtuel dans l'état final tandis qu'il est réel à LEP II. Le Higgs se désintègre ensuite préférentiellement en $b\bar{b}$ (80 à 85 %) et en $\tau^+\tau^-$ (7 à 8 %). Le bruit de fond du canal $H \rightarrow b\bar{b}$ est la production directe des quarks b et \bar{b} par l'intermédiaire du Z^0 : $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. À cela il faut ajouter que le Z^0 qui a rayonné le Higgs peut également se désintégrer en $b\bar{b}$ dans $\sim 15\%$ des cas (cf. [4]). De plus, chacun des quarks b produits peut se désintégrer en une cascade de plusieurs autres quarks. On obtient ainsi un événement à quatre jets dont on doit reconstruire un grand nombre de vertex secondaires. Même si l'événement est identifiable, la tâche de la reconstruction reste délicate.

À LEP II, les $\sim 200 \text{ GeV}$ dans le centre de masse e^+e^- permettent de produire également le boson de Higgs par fusion de bosons W . Mais la section efficace de ce processus est nettement inférieure à celle du processus de Björken.



La limite inférieure actuelle sur la masse du boson de Higgs standard a été obtenue à LEP I et s'élève à 65.2 GeV à 95% de niveau de confiance (voir [10]).

LEP II permettra de couvrir un domaine de masse supérieure à la limite actuelle. Cependant, la section efficace totale de production du Higgs par ces deux processus est décroissante en fonction de la masse du Higgs (voir figure 5 page 363 dans [9]). Cet effet conduit à une limite supérieure de détectabilité du Higgs : si \sqrt{s} désigne l'énergie dans le centre de masse e^+e^- à LEP II, alors la limite supérieure sur le domaine de masse du Higgs explorée à la fin de LEP II, sera donnée par (1.37).

$$m_H < \sqrt{s} - m_{Z^0} \quad (1.37)$$

Si $\sqrt{s} = 205$ GeV est la valeur maximale de l'énergie dans le centre de masse e^+e^- que pourra atteindre LEP II, alors le boson de Higgs sera détectable si sa masse est inférieure à 100 GeV.

1.2.4 La recherche du Higgs auprès du LHC

La production du Higgs au LHC se fait de manière prédominante par fusion de gluons (voir 1.2.2). Ensuite, son mode préférentiel de désintégration dépend de sa masse (voir figure 1.3).

Pour un Higgs de masse inférieure à 140 GeV, il s'agit du canal $b\bar{b}$. La section efficace $H \rightarrow b\bar{b}$ d'un boson de Higgs de 100 GeV est ~ 30 pb. Malheureusement, la section efficace de production $b\bar{b}$ est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle du Higgs dans ce canal : ~ 0.1 mb d'après la figure 1.5 (tirée de [5]). Il faut donc recourir à un autre canal.

L'alternative consiste à chercher le Higgs dans son mode de désintégration photonique. Ce canal présente l'inconvénient de posséder une très faible largeur partielle. En revanche, une partie de bruits des fonds peut être réduite à fin de pouvoir extraire un signal dans la distribution de la masse reconstruite $m_{\gamma\gamma}$. Les bruits de fond à ce canal sont :

- les paires de photons produits par annihilation $q\bar{q}$ ou gg : dans ce cas les photons sont isolés et la topologie d'un événement $H \rightarrow \gamma\gamma$ est reproduite. Ce bruit de fond est donc irréductible et va se traduire par un fond continu dans la distribution de la masse reconstruite $m_{\gamma\gamma}$.
- Bremsstrahlung des quarks : une paire de photons peut être produite dans le processus $gq \rightarrow \gamma q$, le quark de l'état final rayonnant un deuxième photon. Ce bruit de fond est partiellement réductible.
- les paires de photons issus de désintégration de π^0 . Ce deuxième bruit de fond est réductible, car les photons obtenus seront souvent associés à des jets, et non pas isolés. On a montré (cf. [11]) que la contribution de ce bruit pouvait être ramenée à un dixième du bruit de fond irréductible.

Au delà de 140 GeV, les canaux $H \rightarrow W^+W^-$ et $H \rightarrow Z^0Z^0$ deviennent prépondérants. Les désintégrations ensuite des bosons faibles en hadrons sont exclues compte tenu du bruit de fond chromodynamique qui leur est associé. On préfère donc se tourner vers les modes leptoniques de désintégrations des Z^0 car dans le cas du W , la désintégration en ν_l n'est pas assez contrainte cinématiquement pour pouvoir être exploitée, les neutrinos restant invisibles aux yeux des détecteurs. On effectue alors la recherche des événements $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow 4l$ avec $l = e, \mu$, l'un des Z^0 pouvant être virtuel si $m_H < 2m_{Z^0}$.

1.3 Conclusion

Nous avons vu que le Modèle Standard propose une description des interactions entre les fermions à l'aide d'une théorie de jauge où les interactions fortes et électrofaibles sont véhiculées "naturellement" par des bosons vectoriels. Mais pour rendre compte de la masse des fermions ainsi que de la brisure de la symétrie électrofaible, qui se manifeste expérimentalement par le lestage des bosons W^\pm et Z^0 , il faut adjoindre un secteur scalaire à la théorie. Ce secteur scalaire, dit secteur de Higgs, met en œuvre un doublet de champs scalaires complexes sous $SU(2)_L$. Des quatre degrés de liberté ainsi introduits, trois serviront à lester les bosons faibles lors de la brisure spontanée de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Celui qui reste est le champ scalaire de Higgs H .

Ce boson est l'objet d'une quête expérimentale qui jusqu'à présent n'a pas permis de prouver son existence. Les résultats actuels ne permettent seulement d'affirmer que sa masse est supérieure à 65.2 GeV avec un niveau de confiance de 95%. Le peu de contraintes actuelles sur sa masse laissent à penser qu'un anneau de collisions de plusieurs TeV dans le centre de masse, tel que le futur LHC, sera à même de couvrir le domaine de masse laissé inexploité par le LEP.

Dans un tel cas, la recherche du boson de Higgs s'effectuera par la recherche de ses canaux de désintégration photonique et leptoniques: $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow 4l$, avec $l = e, \mu$. Les expériences qui seront placées auprès du LHC devront disposer d'un calorimètre électromagnétique particulièrement performant afin de pouvoir reconstruire avec précision de tels événements. En particulier dans le cas de la désintégration en deux photons, le calorimètre électromagnétique devra d'autant plus être optimisé qu'il sera le seul sous-détecteur de l'expérience à pouvoir reconstruire la direction des photons et donc le vertex d'origine.

Mais si la physique du boson de Higgs est essentielle afin de pouvoir valider/invalidier le Modèle Standard, il n'en reste pas moins que la recherche expérimentale abordera d'autres domaines: physique des saveurs lourdes (quarks b et t), recherche de particules supersymétriques, recherche de nouveaux bosons vecteurs massifs tels que les Z' issus des théories de grande-unification, etc. Tous ses domaines sont tout autant de sujets passionnants et motivants. Mais les canaux leptoniques et photonique de désintégration du boson de Higgs et la difficulté de détection qu'ils incarnent, définissent les contraintes de conception des futurs détecteurs.

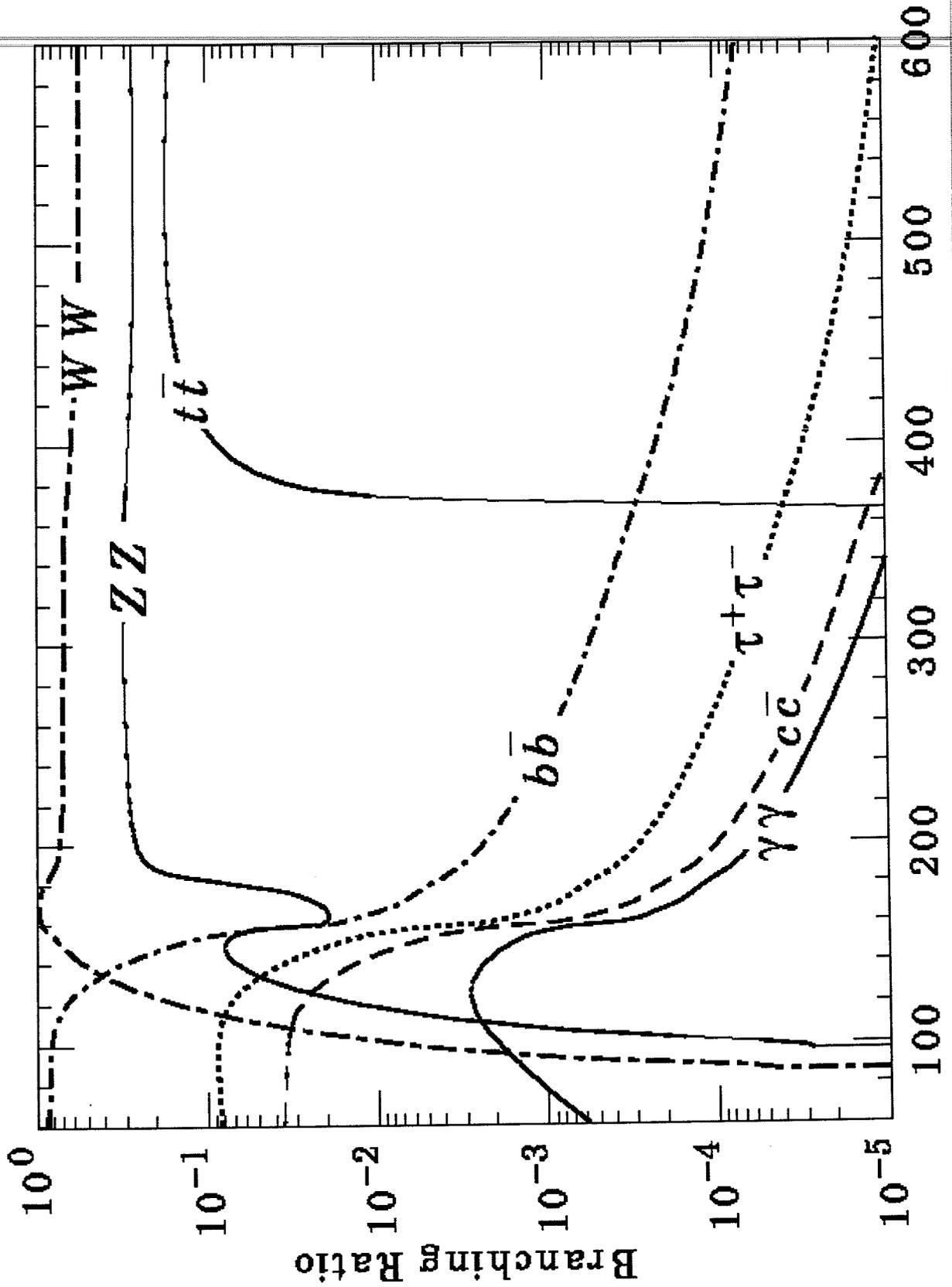


Figure 1.3: Rapport d'embranchement du Higgs dans ces différents canaux de désintégration.

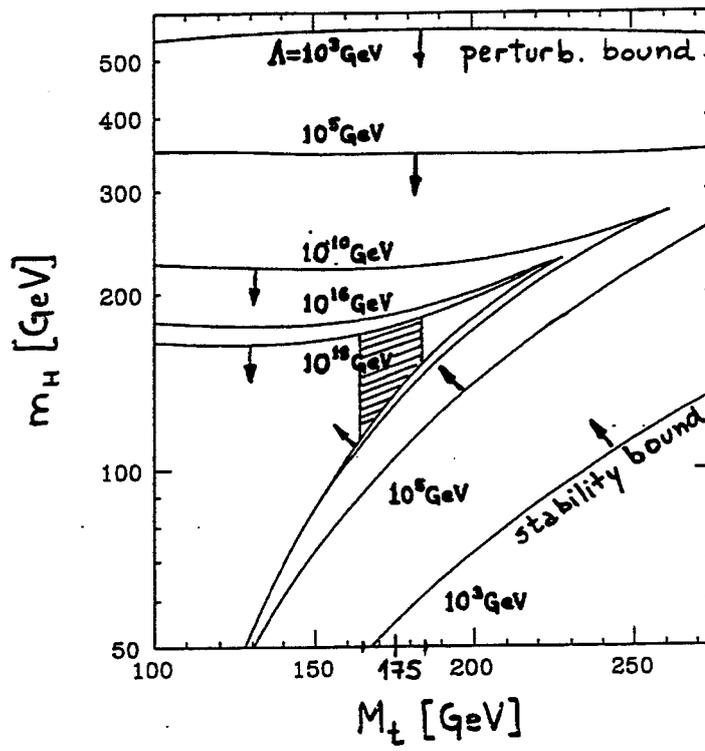


Figure 1.4: Limites sur la masse du Higgs en fonction de la masse du quark t .

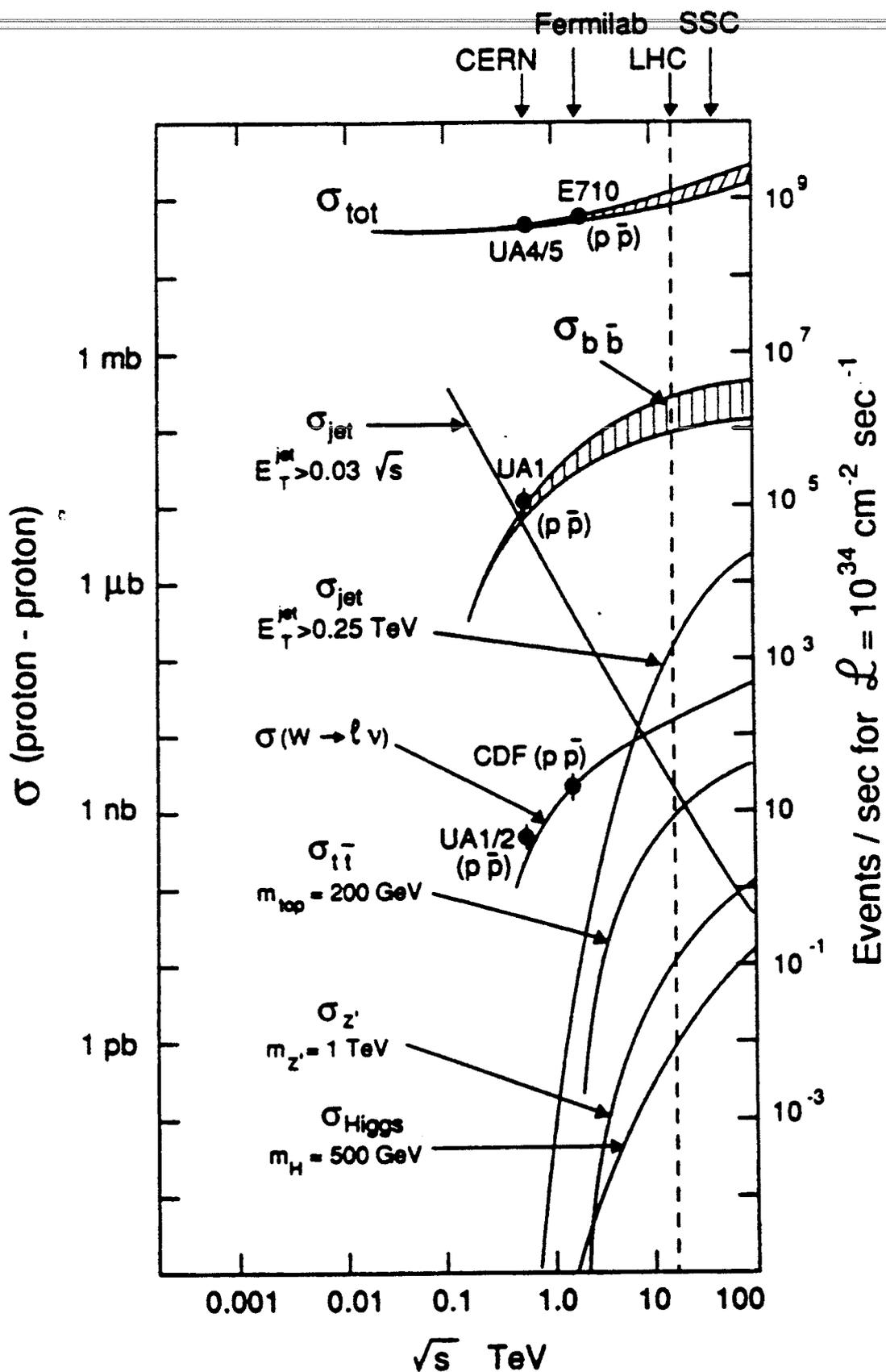


Figure 1.5: Comparaison des sections efficaces de production à un anneau de collision pp.

Chapitre 2

L'expérience ATLAS auprès du LHC

Nous avons vu dans le précédent chapitre que l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible était l'un des enjeux de la physique des particules. L'explication actuelle fondée sur le mécanisme de Higgs reste insatisfaisante, la particule scalaire fondamentale qu'il met en jeu restant expérimentalement inobservée. Afin de pouvoir la découvrir il faut tenir compte de la petitesse attendue des sections efficaces de ses différents canaux de désintégrations. Si l'on ajoute à cela le fait que la description théorique s'accomode très bien d'un boson de Higgs massif (jusqu'à 1 TeV), il devient impératif d'utiliser un anneau de collisions doté d'une luminosité et d'énergies permettant de couvrir ce large domaine de masse.

LEP, seul anneau actuellement compétitif pour la recherche du boson de Higgs, ne pourra prétendre à ces valeurs, à cause notamment de la limite due à l'important rayonnement synchrotron des électrons à ces énergies. Il est donc possible que la découverte du boson de Higgs reste hors de sa portée.

C'est le LHC qui sera chargé de prendre la relève. Ses deux principales expériences, ATLAS et CMS, seront les grands instruments dédiés à la recherche des manifestations potentielles du boson de Higgs ou de toute autre nouvelle physique qui pourrait se manifester à des énergies de l'ordre du TeV.

L'expérience ATLAS recherchera le boson de Higgs dans le domaine de masse [90, 140] GeV à l'aide de sa désintégration en deux photons et dans le domaine [140, 170] GeV à l'aide de ses modes leptoniques de désintégration. Ces canaux présentent un bruit de fond important mais sans structure particulière en masse. Le signal d'existence d'un Higgs se caractérisera par un pic dans la distribution de la masse reconstruite. Ce pic sera extrait d'autant plus facilement du bruit de fond, qu'il sera étroit. Or, la largeur de ce pic sera subordonnée à la physique du Higgs (largeur en masse $\Gamma < 100$ MeV pour $m_H < 160$ GeV, voir [5]) mais aussi à la qualité des mesures expérimentales. Ceci impose au détecteur ATLAS d'être particulièrement bien optimisé afin de fournir des mesures avec des incertitudes les plus petites possibles. En particulier, le calorimètre électromagnétique et sa chaîne de lecture électronique devront répondre à un cahier des charges très pointu.

Afin de bien en comprendre les spécifications, je vais effectuer progressivement le chemin qui mène de la machine LHC au calorimètre électromagnétique d'ATLAS et à sa chaîne électronique de lecture.

2.1 Le LHC

Le LHC, grand anneau de collision hadronique, mettra en œuvre principalement deux faisceaux de protons. Une solution analogue au LEP avec un faisceau de protons et un faisceau d'anti-protons a été exclue¹ : la faiblesse des sources d'antiprotons ne permet pas d'atteindre la luminosité requise, et les contraintes techniques associées à l'utilisation de déflecteurs électrostatiques assurant la coexistence de deux faisceaux au sein d'un même tube à vide s'avèrent trop importantes.

Toutefois, le LHC ne sera pas un nouvel accélérateur *ex nihilo*. Il utilisera l'infrastructure du LEP : la chaîne d'injection du LEP - LINAC/booster/PS/SPS - est conservée modulo certaines modifications associées au changement de nature des faisceaux. Quatre expériences seront effectuées auprès du LHC : ALICE (dédiée à la physique des ions lourds), LHC-B (dédiée à la physique des saveurs lourdes), ATLAS et CMS (dédiée à la recherche du boson de Higgs et à toute nouvelle physique pouvant se manifester à l'ordre du TeV). La figure 2.1 présente un schéma de la disposition du futur LHC.

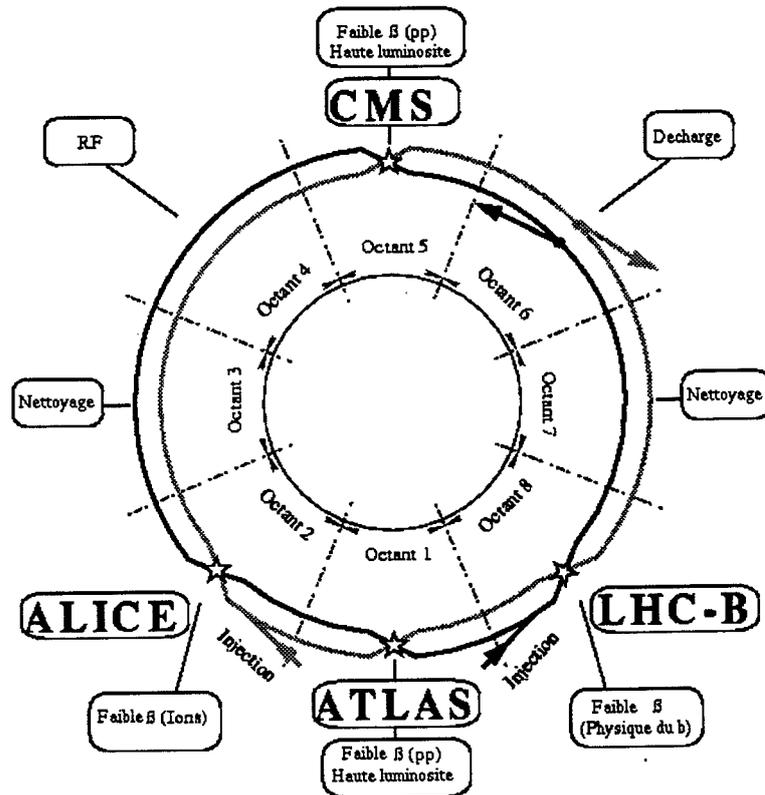


Figure 2.1: Vue schématique de la disposition de l'anneau de collisions LHC.

Le LHC remplacera toutefois l'actuel anneau LEP qui sera démantelé mais dont les éléments pourront être remontés plus tard afin de constituer un anneau de collision électrons-protons.

Si l'on poursuit notre description descendante du LHC, nous pouvons nous intéresser à la constitution de l'anneau lui-même. C'est un système deux en un : un même aimant à champ dipolaire est utilisé pour courber les deux faisceaux. La minimisation

¹De plus amples détails sont donnés dans [12].

de l'encombrement stérique et du coût² constituent deux des avantages majeurs de ce système.

Chaque aimant est constitué d'une bobine supraconductrice et d'une culasse magnétique. La bobine est constituée de câbles en titanate de niobium entourés de cuivre, et la culasse magnétique ferrique possède un collier en aluminium, le tout étant refroidi à l'aide d'hélium superfluide à 1.9 K. Chaque aimant fournit un champ dipolaire de 8.36 teslas sur les 14 mètres que parcourent les faisceaux en son sein. Pas moins de 1296 (!) aimants sont nécessaires pour couvrir la totalité de la circonférence annulaire. La figure 2.2 présente une coupe transversale d'un aimant supraconducteur avec les lignes du champ magnétique.

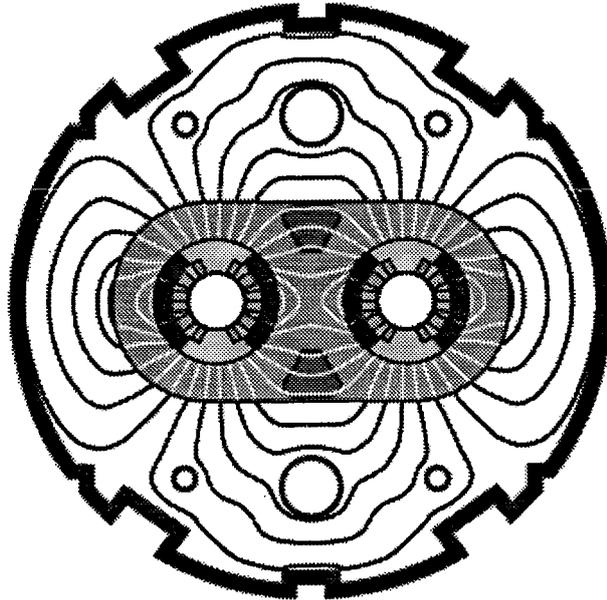


Figure 2.2: Coupe transversale de l'anneau de collision LHC.

Un tel dispositif technique permettra au LHC de ne pas être uniquement un anneau proton-proton. Il pourra véhiculer d'autres types de particules, ce qui lui confère un statut d'anneau multi-rôles. Nous allons passer en revue ses différentes possibilités et les caractéristiques associées.

2.1.1 Un anneau proton-proton

Le mode fondamental de fonctionnement du LHC sera le mode proton-proton. Les croisements des faisceaux auront lieu à une fréquence de 40 MHz, soit toutes les 25 nanosecondes. L'énergie mise en jeu dans le centre de masse sera de 14 TeV. La luminosité instantanée nominale de fonctionnement - dite **haute luminosité** notée \mathcal{L}_{haute} ou \mathcal{L}_0 - est de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, correspondant à 2835 paquets de 1.05×10^{11} protons circulant dans l'anneau. Elle ne sera atteinte qu'après un passage par une luminosité intermédiaire - dite **basse luminosité** notée \mathcal{L}_{basse} ou $\frac{\mathcal{L}_0}{10}$ - de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cette période temporaire sera mise à profit pour la mise en route des détecteurs et leur étalonnage, mais aussi pour aborder d'importants sujets de physique, comme l'étude des quarks b et t .

²Près de 25% d'économie par rapport à la solution à anneaux séparés.

2.1.2 Un anneau plomb-plomb

Pour étudier les plasmas quarks-gluons, étude incarnée en particulier par les expériences NA38 et NA50 au CERN, le LHC pourra fonctionner en mode anneau de collisions à faisceaux d'ions plomb, qui se croiseront à une fréquence de 8 MHz, soit toutes les 125 nanosecondes. La luminosité instantanée nominale de fonctionnement dans ce mode s'élève à $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une énergie dans le centre de masse de 1312 TeV.

2.1.3 Un anneau électron-proton

Comme nous l'avons déjà signalé dans l'introduction de ce chapitre, l'anneau LEP pourra être réutilisé afin de créer un anneau de collisions électron-proton. Ce mode de fonctionnement permettra l'étude des fonctions de structure du proton à l'aide de collisions électron-proton profondément inélastiques. Il se caractérisera en outre par une luminosité instantanée nominale estimée à $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse de 1.5 TeV, soit presque cinq fois plus que l'anneau électron-proton HERA du laboratoire DESY.

2.1.4 Un environnement exigeant pour les détecteurs

Pour comprendre à quel environnement pour les détecteurs correspondra celui du LHC, livrons nous à quelques calculs élémentaires. À 14 TeV, la section efficace σ_{in} de collisions inélastiques proton-proton s'élève à 70 millibarns. Le nombre N d'événements à chaque croisement est relié à la section efficace inélastique, à la luminosité \mathcal{L} et à la période T de croisement suivant (2.1).

$$N = \sigma_{in} \mathcal{L} T \quad (2.1)$$

Si la période de séparation de deux paquets successifs est en générale de 25 ns, en revanche, la période effective moyenne T de croisement pour une révolution vaut :

$$T = \frac{\text{durée d'une révolution}}{\text{nombre de paquets}} = \frac{88924 \text{ ns}}{2835} = 31.37 \text{ ns} \quad (2.2)$$

Ce qui donne pour chaque luminosité, le nombre d'événements moyen par croisement suivant :

	\mathcal{L}_{basse}	\mathcal{L}_{haute}
N	~ 2.2	~ 22

Tableau 2.1: Nombre d'événements par croisement suivant la luminosité du LHC.

Ce petit calcul permet de se rendre compte de l'importance du nombre d'événements produits à chaque croisement. Cela se traduit au niveau des détecteurs par un accroissement de deux risques :

- celui de rater un vrai événement rare: prenons le cas d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons et supposons que chaque photon tape dans le calorimètre électromagnétique. Le Higgs pourrait ne pas être détecté si d'autres particules, issues d'un des autres événements produits durant le même croisement, venaient frapper les cellules déjà touchées par les photons issus du Higgs.

2. celui de reconstruire un faux événement rare, à partir de la superposition d'événements indépendants issus du même croisement.

Ce phénomène porte le nom d'**empilement intra-croisement**.

Si l'on considère maintenant le temps de répit des détecteurs, il s'élève à 25 nanosecondes, période de croisement des faisceaux. Or, le calorimètre électromagnétique conserve la trace du passage d'une particule pendant ~ 400 ns, soit ~ 16 croisements. Cette **rémanence** du détecteur conduit à une nouvelle forme d'empilement : l'**empilement inter-croisement**. La superposition d'événements indépendants produits à des croisements différents peut amener à la reconstruction d'un faux événement rare ou à la non-reconstruction d'un vrai événement rare.

Un autre obstacle à la détection d'un événement rare se présente aux détecteurs du LHC : il s'agit des **radiations**, qui altèrent aussi bien le milieu actif de détection que l'électronique de lecture. Les deux figures suivantes présentent respectivement les flux de neutrons et de photons dans la région des calorimètres d'ATLAS pour une année standard³ de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

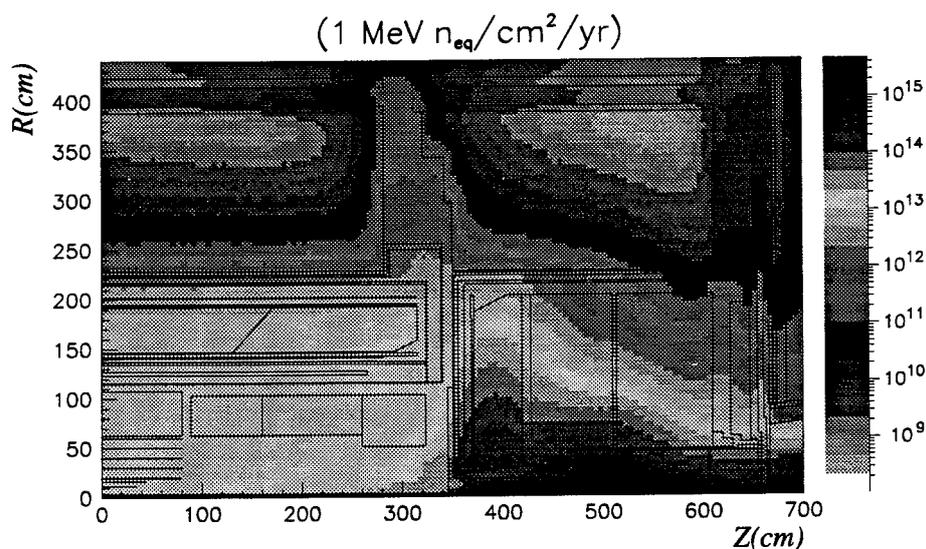


Figure 2.3: Flux de neutrons de 1 MeV dans les calorimètres (coupe longitudinale) durant une année standard à haute luminosité.

Les figures 2.3 et 2.4 montrent que les flux de neutrons et de photons varient d'un facteur ~ 10 entre le tonneau électromagnétique et la zone séparant le tonneau hadronique et les bouchons. Cette zone, où sera implantée une partie de l'électronique de lecture du calorimètre, recevra $\sim 10^{12}$ neutrons et ~ 20 Gy par année standard.

En résumé, l'étendue de la physique que l'on souhaite couvrir expérimentalement au début du XXI^{ème} siècle a conduit à définir le LHC comme un anneau de collision polyvalent véhiculant des faisceaux dont la luminosité et l'énergie permettront d'accéder à des domaines encore inexplorés. Ces caractéristiques qui font la force du LHC sont également celles qui font la difficulté de conception des détecteurs. En particulier, le détecteur ATLAS devra correspondre à un ensemble de solutions techniques adaptées à l'empilement et aux radiations. Nous allons voir maintenant quelles solutions il propose au sein de ses

³une année standard = une année civile / 3 $\simeq \pi \cdot 10^7 / 3 \simeq 10^7$ s.

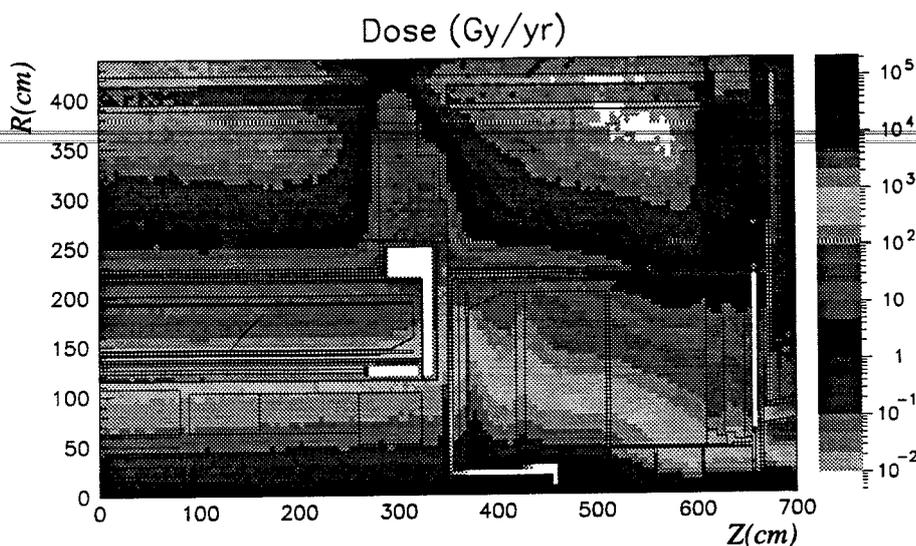


Figure 2.4: Dose déposée par des photons d'énergie supérieure à 30 keV dans les calorimètres (coupe longitudinale) durant une année standard à haute luminosité.

différents constituants et comment son calorimètre électromagnétique prend en compte ces difficultés.

2.2 L'expérience ATLAS

Extérieurement, le détecteur ATLAS se présente comme un objet cylindrique, dont l'axe de symétrie sera l'axe des faisceaux du LHC. Il est long de 26 mètres et son diamètre extérieur avoisine les 20 mètres. Le poids du détecteur est estimé à 7000 tonnes (voir [11]).

Intérieurement, si l'on part du point de croisement théorique du faisceau, et que l'on s'en éloigne suivant une demi-droite, on rencontre successivement trois grands groupes de sous-détecteurs aux tâches bien définies :

le détecteur interne chargé de reconstruire les vertex et les traces, de mesurer l'impulsion des particules chargées et d'identifier les électrons.

les calorimètres chargés de mesurer l'énergie des électrons, photons et hadrons.

le spectromètre à muons chargé de mesurer l'impulsion des muons.

2.2.1 Le détecteur interne

Fonction

Plongé dans un champ solénoïdal de 2 T, il doit reconstruire les traces des particules chargées, mesurer leur impulsion et reconstruire avec précision les vertex primaires et secondaires sur un grand volume. La distribution longitudinale des vertex primaires est attendue avec un écart quadratique moyen de 5 à 6 cm. Cette répartition des points d'interaction est dû à l'étalement en cigare des paquets de protons, de dimensions caractéristiques $\sigma_{long} = 7.5$ cm, et $\sigma_{ray} = 22.5$ μm (voir annexe 1 dans [13]).

La physique que l'on souhaite étudier avec le détecteur ATLAS, impose à tous ses sous-détecteurs de maximiser la couverture en pseudo-rapidité⁴ η . Deux principaux obstacles s'opposent à cette maximisation :

1. les radiations dont les flux augmentent avec η .
2. l'accroissement de la quantité de matière placée avant les autres détecteurs.

À ceci, il faut ajouter que le détecteur interne est le détecteur le plus proche des faisceaux. Il sera donc le plus soumis aux radiations qui seront de deux natures :

1. les radiations qui ne font que traverser le détecteur interne et dont le flux est inversement proportionnel au carré de la distance aux faisceaux (voir page 104 dans [14]).
2. les radiations dues aux particules de petite impulsion qui vont spiraler dans le détecteur interne sous l'effet du champ magnétique solénoïdal.

Un compromis a été réalisé entre ce qu'exige la physique comme qualité de détection et les contraintes environnementales qui s'y opposent. Le détecteur interne se décompose ainsi en deux groupes de sous-détecteurs de fonctionnalités distinctes, comme le montre la figure 2.5.

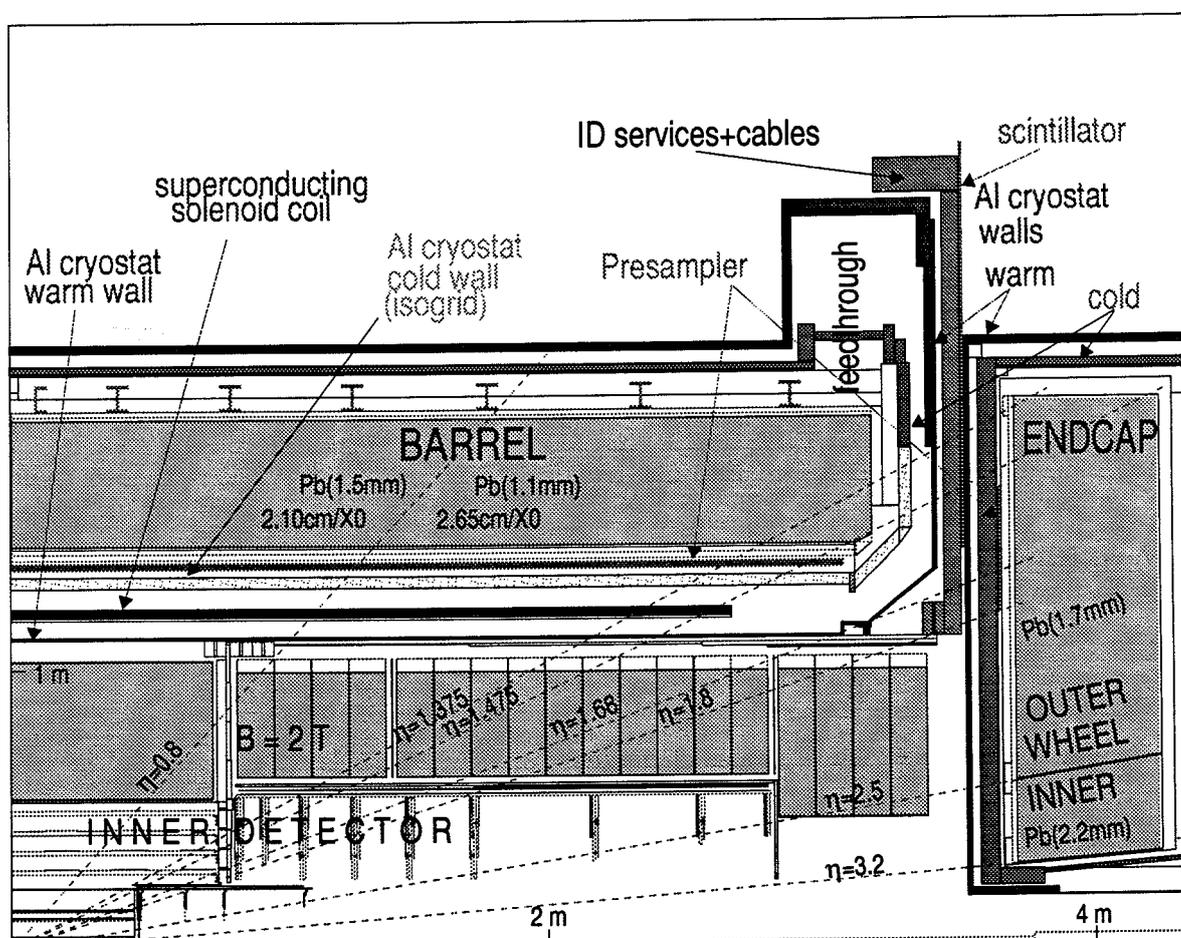


Figure 2.5: Demi-coupe longitudinale du détecteur interne d'ATLAS.

⁴Si θ désigne l'angle entre les faisceaux de protons et une direction donnée, alors la pseudo-rapidité η est donnée par $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$.

Le détecteur de traces à semi-conducteurs

Le détecteur de traces à semi-conducteurs (*Semi-Conductor Tracker*) se divise en deux parties :

- un détecteur à pastilles (*pixels*, en anglais) de silicium, constitué de deux cylindres concentriques et de huit couronnes circulaires, tous axés sur la ligne des faisceaux. Les dimensions et les côtes de ces différents morceaux ont été choisis afin d'obtenir au moins deux points pour toute trace de $|\eta| < 2.5$.
- un détecteur à pistes en silicium (*strips*, en anglais), constitué de quatre cylindres concentriques et de quatre couronnes circulaires, tous axés sur la ligne des faisceaux.

Le détecteur de traces à radiation de transition

Le détecteur de traces à radiation de transition (*Transition Radiation Tracker*) est dédié avant tout à la reconnaissance de traces : chaque trace laisse au moins 30 points dans le TRT. Il permet en plus de différencier les électrons (de $\gamma = \frac{E}{m}$ souvent supérieur à 10^4) de la majorité des hadrons chargés (de γ inférieur à 10^3) grâce au rayonnement de transition.

2.2.2 Les calorimètres

Tâches assignées et contraintes rencontrées

Les calorimètres ont en charge de :

- mesurer l'énergie et la position des électrons et des photons, ainsi que la direction des photons.
- mesurer l'énergie et la direction des jets.
- mesurer l'impulsion transverse manquante d'un événement, signe de l'émission de ν ou de nouvelles particules échappant à toute détection.
- séparer les électrons et photons des hadrons et jets.
- participer au système de déclenchement.

Comme nous l'avons vu dans la sous-section 2.1.4, les paramètres de fonctionnement du LHC se traduisent par un environnement exigeant pour les détecteurs. Dans le cas de la calorimétrie, l'énergie nominale du LHC implique de couvrir une grande gamme dynamique avec de bonnes performances. La luminosité élevée et la haute fréquence du LHC exigent une réponse temporelle très rapide et une grande granularité des calorimètres pour diminuer l'empilement. Enfin, en tant que conséquences des deux caractéristiques précédentes, l'importance des flux de radiations subies pendant dix années minimum de fonctionnement nécessite une très bonne tenue aux radiations.

Détermination des performances

Les performances que l'on attend d'un détecteur, se déterminent en fonction de la physique que l'on veut pouvoir étudier grâce à lui. Dans le cas de la calorimétrie, les performances attendues sont déterminées par rapport à deux canaux de physique. Ces canaux sont pris comme référence de par la difficulté de détection expérimentale qu'ils impliquent. Il s'agit des deux canaux suivants :

- les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$, qui déterminent la résolution en énergie, la résolution angulaire ainsi que la réjection des fonds en π^0 .
- les canaux $W' \rightarrow e\nu$ et $Z' \rightarrow e^+e^-$, qui fixent la gamme dynamique du calorimètre électromagnétique (dont je propose une détermination dans le chapitre 6).

La détermination précise des performances attendues est le résultat de simulations informatiques associées à des tests de prototypes durant les dernières années. Les simulations et les prototypes ont été réalisés en fonction des savoir-faire technique et technologique actuels. Le tableau 2.2 présente les performances typiques attendues des calorimètres (voir le chapitre 1 dans [15]).

	Cal. électromagnétique	Cal. hadronique
	e^\pm, γ	jets
$\frac{\sigma_E}{E}$	$\frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	$\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$
linéarité	< 0.5% jusqu'à 300 GeV	< 2% jusqu'à 4 TeV

Tableau 2.2: Performances typiques attendues des calorimètres d'ATLAS.

Géométrie

L'ensemble calorimétrique respecte comme tous les autres détecteurs la symétrie cylindrique par rapport à l'axe des faisceaux. Il se découpe en trois ensembles de fonctionnalités différentes (voir figure 2.6) :

- un ensemble de calorimétrie électromagnétique.
- un ensemble de calorimétrie hadronique.
- un ensemble de calorimétrie vers l'avant.

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage constitué d'absorbeurs en plomb entre lesquels se trouve de l'argon liquide (plus de détails seront donnés dans la section 2.3). Il est constitué d'un tonneau et de deux bouchons, placés au sein de cryostats. Il assure une couverture azimutale complète et il couvre le domaine $[-3.2, 3.2]$ en pseudo-rapacité sur une profondeur variant de 24 à 26 X_0 longueur de radiation. Un système de pré-échantillonnage de gerbe est installé devant le calorimètre électromagnétique ; il permet de corriger l'effet de la matière morte placée devant le calorimètre sur la résolution en énergie. Il assure une couverture complète azimuth, et couvre le domaine $[-1.8, 1.8]$ en pseudo-rapacité en une partie "tonneau" et une partie "bouchons". Sa partie "tonneau" partage le même cryostat que le tonneau du calorimètre

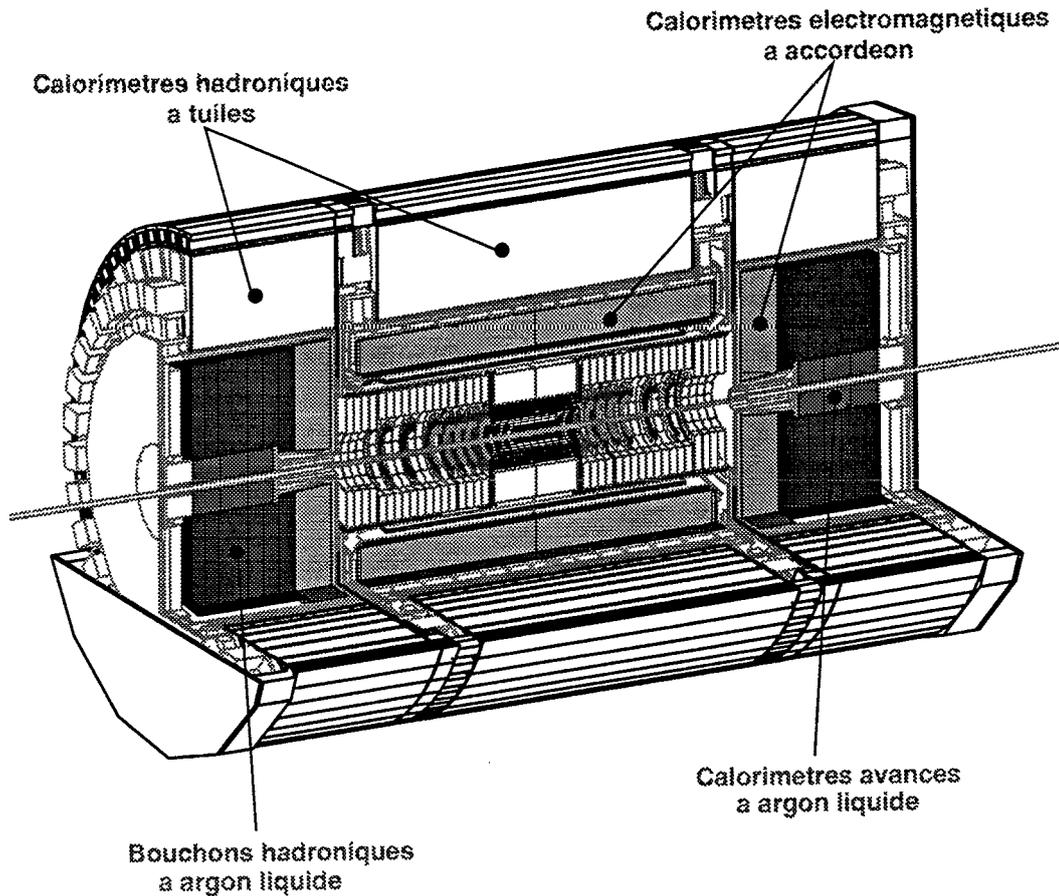


Figure 2.6: L'ensemble calorimétrique du détecteur ATLAS.

électromagnétique, tandis que sa partie "bouchons" partage les cryostats des bouchons électromagnétiques et hadroniques.

Le calorimètre hadronique est également un calorimètre à échantillonnage composé de :

1. un tonneau central et un tonneau étendu à tuiles scintillantes constitués d'absorbeurs en fer ; cette partie couvre le domaine $|\eta| < 1.5$.
2. des bouchons constitués d'absorbeurs en cuivre entre lesquels se trouve de l'argon liquide ; le choix du cuivre tient au fait que sa longueur d'interaction λ est plus petite que celle du fer, ce qui conduit à un détecteur plus compact.

Au total, le calorimètre hadronique assure une couverture angulaire complète en azimuth, et couvre le domaine $[-3.2, 3.2]$ dans l'espace des pseudo-rapidités, sur une profondeur d'environ 10λ longueur d'interactions. Les bouchons hadroniques partagent le même cryostat que celui des bouchons électromagnétiques.

Enfin, les calorimètres vers l'avant sont chargés de mesurer les énergies à très grande rapidité pour accroître la résolution sur l'énergie transverse manquante. Ce sont également des calorimètres à échantillonnage dont les absorbeurs sont en cuivre pour les parties les plus proches du point d'interaction puis en tungstène à mesure que l'on s'éloigne du point d'interaction. Le tungstène permet d'augmenter la compacité du détecteur. Les calorimètres vers l'avant assurent une couverture angulaire complète en azimuth et couvrent le domaine $3.1 < |\eta| < 4.9$ dans l'espace des pseudo-rapidités.

2.2.3 Le spectromètre à muons

Fonction

Lorsqu'une particule traverse le détecteur interne et les calorimètres, elle voit au moins une dizaine de longueurs d'interaction λ (voir figure 1-4 dans [15]). Les muons sont essentiellement les seules particules pouvant traverser une telle épaisseur de matière (à l'exception des neutrinos qui échappent à toute détection directe). Le détecteur situé après les calorimètres est donc dédié à l'analyse des muons.

Une mesure précise de leur impulsion sur une plage de 10 GeV à 3 TeV ainsi que leur impulsion transverse sur une plage de 5 GeV à 1 TeV est un facteur important dans la recherche du Higgs ($H \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$, $H \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$), dans la physique de la beauté, des ions lourds et des plasmas quarks-gluons.

L'aimant toroïdal et les chambres

Pour cela, un aimant supraconducteur à air crée un champ toroïdal afin de courber la trajectoire des muons (voir 2.7). Trois couches de chambres à muons sont disposées immédiatement après le calorimètre hadronique, au milieu des bobines ainsi qu'à l'extérieur de ces dernières afin de reconstruire les trajectoires des muons. Elles assurent une couverture azimutale complète et couvrent le domaine $|\eta| < 3$ en pseudo-rapidité.

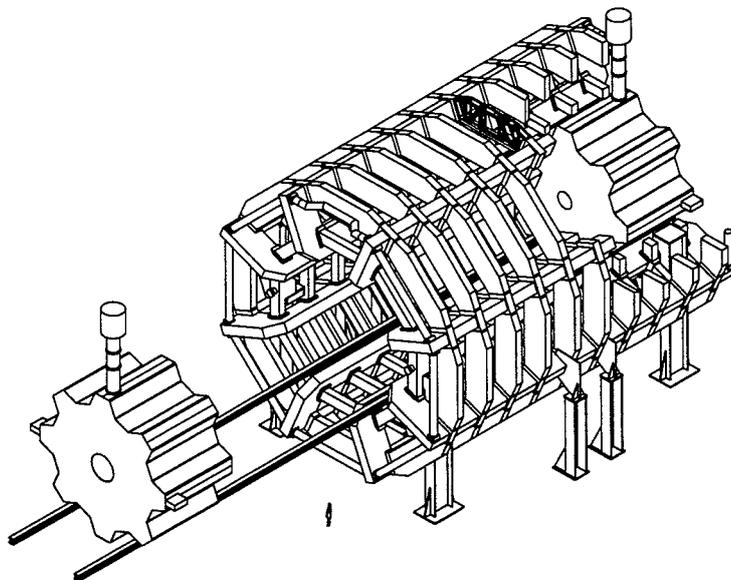


Figure 2.7: Aimant toroïdal supraconducteur à air d'ATLAS.

2.3 Le calorimètre électromagnétique à argon liquide

L'objectif de cette section est de présenter le calorimètre électromagnétique d'ATLAS sous la forme d'une réponse aux deux questions suivantes :

- que veut-on mesurer et avec quelle précision ?
- quelle géométrie peut-on adopter ?

2.3.1 Contraintes physiques

Le calorimètre électromagnétique a pour fonction de mesurer l'énergie des électrons, des positrons et des photons produits à chaque croisement. Il doit mesurer également la direction des photons. Ces différentes mesures d'énergie doivent être effectuées avec la plus grande précision possible afin de pouvoir détecter la désintégration d'un éventuel boson de Higgs standard en deux photons. Ceci contraint le calorimètre à posséder une excellente résolution en énergie.

De plus, la gamme d'énergie qu'il doit couvrir est gouvernée par la recherche d'éventuels bosons vecteurs neutres massifs des théories de grande unification. La recherche de bosons vecteurs neutres massifs Z' implique de pouvoir mesurer des énergies d'électrons atteignant quelques TeV. Cela contraint la profondeur du calorimètre électromagnétique à être supérieure à $24 X_0$ afin de minimiser les fuites ($< 1\%$) des gerbes électromagnétiques à l'arrière.

La réduction du bruit d'empilement dû à la fréquence élevée des croisements ainsi qu'à l'important nombre de particules chargées produit à chaque croisement, exige une extraction rapide des signaux produits au sein du calorimètre et impose une fine segmentation. Enfin, l'importance des radiations auxquelles il sera exposé durant au moins dix années, requiert une très bonne tenue du calorimètre aux radiations.

D'un point de vue géométrique, l'invariance de la physique par rotation autour de l'axe des faisceaux et par parité par rapport au plan transverse (propriété d'un anneau à faisceaux de particules identiques) impose un calorimètre respectant au mieux cette propriété géométrique. Le calorimètre doit donc être le plus hermétique possible et doit couvrir la plus grande région en pseudo-rapacité pour améliorer la précision sur l'estimation de l'énergie manquante d'un événement. Enfin, sa segmentation doit être adaptée aux gerbes typiques des électrons et photons qui le traverseront.

2.3.2 La solution d'un calorimètre à échantillonnage plomb-argon liquide

On distingue deux types de calorimètre :

- ceux dits **homogènes**, dont le milieu de production de la gerbe constitue également le milieu de détection. Le calorimètre électromagnétique de CMS est un exemple de calorimètre homogène : il est constitué d'un ensemble de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) dans lequel le passage d'un électron provoque le développement d'une gerbe. La lumière de scintillation produite est lue par un photodétecteur chargé de traduire ce signal lumineux en courant.
- ceux dits **inhomogènes** dont le milieu de production de la gerbe (absorbeur) est différent du milieu détecteur. Ils sont constitués ainsi d'une alternance de matériaux

de nature différente qui découpe une gerbe en différents tronçons : ceux qui ne peuvent être soumis à une mesure et ceux qui permettent une mesure. C'est en ce sens là qu'on parle d'échantillonnage géométrique⁵ de la gerbe et que l'on désigne également les calorimètres inhomogènes par calorimètres à **échantillonnage**.

La solution retenue pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est celle d'un calorimètre à échantillonnage à plomb et argon. Le premier avantage présenté par cette solution réside dans la **compacité** du détecteur qu'elle implique : une longueur de radiation dans le plomb correspond à 6 mm et une longueur de radiation dans l'argon correspond à 14 cm (d'après [4]). Le deuxième avantage présenté par cette solution réside dans le **gain financier** qu'elle procure par rapport à une solution avec un unique milieu détecteur ; en effet, le milieu absorbeur est souvent moins cher que le milieu détecteur.

Le choix de l'argon résulte d'un compromis entre un argument de nature physique et un argument de nature financière. L'argument de nature physique repose sur le choix d'un milieu de détection résistant aux radiations et possédant une petite longueur de radiation pour rendre le calorimètre plus compact. Un liquide noble répond au premier critère car la saturation de ses couches électroniques lui confère naturellement une très bonne tenue aux radiations ; cette propriété lui confère également une réactivité chimique nulle et permet aux électrons obtenus par ionisation de dériver dans le liquide sans être capturés. Le second critère pousse à prendre le liquide noble possédant le plus grand nombre atomique Z car la longueur de radiation d'un élément varie suivant le rapport A/Z^2 de sa masse atomique A sur son nombre atomique Z au carré.

