



HAL
open science

**Test du modèle du Petit Higgs dans ATLAS au LHC.
Simulation de la numérisation du calorimètre
électromagnétique**

Matthieu Lechowski

► **To cite this version:**

Matthieu Lechowski. Test du modèle du Petit Higgs dans ATLAS au LHC. Simulation de la numérisation du calorimètre électromagnétique. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00010253

HAL Id: tel-00010253