Si l'on suit ces deux critères, le choix le plus logique consiste à choisir le radon (Rn), de nombre atomique $Z = 86$. Mais deux inconvénients s'opposent à son choix : d'une part son prix élevé et d'autre part sa radioactivité α (voir [16]) qui implique une dégradation dans le temps du milieu de détection. Si l'on parcourt la liste restante des liquides nobles dans le sens des nombres atomiques décroissants, on rencontre le xénon (Xe), le krypton (Kr), l'argon (Ar) puis le néon (Ne). Le xénon est exclu : obtenu par liquéfaction de l'air dans lequel il est très rare⁶ implique un prix élevé après liquéfaction de l'air. Dans le cas du krypton, élément suivant de notre liste, son utilisation a été envisagée dans le passé d'ATLAS (voir [11]). Mais l'accroissement des performances qu'il entraînait par rapport à un calorimètre à argon a été jugé insuffisant en regard du surcoût engendré et des difficultés mécaniques que pose son utilisation : $\sim 15\%$ de gain sur la largeur de la masse reconstruite d'un boson de Higgs de 110 GeV en deux photons pour une augmentation importante du prix du calorimètre (d'après [18]).

Finalement, l'élément qui réalise le meilleur compromis entre l'argument physique et l'argument financier est l'argon. Celui-ci a donc été retenu comme élément constitutif du milieu actif de détection du calorimètre électromagnétique d'ATLAS en 1995.

Le principal inconvénient introduit par l'échantillonnage géométrique de gerbe dans un calorimètre inhomogène réside dans sa sensibilité aux fluctuations des répartitions de la gerbe entre les milieux absorbeur et détecteur. Cela se traduit sur l'incertitude de la mesure de l'énergie par un terme stochastique, appelé encore **terme d'échantillonnage**, de la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{10\%}{\sqrt{E}} \quad (2.3)$$

⁵À ne pas confondre avec l'échantillonnage d'un signal électrique.

⁶C'est le plus rare des éléments composant l'air atmosphérique : 0.087 ppm (voir [17]).

dont la valeur du terme au numérateur est directement reliée à l'épaisseur de plomb utilisée (~ 2 mm). À très basse énergie, la précision de l'estimation de l'énergie se dégrade : 10% à 1 GeV. En revanche, ce terme s'améliore à mesure que l'énergie s'élève : 1% à 100 GeV. L'évaluation de la fraction E_{ar}/E de l'énergie totale E déposée dans l'argon E_{ar} est essentielle pour remonter à l'énergie incidente à partir du signal mesuré.

Mais en contre-partie, le calorimètre électromagnétique plomb-argon présente de nombreux avantages. L'utilisation d'un liquide noble permet de maintenir l'uniformité de la réponse du calorimètre dans l'espace et dans le temps. Le dessin des électrodes de lecture permet d'obtenir facilement un calorimètre segmenté **angulairement** (η, ϕ), mais aussi **radialement**. Le découpage du calorimètre en plusieurs compartiments en profondeur permet ainsi d'obtenir pour une gerbe plusieurs estimations du point d'impact et donc par là même d'estimation la direction de la particule incidente initiatrice de la gerbe. Cette caractéristique a comme conséquence de faciliter la reconstruction du vertex de production de la particule incidente; dans le cas d'un Higgs se désintégrant en deux photons, la reconstruction du vertex de désintégration sera faite principalement à l'aide des directions des photons mesurées dans le calorimètre électromagnétique.

2.3.3 Développement des gerbes et formation du signal

Lorsqu'une particule chargée électriquement traverse le calorimètre électromagnétique, elle interagit en particulier avec le champ électrique des noyaux des atomes de plomb de l'absorbeur. Un photon est alors rayonné, en conséquence de quoi la particule incidente perd de l'énergie : il s'agit du *Bremsstrahlung*, rayonnement de freinage. Le photon émis interagit ensuite avec le champ des noyaux des atomes de plomb pour se matérialiser sous la forme d'une paire électron-positron. Cette paire se propage ensuite dans l'argon liquide, où le bousculement des cortèges électroniques des atomes d'argon va conduire à une ionisation des atomes du milieu (voir figure 2.8). Le champ électrique qui règne dans l'espace liquide séparant un absorbeur d'une électrode va produire la dérive des électrons d'ionisation. Ceux-ci vont se diriger vers l'électrode qui tient le rôle d'**anode** tandis que les ions argon vont dériver vers l'absorbeur qui tient le rôle de **cathode**. Les électrons vont très vite se thermaliser sous l'effet des chocs élastiques avec les atomes d'argon, et acquérir une vitesse constante de déplacement vers l'électrode de lecture. On parle alors de leur **vitesse de dérive**, dont la valeur type est de quelques mm/ μ s, $\sim 10^5$ fois plus importante que celle des ions.

Du point de vue de l'électrode, leur migration va être synonyme de la création d'un courant induit par influence. Ce courant va décroître au cours du temps au fur et à mesure que les électrons d'ionisation vont être capturés par l'anode. L'amplitude du courant à un instant t sera proportionnelle au nombre d'électrons d'ionisation présent dans l'épaisseur d'argon au même instant. Ce nombre va passer par un maximum après que la gerbe ait produite l'ionisation de toute l'épaisseur d'argon, puis connaître une décroissance linéaire, compte tenu de la constance de la vitesse de dérive.

Typiquement, le temps de montée t_m du courant est très rapide (quelques picosecondes) en comparaison du temps de dérive du signal t_d ($\simeq 400 - 450$ ns). t_m caractérise le temps mis par la gerbe pour traverser toute l'épaisseur d'argon ainsi que la durée de thermalisation des électrons. Le temps de dérive caractérise quant à lui, le temps mis pour que tous les électrons créés dans le volume d'argon compris entre un absorbeur et l'électrode de lecture soient capturés par l'anode.

La petitesse de t_m en comparaison de t_d conduit à paramétrer la forme du triangle de

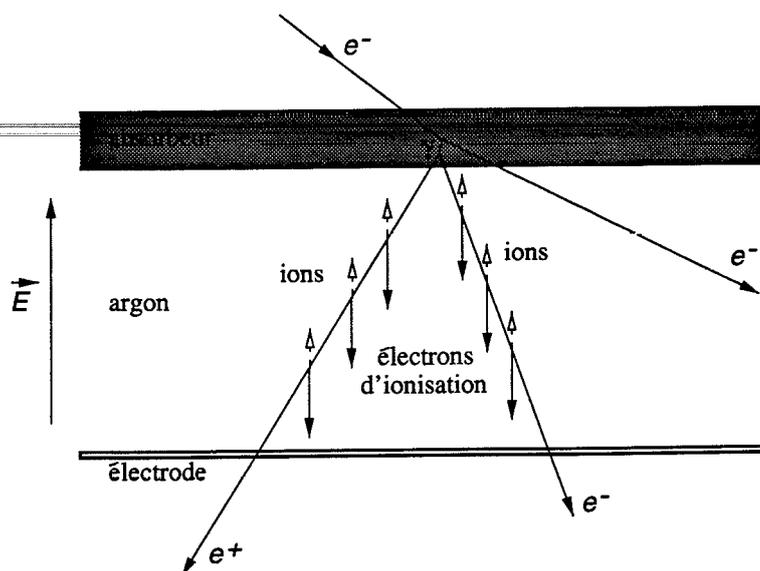


Figure 2.8: Ionisation de l'argon entre un absorbeur et une électrode (angles d'ouverture exagérés).

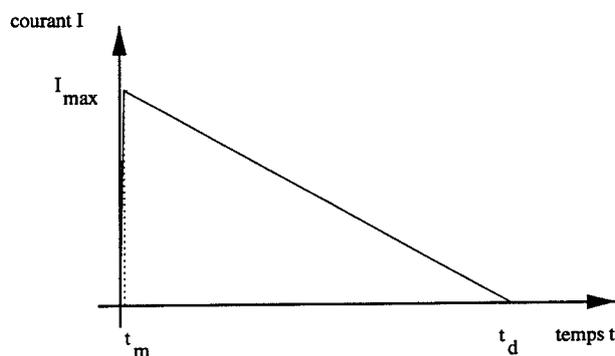


Figure 2.9: Forme triangulaire du courant induit par l'ionisation de l'argon.

la manière suivante :

$$\begin{cases} I(t) = I_{max} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right), & \text{pour } 0 < t < t_d \\ I(t) = 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.4)$$

La hauteur maximale I_{max} du courant est directement liée au nombre maximal d'électrons d'ionisation, donc à l'énergie déposée dans l'argon qui les a produit. On peut ainsi relier l'énergie totale E déposée dans l'absorbeur et l'argon au courant maximal I_{max} débité par l'électrode de la manière suivante :

$$\frac{I_{max}}{E} = \frac{E_{ar}}{E} \times \frac{I_{max}}{E_{ar}} \quad (2.5)$$

$$= \frac{E_{ar}}{E} \times G_{fi} \times \frac{e v_d}{h} \quad (2.6)$$

où v_d est la vitesse de dérive des électrons, e est la charge élémentaire du proton, h est la distance absorbeur-électrode. Notons que $v_d t_d = h$, et que $\frac{e v_d}{h}$ correspond au courant

maximal induit par la dérive d'un électron. G_{fi} est le nombre⁷ d'électrons d'ionisation créés pour 1 GeV déposé dans l'argon.

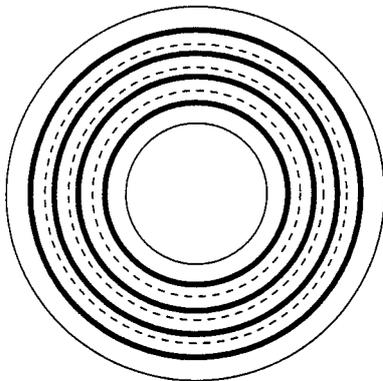
Enfin, la fraction d'énergie déposée dans l'argon $\frac{E_{ar}}{E}$ par rapport à l'énergie totale E déposée dans l'absorbeur et l'argon est supposée constante, *id est* indépendante de l'énergie E , hypothèse validée expérimentalement. Si des simulations permettent d'estimer la valeur de la fraction $\frac{E_{ar}}{E}$, sa détermination précise est faite expérimentalement (exemple donné dans la sous-section 3.3.5).

2.3.4 La forme en accordéon des absorbeurs et des électrodes

Comme nous l'avons vu dans la sous-section 2.3.1, le calorimètre doit être très granulaire, très hermétique et très rapide. Nous allons envisager dans la suite différents scénarii possibles pour la géométrie du calorimètre électromagnétique, afin de bien faire ressortir l'avantage que présente une géométrie en accordéon dont il n'est pas évident *a priori* que cette forme soit optimale.

Dans la suite, les schémas représentent les coupes transversales des différents tonneaux électromagnétiques envisagés. Les conventions de représentation adoptées sont les suivantes : traits pleins = parois du cryostat du calorimètre, traits pleins gras = absorbeurs en plomb, traits tiretés = électrodes de lecture.

scénario 1 : un calorimètre concentrique

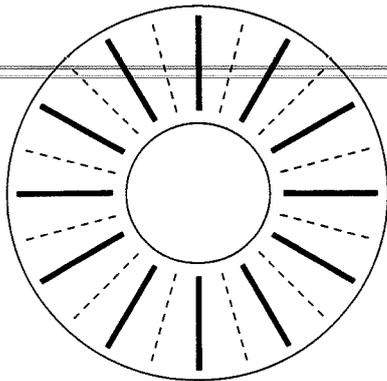


Cette disposition présente l'avantage d'échantillonner uniformément les gerbes qui se développent orthogonalement aux absorbeurs : épaisseur d'argon constante entre absorbeurs et électrodes de lecture, dérive uniforme des électrons d'ionisation. Cette disposition a été adoptée par les expériences D0 auprès de l'anneau TEVATRON au laboratoire FNAL (États-Unis) et par l'expérience H1 auprès de l'anneau HERA au laboratoire DESY (Allemagne). La réalité est un peu différente de ce schéma, puisque les cercles concentriques sont remplacés par des polygones

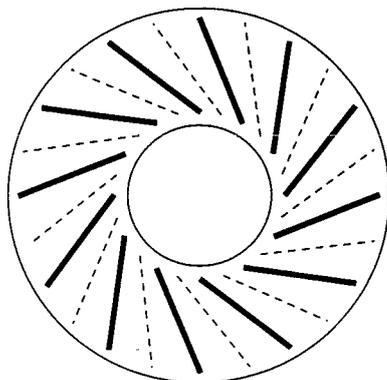
concentriques dont les sommets ne sont pas alignés radialement ; ceci permet d'éviter qu'une particule créée au point de croisement des faisceaux ne puisse traverser tout le calorimètre sans rencontrer d'absorbeurs.

L'inconvénient d'une telle disposition dans le cas d'ATLAS réside dans la difficulté de sommer les signaux issus de différentes électrodes sans violer l'un des préceptes de conception du calorimètre. Si l'on crée un interstice suffisamment spacieux pour pouvoir y introduire les cartes sommatriques des signaux, on viole dans ce cas notre règle d'hermiticité. Même si on crée un interstice suffisamment petit pour pouvoir extraire les signaux délivrés par les électrodes à l'aide de câbles, on ne respecte pas l'uniformité ; de plus, les capacités parasites des câbles vont augmenter le temps d'extraction des signaux et additionner à chacun un bruit supplémentaire avant toute sommation.

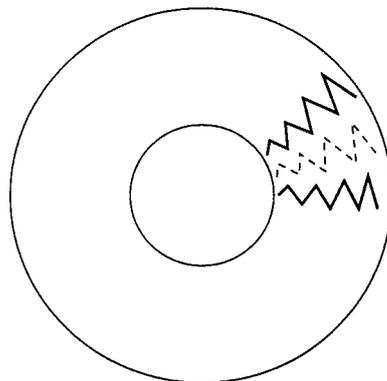
⁷ $G_{fi} = 1/E_{sep}$, où E_{sep} est l'énergie moyenne qu'il faut fournir à un atome d'argon pour l'ioniser une fois tout en évitant la recombinaison de l'ion et de l'électron produits. Il n'y a pas une seule valeur de E_{sep} , puisque la séparation électron-ion est fonction de l'intensité du champ électrique qui réside entre l'absorbeur et l'électrode de lecture. En revanche, une valeur typique de E_{sep} (voir [19]) est 23.6 eV, valeur supérieure au 15.76 eV d'énergie de première ionisation (voir le tableau page 86 de [16]).

scénario 2 : un calorimètre en étoile

Considérons maintenant le scénario dual du précédent, où les absorbeurs et les électrodes sont disposés radialement. L'avantage de ce dispositif est de permettre une sortie rapide des signaux vers l'arrière ou l'avant sans avoir à introduire de régions intersticielles. Mais cet avantage ne contrebalance pas l'inconvénient rédhibitoire qu'offre cette disposition radiale des absorbeurs : un électron peut ne pas rencontrer d'absorbeur et la fraction d'échantillonnage varie avec l'azimuth. Une disposition radiale des absorbeurs et des électrodes de lecture est donc exclue.

scénario 3 : un calorimètre en spirale

La disposition en spirale des absorbeurs est une solution à mis chemin entre les deux précédentes : le dépointage des absorbeurs en direction du point d'interaction permet de contrecarrer le problème posé⁸ par le scénario 2, et la non-circularité de la disposition permet de sortir les signaux à l'avant et à l'arrière sans requérir la rupture de l'hermiticité. L'inconvénient présenté par ce dispositif réside dans l'imprécision sur la mesure angulaire en ϕ due à la trop importante couverture angulaire d'une électrode⁹. Un autre inconvénient posé par cette disposition réside dans la non-conservation de l'épaisseur d'argon au long d'un rayon. Si l'on veut maintenir dans un tel cas un champ électrique constant et donc une vitesse de dérive constante pour avoir dans tout le volume du calorimètre la même sensibilité de courant, il faut faire varier la haute tension ; ce dernier point introduit bien des difficultés dans la conception et la réalisation du système de distribution de la haute tension, et conduit à appliquer de très hautes tensions dans le calorimètre. Pour ces différentes raisons, le scénario 3 est exclu.

scénario 4 : un calorimètre à accordéon

La solution précédente n'était pas loin de nous convenir. Qu'à cela ne tienne, adaptons là un peu ! Repartons avec l'idée d'un absorbeur dépointé et imaginons que nous tenions un stylo partant du rayon intérieur du calorimètre. Si nous l'asujettissons à se déplacer en ligne droite, il va vite atteindre la limite angulaire que nous nous étions fixée en ϕ : pas plus de 0.02 radians. Une fois le stylo arrivé en butée contre cette limite, il suffit de repartir en ligne droite sur la droite (resp. la gauche) si on a buté à gauche (resp. à droite) tout en continuant de s'éloigner du centre du détecteur. Une fois arrivé en butée sur la limite opposée, on réapplique ce principe du rebond jusqu'à avoir atteint le rayon extérieur du calorimètre. Le trajet effectué par le stylo décrit un accordéon et ne peut certainement pas être décrit par une particule.

⁸Pas complètement en fait, parce qu'on peut imaginer des électrons spiralement dans le champ magnétique suffisamment pour pouvoir rentrer dans le calorimètre suivant une trajectoire se faufilant entre deux absorbeurs.

⁹Évidemment, on peut chercher à contrecarrer ce problème en augmentant le nombre d'électrode et en diminuant le dépointage. Mais il existera toujours la possibilité à des électrons de pouvoir traverser le calorimètre sans interagir.

Le calorimètre obtenu suivant ce principe récupère donc les atouts des dispositifs précédents: herméticité, extraction rapide des signaux, impossibilité pour une particule de traverser le calorimètre sans rencontrer d'absorbeur et enfin segmentation fine des cellules.

En revanche, l'épaisseur d'argon ne reste pas strictement constante lorsqu'on parcourt un couple absorbeur-électrode. Afin de minimiser la variation de cette épaisseur, on la maintient constante le long du rayon médiateur d'un accordéon, en réduisant l'angle d'ouverture de l'accordéon tout en augmentant l'amplitude des zigzags à mesure que l'on s'éloigne du point d'interaction (voir la figure 2.10).

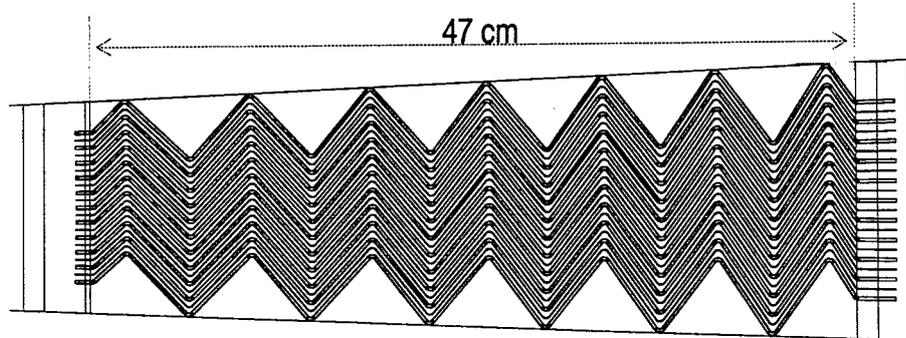


Figure 2.10: Profil des absorbeurs et électrodes en forme d'accordéon.

La solution idéale pour maintenir constante l'épaisseur d'argon correspond mathématiquement à une développante de cercle (voir [20]). Chaque zig et chaque zag sont alors des arcs de développante de cercle dont la concavité alterne suivant que l'on est sur un zig ou sur un zag. Cette solution avait été adoptée pour le prototype RD3 de calorimètre hadronique à fer et argon liquide EST construit en 1991-92. Mais pour ce prototype, la segmentation des cellules étant plus importante, l'amplitude des ondulations était plus importante que celle du calorimètre électromagnétique où l'approximation rectiligne est justifiable: le dièdre formé par deux sections droites de deux accordéons en regard l'une de l'autre n'introduit qu'une variation de $200 \mu\text{m}$ entre le petit côté du dièdre et son grand côté. Cette approximation présente un gain financier par rapport à la solution à base de développantes de cercles dont l'usinage implique un coût plus élevé.

Si le sommet des absorbeurs était pointu, on pourrait garder la fraction d'échantillonnage constant. Or les sommets sont arrondis ce qui va introduire une modulation de l'énergie en fonction de l'azimut du point d'impact. En effet, l'électron qui va traverser le calorimètre en rencontrant tout les sommets d'un même absorbeur va déposer plus d'énergie qu'un électron traversant le même absorbeur en son milieu. Des études fines de simulations ont permis de définir le recouvrement optimal en ϕ des accordéons. Nous verrons dans le chapitre 3 comment cet effet devenu résiduel peut être corrigé.

Finalement, la forme accordéon adoptée pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS respecte le cahier des charges initial fixé pour sa conception. Nous allons prendre maintenant du recul par rapport à cette analyse détaillée de la géométrie accordéon, et voir quelle est la constitution globale du calorimètre.

2.3.5 Description finale du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique se découpe en :

- un tonneau central, constitué de deux demi-tonneaux symétriques à accordéon couvrant le domaine en $[-1.475, 1.475] \times [0, 2\pi]$ dans l'espace pseudo-rapacité \times azimuth, sur une profondeur de $24 X_0$ à $\eta = 0$.
- deux bouchons à accordéon, constitués chacun de deux roues concentriques qui assurent la couverture du domaine $([-3.2, -1.375] \times [0, 2\pi]) \cup ([1.375, 3.2] \times [0, 2\pi])$, sur une profondeur de $26 X_0$ au moins. La géométrie particulière des accordéons des bouchons est décrite dans [11] et dans [21], cette dernière référence étant plus récente.

Chacune de ces parties est découpée dans trois directions :

- suivant la pseudo-rapacité et l'azimuth afin de reconstruire le point d'impact par une technique de barycentre.
- suivant un rayon, chaque couronne cylindrique ainsi obtenue est appelée un compartiment¹⁰.

On obtient ainsi près de 200000 cellules dont la taille est édictée par l'extension latérale typique d'une gerbe à un mètre du point d'impact (voir [5]). L'ordre de grandeur dans ce cas est $\delta\eta \times \delta\phi = 0.025 \times 0.025$. Le tableau 2.3 propose un résumé des différentes caractéristiques géométrique.

domaine en η	pré-échantil.	compart. 1	compart. 2	compart. 3	nbre de cel.
$0 \leq \eta < 1.4$	0.025×0.1	0.003×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025	110208
$1.4 \leq \eta < 1.8$	0.025×0.1	0.003×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025	25600
$1.8 \leq \eta < 2$		0.004×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025	12288
$2 \leq \eta < 2.5$		0.006×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025	24064
$2.5 \leq \eta < 3.2$		0.1×0.1	0.1×0.1		1792

Tableau 2.3: Caractéristiques géométriques du calorimètre électromagnétique.

Enfin, un dernier effet a été pris en compte afin de mieux évaluer l'énergie des électrons. Ceux-ci traversent entre¹¹ 1.2 et 2.5 X_0 avant d'atteindre l'argon du tonneau et donc peuvent avoir démarré une gerbe électromagnétique. L'ignorance de cette information peut conduire à une dégradation de l'estimation de l'énergie de l'électron si l'on ne tient compte que de l'énergie qu'il dépose dans le tonneau accordéon. Afin de réduire ce biais qui va en s'accroissant avec η puisque la quantité de matière varie suivant $\cosh(\eta)$, un système de pré-échantillonnage¹² de gerbe a été adjoint aux parties tonneau et bouchons du calorimètre. Le pré-échantillonnage permet ainsi de corriger l'effet de la matière morte placée devant le calorimètre.

¹⁰traduction de *sampling* en anglais, qui est plus proche de la notion d'échantillonnage géométrique.

¹¹Voir la figure 1-vi dans [15].

¹²appelé *presampler* en anglais.

2.3.6 Mesure de l'énergie et de la position

Chaque électrode est environnée par deux couches d'argon, chacune délimitée par un absorbeur. Le calorimètre est segmenté en cellules, chacune correspondant à quatre électrodes et quatre absorbeurs. Lorsqu'une particule développe une gerbe dans le calorimètre électromagnétique, la somme des énergies déposées dans les cellules touchées permet de construire un estimateur de l'énergie incidente de la particule.

Typiquement les cellules prises en compte pour estimer l'énergie seront groupées dans un amas. Les cellules de cet amas seront réparties en fenêtre rectangulaire suivant le pré-échantillonneur et les compartiments en profondeur du calorimètre accordéon. Cet amas¹³, appelé également tour, sera désigné par des noms de la forme $N \times M$ en référence à la fenêtre des $N \times M$ cellules en $\eta \times \phi$ du compartiment du milieu¹⁴. Les tailles des fenêtres dans les deux autres compartiments et dans le pré-échantillonneur sont déterminées pour être voisine de celle de la fenêtre du compartiment 2. L'estimateur $E_{N \times M}$ de l'énergie incidente se calculera comme étant la somme des énergies E_ϕ déposées dans les cellules ϕ de l'amas $N \times M$.

$$E_{N \times M} = \sum_{\phi \in N \times M} E_\phi \quad (2.7)$$

Les types des amas constamment utilisés aussi bien dans les simulations que dans les tests en faisceau sont décrits dans le tableau 2.4.

	PS	S1	S2	S3
3×3	3×1	24×1	3×3	2×3
3×5	3×2	24×2	3×5	2×5
3×7	3×2	24×2	3×7	2×7
5×5	3×2	40×2	5×5	3×5

Tableau 2.4: Nombres de cellules dans chaque compartiment selon le types d'amas utilisé.

Pour un amas donné dans lequel une gerbe s'est développé, on connaît la position de chaque cellule modulo l'imprécision due aux déformations mécaniques et l'énergie que l'on y a mesuré. On peut alors construire un estimateur du point d'impact de la particule dans le calorimètre en construisant le barycentre des positions des cellules avec les énergies déposées comme poids.

$$\begin{cases} \eta_{N \times M} = \frac{\sum_{\phi \in N \times M} E_\phi \eta_\phi}{\sum_{\phi \in N \times M} E_\phi} \\ \phi_{N \times M} = \frac{\sum_{\phi \in N \times M} E_\phi \phi_\phi}{\sum_{\phi \in N \times M} E_\phi} \end{cases} \quad (2.8)$$

En limitant chaque sommation sur les cellules d'un compartiment donné, on peut obtenir deux estimateurs¹⁵ de la position de la particule au cours de sa traversée du

¹³appelé *cluster* en anglais.

¹⁴Le compartiment du milieu est pris comme référence puisque c'est en son sein que la plupart des électrons déposeront le maximum de leur énergie.

¹⁵Deux estimateurs seulement, les électrons déposant insuffisamment d'énergie dans le pré-échantillonneur et le troisième compartiment pour pouvoir reconstruire avec précision la position de l'impact.

calorimètre. Ces deux estimateurs permettent alors de déterminer la direction de la particule. Dans le cas d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons, le calorimètre électromagnétique est le seul détecteur à même de fournir une mesure de leur écart angulaire. La précision sur cette mesure conséquence de la segmentation longitudinale et transverse du calorimètre permet d'accéder à une bonne précision sur la masse reconstruite du Higgs (voir la sous-section 2.3.7 pour les valeurs).

2.3.7 La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique

La précision avec laquelle le calorimètre électromagnétique sera capable de mesurer l'énergie d'électrons et de photons et la direction des photons sera déterminante dans la découverte d'un potentiel boson de Higgs. C'est en effet elle qui conditionnera la largeur de la signature expérimentale d'un Higgs dans la masse reconstruite en deux photons ou quatre électrons.

Nous avons vu dans la sous-section 2.3.2 que l'échantillonnage géométrique des gerbes conditionnait la résolution en énergie à varier comme l'inverse de la racine carrée de l'énergie (voir (2.3)). Mais d'autres effets contribuent à compliquer l'expression de la résolution et à accentuer sa dégradation.

Tout d'abord des bruits de sources diverses (voir 2.4.9) viennent s'additionner indépendamment à l'énergie déposée par un électron ou un photon dans l'argon. Ceci se traduit sur la résolution en énergie par l'ajout d'un terme proportionnel à $\frac{1}{E}$ qui deviendra dominant à basse énergie par rapport au terme d'échantillonnage.

Ensuite, les imperfections de la mécanique du calorimètre, les variations de température de l'argon, les différences des formes des signaux d'étalonnage et des signaux de physique sont autant d'effets qui vont dégrader la résolution du calorimètre. Cela se traduit sur la résolution en énergie par l'apparition d'un terme constant c .

Finale­ment, la résolution en énergie σ_E/E du calorimètre électromagnétique peut se paramétrer de la façon suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (2.9)$$

où a caractérise la largeur des fluctuations du bruit total, b l'échantillonnage géométrique des gerbes et c les imperfections d'étalonnage du calorimètre. Les résultats issus des simulations de désintégration du Higgs dans le détecteur ATLAS et les performances obtenues en faisceau test permettent de définir des limites supérieures sur les trois paramètres intervenant dans l'expression de la résolution en énergie :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{composante électronique du bruit dans } a: < 300 \text{ MeV} \\ \text{terme d'échantillonnage } b: \sim 10\% \text{ (dépendant de } \eta) \\ \text{terme constant } c: < 0.7\% \end{array} \right. \quad (2.10)$$

Les contributions attendues de ces différents termes pour les modes de désintégration d'un boson de Higgs en deux photons ($m_H = 100 \text{ GeV}$) et en quatre électrons ($m_H = 130 \text{ GeV}$) sont présentées dans les tableaux 2.5 et 2.6 (tirés de [15]).

Effectuons quelques commentaires sur les résultats présentés dans les tableaux 2.5 et 2.6 :

1. Le terme d'incertitude sur le pointage apparaît dans le cas de la désintégration du Higgs en deux photons ; en effet, le calorimètre effectue seul la reconstruction du

nature du terme	basse luminosité (\mathcal{L}_{basse})	haute luminosité (\mathcal{L}_{haute})
échantillonnage	920 MeV	920 MeV
constant	500 MeV	500 MeV
brt empilement	180 MeV	420 MeV
brt élec.	125 MeV	380 MeV
pointage		530 MeV
total	1.1 GeV	1.3 GeV

Tableau 2.5: Contributions à la largeur de la masse reconstruite d'un boson de Higgs de 100 GeV en deux photons.

nature du terme	basse luminosité (\mathcal{L}_{basse})	haute luminosité (\mathcal{L}_{haute})
échantillonnage	1390 MeV	1390 MeV
constant	340 MeV	340 MeV
brt empil.+élec.	450 MeV	840 MeV
total	1.5 GeV	1.66 GeV

Tableau 2.6: Contributions à la largeur de la masse reconstruite d'un boson de Higgs de 130 GeV en quatre électrons.

vertex de désintégration et doit associer chaque photon au bon événement du croisement. À basse luminosité, l'association s'effectue avec certitude alors qu'à haute le doute subsiste. Le problème du pointage ne se présente pas dans le cas "quatre électrons" car l'association des traces avec le détecteur interne permet une reconstruction de l'événement beaucoup plus précise.

2. La variation du terme de bruit électronique entre la basse et haute luminosité tient à l'utilisation du filtrage numérique (voir plus loin la sous-section 4.1.3).
3. La variation du bruit d'empilement est directement reliée à la luminosité de fonctionnement du LHC (voir plus loin la sous-section 4.1.3).

Mais un calorimètre électromagnétique géométriquement et mécaniquement "raffiné" ne serait rien sans une électronique adaptée. C'est ce que nous allons voir dans la partie suivante.

2.4 La chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique

Dans tous les cas, une exigence sera de ne pas détériorer les performances du calorimètre.

Nous allons voir dans cette partie les charges dont doit s'acquitter la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique ainsi que l'architecture adoptée pour les satisfaire. Nous effectuerons ensuite le voyage du signal produit par une gerbe depuis la sortie des électrodes de lecture jusqu'au système de décision de niveau 2; ce sera pour nous l'occasion de voir les différentes solutions techniques proposées pour réduire les bruits d'empilement et d'électronique.

2.4.1 Cahier des charges

La chaîne de lecture de tous les détecteurs à argon liquide a en charge de lire près de 190000 cellules du calorimètre électromagnétique et des bouchons hadroniques. Chacune de ces cellules délivre un signal de forme triangulaire (voir 2.9). La durée de ce signal dépend de l'épaisseur d'argon qui varie suivant les détecteurs considérés (400 à 450 ns). La hauteur de ce signal est reliée directement à l'énergie que peut déposer une particule dans une cellule (jusqu'à 3 TeV, voir le chapitre 5).

La résolution avec laquelle l'énergie est mesurée impose à l'électronique de ne pas la dégrader à haute énergie, là où le terme d'échantillonnage $10\%/\sqrt{E}$ devient faible, et de ne pas trop la détériorer à basse énergie, plage où la contribution du bruit électronique devient dominante $\propto 1/E$.

En particulier, l'obtention d'un terme constant dans la résolution en énergie du calorimètre strictement inférieur à 1% impose que le calorimètre soit étalonné à mieux que 0.25% sur toute la gamme d'énergie.

Le phénomène d'empilement lié au fonctionnement du LHC conduit à déposer à chaque croisement une énergie par cellule dont la largeur typique des fluctuations est de l'ordre de 50 MeV. La combinaison du bruit d'empilement et du bruit de l'électronique conduit à exiger une gamme dynamique comprise entre 16 et 17 bits au regard de l'énergie maximale pouvant être déposée dans une cellule.

La fréquence de croisement du LHC impose à la chaîne de lecture d'échantillonner les signaux à une cadence de 40 MHz sans introduire de temps morts, tout en obéissant à un déclenchement dont le taux moyen attendu est de 75 kHz (soit 13.3 μ s de répit moyen entre deux déclenchements).

La mesure de l'énergie d'un électron, d'un photon ou d'un jet s'effectue à partir d'un amas de plusieurs cellules (près d'une centaine dans une tour 3×7). Ce nombre élevé de cellules oblige à minimiser l'importance du bruit cohérent par rapport au bruit incohérent (voir le chapitre 3).

Le nombre important de canaux nécessaires pour lire les 190000 cellules impose le développement d'un système dont le prix et la consommation électrique de chaque canal sera le plus faible possible.

2.4.2 Architecture globale

Pour respecter expérimentalement le cahier des charges imposé, la chaîne électronique de lecture du calorimètre ne se contente pas d'être une simple ligne de transmission du signal jusqu'au système d'acquisition final; c'est en fait toute une chaîne de traitement où chaque étage a été pensé, réfléchi et conçu par des physiciens et des ingénieurs pour réaliser une tâche bien définie.

L'architecture globale de cette chaîne avec ses différents étages est représentée schématiquement dans la figure suivante 2.11.

Les données sont stockées dans des pipelines analogiques. Lors de la réception d'un déclenchement de niveau 1, les pipelines déversent leurs contenus dans l'aval de la chaîne. On peut donc disséquer la chaîne en trois parties: une partie de traitement analogique qui se situe en amont de l'intervention du déclenchement de niveau 1 (préamplification, mise en forme, amplification et stockage analogique), deux parties en aval de l'intervention du niveau 1, l'une servant au traitement numérique (conversion analogique-numérique,

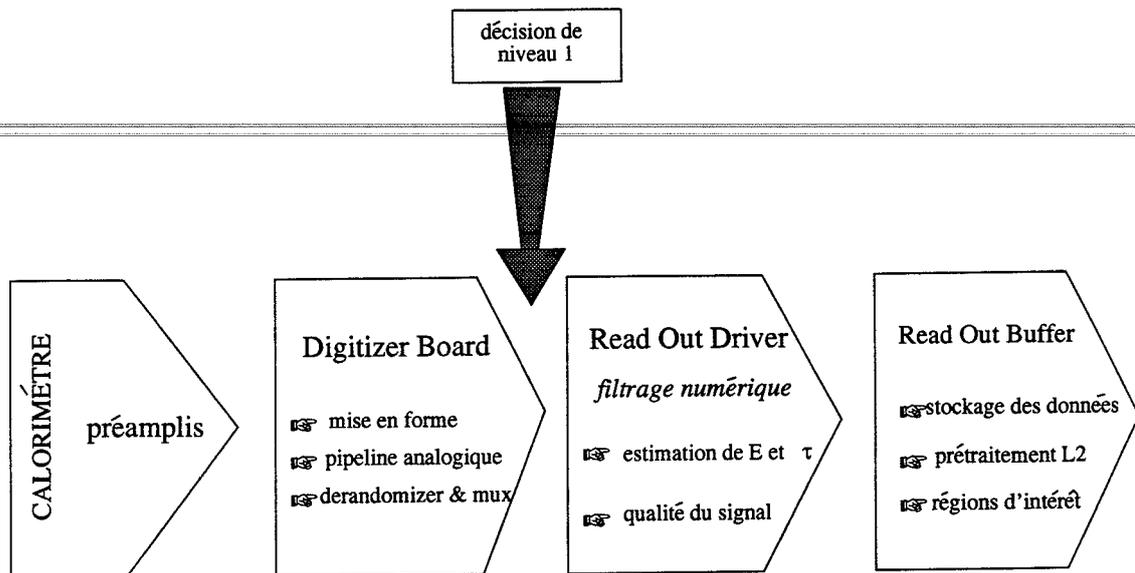


Figure 2.11: Schéma de l'architecture de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

filtrage numérique) l'autre servant au regroupement¹⁶ des données numériques issues de différentes cellules.

Cette architecture de traitement est reproduite pour chaque cellule des calorimètres à argon liquide, c'est-à-dire le calorimètre électromagnétique et les bouchons hadroniques. Les fonctions de chacun des étages de la chaîne de lecture d'une cellule ainsi que le traitement subi par le signal à chaque étage font l'objet des sous-sections suivantes. Voyageons donc ensemble avec le signal électrique depuis son lieu de naissance jusqu'à son lieu de stockage...

2.4.3 Le courant à l'entrée de la chaîne

Les caractéristiques géométriques (taille en η et ϕ) et physiques (taille en X_0) de chaque cellule vont conditionner la hauteur du courant maximal induit. Cette valeur maximale que pourra prendre le courant variera de 1 mA à 10 mA suivant le compartiment d'appartenance et le η de la cellule (voir le tableau 10-8 page 402 dans [21], et le chapitre 5).

2.4.4 Préamplification

La préamplification est le premier traitement que subit le signal à la sortie de la cellule. Elle a pour fonction première d'amplifier le signal délivré par une cellule afin de diminuer en proportion les bruits introduits par la suite de la chaîne d'électronique. Elle doit interdire également un quelconque retour de signal dans les électrodes constitutives de la cellule (souci de préservation de la qualité de mesure). La plage d'excursion du signal après préamplification a été fixée de manière identique pour toutes les cellules, ce qui permet d'uniformiser le traitement qui s'en suit dans les chaînes de lecture.

La préservation de la qualité de mesure a conduit au choix de préamplificateurs qui prennent en entrée un courant pour délivrer en sortie une tension. L'excursion des tensions

¹⁶appelé *Read-Out Buffer* en anglais.

délivrées par les préamplificateurs a été uniformisée entre 0 V et 4 V. Le paramètre qui réalise l'ajustement entre la plage variable des courants d'entrée et la plage fixée des tensions de sortie est donc la transimpédance du préamplificateur (voir le tableau 10-8 page 402 dans [21]).

En ce qui concerne les préamplificateurs, on peut les classer en deux catégories : celle des préamplificateurs mis sur le détecteur "au froid" dans le cryostat et celle des préamplificateurs mis à l'extérieur du cryostat "au chaud". L'avantage présenté par une préamplification "au froid" réside dans la faiblesse des fluctuations du bruit électronique d'origine thermique qu'elle introduit mais présente l'inconvénient d'une exposition directe aux radiations. L'avantage présenté par une préamplification "au chaud" réside dans son accessibilité pour la maintenance, dans la diminution des radiations qu'elle reçoit ; en revanche, elle présente l'inconvénient d'ajouter au signal un bruit thermique *a priori* plus important.

Deux types de préamplificateurs ont donc été conçus et réalisés : un type à base d'arseniure de gallium (AsGa) destiné au froid, et un type à base de silicium (baptisé 0T) destiné au chaud. Afin d'évaluer leurs performances respectives, un prototype du calorimètre électromagnétique d'ATLAS instrumenté avec les deux technologies a été placé et testé en faisceau au CERN durant les trois dernières années. J'ai participé à l'évaluation des performances de la technologie 0T, les résultats de mon travail étant consignés dans le chapitre suivant. Les préamplificateurs à arseniure de gallium étant assujettis à subir des radiations, ils ont subi également des tests d'irradiation (voir section 10.4.1.3 de [21]).

Sur la base de ces résultats, le choix des préamplificateurs a été effectué en 1996 : le calorimètre électromagnétique sera instrumenté avec des préamplificateurs 0T.

2.4.5 Mise en forme et amplification à l'aide d'un système multi-gains

La mise en forme du signal a pour fonction de maximiser le rapport du signal sur le bruit. Le bruit dont il est ici question est le bruit total σ_{tot} somme d'une composante électronique dominée par le bruit des préamplificateurs σ_{el} et d'une composante due à l'empilement σ_{em} .

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} \oplus \sigma_{em} \quad (2.11)$$

Cette opération est en fait réalisée en deux étapes. Le signal traverse d'abord un circuit de mise en forme analogique, indispensable pour réduire la bande passante du système et l'adapter à la fréquence d'échantillonnage (40 MHz). Les paramètres de ce circuit sont choisis pour minimiser - en moyenne sur l'ensemble du détecteur - le bruit total à haute luminosité. Cet ensemble est complété par un étage de filtrage numérique qui permet d'adapter la bande passante globale du système à une variation du bruit d'empilement.

Nous allons voir que la mise en forme analogique est réalisée par un système CR-RC² et que le temps caractéristique $\tau = RC$ de mise en forme est choisi afin de minimiser le bruit total à haute luminosité. Enfin, compte tenu du fait qu'il n'existe pas de convertisseur analogique-digital ayant une gamme dynamique suffisante (> 17 bits), nous verrons dans le chapitre 5 comment un convertisseur 12 bits associé à un système à trois gains permet de couvrir la gamme dynamique exigée dans le cahier des charges.

Le choix de la mise en forme analogique

Le choix s'est porté sur une structure de mise en forme CR-RC² qui réalise un bon compromis performance en bruit - complexité et coût de réalisation. La mise en forme du signal triangulaire s'effectue à l'aide d'une dérivation (CR) et de deux intégrations (RC²) (au sens électronique, qui ne correspondent pas exactement à leurs homologues mathématiques): la dérivation permet d'accéder directement au maximum du triangle en éliminant la pente décroissante; les deux intégrations permettent de "lisser" la courbe obtenue afin de la préparer à l'échantillonnage.

L'effet de ces trois opérations effectuées par le système CR-RC² est représenté dans la figure 2.12, où l'on voit la transformation successive du signal triangulaire $T(t)$ en un signal beaucoup plus lisse $g(t)$. La fonction g ainsi obtenue porte le nom de **réponse au triangle**. L'expression formelle exacte de g est donnée dans [22].

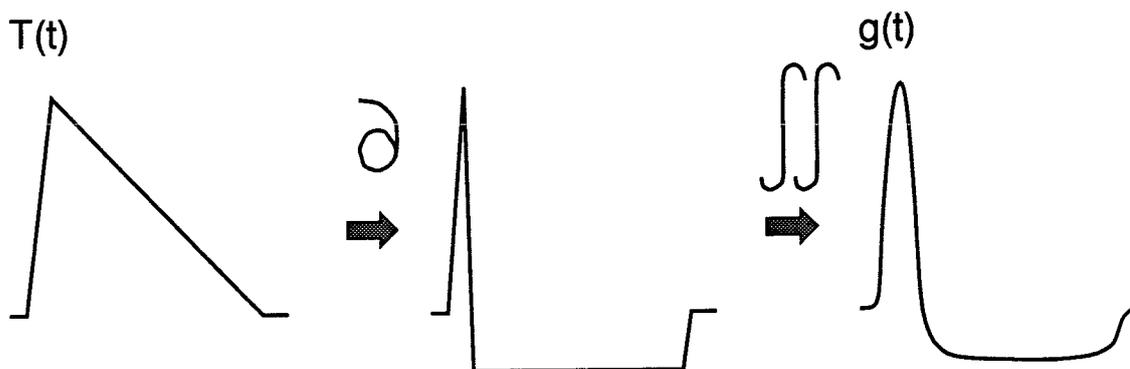


Figure 2.12: Mise en forme du signal triangulaire.

Le choix de la valeur du temps τ caractéristique de la mise en forme résulte de la minimisation de la largeur des fluctuations σ_{tot} du bruit total somme des deux bruits indépendants, bruit d'empilement et bruit électronique.

Or chacune des contributions possède un comportement différent en fonction du temps de mise en forme comme expliqué ci-dessous. Ceci conduit au choix d'une constante de temps τ optimale.

Ces dépendances en temps peuvent se voir simplement de la façon suivante (voir la figure 2.13).

Sur la figure 2.13, la cellule de détection est représentée par une capacité C . A ses bornes, une source de courant représente le courant d'ionisation. Cet ensemble est lu par une électronique linéaire. Celle-ci est source de bruit électronique et de façon très générale cet effet peut être décrit par une source de tension en série de largeur e_n et une source de courant en parallèle de largeur i_n .

Appelons $h(t)$ la réponse du système à une impulsion de courant $\delta(t)$, alors la réponse du système au courant triangulaire d'ionisation est la convolution $g(t)$:

$$g(t) = i_0 \times (T \otimes h)(t) \quad (2.12)$$

Soit τ un temps caractéristique de $h(t)$ et pour mettre en évidence les dépendances en τ effectuons le changement de variable suivant: $h_\tau(x) = h(\tau x)$. Supposons de plus - ce qui est notre cas - que le temps de dérive t_d soit très grand devant τ , alors:

$$g(t) = i_0 \int_0^t h(x)T(t-x)dx \quad (2.13)$$

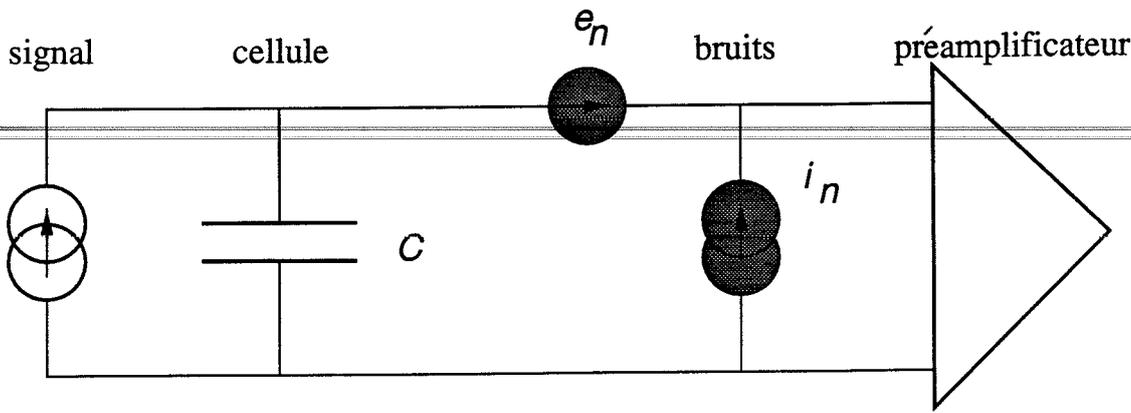


Figure 2.13: Schéma d'une cellule du calorimètre avec son préamplificateur.

$$\simeq i_0 \times \tau \int_0^{t/\tau} h_\tau(y) dy \quad (2.14)$$

$$\propto \tau \quad (2.15)$$

Plus la constante de temps τ augmente, plus le signal augmente car on "intègre" le courant pendant un temps plus long.

Considérons maintenant le bruit d'empilement. Sa valeur au temps t sera la somme de la contribution de tous les croisements antérieurs à t :

$$\sum_{t_k < t} i_k g(t - t_k) \simeq \int_0^\infty g(t) dt \quad (2.16)$$

Pour ne pas introduire de biais dans la mesure de l'énergie, il faut donc avoir $\int_0^\infty g(t) dt = 0$. Les différentes contribution à ce bruit d'empilement étant indépendantes, il est facile de montrer que la largeur de ce bruit est:

$$\sigma_{em}^2 = \sum_{t_k < t} \sigma_E^2 g(t - t_k)^2 \quad (2.17)$$

$$\sigma_{em}^2 \simeq \sigma_E^2 \int_0^\infty g(t)^2 dt \quad (2.18)$$

soit:

$$\sigma_{em} \propto \tau^{\frac{3}{2}} \quad (2.19)$$

où σ_E^2 décrit la fluctuation de l'énergie déposée dans la cellule lors d'un croisement. Le signal variant comme τ , le rapport S/B_{em} se dégrade comme $\sqrt{\tau}$.

Considérons maintenant les bruits d'électronique. Dans l'hypothèse de bruits blancs (ce qui est notre cas), ces bruits peuvent être représentés par une succession aléatoire d'impulsions très brèves, dont la valeur moyenne est nulle. Nous avons vu plus haut que $h(t)$ décrit la réponse du système à une impulsion de courant. Aussi, naturellement, de façon similaire au bruit d'empilement, la contribution du bruit parallèle s'écrit:

$$\sigma_{paral} = i_n \sqrt{\int_0^\infty h(t)^2 dt} \quad (2.20)$$

$$= i_n \sqrt{\tau} \sqrt{\int_0^\infty h_\tau(x)^2 dx} \quad (2.21)$$

$$\propto \sqrt{\tau} \quad (2.22)$$

Pour ce type de bruit, le rapport S/B_{paral} s'améliore comme $\sqrt{\tau}$.

Le théorème de Thévenin-Norton permet de remplacer la source de tension e_n par une source de courant en parallèle dont l'intensité est donnée par : $e_n \times C \times \omega$ où ω désigne la fréquence, variable conjuguée du temps t . Le calcul de σ_{serie} s'effectue de manière analogue au cas précédent et on obtient :

$$\sigma_{\text{serie}} = e_n C \sqrt{\int_0^{\infty} h'(t)^2 dt} \quad (2.23)$$

$$= e_n C / \sqrt{\tau} \sqrt{\int_0^{\infty} h'_\tau(x)^2 dx} \quad (2.24)$$

$$\propto C / \sqrt{\tau} \quad (2.25)$$

Le rapport S/B_{serie} se dégrade quand la capacité de la cellule augmente et s'améliore comme $\tau^{\frac{3}{2}}$.

En résumé, plus la constante caractéristique $\tau = RC$ sera importante, plus la double intégration RC^2 sera un filtre passe-bas possédant une fréquence de coupure $f = 1/\tau$ petite, donc plus les composantes haute-fréquence du bruit seront coupées : **la largeur des fluctuations du bruit électronique est donc une fonction décroissante du temps de mise en forme.**

En revanche, l'augmentation du temps τ accroît la prise en compte de l'empilement dans la mise en forme du signal triangulaire : **la largeur des fluctuations du bruit d'empilement est donc une fonction croissante du temps de mise en forme.**

Les formules exactes dans le cas du filtre $CR-RC^2$ peuvent se trouver dans la référence [22].

La figure suivante présente la variation du bruit total en fonction du temps de mise en forme en fonction de la luminosité de fonctionnement du LHC (qui commande directement la largeur du bruit d'empilement) et suivant la région où se trouve la cellule dont on veut mettre en forme le signal.

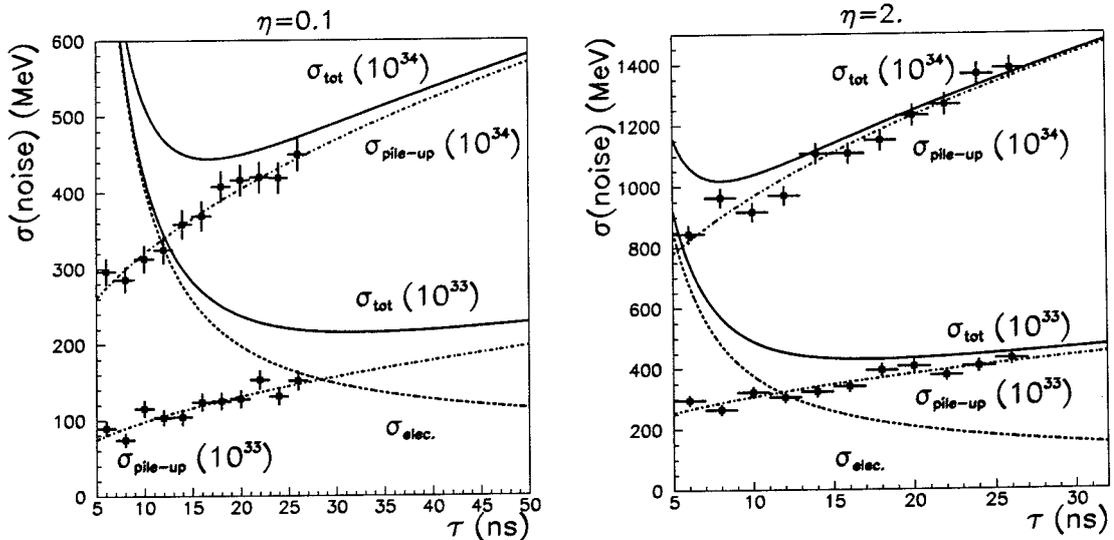


Figure 2.14: Bruit total en fonction du temps de mise en forme du signal.

On en déduit que l'optimum pour τ est assez plat : près de l'optimum, la valeur du bruit ne varie que très peu. Le temps optimal de mise en forme diffère suivant la rapidité η mais surtout suivant la luminosité de fonctionnement du LHC : entre 15 et 30 ns dans le tonneau et entre 5 et 15 ns dans les bouchons.

Pour simplifier la production des circuits et la maintenance des cartes d'électronique, il a été décidé de choisir une valeur commune de 13 ns pour les différents détecteurs à argon liquide¹⁷. Ce manque de souplesse sera en fait compensé plus loin dans la chaîne de lecture à l'aide du système de filtrage numérique qui permettra de rester très près de l'optimum pour une très large gamme de luminosité (voir chapitre 4).

Le système a gain variable

Comme nous l'avons déjà mentionné au début de cette sous-section, il n'existe pas de convertisseurs analogiques-numériques de 17 bits travaillant à une cadence de 40 MHz. D'un autre côté, nous n'avons pas besoin d'une précision de conversion de 10^{-5} . Afin d'obtenir la précision souhaitée ($\simeq 2 \times 10^{-3}$), une alternative consiste à découper en plusieurs gammes la plage d'excursion de la tension délivrée par les préamplificateurs. À chacune de ces gammes est appliqué un gain différent afin de faire correspondre à la gamme courante toute la plage d'entrée en tension d'un convertisseur de moindre précision. La réponse du système reste linéaire dans chaque gamme ce qui facilite grandement son étalonnage.

L'utilisation d'un convertisseur analogique-numérique de précision moindre - 12 bits - introduit *a priori* une erreur de quantification plus importante sur la mesure de l'énergie d'électrons ou de photons. Cette erreur, quoiqu'inévitable, ne doit pas cependant contribuer à dégrader excessivement la résolution en énergie du calorimètre. C'est sur ce critère-là que j'ai montré qu'un système 3 gains associé à un convertisseur 12 bits était tout à fait acceptable pour intervenir dans la chaîne de lecture des détecteurs à argon liquide. C'est en partie sur les résultats de ce travail, consigné dans le chapitre 5, que la collaboration ATLAS a choisi en 1996 un système 3 gains associé à un convertisseur 12 bits pour la chaîne de lecture des 190000 cellules de l'ensemble calorimétrique à argon liquide.

La sélection du gain s'effectue par comparaison avec des tensions de référence que j'ai symbolisées dans la figure 2.15 par V_1 et V_2 .

2.4.6 Échantillonnage multiple et mise en attente des échantillons

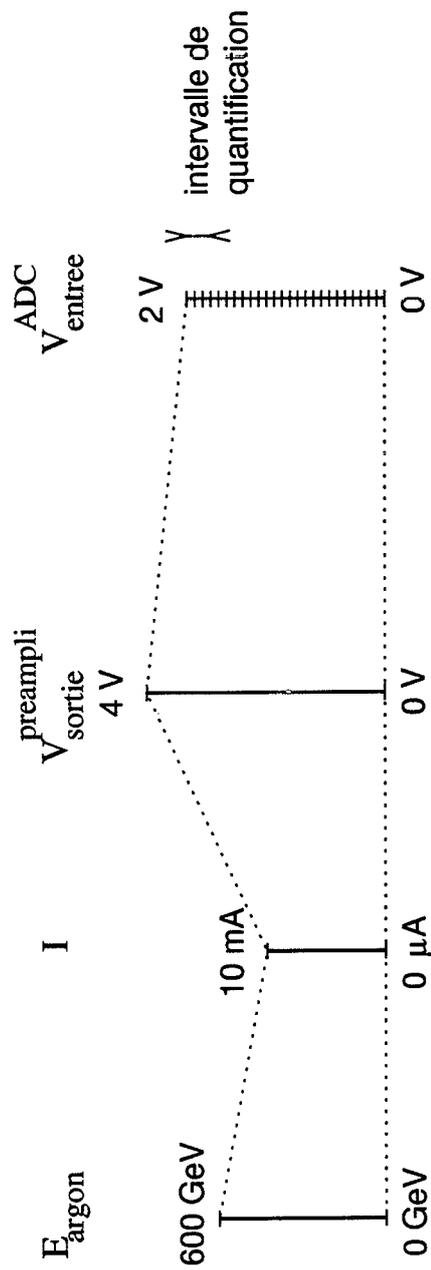
L'échantillonnage multiple du signal analogique préfigure le traitement numérique qui suivra à l'issue d'une décision positive de niveau 1. Dans l'attente de cette décision, les échantillons analogiques sont stockés dans un pipeline analogique, constitué d'une matrice¹⁸ de condensateurs. La figure 2.16 présente l'échantillonnage du signal mis en forme à une fréquence de 40 MHz, soit toutes les 25 ns.

La durée de stockage - 2.5 μ s - est liée au temps mis par le système de déclenchement pour collecter l'information dont il a besoin, pour prendre sa décision et enfin la faire connaître. La profondeur du pipeline (144 cellules) est suffisamment importante pour

¹⁷Se reporter à la section 10.4.2.1 dans [21] pour les justifications complètes.

¹⁸appelé Switch Capacitor Array en anglais. Pour plus d'informations sur cette technologie, voir le cours écrit [23].

1 gain + ADC 17 bits



3 gains + ADC 12 bits

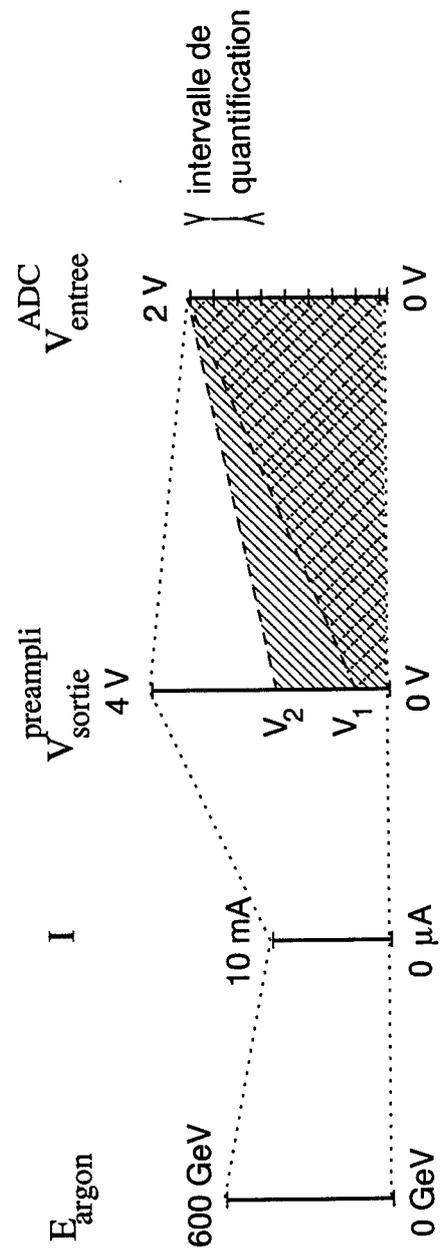


Figure 2.15: Comparaison entre un système monogain et un système multigains.

qu'avec 5 échantillons par canal, le temps mort introduit par la profondeur limitée soit inférieure à 0.5% .

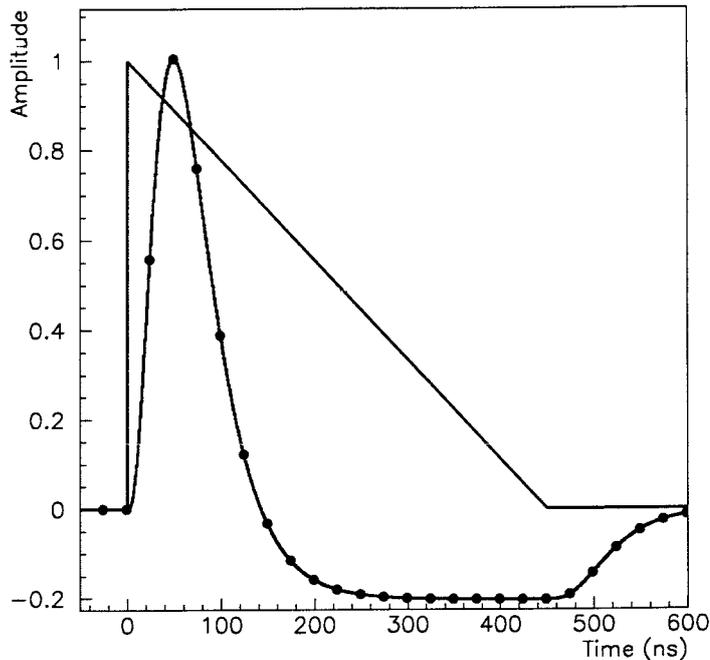


Figure 2.16: Échantillonnage du signal mis en forme.

2.4.7 Conversion analogique-numérique et filtrage numérique

Une fois l'aval du niveau du système de déclenchement donné, la conversion numérique des échantillons s'opère à travers un convertisseur de 12 bits. Les résultats de cette conversion sont alors filtrés par le ROD (Read Out Driver). Le ROD a pour fonction :

- de fournir une estimation optimale de l'énergie déposée dans une cellule et du temps d'arrivée du signal.
- de fournir un indice de qualité (χ^2) de la forme du signal.

L'estimation \tilde{E} de l'énergie déposée dans une cellule et du décalage \tilde{t} du signal par rapport au temps d'échantillonnage s'effectue à l'aide de deux combinaisons linéaires pondérées des échantillons S_i .

$$\begin{cases} \tilde{E} &= \sum_{i=1}^5 a_i S_i \\ \tilde{E} \cdot \tilde{t} &= \sum_{i=1}^5 b_i S_i \end{cases} \quad (2.26)$$

Les coefficients a_i et b_i sont déterminées à l'aide d'une méthode de filtrage optimal (voir l'article fondateur de l'application de cette technique aux calorimètres à argon liquide [19]). Si la mise en forme permettait déjà d'optimiser le rapport du signal sur le

bruit à haute luminosité, le filtrage numérique permet de réaliser cette optimisation pour d'autres luminosités. Ajoutons enfin, que l'utilisation d'un système multi-gains introduit un raffinement supplémentaire :

- les deux jeux de coefficients a_i et b_i utilisés doivent être déterminés pour chacun des trois gains.
- lors du fonctionnement d'ATLAS, la carte électronique chargée des calculs, devra choisir les deux jeux appropriés en fonction du gain utilisé par le système d'amplification.

Je présente dans le chapitre 4 un exemple de détermination du jeu de coefficients intervenant dans le calcul de l'énergie ainsi que les performances obtenues en faisceau-test à l'aide d'un prototype du ROD appelé MUSIP.

2.4.8 Fin de la chaîne

Ce que j'appelle la "fin" de la chaîne électronique de lecture correspond à la transition vers le système de déclenchement de niveau 2. Cette transition est réalisée par le ROB (Read Out Buffer) chargé de collationner et d'organiser les données numériques avant de les transmettre au niveau 2 du système de décision.

2.4.9 Les différents bruits introduits au long de la chaîne

Par définition, un bruit est un signal non désiré qui obscurcit le signal désiré. Dans le cas de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique, on rencontre les principaux¹⁹ bruits suivants :

- le bruit d'empilement, issu de la "rémanence" du détecteur (400 à 450 ns de durée de délivrement d'un signal pour 25 ns de temps de répit).
- le bruit thermique des différents constituants.
- les non-linéarités des convertisseurs analogiques-numériques, dues aux bruits de leurs comparateurs.
- le bruit de quantification, introduit par le remplacement de signaux continus par des signaux discrets.
- le bruit cohérent, que l'on peut caractériser comme un bruit participant de manière identique à différents canaux d'électronique²⁰.

Il faut ajouter à ces différents bruits les non-uniformités de la géométrie du calorimètre, les imperfections de son étalonnage, qui ne sont pas des bruits au sens de signal parasite additif, mais plutôt des imperfections à maîtriser, corriger, voire supprimer.

¹⁹ au sens de ceux ayant les fluctuations les plus importantes.

²⁰ Je propose une définition plus précise dans le chapitre suivant.

2.5 Conclusion

L'expérience ATLAS va réaliser un programme de physique ambitieux allant de l'origine de la brisure électrofaible jusqu'à l'étude des théories de grande unification, en passant par la supersymétrie.

Les performances obtenues sur les actuels prototypes sont compatibles avec celles fixées dans le cahier des charges des différents sous-détecteurs, notamment en ce qui concerne la calorimétrie électromagnétique.

Cependant, différents obstacles s'opposent à une bonne qualité de détection au sein du calorimètre électromagnétique; ils sont de divers ordres :

- bruits intervenant dans la chaîne électronique de lecture.
- non-uniformité géométrique du calorimètre.
- étalonnage imparfait.

Mon travail de thèse a consisté à optimiser cette chaîne de lecture, autrement dit, à étudier ces différentes imperfections et à leur opposer des réponses théoriques et expérimentales.

La suite de mon mémoire présente ce travail depuis la recherche de solutions adaptées au problème posé par les radiations jusqu'à l'étalonnage absolu du calorimètre à l'aide d'un signal de physique, en passant par la réduction de l'influence des bruits d'empilement, de l'électronique et de la quantification.

Chapitre 3

Performances et étalonnage de la région 0T du prototype 1994

Les faibles sections efficaces attendues de production du boson de Higgs et l'importance des bruits de fond nécessitent plusieurs années de prises de données à haute luminosité afin d'extraire un signal potentiel. Cette contrainte temporelle impose aux détecteurs de bien vieillir, c'est-à-dire de maintenir une qualité de réponse constante dans le temps. Dans le cas d'ATLAS, la principale source de vieillissement provient des doses importantes de radiations déposées au sein de ses sous-détecteurs, altérant aussi bien le milieu actif de détection que l'électronique de lecture.

Dans le cas de la calorimétrie à argon liquide, l'utilisation d'un liquide noble permet de diminuer la dégradation du milieu de détection par les radiations. En revanche, les différents constituants de la chaîne électronique de lecture ne bénéficient pas de cette propriété et sont d'autant plus affectés qu'ils sont proches des sous-détecteurs directement exposés. C'est le cas des préamplificateurs que l'on souhaite placer le plus près possible¹ des électrodes de lecture des calorimètres à argon liquide. L'effet de doses importantes de radiations (neutrons ou photons) sur les préamplificateurs se caractérise par une dégradation de leurs réponses (fonction de transfert) et par une augmentation du bruit qu'ils additionnent au signal.

Deux solutions s'offrent alors pour contrecarrer cet effet : soit utiliser une électronique de préamplification dite **froide** durcie aux radiations, dont les principaux inconvénients sont le coût et l'inaccessibilité, soit utiliser une électronique dite **chaude** placée hors du cryostat pour être moins exposée aux radiations.

Cette dernière solution présente de nombreux avantages :

1. diminution de la quantité de matière morte placée devant les calorimètres, par opposition à une électronique de préamplification froide.
2. évacuation de la chaleur dissipée par les préamplificateurs sans perturber l'argon.
3. accroissement de l'accessibilité des préamplificateurs, puisqu'il n'est plus nécessaire d'ouvrir le cryostat pour pouvoir réparer d'éventuels canaux morts.
4. diminution de l'encombrement stérique au sein des cryostats, facilitant ainsi le montage final des calorimètres.

¹Les raisons de cet impératif sont exposées dans la sous-section 2.4.4.

Ces différentes raisons ont conduit à la naissance de nouveaux préamplificateurs au silicium baptisés 0T, acronyme de "zéro transistor dans le cryostat". L'électronique de préamplification 0T est placée à l'extérieur des cryostats dans la région de transition entre le tonneau calorimétrique et les bouchons, région où le niveau des radiations est moins élevé (cf. les figures 2.3 et 2.4). Les préamplificateurs de type 0T ne bénéficient donc pas du refroidissement par l'argon liquide et leur température de fonctionnement est donc voisine de la température ambiante. On peut donc leur imputer *a priori* le défaut d'ajouter un bruit aux fluctuations plus importantes que celles d'une électronique froide.

Afin de déterminer précisément les performances de la technologie 0T, une zone du prototype 1992 du calorimètre électromagnétique d'ATLAS a été instrumentée en 0T et testée dans la zone expérimentale H8 du CERN. Malheureusement, un défaut de conception des électrodes de lecture engendra une diaphonie importante entre les compartiments milieu et arrière de chaque sous-module.

En 1994, une nouvelle génération d'électrodes dépourvues *a priori* de ce défaut a été produite et a servi de base à la constitution d'un nouveau prototype. Ce prototype a été placé en faisceau pour subir de nouveaux tests et valider la conception des nouvelles électrodes connectées à différentes électroniques de lecture dont la 0T.

Mon travail a consisté à déterminer les performances de la nouvelle zone 0T appartenant au prototype 1994. Je me suis notamment attaché à déterminer les composantes cohérente et incohérente du bruit électronique, la résolution sur la mesure de l'énergie et de la position d'électrons, la linéarité, l'uniformité et l'étalonnage de la réponse de la zone. J'ai conclu mon travail en comparant ces résultats avec les performances d'une zone équipée d'une électronique froide et celles requises pour détecter le Higgs dans sa désintégration en deux photons ou quatre électrons.

3.1 Description de la région 0T et prémisses à l'analyse

Je commence par présenter la géométrie de cette région en tant que support de mon analyse, puis je décris sommairement le dispositif expérimental mis en œuvre pour les tests. Je rappelle ensuite le niveau dans la chaîne électronique de lecture auquel se situent les préamplificateurs 0T, et je présente les types de données que j'ai dépouillées. Enfin, j'achève cette section par la présentation des variables d'analyse que j'ai utilisées pour déterminer les performances de la région 0T.

3.1.1 Géométrie du prototype

Le prototype 1994 est long de 2 mètres et couvre la région $\eta \in [0, 1.08]$ dans l'espace des pseudo-rapidités et la région $\phi \in [0, 0.471]$ radians² dans l'espace des azimuts, pseudo-rapidité et azimuth étant définis par rapport au point d'interaction virtuel d'ATLAS. En résumé, le prototype correspond à peu près à un **module électromagnétique**, c'est-à-dire à un trente-deuxième du tonneau électromagnétique d'ATLAS (voir la figure 3.1).

D'un point de vue fonctionnel, le prototype se divise en 15 sous-modules répartis sur 5 colonnes en η et 3 lignes en ϕ . Chaque sous-module est lui-même divisé en 3 compartiments dans le sens de la profondeur. Chaque compartiment correspond à une portion de couronne

²Soit de 0 à 27 degrés.

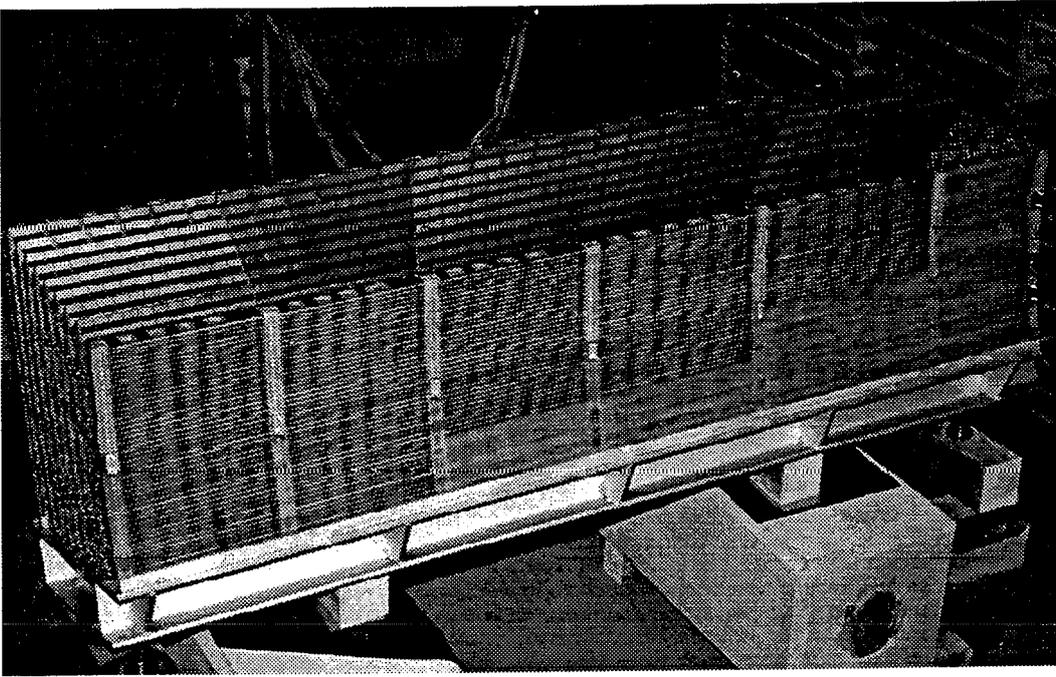


Figure 3.1: Photographie du prototype avant son installation dans le cryostat.

cylindrique axée sur l'axe virtuel des faisceaux du LHC. À $\eta = 0$, la profondeur de chaque compartiment est respectivement de $9 X_0$, $9 X_0$ et $7 X_0$ et varie suivant $\cosh(\eta)$ aux autres pseudo-rapidités.

La région constituée des **deux sous-modules** situés dans $(\eta, \phi) \in [0, 0.42] \times [0.314, 0.471]$ est pourvue de l'électronique de préamplification 0T. Chacun des sous-modules comporte 240 cellules dont les tailles sont présentées dans le tableau 3.1.

	compart. 1	compart. 2	compart. 3	nbre de cel.
sous-module 1 $0 < \eta < 0.21$	24×8 0.01764×0.01965	24×8 0.01764×0.01965	12×8 0.03528×0.01965	240
sous-module 2 $0.21 < \eta < 0.42$	24×8 0.01764×0.01965	24×8 0.01764×0.01965	12×8 0.03528×0.01965	240

Tableau 3.1: Segmentation de la région 0T du prototype 1994.

Enfin, chacune des cellules correspond à l'association de 3 absorbeurs en plomb et de 3 électrodes de lecture. L'épaisseur de chaque absorbeur dans la région 0T est de 1.8 mm et l'épaisseur du volume d'argon séparant une électrode d'un absorbeur est de 1.9 mm.

3.1.2 Dispositif expérimental autour du prototype

Le prototype est placé dans une enceinte cryogénique où il baigne dans de l'argon liquide maintenu à une température de 89 K. L'ensemble est monté sur un châssis mobile afin de pouvoir placer dans l'axe du faisceau test la zone du prototype, que l'on souhaite étudier. Un ensemble de détecteurs de position suit les particules tests depuis leur sortie du tube à vide jusqu'au cryostat; chaque particule traverse ainsi plusieurs scintillateurs

et trois chambres à fils. Les scintillateurs servent au déclenchement de l'acquisition tandis que les chambres servent à déterminer la trajectoire des particules.

3.1.3 Chaîne de lecture de la région 0T

Chacune des cellules de la région 0T possède une chaîne de lecture qui peut se schématiser ainsi :

1. Un câble de 50 ohms d'impédance long de 10 mètres part de la cellule à laquelle il est connecté et sort du cryostat pour rejoindre les transistors de préamplification.
2. Le signal une fois préamplifié part en direction d'un système d'amplification et de mise en forme.
3. Le signal résultant est délivré ensuite à un échantillonneur bloqueur modulo l'aval de la chaîne de décision.
4. Il s'en suit une conversion analogique-numérique par un ADC de 12 bits.
5. Le résultat final est enfin saisi par le système informatique central d'acquisition.

Notons que cette chaîne de lecture diffère de celle prévue pour le calorimètre d'ATLAS, notamment, par l'absence des pipelines et du système de filtrage numérique, qui n'ont été développés qu'ultérieurement (voir le chapitre 4).

3.1.4 Les types de données

Le déclenchement de la chaîne d'acquisition peut être conditionné pour deux types d'événements :

- ceux dits physiques, qui correspondent à la traversée du prototype par des particules tests, et à l'occasion desquels on lit l'énergie déposée dans le prototype.
- ceux dits non physiques, qui permettent de lire les cellules du prototype "à vide"³ pour y étudier le bruit électronique. Ces événements sont issus des déclenchements aléatoires de la chaîne de lecture du prototype.

Dans mon analyse, j'ai utilisé ces deux types d'événements pour déterminer les performances de la région 0T présentées dans la section suivante.

3.1.5 Les variables d'analyse

L'analyse des données enregistrées sur bande a pour objectif de déterminer les performances de la région 0T du prototype : résolution en énergie, linéarité et uniformité de la réponse, étalonnage, etc.

À l'instar du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, l'estimation E de l'énergie d'une particule incidente est basée sur la somme des énergies E_{ϕ} déposées dans les cellules ϕ d'un amas $N \times M$ (cf. la sous-section 2.3.6).

$$E = \sum_{\phi \in N \times M} E_{\phi} \quad (3.1)$$

³C'est à dire en absence d'énergie déposée dans l'argon de la cellule.

Cet estimateur E nous donnera dans le cas des déclenchements aléatoires une estimation du bruit dans l'amas $N \times M$.

Afin de comparer sur une même base l'électronique OT avec une électronique froide (voir [24]), j'ai utilisé le type d'amas 3×3 pour construire un estimateur de l'énergie. Compte-tenu de la segmentation du prototype, un amas 3×3 correspond à un groupe de 24 cellules. Le descriptif exact de ce type d'amas est consigné dans le tableau 3.2.

	compart. 1	compart. 2	compart. 3
$\Delta\eta$	0.05292	0.05292	0.07056
$\Delta\phi$	0.05895	0.05895	0.05895
nbre cel.	3×3	3×3	2×3

Tableau 3.2: Tailles de l'amas 3×3 dans chaque compartiment.

3.2 Étude du bruit électronique de la région OT

Nous avons vu dans la section 2.3.7 que la résolution en énergie d'un calorimètre se décompose en trois termes.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (3.2)$$

où a , b et c sont trois paramètres (cf. sous-section 2.3.7). L'obtention de la résolution en énergie de la région OT du prototype 1994 passe par la détermination de chacun de ces trois paramètres. Celle du terme a - largeur des fluctuations du bruit exprimée en énergie - fait l'objet de cette deuxième section.

3.2.1 Origines du bruit électronique

Le bruit électronique d'une cellule est un signal électrique aléatoire⁴ qui prend naissance dans la chaîne de lecture de la cellule et qui vient s'ajouter au signal électrique induit par un dépôt d'énergie dans l'argon. Lorsque nous additionnons les signaux issus des cellules d'un même amas, nous sommes amenés à considérer la somme des bruits cellulaires. Par définition, le bruit électronique dans l'amas sera la résultante des bruits cellulaires.

On évalue le bruit dans l'amas à l'aide du même estimateur E que celui utilisé pour l'énergie. La largeur de la distribution de l'estimateur E du bruit nous donnera la valeur du paramètre a de la résolution en énergie. Cette valeur correspond au seuil énergétique en dessous duquel on ne peut dire avec certitude si une particule a traversé l'amas.

On peut distinguer deux catégories d'imperfections responsables du bruit électronique : celles d'ordre microscopique, comme l'agitation thermique au sein des composants (bruit de Johnson), comme la quantification de la charge électrique⁵ (bruit de coup⁶),

⁴En temps et en amplitude.

⁵qui n'est pas tant une imperfection qu'une réalité avec laquelle on doit composer.

⁶Traduction littérale du *shot noise* anglais.

comme les imperfections de construction des composants (bruit de vacillement⁷), etc. (pour plus de détails, voir [25] et [26])

celles d'ordre macroscopique, comme l'insuffisance du blindage électromagnétique des préamplis, comme le manque de découplage des circuits d'alimentation, comme les défauts de tracé des circuits de lecture des électrodes, etc.

Lorsque ces imperfections se manifestent de manière complètement indépendante entre plusieurs cellules, la largeur des fluctuations du bruit total de l'amas sera la somme quadratique des largeurs des fluctuations de chaque bruit cellulaire. Dans le cas opposé, où tous les bruits cellulaires sont corrélés deux-à-deux de la même façon, la largeur des fluctuations du bruit total de l'amas sera la simple somme des largeurs de corrélation. Dans le premier cas, on qualifie le bruit total de l'amas d'**incohérent**⁸, tandis que dans le deuxième cas, on le qualifie de **cohérent**.

Mais la réalité se trouve entre ces deux cas extrêmes, et nous conduit à évaluer la part respective des composantes incohérente et cohérente du bruit total dans un amas. Cette détermination est importante car les fluctuations du bruit d'origine cohérentes augmentent suivant le nombre de cellules de l'amas (voir la sous-section 3.2.4). Si le bruit cohérent n'est pas maintenu à un seuil relativement bas, il va très vite dégrader la mesure de basses énergies dans des grandes régions; c'est ce dernier constat qui a conduit à définir une limite supérieure sur la largeur des fluctuations du bruit cohérent dans une cellule: celle-ci doit rester inférieure à 5 % de la largeur du bruit incohérent (cf. la sous-section 2.4.1).

Dans le cas du prototype 1992 du calorimètre électromagnétique, une erreur du tracé des pistes de lecture des électrodes a introduit une diaphonie⁹ entre les deuxième et troisième compartiment. Même si cet effet se manifeste de manière prépondérante dans la mesure de l'énergie (assertion justifiée dans la sous-section 3.3.3) il est toutefois décelable dans l'étude du bruit: les corrélations dues à la diaphonie entre les cellules milieu et arrière d'un amas conduisent à une augmentation de la composante cohérente du bruit total de l'amas.

Les électrodes de lecture ayant été redessinées pour le prototype 1994, je me suis attaché à déterminer la composante cohérente du bruit électronique. Dans ce but, je suis parti d'une modélisation possible que j'ai étayée par deux méthodes d'analyses des données.

3.2.2 Largeur des fluctuations du bruit électronique

Pour évaluer les fluctuations du bruit dans un amas 3x3, on utilise les données acquises lors des déclenchements aléatoires de la chaîne d'acquisition.

La figure 3.2 présente (en haut) une distribution typique du bruit exprimé en MeV dans un amas 3x3 ainsi que l'évolution au cours du temps¹⁰ de la largeur des fluctuations du bruit (en bas) à deux pseudo-rapidités. Pour chaque pseudo-rapidité, la valeur moyenne dans le temps de la largeur du bruit est représentée par une droite horizontale sur la figure du bas.

Nous déduisons de la figure 3.2 que :

⁷Traduction littérale du *flicker noise* anglais, appelé aussi bruit en $\frac{1}{f}$.

⁸Sous-entendu, incohérence entre les cellules.

⁹appelé *crosstalk* en anglais.

¹⁰Il s'agit de 12 prises de données effectuées durant un intervalle de plusieurs heures.

1. la distribution du bruit est centrée, signe que le piedestal des convertisseurs analogiques-numériques sont correctement réglés.
2. la distribution du bruit est compatible avec une loi gaussienne.
3. le bruit électronique reste constant (dans le temps) et sensiblement uniforme (le même à des deux endroits différents).
4. les fluctuations du bruit sont de 275 MeV à 3 MeV près.

3.2.3 Modélisation du bruit cellulaire

Supposons que chaque canal électronique d'un amas voit de manière identique une même source extérieure de bruit, comme par exemple une alimentation insuffisamment découplée. Le bruit x_i de chaque canal se décompose alors en la somme d'une composante y_i qui lui est propre (associée au bruit thermique du préamplificateur, par exemple) et une composante z commune aux canaux voisins. Si y_i constitue la composante propre à la cellule i alors on peut la supposer indépendante du bruit des autres cellules; y_i sera alors la composante incohérente du bruit dans la cellule i et z la composante cohérente.

Si l'on suppose que chaque cellule est identique aux autres (mêmes composants, même longueur des câbles, même température et même géométrie des cellules) alors on peut supposer que tous les bruits incohérents y_i ont la même largeur.

On obtient finalement comme modélisation du bruit dans une cellule :

$$x_i = y_i + z \quad (3.3)$$

avec :

$$\begin{cases} \langle y_i y_j \rangle = \delta_{i,j} \sigma_{inc}^2 \\ \langle y_i z \rangle = 0 \\ \langle z z \rangle = \sigma_{coh}^2 \end{cases} \quad (3.4)$$

où $\langle expr \rangle$ représente la valeur moyenne de $expr$ pour un lot de déclenchements aléatoires.

3.2.4 Méthode de l'amas de taille variable

Considérons maintenant le bruit $x_n = \sum_{i=1}^n x_i$ dans un amas $N \times M$ comportant n cellules. La géométrie de l'amas $N \times M$ est calquée sur celle de l'amas 3×3 : $N \times M$ cellules dans le compartiment 1, $N \times M$ cellules dans le compartiment 2, et $N' \times M$ cellules dans le compartiment 3, avec $N' = N/2$ si N est pair ou $N' = f(N/2) + 1$ si N est impair. L'expression de largeur σ_n des fluctuations du bruit en fonction de n se déduit de (3.4) et suit la relation (3.5).

$$\sigma_n^2 = n \sigma_{inc}^2 + n^2 \sigma_{coh}^2 \quad (3.5)$$

Après avoir sélectionné une prise de données comportant 4815 déclenchements aléatoires, je détermine la largeur σ_n des fluctuations du bruit dans tous les amas parallélépipédiques $N \times M$ pouvant être construit dans chaque sous-module. Le nombre maximal d'amas que l'on peut construire dans un sous-module est 2808 et le nombre n de

cellules que contient un amas varie entre 3 (une cellule par compartiment) et 240 (l'amas correspond au sous-module entier).

Chaque valeur de σ_n obtenue est reportée ensuite dans un diagramme en fonction du nombre de cellules n . Les figures suivantes 3.3 présentent de gauche à droite pour chaque sous-module la distribution de σ_n en fonction de n , puis le profil de la distribution obtenu avec l'ajustement paramétrique de la formule (3.5). Je précise également que les désignations "sous-module gauche" et "sous-module droit" font respectivement référence au sous-module situé à $0 < \eta < 0.21$ et au sous-module situé à $0.21 < \eta < 0.42$.

Les valeurs des bruits cohérent et incohérent obtenues par ajustement paramétrique de la formule (3.5) sont consignées dans le tableau 3.3.

	Sous-module gauche	Sous-module droit
σ_{inc}	49 MeV	48.1 MeV
σ_{coh}	2.5 MeV	3.1 MeV

Tableau 3.3: Largeur des fluctuations des bruits cohérent et incohérent au sein des deux sous-modules OT.

L'importance relative du bruit cohérent est estimée à :

$$\frac{\sigma_{coh}}{\sigma_{inc}} = 5 \text{ à } 6\% \quad (3.6)$$

suivant le sous-module.

À titre de comparaison avec la sous-section précédente, la largeur des fluctuations du bruit dans un amas 3×3 calculée à partir de (3.5) et des données du tableau 3.3 s'élève à 248 MeV.

3.2.5 Méthode du coefficient de corrélation linéaire

La présence d'un bruit commun à plusieurs cellules implique que les mesures des énergies faites dans chacune des cellules ne sont pas indépendantes. Si, de plus, on considère que les bruits des cellules suivent une loi gaussienne, alors les mesures que l'on en extrait sont indépendantes si et seulement si les bruits ne sont pas corrélés (voir [27]).

D'où l'idée d'évaluer le **coefficient de corrélation linéaire** ρ des mesures extraites de deux cellules afin de déterminer leur interdépendance :

$$\rho = \frac{\langle (x_1 - \langle x_1 \rangle)(x_2 - \langle x_2 \rangle) \rangle}{\sigma_1 \sigma_2} \quad (3.7)$$

où $\langle expr \rangle$ correspond à la valeur moyenne de $expr$ prise sur les 4815 déclenchements aléatoires précédemment cités. Le nombre de paires de cellules dans chaque sous-module OT s'élève à $C_2^{240} = 28680$. Pour chaque sous-module, la distribution de ρ obtenue en inspectant chaque paire de cellules est consignée dans la figure 3.4.

Les valeurs moyennes de ρ extraites de la figure 3.4 sont respectivement 0.42 % et 0.94 %. Dans le cadre de la modélisation du bruit cohérent proposée précédemment, on peut déduire à partir des valeurs moyennes de ρ la contribution relative du bruit cohérent par rapport au bruit incohérent. L'utilisation concomitante de (3.4), (3.6) et (3.7) conduit

à :

$$\frac{\sigma_{coh}}{\sigma_{inc}} = \sqrt{\frac{\rho}{1-4\rho}} \quad (3.8)$$

$$= 6.6\% \text{ à } 9.9\% \quad (3.9)$$

3.2.6 Conclusion sur le bruit

J'ai obtenu un bruit total dans un amas 3x3 de l'ordre de 275 MeV, avec une contribution cohérente comprise entre 5% et 9.9 % suivant la méthode. La largeur des fluctuations du bruit électronique mesurée s'élève 275 ± 3 MeV à $\eta = 0.29$ compatible avec les 282 ± 16.9 MeV obtenus pour une électronique au froid à $\eta = 0.28$ (voir [24]). La proportion moyenne du bruit cohérent par rapport au bruit incohérent est inférieure de moitié à celle obtenue sur le prototype 1992 qui était comprise entre 5.5 % et 14 % (voir [28]).

Des améliorations devront être apportées pour l'électronique d'ATLAS pour réduire si possible le pourcentage du bruit cohérent ($< 5\%$ du bruit incohérent). Dans cette optique, une meilleure réjection du bruit des alimentations et un meilleur blindage des amplificateurs sont impératifs.

3.3 Étude de la mesure de l'énergie dans la région 0T

L'utilisation d'un amas de taille fini va introduire une corrélation entre la position du point d'impact et l'énergie reconstruite. La structure en accordéon va introduire un effet supplémentaire entre l'énergie et l'azimuth reconstruits. Finalement, on aura :

$$E = E(\eta, \phi) \quad (3.10)$$

La taille transverse d'une gerbe varie lentement avec l'énergie de l'électron qui la produit. La dépendance de E avec les variables angulaires transverses η et ϕ peut donc se factoriser. On obtient alors :

$$E = E \times f(\eta, \phi) \quad (3.11)$$

Avant de déterminer la fonction f , je présente les caractéristiques des électrons à l'origine des données que j'ai utilisées. Je détermine ensuite la fonction f afin de corriger la mesure de l'énergie. Une fois ces corrections appliquées, je présente la résolution sur la mesure de l'énergie des électrons dans la région 0T. Je m'intéresse ensuite à la linéarité et à l'uniformité de sa réponse, ainsi qu'à la détermination de la constante d'étalonnage de la région 0T. Je conclus cette section en présentant la résolution spatiale obtenue sur des électrons.

3.3.1 Les énergies de référence des électrons

La réponse en énergie de la région 0T a été étudiée pour des électrons dont l'énergie nominale était comprise entre 10 et 300 GeV. Mais si l'énergie nominale des électrons est parfaitement connue, leur énergie à l'instant de l'impact avec les absorbeurs en plomb est loin d'être connue avec précision. Deux effets introduisent une incertitude sur la connaissance de l'énergie incidente des électrons :

- l'ouverture des collimateurs du faisceau qui sélectionne les électrons dans une gamme d'impulsion.
- la matière morte située devant le prototype.

Les valeurs moyennes et les incertitudes de l'énergie des électrons après collimation sont présentées dans le tableau 3.4.

Énergie nominale (GeV)	Énergie moy. après collimation (GeV)
10	$10 \pm 0.287\%$
20	$20 \pm 0.287\%$
50	$50 \pm 0.287\%$
100	$99.8 \pm 0.287\%$
150	$149.2 \pm 0.287\%$
200	$197.45 \pm 0.15\%$
300	$287.5 \pm 0.18\%$

Tableau 3.4: Les différentes énergies du faisceau et les incertitudes associées.

Les valeurs moyennes de l'énergie après collimation avec les incertitudes associées ont été utilisées pour déterminer les performances d'une électronique froide (voir [24]). J'ai utilisé ces mêmes valeurs afin de pouvoir comparer les performances de l'électronique OT avec celles obtenues dans [24].

3.3.2 Les corrections géométriques apportées à la mesure de l'énergie

L'énergie d'un électron traversant le prototype est estimée à l'aide de la somme des énergies déposées dans un amas de cellules 3×3 . Or, deux effets géométriques contribuent à moduler la mesure de l'énergie d'un électron: la taille finie de l'amas ainsi que la géométrie des accordéons du prototype.

Les pertes latérales de l'amas

L'amas de cellules utilisé ne contient pas toute la gerbe de l'électron qui peut déborder (voir figure 3.5).

Les pertes latérales conduisent à une sous estimation de l'énergie incidente de l'électron; si les électrons incidents tapaient toujours au centre d'une cellule, il suffirait d'appliquer un facteur multiplicateur correctif afin d'ajuster la valeur moyenne de l'énergie reconstruite à la valeur moyenne de l'énergie des électrons après collimation. Or, le point d'impact de l'électron n'est pas toujours situé au centre de la cellule. Cet éloignement va augmenter la quantité d'énergie non contenue dans l'amas. Cet effet sera symétrique par rapport au centre de la cellule et on s'attend donc à une variation parabolique de l'énergie en fonction de la position du point d'impact. Une autre conséquence de cet effet sera l'élargissement de la distribution de l'énergie lié à l'augmentation des fluctuations de gerbe.

La correction des pertes latérales peut être effectuée en valeur moyenne. La figure 3.6 présente la modulation de l'énergie en fonction de η pour une prise de données effectuée à 287 GeV. Une parabole périodique a été ajustée sur cette figure en contraignant ses maxima à se trouver au centre des cellules.

D'après la figure 3.6, l'effet de modulation suivant η est de $10 \text{ GeV}/297 \text{ GeV} = 3.4\%$. Cet effet se produit également en ϕ , mais comme nous allons le voir, la forme particulière de l'accordéon va introduire un effet supplémentaire.

L'accordéon

La profondeur en X_0 du prototype reste presque constante lorsqu'on le parcourt azimutalement sauf lorsqu'on rencontre un alignement de sommet d'absorbeurs. Le fait que les sommets des absorbeurs ne soient pas pointus mais arrondis introduit une variation du nombre de X_0 vu par un électron. La figure 3.7 présente la différence géométrique entre des accordéons pointus idéaux et des accordéons arrondis réels.

Cette propriété géométrique particulière aux accordéons arrondis va introduire une modulation de l'énergie moyenne des électrons en fonction de l'azimuth du point d'impact. Comme une cellule comporte 3 absorbeurs, une particule peut rencontrer 3 fois l'alignement de leurs sommets arrondis. On s'attend donc à une modulation périodique de l'énergie en fonction de l'azimuth de l'électron. Mais à cet effet vient se superposer celui issu de la taille fini de l'amas.

Finalement, on s'attend à une modulation périodique d'une cellule de période avec une composante quasi-périodique d'un tiers de cellule de quasi-période. La figure 3.8 présente une telle modulation dans le cas d'électrons de 300 GeV d'énergie nominale.

La fonction ajustée sur la figure 3.8 est le produit de la valeur moyenne de l'énergie multipliée par une somme de sinus de période un, un tiers et un sixième (une phase et une amplitude par sinus \Rightarrow 6 paramètres inconnus). L'utilisation du sinus de période un sixième trouve sa justification dans la facilité qu'il procure à l'ajustement numérique. On déduit de la figure 3.8 que l'amplitude des modulations est inférieure à $7/295.5 = 2.4\%$.

Effet des corrections géométriques

Les corrections géométriques apportées à l'énergie sont déterminées à haute énergie (300 GeV nominal) et à haute statistique ($N \geq 5000$ événements) afin d'améliorer la précision : diminution du terme d'échantillonnage en $1/\sqrt{E}$, diminution de l'incertitude statistique en $1/\sqrt{N}$, éclairage uniforme de la cellule d'impact. Les mêmes corrections sont appliquées ensuite en pourcentage aux autres énergies (fonctions de corrections universelles).

Pour voir l'effet des corrections géométriques précédemment mentionnées, comparons les spectres de l'énergie des électrons avant corrections et après corrections (voir figure 3.9).

Nous déduisons de la figure 3.9 que la résolution en énergie avant correction est de 1.26% et que la résolution après correction est de 0.86%, soit un gain de 32%.

3.3.3 Résolution en énergie

Une fois les corrections géométriques appliquées à toutes les énergies, je récupère la largeur σ_E et la valeur moyenne E des gaussiennes ajustées sur chaque spectre. Je calcule le rapport σ_E/E pour chaque énergie nominale. Il ne me reste plus qu'à soustraire

quadratiquement l'incertitude sur l'énergie incidente des électrons calculée par simulation (cf. la colonne de droite du tableau 3.4) pour obtenir enfin la résolution en énergie.

La figure 3.10 présente la résolution pour deux pseudo-rapidités différentes ($\eta = 0.115$ et $\eta = 0.291$) et pour les 7 énergies de référence des électrons. Les barres d'erreurs sur σ_E/E sont statistiques.

L'obtention de la résolution à toutes les énergies se fait par ajustement paramétrique de la formule 2.9 où le terme en $1/E$ lié au bruit électronique est fixé à l'aide des valeurs trouvées en 3.2.2.

Finalement, on peut effectuer la comparaison entre les résultats obtenus à $\eta = 0.29$ pour le 0T et ceux obtenus pour une électronique froide (voir [24]).

	0T	électronique froide
a (MeV)	275.3	282.2
b ($\%\sqrt{\text{GeV}}$)	8.93	9.99
c (%)	0.65	0.35

Tableau 3.5: Comparaison de la largeur du bruit dans le 0T et dans une électronique froide.

Le paramétrage de la résolution en énergie du 0T est compatible avec celui de la résolution en énergie pour une électronique froide.

3.3.4 Linéarité et uniformité

Le rapport E/E_{ref} entre l'énergie reconstruite E et l'énergie incidente E_{ref} d'un électron est directement relié à l'étalonnage de la région 0T. Si je fixe comme référence pour l'étalonnage le point à 100 GeV, l'évolution du rapport E/E_{ref} à d'autres énergies caractérise la linéarité de la région 0T. Lorsque ce rapport reste égal à 1, on dira que la réponse est linéaire.

La figure suivante présente le rapport de l'énergie reconstruite E_{recon} sur l'énergie E de référence en fonction de l'énergie de référence E .

On en déduit que la linéarité de la région 0T est meilleure que 0.25% sur toute la gamme d'énergie.

Le test d'uniformité de la région 0T a été effectué à 200 GeV sur une ligne de cellules en ϕ . La cellule du bord de la région (cellule numéro 1) n'a pas été prise en compte, ce qui explique que le démarrage à 2 des valeurs de l'axe horizontal de la figure 3.12. Pour chaque cellule, on calcule la valeur moyenne de l'énergie reconstruite après corrections des effets géométriques. On calcule ensuite la moyenne m des valeurs moyennes, puis on divise chacune des valeurs moyennes par m . On reporte enfin les valeurs normalisées obtenues pour chaque calcul dans un diagramme en fonction du numéro de la cellule visée. Le résultat de cette opération est représenté par la figure 3.12.

On déduit de la figure 3.12 que l'uniformité est meilleure que 1 % sur l'ensemble des cellules, exceptée la dixième.

3.3.5 Étalonnage

Dans cette sous-section, la notation E désigne l'énergie incidente d'un électron, E_{ar} l'énergie déposée dans l'argon et E_{rec} l'énergie mesurée.

L'étalonnage du calorimètre électromagnétique consiste à déterminer la quantité d'énergie incidente E d'un électron qui correspond à la largeur ADC d'un intervalle de quantification des convertisseurs analogiques-numériques. Le facteur de conversion noté ADC/E peut se décomposer sous la forme d'un produit :

1. le rapport ADC/i qui donne le nombre d'intervalle de quantification du convertisseur analogique-numérique correspondant à un ampère injecté au début de la chaîne de lecture d'une cellule du prototype. Ce nombre ne dépend que de l'électronique de lecture et peut être mesuré en y injectant un courant connu. C'est la fonction des circuits d'**étalonnage électronique**. Il faut noter que toute non linéarité de la chaîne de lecture peut *a priori* être ainsi corrigée.
2. la quantité i/E qui décrit le courant produit lors du passage d'une gerbe électromagnétique d'énergie E . L'expérience montre (cf figure 3.11) que cette relation est linéaire. Cette quantité désignée plus loin sous le nom de **sensibilité en courant** est caractéristique de la structure du calorimètre: deux modules ayant la même structure mécanique auront la même sensibilité. Celle-ci doit être mesurée en faisceau bien qu'une estimation puisse être obtenue par simulation où même par des considérations assez simples (voir ci-dessous).

On obtient ainsi :

$$\frac{ADC}{E} = \left(\frac{ADC}{i} \right) \times \left(\frac{i}{E} \right) \quad (3.12)$$

Or un électron ne dépose pas son énergie dans une seule cellule du prototype, mais dans un amas de cellule. Le rapport $\frac{i}{E}$ doit donc être déterminé suivant le type d'amas de cellules utilisé pour mesurer l'énergie.

Détermination expérimentale de i/E

Lors des prises de données, le calorimètre a non seulement été exposé à des faisceaux d'électrons d'énergie connue mais aussi à des impulsions d'étalonnage dont l'amplitude était contrôlée par un convertisseur numérique-analogique, DAC (Digital to Analog Converter) de 16 bits de précision. La conversion entre les unités de DAC et le courant injecté dans la chaîne de lecture s'établit comme suit :

1. le DAC délivre une tension de 5.00 V pour 32768 unités ;
2. les valeurs des résistances d'étalonnage, précises au pour mille, définissent le courant injecté: 113.6 μA pour 1 Volt ;
3. la forme de l'impulsion d'étalonnage est exponentielle et non triangulaire; de plus, les câbles de distribution atténuent le signal à haute fréquence; ces deux effets induisent une perte de signal qui est estimée à $6 \pm 2\%$.

On obtient ainsi $16.36 \pm 2\%$ nA par unité de DAC.

Le faisceau de 100 GeV utilisé pour cet étalonnage a en fait une énergie de 99.8 GeV comme indiqué dans le tableau 3.4.

La réponse non étalonnée du calorimètre au faisceau de 100 GeV pour les trois types d'amas 3×3 , 5×5 , 10×10 et la valeur de DAC nécessaire pour les obtenir en activant le système d'étalonnage sont données dans le tableau 3.6. L'estimation de la sensibilité en courant s'en suit.

	3×3	5×5	10×10
Réponse du calorimètre	103.1	108.9	113.2
Valeur du DAC pour obtenir cette réponse	15230	16090	16720
sensibilité en courant ($\pm 2\%$) ($\mu\text{A}/\text{GeV}$)	2.50	2.64	2.74

Tableau 3.6: Calcul du rapport (i/E) à partir de données réelles.

Détermination par simulation de i/E

De nouveau, la sensibilité en courant du calorimètre peut se factoriser en :

1. la quantité i/E_{ar} de courant i induit par le dépôt de l'énergie E_{ar} dans l'argon liquide.
2. le rapport k de l'énergie E_{ar} déposée dans l'argon sur l'énergie E incidente.

On obtient ainsi :

$$\frac{i}{E} = \left(\frac{i}{E_{ar}}\right) \times \left(\frac{E_{ar}}{E}\right) \quad (3.13)$$

$$= \left(\frac{i}{E_{ar}}\right) \times k \quad (3.14)$$

La quantité i/E_{ar} se calcule à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{i}{E_{ar}} = e \times G_{fi} \times \frac{v_d}{h} \quad (3.15)$$

où l'on a (voir [4], [19], [29]) :

1. $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C est la charge élémentaire,
2. $G_{fi} = 4 \cdot 10^7 \text{ GeV}^{-1}$ est le nombre de paires électron-ion créées par le dépôt de 1 GeV dans l'argon,
3. $v_d = 4.6 \text{ mm}/\mu\text{s}$ est la vitesse de dérive des électrons dans l'argon du prototype sous l'influence d'un champ électrique de 10 kV/cm,
4. $h = 1.9 \text{ mm}$ est l'épaisseur d'argon séparant un absorbeur de l'électrode du prototype

J'ai déterminé la fraction d'échantillonnage E_{ar}/E à l'aide d'une simulation GEANT du prototype 1994 pour différents types d'amas : 3×3, 5×5, 10×10. Les valeurs moyennes trouvées sont respectivement : 13.9%, 14.9% et 15.6%.

J'ai également calculé la fraction d'échantillonnage à l'aide des (dE/dx) des différents matériaux qui composent une cellule de la région 0T du prototype (voir l'annexe A) : 14.7%.

À partir de ces différentes valeurs, j'ai pu calculé le rapport i/E pour les différents types d'amas. Les valeurs obtenues sont consignées dans le tableau 3.7.

L'incertitude sur la mesure de la vitesse de dérive et sur le nombre de paires électron-ion créées ($\sim 10\%$ selon [29]) peut expliquer les écarts observés entre les valeurs mesurées et celles attendues.

Les résultats du tableau 3.7 ont servi à déterminer les facteurs de conversion i/E dans le cadre de la géométrie d'ATLAS (voir [30]).

	3×3	5×5	10×10
$\left(\frac{i}{E_{or}}\right) (\mu\text{A/GeV})$	15.5	15.5	15.5
$\left(\frac{E_{or}}{E}\right)_{sim}$	0.139	0.149	0.156
$\left(\frac{E_{or}}{E}\right)_{theo}$	0.147	0.147	0.147
$\left(\frac{i}{E}\right)_{sim} (\mu\text{A/GeV})$	2.15	2.31	2.42
$\left(\frac{i}{E}\right)_{theo} (\mu\text{A/GeV})$	2.28	2.28	2.28

Tableau 3.7: Calcul du rapport (i/E) à partir de simulations/calculs simples.

3.4 Étude de la mesure de position dans la région 0T

J'ai également déterminé la résolution de la région 0T sur la mesure de la position du point d'impact. La mesure de la position du point d'impact s'effectue à partir de la mesure de la pseudo-rapacité η et de l'azimut ϕ reconstruits dans un amas. De manière analogue à la mesure de l'énergie, la taille finie des cellules et la présence des arrondis des accordéons vont introduire des modulations de η et ϕ en fonction de la pseudo-rapacité et de l'azimut réels de l'électron.

L'estimation $\eta_{faisceau}$ et $\phi_{faisceau}$ de l'azimut et de la pseudo-rapacité réels s'effectue à partir des mesures faites dans les trois chambres du faisceau. La modulation de $\eta_{faisceau}$ en fonction de η est présentée dans la figure 3.13, où les unités des axes sont des radians (le milieu de la cellule visée correspond à $\eta = 0.114725$ radians et ses bords à $\eta = 0.1059$ et 0.12355 radians).

Lorsqu'on transpose le même procédé suivant ϕ , l'effet de l'accordéon vient se superposer à celui de la segmentation. On obtient ainsi une modulation de l'azimut reconstruit ϕ en fonction de l'azimut $\phi_{faisceau}$ du point d'impact, extrapolé depuis les chambres faisceaux dans l'amas. La figure 3.14 présente la variation de l'écart angulaire $\phi - \phi_{faisceau}$ en fonction de ϕ .

Compte tenu de la forme peu orthodoxe du profil obtenu, la modulation en ϕ n'a pas été corrigée.

Pour déterminer finalement la résolution en angulaire, il faut soustraire les $\sim 300\mu\text{m}$ de résolution des chambres du faisceau (pour les valeurs exactes, voir [31]).

Finalement, on obtient les résolutions en position en η et ϕ dans un amas 3×3 à deux pseudo-rapidités différentes pour 7 valeurs de l'énergie (voir la figure 3.15). Les résolutions à toutes les énergies s'obtiennent en ajustant paramétriquement les expressions (3.16).

$$\begin{cases} \sigma_\theta = \frac{a'}{E} \oplus \frac{b'}{\sqrt{E}} \oplus c' \\ \sigma_\phi = \frac{a''}{E} \oplus \frac{b''}{\sqrt{E}} \oplus c'' \end{cases} \quad (3.16)$$

Les différents termes obtenus par ajustement paramétrique sont rassemblés dans le tableau suivant.

Effectuons quelques commentaires sur ces résultats:

		0T		Élec. froide
		$\eta = 0.115$	$\eta = 0.291$	$\eta = 0.28$
$\sigma_{\theta_{3 \times 3}}$	élec. (mm.GeV)	7.36 ± 0.76	11.78 ± 0.44	–
	écha. (mm. $\sqrt{\text{GeV}}$)	3.61 ± 0.1	2.19 ± 0.15	4.70 ± 0.05
	cstt. (mm)	0.244 ± 0.01	0.298 ± 0.008	0.210 ± 0.015
$\sigma_{\psi_{3 \times 3}}$	élec. (mm.GeV)	5.9 ± 0.9	4.96 ± 1.23	–
	écha. (mm. $\sqrt{\text{GeV}}$)	3.07 ± 0.15	3.49 ± 0.14	3.87 ± 0.05
	cstt. (mm)	0.457 ± 0.01	0.488 ± 0.01	0.186 ± 0.021

Tableau 3.8: Termes de bruit, d'échantillonnage et terme constant des résolutions angulaires.

1. dans le cas de l'électronique froide, les formules paramétriques ajustées ne comportent pas de terme de bruit électronique en $1/E$ (choix effectué par les auteurs de [24]), ce qui contribue à accroître la valeur du coefficient du terme d'échantillonnage en $1/\sqrt{E}$.
2. les points à 100, 150 et 200 GeV sont absents des résolutions en position obtenues pour l'électronique froide: dans ce cas, le terme constant n'est contraint que par la mesure à 300 GeV d'énergie nominale, ce qui explique peut-être que le terme constant que j'obtiens dans la résolution σ_{ϕ} soit 2.5 fois plus important que celui obtenu dans le cas de l'électronique froide.
3. excepté la valeur du terme constant dans σ_{ϕ} , les paramètres obtenus pour les résolutions angulaires dans la région 0T sont compatibles avec ceux obtenus dans le cas d'une électronique froide.

3.5 Conclusion

Les performances de la région du prototype 1994 peuvent se résumer ainsi:

- une résolution en énergie de $\sim 0.8\%$ à 300 GeV.
- une largeur des fluctuations du bruit dans un amas 3×3 de ~ 270 MeV, compatible avec celle d'une électronique froide avec une composante cohérente voisine des $\sim 5\%$ espérés.
- un terme d'échantillonnage $\sim 10\%/\sqrt{E}$ dans la résolution en énergie, valeur voisine de celle attendue en absence de diaphonie. Les électrodes de lecture ont donc été mieux conçues que sur le prototype 1992.

La préamplification à l'aide du 0T permet donc d'obtenir des performances tout à fait comparable à celles d'une électronique au froid avec des avantages supplémentaires:

1. exposition à des doses moins élevées de radiations.
2. accessibilité.
3. gain financier.

Pour toutes ces différentes raisons, la collaboration ATLAS a décidé d'équiper son calorimètre électromagnétique de l'électronique de préamplification 0T.

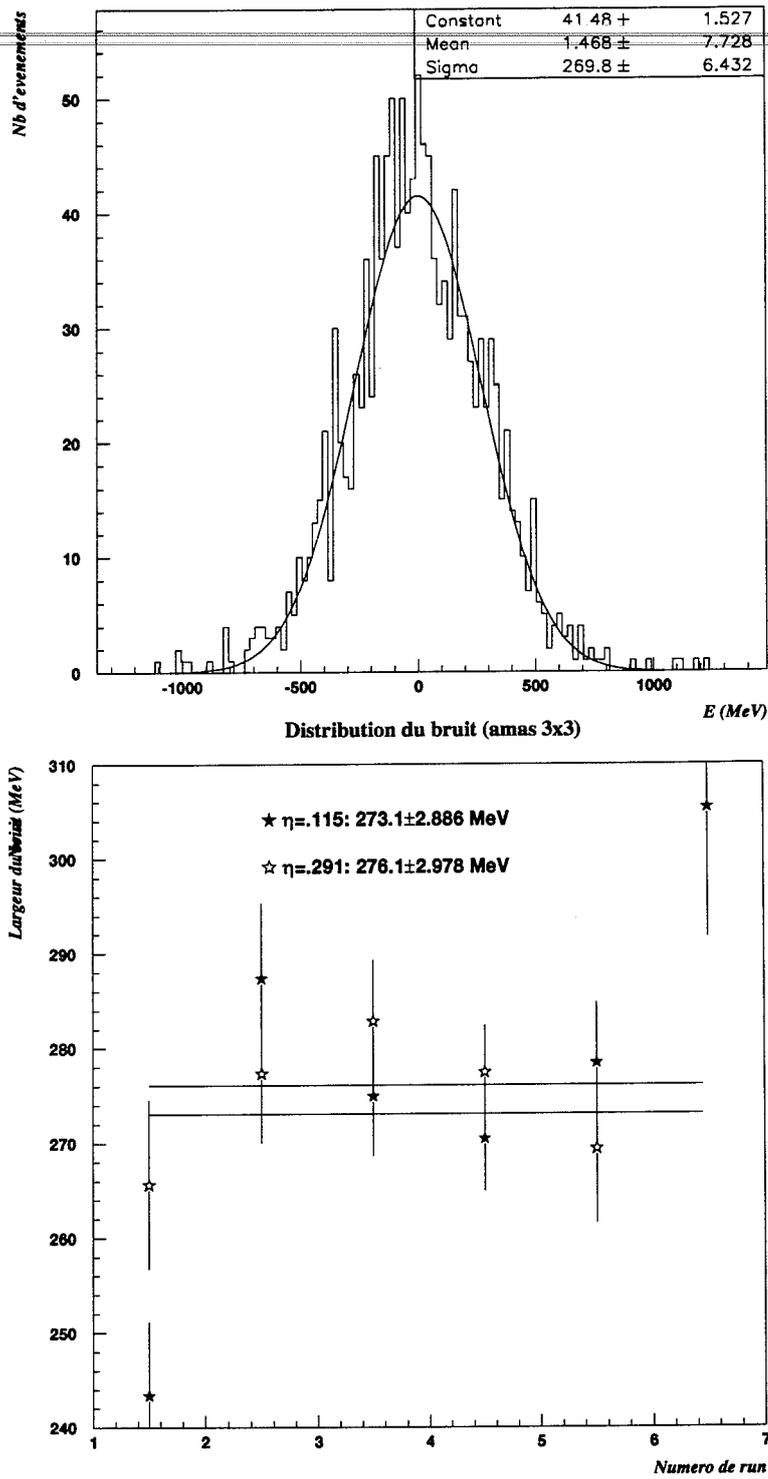


Figure 3.2: Distribution du bruit électronique dans un amas 3×3 et évolution au cours du temps de la largeur des fluctuations du bruit au sein de deux amas à $\eta = 0.115$ et $\eta = 0.291$.

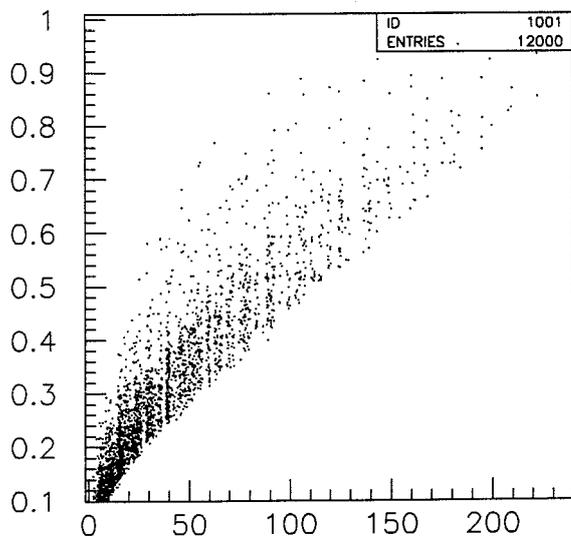
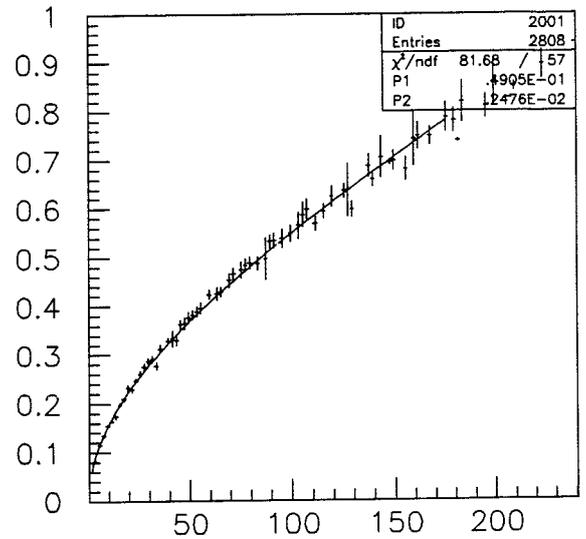
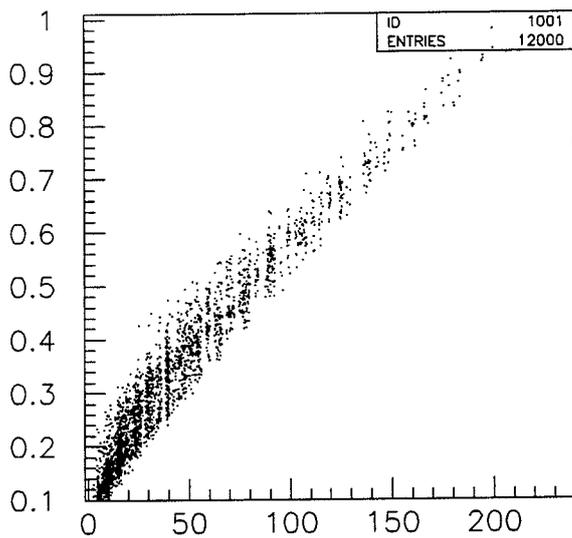
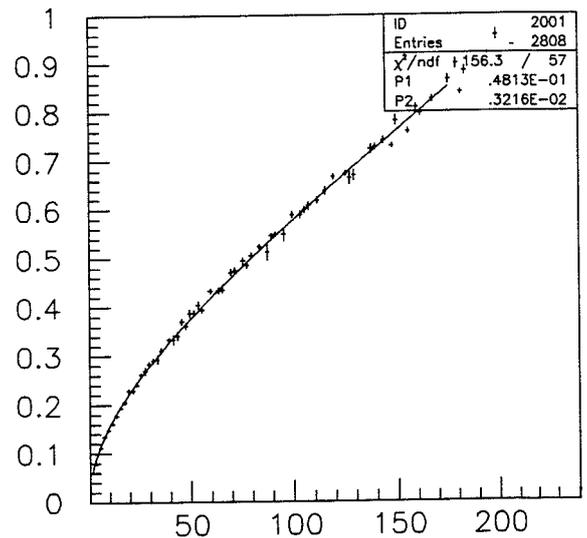
distrib. σ_N vs N (sous-module gauche)profil σ_N vs N (sous-module gauche)distrib. σ_N vs N (sous-module droit)profil σ_N vs N (sous-module droit)

Figure 3.3: Distribution et profil des fluctuations du bruit en fonction du nombre de cellules.

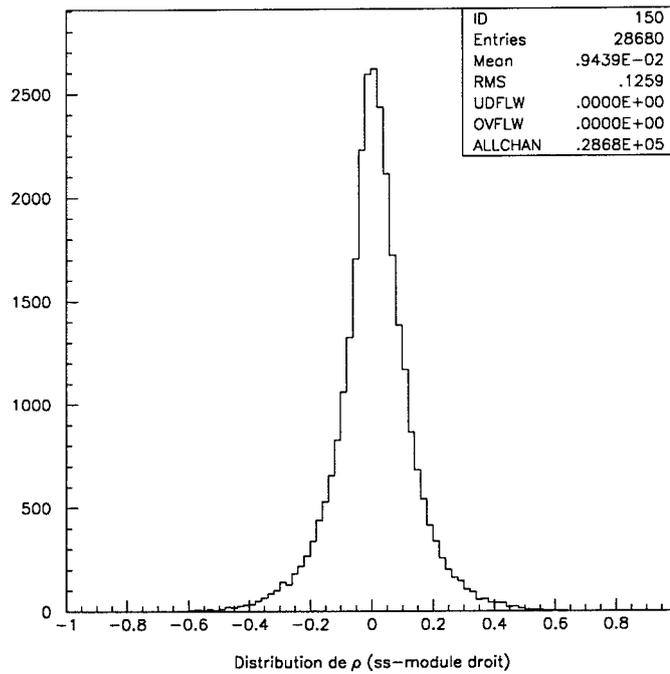
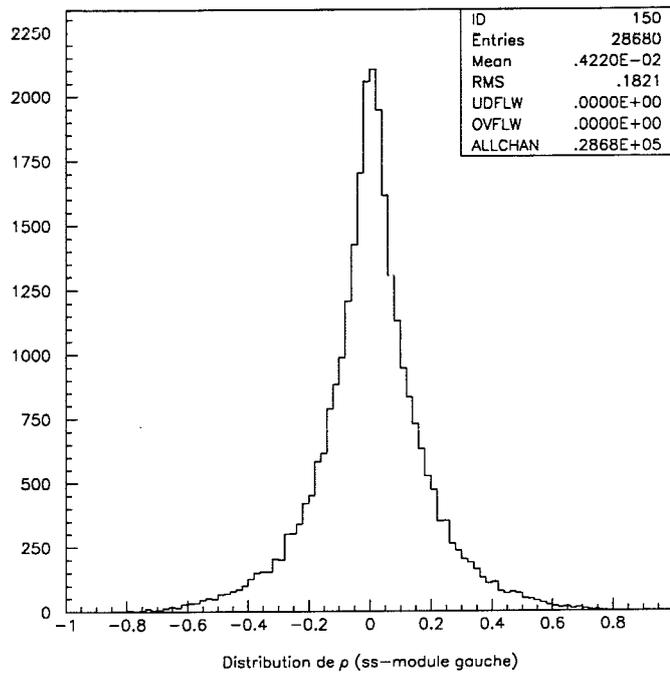


Figure 3.4: Distribution du coefficient de corrélation linéaire ρ .

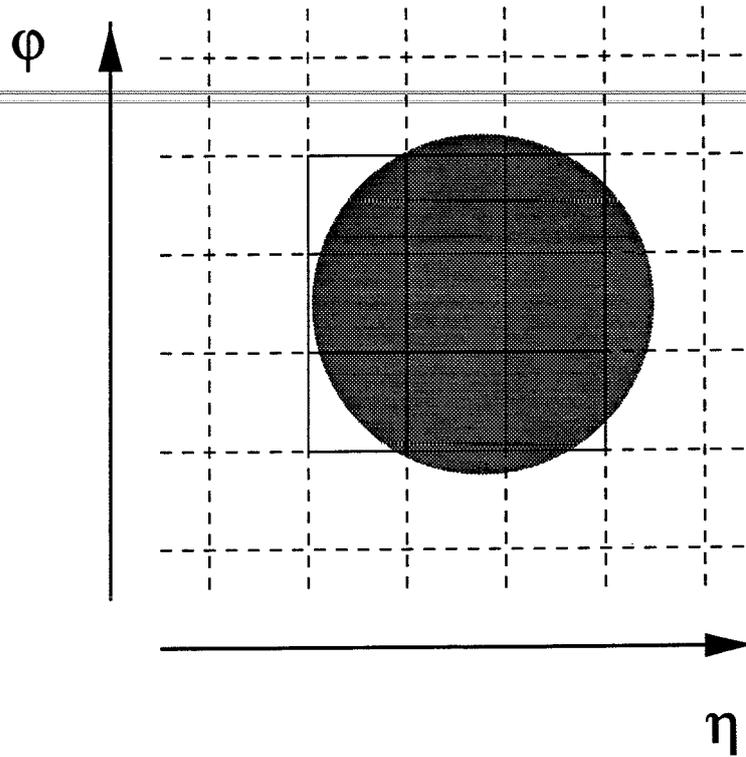
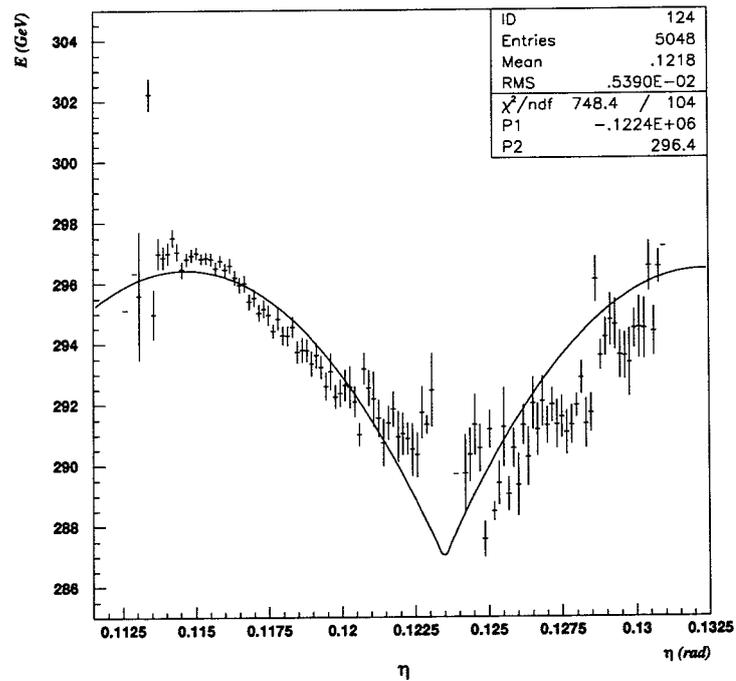
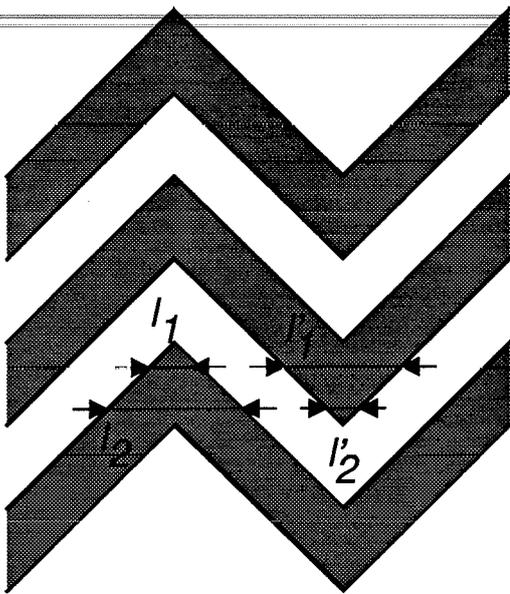


Figure 3.5: Pertes latérales dues à la segmentation.

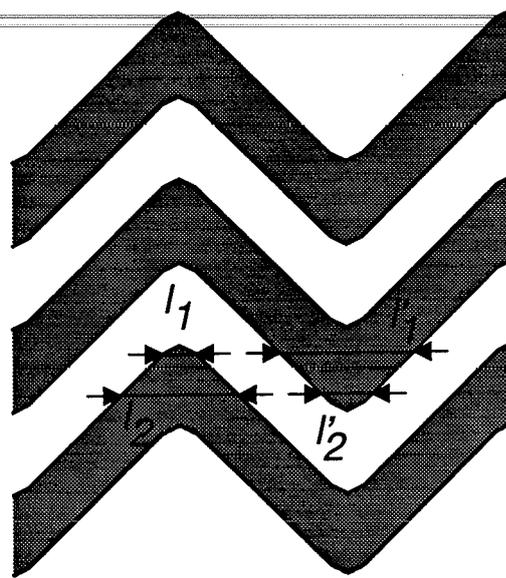
Figure 3.6: Modulation de $E_{3 \times 3}$ en fonction de η .

accordeons pointus



$$l_1 + l_1' = l_2 + l_2'$$

accordeons arrondis



$$l_1 + l_1' \neq l_2 + l_2'$$

Figure 3.7: Effet géométrique dû à l'arrondi des sommets des accordeons.

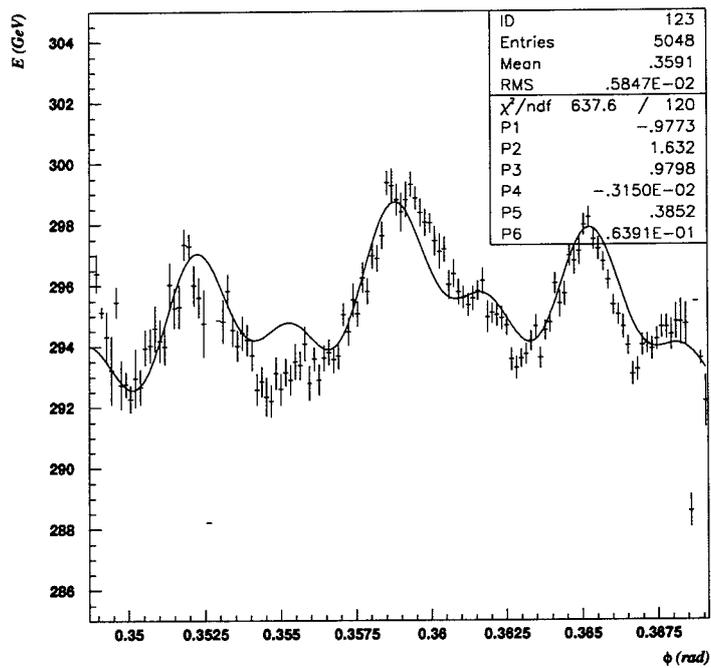


Figure 3.8: Modulation de $E_{3 \times 3}$ en fonction de ϕ .

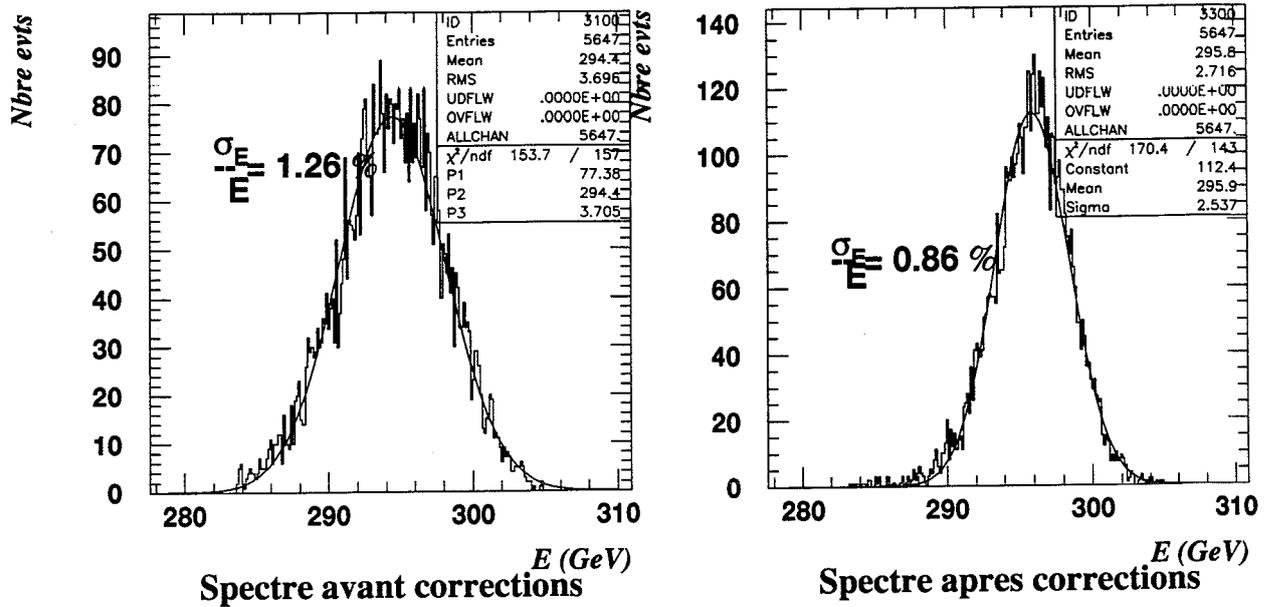


Figure 3.9: Comparaison des spectres en énergie avant et après corrections géométriques.

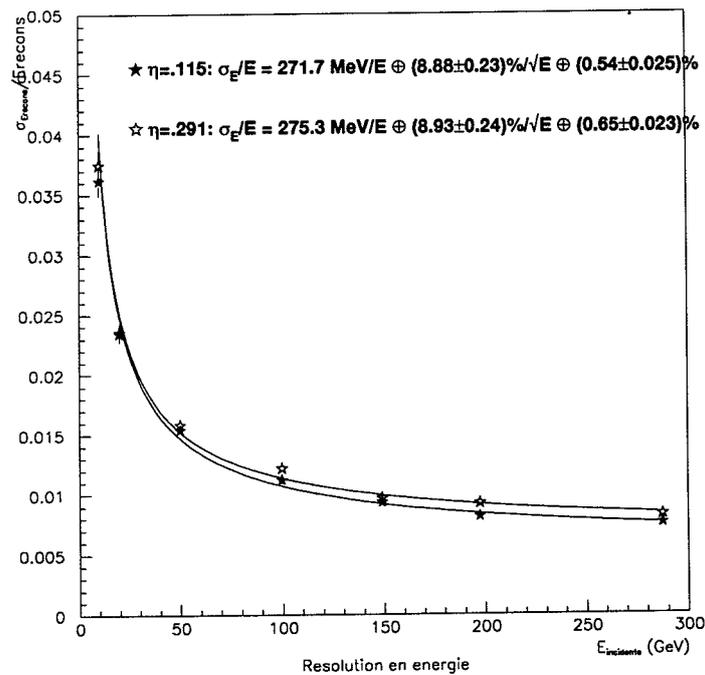


Figure 3.10: Résolution sur la mesure de l'énergie dans un amas 3x3 à $\eta = 0.115$ et $\eta = .291$ ($E_{incidente}$ correspond à E_{ref} et E_{recon} à E).

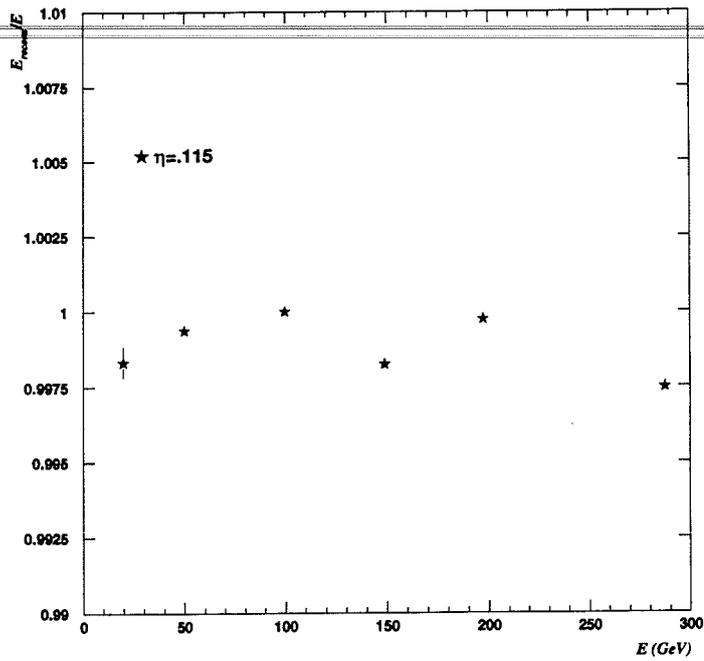


Figure 3.11: Linéarité E_{recon}/E de la réponse en énergie de la région 0T à $\eta = 0.115$.

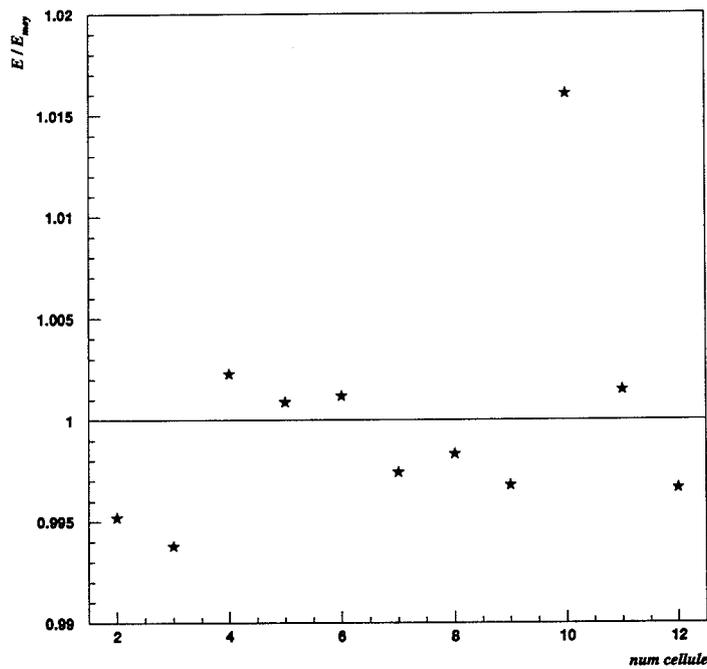


Figure 3.12: Uniformité de la réponse de la région 0T.

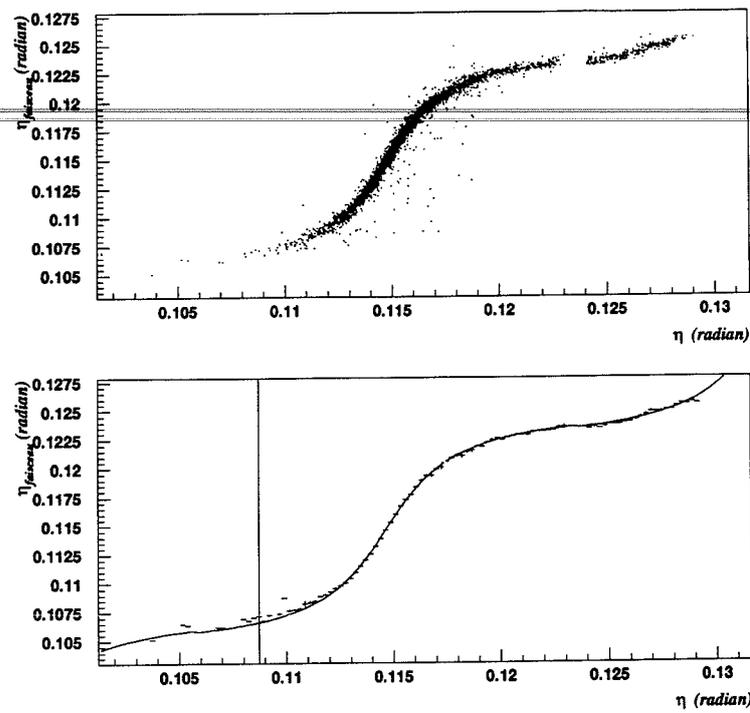


Figure 3.13: Modulation en "S" de la pseudo-rapidité extrapolée η_{faisceau} à partir des chambres faisceaux en fonction de la pseudo-rapidité η reconstruite.

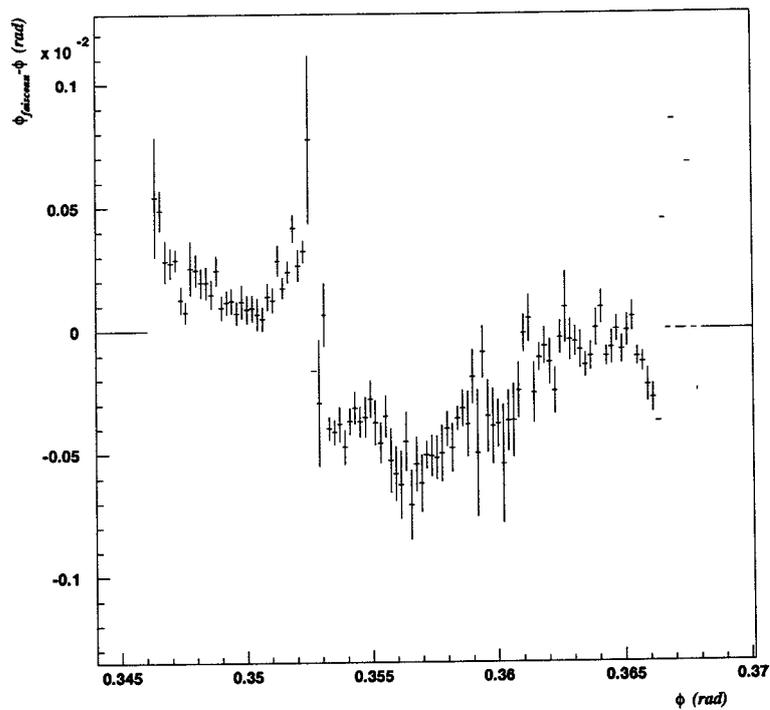


Figure 3.14: Modulation de l'écart azimutal $\phi_{\text{faisceau}} - \phi$ en fonction de l'azimuth reconstruit ϕ .

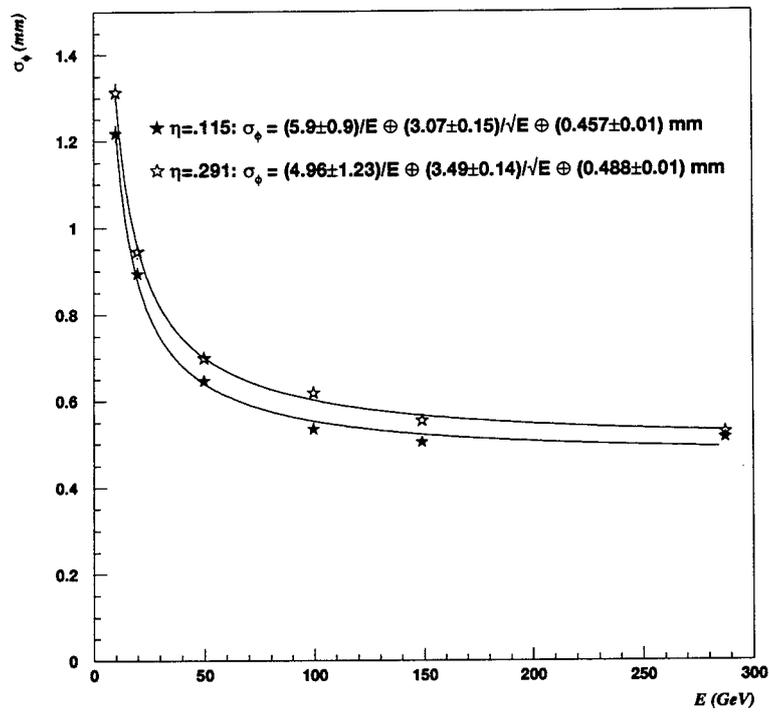
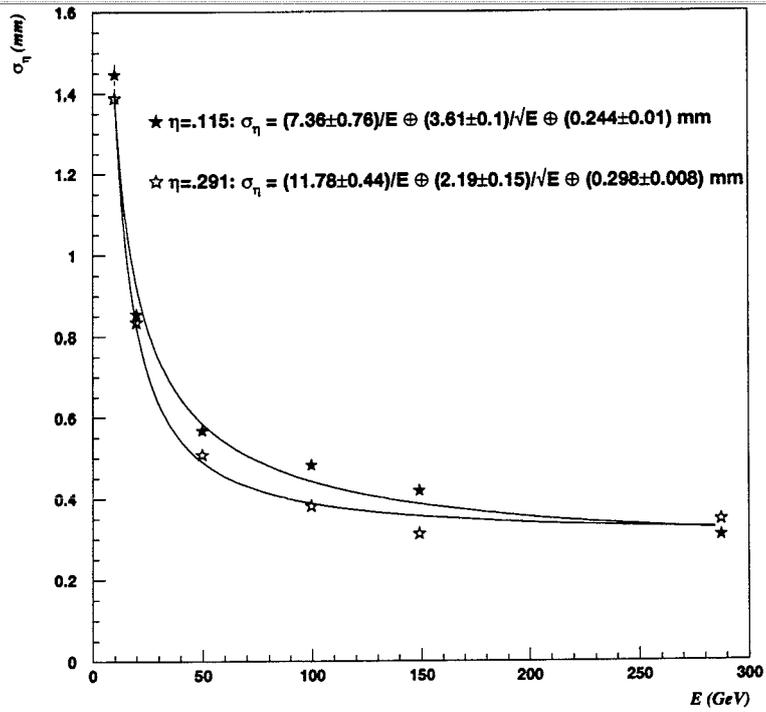


Figure 3.15: Résolution en position suivant η et ϕ à deux pseudo-rapidités différentes.

Chapitre 4

La lutte contre les bruits d'empilement et de l'électronique

Pour un croisement donné, la mesure de l'énergie déposée dans l'argon d'une cellule se fait en échantillonnant le pic du signal triangulaire mis en forme (cf. la sous-section 2.4.5). Il est possible de déterminer le temps caractéristique τ de la mise en forme afin de minimiser l'influence du bruit total, somme du bruit d'empilement et du bruit de l'électronique, sur la mesure de l'énergie à l'aide d'un seul échantillon.

Or, le bruit d'empilement donc la valeur optimale de τ varie suivant la luminosité de fonctionnement du LHC et suivant la région du calorimètre qui doit être traitée par le système de mise en forme des signaux. À ces différentes contraintes vient s'ajouter la nécessaire standardisation de la constante de temps imposée par une fabrication à grande échelle (~ 190000 canaux). Pour ces différentes raisons, les temps caractéristiques τ de mise en forme ne seront pas optimaux dans la réalité.

Cependant, ceci ne constituera pas un obstacle insurmontable dans la minimisation de l'influence du bruit total sur la mesure de l'énergie de particules. L'échantillonnage multiple du signal issu de la mise en forme associé à une technique de filtrage numérique à coefficients programmables permet d'obtenir des mesures de l'énergie dont la précision reste proche de l'optimum quel que soit la luminosité ou la région du calorimètre.

Le nouvel estimateur de l'énergie E que l'on construit est une combinaison linéaire pondérée des échantillons S_i .

$$E = \sum_i c_i S_i \quad (4.1)$$

Les poids c_i , que l'on appelle aussi coefficients, sont déterminés par analyse numérique. Je présente dans la première section la méthode de calculs des poids avec un exemple à l'appui qui me servira dans le chapitre suivant. Mais cette technique n'est pas restée qu'une "simple" abstraction; elle fut mise en œuvre expérimentalement au sein d'une carte électronique baptisée MUSIP, objet de la section 4.2.

4.1 Le filtrage optimal de signaux échantillonnés plusieurs fois

La technique de filtrage optimal est abondamment décrite dans [19] pour différents types de mise en forme, excepté pour le type CR-RC² utilisé dans ATLAS. La transposition

à ce cas s'effectue en redérivant les formules nécessaires ou bien en utilisant les formules consignées dans [22].

Je présente dans un premier temps un résumé de la technique de calcul des coefficients, technique basée sur la connaissance des fonctions d'autocorrélation du bruit d'empilement et du bruit de l'électronique. Je propose une détermination de ces deux fonctions avant de passer au calcul final des coefficients optimaux.

4.1.1 Principe du calcul des coefficients

La détermination des coefficients optimaux repose sur plusieurs ingrédients :

- la connaissance des fonctions d'autocorrélation du bruit électronique, R_{el} , et du bruit d'empilement R_{em} .
- la minimisation de la largeur des fluctuations du bruit total mesuré.

La minimisation s'effectue avec les contraintes suivantes :

1. la valeur moyenne de l'énergie mesurée ne doit être déplacée.
2. la valeur moyenne du bruit total doit rester nulle.

La détermination de la valeur des coefficients s'effectue alors à l'aide de la méthode des multiplicateurs de Lagrange.

4.1.2 Fonctions d'autocorrélation des bruits d'empilement et de l'électronique

Si l'on appelle $b(t)$ la mesure du bruit dans une cellule à l'instant t , alors la corrélation entre les mesures aux instants t_i et t_j du bruit s'exprime comme étant la valeur moyenne $\langle b(t_i)b(t_j) \rangle$ du produit des mesures obtenue sur un grand nombre d'événements. La valeur obtenue porte le nom de **fonction d'autocorrélation du bruit** que l'on note R . Elle ne dépend que de l'écart $t_i - t_j$ entre les deux instants d'échantillonnage.

$$\langle b(t_i)b(t_j) \rangle = R(t_i - t_j) = R(t_j - t_i) = \langle b(t_j)b(t_i) \rangle \quad (4.2)$$

Si l'on considère que le bruit dans une cellule du calorimètre est la somme du bruit b_{el} de l'électronique et du bruit b_{em} d'empilement *a priori* indépendants, alors on obtient la décomposition suivante de R :

$$R(t_i - t_j) = \langle b(t_i)b(t_j) \rangle \quad (4.3)$$

$$= \langle b_{el}(t_i)b_{el}(t_j) \rangle + \langle b_{em}(t_i)b_{em}(t_j) \rangle \quad (4.4)$$

$$= R_{el}(t_i - t_j) + R_{em}(t_i - t_j) \quad (4.5)$$

où R_{el} est la fonction d'autocorrélation du bruit électronique et R_{em} est la fonction d'autocorrélation du bruit d'empilement.

La fonction d'autocorrélation du bruit d'empilement

R_{em} est la fonction d'autocorrélation du bruit d'empilement au sein du type d'amas choisi pour reconstruire l'énergie déposée par un électron.

Dans le cadre de mon étude du bruit de quantification (voir le chapitre 5), j'ai utilisé le type d'amas 3×7 pour reconstruire l'énergie des électrons simulés à $\eta = 1.2$. J'ai donc eu à déterminer la fonction d'autocorrélation du bruit d'empilement dans un amas 3×7 .

Pour déterminer R_{em} , on peut effectuer un petit raisonnement qualitatif. L'influence du phénomène d'empilement est relié à la luminosité \mathcal{L} de fonctionnement du LHC : plus la luminosité est élevée plus l'empilement d'énergies dans un amas de cellules devient important. Physiquement, l'empilement se traduit par le développement d'une gerbe dans des cellules donc par la création d'un signal de dérive triangulaire qui vient s'ajouter au signal triangulaire produit par une particule d'un événement différent ; on s'attend donc à ce que la fonction d'autocorrélation du bruit d'empilement dépende de \mathcal{L} ainsi que de g la réponse au triangle du système de mise en forme. Plus précisément, on a la relation (voir [19]) :

$$R_{em}(t) \propto \left(\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0}\right) \sum_{i=-\infty}^{+\infty} g(t+t_i)g(t_i) \quad (4.6)$$

L'utilisation des valeurs présentées dans [30] me permet de paramétrer la fonction d'autocorrélation R_{em} du bruit d'empilement de la façon suivante :

$$R_{em}(t) = (57.7 \text{ MeV} / \sqrt{ns})^2 \times 25 ns \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} \sum g(t+t_i)g(t_i) \quad (4.7)$$

où j'ai fait apparaître explicitement la période de croisement des faisceaux. On peut calculer alors la largeur des fluctuations du bruit d'empilement suivant le nombre n_{ech} d'échantillons utilisés.

$$\sigma_{em} = \sqrt{\sum_{i,j=1}^{n_{ech}} c_i R_{em}(t_i - t_j) c_j} \quad (4.8)$$

Notons que dans le cas où $n_{ech} = 1$, on a $c_i = \delta_{t_i, t_{pic}}$ et on retrouve l'expression :

$$\sigma_{em} = \sqrt{R_{em}(0)} \quad (4.9)$$

La fonction d'autocorrélation du bruit de l'électronique

Toujours par rapport à l'étude du bruit de quantification, j'ai eu à déterminer la fonction d'autocorrélation R_{el} du bruit électronique au sein d'un amas 3×7 , situé à $\eta = 1.2$.

Le comportement de R_{el} en fonction du temps s'exprime de la façon suivante (voir [19]) :

$$R_{el}(t) \propto \frac{\int h'(t+u)h'(u)du}{\int h'(u)^2 du} \quad (4.10)$$

où h est la réponse de l'électronique à une impulsion de courant (cf. la sous-section 2.4.5) et où le dénominateur est introduit pour normaliser l'intégrale à 1 lorsque $t = 0$. Dans ce cas-là, le facteur de proportionnalité se réduit à la variance du bruit

électronique pour un échantillon. L'utilisation des formules (7) et (8) dans [30] permet de calculer ce coefficient, ce qui donne finalement comme expression :

$$R_{el}(t) = (422 \text{ MeV})^2 \frac{\int h'(t+u)h'(u)du}{\int h'(u)^2 du} \quad (4.11)$$

à partir de laquelle on peut calculer la largeur des fluctuations du bruit électronique suivant le nombre n_{ech} d'échantillons utilisés :

$$\sigma_{el} = \sqrt{\sum_{i,j=1}^{n_{ech}} c_i R_{el}(t_i - t_j) c_j} \quad (4.12)$$

Notons que dans le cas où $n_{ech} = 1$, on a $c_i = \delta_{t_i, t_{pic}}$ et on retrouve l'expression :

$$\sigma_{el} = \sqrt{R_{el}(0)} \quad (4.13)$$

Comparaison des deux fonctions

Le comportement des deux fonctions de corrélation après normalisation au temps initial est présenté dans la figure suivante.

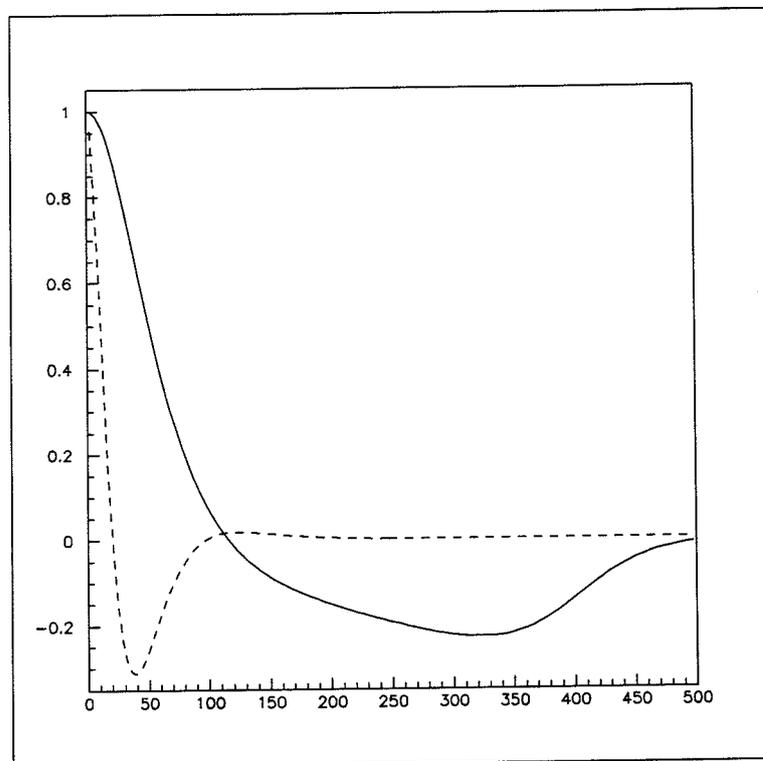


Figure 4.1: Comparaison des fonctions d'autocorrélation normalisées : R_{el} en pointillés et R_{em} en trait continu.

On déduit de la figure 4.1 que :

- le bruit d'empilement introduit une corrélation de plus longue portée (~ 400 ns) que celle du bruit électronique (~ 100 ns).

- le bruit d'empilement introduit une forte corrélation positive pendant près de 100 ns, tandis que la corrélation du bruit de l'électronique est voisine de 0 après 25 ns, et devient négative après.

4.1.3 Calculs des poids optimaux

Si l'on désigne par :

- $\vec{g} = (g(t_i))$ le vecteur formé des valeurs de la réponse normalisée g de la mise en forme aux différents instants d'échantillonnage t_i ,
- $\vec{g}' = (g'(t_i))$ le vecteur formé des valeurs de la dérivée g' de la réponse normalisée aux différents instants d'échantillonnage t_i ,
- $C = [C_{i,j}]$ la matrice de corrélation du bruit entre les échantillons, calculée suivant : $C_{i,j} = R(t_i - t_j) = R_{el}(t_i - t_j) + R_{em}(t_i - t_j)$,
- $V = C^{-1}$ la matrice inverse de la matrice de corrélation du bruit entre les échantillons,

alors le vecteur $\vec{c} = \{c_i\}$ des poids optimaux est déterminé par la relation (4.14) qui suit.

$$\vec{c} = \frac{({}^t\vec{g}'V\vec{g}')V\vec{g} - ({}^t\vec{g}'V\vec{g})V\vec{g}'}{({}^t\vec{g}'V\vec{g})({}^t\vec{g}'V\vec{g}') - ({}^t\vec{g}'V\vec{g})^2} \quad (4.14)$$

La mise en œuvre informatique des formules analytiques découlant de la méthode de Lagrange conduit à deux jeux de coefficients suivant la luminosité nominale considérée. Le tableau suivant présente les valeurs calculées dans le cas d'un échantillonnage octuple.

	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_8	$\mathcal{N} = \sqrt{\sum c_i^2}$
$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{L}_0}{10}$	0.11	0.31	0.44	0.37	0.24	0.11	0.02	-0.03	0.72
\mathcal{L}_0	-0.21	0.18	0.58	0.34	0.1	-0.04	-0.08	-0.1	0.75

(4.15)

\mathcal{N} correspond à la norme euclidienne du vecteur des coefficients. Nous verrons dans le chapitre suivant l'influence de cette grandeur sur la largeur des fluctuations du bruit de quantification.

À partir des coefficients calculés, on peut déterminer les fluctuations du bruit électronique et du bruit d'empilement à l'aide des formules (4.8) et (4.12). Le tableau 4.1 présente les différentes largeurs déduites suivant le type d'échantillonnage (simple ou octuple) et suivant les deux luminosités nominales de fonctionnement du LHC.

	attendus à $\frac{\mathcal{L}_0}{10}$			attendus à \mathcal{L}_0		
	brt élec.	bruit d'emp.	bruit tot.	brt élec.	bruit d'emp.	bruit tot.
un échant.	422 MeV	147 MeV	447 MeV	422 MeV	464 MeV	627 MeV
8 échant.	181 MeV	190 MeV	262 MeV	296 MeV	460 MeV	547 MeV

Tableau 4.1: Comparaison entre les largeurs des fluctuations des bruits thermique, d'empilement et total.

La tableau 4.1 montre bien le gain apporté par l'opération de filtrage : une réduction de près d'un facteur 2 du bruit total à basse luminosité.

4.2 Expérimentation du filtrage numérique avec la carte MUSIP

La chaîne de lecture prévue pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS comporte dans l'ordre les étages suivants : préamplification, mise en forme et amplification, échantillonnage multiple et stockage des échantillons analogiques, conversion analogique-numérique, puis filtrage. Parmi ces différents étages de traitement, deux n'avaient pas encore été réalisés expérimentalement en 1995 : le stockage analogique et le filtrage numérique.

Pour combler ce manque, un programme de développement a vu le jour dans le but de valider techniquement les solutions proposées. L'objectif de ce programme était de réaliser et tester un démonstrateur de stockage analogique et de filtrage numérique. La carte de filtrage numérique a été baptisée **MUSIP**, acronyme de **M**U**l**t**i** **S**ig**n**al **P**ro**cessing**.

Nous allons voir successivement le cahier des charges de MUSIP, ses modes de fonctionnement, son aspect, le dispositif expérimental du démonstrateur, puis l'analyse des données qu'elle a traitée.

4.2.1 Le cahier des charges de MUSIP

Le cahier des charges de MUSIP est conditionné par le format des données délivrées par l'électronique frontale, par les connexions avec l'électronique frontale et par le traitement numérique qu'on souhaite lui voir réaliser.

Le signal issu d'une cellule du prototype 1994 du calorimètre électromagnétique est mis en forme et amplifié par un système à 2 gains. Le résultat de la mise en forme des signaux de 24 cellules est alors délivré à une carte frontale.

Chaque carte frontale comporte une partie analogique et une partie numérique. La partie analogique est chargée d'échantillonner à 40 MHz les signaux de 24 cellules et de stocker les échantillons analogiques obtenus. La partie numérique assure la conversion analogique-numérique sur 12 bits des échantillons à la fréquence de 10 MHz, lorsqu'un déclenchement de la chaîne d'acquisition a lieu (niveau 1). Chaque carte frontale comporte 2×16 canaux dont 2×12 seulement seront utilisés.

Les cartes frontales délivrent les données numériques par paquets de 18 mots. Chaque paquet comporte 2 mots d'entête et 16 mots de données, dont 12 seulement sont reliés au signal d'une cellule du prototype. Dans le cas d'un quintuple échantillonnage, les cartes frontales délivrent 5 paquets de 18 mots pour un groupe de 12 cellules en entrée avec dans l'ordre : l'entête d'événement, le numéro de la colonne des capacités qui ont stocké les 16 premiers échantillons, puis les 16 premiers échantillons, suivis par l'entête du second paquet, le numéro de la colonne des capacités qui ont stocké les 16 seconds échantillons, puis les 16 seconds échantillons (voir la figure 4.2), etc.

Chaque mot comporte 13 bits : 1 bit pour déterminer le gain d'amplification utilisé, et 12 bits pour représenter numériquement l'échantillon analogique.

$$\underbrace{\boxed{0 \ 1 \ 2 \ 3 \ 4 \ 5 \ 6 \ 7 \ 8 \ 9 \ A \ B}}_{\text{données}} \quad \underbrace{\boxed{C}}_{\text{gain}} \quad (4.16)$$

La carte MUSIP doit traiter les 128 canaux délivrés par 4 cartes frontales et effectuer pour chaque canal :

l'étalonnage : convertir chaque échantillon numérique en énergie (100 MeV par bit, pour couvrir l'échelle d'énergie 100 MeV \rightarrow 3 TeV).

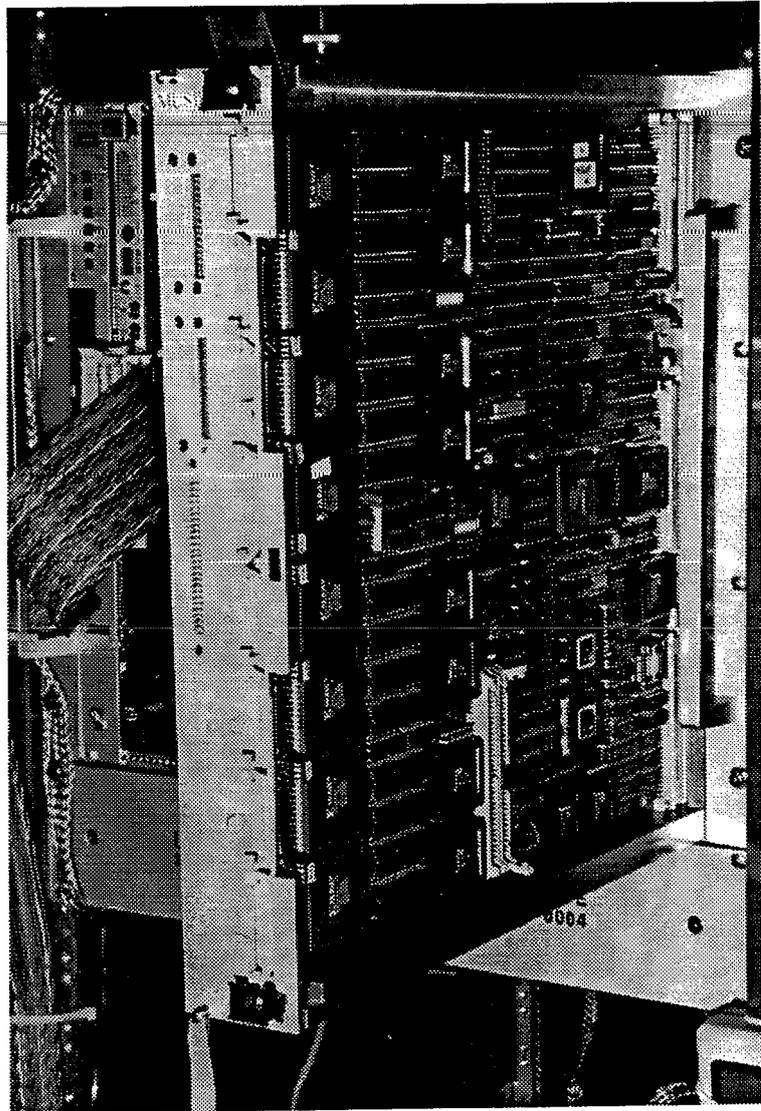


Figure 4.3: Photographie de trois-quarts face de la carte MUSIP.

donc 131072 mots de 16 bits, préalablement écrits par bus VME. L'accès VME à la table de conversion s'effectue par l'entremise d'un circuit programmable FPGA¹ du fabricant Xilinx, chargé également de la gestion de la mémoire en anneau.

Le traitement des échantillons de 16 bits est regroupé ensuite par demi-carte, chaque demi-carte correspondant à 64 canaux. Elle opère ensuite le réarrangement des échantillons au sein de deux mémoires à double port appelées DAM (acronyme anglais de *Dual Access Memory*) qui sont organisées de la manière suivante : pendant que les LUTs déversent les données d'un événement dans une DAM, l'autre DAM envoie les données de l'événement précédent au filtre ; l'utilisation de deux composants au lieu d'un seul travaillant deux fois plus vite permet de diminuer le coût de la carte. Le contrôle logique du réarrangement est effectué par un autre FPGA de Xilinx et le résultat du réarrangement est copié dans une mémoire espion (baptisée (*SPY Front-End*) pour pouvoir être vérifié (voir la sous-section 4.2.6 pour le principe de vérification).

Les échantillons de chaque canal une fois regroupés sont délivrés à une cadence de 40

¹acronyme anglais de *Fast Programmable Gate Array*.

MHz à un prototype de filtre numérique développé conjointement par le LAPP et le CNET (Centre National des Études en Télécommunications), désigné par DSP, acronyme anglais de **Digital Signal Processor**. Le filtre de chaque demi-carte multiplie chaque échantillon par un coefficient codé sur 12 bits, puis additionne le résultat au résultat précédent. Les coefficients ont été écrits par VME dans un autre FPGA de Xilinx chargé de les fournir au filtre durant le fonctionnement de la carte. Le filtre délivre le résultat sur 32 bits à une cadence de 40 MHz dont on ne retient que les 16 bits les plus significatifs. Les résultats délivrés par le filtre peuvent être copiés dans une mémoire espion, baptisée cette fois **SPY DSP**, pour pouvoir être vérifiés (voir la sous-section 4.2.6 pour le principe de vérification).

Suivant ces caractéristiques, la carte MUSIP effectue le filtrage complet des 128 canaux répartis sur $n_f = 8$ fibres de $n_c = 16$ canaux traitées par $n_{\text{filtre}} = 2$ filtres avec une période de $T = 25 \text{ ns} = 0.025 \mu\text{s}$ entre chaque échantillon en :

$$n_s \times \frac{n_f}{n_{\text{filtre}}} \times n_c \times T = 1.6n_s \mu\text{s} \quad (4.17)$$

$$= 8 \mu\text{s} \text{ pour } 5 \text{ échantillons.} \quad (4.18)$$

$$= 12.8 \mu\text{s} \text{ pour } 8 \text{ échantillons.} \quad (4.19)$$

Ce temps de traitement reste dans les deux cas en deçà du temps moyen de séparation de deux déclenchements successifs égal au $13.3 \mu\text{s}$ du cahier des charges (cf. la sous-section 2.4.1).

4.2.3 Les modes de fonctionnement de MUSIP

Le contrôle de la carte MUSIP s'effectue à l'aide d'un registre principal dans lequel on vient lire ou écrire par bus VME. Ce registre appelé mot de contrôle (*Control Word* en anglais) permet de basculer la carte dans l'un de ces trois modes de fonctionnement : un dédié à l'acquisition de données et deux autres dédiés au contrôle du bon fonctionnement de la carte.

Le mode acquisition

C'est le mode fondamental de fonctionnement de la carte MUSIP lors de prises de données. Avant de basculer la carte dans le mode acquisition, on doit avoir écrit les constantes d'étalonnage dans les LUTs et les coefficients dans les Xilinx rattachés aux filtres. Une fois le mode acquisition activée, la carte reste en attente d'un déclenchement. Lorsque celui-ci survient, les données sont reçues et subissent le traitement évoqué dans la sous-section précédente. Du point de vue de l'acquisition, lorsque la carte MUSIP a fini de traiter un événement, le contenu des deux mémoires espions est récupéré par lecture VME, ainsi que celle du registre des entêtes (*Header Register* en anglais) qui contient l'entête de l'événement traité. Cette dernière lecture provoque la réactivation du mode acquisition de MUSIP.

Le mode d'injection interne

Ce mode permet de s'assurer du bon fonctionnement interne de la carte indépendamment du fonctionnement des cartes frontales. On commence par écrire un faux événement dans les LUTs, soit plusieurs paquets consécutifs de 16 mots. Le mode injection est alors activé, ce qui provoque le déversement des événements dans les DAMs.

Le traitement qui suit est le même que dans le mode acquisition ; en particulier, la lecture de mémoires espions permet de vérifier que le réarrangement des échantillons est correctement effectué et que les filtres ont bien calculé.

Le mode transparent

Ce mode a pour but de s'assurer du bon fonctionnement de la liaison entre les pipelines et les LUTs de MUSIP. Lorsque la carte est basculée en mode transparent, tous les événements déversés par les cartes frontales sont écrits directement dans les LUTs, jusqu'à ce que le compteur d'adresse atteigne sa valeur maximale. Une fois cette valeur atteinte, la carte arrête de collecter de nouveaux événements. On relit alors par le bus VME les données écrites dans les LUTs de MUSIP que l'on compare aux données des cartes frontales lues également par VME.

Ce mode permet également de tester de manière autonome le bon fonctionnement des mémoires en anneau. Pour simuler l'envoi de données par les cartes frontales, une carte VME dite carte injectrice a été réalisée, testée et utilisée. On écrit dans la carte injectrice un faux événement présentant la même structure que celle des événements envoyés par les cartes frontales ; dans un second temps, après avoir basculé MUSIP en mode transparent, la carte injectrice reçoit l'ordre de déverser l'événement. Cette carte a servi également pour tester le fonctionnement de la carte MUSIP en mode acquisition lorsque les cartes frontales n'étaient pas raccordées.

4.2.4 Les campagnes de tests en faisceau

Mon travail au sein de l'équipe des physiciens et des électroniciens chargés du développement de MUSIP reposait sur 4 axes :

1. participer à la mise au point de la carte (écriture des programmes de tests de fonctionnement de la carte : tests d'accès VME, tests d'écriture dans les mémoires, tests d'injection interne et externe, ainsi que programmation de la carte d'injection externe).
2. participer à la mise en place et aux réglages de la carte en faisceau (utilisation des programmes de tests mentionnés plus haut, collaboration avec les physiciens et les ingénieurs responsables des cartes frontales).
3. programmer la lecture des données au sein de la carte MUSIP durant une prise de données.
4. dépouiller les données enregistrées sur bandes (qualité des transferts et des calculs, qualité de la mesure de l'énergie d'électrons).

Les sous-sections suivantes résument les points 2 et 3 avant de présenter les résultats du dépouillement des données.

Les deux campagnes

Deux campagnes de tests ont été effectuées en septembre 1995 et en juin/juillet 1996.

La première campagne a permis de valider le fonctionnement du démonstrateur constitué des cartes frontales et de MUSIP. Les prises de données ont porté sur le traitement des signaux produits par le passage d'électrons dans le prototype. Le système

de déclenchement durant la première campagne de tests était asynchrone par rapport à l'horloge de 40 MHz utilisée par MUSIP. À l'issue de cette première campagne et du dépouillement des données saisies, quelques corrections ont été apportées aux différentes cartes.

Forts de l'expérience acquise durant cette première campagne et armés de cartes améliorées, une seconde campagne a été planifiée. Les deux objectifs de cette campagne étaient :

1. valider les améliorations apportées au démonstrateur.
2. déterminer la qualité des mesures de l'énergie effectuées à l'aide d'un système de déclenchement synchrone avec l'horloge de 40 MHz délivrée à MUSIP.

Durant ces deux campagnes, la mise en œuvre de MUSIP avec les cartes frontales est restée sensiblement la même : 96 cellules du prototype 1994 sont reliées à une mise en forme CR-RC² et à un système d'amplification bigains ; après cela, les 96 canaux subissent un échantillonnage multiple dont les résultats sont délivrés aux 4 cartes frontales. Les cartes frontales sont ensuite reliées à la face avant de la carte MUSIP. La structure du dispositif utilisé pendant les tests est représentée sur la figure 4.5.

Les modes opératoires pendant les prises de données

Le *modus operandi* à chaque période de prise de données démarrait par une série de tests de MUSIP n'impliquant pas les cartes frontales :

- tests de base portant sur le mot de contrôle, les différentes mémoires (LUT, DAM, SPY-FE, SPY-DSP) et la remise à zéro de la carte.
- tests de fonctionnement à l'aide de l'injection interne (mode injection interne) ou externe (mode acquisition + carte injectrice).

À ces premiers tests venaient s'ajouter ceux communs aux cartes frontales et à MUSIP :

- tests de transfert des cartes frontales vers MUSIP (mode transparent).

Une fois ces tests préliminaires passés avec succès, les prises de données pouvaient avoir lieu. Pour chacune d'entre elles, la marche à suivre était la suivante :

Début de la prise de données

1. remise à zéro de la carte.
2. remise à zéro des LUTs puis écriture des constantes d'étalonnage, et vérification des valeurs écrites.
3. chargement des coefficients des filtres.
4. basculement de la carte en mode acquisition.

Pendant la prise de données

1. lecture des mémoires espions une fois qu'elles ont été remplies.
2. lecture du registre des entêtes.

Fin de la prise de données

1. lecture des mémoires espions une fois qu'elles ont été remplies.
2. lecture du registre des entêtes.
3. arrêt du mode acquisition.

Dans tous les cas, nous avons eu constamment le souci de nous assurer du bon fonctionnement et de la bonne configuration de la carte.

4.2.5 Difficultés liées à l'expérimentation

En dessous du "verniss" que revêt la présentation d'un programme de R&D dont les principaux objectifs ont été atteints, existent bien des difficultés expérimentales. Durant les deux campagnes de tests, du temps et de la sueur ont été nécessaires pour venir à bout de nombreux problèmes. Je présente dans cette partie un échantillon représentatif des types de difficultés rencontrées et surmontées.

Durant la première campagne de tests, les différentes parties prévues du démonstrateur ont soit été installées avec retard en zone faisceau, soit n'ont pas été installées du tout. C'est le cas notamment du système de transmission optique des données entre les cartes frontales et MUSIP. Ce système se compose d'un ensemble de cartes émettrices **EMIFON** (mis pour *EMI*ssion by *FrONt-end*), de fibres optiques et de cartes réceptrices **RECIFON** (mis pour *RE*CeptIon from *FrONt-end*). Les cartes émettrices effectuent le transfert des données entre les cartes frontales et les fibres optiques, tandis que les réceptrices effectuent le transfert des fibres optiques à MUSIP à l'aide de câbles plats. Mais les ingénieurs et physiciens chargés du développement de ces cartes rencontrèrent beaucoup de difficultés techniques liées à la consommation électrique excessive des cartes et reportèrent l'utilisation de la transmission optique des données à la deuxième campagne. Dans le cas des cartes frontales, les ingénieurs et physiciens responsables ont dû travailler intensivement durant la campagne de tests pour régler correctement chacune d'entre elles. Du côté de MUSIP, la transition entre les tests au LAPP et les tests au CERN s'est effectuée relativement simplement en dehors des quelques ajustements indispensables avec les cartes frontales.

Au démarrage de la seconde campagne de tests, toutes les parties constitutives du démonstrateur étaient réunies : le système de transmission optique des données, les cartes frontales et la carte MUSIP. Si durant la première campagne les cartes frontales pouvaient travailler avec 5 ou 8 échantillons par canal, durant la seconde campagne elles ont été fixées pour travailler avec 5 échantillons. Du côté de MUSIP, les problèmes ont été plus nombreux que lors de la première campagne. Le premier problème rencontré fut de maintenir synchrone le système de déclenchement avec l'horloge à 40 MHz délivrée à MUSIP. Mais, le principal problème fut sans nul doute posé par la température de fonctionnement de la carte ; même si le châssis VXI disposait d'une ventilation, la saison estivale et la chaleur dégagée par les cartes réceptrices restaient problématiques. Un autre problème rencontré était lié à un désaccord dans la définition du protocole de transfert des données entre les cartes frontales et MUSIP. Ce problème a été réglé. Enfin, on peut rajouter comme autres problèmes : le mauvais contact du composant chargé du décodage VME (brochage PLCC²) ; court-circuits dans la carte distributrice des signaux d'horloge, de remise à zéro et de déclenchement, etc.

²acronyme anglais de *Plastic Leaded Chip Carrier*.

Dans tous les cas, la priorité a été donnée aux cartes frontales, premier chaînon de traitement du démonstrateur. Les données de MUSIP ont été obtenues dans des conditions non optimales de fonctionnement du détecteur, du faisceau et du système de déclenchement. Malgré tous ces problèmes, la carte MUSIP a pu recevoir, traiter et filtrer les échantillons des signaux issus des cellules du prototype 1994. La sous-section suivante présente les principaux résultats issus de l'analyse des données traitées. Cette analyse fut l'objet d'une publication (voir [32]).

4.2.6 Analyse des données après traitement

Qualité des transferts et tests de fonctionnalités

Les données enregistrées sur bandes sont issues de la lecture VME des cartes frontales et des mémoires espions de MUSIP événement après événement. Les contenus des mémoires SPY-FE et des cartes frontales sont comparés modulo la conversion effectuée par les LUTs. Les contenus des LUTs sont stockés sur disque dur. Cette comparaison permet de vérifier le transfert des données depuis les cartes frontales jusqu'à MUSIP et de l'étalonnage des données grâce aux LUTs.

Les calculs effectués par les filtres sont vérifiés en utilisant les contenus des mémoires SPY-FE pour calculer les valeurs attendues dans les mémoires SPY-DSP. Les calculs des valeurs attendues sont effectués à l'aide du jeu des coefficients utilisés pour les données inspectées, préalablement stockés sur disque dur.

Les données saisies ont été traitées par MUSIP à l'aide des trois types de jeux de coefficients suivants :

- Jeu 1 = $\{0\ 0\ 1\ 0\ 0\ 0\ 0\ 0\}$ qui simule une chaîne de lecture bâtie à partir d'un échantillonneur bloqueur. Ce jeu a été utilisé au cours des deux campagnes de tests.
- Jeu 2 = $\{0\ C_2\ C_3\ C_4\ 0\ 0\ 0\ 0\}$ qui conduit à une pondération du pic et de ses deux voisins les plus proches. Ce jeu, ainsi que le suivant, n'a été utilisé que lors de la deuxième campagne, en juin/juillet 1996.
- Jeu 3 = $\{C_1\ C_2\ C_3\ C_4\ C_5\ 0\ 0\ 0\}$ qui conduit à une pondération du pic et de ses 4 plus proches voisins.

Les résultats des tests de fonctionnalités de MUSIP sont présentés dans le tableau 4.2. Pour la première campagne de tests, le nombre d'événements utilisés pour les tests de transferts est différent du nombre des événements utilisés pour les tests de calculs car des événements ont été pris avec MUSIP en mode transparent.

	Novembre 1995		Juin/Juillet 1996			
	nb. évts.	succès Jeu 1	nb. évts.	succès Jeu 1	succès Jeu 2	succès Jeu 3
transfert	38609	99.89 %	8405	100 %	-	-
calcul	35612	100 %	8405	100 %	100 %	99.67 %

Tableau 4.2: Pourcentages de réussites des tests de fonctionnalités de MUSIP au cours des deux campagnes 1995 et 1996.

On constate qu'entre les deux campagnes, la qualité du transfert des données entre les cartes frontales et MUSIP s'est améliorée pour atteindre la valeur maximale possible ; en

revanche, la qualité des calculs des filtres a chu, phénomène dû essentiellement au choix d'un jeu de coefficients étendu - le troisième - conduisant à des erreurs de calculs des filtres, erreurs imputables à un défaut des filtres prototypes, défaut corrigé depuis.

Étalonnage et remplissage de la table de conversion (LUT)

Comme nous l'avons vu dans la sous-section 4.2.2, la conversion des échantillons en énergie est effectuée à l'aide de tables prédéfinies, les LUTs. Celles-ci doivent être remplies en début de chaque prise de données à l'aide de valeurs déterminées grâce au système électronique d'étalonnage (pour plus de détails sur ce système, voir [24]). Une impulsion est délivrée par un convertisseur numérique-analogique; celle-ci est alors mise en forme, échantillonnée puis convertie numériquement. On récupère ensuite la valeur numérique du pic³. On couvre ensuite toute la gamme dynamique de chaque gain en répétant l'opération précédente tout en variant la hauteur de l'impulsion délivrée. Connaissant l'énergie équivalente à l'impulsion d'étalonnage, on peut convertir ensuite les unités d'ADC en énergie.

Qualité de mesure de l'énergie d'un électron

Une fois les tests de fonctionnalités effectués, on peut étudier la qualité de la mesure de l'énergie délivrée par MUSIP. L'objectif de la première campagne de tests était de montrer qu'un démonstrateur constitué de pipelines analogiques associés à un système de filtrage numérique pouvait être réalisé et pouvait fonctionner. Une inspection des données de la première campagne a montré que les données étaient beaucoup trop dégradées par le bruit des cartes frontales; il n'y a donc pas eu d'étude de la mesure des énergies des électrons. Il a fallu attendre la deuxième campagne pour se livrer à une analyse plus complète.

Ce qui suit vient d'une prise de données de début juillet 96 pour des électrons de 50 GeV avec MUSIP travaillant avec le 2ème jeu de coefficients utilisés.

L'estimateur E_{clu} de l'énergie des électrons correspond à la somme des énergies déposées dans les cellules des deux premiers compartiments d'un amas 3×3 (soit $3 \times 3 + 3 \times 3 = 18$ cellules, compte-tenu de la segmentation du prototype présentée dans le chapitre 3). Le troisième compartiment n'est pas pris en compte car l'énergie déposée y est particulièrement faible en comparaison de celle déposée dans les deux premiers compartiments.

Afin d'obtenir la résolution énergétique sur des électrons de 50 GeV, nous avons procédé par étapes.

1. **Sélection des événements**: le premier critère que doivent vérifier les événements est relié à la qualité de l'échantillonnage: on attend que chaque groupe de 5 échantillons soit distribué suivant le lobe supérieur du signal obtenu après mise en forme (cf. la figure 2.16).

³Le jeu de coefficient du filtre est alors (0 0 1 0 0 0 0) et les LUTs sont prises "diagonales": si a est la valeur de l'échantillon codée sur 13 bits, la valeur b qui lui est associé dans la table est donné par:

$$b = \text{int}((a \bmod 2^{12}) \times \frac{2^{16} - 1}{2^{12} - 1}) \quad (4.20)$$

ce qui permet d'associer linéairement à chaque intervalle d'adresses de longueur 4096 (un des deux gains d'un canal) l'intervalle de 16 bits possible.

Pour un événement donné, on prend les 5 échantillons de la cellule la plus énergétique du premier compartiment. On normalise le groupe des échantillons à l'aide du troisième, lorsque celui-ci n'est pas nul. Si le troisième échantillon est nul, on passe à l'événement suivant, sinon on reporte dans un histogramme la valeur de chaque échantillon normalisé en fonction de l'indice de l'échantillon. On s'attend alors à trouver :

$$\forall i \in \{0..4\}, \frac{S_i}{S_2} = g(t_i)/g(t_2) \quad (4.21)$$

On applique ce traitement également à la cellule la plus énergétique du deuxième compartiment. On qualifie alors un événement de "bon" si la forme de la réponse correspond à la forme attendue pour chacune des cellules. La figure 4.6 présente les distributions des échantillons normalisés S_i/S_2 pour les "bons" et les "mauvais" événements.

Les événements qui ne passent pas la coupure définie plus haut correspondent sur la figure 4.6 aux distributions de la colonne de droite, où les deuxièmes échantillons n'apparaissent pas. Cela veut dire que l'échantillon le plus proche du pic du lobe n'est pas le troisième mais le second.

Statistiquement, on part d'un lot initial de 950 événements. Une fois la coupure de forme appliquée sur les échantillons des cellules les plus énergétiques du premier et du deuxième compartiment, il ne reste plus que 782 événements. On essuie donc une perte de 18.2% des événements, perte que nous attribuons à une mauvaise synchronisation entre le système de déclenchement et l'horloge de 40 MHz.

2. **Coupures physiques :** vient ensuite un lot de coupures "habituelles" sur les événements, au sens où elles éliminent des événements pour lesquels les grandeurs mesurées sont hors du domaine attendu (énergie très faible, coordonnées des impacts absurdes, etc.). On passe alors à 777 événements. Ceci permet de rejeter les quelques déclenchements qui ne correspondent pas à un électron.

On ne retient ensuite que les événements qui sont dans la cellule la plus touchée. On passe à 473 événements. On ne retient ensuite que les événements les plus centrés dans la cellule (ceux qui couvrent le domaine $20\% \times 30\% = 6\%$ de la surface de la cellule). Il ne reste alors que 254 événements.

3. **Corrections géométriques :** comme dans le chapitre 3, l'effet dû à la segmentation du prototype en η et ϕ auquel vient s'adjoindre l'effet dû à la forme particulière en ϕ de l'accordéon contribue à moduler l'énergie en fonction de η et ϕ . Les corrections de ces effets sont apportées à la mesure de l'énergie (méthode exposée dans le chapitre 3).

Une fois cette analyse effectuée, on obtient la distribution suivante de l'estimateur E_{clu} de l'énergie de 254 électrons de 50 GeV, distribution sur laquelle a été ajustée une loi de probabilité gaussienne dont la largeur σ_E autour de la valeur moyenne E nous donnera la résolution en énergie du prototype équipé d'une chaîne électronique de lecture pourvue d'un système d'échantillonnage multiple et d'une carte de filtrage numérique.

La résolution en énergie pour des électrons de 50 GeV que l'on obtient est $\frac{\sigma_E}{E} = 1.95\%$. Cette valeur est compatible avec celle obtenue par une électronique "classique" beaucoup plus lente (cf. le chapitre 3 ou [24]).

4.3 Conclusion

Nous avons vu que pour minimiser le bruit d'empilement, dont l'importance est directement reliée à la rémanence du détecteur, et le bruit thermique, inhérent à toute électronique, il existe une solution théorique basée sur l'échantillonnage multiple et le filtrage numérique. Cette méthode porte sur le traitement des signaux mis en forme après leur extraction du calorimètre électromagnétique. Elle permet de minimiser l'influence du bruit total pour toute une gamme de luminosité. Avec la constante de temps choisie pour l'étage de mise en forme, à basse luminosité, le gain sur la largeur des fluctuations du bruit total est de 41 %, tandis qu'à haute luminosité il est de 13 % (voir tableau 4.1).

La mise en œuvre expérimentale de cette méthode est passée par la conception du filtre numérique MUSIP, à laquelle j'ai participé activement. Différents tests ont été effectués en zone faisceau, au sein d'un dispositif environnemental analogue à celui d'ATLAS : taux de déclenchement moyen de 75 kHz, système de pipelines analogiques connectés au système de filtrage numérique avec des fibres optiques⁴. Nous avons obtenu un taux de transferts infructueux inférieur à 0.09%, et un taux de calculs incorrects inférieur à 0.02%, ces chiffres étant compatibles avec le cahier des charges de l'électronique du détecteur (voir [21]). Cela a été l'occasion pour nous d'apprendre de nouvelles méthodes d'analyse d'événements de physique, liées à l'utilisation de plusieurs échantillons. Si l'échantillonnage multiple et le filtrage numérique introduisent une souplesse dans le traitement du signal, ils doivent être accompagnés lors de l'analyse des données d'un soin particulier ; ceci est illustré par la détermination de la résolution en énergie du prototype équipé de MUSIP.

Le démonstrateur MUSIP a donc fonctionné correctement, et les rares erreurs de calculs rencontrées ont pu être identifiées comme provenant de quelques imperfections de prototype de DSP du CNET, corrigées depuis.

En revanche, ce démonstrateur ne serait correspondre à la version finale de traitement numérique d'ATLAS. La rigidité de la structure de calcul avec le filtre ne permet pas à MUSIP de délivrer à la fois l'énergie, le temps d'arrivée de chaque signal, ainsi qu'une estimation de la qualité des échantillons (propension à reproduire le lobe principal de la réponse au triangle) . Ces aptitudes exigées pour la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique, doit conduire à la conception d'un successeur de MUSIP encore plus flexible, en un mot, plus programmable.

⁴Seulement durant la seconde campagne de tests en faisceau

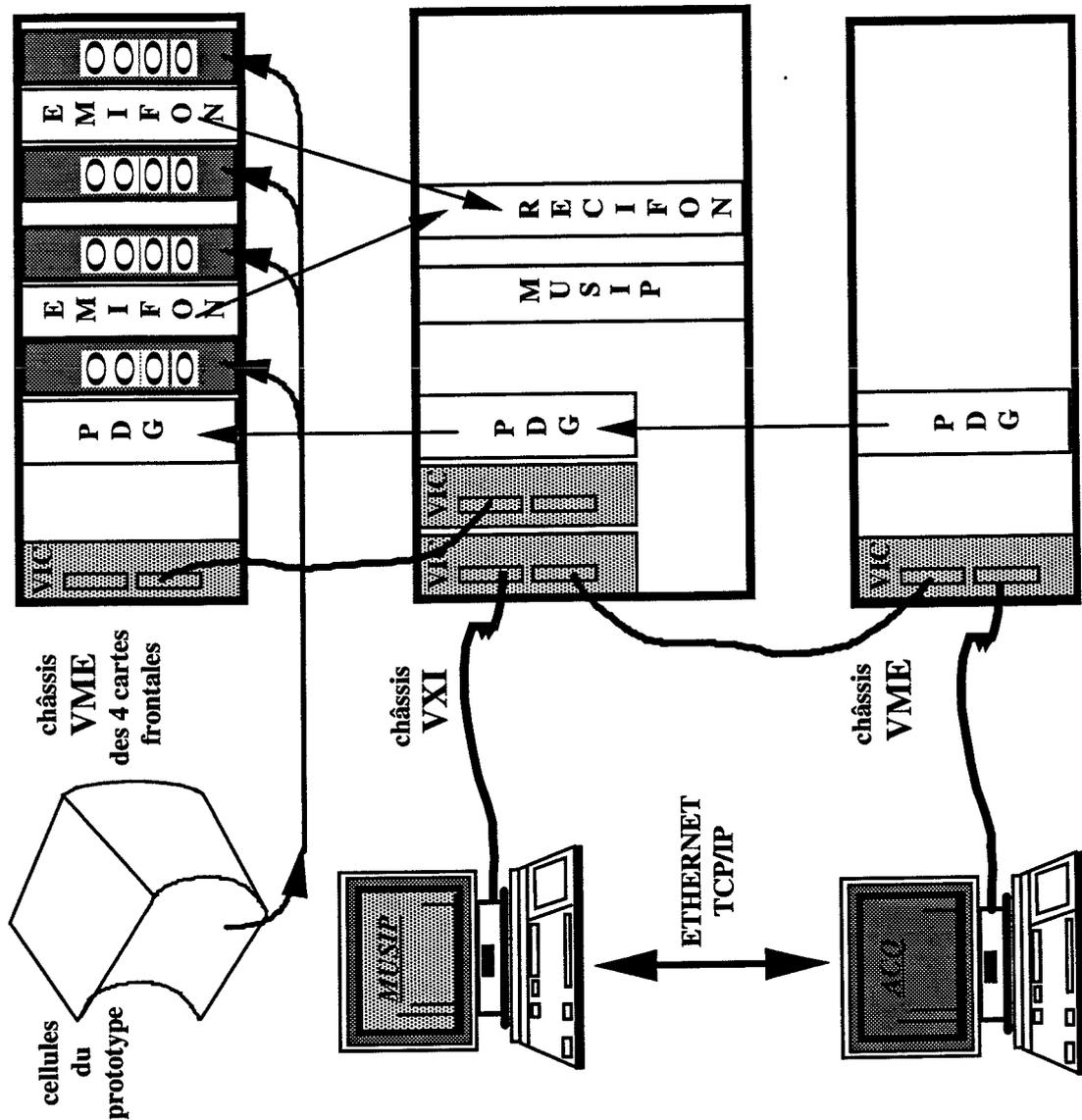


Figure 4.5: Schéma du dispositif expérimental de test de MUSIP durant les campagnes 1995 et 1996.

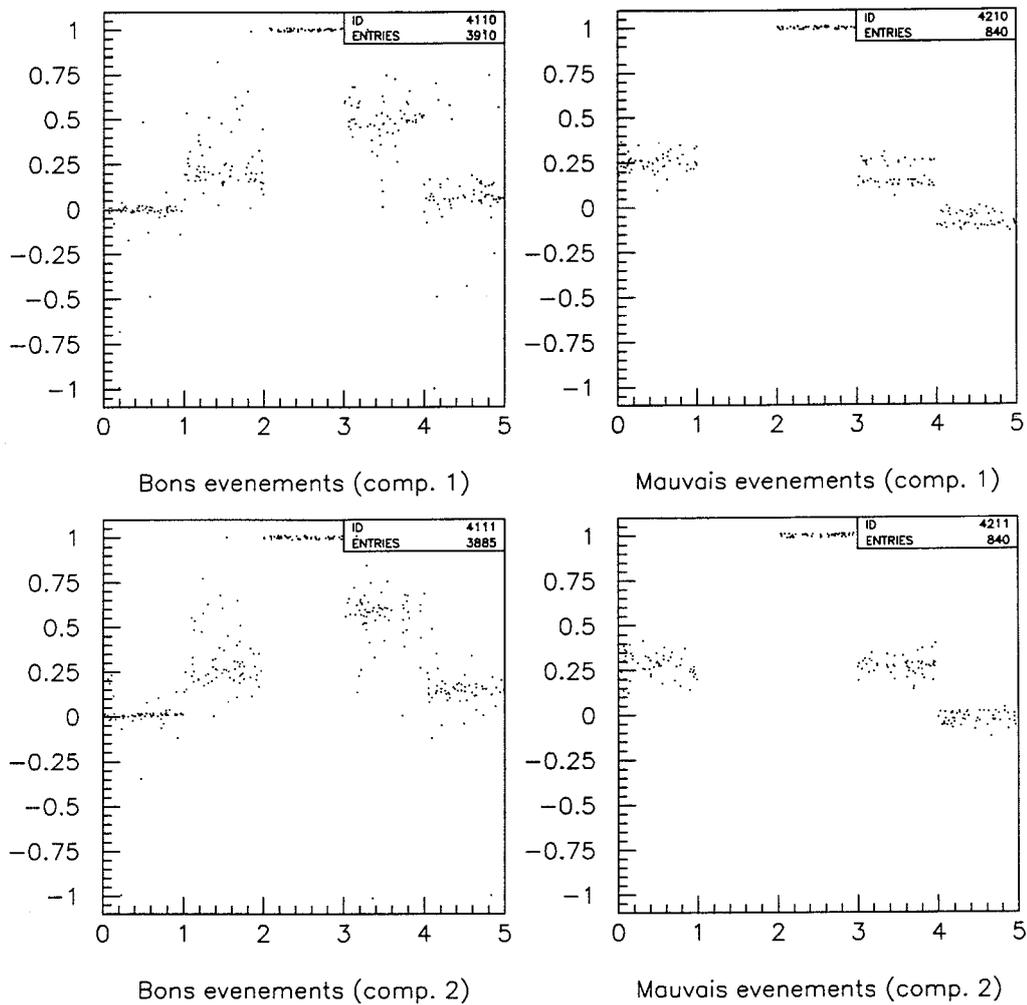


Figure 4.6: Sélection des événements suivant leur capacité à reproduire la forme.

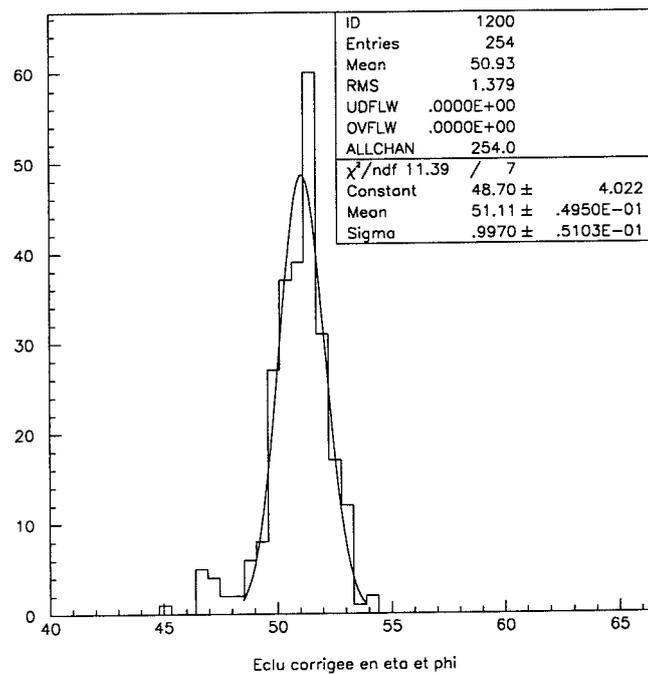


Figure 4.7: Distribution de l'énergie des électrons après traitement par MUSIP.

Chapitre 5

Le bruit de quantification

La recherche d'un boson vecteur neutre massif Z' dans un domaine de masse allant jusqu'à 5 TeV exige du calorimètre qu'il soit capable de mesurer l'énergie d'électrons de quelques TeV. Ceux-ci déposant la plus grande partie de leur énergie au sein du second compartiment du calorimètre, ceci implique que la couverture du domaine en énergie des cellules du second compartiment aille jusqu'à 3 TeV (cf. la section 5.2.1).

À cette première contrainte imposée à la chaîne de lecture du calorimètre vient s'ajouter celle issue de la recherche d'un boson de Higgs. Pour une masse inférieure à 170 GeV, sa découverte exige une bonne résolution en énergie du calorimètre. En particulier, le bruit total donc *a fortiori* le bruit de l'électronique doit être minimisé. Ceci conduit à maintenir une largeur des fluctuations du bruit électronique inférieure à ~ 60 MeV dans les cellules du second compartiment.

Au total, chaque canal d'électronique du deuxième compartiment du calorimètre¹ doit donc couvrir une gamme d'énergie allant de 60 MeV à 3 TeV. L'électronique ne doit pas dégrader la mesure de l'énergie sur cette gamme, ce qui oblige à avoir un ADC possédant une précision suffisante. Si n_{bits} est le nombre de bits de l'ADC, alors on doit avoir $n_{bits} > \log_2(3 \text{ TeV}/60 \text{ MeV}) \simeq 16$, soit au moins 17 bits. Comme il n'existe pas actuellement d'ADC de 17 bits travaillant à 40 MHz, la solution de remplacement adoptée repose sur l'utilisation d'un système à gains étagés associé à un ADC de précision moindre, par exemple 10 ou 12 bits, travaillant à 40 MHz. L'étagement des gains permet de découper la gamme 40 MeV-3 TeV en plusieurs sous-gammes pour lesquelles la précision de l'ADC suffit. En revanche aucune contrainte ne permet de fixer *a priori* le **nombre** et les **valeurs** des gains, ainsi que le **nombre de bits** de l'ADC.

Le critère retenu pour déterminer ces paramètres essentiels repose sur la minimisation de la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique introduite par l'opération de quantification. Ce critère m'a permis de classer différents systèmes multi-gains selon leurs performances respectives et leurs sensibilités à différents facteurs : utilisation d'un ou de plusieurs échantillons, présence ou absence de bruit incohérent dans les pipelines analogiques et les convertisseurs analogiques-numériques, présence ou absence de bruit cohérent. Je conclus mon étude en montrant qu'un système de trois gains échelonnés suivant (1, 10, 100) associé à un convertisseur analogique-numérique de 12 bits permet d'atteindre les objectifs fixés.

¹Pour des raisons de simplicité de présentation, la discussion n'est pas étendue à tous les compartiments. Les conclusions faites dans cette introduction ne sont pas remises en cause par le raisonnement complet exposé dans la section 5.2.1.

5.1 Définitions

5.1.1 Erreur et bruit de quantification

Si l'on considère la chaîne de lecture d'une cellule du calorimètre, on peut distinguer trois étages : la cellule du calorimètre à l'origine de la chaîne symbolisée par un condensateur, puis le préamplificateur, puis un étage de conversion qui prend en entrée un signal analogique et qui délivre en sortie un signal numérique (cf. la figure 5.1).

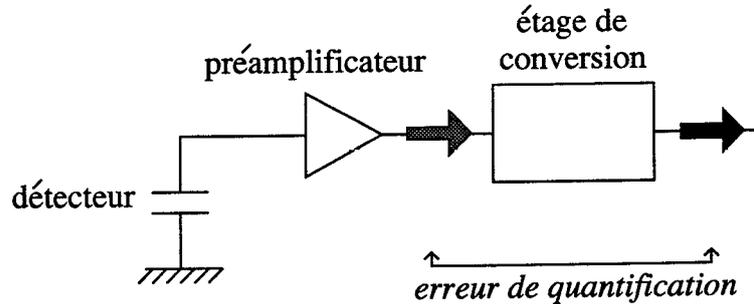


Figure 5.1: Schéma général de la chaîne de lecture d'une cellule.

Si j'appelle e_ϕ l'énergie déposée par une particule incidente dans la cellule ϕ , et $[e_\phi]$ la valeur mesurée par la chaîne alors l'**erreur de quantification cellulaire** ϵ_q^ϕ due à la conversion analogique-numérique sera la différence entre e_ϕ et $[e_\phi]$. ϵ_q^ϕ est une variable aléatoire dont la largeur des fluctuations σ_q^ϕ est appelée **bruit de quantification cellulaire**.

$$\begin{cases} \epsilon_q^\phi = e_\phi - [e_\phi] \\ \sigma_q^\phi = \sqrt{\text{Var}(\epsilon_q^\phi)} \end{cases} \quad (5.1)$$

Exemple : Pour illustrer ce que représente l'opération $[e_\phi]$, prenons l'exemple d'un système nanti d'un seul gain G avec un convertisseur analogique numérique sans pedestal. Si e_ϕ est la valeur d'entrée exprimé en GeV et G le gain exprimé en unité d'ADC par unité d'énergie, alors le résultat de l'ADC sera :

$$ADC = \text{int}(G \times e_\phi + 0.5) \quad (5.2)$$

où $\text{int}()$ désigne la partie entière mathématique et où l'ajout de 0.5 permet de définir une erreur par arrondi. La valeur mesurée $[e_\phi]$ de l'énergie sera alors :

$$[e_\phi] = \frac{ADC}{G} = \frac{1}{G} \text{int}(G \times e_\phi + 0.5) \quad (5.3)$$

Cependant, on ne considère pas une seule cellule pour reconstruire l'énergie de la particule incidente mais un amas de n cellules. **Chaque cellule de l'amas peut être dans un gain différent.** Ceci rend beaucoup plus difficile la détermination du bruit de quantification et la simple estimation $\sqrt{n}\sigma_q^\phi$ ne suffit pas. Dans le cas de la mesure de l'énergie

d'un électron, l'amas utilisé est du type 3×7 centré autour de la cellule la plus énergétique du deuxième compartiment². Si l'on suppose que le processus de quantification n'introduit aucune corrélation entre les cellules d'un même amas, alors l'**erreur de quantification** ϵ_q sur la mesure de l'énergie incidente de l'électron peut se définir comme la somme des erreurs de quantification cellulaires. La largeur des fluctuations introduites par le procédé de conversion analogique-numérique sur la mesure de l'énergie totale de l'électron sera alors le **bruit de quantification** σ_q .

$$\begin{cases} \epsilon_q = \sum_{\phi \in \text{TOUR } 3 \times 7} \epsilon_q^\phi \\ \sigma_q = \sqrt{\text{Var}(\epsilon_q)} \end{cases} \quad (5.4)$$

5.1.2 Extension au cas du multiple échantillonnage

La définition (5.1) sous entend que la mesure de l'énergie e_ϕ déposée dans une cellule s'effectue à l'aide d'un seul échantillon, cas typique d'un système échantillonneur-bloqueur³. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'utilisation d'un système d'échantillonnage multiple associé à une technique de filtrage numérique permet de réduire la largeur du bruit total (= bruit d'empilement + bruit de l'électronique). Dans un tel cas, la définition (5.1) n'est plus valable et doit être adaptée.

En utilisant les notations du chapitre précédent (cf. sous-section 4.1.2), la nouvelle définition de l'erreur de quantification cellulaire devient :

$$\epsilon_q^\phi = e_\phi - \sum_{i=1}^{n_s} c_i [e_\phi \times g(t_i)] \quad (5.5)$$

où n_s est le nombre d'échantillons, $\{t_i\}$ sont les instants d'échantillonnage, $\{c_i\}$ sont les coefficients optimaux et g la réponse au triangle de la mise en forme, normalisée à 1 au premier lobe. Les définitions du bruit de quantification cellulaire, de l'erreur et du bruit de quantification demeurent inchangées.

5.2 Modélisations

Les électrons issus de la désintégration d'un Z' ont une énergie typiquement de quelques TeV. Si l'on souhaite pouvoir mesurer l'énergie de ces électrons avec une bonne précision, cela oblige l'électronique de lecture du calorimètre à pouvoir traiter les cellules les plus énergétiques sans saturer. L'électronique de lecture doit donc être adaptée à la gamme d'énergie de n'importe quelle cellule du calorimètre.

Nous commençons par proposer une détermination des énergies maximales déposées dans une cellule. Nous en déduisons la gamme dynamique d'une cellule du deuxième compartiment du calorimètre, compartiment où les électrons déposent la plus grande proportion de leur énergie. La détermination des énergies maximales permettent également de calculer le courant maximal induit en début de la chaîne de lecture.

²L'amas 3×7 que j'ai utilisé contient $24 \times 2 = 48$ cellules dans le premier compartiment, $3 \times 7 = 21$ cellules dans le second compartiment et enfin $3 \times 4 = 12$ cellules dans le troisième compartiment. Lorsque j'ai effectué mes simulations début 1996, la segmentation arrière du calorimètre introduite dans le code officiel de reconstruction ne correspondait pas à la géométrie finale. La segmentation du troisième compartiment était alors la même en η que celle du deuxième et 2 fois en ϕ celle du deuxième.

³appelé *track and hold* en anglais.

Les énergies maximales vont également conditionner la modélisation des différents systèmes multi-gains dont nous allons étudier les performances. Afin d'être plus proche des imperfections de ces systèmes dans la réalité, nous avons également modélisé différents bruits qui viennent s'ajouter au signal lors du traitement.

5.2.1 Les énergies maximales déposées dans une cellule et la gamme dynamique

On veut être capable de détecter un boson vecteur neutre Z' d'une masse de 5 TeV, lorsqu'il se désintègre en un électron et un positron de 2.5 TeV d'impulsion transverse (voir [33]). Aux extrémités du tonneau électromagnétique ($\eta = 1.2$), l'énergie des deux leptons s'élève à 5 TeV.

Pour déterminer l'énergie maximale déposée dans les cellules de chaque compartiment, des électrons de 5 TeV doivent être simulés et reconstruits dans le tonneau électromagnétique. À cause du long temps de calcul nécessaire à cette tâche, des électrons de plus basse énergie ont été en fait simulés (de $E = 1$ GeV à $E = 2$ TeV). Pour déterminer l'énergie maximale $e_{max}^{S_i}$ déposée dans une cellule du compartiment i , je calcule pour chacune des énergies simulées E un $e_{max}^{S_i}(E)$ (dont la définition exacte est donnée dans le paragraphe suivant); pour un compartiment donné, l'extrapolation de $e_{max}^{S_i}(E)$ à 5 TeV permet de trouver le $e_{max}^{S_i}$ recherché.

La définition que j'ai prise pour $e_{max}^{S_i}(E)$ est la suivante: si j'appelle $E_{\phi}^{S_i}$ l'énergie de la cellule la plus énergétique du compartiment S_i , alors $e_{max}^{S_i}$ est la limite supérieure sur $E_{\phi}^{S_i}$ qui me permette de conserver 95 % des événements.

La figure 5.2 présente l'évolution de $e_{max}^{S_i}(E)$ en fonction de l'énergie incidente E des électrons pour chacun des trois compartiments (symboles \star), ainsi que l'évolution de l'énergie moyenne de $E_{\phi}^{S_i}$ en fonction de E (étoiles pentagonales blanches).

Les axes de la figure 5.2 sont en échelle logarithmique et le paramétrage de $e_{max}^{S_i}(E)$ que j'ai utilisé est le suivant :

$$e_{max}^{S_i}(E) = e_{max}^{S_i}(E_0) \exp(\alpha \times (\log(\frac{E}{E_0}))^2) \quad (5.6)$$

Une fois cette formule ajustée aux données, la valeur obtenue à $E = 5$ TeV incident conduit à l'ensemble des valeurs suivantes pour $e_{max}^{S_i}$: 140 GeV dans le premier compartiment, 2.7 TeV dans le deuxième compartiment et 1.47 TeV dans le troisième. Les valeurs de $e_{max}^{S_i}$ finalement choisies sont plus importantes afin d'éviter d'éventuels débordements statistiques. Les valeurs finales sont consignées dans le tableau 5.1.

compart. 1	compart. 2	compart. 3
300 GeV	3 TeV	1.5 TeV

Tableau 5.1: Valeur de l'énergie maximale déposée dans une cellule pour chaque compartiment.

La formule 2.6 permet de déduire du tableau 5.4, le courant maximal I_{max} qui peut-être induit en début de la chaîne de lecture d'une cellule du deuxième compartiment.

Si l'on appelle $e_{max}^{ar,S2}$ l'énergie maximale déposée dans l'argon d'une cellule du deuxième compartiment, on obtient :

$$I_{max} = G_{fi} \times \frac{e v_d}{h} \times \frac{e_{max}^{ar,S2}}{e_{max}^{S2}} \times e_{max}^{S2} \quad (5.7)$$

Dans cette dernière équation les différents paramètres G_{fi} , e , v_d qui interviennent ont déjà été rencontrés dans les sous-sections 2.3.3 et 3.3.5. En revanche, les autres paramètres sont spécifiques au calorimètre final d'ATLAS. L'épaisseur d'argon est ainsi $h = 2.1$, et la fraction d'échantillonnage $e_{max}^{ar,S2}/e_{max}^{S2}$ vaut $\sim 18.3\%$ à $\eta = 0.4$ (voir annexe A). On obtient finalement comme valeur maximale du courant induit en début de la chaîne de lecture :

$$I_{max} \simeq 8\text{mA} \quad (5.8)$$

Les résultats du tableau 5.4 permettent également de déterminer la gamme dynamique \mathcal{G} des cellules du deuxième compartiment, rapport de l'énergie maximale sur le bruit total de la cellule. La gamme dynamique est souvent désignée à l'aide de B son logarithme en base 2.

$$\mathcal{G} = 2^B \quad (5.9)$$

La partie entière de B plus 1 correspond au nombre de bits d'un convertisseur analogique-numérique dont l'intervalle de quantification serait égale à la largeur des fluctuations du bruit. À basse luminosité, le bruit électronique domine le bruit d'empilement ce qui conduit à la valeur suivante de la gamme dynamique :

$$\mathcal{G} = \frac{\text{energie maximale}}{\text{bruit electr.}} = \frac{3 \text{ TeV}}{71 \text{ MeV}} \quad (5.10)$$

$$= 42253 \quad (5.11)$$

soit :

$$B \simeq 16 \text{ bits} \quad (5.12)$$

Cette valeur est un minimum, car à rapidité plus petite la capacité des cellules diminue donc la largeur des fluctuations du bruit électronique diminue, par conséquent la gamme dynamique s'accroît. Mais on peut déjà conclure quant à l'utilité d'un système multigains à partir de la valeur trouvée dans (5.12) : il n'existe pas actuellement de convertisseur analogique-numérique d'au moins 16 bits travaillant à 40 MHz.

Il est intéressant de regarder également l'évolution du pourcentage d'énergie incidente déposée dans chacun des compartiments en fonction de l'énergie incidente. La figure 5.3 représente le pourcentage E_{S_i}/E de l'énergie incidente E déposée dans chaque compartiment (désignés par S1, S2 et S3) suivant la valeur de l'énergie incidente (échelles logarithmiques).

On déduit de la figure 5.3 que plus l'énergie E incidente de l'électron grandit plus la gerbe électromagnétique fuit vers l'arrière (diminution du pourcentage de l'énergie déposée dans le deuxième compartiment et augmentation concomitante du pourcentage dans le troisième compartiment). On déduit également de la figure 5.3, que l'énergie déposée dans le deuxième compartiment peut atteindre jusqu'à 70 % de l'énergie incidente de l'électron. Lorsque le détecteur ATLAS fonctionnera, un poids supplémentaire devra être rajouté aux énergies du troisième compartiment pour des électrons de plusieurs centaines de GeV : ce poids permettra de mieux estimer l'énergie perdue vers l'arrière du calorimètre.

5.2.2 Les différents systèmes multi-gains

Les systèmes à $n = 2, 3, 4$ gains sont linéaires et se caractérisent par l'ensemble de leurs gains $(G_n, G_{n-1}, \dots, G_1)$ chacun s'exprimant en ADC/GeV. Par convention G_n est le gain le plus faible qui s'appliquera à des signaux de grande énergie, et G_1 le gain le plus élevé qui s'appliquera aux signaux de plus basse énergie. Il est en fait plus commode de désigner un système multi-gains par le jeu des rapports de ses gains $(1 = G_n/G_n, G_{n-1}/G_n, \dots, G_1/G_n)$, puisqu'une fois le gain le plus faible déterminé, les autres se déduisent à l'aide des rapports correspondants. La détermination du gain le plus faible G_n dépend de la cellule et du nombre de bits du convertisseur analogique-numérique utilisé.

Le système à compression est un peu plus difficile à décrire : il ne correspond pas à une fonction (de l'énergie) linéaire par morceaux mais à une fonction affine par morceaux ; le jeu des rapports des gains ne le décrit donc pas complètement. La figure 5.4 représente les différents systèmes envisagés avec le jeu de leurs rapports de gains.

Les rapports des gains des systèmes à 3 et 4 gains donnés dans la figure 5.4 sont les rapports optimaux que nous déterminerons dans la section suivante. Les rapports du système bigain n'est pas donné sur la figure, car ce système a fait l'objet d'une attention particulière (voir la sous-section 5.3.3). Quant au modèle avec compresseur, les valeurs des gains et des points de rupture sont tirées de [34].

Deux paramètres interviennent dans la définition de ces différents systèmes :

- e_{max} l'énergie maximale déposée dans une cellule, déterminée dans la sous-section précédente.
- e_{min} la limite inférieure du domaine en énergie.

e_{min} est directement reliée à la valeur du gain et à la valeur du piedestal. Le piedestal est fixé à un cinquième de la plage d'entrée du convertisseur analogique-numérique. Ce choix permet de mesurer la partie négative⁴ de la réponse de la mise en forme au triangle g (définie dans la sous-section 2.4.5). L'intérêt de cette mesure est qu'elle permet de vérifier la stabilité dans le temps de la réponse d'une cellule (la partie négative est directement reliée à la vitesse de dérive, voir [22]). Les valeurs de e_{min} pour chaque compartiment et pour chaque système multi-gains linéaire sont consignées dans le tableau 5.2.

système	compart. 1	compart. 2	compart. 3
2 gains	-2 GeV	-20 GeV	-10 GeV
3 gains	-1 GeV	-8 GeV	-4 GeV
4 gains	-1 GeV	-6 GeV	-3 GeV

Tableau 5.2: Limite inférieure de l'échelle d'énergie dans chaque compartiment pour le gain le plus élevé.

5.2.3 Les différentes sources de bruit

Lorsque j'ai débuté mon étude, les options possibles pour la chaîne électronique de lecture du calorimètre électromagnétique d'ATLAS étaient les suivantes :

- soit un système multigains (2, 3 ou 4) linéaire suivi d'un pipeline analogique.

⁴appelée *undershoot* en anglais.

- soit un système avec compression suivi d'un pipeline numérique.

La figure 5.5 présente ces différentes options : le signal créé dans l'argon liquide est représenté par un générateur de courant et les différentes sources de bruit sont symbolisées par une flèche ondulée.

Du lieu de la création du signal jusqu'à la fin de l'étage qui le convertit, on rencontre les différents bruits suivants :

- le bruit d'empilement, dont la largeur des fluctuations dépend de la luminosité du LHC et de la pseudo-rapacité de la région étudiée. Il n'a pas été simulé.
- le bruit des préamplificateurs, dont la largeur des fluctuations a été calculée dans le cas du 0T. Les largeurs du bruit cellulaire données dans [30], permettent de calculer la largeur du bruit total dans chacun des trois compartiments d'un amas 3×7 situé à $\eta = 1.2$ (voir tableau 5.3).

compart. 1	compart. 2	compart. 3
16 MeV	71 MeV	71 MeV

Tableau 5.3: Largeur du bruit électronique dans chaque compartiment d'un amas 3×7 muni de l'électronique 0T.

La largeur du bruit électronique dans l'amas 3×7 est de 422 MeV.

- le bruit des pipelines, qui stockent les signaux sous forme de charge et dont les imperfections conduisent à l'addition de charges non désirées. Exprimé en volt, le bruit additionné est estimé à moins de 1 mV pour une plage d'excursion du signal de 4 V. Dans la suite, nous supposons que la précision des pipelines analogiques est de 12 bits⁵. La conversion du bruit exprimé en volts au bruit exprimé en énergie va dépendre du gain. Même si cette conversion est détaillée dans la sous-section suivante, je présente dans le tableau 5.4 les largeurs des fluctuations du bruit au sein des pipelines pour chacun des gains des systèmes linéaires⁶.
- le bruit cohérent, qui dans cette étude a été modélisé au niveau de l'étage de conversion et non au niveau des préamplificateurs. Ce bruit est partagé par toutes les cellules, comme par exemple, un bruit relié aux adresses dans les mémoires des pipelines. Pour cette raison, le même bruit gaussien est ajouté à l'énergie des 81 cellules d'un amas 3×7 . Les largeurs de fluctuation de ce bruit cohérent s'expriment en Volts ; j'ai utilisé trois valeurs différentes : 100 μ V, 250 μ V et 500 μ V pour une plage d'excursion du signal à l'entrée des pipelines de 4 V. De nouveau, l'expression de ces largeurs en GeV dépend du gain avec lequel le signal d'une cellule est amplifié.
- le bruit électronique des convertisseurs analogiques-numériques, qui ne correspondent qu'imparfaitement à la fonction partie entière *int* mathématique. De nombreuses imperfections peuvent affecter leurs performances : non linéarité

⁵car $\log_2 \left(\frac{4 \text{ V}}{1 \text{ mV}} \right) \simeq 12$.

⁶En prévision de l'étude spécifique du système 2 gains qui sera faite dans la sous-section 5.3.3, je précise que les valeurs du tableau 5.4 sont calculées dans le cas d'un système 2 gains (1, 32) associé à un convertisseur analogique-numérique 12 bits.

	compart. 1	compart. 2	compart. 3
2 gains	2 MeV	21 MeV	10 MeV
	73 MeV	730 MeV	366 MeV
3 gains	0.7 MeV	7 MeV	4 MeV
	7 MeV	73 MeV	36 MeV
	73 MeV	730 MeV	366 MeV
4 gains	0.5 MeV	5 MeV	3 MeV
	1.1 MeV	11 MeV	6 MeV
	18 MeV	180 MeV	92 MeV
	73 MeV	730 MeV	366 MeV

Tableau 5.4: Bruit électronique des pipelines analogiques exprimé en énergie dans chaque compartiment d'un amas 3×7 suivant le système linéaire multigain considéré.

différentielle, bruit des comparateurs, etc. Si l'on considère par exemple un convertisseur analogique-numérique moderne (voir [35]) à +25°, la largeur des fluctuations du bruit d'origine thermique correspond à un tiers d'un intervalle de quantification (désigné aussi par LSB, acronyme anglais de *least significant bit*). Pour modéliser tous ces effets, un bruit gaussien de 0.41 LSB d'écart quadratique moyen est ajouté.

5.3 Résultats

Un système multi-gains sera jugé comme fournissant une précision suffisante sur toute la gamme d'énergie s'il ne dégrade pas "trop" la résolution en énergie du calorimètre. La détermination quantitative de ce critère est donc la première étape de notre analyse. Celui-ci fait l'objet de la sous-section 5.3.1. Je décris ensuite la façon dont les résultats ont été obtenus, avec les différents paramètres que j'ai pu faire varier (sous-section 5.3.2). L'ensemble des résultats finalement obtenus correspond à une cinquantaine de diagrammes. Seuls les plus significatifs sont présentés ici, la totalité des résultats faisant l'objet de la publication [36]. Une attention particulière est portée sur les systèmes 2 et 3 gains (sous-sections 5.3.3 et 5.3.4). Enfin, l'influence du filtrage numérique et du bruit cohérent sur le bruit de quantification d'un système multi-gains sont discutés.

5.3.1 Critère de test

Nous voulons que le bruit de quantification ne dégrade pas de manière significative la résolution en énergie du calorimètre. Ceci se traduit quantitativement par le fait que la résolution en énergie du calorimètre soit dégradée de moins de 5 % :

$$\frac{\sigma_q}{E} \leq \frac{1}{3} \frac{\sigma_E}{E} \quad (5.13)$$

$\frac{\sigma_E}{E}$ est la résolution du calorimètre paramétrée suivant :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (5.14)$$

où :

- a est le terme de bruit total dans l'amas défini comme étant la somme des largeurs des fluctuations du bruit d'empilement et du bruit électronique. Les différentes valeurs utilisées pour a sont celles du tableau 4.1.
- b est le terme d'échantillonnage relié à la géométrie du calorimètre. L'ajustement de ce terme aux données simulées donne une valeur de 10 %.
- c est le terme constant qui représente les imperfections du calorimètre (géométrie, étalonnage, etc.). Les deux valeurs choisies pour c sont 0.5 % (valeur que ATLAS s'est fixée d'atteindre, voir [15]).

Pour chacune des énergies simulées, le bruit de quantification au sein d'un amas 3×7 a été calculé pour chaque système d'échantillonnage (échantillonneur bloqueur, ou échantillonneur multiple associé à un filtrage numérique) associé à chaque système multi-gains. La comparaison de la valeur obtenue avec le tiers de la résolution en énergie est alors effectuée.

5.3.2 Construction des résultats

Des électrons d'énergie $E = 1, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000$ et 2000 GeV ont été simulés à $\eta = 0.4$ avec le logiciel de simulation DICE95. Un lot spécial d'électrons de 150 GeV d'énergie a été construit⁷ à partir des lots de 100 et 150 GeV dans le but d'étudier spécialement le système bigains. L'énergie de chacune des cellules est traitée par un programme qui met en œuvre les différents modèles de système multigains. Deux traitements ont été effectués :

système échantillonneur bloqueur : si l'on considère l'énergie déposée dans une cellule, on commence par lui ajouter le bruit de préamplification (pris gaussien). Le résultat est alors présenté à l'entrée de l'étage de conversion. Le gain approprié est déterminé et le bruit du pipeline analogique est ajouté (pris gaussien, avec une largeur qui exprimée en unité d'énergie dépend du gain). Le bruit électronique du convertisseur analogique-numérique (pris gaussien) ainsi que le bruit cohérent sont finalement ajoutés avant la conversion numérique. Le résultat divisé par la valeur du gain sélectionné nous redonne alors une grandeur exprimée en unité d'énergie que l'on compare finalement à l'énergie originelle de la cellule. On obtient ainsi l'erreur de quantification ϵ_q^{ϕ} pour une cellule.

système échantillonneur multiple : la réponse de la mise en forme au triangle est échantillonnée huit fois ; chacun des échantillons va être multiplié par la valeur

⁷Appelons e_{100} et σ_{100} (resp. e_{200} et σ_{200}) l'énergie mesurée et la résolution dans un amas 3×7 pour des électrons de 100 GeV (resp. 200 GeV). En utilisant des ajustements paramétriques de l'énergie et de la résolution, on calcule l'énergie moyenne e_{150} attendue et la résolution énergétique σ_{150} attendue pour des électrons de 150 GeV. On détermine alors α et β , les poids à appliquer aux lots de 100 GeV et 200 GeV, de la façon suivante :

$$\begin{cases} \alpha e_{100} + \beta e_{200} = e_{150} \\ \alpha \sigma_{100} \oplus \beta \sigma_{200} = \sigma_{150} \end{cases} \quad (5.15)$$

L'énergie de chacune des cellules du lot de 150 GeV ntuple est obtenue en effectuant la combinaison linéaire pondérée des énergies des mêmes cellules dans les lots de 100 et 200 GeV. Dans le cas présent, les valeurs des poids obtenues sont $\alpha = 1.35$ et $\beta = 0.077$.

de l'énergie déposée dans une cellule. Considérons maintenant un échantillon. On lui additionne le bruit de préamplification supposé gaussien et non corrélé entre échantillons. Le gain est ensuite déterminé au regard de la valeur du troisième échantillon (celui au pic de la réponse, cf. la figure 2.16). Le bruit du pipeline analogique supposé gaussien et non corrélé entre les échantillons est alors ajouté. Le bruit du convertisseur analogique-numérique et le bruit cohérent sont alors additionnés à l'échantillon, avant que chacun soit converti numériquement puis réexprimé en unité d'énergie de la même façon que plus haut. La combinaison linéaire pondérée des échantillons est alors calculée en utilisant le jeu de coefficient suivant la luminosité sélectionnée (les valeurs des coefficients sont données dans le tableau 4.15). Le résultat est enfin comparé à la combinaison linéaire pondérée des échantillons originaux. On obtient ainsi l'erreur de quantification ϵ_q^{ϕ} pour une cellule.

La somme de toutes les erreurs cellulaires donne alors l'erreur de quantification ϵ_q dans l'amas 3×7 pour un événement. Notons que le processus de quantification est supposé n'introduire aucune corrélation entre les cellules ou les échantillons. En considérant tous les événements simulés à une énergie fixée, on calcule la largeur σ_q de la variable ϵ_q .

La mise en œuvre de cette méthode pour les différents systèmes multi-gains selon le système d'échantillonnage (échantillonneur bloqueur/échantillonneur multiple + filtrage numérique avec les coefficients choisis en fonction de la luminosité \mathcal{L}_0 ou $\mathcal{L}_0/10$), suivant le nombre de bits du convertisseur analogique-numérique (10/12/14 bits) et suivant la largeur du bruit cohérent (100 μV /250 μV /500 μV pour une excursion de 4 V) conduit à une foule de diagrammes (50!). Ceux-ci sont consignés en totalité dans la publication [36].

5.3.3 Étude particulière du système à 2 gains

Parmi les systèmes multigains présentés, le modèle 2 gains est le premier qui fut développé pour la calorimétrie argon liquide d'ATLAS. Il a servi notamment dans les prises de données effectuées en faisceau-test (cf. le chapitre précédent). Les rapports des gains utilisés étaient (1,10). J'ai donc porté une attention particulière au cas du système bigains.

Différents rapports de gains (1,16), (1,32), (1,48), (1,64) ainsi que différents types de convertisseurs analogiques-numériques, 12 et 14 bits, ont été utilisés. La figure 5.6 présente la comparaison entre le bruit de quantification ramené à l'énergie σ_q/E et la résolution en énergie σ_E/E pour différentes valeurs des rapports des gains, dans le cas d'un filtrage numérique optimal à haute luminosité, \mathcal{L}_0 .

On déduit de la figure 5.6, que le jeu des rapports des gains (1,32) est celui qui vérifie au mieux le critère (5.13) sur toute l'échelle d'énergie (1 LSB = 23 MeV pour le gain le plus élevé dans le deuxième compartiment avec un convertisseur 12 bits). Un convertisseur de 14 bits procure une amélioration de seulement 20 % par rapport à un convertisseur de 12 bits au découpage quatre fois plus grossier; en effet, le bruit du convertisseur analogique-numérique est dominé par celui du pipeline.

On regarde ensuite ce que les performances du système bigains (1,32) 12 bits deviennent en présence d'un bruit cohérent de 250 μV de largeur et lorsqu'on utilise le filtrage numérique optimal adapté à la haute luminosité (voir 5.7).

On déduit de la figure 5.7 que le système bigain valide difficilement le critère (5.13) sur toute la plage en énergie. La marge de sécurité est donc faible.

5.3.4 Étude particulière du système à 3 gains

À l'instar du système 2 gains, une première étape consiste à déterminer un jeu de rapport de gains optimal en absence de bruit cohérent. La figure 5.8 présente la comparaison entre le bruit de quantification de systèmes 3 gains définis avec les rapports (1, 5, 50), (1, 8, 64), (1, 8, 96).

On déduit de la figure 5.8 que le jeu de rapport de gains qui permet de valider au mieux notre critère sur toute la gamme d'énergie est le jeu (1,8,96). À basse énergie, le comportement du bruit de quantification rapporté à l'énergie est en $(40 \text{ MeV})/E$.

Voyons comment se comporte maintenant le bruit de quantification de ce système en présence d'un bruit cohérent de $250 \mu\text{V}$ (voir figure 5.9).

La présence de bruit cohérent contribue à dégrader le bruit de quantification, notamment à basse énergie où son comportement, rapporté à l'énergie, est en $(60 \text{ MeV})/E$, 50% moins bon qu'en absence de bruit cohérent. Mais cette dégradation reste insuffisante pour violer notre critère.

Je montre également (voir [36]), dans le cas du système 4 gains, que le jeu des rapports (1,4,24,128) et l'utilisation d'un ADC 10 bits permettent également de valider notre critère pour les deux luminosités nominales et pour les trois valeurs du bruit cohérent. Mais la présence d'un gain supplémentaire par rapport au système 3 gains rend plus difficile l'étalonnage de la chaîne de lecture du calorimètre.

5.3.5 Comportement du bruit de quantification à basse énergie

À basse énergie, toutes les cellules d'un amas 3×7 sont mesurées avec le gain le plus élevé et ce quelque soit le système multigains considéré. Dans cette région, le gain ne varie pas et donc le comportement du bruit de quantification relatif σ_q/E sera en $1/E$. Or dans cette gamme d'énergie, la résolution du calorimètre est dominée par le bruit des préamplificateurs. Le tableau 5.5 présente une comparaison entre le terme de bruit électronique et le bruit de quantification σ_q dans le cas d'utilisation d'un échantillonnage multiple à haute luminosité \mathcal{L}_0 .

	2 gains (32,1) 12 bits	2 gains (32,1) 14 bits	3 gains	4 gains	compresseur
σ_q (MeV)	118	91	40	60	201
bruit (MeV)	296				

Tableau 5.5: Comparaison entre le bruit électronique et le bruit de quantification à basse énergie.

Nous déduisons du tableau 5.5 que le système à compresseur et le système 2 gains (1,32) 12 bits violent notre critère, car leur bruit de quantification est supérieur au tiers du bruit total.

5.3.6 Effet du filtrage numérique

À basse énergie, l'échantillonnage multiple associé au filtrage numérique optimal conduit aussi bien à une diminution du bruit total que du bruit de quantification. Mais cette réduction n'est pas symétrique: le filtrage numérique réduit plus le bruit total que

le bruit de quantification, spécifiquement à basse luminosité. Ce dernier effet se comprend dans la mesure où le bruit total se réduit au bruit électronique à basse luminosité, et que le filtrage numérique devient particulièrement performant sur un bruit dont les corrélations sont négatives. Pour cette raison, le critère (5.13) devient plus dur à valider à basse énergie.

En revanche, le multiple échantillonnage conduit à une amélioration à plus haute énergie. La résolution en énergie du calorimètre devient équivalente au terme d'échantillonnage puis au terme constant, dont les valeurs sont indépendantes des coefficients de pondération. Mais le bruit de quantification décroît entre l'utilisation d'un seul échantillon et l'utilisation de huit échantillons. Sa décroissance est directement relié à \mathcal{N} , la norme euclidienne du vecteur des coefficients (cf. le tableau 4.15). Le tableau 5.6 suivant illustre cet effet dans le cas du système à compression.

	σ_q	$(\sigma_q)/(\sigma_q)_{1\text{échantil.}}$	\mathcal{N}
1 échantil.	3.57 GeV	1	1
8 échantil. @ $\frac{\mathcal{L}_0}{10}$	2.74 GeV	0.77	0.72
8 échantil. @ \mathcal{L}_0	2.83 GeV	0.79	0.75

Tableau 5.6: Bruit de quantification d'un compresseur suivant le nombre d'échantillons.

5.3.7 Effet du bruit cohérent

Nous avons considéré un bruit cohérent partagé par toutes les cellules d'un amas 3×7 , avec 48 cellules dans le premier compartiment, 21 cellules dans le deuxième compartiment et 12 dans le troisième. Nous avons supposé que ce bruit cohérent est non corrélé entre les échantillons. À basse énergie, toutes les cellules sont dans le gain le plus élevé G_1 . Appelons $R = G_1/G_n$ le rapport des gains le plus élevé sur le moins élevé. Si nous exprimons la largeur du bruit cohérent en volts, appelons F la fraction de l'échelle des 4 V qu'elle représente. L'utilisation du filtrage numérique adapté à la haute luminosité \mathcal{L}_0 permet d'exprimer la largeur totale σ_{coh}^{tot} du bruit cohérent dans un amas 3×7 en unité d'énergie selon la relation :

$$\sigma_{coh}^{tot} = \frac{F\mathcal{N}}{R} (48e_{max}^{S1} + 21e_{max}^{S2} + 12e_{max}^{S3}) \quad (5.16)$$

Cette dernière relation se traduit numériquement de la façon suivante :

- pour un bruit cohérent de $100 \mu\text{V}$ de largeur : $\sigma_{coh}^{tot} = \frac{1.79}{R} \text{ GeV}$.
- pour un bruit cohérent de $250 \mu\text{V}$ de largeur : $\sigma_{coh}^{tot} = \frac{4.47}{R} \text{ GeV}$.
- pour un bruit cohérent de $500 \mu\text{V}$ de largeur : $\sigma_{coh}^{tot} = \frac{8.94}{R} \text{ GeV}$.

On peut alors calculer l'influence du bruit cohérent sur le bruit de quantification à haute luminosité lorsqu'un filtrage numérique optimal est utilisé. Si σ_q^{sans} est la largeur du bruit de quantification en l'absence de bruit cohérent, alors la largeur du bruit de

quantification σ_q^{avec} en présence de bruit cohérent peut se calculer à partir de σ_q^{sans} et de σ_{coh}^{tot} de la façon suivante :

$$\sigma_q^{avec} = \sigma_q^{sans} \oplus \sigma_{coh}^{tot} \quad (5.17)$$

La comparaison entre la largeur du bruit de quantification σ_q^{avec} simulée et celle calculée à partir (5.17) est effectuée au sein du tableau 5.7.

système	\mathcal{L}_0		
	bruit cohérent	b.d.q. simulé	b.d.q. calculé
2 gains	0 μV	119 MeV	
	100 μV	127 MeV	131 MeV
	250 μV	174 MeV	184 MeV
	500 μV	290 MeV	304 MeV
3 gains	0 μV	40 MeV	
	100 μV	44 MeV	44 MeV
	250 μV	60 MeV	61 MeV
	500 μV	97 MeV	100 MeV
4 gains	0 μV	59 MeV	
	100 μV	60 MeV	61 MeV
	250 μV	66 MeV	69 MeV
	500 μV	87 MeV	91 MeV

Tableau 5.7: Comparaison entre la largeur du bruit de quantification (b.d.q.) simulé et celui calculé dans le cas d'un filtrage numérique adapté à haute luminosité \mathcal{L}_0 .

Modulo l'hypothèse faite que le bruit cohérent soit uniformément partagé entre les 81 cellules d'un amas 3×7 , nous pouvons conclure que :

- l'influence du bruit cohérent sur le bruit de quantification est indépendante du type de convertisseur analogique-numérique utilisé (nombre de bits).
- l'influence du bruit cohérent décroît à mesure que le rapport entre le plus haut gain G_1 et le plus bas gain G_n s'accroît.
- un calcul simple permet de donner une bonne estimation du bruit de quantification dans un amas 3×7 en présence de bruit cohérent.

5.4 Conclusion

La recherche d'un éventuel boson Z' dans un domaine de masse allant jusqu'à 5 TeV implique que la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique soit capable de traiter des signaux issus de dépôt d'énergie pouvant atteindre 3 TeV dans le deuxième compartiment.

Mais ce traitement ne doit pas impliquer une dégradation des performances du calorimètre ; il faut que les mesures soient effectuées avec une précision suffisante sur toute la gamme d'énergie possible. Or, ceci nécessite des convertisseurs analogiques-numériques de 17 bits travaillant à 40 MHz qui n'existent pas actuellement.

Une solution consiste à utiliser un système multi-gains permettant de découper la gamme en différentes sous-gammes, sur lesquelles un convertisseur de moindre précision pourrait suffir. La minimisation du bruit de quantification en comparaison de la résolution en énergie du calorimètre paraît alors comme étant le critère de sélection d'un tel système.

À partir de ce point de départ, j'ai montré qu'un système 3 gains de rapports (1,8,96) associé à un convertisseur de 12 bits permettait d'atteindre la précision exigée. Ce travail a permis à la collaboration internationale Liquid Argon chargée du développement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS de choisir en 1996 le système multi-gains le mieux adapté au cahier des charges du calorimètre, en l'occurrence un système 3 gains de rapports (1,10,100) associé à un convertisseur 12 bits.

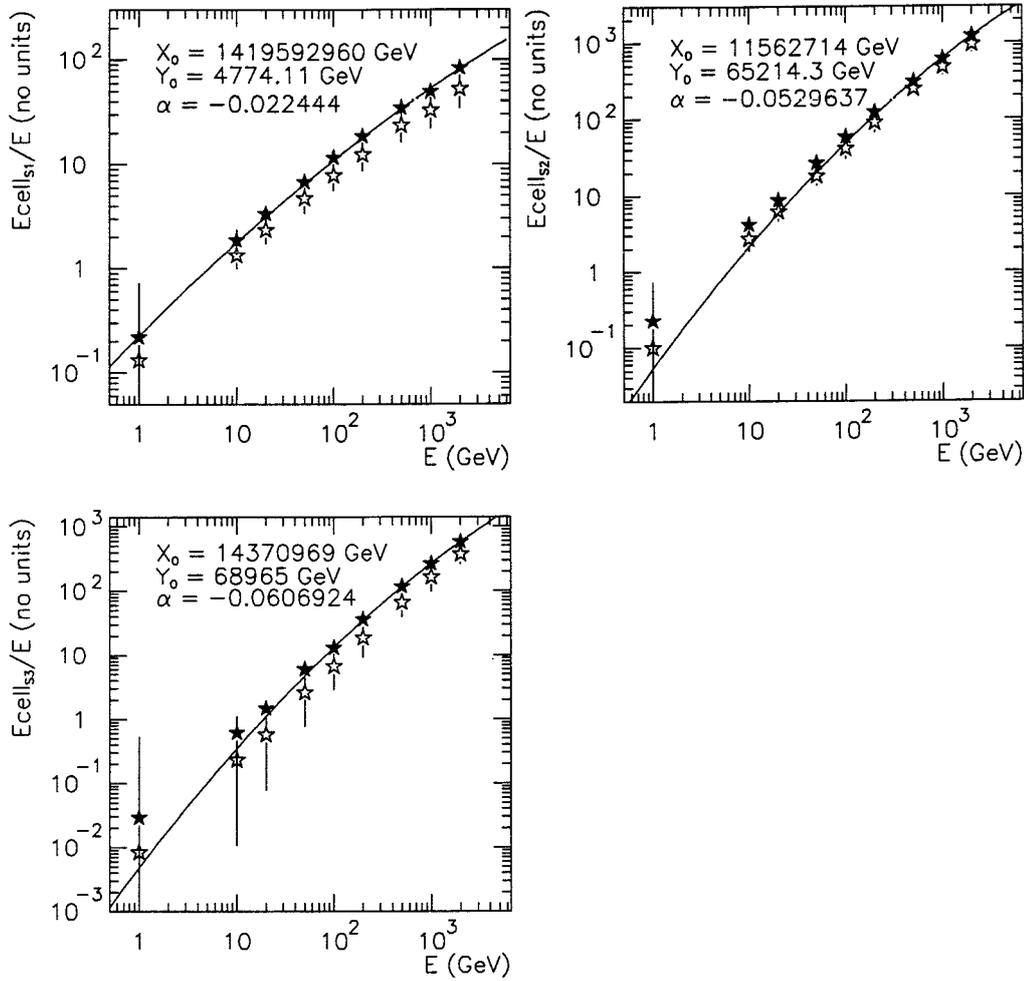


Figure 5.2: Évolution de $e_{max}^{S_i}(E)$ en fonction de l'énergie incidente E des électrons (symboles \star) et de la valeur moyenne de l'énergie $E_{\phi}^{S_i}$ déposée dans la cellule la plus énergétique en fonction de E (étoiles pentagonales blanches).

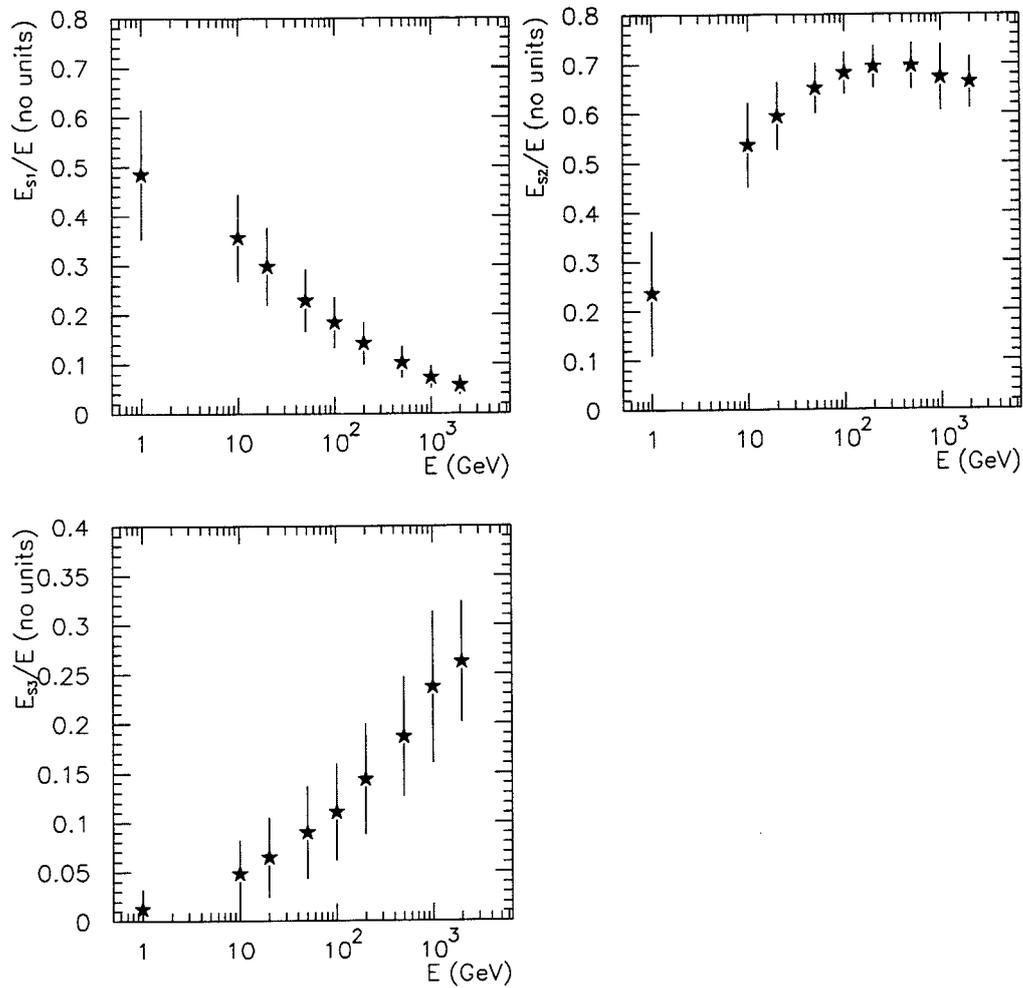
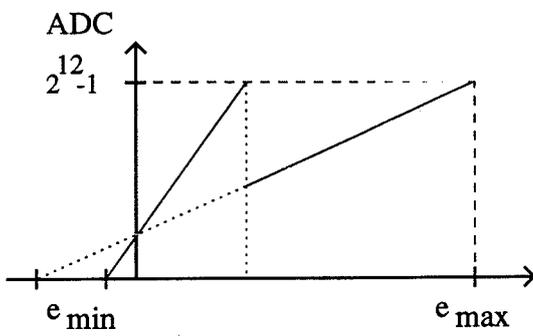
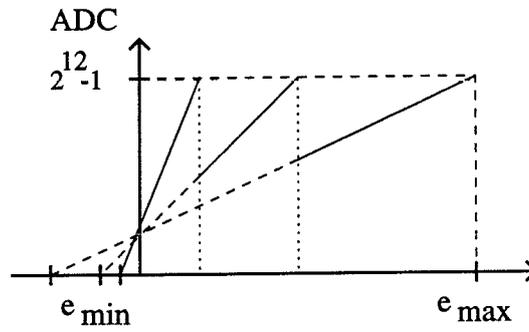


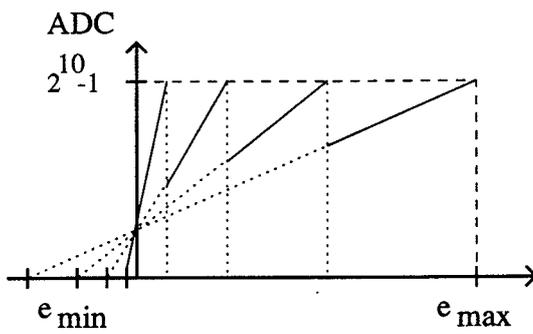
Figure 5.3: Pourcentage de l'énergie incidente déposée dans chaque compartiment.



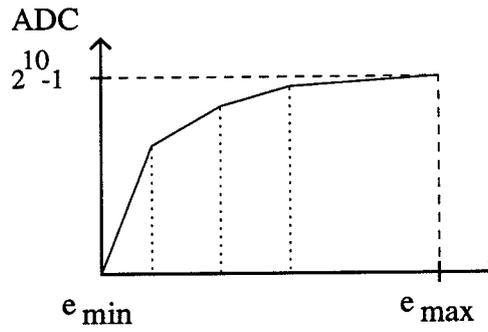
2 gains



3 gains (1,8,96)



4 gains (1,4,24,128)



compresseur (1,3,19,190)

Figure 5.4: Systèmes à 2, 3, 4 gains et à compression avec leur jeu de rapports de gains.

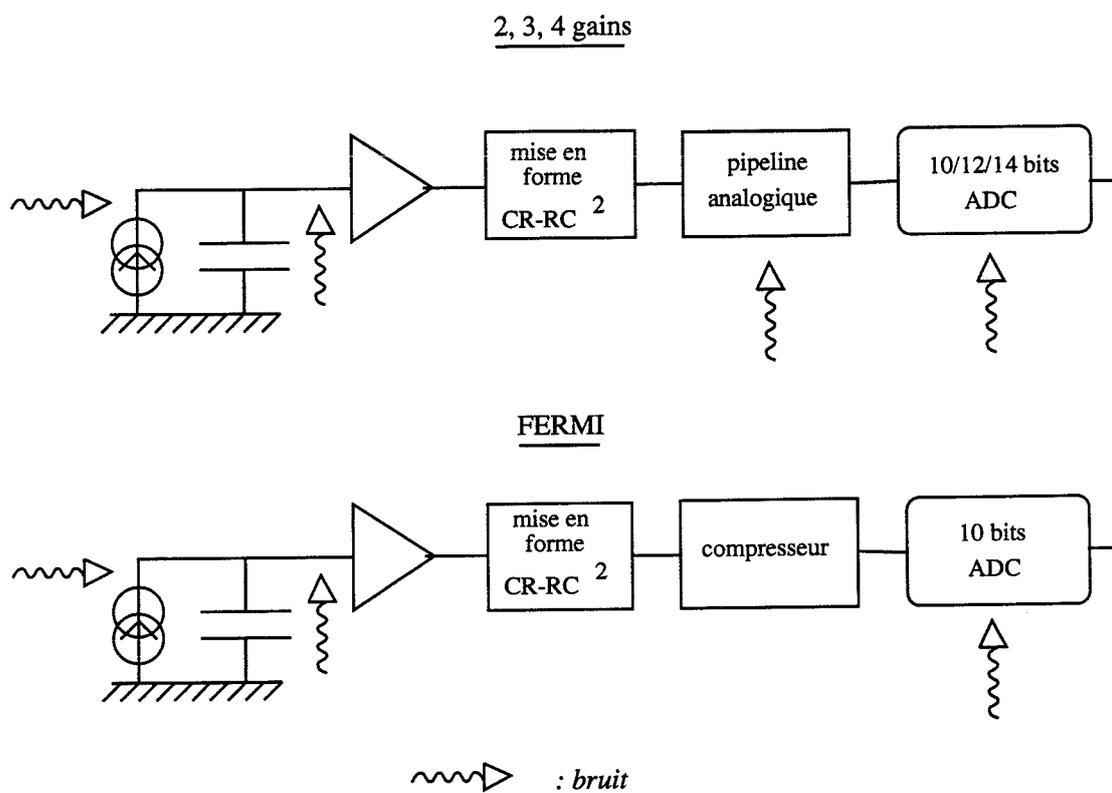


Figure 5.5: Systèmes à 2, 3, 4 gains et compression avec leurs bruits associés.

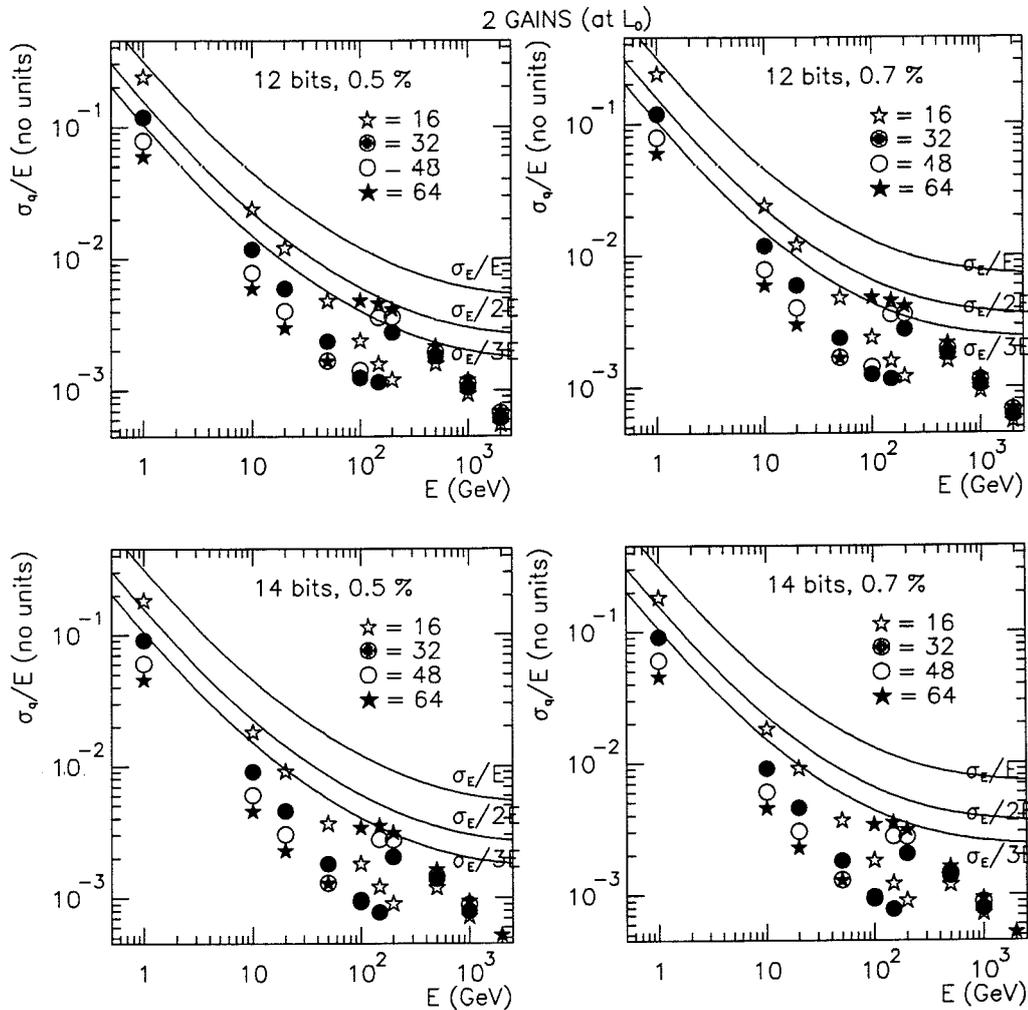


Figure 5.6: Les symboles *étoiles pentagonales blanches*, \star , \bullet , \circ représentent le rapport du bruit de quantification rapporté à l'énergie en fonction de l'énergie pour les différents lots d'électrons simulés. Le filtrage numérique optimal à haute luminosité a été utilisé. Les résultats associés à l'utilisation d'un ADC 12 bits ou 14 bits sont séparés. La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ du calorimètre figure avec les valeurs de 0.5% et 0.7% de terme constant.

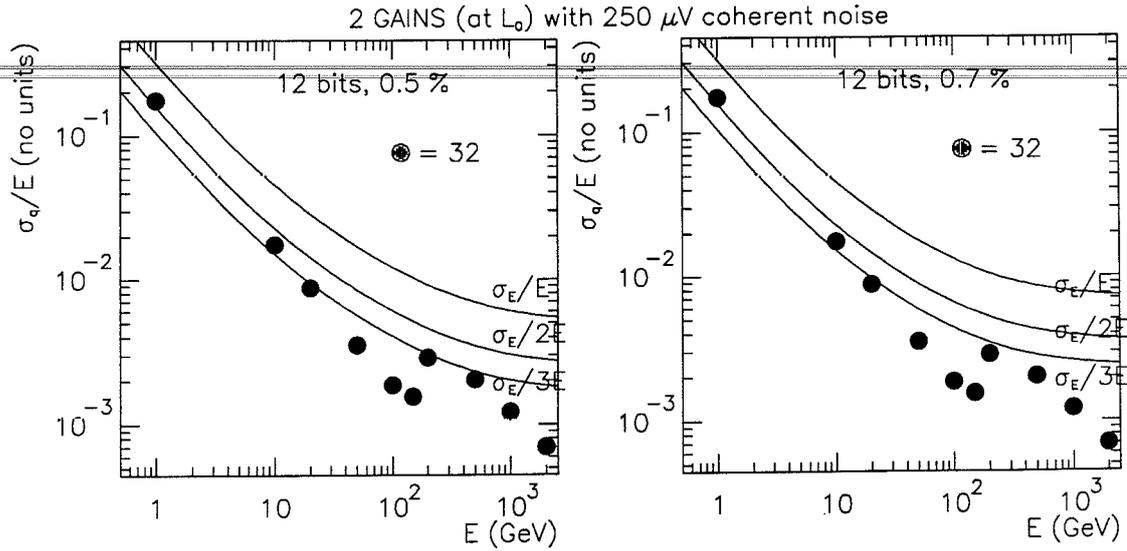


Figure 5.7: Les points noirs \bullet représentent le bruit de quantification rapporté à l'énergie pour les différentes énergies des électrons simulés dans le cas d'un système 2 gains (1,32) 12 bits. Le filtrage numérique optimal adapté à la haute luminosité est utilisé et un bruit cohérent de $250 \mu\text{V}$ est ajouté. Les résultats sont dupliqués pour comparaison avec une résolution du calorimètre comportant un terme constant de 0.5% ou de 0.7%.

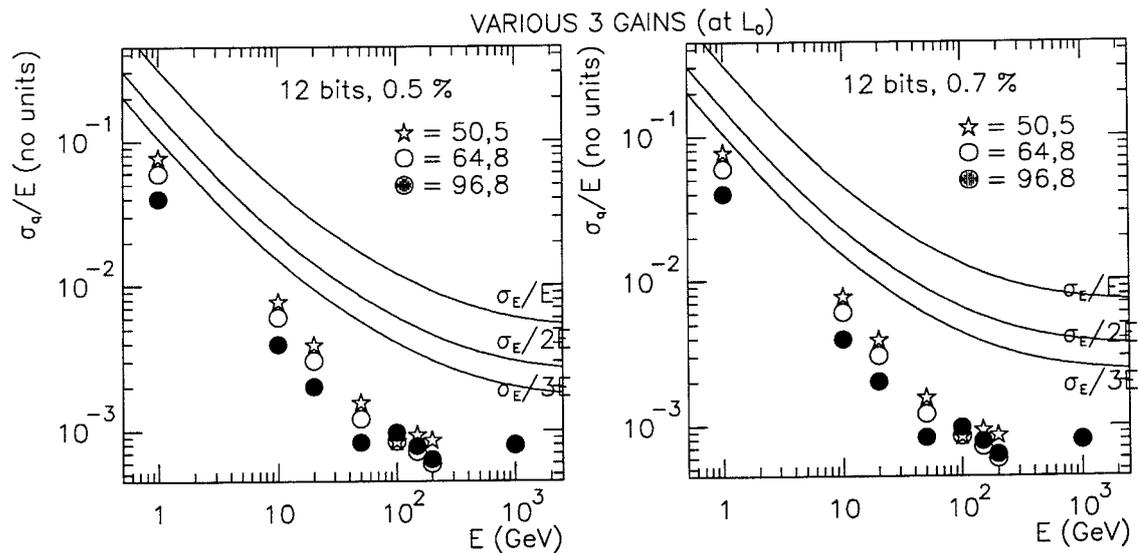


Figure 5.8: Évolution du bruit de quantification en fonction de l'énergie pour un système 3 gains 12 bits associé à un filtrage numérique adapté à la haute luminosité: les symboles étoiles pentagonales blanches, \star , \bullet , \circ sont associés à différents jeux de rapport de gains. La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ du calorimètre figure avec les valeurs de 0.5% et 0.7% de terme constant.

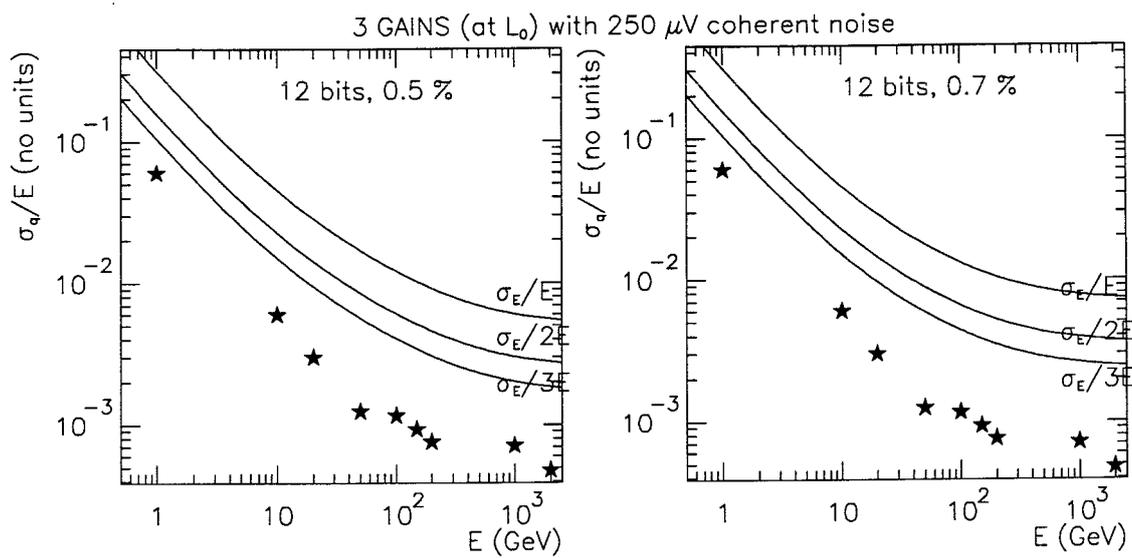


Figure 5.9: Évolution du bruit de quantification (\star) en fonction de l'énergie pour un système 3 gains 12 bits associé à un filtrage numérique adapté à la haute luminosité. Un bruit cohérent de 250 μV a été ajouté. La résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$ du calorimètre figure avec les valeurs de 0.5% et 0.7% de terme constant.

Chapitre 6

L'étalonnage du calorimètre électromagnétique

La recherche du boson de Higgs et d'éventuels bosons W' et Z' des théories de grande unification implique une bonne résolution du calorimètre électromagnétique sur une grande gamme d'énergie. En particulier, il a été montré¹ qu'un **terme constant** inférieur à 1% constituait un critère essentiel.

Or, que recouvre exactement ce terme constant? Il recouvre tout ce qui concerne les non-uniformités des réponses non corrigées des près de deux cent mille cellules du calorimètre (voir la sous-section 2.3.7). L'étalonnage doit prendre en compte tous ces effets afin d'obtenir une estimation de l'énergie la plus précise possible.

La méthode suivie pour effectuer l'étalonnage complet du calorimètre est la suivante :

1. **Étalonnage en faisceau** : près d'un sixième des modules du calorimètre sont testés en faisceau. Les autres modules sont supposés mécaniquement identiques (hypothèse fondée sur le soin apporté à la construction) et électroniquement identiques (les cartes d'étalonnage sont soumis à une série de tests électroniques). L'utilisation concomitante du système d'étalonnage électronique et de faisceaux d'électrons d'énergies variées permet d'accéder à la connaissance du rapport (I/E) (cf. chapitre 3). Ces tests permettent également de valider la simulation informatique du calorimètre.
2. **Transport de l'étalonnage** : une fois le calorimètre installé dans son site définitif, le système électronique d'étalonnage permet de "transporter" l'étalonnage réalisé en faisceau. Mais la valeur finale de l'énergie reconstruite, bâtie à partir des constantes transportées, est une énergie de type **faisceau test** et non une énergie de type **ATLAS** : les effets dus à la matière placée devant le calorimètre, au champ magnétique solénoïdal, et au changement du cryostat par rapport à celui du faisceau test ne sont pas pris en compte.
3. **Ajustement final** : afin d'intégrer ces effets dans l'étalonnage du calorimètre, on réalise le réglage final *in situ* des constantes d'étalonnage à l'aide d'un signal de physique. Par exemple :
 - e^\pm isolés + mesures de deux détecteurs indépendants : la comparaison pour des électrons isolés de l'énergie mesurée par le calorimètre avec l'impulsion mesurée

¹Voir [15].

par le détecteur de traces (méthode dite E/p) permet d'étalonner le calorimètre électromagnétique une fois le détecteur de traces étalonné. Cette méthode utilise les mesures de deux détecteurs de nature différente et donc peut présenter *a priori* l'inconvénient de transporter un étalonnage imparfait d'un détecteur à un autre. Un autre inconvénient réside dans la mauvaise connaissance du champ magnétique à grande rapidité, où les effets de bords rompent son uniformité; l'étalonnage des extrémités du tonneau et des bouchons devient donc plus délicate. Même si ces deux inconvénients existent, l'expérience CDF auprès du TEVATRON a réussi à étalonner son calorimètre électromagnétique suivant cette méthode (voir [37]).

- e^\pm de désintégration d'un Z^0 + mesures d'un détecteur : la connaissance précise de la masse du $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, héritage des mesures de précision de LEP permet d'étalonner à l'aide de la masse reconstruite le calorimètre électromagnétique **indépendamment** des autres détecteurs. L'expérience DØ auprès du TEVATRON n'utilisant pas de champ magnétique pour mesurer l'impulsion des particules chargées a recouru à cette méthode pour étalonner son calorimètre à échantillonnage uranium-argon (voir [38]).

Au LHC, la fréquence moyenne attendue des événements $Z^0 \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu$) qui passent² les niveaux de décision 1, 2 et 3 est de 13 Hz à haute luminosité (voir page 147 dans [11]). En une journée de fonctionnement, pas moins d'un million de Z^0 pourront être ainsi collectés. Le nombre important d'électrons produits par ces événements permet d'envisager un balayage suffisant de tout le calorimètre pour pouvoir déterminer avec précision toutes les constantes d'étalonnage à partir de la masse reconstruite du Z^0 en électron et positron.

Les questions que l'on doit se poser par rapport à cette méthode sont les suivantes :

1. comment détermine-t-on effectivement les constantes d'étalonnage du calorimètre et avec quelle précision?
2. quelle est l'influence de différents effets physiques (Bremsstrahlung interne, événement sous-jacent, empilement)?

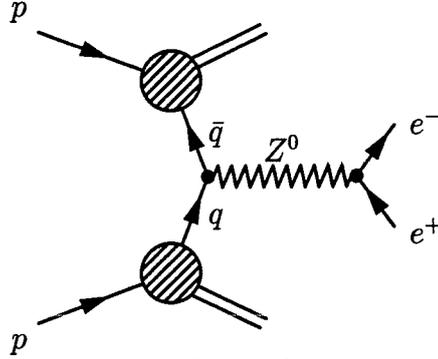
Pour répondre à ces questions, une campagne de simulation a été réalisée; près de 20000 événements ont ainsi été simulés et reconstruits. Le détail de cette campagne et des principales caractéristiques des électrons simulés font l'objet de la section 6.1. La méthode de détermination des constantes d'étalonnage est ensuite exposée dans la section 6.2. Les résultats obtenus et la sensibilité de l'algorithme à différents paramètres sont ensuite discutés dans les sections 6.3, 6.4 et 6.5. Mais le travail résumé dans ce chapitre ne constitue qu'une première étude où seul le Bremsstrahlung interne a été simulé. Les améliorations ainsi que les prolongements éventuels de cette étude font l'objet de la conclusion 6.6.

²Avec les coupures appliquées à chaque lepton l : $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

6.1 Les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

6.1.1 Constitution du lot d'étude

Au LHC, la production du Z^0 se fait essentiellement par fusion d'un quark et d'un antiquark de même saveur, l'antiquark étant issu de la "mer".



Au niveau simulation, la production des événements s'est effectuée en plusieurs étapes afin de rendre compte de ce processus et de la reconstruction de ses produits de désintégration :

1. **génération** des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ à l'aide du générateur PYTHIA (voir [39]), et addition du Bremsstrahlung interne à l'aide de PHOTOS (voir [40]). Afin de diminuer le temps de calcul ultérieur, il n'y pas eu d'étude de l'effet possible des autres particules de l'événement sur la mesure. Les événements finalement sélectionnés vérifient les coupures suivantes :

$$\begin{cases} |\eta_{e^\pm}| < 2.5 \\ p_T(e^\pm) > 18 \text{ GeV} \\ m_{e^+e^-} > 70 \text{ GeV} \end{cases} \quad (6.1)$$

2. **reconstruction** des événements obtenus à l'aide de la simulation GEANT complète du détecteur ATLAS. Afin d'économiser du temps de calcul, les valeurs des seuils de coupures de GEANT ont été adaptés pour ATLAS ($\times 10$).

Un lot de 19328 événements a été ainsi constitué. Les énergies des électrons et des éventuels photons de rayonnement interne ont été reconstruits dans des amas 3×7 (voir le tableau 2.4). Pour associer les e^\pm de la génération aux amas du calorimètre reconstruits, on utilise les impulsions de la génération, car les informations du détecteur interne n'ont pas été exploitées. Il faut comparer le barycentre des amas par rapport à la position extrapolée depuis les vertex de création. Le barycentre est calculée à l'aide des estimateurs $\eta_{3 \times 7}^{S2}$ et $\phi_{3 \times 7}^{S2}$ déjà rencontrés dans la sous-section 2.3.6; la position extrapolée est calculée à partir des impulsions de la génération en tenant compte du champ magnétique solénoïdal de 2 T et du rayon auquel se trouve le milieu du deuxième compartiment. Pour simplifier les notations, je désignerai dorénavant les coordonnées reconstruites d'un électron par $(\eta_{amas}^{S2}, \phi_{amas}^{S2})$ et les coordonnées extrapolées par $(\eta_{extra}^{S2}, \phi_{extra}^{S2})$. Pour obtenir nos constantes à partir des Z^0 , on n'utilisera dans la suite que les vecteurs directeurs des leptons à la génération.

Les événements que j'ai retenus sont ceux pour lesquels chaque lepton se trouvait dans le **tonneau** électromagnétique, et plus exactement dans la partie du tonneau ayant une

profondeur d'au moins 24 longueurs de radiation. Je réclame ensuite que chaque lepton ait une position reconstruite à mieux d'une cellule de la position extrapolée. Ceci se traduit par les coupures (6.2).

$$\begin{cases} |\eta_{amas}^{S2}| < 1.2 \\ |\eta_{amas}^{S2} - \eta_{extra}^{S2}| < \Delta\eta_{\eta}^{S2} = 0.025 \\ |\phi_{amas}^{S2} - \phi_{extra}^{S2}| < \Delta\phi_{\phi}^{S2} = 0.02456 \end{cases} \quad (6.2)$$

La figure 6.1 présente les distributions des différences angulaires pour chaque type de leptons après applications des coupures (6.2).

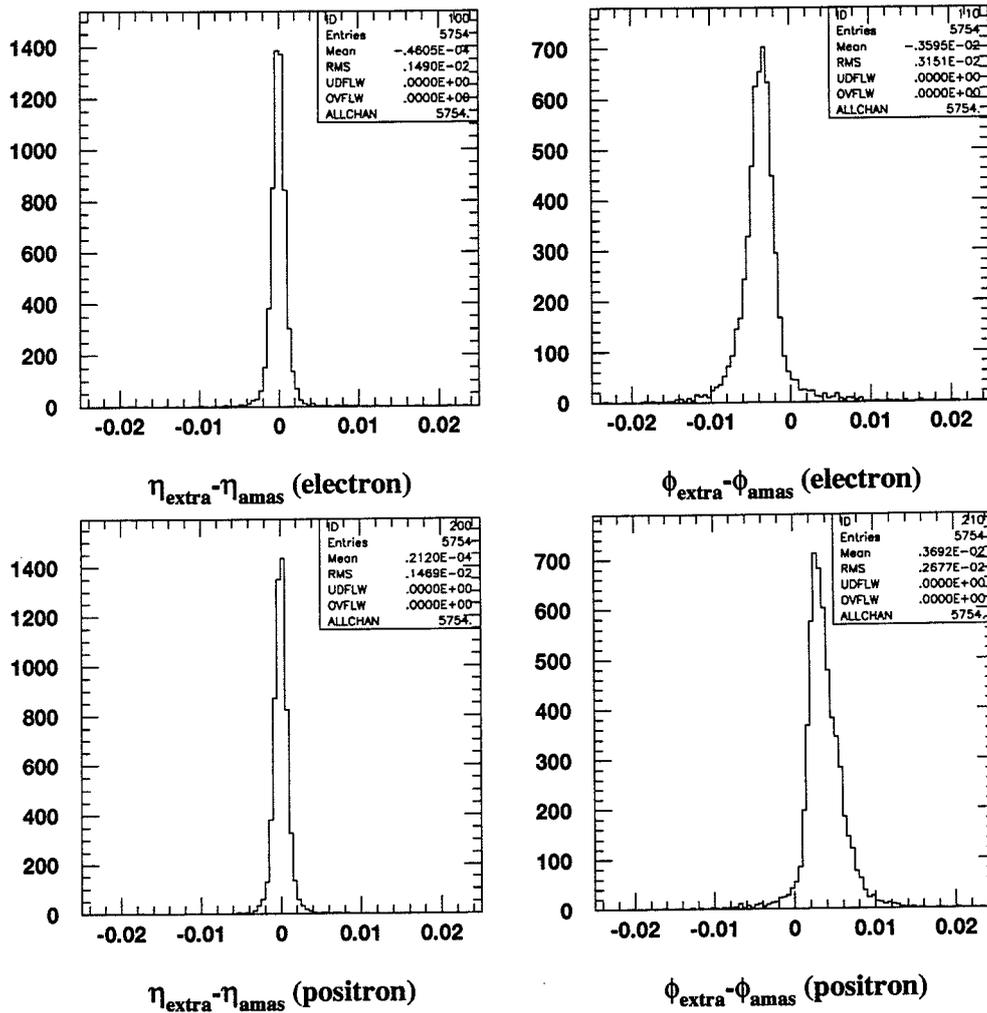


Figure 6.1: Comparaison entre les coordonnées reconstruites dans l'amas et les coordonnées extrapolées pour chaque type de lepton (e^{\pm}).

On déduit de la figure 6.1 que :

- la coupure³ sur les écarts angulaires n'est pas drastique, puisque les distributions ne sont pas tronquées de manière abrupte.

³La méthode idéale pour savoir si les coupures d'écart angulaire affectent vraiment la taille du lot des

- la distribution des écarts en pseudo-rapacité est symétrique par rapport à 0, car seuls les électrons de moins de 300 MeV/c “spiralisent” sous l’influence du champ magnétique solénoïdal.
- la distribution des écarts en azimuth n’est pas symétrique par rapport à son pic, à cause du Bremsstrahlung externe produit lors de la traversée de la matière du détecteur de traces. La définition de l’azimuth a été choisie pour que le champ magnétique puisse s’en déduire à l’aide d’une règle dite du “tire-bouchon”. On s’attend donc à ce que l’azimuth extrapolé d’un électron (resp. positron) soit inférieur (resp. supérieur) à son azimuth reconstruit : en effet, lors de la traversée de la matière, l’impulsion transférée au(x) photon(s) rayonné(s) va diminuer le rayon de courbure de la trajectoire du lepton. Dans le cas d’un électron (resp. positron), cet effet se manifeste par un décalage de la distribution de l’écart azimuthal vers la gauche (resp. la droite).
- le lot des événements est passé de 19328 à 5754, effet dû essentiellement à la sélection des événements possédant deux électrons dans le tonneau.

événements aurait été de regarder la distribution des écarts pour tous les événements puis d’en déduire la valeur des coupures. De part le temps de calcul nécessaire pour reconstruire tous les événements, les coupures ont été définies à partir d’un petit lot d’événements (une centaine) puis appliquées à la totalité. L’argument qui justifie *a posteriori* la validité de cette méthode est donnée dans le texte principal juste après le renvoi à cette note.

6.1.2 Caractéristiques des leptons e^\pm de désintégration

Nous pouvons également nous intéresser à distribution de l'impulsion transverse de chacun des leptons ainsi qu'à la distribution de l'impulsion transverse du système qu'ils forment.

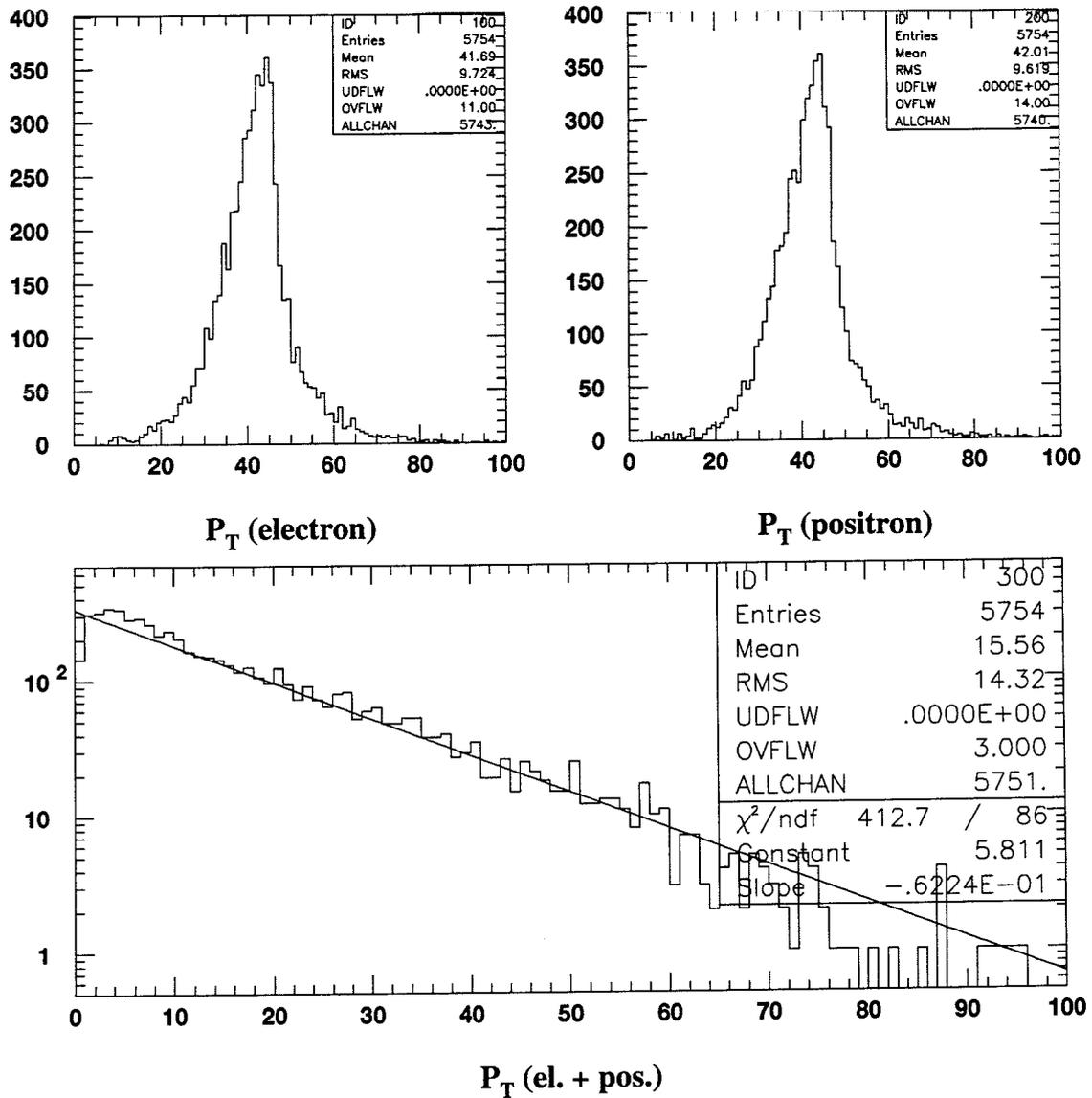


Figure 6.2: Distribution des impulsions transverses des leptons et distribution de l'impulsion transverse du système qu'ils forment.

On déduit de la figure 6.2 que :

- l'impulsion transverse moyenne des deux leptons est de ~ 40 GeV/c.
- la distribution de l'impulsion transverse de la somme est compatible avec une loi exponentielle de la forme :

$$\frac{dN}{dp_T} = Constante \times e^{-\frac{P_T}{P_T^0}} \quad (6.3)$$

où $P_T^0 = 16 \text{ GeV} \simeq \langle P_T^0 \rangle \simeq \sigma_{P_T}$.

6.1.3 Caractéristiques des photons de Bremsstrahlung interne

Sur les 5754 événements retenus, 2216 comportent un photon rayonné. Afin de déterminer l'influence de ce phénomène sur la masse invariante $m_{e^+e^-}$, on doit s'intéresser à quelques caractéristiques de ces photons :

- quelle est leur impulsion transverse $p_T(\gamma)$?
- quelle est leur séparation angulaire par rapport aux deux leptons ?

La figure 6.3 présente la distribution de l'impulsion transverse des 2216 photons rayonnés.

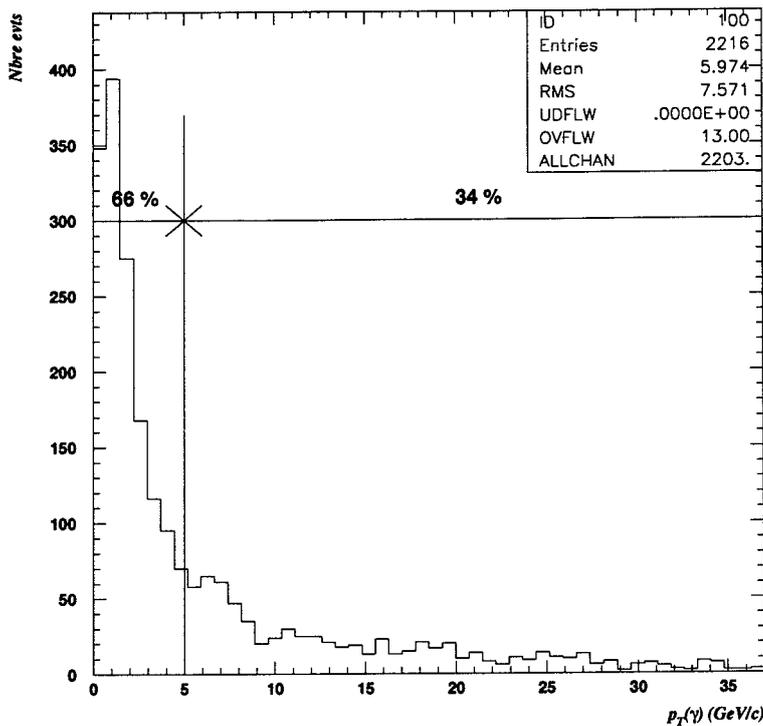


Figure 6.3: Distribution de l'impulsion transverse $p_T(\gamma)$ des photons de Bremsstrahlung interne.

D'après la figure 6.3, la majorité des photons rayonnés possède une petite impulsion transverse : 66% des photons ont un $p_T < 5 \text{ GeV/c}$. Les 34% restants possèdent une impulsion transverse allant jusqu'à 60 GeV/c.

Pour chaque photon rayonné, on peut aussi étudier l'écart angulaire qui le sépare de chaque lepton. Si $\Delta\eta_{\gamma e^\pm}$ et $\Delta\phi_{\gamma e^\pm}$ désignent les écarts angulaires entre le photon et chaque lepton, alors je considère comme variable de travail $\Delta R_{\gamma e^\pm}$ défini par :

$$\Delta R_{\gamma e^\pm} = \sqrt{(\Delta\eta_{\gamma e^\pm})^2 + (\Delta\phi_{\gamma e^\pm})^2} \quad (6.4)$$

Comme les énergies des leptons sont reconstruites dans des amas électromagnétiques 3×7 , la comparaison de $\Delta R_{\gamma e^\pm}$ avec $\Delta R_{3 \times 7}$ - rayon des cônes circonscrits aux amas - nous renseigne sur l'isolement du photon.

$$\Delta R_{3 \times 7} = \sqrt{(1.5 \times 0.025)^2 + (4 \times 0.02454)^2} \quad (6.5)$$

$$= 0.105 \quad (6.6)$$

La figure 6.4 présente la distribution de l'écart $\Delta R_{\gamma e^+}$ du photon avec le positron en fonction de l'écart $\Delta R_{\gamma e^-}$ du photon avec l'électron, dans le cas où $p_T(\gamma) > 5$ GeV et où $|\eta_\gamma| < 2.5$ (photon qui donnera lieu à un amas suffisamment énergétique dans le calorimètre).

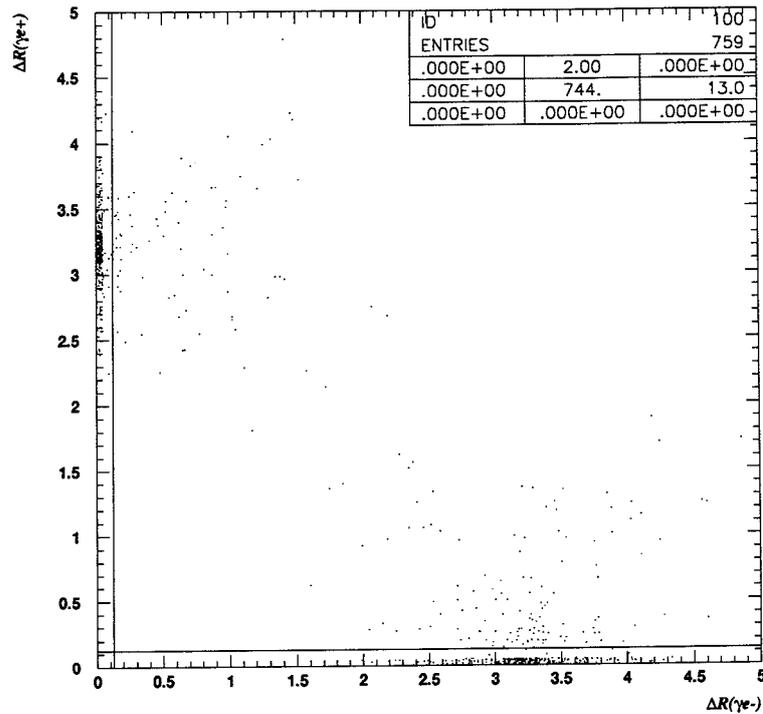


Figure 6.4: Distribution de $\Delta R_{\gamma e^+}$ en fonction de $\Delta R_{\gamma e^-}$ avec les limites $\Delta R_{3 \times 7}$.

Les limites $\Delta R_{\gamma e^\pm} = \Delta R_{3 \times 7}$ ont été représentées sur la figure 6.4. Les événements pour lesquels le photon est au delà de ces limites ($\Delta R_{\gamma e^\pm} > \Delta R_{3 \times 7}$) sont au nombre de 227 événements.

En résumé, sur les 5754 événements dont nous disposons, $2216/5754 \simeq 38.5\%$ comportent un photon de Bremsstrahlung interne. La majorité de ces photons sont rayonnés en direction d'un des deux leptons et leur énergie sera mesurée par le calorimètre. L'étude de la séparation angulaire entre le photon et les deux leptons, nous permet d'escompter la suppression de $227/5754 \simeq 4\%$ des événements pour lesquels un photon de Bremsstrahlung interne aura été rayonné à grand angle et pourra être identifié grâce à sa grande impulsion transverse (voir la sous-section 6.1.5).

6.1.4 La masse invariante $m_{e^+e^-}$

Considérons la masse invariante $m_{e^+e^-}$ utilisée comme estimateur de la masse du Z^0 simulé. Elle s'exprime à partir des impulsions des deux leptons suivant la relation (6.7).

$$m_{e^+e^-} = \sqrt{2(p_{e^+}p_{e^-} - \vec{p}_{e^+} \cdot \vec{p}_{e^-})} \quad (6.7)$$

Pour le lot des 5754 événements, on peut décomposer la distribution de $m_{e^+e^-}$ obtenue suivant :

- la distribution de $m_{e^+e^-}$ pour les 3538 événements sans photon rayonné.
- la distribution de $m_{e^+e^-}$ pour les 2216 événements avec photon rayonné, dont on peut étudier plus spécifiquement la composante associée aux 227 événements comportant un photon isolé suffisamment énergétique.

La comparaison de ces 3 distributions fait l'objet de la figure 6.5.

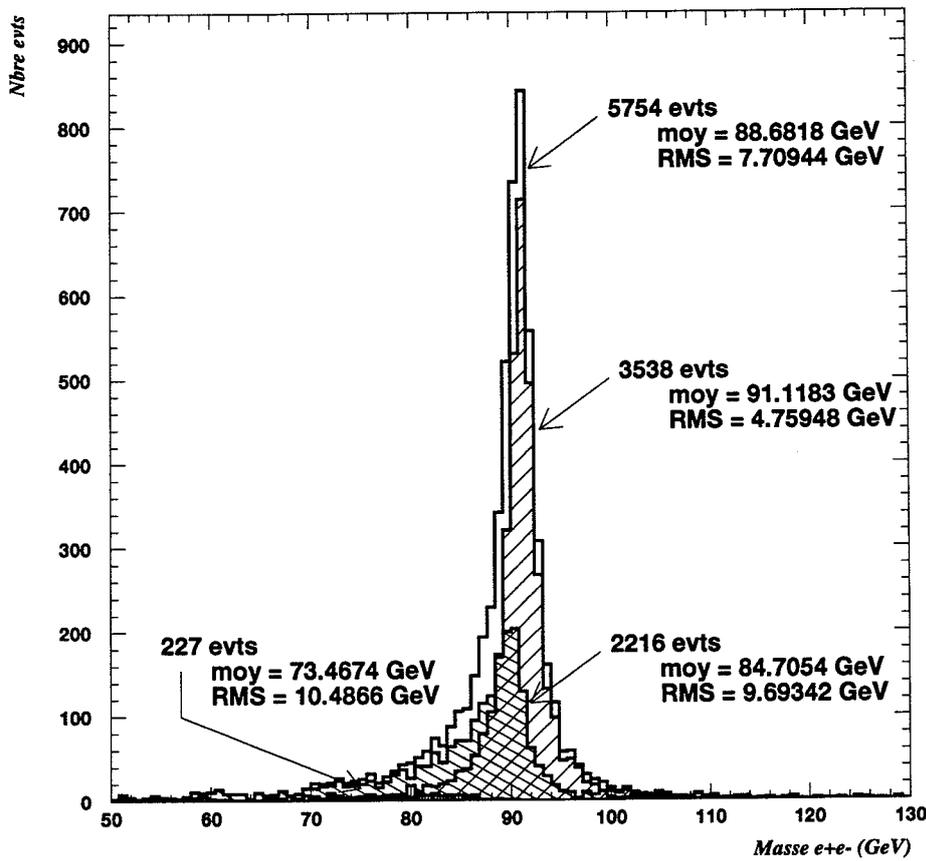


Figure 6.5: Distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des impulsions pour différents lots: lot complet (en blanc), lot des événements sans photon rayonné (en hachures /), lot des événements avec photon rayonné (en hachures \), lot des événements avec photon énergétique et isolé (en hachures —).

On déduit de la figure 6.5 que l'influence du Bremsstrahlung interne se traduit sur la distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ par :

- un élargissement : l'écart quadratique moyen passe de 4.76 GeV (distribution sans photon) à 7.71 GeV (distribution de tous les événements).
- une diminution de la valeur moyenne : elle passe de 91.12 GeV (distribution sans photon) à 88.68 GeV (distribution de tous les événements).

En effet, le rayonnement d'un photon énergétique par l'un des deux leptons conduit à sous évaluer la masse du Z^0 à l'origine de ce processus lorsqu'on prend la masse invariante $m_{e^+e^-}$ comme estimateur de sa masse. En revanche, le pic de la distribution de la masse invariante n'est pas décalé par l'effet du Bremsstrahlung interne : il est directement issu de la distribution associée aux événements sans Bremsstrahlung.

6.1.5 Détermination d'un critère de rejet du Bremsstrahlung interne et externe

Comme nous l'avons vu dans la sous-section précédente, le **Bremsstrahlung interne** est un facteur d'élargissement de la distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ que nous avons pu constater à l'issue de la génération des événements. Mais dans la réalité, les électrons/positrons vont devoir traverser la matière située devant le calorimètre avant que l'on ne puisse mesurer leurs énergies. Cette traversée va s'accompagner de l'émission de photons de **Bremsstrahlung**, qualifié cette fois d'**externe**. Plus les photons sont énergétiques, plus l'énergie des leptons est dégradée.

Cette dégradation - produite par les deux types de Bremsstrahlung - va contribuer à élargir la distribution de la masse invariante. Or, on souhaiterait posséder la distribution la plus étroite possible pour tous les événements afin de contraindre plus précisément les valeurs des fractions d'échantillonnage (voir la section suivante). Cet argument nous conduit à définir un critère de rejet des événements avec Bremsstrahlung.

Rejet des événements avec débordements d'amas

Comme nous l'avons vu dans la section 6.1.3, les photons de Bremsstrahlung interne sont produits dans $\simeq 90\%$ des cas avec un écart angulaire par rapport à l'un des deux leptons inférieur à la taille d'un amas 3×7 . On s'attend aussi à ce que les photons de Bremsstrahlung externe soient produits en majorité avec un petit écart angulaire par rapport aux leptons dont ils sont issus.

Par conséquent, la gerbe du photon de Bremsstrahlung va se développer au voisinage de celle de l'électron/positron associé. On s'attend donc à trouver de l'énergie en dehors de l'amas 3×7 de reconstruction. Le critère a donc pour objectif de supprimer les événements avec **débordements** d'énergie des amas.

Pour déterminer la quantité d'énergie en dehors de chaque amas 3×7 , on utilise l'énergie E_{cone} totale contenue dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ axé sur la direction reconstruite dans l'amas. Le rapport $(E_{cone} - E)/E_{cone}$ évalue alors la perte relative⁴ de

⁴Les énergies contenues dans le cône, E_{cone} , et dans l'amas E_{amas} sont non-étalonnées à l'issue de la simulation GEANT du détecteur afin que mon programme de détermination des fractions d'échantillonnage puisse travailler. Deux raisons permettent de justifier l'utilisation directe des énergies non-étalonnées dans la définition du critère :

1. les valeurs des fractions d'échantillonnage des cellules du tonneau accordéon sont quasiment identiques pour chaque compartiment.
2. les énergies déposées dans les cellules du pré-échantillonneur sont suffisamment faible pour pouvoir

l'énergie de l'amas.

La figure 6.6 présente la distribution de la perte relative des deux amas des leptons en fonction de leur rapidité reconstruite (dépendance des pertes en fonction de la rapidité car l'épaisseur des absorbeurs en plomb du tonneau change à $|\eta| = 0.8$, et l'épaisseur du détecteur interne augmente.)

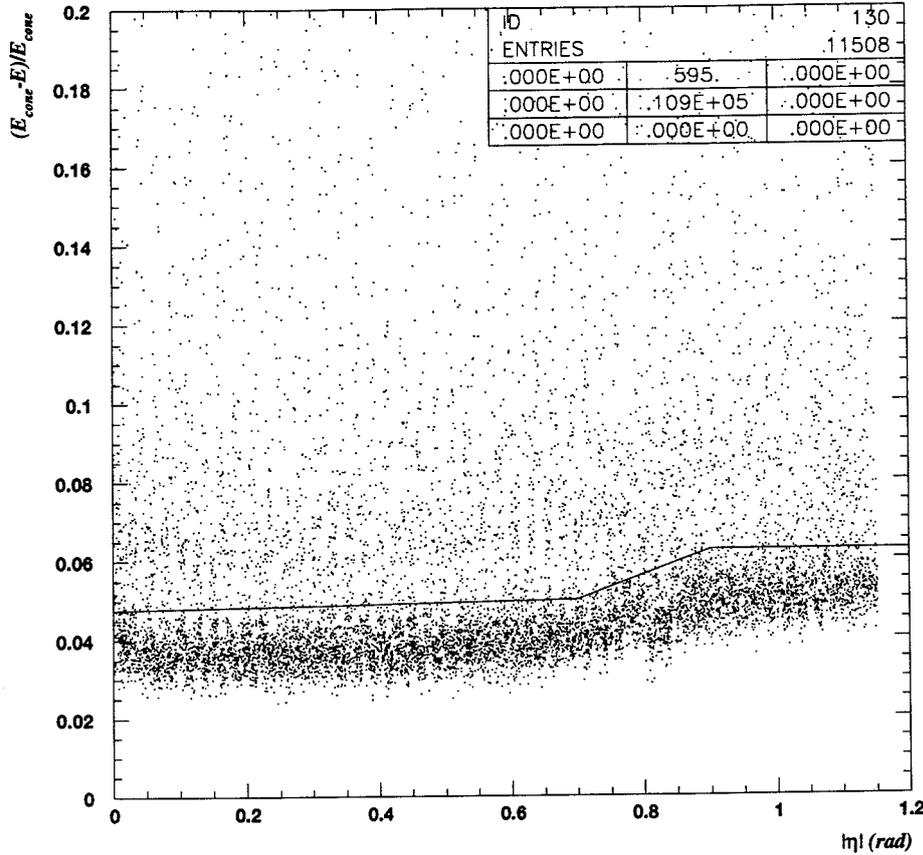


Figure 6.6: Pertes relatives des énergies de chaque amas en fonction de la pseudo-rapidity $|\eta|$ de chaque amas.

L'application du critère de rejet défini graphiquement sur la figure 6.6 (perte relative inférieure à 5% pour chaque amas situé dans la région $|\eta| < 0.7$ et inférieure à 6% pour chaque amas situé dans la région $0.9 < |\eta| < 1.15$, la perte étant définie linéairement entre les deux régions) conduit à la distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ de la figure 6.7. La masse invariante a été calculée en utilisant les énergies reconstruites des leptons (formule (6.9)). Comme les énergies délivrées par GEANT sont non étalonnées, j'utilise les constantes initiales (sous-section 6.2.4) de mon algorithme pour calculer correctement les masses invariantes.

Ce critère n'a pas été retenu dans la suite de cette étude pour 2 raisons essentielles :

être négligée par rapport à celles déposées dans les cellules du tonneau accordéon.

La restriction que l'on peut apporter à l'utilisation de ce critère vient du changement d'épaisseur des absorbeurs en plomb à $\eta = 0.8$ qui introduit une variation de $\simeq 14\%$ dans les valeurs des fractions d'échantillonnage (voir section suivante pour la justification de la valeur). Par conséquent, l'approximation est un peu moins bonne pour les amas à cheval sur les deux régions du tonneau accordéon.

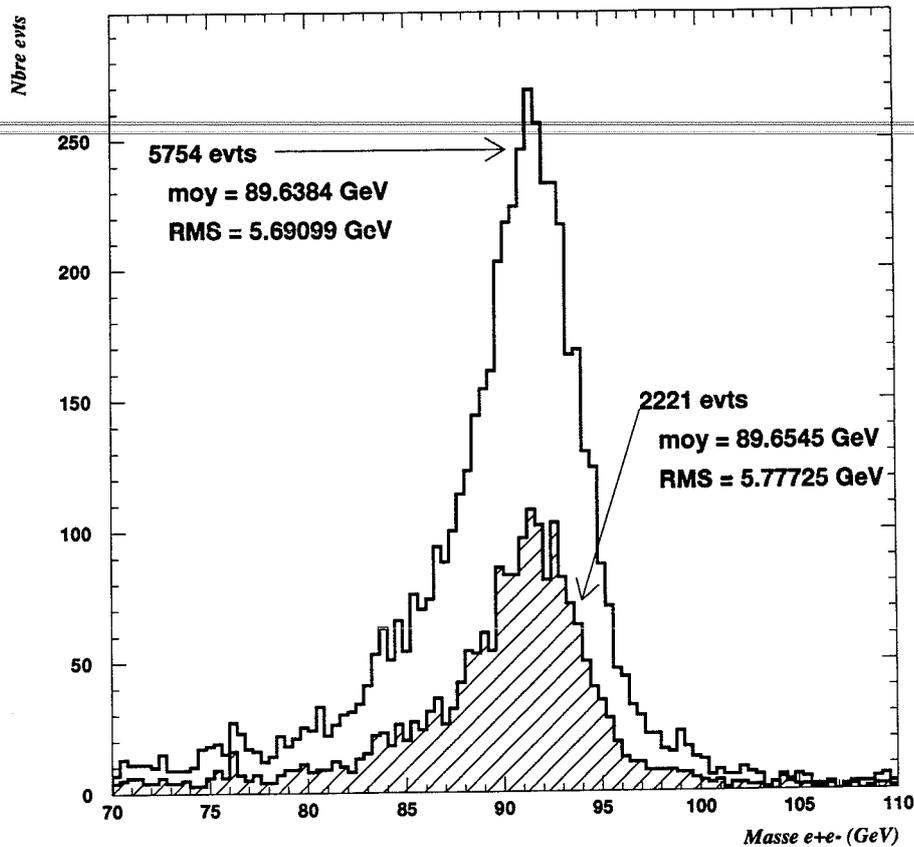


Figure 6.7: Distribution de la masse m_{e+e-} calculée à partir des énergies avant (non-hachurée) et après coupures (hachurée) sur les débordements d'amas.

1. élargissement de $\simeq 3.7\%$ de la largeur de la distribution de la masse invariante accompagnée d'une perte statistique de $\simeq 23.3\%$. Des tests avec un critère moins strict (pertes relatives des deux amas inférieures à 7% sur toute la gamme de rapidité) ne permettent pas d'améliorer le résultat précédent (élargissement de $\simeq 1.5\%$ pour une perte statistique de $\simeq 55\%$).
2. un tel critère est particulièrement difficile à mettre en œuvre dans la construction de la fonction numérique de référence (voir sous-section 6.2.2).

Rejet des événements avec un troisième amas énergétique isolé

Comme nous l'avons dans la sous-section 6.1.3, une des conclusions de l'étude de l'écart angulaire entre les photons de Bremsstrahlung interne et les leptons est que l'on s'attend à pouvoir rejeter $\simeq 4\%$ des événements pour lesquels un photon suffisamment énergétique a été rayonné.

L'application de cette idée à l'issue de la simulation GEANT repose sur la définition du critère suivant: tout événement pour lequel un troisième amas électromagnétique qui n'est associé à aucune trace chargée (ici à aucun des deux leptons), dont l'impulsion transverse p_T est supérieure à 5 GeV (ici il s'agit de l'impulsion transverse du photon de Bremsstrahlung interne associé⁵ à l'amas) et qui est isolé de l'amas de chacun des leptons

⁵Cette condition permet de gagner du temps CPU en remplaçant le calcul du p_T du troisième amas

(limites de l'amas du photon distantes d'au moins une cellule en η ou en ϕ de chacun des autres amas). La figure suivante 6.8 présente la distribution de l'impulsion transverse du troisième amas sur laquelle figure la coupure à 5 GeV/c.

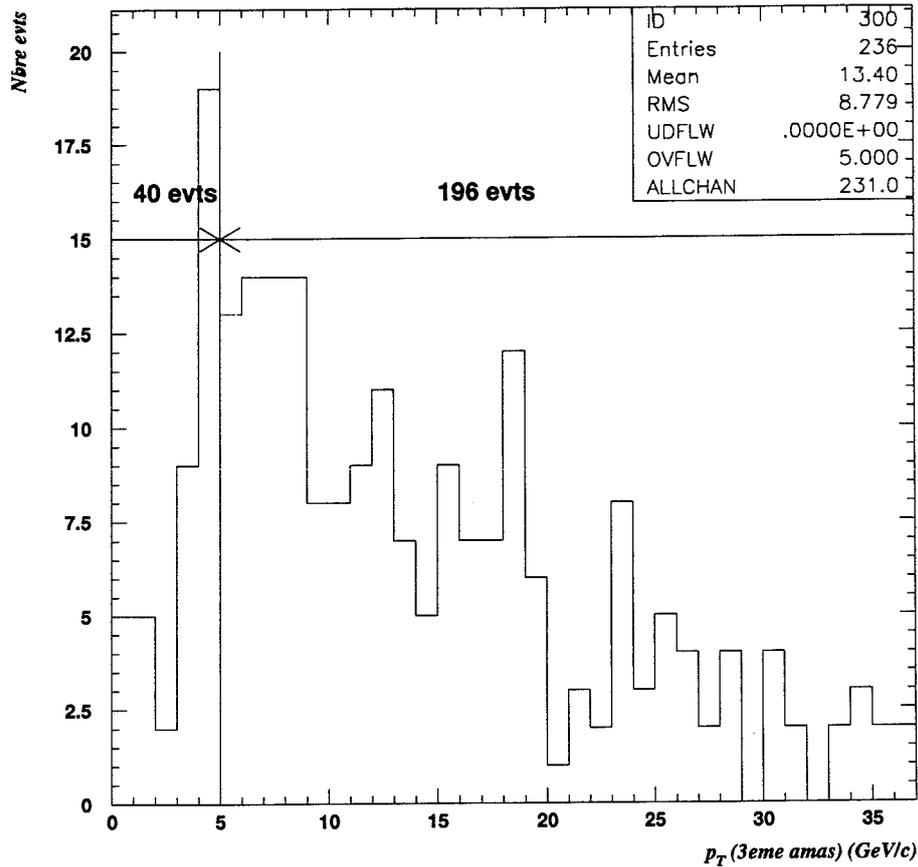


Figure 6.8: Distribution de l'impulsion transverse p_T associée au troisième amas.

L'application du critère portant sur l'existence d'un troisième amas isolé suffisamment énergétique se traduit sur la distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ par la figure 6.9.

D'après la figure 6.9, le gain sur la largeur de la distribution de la masse invariante est de $\simeq 8\%$ associé à une perte statistique de seulement $\simeq 3.4\%$. Ces derniers résultats, ainsi que l'applicabilité de ce critère à la construction de la fonction numérique de référence (voir sous-section 6.2.2) ont été les principales raisons qui ont justifiées l'emploi du critère dans la détermination des fractions d'échantillonnage.

(à partir des énergies déposées dans les cellules) à l'aide du p_T du photon de Bremsstrahlung interne quand il peut être associé à l'amas. Cette approximation a été faite dans la mesure où la majorité des photons de Bremsstrahlung externe sont colinéaires au lepton dont ils sont issus. Dans le cas présent, cette approximation se traduit par l'existence de 11 événements sur les 5754 dont le troisième amas n'est pas associé au photon de Bremsstrahlung interne.

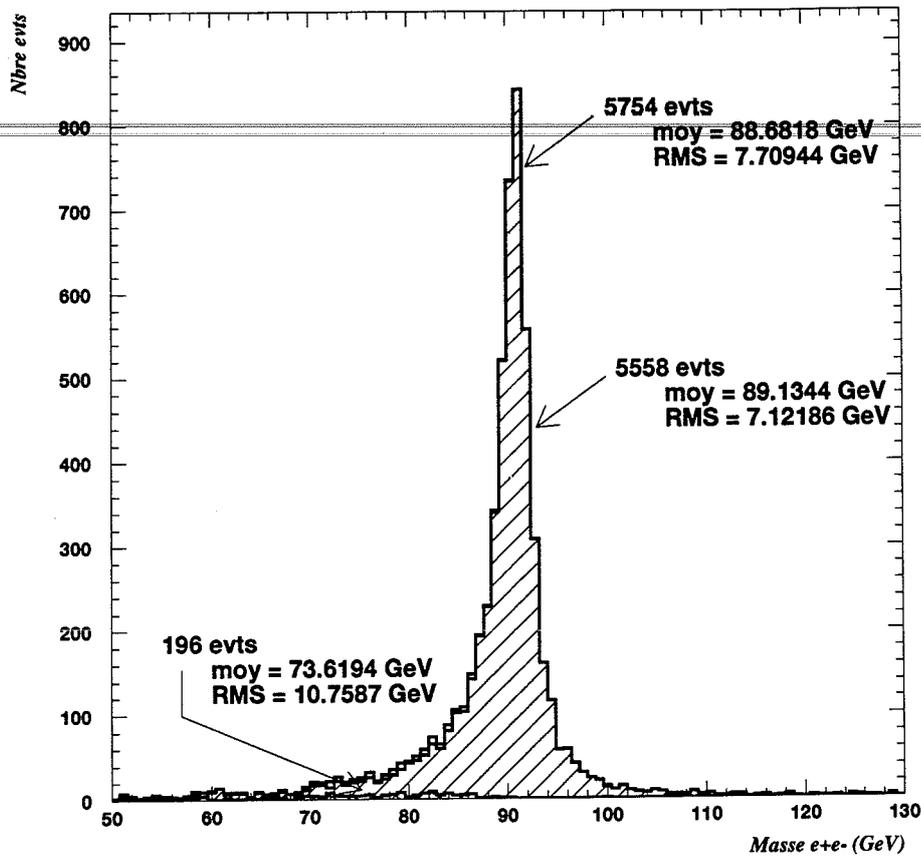


Figure 6.9: Distribution de la masse $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des impulsions avant (non-hachurée) et après coupures (hachurée en /) sur les les troisièmes amas. La distribution de la masse $m_{e^+e^-}$ pour les événements coupés est figurée en hachure —.

6.2 L'algorithme de calcul des inverses \vec{k} des fractions d'échantillonnage

L'objet de l'étalonnage du calorimètre à l'aide des événements Z^0 est de déterminer la constante (ADC/E) pour chaque cellule du calorimètre (cf. la sous-section 3.3.5). Or cette constante peut se décomposer en le produit des constantes (ADC/I) et (I/E). Cette dernière constante se décompose elle-même en :

$$\left(\frac{I}{E}\right) = \left(\frac{I}{E_{ar}}\right) \times \left(\frac{E_{ar}}{E}\right) \quad (6.8)$$

où l'on a :

- (I/E_{ar}), quantité de courant induit par le dépôt d'un GeV dans l'argon, qui est une constante directement rattachée à la géométrie du détecteur et qui peut être calculée.
- (E_{ar}/E), quantité d'énergie déposée dans l'argon pour un GeV déposé dans une cellule, appelée **fraction d'échantillonnage**.

L'objet de l'algorithme présenté dans cette section est de déterminer la quantité (E/E_{ar}) pour chaque cellule du calorimètre. Je désignerai dans toute la suite de ce chapitre par \vec{k} l'ensemble des inverses des fractions d'échantillonnage du calorimètre que j'appellerai aussi les constantes d'étalonnage du calorimètre.

La détermination de \vec{k} s'effectue en recherchant le maximum d'une vraisemblance construite à partir d'une variable caractéristique (sous-section 6.2.1) et à partir d'une densité de probabilité de cette variable (sous-section 6.2.2). Les équations vérifiées par \vec{k}^{max} - vecteur des inverses des fractions d'échantillonnage qui maximise la vraisemblance mentionnée plus haut - ne sont pas linéaires et ne peuvent pas être résolues analytiquement.

Ceci m'a mené à utiliser une méthode itérative de détermination des constantes, inspirée de la méthode de Newton usuelle (sous-section 6.2.3). Comme toute méthode itérative, une phase d'initialisation doit avoir lieu (sous-section 6.2.4) et un critère d'arrêt doit être défini (sous-section 6.2.5).

6.2.1 Le choix de la variable de travail

Considérons la masse reconstruite $m_{e^+e^-}$ du Z^0 en électron et positron. L'expression de $m_{e^+e^-}$ en fonction des énergies reconstruites E_+ et E_- des leptons est donnée par (6.9).

$$m_{e^+e^-} = \sqrt{2E_+E_-(1 - \cos(\Delta\theta))} \quad (6.9)$$

où $\Delta\theta$ correspond à l'angle entre les impulsions des leptons. Le cosinus de cet angle se calcule grâce au produit scalaire des deux vecteurs directeurs unitaires des leptons au vertex.

Si l'on exprime maintenant les énergies reconstruites E_{\pm} à l'aide des énergies déposées $E_{\pm\phi}$ dans l'argon de chaque cellule ϕ , on obtient :

$$E_{\pm} = \sum_{\phi} k_{\phi} E_{\pm\phi} \quad (6.10)$$

où k_{ϕ} est la constante d'étalonnage de la cellule ϕ .

Une remarque qui découle des relations (6.9) et (6.10) est que la variable $m_{e^+e^-}$ dépend des constantes k_{ϕ} par le biais d'une racine carrée. Le choix de la masse carrée reconstruite $s = m_{e^+e^-}^2$ semble donc plus appropriée afin de faciliter les calculs.

Une autre remarque, qui m'a conforté dans le choix de la masse carrée reconstruite plutôt que la masse reconstruite elle-même, vient de la forme analytique de la densité de probabilité du Z^0 (cf. [41] et [42]) :

$$f(m_{e^+e^-}) = \alpha \frac{m_{e^+e^-}^2}{(m_{e^+e^-}^2 - M_{Z^0}^2)^2 + \frac{\Gamma_{Z^0}^2}{M_{Z^0}^2} m_{e^+e^-}^4} \quad (6.11)$$

où α est une constante de normalisation, $M_{Z^0} = 91.187$ GeV est la masse du boson Z^0 et $\Gamma_{Z^0} = 2.49$ GeV est sa largeur naturelle (cf. [4]). C'est la masse carrée et non la masse elle-même qui intervient dans la loi de Breit et Wigner relativiste.

Enfin, si l'on suppose les variables E_{\pm} gaussiennes, alors $m_{e^+e^-}^2$ est une variable gaussienne alors que $m_{e^+e^-}$ ne l'est pas.

J'ai donc choisi pour ces différentes raisons la masse carrée reconstruite s du Z^0 en électron-positron comme variable de travail. Celle-ci s'exprime à partir des énergies déposées dans l'argon suivant la relation (6.12).

$$s = 2 \left(\sum_{\phi} k_{\phi} E_{+\phi} \right) \left(\sum_{\phi} k_{\phi} E_{-\phi} \right) (1 - \cos(\Delta\theta)) \quad (6.12)$$

6.2.2 Le choix de la distribution de référence

Entre la création d'un Z^0 de masse indéterminée, sa désintégration en électron-positron avec la possibilité d'émettre un photon de Bremsstrahlung interne, la dégradation des énergies des leptons lors de la traversée des détecteurs avant le calorimètre, et enfin la dégradation de l'énergie apportée par le calorimètre, la densité de probabilité g de la masse carrée reconstruite ne peut être déterminée analytiquement de manière exacte. Elle résulte de la convolution des différents effets suivants :

tirage de la masse du Z^0 \otimes Bremsstrahlung interne \otimes Bremsstrahlung externe \otimes mesure des énergies par le calorimètre

auxquels il faut ajouter le fait que les photons rayonnés par les deux leptons peuvent être aussi bien perdus (absorption avant le calorimètre, impact situé en dehors de l'amas de reconstruction) que récupérés (impact dans l'amas d'un des deux leptons).

Une fonction de référence numérique

La distribution de la masse carrée reconstruite est donc loin d'être définissable *ex ante*. J'ai donc cherché à déterminer une distribution g de manière numérique. L'utilisation des événements simulés pour la campagne ne me permet pas d'obtenir une statistique suffisante après applications des coupures. Afin d'obtenir un lot de taille importante, j'ai simulé des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ à l'aide de PYTHIA et PHOTOS. J'ai ensuite appliqué une routine personnelle de dégradation des énergies des leptons de la façon suivante : si E est l'énergie d'un des leptons à l'issue de PHOTOS, alors je tire la dégradation à l'aide d'une variable de loi gaussienne centrée, dont la largeur est égale au terme d'échantillonnage⁶ de la résolution du calorimètre électromagnétique.

Seul le terme d'échantillonnage a été pris en compte, puisque le calorimètre électromagnétique de la simulation GEANT est uniforme, sans bruit d'électronique et sans bruit d'empilement.

Je répercute les coupures des événements reconstruits aux événements que je simule en grand nombre. Les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ qui passeront ces coupures constitueront mon **lot de référence**. J'obtiens en fin de compte un lot de 26918 événements, 4.8 fois plus important que le lot des événements reconstruits.

On doit vérifier maintenant dans quelle mesure le lot de référence (PYTHIA + PHOTOS + dégradation des énergies) reproduit les caractéristiques du lot des événements simulés (PYTHIA + PHOTOS + GEANT). Or les énergies délivrées par GEANT ne sont pas étalonnées ; j'utilise alors les constantes initiales de mon algorithme pour calculer correctement les masses invariantes à partir des énergies reconstruites des leptons. La comparaison de la distribution des masses invariantes et de leurs carrés est effectuée dans la figure 6.10.

⁶L'élevation des seuils de GEANT d'un facteur 10 conduit à la dégradation du terme d'échantillonnage : originellement à $10\%\sqrt{E}$, il passe à $10.5\%\sqrt{E}$.

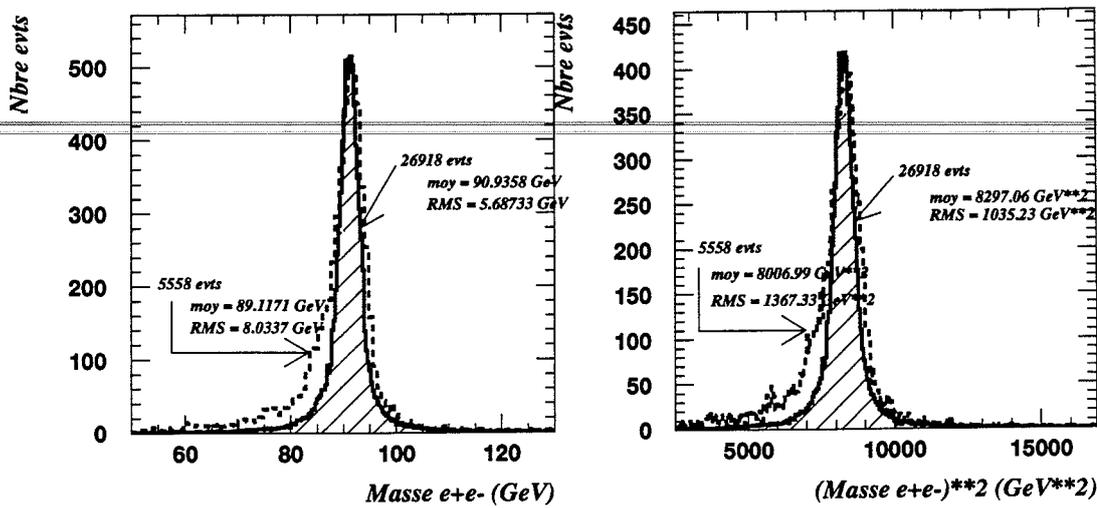


Figure 6.10: Distribution de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ calculée à partir des énergies et de son carré pour les 5558 événements reconstruits (non hachurée) et pour les 26918 événements de référence (hachurée). Les distributions ont été normalisées pour que leurs sommets soient identiques.

On constate sur la figure 6.10 qu'une différence significative existe entre les distributions des événements reconstruits et des événements de référence dans la région des masses $70 \text{ GeV} < m < 89 \text{ GeV}$. Cette différence peut se justifier dans la mesure où le calorimètre n'est pas gaussien : Bremsstrahlung lors de la traversée du détecteur interne, modulations en η et ϕ (cf. le chapitre 3) non corrigées, etc.

Mais nous n'allons pas utiliser directement la fonction numérique définie par la distribution du carré de la masse pour les événements de référence (distribution de droite de la figure 6.10). En effet, les **dérivées première et seconde** de cette fonction sont évaluées **numériquement**⁷ et non analytiquement. Par conséquent, plus la fonction sera accidentée, plus les dérivées seront numériquement bruitées. La figure 6.11 présente les dérivées numériques première et seconde de la fonction de référence avant son lissage.

Afin de corriger cet effet, on procède au **lissage** de la fonction numérique. À partir de la distribution lissée du carré de la masse invariante $m_{e^+e^-}$, on déduit⁸ la distribution indirectement lissée de la masse invariante. Ces deux distributions sont représentées sur la figure 6.12.

⁷La distribution du carré de la masse invariante ne permet d'accéder à la connaissance de g qu'en un ensemble fini s_i de points. Pour connaître la fonction g en un point s distinct des points s_i , j'utilise les polynômes d'interpolation de Lagrange pour construire le polynôme du quatrième degré passant par les 5 points s_i les plus proches de s . La valeur du polynôme et de ses dérivées en s constituent une approximation numérique de g et de ses dérivées. La valeur de 5 correspond au plus petit nombre impair de points qui ne donnent pas un polynôme dont la dérivée seconde est constante. Au delà de 5 points, on obtient des polynômes de degré trop important pour ne pas remettre en cause la stabilité numérique des calculs sur un domaine de valeurs $\sim M_{Z_0}^2 \simeq 10^4$.

⁸Si g désigne la densité de probabilité du carré de la masse invariante, alors on déduit la densité f de probabilité de la masse invariante suivant la relation (6.13).

$$f(m) = g(m^2) \frac{d(m^2)}{dm} = 2mg(m^2) \quad (6.13)$$

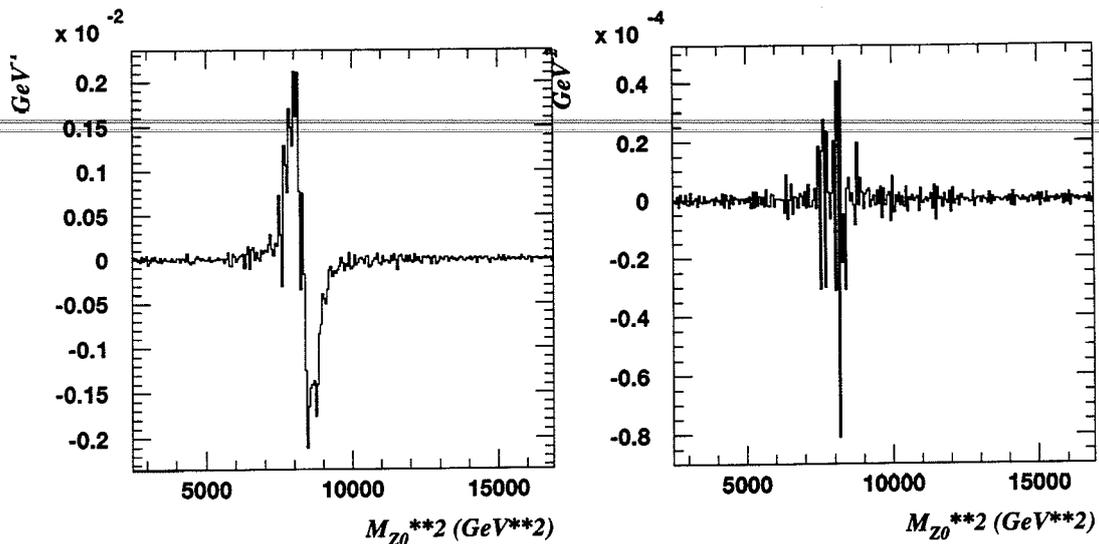


Figure 6.11: Dérivées première et seconde de la fonction numérique avant lissage.

Cette fois, les dérivées première et seconde sont plus régulières comme l'atteste la figure 6.13.

Trois fonctions de référence analytiques

Afin de déterminer la sensibilité de mon algorithme à la fonction g , j'ai utilisé trois autres densité de probabilité⁹ pour le carré de la masse invariante des leptons :

1. une densité gaussienne qui correspond au cas utopique où la masse du Z^0 à la production serait une fonction δ de Dirac et où la résolution du détecteur serait purement gaussienne. Les paramètres de cette densité ($M'_{Z^0} = 91.077$ GeV et $\sigma = 358.7$ GeV²) sont obtenus par ajustement sur la distribution de la masse invariante de référence.
2. une densité de Breit et Wigner relativiste dont les paramètres sont la masse et la largeur naturelle du Z^0 ($M_{Z^0} = 91.187$ GeV et $\Gamma_{Z^0} = 2.49$ GeV), autre cas utopique où cette fois le détecteur est infiniment précis et où aucun Bremsstrahlung n'existe.
3. une densité de Breit et Wigner relativiste dont les paramètres sont obtenus par ajustement sur la distribution de la masse invariante de référence ($M''_{Z^0} = 91.011$ GeV et $\Gamma''_{Z^0} = 3.179$ GeV), afin de prendre plus en compte la largeur de la distribution après Bremsstrahlung interne et dégradation des énergies par le calorimètre.

⁹La réalité se trouve sans doute entre les différents cas qui suivent.

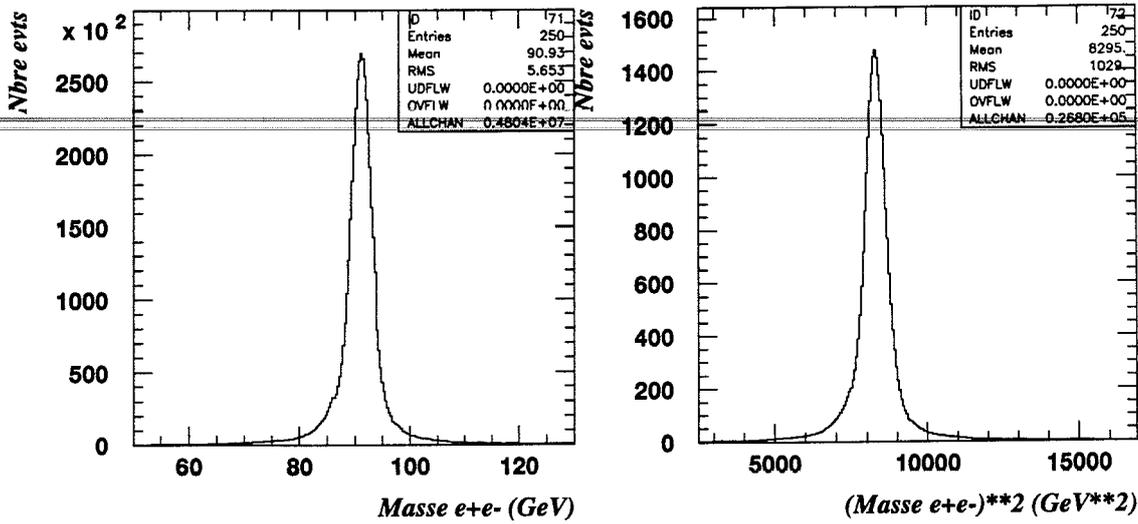


Figure 6.12: Distribution de la masse invariante m_{e+e-} calculée à partir des énergies et de son carré pour les événements du lot de référence après lissage. La distribution de la masse carrée tient lieu dorénavant de la fonction numérique finale de référence utilisé dans le calcul de la vraisemblance.

L'expression analytique de $g(s)$ devient dans chacun de ces cas :

$$\left\{ \begin{array}{l} g(s) \propto e^{-\frac{(s-M_{Z_0}^2)^2}{2\sigma^2}} \\ g(s) \propto \frac{\sqrt{s}}{(s-M_{Z_0}^2)^2 + \frac{\Gamma_{Z_0}^2}{M_{Z_0}^2} s^2} \\ g(s) \propto \frac{\sqrt{s}}{(s-M_{Z_0}^{\prime\prime 2})^2 + \frac{\Gamma_{Z_0}^{\prime\prime 2}}{M_{Z_0}^{\prime\prime 2}} s^2} \end{array} \right. \quad (6.14)$$

Les facteurs de proportionnalité sont choisis pour que les pics soient fixés à un. La figure 6.14 présente la comparaison entre les trois fonctions analytiques de référence.

Pour plus de commodité, ces trois fonctions analytiques seront désignées dans la suite respectivement par **gaussienne**, **BWR** et **BWR ajustée**.

6.2.3 La recherche du maximum de vraisemblance à l'aide d'une méthode de Newton généralisée

Je cherche à déterminer le maximum de la vraisemblance V en faisant varier les constantes d'étalonnage $\vec{k} = \{k_q\}$. Au maximum, la dérivée de V doit s'annuler, et comme la vraisemblance ne s'annule pas, cette condition nécessaire est équivalente à :

$$\vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}) = \vec{0} \quad (6.15)$$

où le gradient porte dans l'espace des \vec{k} . Le système d'équations obtenu est loin d'être linéaire dans le cas où j'utilise une fonction g numérique. Même dans le cas d'utilisation des fonctions analytiques de la sous-section 6.2.2, les expressions en fonction de \vec{k} sont loin de conduire à un système d'équations linéaires.

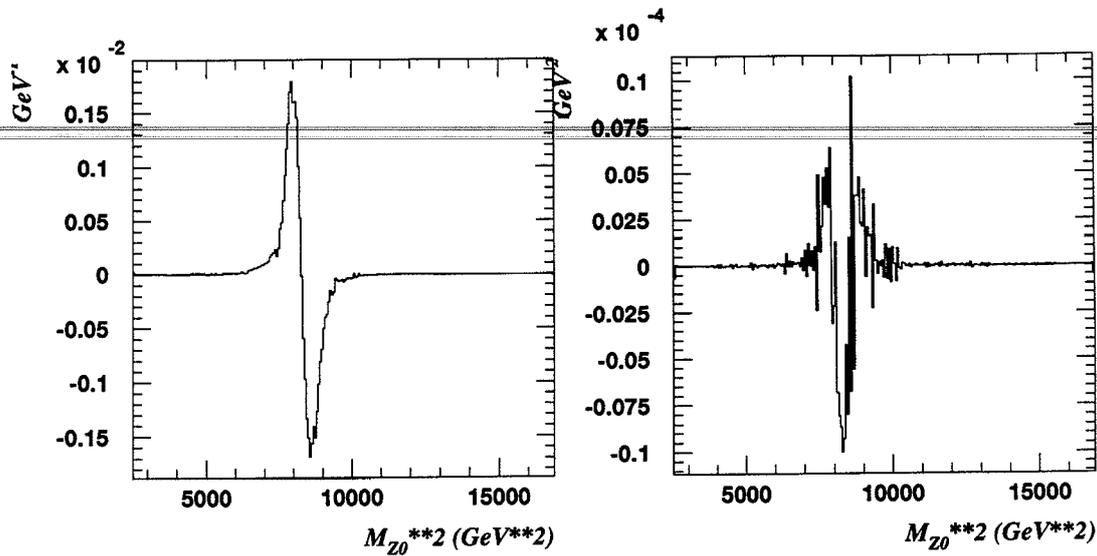


Figure 6.13: Dérivées première et seconde de la fonction numérique après lissage.

Pour palier l'absence d'une solution exacte, je me suis tourné vers une détermination numérique de la solution à l'aide d'une méthode itérative. J'ai pris comme point de départ la méthode de Newton pour construire une méthode adaptée à mon problème, que j'appellerai **méthode de Newton généralisée**.

La méthode de Newton (voir [43]) a pour objet la détermination du zéro c d'une fonction réelle f à variable réelle x . Le procédé de détermination est itératif et construit étape après étape une suite de points (u_n) dont la limite est le zéro c de la fonction. Le point u_{n+1} se déduit du point u_n comme étant l'intersection de la tangente \mathcal{D}_n à la courbe C_f au point d'abscisse u_n avec l'axe (Ox) des abscisses. La construction itérative est schématisée sur la figure 6.15.

Je vais procéder par analogie entre une fonction f d'une variable réelle x et la fonction vectorielle $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V$ d'une variable vectorielle \vec{k} pour présenter la méthode de Newton généralisée que j'ai utilisée.

Méthode de Newton

Pb: trouvez c tel que
 $f(c) = 0$

ITÉRATION n :

$$\mathcal{D}_n: y = f'(u_n)(x - u_n) + f(u_n)$$

ITÉRATION $n + 1$:

$$u_{n+1} = \mathcal{D}_n \cap (Ox)$$

$$u_{n+1} = u_n - (f'(u_n))^{-1} f(u_n)$$

Méthode de Newton généralisée

Pb: trouvez \vec{k}^{max} tel que
 $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}^{max}) = \vec{0}$

ITÉRATION n :

$$\vec{k}^n$$

$$\mathcal{E}_n: \vec{w} = \vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}^n)(\vec{k} - \vec{k}^n) + \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}^n)$$

ITÉRATION $n + 1$:

$$\vec{k}^{n+1} = \mathcal{E}_n \cap (O\vec{k})$$

$$\vec{k}^{n+1} = \vec{k}^n - (\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}^n))^{-1} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}^n)$$

La dérivée f' est remplacée par la matrice $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V$ des dérivées secondes de $\ln V$, ce qui correspond au fait que la tangente \mathcal{D}_n est remplacée par l'espace tangent \mathcal{E}_n . Notons que l'intersection de cet espace tangent avec l'espace des variables $(O\vec{k})$ peut se réduire

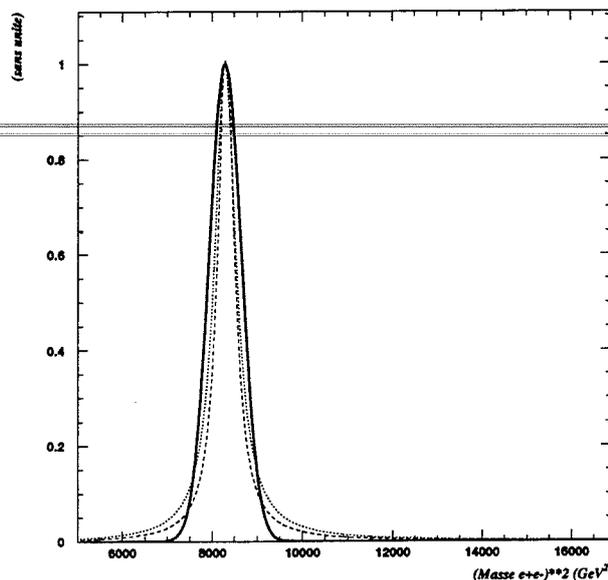


Figure 6.14: Comparaison des fonctions de référence analytiques : la gaussienne (trait plein), la BWR (trait tireté) et la BWR ajustée (trait pointillé). Le sommet de chaque fonction a été normalisé à 1.

à un point \vec{k}^{n+1} lorsque $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k}^n)$ est inversible, ce qui est possible puisque les dimensions de l'espace des variables \vec{k} et de l'espace des valeurs de $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V$ sont égales.

La méthode de Newton généralisée requiert l'évaluation à chaque itération des dérivées première et seconde du logarithme de la vraisemblance. Les calculs nécessaires à cette évaluation sont consignés dans l'annexe B. Les principaux résultats de cette annexe seront utilisés à la fin de ce chapitre pour discuter de la sensibilité de la méthode à différents facteurs, comme - par exemple - le choix de la densité de probabilité de référence g intervenant dans la définition de la vraisemblance V .

Voyons maintenant, les différentes étapes qui jalonnent la détermination des constantes d'étalonnage.

6.2.4 Initialisation de l'algorithme

L'algorithme suppose que l'on dispose déjà d'un étalonnage du calorimètre suffisamment "bon", au sens où les constantes d'étalonnage détenues ne sont pas très loin des constantes d'étalonnage idéales. Dans la pratique, cela veut dire que les déformations du calorimètre sont suffisamment faibles pour que les constantes fournies par le système électronique d'étalonnage et par les simulations soient suffisamment proches des constantes idéales pour que l'algorithme converge. Nous verrons plus loin dans quelle mesure l'écart entre les constantes initiales et les constantes "idéales" conditionne la convergence de l'algorithme.

Au niveau simulation, je pars de la remarque suivante : une constante d'étalonnage est l'inverse de la fraction d'échantillonnage du calorimètre et peut être calculée théoriquement à partir de la composition du détecteur. C'est avec cet ensemble de valeurs que j'initialise mon algorithme.

Je présente dans l'annexe A les calculs nécessaires pour obtenir les constantes d'étalonnage initiale en tenant compte des constituants du calorimètre et de leurs $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$

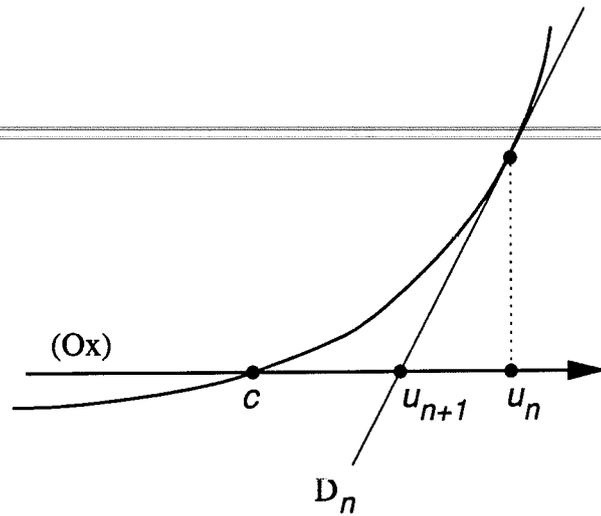


Figure 6.15: Calcul approché d'un zéro d'une fonction par la méthode de Newton.

respectifs. Le tableau 6.1 présente les valeurs obtenues.

	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.475$
accordéon k_{acc}	5.74	4.89
pré-éch. k_{ps}	22	22

Tableau 6.1: Constantes théoriques d'étalonnage.

Le pré-échantillonneur ne possède pas un absorbeur en propre pour mesurer l'énergie des gerbes. En fait, toute la matière placée devant lui (détecteur interne + cryostat + aimant supraconducteur) fait office d'absorbeur. Cette différence entre la géométrie du pré-échantillonneur et celle de l'accordéon se retrouve dans les constantes du tableau 6.1 : les constantes de l'accordéon sont ~ 5 plus petite que celle du pré-échantillonneur.

Enfin, la différence des constantes du tonneau accordéon entre la région $|\eta| < 0.8$ et $0.8 < |\eta| < 1.2$ tient au changement de l'épaisseur des plaques de plomb, qui passe de 1.53 mm dans la partie centrale du tonneau à 1.13 mm aux extrémités.

Afin d'économiser du temps de calcul et de faciliter la convergence de l'algorithme, il s'est avéré après quelques tests qu'on pouvait choisir des valeurs voisines des précédentes pour initialiser l'algorithme. Ces valeurs sont consignées dans le tableau 6.2.

	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.475$
accordéon k_{acc}	5.7	5
pré-éch. k_{ps}	32.	32.

Tableau 6.2: Constantes d'étalonnage initiales.

6.2.5 Arrêt de l'algorithme

L'algorithme calcule étape après étape une suite de valeurs \vec{k}_n . Celui-ci s'arrête quand la variation pour chacune des constantes k_d est inférieure à $10^{-3}\%$.

Lorsqu'on découpe le tonneau électromagnétique en 12 régions en η ($\Delta\eta = 0.2$), pour lesquelles on souhaite calculé les constantes d'étalonnage, l'utilisation des constantes du tableau 6.2 et de ~ 5600 événements conduit à un traitement compris entre 4h et 12h (suivant la fonction de référence) de temps de calcul (sur une station DEC ALPHA 250 cadencée à 266 MHz) pour converger en moins de 4 itérations. L'utilisation des constantes du tableau 6.2 au lieu de celles du tableau 6.1 permet un gain de temps d'un facteur ~ 3 .

6.2.6 Production et analyse des résultats

La partie centrale¹⁰ du tonneau du calorimètre électromagnétique a été étalonnée à l'aide des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ reconstruits par GEANT et de la recherche du maximum de vraisemblance mentionnée avant. L'étalonnage a consisté à déterminer les inverses des fractions d'échantillonnage par région de $\Delta\eta = 0.2$, avec pour chaque région une constante k_{pre} pour le pré-échantillonneur et une constante k_{acc} pour le tonneau accordéon.

Production des résultats

Des coupures d'ordre géométrique, physique et statistique ont été appliquées aux événements reconstruits. En voici la liste :

1. les amas associés aux leptons se trouvent dans la partie centrale du tonneau électromagnétique :

$$|\eta_{amas}^{\pm}| < 1.2 \quad (6.16)$$

2. la masse invariante des deux leptons, calculée à partir des énergies non-étalonnées et des constantes initiales d'étalonnage (sous-section précédente), se trouve dans une fenêtre de masses fixée. La principale raison tient au fait que les événements en dehors de cette fenêtre seront peu probables ($g(s) \sim 0$) et donc n'influenceront pas de manière significative la convergence de l'algorithme. Deux fenêtres de masse ont été utilisées :

$$\begin{cases} M_{Z^0} - 20 \text{ GeV} = 70 \text{ GeV} & < m_{e^+e^-} < 110 \text{ GeV} = M_{Z^0} + 20 \text{ GeV} \\ M_{Z^0} - 4 \text{ GeV} = 87 \text{ GeV} & < m_{e^+e^-} < 96 \text{ GeV} = M_{Z^0} + 5 \text{ GeV} \end{cases} \quad (6.17)$$

La première fenêtre de masse sera qualifiée dans la suite de **fenêtre de masse standard** et la seconde, de **fenêtre de masse étroite**.

3. les événements possédant un troisième amas isolé non associé à une trace chargée et suffisamment énergétique ($p_T > 5 \text{ GeV}/c$) sont rejetés (voir sous-section 6.1.5).
4. le nombre d'événements utilisés a été également coupé afin de déterminer l'influence de la statistique sur la détermination des constantes. Cette coupure d'ordre statistique intervient après les coupures d'ordre géométrique et physique précédemment mentionnées. La coupure sur le nombre d'événements permet de déterminer la sensibilité des résultats à la taille du lot d'étude.

¹⁰Il s'agit de la partie qui comporte au moins 24 longueurs de radiations, soit $|\eta| < 1.2$.

Enfin, on peut ajouter que quatre fonctions différentes ont été utilisées pour étudier la sensibilité des résultats à la fonction de référence de la vraisemblance. Il s'agit des quatre fonctions mentionnées dans la sous-section 6.2.2 :

- { la numérique.
- { la gaussienne.
- { la BWR.
- { la BWR ajustée.

Analyse des résultats

Le processus $pp \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et le calorimètre¹¹ étant invariants par parité¹², on attend de l'algorithme qu'il délivre des constantes d'étalonnage égales pour des régions symétriques en η . La comparaison systématique des constantes $k(\eta < 0)$ et $k(\eta > 0)$ pour) nous informe sur la précision **locale**¹³ de l'algorithme. Pour définir une précision **globale** sur les constantes délivrées par l'algorithme, j'utilise le r.m.s.¹⁴ des écarts relatifs des constantes associées à des régions symétriques. Comme l'épaisseur des absorbeurs en plomb du tonneau change de 25% à $|\eta| = 0.8$, je définis finalement une précision pour chaque d'épaisseur de plomb constante (voir (6.18)).

$$\text{précision} = RMS \left(\frac{\delta k}{\bar{k}} \right) \quad (6.18)$$

$$\text{où } \delta k = k_{(\eta < 0)} - k_{(\eta > 0)} \text{ et } \bar{k} = \frac{k_{(\eta < 0)} + k_{(\eta > 0)}}{2}.$$

¹¹Il s'agit ici du calorimètre de la simulation informatique.

¹²Il s'agit de la symétrie par rapport au plan transverse aux faisceaux de protons.

¹³Au sens de: par paire de régions.

¹⁴Acronyme anglais de *root mean squared*, dont l'équivalent français est écart quadratique moyen.

6.3 Sensibilité à la fonction

Pour chacune des quatre fonctions utilisées, des coupures identiques ont été appliquées aux événements traités par GEANT :

- coupure sur la pseudo-rapacité reconstruite des leptons.
- coupure sur la masse à l'aide de la fenêtre standard.
- coupure sur les troisièmes amas.

6.3.1 Résultats avec la fonction NUMÉRIQUE

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$
0.0 → 0.2	26.438	29.018	27.73	-9.3%	5.684	5.713	5.699	-0.51%
0.2 → 0.4	30.287	31.951	31.12	-5.4%	5.667	5.645	5.656	0.39%
0.4 → 0.6	21.673	24.003	22.84	-10%	5.735	5.716	5.726	0.33%
0.6 → 0.8	30.551	27.925	29.24	9%	5.738	5.747	5.743	-0.16%
moy \bar{k}			27.73				5.706	
rms $\delta k/k$				8.9 %				0.43 %
0.8 → 1.0	24.657	30.794	27.73	-22%	4.967	4.926	4.947	0.83%
1.0 → 1.2	32.325	33.328	32.83	-3.1%	4.985	4.968	4.977	0.34%
moy \bar{k}			30.28				4.962	
rms $\delta k/k$				13.4 %				0.35 %

Tableau 6.3: Constantes d'étalonnage obtenues avec la fonction numérique.

6.3.2 Résultats avec la Gaussienne

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$
0.0 → 0.2	42.834	43.800	43.32	-2.2%	5.693	5.727	5.710	-0.60%
0.2 → 0.4	39.439	38.335	38.89	2.8%	5.688	5.681	5.685	0.12%
0.4 → 0.6	40.969	29.902	35.44	31%	5.689	5.745	5.717	-0.98%
0.6 → 0.8	34.400	26.057	30.23	28%	5.739	5.785	5.762	-0.80%
moy \bar{k}			36.96				5.719	
rms $\delta k/k$				17%				0.48%
0.8 → 1.0	24.074	34.910	29.49	-37%	5.014	4.955	4.985	1.2%
1.0 → 1.2	31.005	41.768	36.39	-30%	5.029	4.894	4.962	2.7%
moy \bar{k}			32.94				4.974	
rms $\delta k/k$				4.95%				1.1%

Tableau 6.4: Constantes d'étalonnage obtenues avec la fonction gaussienne.

6.3.3 Résultats avec la BWR naturelle

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$
0.0 \rightarrow 0.2	21.646	37.433	29.54	-53%	5.728	5.698	5.713	0.53%
0.2 \rightarrow 0.4	32.760	32.195	32.48	1.7%	5.680	5.640	5.660	0.71%
0.4 \rightarrow 0.6	28.811	11.768	20.29	84%	5.729	5.758	5.744	-0.51%
0.6 \rightarrow 0.8	29.131	30.337	29.73	-4.1%	5.747	5.733	5.740	0.24%
moy k				28.01				5.714
rms $\delta k/k$				57%				0.54%
0.8 \rightarrow 1.0	29.320	27.057	28.19	8%	4.931	4.963	4.947	-0.65%
1.0 \rightarrow 1.2	35.764	30.133	32.95	17%	4.941	5.025	5.004	0.84%
moy k				30.57				4.976
rms $\delta k/k$				6.4%				1.1%

Tableau 6.5: Constantes d'étalonnage obtenues avec la Breit et Wigner relativiste.

6.3.4 Résultats avec la BWR ajustée

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$
0.0 \rightarrow 0.2	25.950	28.529	27.24	-9.5%	5.689	5.729	5.709	-0.70%
0.2 \rightarrow 0.4	29.024	34.791	31.91	-18%	5.672	5.633	5.653	0.69%
0.4 \rightarrow 0.6	20.364	24.243	22.30	-17%	5.736	5.712	5.724	0.42%
0.6 \rightarrow 0.8	31.885	27.521	29.70	15%	5.726	5.739	5.733	-0.23%
moy k				27.79				5.705
rms $\delta k/k$				15%				0.63%
0.8 \rightarrow 1.0	27.181	31.089	29.14	-13%	4.947	4.918	4.933	0.59%
1.0 \rightarrow 1.2	31.656	35.679	33.67	-12%	4.983	4.956	4.970	0.54%
moy k				31.41				4.952
rms $\delta k/k$				0.7%				0.04%

Tableau 6.6: Constantes d'étalonnage obtenues avec la Breit et Wigner relativiste ajustée.

6.3.5 Comparaison des résultats

Le tableau 6.3.5 résume les valeurs moyennes et la précision des constantes obtenues à l'aide des quatre fonctions de référence.

fonction	pré-échantillonneur				accordéon			
	$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.2$		$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.2$	
	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$
numérique	27.73	8.9%	30.28	13.4%	5.706	0.43%	4.962	0.35%
gaussienne	36.96	17%	32.94	4.95%	5.719	0.48%	4.974	1.1%
BWR	28.01	57%	30.57	6.4%	5.714	0.54%	4.976	1.1%
BWR aj.	27.79	15%	31.41	0.7%	5.705	0.63%	4.952	0.04%

Tableau 6.7: Comparaison des résultats obtenus pour différentes fonctions de référence.

Les constantes d'étalonnage du tonneau accordéon données par les différentes fonctions sont compatibles à 0.48% près. Si l'on considère la précision globale des constantes de la partie centrale du calorimètre (statistique plus importante dans les 8 régions $|\eta| < 0.8$ du calorimètre), la meilleure est celle obtenue par la fonction numérique. En effet, cette fonction reproduit mieux la distribution réelle du carré de la masse invariante par opposition aux fonctions analytiques: les masses inférieures à M_{Z^0} sont plus probables que celles supérieures à M_{Z^0} .

Pour les constantes d'étalonnage du pré-échantillonneur, on obtient de plus grandes différences dans les résultats. Les constantes sont compatibles entre elles à 31% près et les précisions varient entre 0.7% et 57%. Ceci prouve que l'algorithme n'est pas très sensible aux constantes du pré-échantillonneur dans lequel peu d'énergie est déposée en comparaison du tonneau accordéon.

6.4 Sensibilité à la fenêtre de masse

La Breit et Wigner relativiste ajustée a été utilisée pour cette étude. Les coupures utilisées sont les suivantes :

- coupure sur la pseudo-rapacité reconstruite des leptons.
- coupure sur la masse à l'aide de la fenêtre standard ou de la fenêtre étroite.
- coupure sur les troisièmes amas.

Les résultats associés à l'utilisation de la fenêtre standard ont déjà été présentés dans le tableau 6.3.4. Ceux associés à la fenêtre étroite font l'objet du tableau 6.4.

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$
0.0 → 0.2	21.516	27.672	24.59	-25%	5.685	5.707	5.696	-0.39%
0.2 → 0.4	33.083	33.530	33.31	-1.3%	5.650	5.629	5.640	0.37%
0.4 → 0.6	21.771	24.168	22.97	-10%	5.717	5.692	5.705	0.44%
0.6 → 0.8	32.584	27.996	30.29	15%	5.704	5.715	5.710	-0.19%
moy k			27.79				5.688	
rms $\delta k/k$				17%				0.41%
0.8 → 1.0	26.490	30.505	28.50	-14%	4.946	4.916	4.931	0.61%
1.0 → 1.2	32.799	26.006	29.40	23%	4.944	5.013	4.979	-0.14%
moy k			28.95				4.955	
rms $\delta k/k$				26%				0.53%

Tableau 6.8: Constantes d'étalonnage obtenues avec la BWR ajustée et la fenêtre de masse étroite.

Le tableau 6.4 résume les valeurs moyennes et la précision des constantes obtenues suivant la fenêtre de masse utilisée.

fenêtre	pré-échantillonneur				accordéon			
	$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.2$		$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.2$	
	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$
standard	27.79	15%	31.41	0.7%	5.705	0.63%	4.952	0.04%
étroite	27.79	17%	28.95	26%	5.688	0.41%	4.955	0.53%

Tableau 6.9: Comparaison des résultats obtenus pour deux fenêtres de masse.

D'après le tableau 6.4, le passage à une fenêtre de masse plus étroite conduit à des valeurs de constantes compatibles entre elles à 0.3% pour le tonneau accordéon et à 8% pour le pré-échantillonneur. En revanche, l'amélioration de la précision que l'on attendait du fait de l'utilisation d'une distribution plus étroite n'est pas significative. Ceci peut s'expliquer en partie à cause de la diminution de la statistique après coupure sur la masse (perte de 35% des événements).

6.5 Sensibilité à la statistique

La Breit et Wigner relativiste ajustée a été utilisée pour cette étude. Les coupures utilisées sont les suivantes :

- coupure sur la pseudo-rapacité reconstruite des leptons.
- coupure sur la masse à l'aide de la fenêtre standard.
- coupure sur les troisièmes amas.
- coupure sur le nombre d'événements à l'issue des 3 précédentes coupures.

Quatre tailles de lots ont été utilisées : 650, 1300, 2600, 5240. Les résultats liés au nombre maximal d'événements passant les coupures (5240) ont déjà été présentés auparavant (voir le tableau 6.3.4). L'algorithme a divergé pour 650 événements, ce qui explique qu'aucun résultat n'est associé à cette taille de lot. Le tableau 6.5 présente les résultats obtenus pour 1300 événements et le tableau 6.5 pour 2600 événements. Le résumé de l'étude de la sensibilité des résultats à la statistique est effectuée dans le tableau 6.5.

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$
0.0 → 0.2	71.785	24.927	48.36	97%	5.594	5.730	5.662	-2.4%
0.2 → 0.4	29.237	41.612	35.43	-35%	5.688	5.644	5.666	0.78%
0.4 → 0.6	25.692	40.676	33.18	-45%	5.707	5.612	5.660	1.68%
0.6 → 0.8	31.387	34.154	32.77	-8.4%	5.708	5.768	5.738	-1.05%
moy k			37.44				5.682	
rms $\delta k/k$				65%				1.83%
0.8 → 1.0	30.434	34.203	32.32	-12%	4.903	4.896	4.900	0.14%
1.0 → 1.2	30.277	22.179	26.23	31%	4.981	5.089	5.035	-2.14%
moy k			29.28				4.968	
rms $\delta k/k$				30%				1.61%

Tableau 6.10: Constantes d'étalonnage obtenues avec la BWR ajustée pour 1300 événements.

Excepté le cas des 650 événements, on déduit du tableau 6.5 que les valeurs des constantes d'étalonnage obtenues sont compatibles entre elles à 0.3% pour la partie tonneau de l'accordéon et à 31% pour le pré-échantillonneur, valeurs tout à fait comparable à celles précédemment obtenues (voir la fin des deux sections précédentes).

En ce qui concerne les précisions obtenues pour les différentes constantes, les meilleures sont obtenues avec la statistique maximale. Pour déterminer plus précisément l'influence de la statistique, considérons la partie centrale du calorimètre. La précision s'améliore au fur à mesure que le nombre d'événements s'accroît : passage de 1300 à 2600 accompagné d'une amélioration d'un facteur $1.9 \simeq \sqrt{2}$, et passage de 2600 à 5600 accompagné d'une amélioration d'un facteur $2.1 > \sqrt{2}$.

$ \eta $	pré-échantillonneur				accordéon			
	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	\bar{k}	$\delta k/k$	$k (\eta < 0)$	$k (\eta > 0)$	k	$\delta k/k$
0.0 \rightarrow 0.2	37.152	24.458	30.81	41%	5.646	5.749	5.698	-1.8%
0.2 \rightarrow 0.4	24.178	27.886	26.03	-14%	5.700	5.647	5.674	0.93%
0.4 \rightarrow 0.6	22.674	39.973	31.32	-55%	5.714	5.652	5.683	1.09%
0.6 \rightarrow 0.8	27.946	29.940	28.94	-6.9%	5.747	5.737	5.742	0.17%
moy \bar{k}				29.28				5.699
rms $\delta k/k$				39%				1.33%
0.8 \rightarrow 1.0	22.489	40.150	31.32	-56%	4.959	4.888	4.924	1.4%
1.0 \rightarrow 1.2	31.638	22.983	27.31	32%	4.971	5.052	5.012	-1.6%
moy \bar{k}				29.32				4.968
rms $\delta k/k$				62%				2.12%

Tableau 6.11: Constantes d'étalonnage obtenues avec la BWR ajustée pour 2600 événements.

taille	pré-échantillonneur				accordéon			
	$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.2$		$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.2$	
	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$	moy \bar{k}	rms $\frac{\delta k}{\bar{k}}$
650	-	-	-	-	-	-	-	-
1300	37.44	65%	29.28	30%	5.682	1.83%	4.968	1.61%
2600	29.28	39%	29.32	62%	5.699	1.33%	4.968	2.12%
5600	27.79	15%	31.41	0.7%	5.705	0.63%	4.952	0.04%

Tableau 6.12: Comparaison des résultats obtenus suivant le nombre d'événements utilisés.

6.6 Conclusion et prolongements potentiels de cette première étude

L'obtention d'un terme constant inférieur à 1% dans la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est indispensable si l'on souhaite pouvoir observer un éventuel boson de Higgs. La réalisation de cet objectif passe par l'étalonnage le plus précis possible du calorimètre électromagnétique. Afin d'obtenir une telle précision, trois étapes ont été prévues :

1. étalonnage en faisceau-test.
2. transport de l'étalonnage du faisceau-test au site définitif.
3. ajustement final *in situ* obtenu en utilisant un signal de physique.

L'abondante production attendue du boson Z^0 auprès du LHC ainsi que les mesures de précision de sa masse effectuées auprès du LEP permettent d'envisager le canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ comme signal permettant l'étalonnage du calorimètre électromagnétique à l'aide de la masse invariante des deux leptons.

Afin d'étudier un tel scénario, une campagne de simulation a été effectuée où des événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ont été simulés avec Bremsstrahlung interne et reconstruits à l'aide de la simulation GEANT du calorimètre électromagnétique. Près de 5300 événements ont permis d'étalonner le calorimètre électromagnétique par région de $\Delta\eta = 0.2$, avec une précision de 0.43% sur les constantes de la partie accordéon du tonneau. La sensibilité de l'algorithme de détermination des constantes a été éprouvée : utilisation de plusieurs fonctions de référence, variation de la fenêtre de coupure sur la masse reconstruite, changement du nombre d'événements utilisés. Nous avons vu que les résultats ne variaient pas significativement suivant ces trois facteurs, excepté dans le cas du troisième, où le nombre des événements utilisés influait directement sur la précision des constantes d'étalonnage obtenues.

Si l'étude déjà effectuée a permis d'obtenir des premiers résultats, elle reste encore à compléter à différents niveaux :

- les événements qui ont été simulés ne comportaient aucun bruit de fond et les particules différentes des leptons issus du Z^0 n'ont pas été reconstruites. Ces effets doivent être éprouvés afin de tester l'efficacité de l'étalonnage dans ces conditions. La distribution de la masse invariante des deux leptons va posséder alors une composante continue issue du bruit de fond e^+e^- . La détermination de nouveaux critères de sélection des événements devra être effectuée.
- les constantes d'étalonnage ont été déterminées pour 12 régions du tonneau électromagnétique. Le découpage du tonneau a été effectuée uniquement en η , en supposant que chacun des compartiments de la partie accordéon possédait la même constante. L'étape suivante consiste à étudier la convergence de l'algorithme lorsqu'on découpe également le tonneau en ϕ et en profondeur (une constante par compartiment). Ensuite, il faudra étudier l'étalonnage des bouchons de façon similaire avant d'entrevoir la possibilité d'étalonner le calorimètre électromagnétique en entier (bouchons + tonneau).

Le travail qui reste à faire est conséquent, mais les premiers résultats obtenus ainsi que les méthodes déjà mises en place permettent d'augurer de prochains résultats.

Conclusion et perspectives

Si le Modèle Standard est actuellement l'un des modèles les mieux vérifiés expérimentalement, l'hypothèse de l'existence du boson de Higgs qu'il met en œuvre, reste encore invalidée. Le Modèle Standard s'accommodant très bien d'un boson de Higgs lourd (~ 1 TeV), il est possible qu'il reste non découvert à la fin de ce millénaire : le LEP, seul anneau actuellement compétitif dans la recherche du boson de Higgs, ne pourra couvrir le domaine de masse que jusqu'à 100 GeV. La relève sera alors prise par le LHC, futur anneau de collisions hadroniques de 14 TeV dans le centre de masse des protons, pour défricher le domaine laissé inexploité.

La stratégie de recherche du boson H de Higgs auprès du LHC sera basée sur la détection de ses modes photonique (pour $m_H < 130$ GeV) et leptoniques de désintégration (pour $m_H < 600$ GeV). Compte tenu de la petitesse attendue des sections efficaces de production de ces processus, le LHC a été conçu comme une machine à haute luminosité (10^{34} cm $^{-2}$.s $^{-1}$) et à fréquence élevée de croisement (40 MHz). Ces caractéristiques contribuent à créer un environnement particulièrement exigeant pour les expériences ATLAS et CMS placées auprès du LHC : doses élevées des radiations et bruit d'empilement.

Si la recherche du boson de Higgs auprès du LHC est une des priorités, l'échelle d'énergie des processus qu'il met en jeu lui permet également de prétendre à la recherche d'une nouvelle physique : supersymétrie et théories de grande unification, par exemple. Ainsi, la recherche de bosons vectoriels massifs Z' des théories de grande unification dans leurs désintégrations électroniques implique pour les expériences ATLAS et CMS de posséder des calorimètres électromagnétiques adaptés aux énergies des électrons.

Dans le cas d'ATLAS, l'optimisation du calorimètre électromagnétique a été réalisée en tenant compte de ces différentes contraintes. Ceci se traduit sur la conception de la chaîne électronique de lecture du calorimètre par un cahier des charges particulièrement pointu. Dans l'optique d'y satisfaire, l'architecture de la chaîne électronique de lecture a été pensée et optimisée. Les solutions apportées aux différentes contraintes mentionnées plus haut sont les suivantes :

- utilisation de l'électronique de préamplification chaude **OT** : j'ai montré que ses performances étaient comparables à celles d'une électronique froide tout en présentant l'avantage d'être moins exposée aux radiations et d'être plus accessible. C'est ce type de préamplification qui fut choisie par la collaboration ATLAS pour équiper le futur calorimètre électromagnétique.
- utilisation de l'échantillonnage multiple des signaux délivrés par le calorimètre combiné à un **filtrage numérique** : j'ai montré qu'on pouvait ainsi réduire théoriquement l'influence du bruit d'empilement et du bruit de l'électronique tout en permettant d'adapter la réponse de la chaîne de lecture à la luminosité de fonctionnement du LHC. Afin de valider **expérimentalement** cette technique, j'ai participé

à la réalisation et aux tests en faisceau d'une carte de filtrage numérique baptisée **MUSIP**. J'ai ainsi pu montrer que les performances obtenues par ce système étaient tout à fait comparables à celle d'une électronique classique plus lente. En revanche, le manque de flexibilité de la carte a conduit au démarrage d'un nouveau programme de R&D, dont l'objet est une carte MUSIP 2^{ème} génération. Une perspective de travail est de participer aux tests de cette future carte en mettant en oeuvre le savoir-faire acquis sur la précédente carte.

- découpage de la gamme dynamique en plusieurs sous gammes avec utilisation d'un convertisseur analogique-numérique de précision suffisante: j'ai montré qu'un découpage de la gamme dynamique en **3 sous-gammes** étagées suivant les rapports (1,10,100) associé à un convertisseur de 12 bits permettait de satisfaire au cahier des charges. Ce système a été choisi par la collaboration ATLAS pour équiper son futur calorimètre électromagnétique.

Enfin, l'obtention de mesures précises requiert que l'étalonnage du calorimètre électromagnétique soit particulièrement précis. Si celui est effectué pour une partie du calorimètre à l'aide d'un faisceau-test et d'un étalon électronique, il reste néanmoins qu'un ajustement final doit être effectué pour tout le calorimètre une fois celui-ci définitivement installé. Dans le cadre d'une étude encore préliminaire, j'ai montré la faisabilité d'un tel ajustement à l'aide du signal de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ en guise d'étalon de référence absolu. Mais cette étude doit être complétée et comparée à d'autres méthodes d'étalonnage, qui sont tout autant des perspectives de travail.

Annexe A

Calculs théoriques des fractions d'échantillonnage

Les fractions d'échantillonnage (E_{ar}/E) de la région 0T du prototype 1994 et des futurs pré-échantillonneur et tonneau électromagnétique du calorimètre d'ATLAS peuvent être calculées théoriquement en utilisant les $(dE/dx)_{min}$ des différents matériaux qui les constituent ainsi que le rapport e/μ .

La marche à suivre pour obtenir ces fractions est exposée dans la section A.1, tandis que les valeurs obtenues sont présentées dans la section A.2. Nous en déduisons alors les valeurs des constantes \vec{k} évoquées dans les sous-sections 3.3.5 et 6.2.4.

A.1 Méthode de calcul

A.1.1 Principe

Si l'on désigne la densité massique du matériau i par d_i (en g/cm^3), l'énergie déposée par une particule au minimum d'ionisation dans un g/cm^2 du matériau i par $(dE/dx)_i$ (en $\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$), et par h_i l'épaisseur du matériau i , alors l'énergie totale déposée dans le matériau $(\delta E)_i$ sera donnée par :

$$(\delta E)_i = h_i \times d_i \times \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (\text{A.1})$$

Si l'on considère maintenant une cellule d'un détecteur à échantillonnage (voir l'exemple de la figure A.1), la fraction d'échantillonnage du détecteur pour une particule au minimum d'ionisation (mip), sera le rapport de l'énergie $(\delta E)_{det}$ déposée dans le milieu de détection sur l'énergie totale déposée dans la cellule. Si l'argon constitue le milieu de détection du calorimètre, alors on obtient :

$$\left(\frac{E_{ar}}{E} \right)_{mip} = \frac{(\delta E)_{ar}}{\sum_i (\delta E)_i} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas d'un électron, il faut multiplier par le rapport dit e/μ qui tient compte du fait qu'un électron dépose plus d'énergie dans les absorbeurs qu'une particule au minimum d'ionisation (typiquement un muon). On obtient finalement la fraction d'échantillonnage de la gerbe d'un électron à l'aide de (A.3).

$$\left(\frac{E_{ar}}{E} \right) = \frac{(\delta E)_{ar}}{\sum_i (\delta E)_i} \times \left(\frac{e}{\mu} \right) \quad (\text{A.3})$$

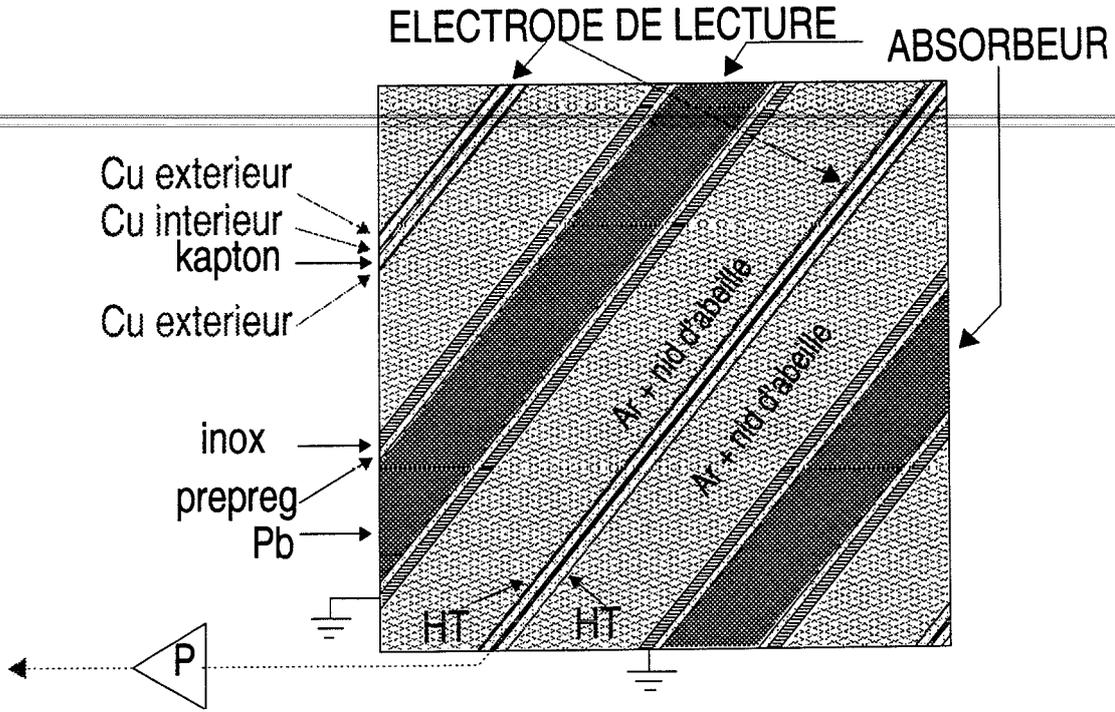


Figure A.1: Coupe transversale du tonneau électromagnétique

A.1.2 Détermination des valeurs nécessaires

Les éléments constitutifs d'une cellule du calorimètre à argon sont représentés sur la figure A.1. Les caractéristiques de la plupart de ces éléments se trouvent dans [4] et dans [16]. Pour ceux qui ne s'y trouvent pas je propose une détermination approchée de leurs caractéristiques.

- prepreg = fibres de verre + colle epoxy (40 – 50%) : $(\delta E)_{prepreg}$ estimé à : 0.1272 dans 0.4 mm (voir [30]).
- inox = acier inoxydable AISI 304 type Z6 18-9 (acier fortement allié contenant 0.06 % de C, 18 % de Cr et 9 % de Ni). Comme le $\frac{dE}{dx}$ du Cr et du Ni ne sont pas donnés dans les tables, j'ai utilisé une interpolation linéaire basée à partir de leurs plus proches voisins dans le tableau périodique des éléments.

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Cr} = \left(\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ti} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Fe}}{m_{Ti} - m_{Fe}} \right) (m_{Cr} - m_{Fe}) + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Fe} \\ \quad = 1.463 \\ \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ni} = \left(\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Cu} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Fe}}{m_{Cu} - m_{Fe}} \right) (m_{Ni} - m_{Fe}) + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Fe} \\ \quad = 1.4332 \end{array} \right. \quad (A.4)$$

On déduit alors le (dE/dx) de l'inox à de l'additivité de Bragg (voir page 166 dans [4]).

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{prepreg} = 1.452 \quad (A.5)$$

- nid d'abeilles = fibres aramides + résine phénolique + fibres de verres assurant le lien entre les morceaux : négligé
- rapport e/μ estimé à ~ 0.71 dans le cas présent (voir [19]).

A.2 Valeurs des fractions d'échantillonnage

A.2.1 Cas de la région 0T du prototype 1994

Élément	d	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$	h (mm)	(δE)
ABSORBEUR				
Pb	11.35	1.123	1.8	2.294
prepreg	–	–	0.4	0.1272
inox	7.8	1.452	0.4	.4530
ÉLECTRODE				
kapton	1.420	1.820	0.3	.0775
Cu	8.96	1.403	0.1	.132
MILIEU				
Ar	1.393	1.519	3.8	.8041
$(\delta E)_{tot}$				3.89
$(\delta E)_{ar}/(\delta E)_{tot}$				20.7%
$\left(\frac{E_{ar}}{E}\right)$				14.7%

Tableau A.1: Fraction d'énergie déposée dans l'argon de la région 0T du prototype 1994.

A.2.2 Cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

L'estimation de l'énergie incidente des électrons qui traversent le calorimètre se fait à partir de la somme des énergies déposées dans l'argon des cellules d'un amas 3×7 , dans le cadre des études du chapitre 5 et du chapitre 6. L'utilisation d'un amas de taille finie conduit à sous-estimer en moyenne l'énergie incidente de l'électron d'un facteur $f = 1.04$ (voir paragraphe 2.3.6 dans [44]).

Finalement la constante k nécessaire à l'étalonnage des amas 3×7 du tonneau électromagnétique s'obtient à partir du rapport e/μ et du facteur f suivant la relation (A.7).

$$k = f \times \left(\frac{e}{\mu}\right) \times \left(\frac{(\delta E)_{ar}}{(\delta E)_{tot}}\right) \quad (\text{A.6})$$

$$= f \times \left(\frac{E_{ar}}{E}\right) \quad (\text{A.7})$$

Le tableau A.2.2 contient la valeur de la constante d'étalonnage k_{acc} du tonneau accordéon calculée à partir de (A.7) pour les deux régions d'épaisseurs de plomb différentes ; le tableau A.2.2 contient la valeur de la constante d'étalonnage k_{ps} du pré-échantillonneur calculée également à partir de (A.7).

Élément	d	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$	$ \eta < 0.8$		$0.8 < \eta < 1.475$	
			h (mm)	(δE)	h (mm)	(δE)
ABSORBEUR						
Pb	11.35	1.123	1×1.53	1.9501	1×1.13	1.4403
inox	7.8	1.452	$2 \times .2$.4530	$2 \times .2$.4530
ÉLECTRODE						
kapton	1.420	1.820	$2 \times .0508$.02584	$2 \times .0508$.02584
Cu	8.96	1.403	$3 \times .035$.13199	$3 \times .035$.13199
MILIEU						
Ar	1.393	1.519	2×2.1	.8887	2×2.1	.8887
$(\delta E)_{tot}$				3.61		3.15
$(\delta E)_{ar}/(\delta E)_{tot}$				24.6%		28.2%

Tableau A.2: Fraction d'énergie déposée dans l'argon du tonneau électromagnétique à accordéons.

Élément	d	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$	$ \eta < 0.152$	
			h (mm)	ΔE
CATHODE				
G10	1.7	1.87	$1 \times .2$.06358
Cu	8.96	1.403	$2 \times .035$.08800
ANODE				
G10	1.7	1.87	$1 \times .15$.04769
Cu	8.96	1.403	$3 \times .0175$.06600
MILIEU				
Ar	1.393	1.519	11.	2.328
CRYOSTAT+AIMANT				
Al	2.7	1.615	—	38.8
$(\delta E)_{tot}$				41.39
$(\delta E)_{ar}/(\delta E)_{tot}$				5.62 %

Tableau A.3: Fraction d'énergie déposée dans l'argon du pré-échantillonneur tonneau.

	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.475$
Constante k_{acc}	5.74	4.89

Tableau A.4: Inverse de la fraction d'échantillonnage théorique du tonneau électromagnétique à accordéons.

	$ \eta < 1.52$
Constante k_{ps}	22

Tableau A.5: Inverse de la fraction d'échantillonnage théorique du pré-échantillonneur.

Annexe B

Calculs intermédiaires pour la méthode de Newton généralisée

Nous avons vu dans le chapitre 6 que le calcul des inverses des fractions d'échantillonnage \vec{k} - appelée constantes d'étalonnage - pouvait s'effectuer en cherchant le maximum d'une vraisemblance V . Cette fonction de vraisemblance est bâtie à partir du carré s de la masse invariante $m_{e^+e^-}$ pour chaque événement, ainsi qu'à partir de la densité de probabilité g de la variable aléatoire s . La recherche des constantes \vec{k}^{max} qui maximisent la vraisemblance V s'effectue à l'aide d'une méthode numérique itérative, baptisée méthode de Newton généralisée. Celle-ci requiert à chaque étape le calcul des dérivées première $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k})$ et seconde $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k})$ de la vraisemblance V par rapport à \vec{k} . L'objectif de cette annexe est de présenter les différents calculs formels intermédiaires qui permettent de calculer ces dérivées.

Les expressions de $\ln V$ et de ses dérivées première et seconde par rapport aux constantes d'étalonnage k_τ et k_ρ des cellules τ et ρ sont données par (B.1).

$$\left\{ \begin{array}{l} \ln V = \sum_{evt\ i} \ln g(s_i(\vec{k})) \\ \frac{\partial \ln V}{\partial k_\rho} = \sum_{evt\ i} \frac{\partial \ln g}{\partial s}(s_i(\vec{k})) \cdot \frac{\partial s_i}{\partial k_\rho}(\vec{k}) \\ \frac{\partial^2 \ln V}{\partial k_\tau \partial k_\rho} = \sum_{evt\ i} \frac{\partial^2 \ln g}{\partial s^2}(s_i(\vec{k})) \cdot \frac{\partial s_i}{\partial k_\tau}(\vec{k}) \cdot \frac{\partial s_i}{\partial k_\rho}(\vec{k}) + \frac{\partial \ln g}{\partial s}(s_i(\vec{k})) \cdot \frac{\partial^2 s_i}{\partial k_\tau \partial k_\rho}(\vec{k}) \end{array} \right. \quad (B.1)$$

La dérivation par rapport à k_ρ se transporte sur le carré de la masse invariante s_i de l'événement i . Si l'on désigne l'énergie (non-étalonnée) de la cellule ρ du lepton e^\pm du i -ème événement par $e_{\rho i \pm}$, alors on obtient les expressions suivantes pour s_i et ses dérivées :

$$\left\{ \begin{array}{l} s_i(\vec{k}) = 2 \left(\sum_{cel\ \rho} e_{\rho i +} \right) \left(\sum_{cel\ \sigma} e_{\sigma i -} \right) (1 - \cos(\Delta\theta_i)) \\ \frac{\partial s}{\partial k_\tau}(\vec{k}) = 2 \left[e_{\tau i +} \left(\sum_{cel\ \sigma} e_{\sigma i -} \right) \left(\sum_{cel\ \sigma} e_{\rho i +} \right) e_{\tau i -} \right] (1 - \cos(\Delta\theta_i)) \\ \frac{\partial^2 s}{\partial k_\tau \partial k_\rho}(\vec{k}) = 2 [e_{\tau i +} e_{\rho i -} + e_{\rho i +} e_{\tau i -}] (1 - \cos(\Delta\theta_i)) \end{array} \right. \quad (B.2)$$

Afin de pouvoir vérifier le déroulement des calculs, il est bon de disposer d'une estimation de l'ordre de grandeur de chacun des termes précédents. Si pour une itération

donnée, les constantes d'étalonnage ne sont pas trop "fausses" (typiquement ~ 30 pour le pré-échantillonneur et $\sim 5 - 5.7$ pour le tonneau accordéon) alors l'ordre de grandeur de la masse reconstruite est la suivante :

$$s_i(\vec{k}) \sim M_{Z^0}^2 \simeq 8100 \quad (\text{B.3})$$

L'ordre de grandeur de la dérivée première s'obtient en divisant le précédent par celui des constantes d'étalonnage (au premier ordre, il s'agit de celui des constantes relatives au tonneau accordéon, les énergies dans le pré-échantillonneur étant suffisamment faible en comparaison pour pouvoir être négligées ici) :

$$\frac{\partial s}{\partial k_i}(\vec{k}) \sim \frac{M_{Z^0}^2}{k_{acc}} \simeq 1400 \quad (\text{B.4})$$

En répétant le même procédé pour la dérivée seconde, on obtient l'ordre de grandeur suivant :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial k_\tau \partial k_\rho}(\vec{k}) \sim \frac{M_{Z^0}^2}{k_{acc}^2} \simeq 300 \quad (\text{B.5})$$

On peut comprendre à partir des estimations simples de ces ordres de grandeur, comment la précision du calcul des dérivées première et seconde de la densité de probabilité g dans le cas où elle est définie numériquement (sous-section 6.2.2) peut être significative. En effet, si, en moyenne sur les événements i , le produit des dérivées premières de s dans l'expression de la matrice $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k})$ - destinée à être inversée - est plus important que la seule dérivée seconde de s ($\sim 2.25 \cdot 10^6$ en comparaison de ~ 300), la multiplication par les dérivées de $\ln g$ vient supprimer cet avantage et rendre concurrentiel ces deux types de termes.

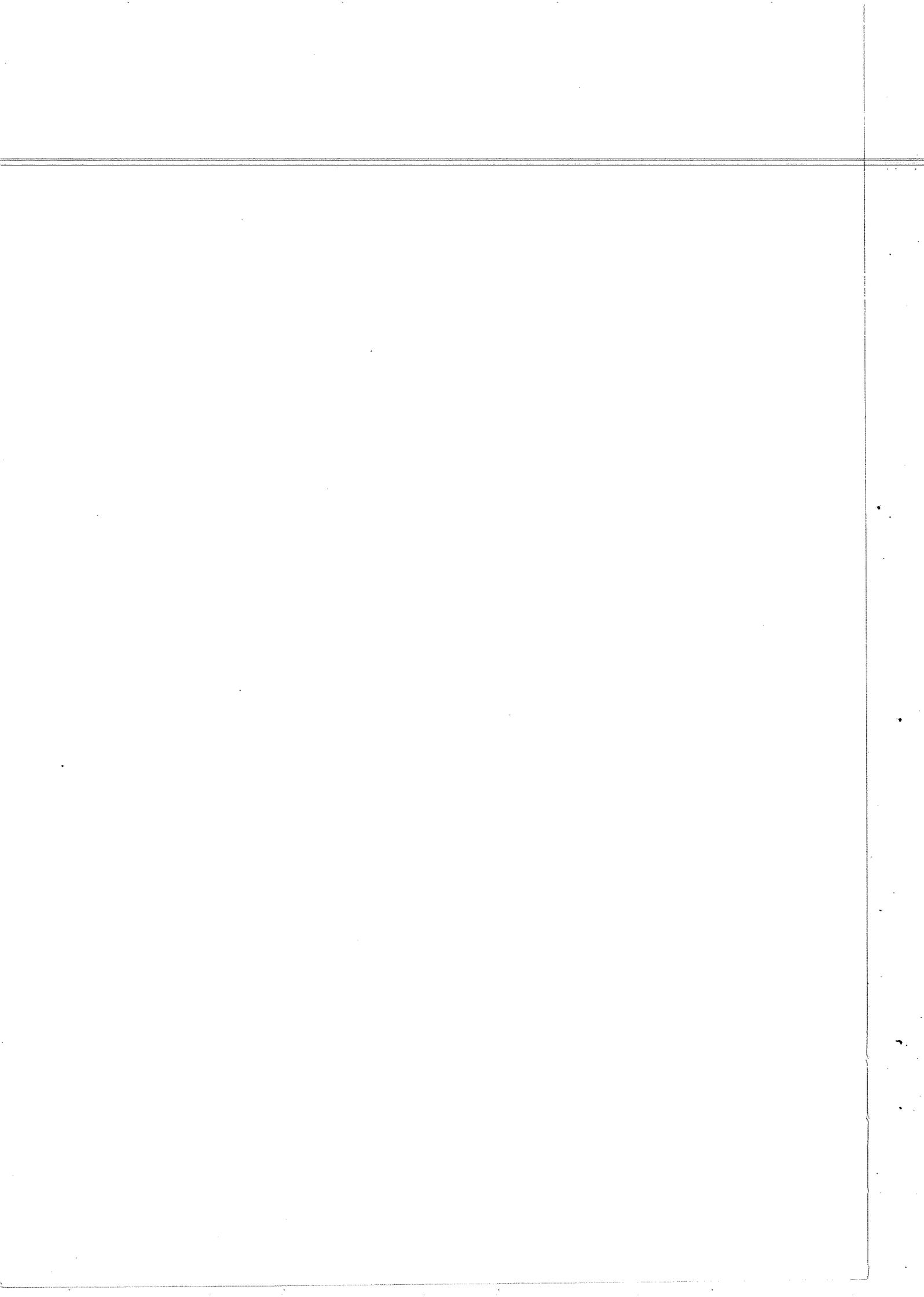
Une autre vérification simple que l'on peut également effectuer, concerne la diagonale de la matrice symétrique $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k})$. Les dérivées première et seconde de s par rapport à la même constante k_τ vont contribuer en moyenne sur les événements à accroître chacun des termes diagonaux. À la fin de la construction de la matrice $\vec{\nabla}_{\vec{k}} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \ln V(\vec{k})$, on s'attend à trouver une diagonale dont les valeurs sont plus importantes que celles des éléments non-diagonaux.

Bibliographie

- [1] P. CAMARRI *et al.* «Z' into leptons». *CERN 90-20 ECFA 90-133*, II: 704–716, (1990). Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop.
- [2] P. RENTON. «*Electroweak interactions: an introduction to the physics of quarks and leptons*». CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 1990.
- [3] MARIA J. HERRERO. «Introduction to the symmetry breaking sector». *HEP-PH/9601286*, (1996). FTUAM Jan/96/1.
- [4] R. M. BARNETT *et al.* (Particle Data Group). «Review of Particle Physics». *Phys. Rev.*, **D54**: 1–720, (1996).
- [5] «*Où est le Higgs ?* », (1990). Compte rendu de l'école d'été de Physique des Particules de Gif.
- [6] ANSELM. «The electroweak interaction in the Standard Model.». *CERN Summer School in Physics*, (1996).
- [7] W. J. STIRLING. «Higgs phenomenology». (*October*1993).
- [8] M. CARENA. «Higgs and supersymmetric particles at LEP2». (1996). 1996 Academic Training Programme.
- [9] T. Sjöstrand and F. Zwirner G. ALTARELLI, EDITOR. «*Physics at LEP2*», VOLUME 1. CERN, (1996). PROCEEDINGS OF THE WORKSHOP ON PHYSICS AT LEP2, CERN 96-01.
- [10] J.-F. GRIVAZ. «NEW PARTICLE SEARCHES.». *LAL 95-83*, (1995).
- [11] THE ATLAS COLLABORATION. «*ATLAS Technical Proposal*». CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, 1994.
- [12] M. JACOB, EDITOR. «*Large Hadron Collider in the LEP tunnel*», (1984). PROCEEDINGS OF THE ECFA-CERN WORKSHOP, ECFA 84/85 CERN 84-10.
- [13] THE LHC STUDY GROUP. «*The Large Hadron Collider Conceptual Design*». CERN, 1995. CERN/AC/95-05(LHC).
- [14] E. FERNANDEZ AND G. JARLSKOG, EDITOR. «*Instrumentation technology for high-luminosity hadron colliders*», VOLUME 1, (1989). PROCEEDINGS OF THE ECFA STUDY WEEK, ECFA 89-124 CERN 89-10.
- [15] THE ATLAS COLLABORATION. «*ATLAS Calorimeter Performance*». CERN, 1996. CERN/LHCC/96-40 ATLAS TDR 1.

- [16] M. BERNARD ET F. BUSNOT. «*Usuel de chimie générale et minérale*». DUNOND, 1984.
- [17] ROBERT C. WEAST, EDITOR. «*Handbook of chemistry and physics*». CRC PRESS, INC., 58TH EDITION, 1977-78.
- [18] THE ATLAS COLLABORATION. «LIQUID KRYPTON IN THE ATLAS CALORIMETER.». *CERN/LHCC/93-25*, (1993).
- [19] W. E. CLELAND, E. G. STERN. «SIGNAL PROCESSING CONSIDERATIONS FOR LIQUID IONIZATION CALORIMETERS IN A HIGH RATE ENVIRONMENT». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (1994).
- [20] B. AUBERT, B. BEAUGIRAUDR, J. COLAS, J.-C. LE MAREC. «MÉTHODE DE CALCUL DES ACCORDÉONS CURVILIGNES». *note interne LAPP*, (1993).
- [21] THE ATLAS COLLABORATION. «*ATLAS Technical Design Report*». CERN, 1996.
- [22] R. L. CHASE, C. DE LA TAILLE, J. P. RICHER, N. SEGUIN-MOREAU. «A FAST MONOLITHIC SHAPER FOR THE ATLAS E.M. CALORIMETER.». *ATLAS Internal Note, LARG-NO-10*, (1995).
- [23] D. BRETON. «MÉMOIRE ANALOGIQUE À SOUSTRACTION DE PIEDESTAL POUR LA CALORIMÉTRIE À ARGON LIQUIDE AU LHC». (1995). ÉCOLE D'ÉLECTRONIQUE DE CARGÈSE.
- [24] D. M. GINGRICH *et al.*. «PERFORMANCE OF A LARGE SCALE PROTOTYPE OF THE ATLAS ACCORDION ELECTROMAGNETIC CALORIMETER». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **364**: 290-306, (1995).
- [25] «*Detection and Signal Processing in High-Energy Physics*», (*Mystere*). PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONEL SCHOOL OF PHYSICS "ENRICO FERMI".
- [26] P. HOROWITZ AND W. HILL. «*The Art of Electronics*». CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2ND EDITION, 1990.
- [27] J. NEVEU. «*Introduction aux probabilités*». ÉCOLE POLYTECHNIQUE, 1992.
- [28] L. SERIN. «PERFORMANCES DU OT.». *communication privée*, (1994).
- [29] J. COLAS. «CARACTÉRISTIQUES DU PROTOTYPE 1994.». *communication privée*, (1995).
- [30] C. DE LA TAILLE. «NEW NOISE FIGURES FOR THE ATLAS E.M. CALORIMETER.». *ATLAS Internal Note, LARG-NO-35*, (1996).
- [31] ATLAS-LAPP GROUP. «THE UV PRESHOWER: STATUS REPORT.». *working note*, (1994).
- [32] «*MUSIP: a 40 MHz filter card for the ATLAS electromagnetic calorimeter signal*», (1996). CONTRIBUTION TO THE 2ND WORKSHOP ON ELECTRONICS FOR LHC EXPERIMENTS, BALATONFURED, HONGRIE, 23-27TH SEPTEMBER 1996, LAPP-EXP-96-12.

- [33] H. GORDON, M. LELTCHOUK, M. SEMAN.. «THE MAXIMUM ENERGY DEPOSITION TO THE ATLAS E.M. CALORIMETER.». *ATLAS Internal Note, XXX*, (19XX).
- [34] FERMI COLLABORATION.. «FERMI: A DIGITAL FRONT END AND READOUT MICROSYSTEM FOR HIGH RESOLUTION CALORIMETRY.». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (1994).
- [35] ANALOG DEVICES, INC.. «AD9042, 12 BIT, 41 MSPS MONOLITHIC A/D CONVERTER.». *note constructeur*, (1996).
- [36] S. NICOLEAU. «STUDY OF QUANTIZATION NOISE FOR MULTIGAIN SYSTEMS.». *ATLAS Internal Note, LARG-NO-61*, (1996).
- [37] F. ABE *et al.*. «MEASUREMENT OF THE W BOSON MASS». *Physical Review D*, 52: 4784–4827, (1995).
- [38] A. ANTONELLI, S. BIANCO, A. CALCATERRA, F. L. FABBRI, EDITOR. «*Hadronic calibration of the DØ calorimeter*», (1996). PROCEEDING OF THE SIXTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON CALORIMETRY IN HIGH ENERGY PHYSICS.
- [39] T. SJÖSTRAND. «PYTHIA 5.7 AND JETSET 7.4 MANUAL». *CERN-TH-7112/93*, (1993).
- [40] E. BARBERIO AND Z. WAS. «PYTHIA 5.7 AND JETSET 7.4 MANUAL». *Comput. Phys. Comm.*, 79: 291–308, (1994).
- [41] D. BARDIN *et al.*. «Z LINE SHAPE». *Z physics at LEP 1*, 1: 89–128, (1989).
- [42] A. AMORIM, L. POGGIOLI, A. MAIO. «CALIBRATING THE ELECTROMAGNETIC CALORIMETER USING $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ EVENTS.». *ATLAS Internal Note, PHYS-NO-15*, (1993).
- [43] E. RAMIS, C. DESCHAMPS, J. ODOUX. «*Cours de mathématiques spéciales*», VOLUME 3. 2ÈME EDITION, 1988.
- [44] J. SCHWINDLING *et al.*. «THE RECONSTRUCTION CODE FOR THE ELECTROMAGNETIC CALORIMETER IN ATRECON.». *ATLAS Software Documentation*, (1996). VERSION 96_9, 23 OCTOBER.



Résumé

ATLAS est l'un des deux grands instruments qui sera placé auprès du LHC, futur anneau de collisions proton-proton du CERN. L'un de ses objectifs est la recherche du boson de Higgs, particule introduite dans le Modèle Standard pour rendre compte de la brisure de la symétrie électrofaible ainsi que de la masse des fermions. Le bruit de fond hadronique introduit par la nature même de l'anneau, conduit à rechercher le boson de Higgs dans ses modes de désintégration photonique et leptoniques, donc électroniques. Dans cette optique, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS doit être spécifiquement optimisé et étalonné. L'optimisation porte en particulier sur le choix de la chaîne électronique de lecture afin de minimiser la dégradation des mesures introduites par les radiations, le bruit d'empilement, le bruit d'électronique ainsi que le bruit de quantification. Nous verrons dans cette thèse que l'utilisation concomitante d'une électronique de préamplification chaude, d'un filtrage optimal ainsi que d'un système à gains multiples permettent de réaliser cette optimisation. L'étalonnage du calorimètre consiste à déterminer la conversion entre les signaux issus du calorimètre et l'énergie des électrons ou photons à leur création. Si un premier étalonnage effectué en faisceau test peut être transporté *in situ* à l'aide d'un étalon électronique, il reste néanmoins à effectuer un ajustement final. Nous verrons dans cette thèse que l'utilisation du signal de physique $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ en tant qu'étalon de référence absolu permet de réaliser cet indispensable ajustement.

Mots-clé : boson de Higgs, LHC, ATLAS, calorimètre électromagnétique, optimisation, étalonnage absolu, bruit d'empilement, bruit électronique, bruit de quantification, filtrage optimal, MUSIP

Abstract

ATLAS is one of the two large experiments which will be placed along the LHC, the CERN's futur collider proton-proton. Researching the Higgs boson is one of its objectives. The Higgs boson is introduced in the Standard Model to explain the electroweak symmetry breaking and the fermions masses. The hadronic background naturally generated by the collider, constraints to look for the photonic and leptonic Higgs boson decay modes, especially in its electronic mode. In this perspective, the ATLAS electromagnetic calorimeter should be specifically optimized and calibrated. The optimization bears on the readout electronics to minimize the measurement smearing introduced by radiations, pile-up noise, electronics noise as well as quantization noise. We will see in this thesis that the simultaneous use of warm preamplifiers, of optimal filtering technique and of multi-gains system can fulfil such an optimization. Calibrating the electromagnetic calorimeter consists in determining the correspondence between signals coming from the calorimeter and energies of electrons and photons at their creation. If a first calibration can be obtained in testbeam area and transported *in situ* by using an electronic calibration system, final corrections should be done. We will see in this thesis that the use of a physics signal, $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, as an absolute calibrating signal can perform such a final adjustment.

Keywords : Higgs boson, LHC, ATLAS, electromagnetic calorimeter, optimization, absolute calibration, pile-up noise, electronics noise, quantization noise, optimal filtering, MUSIP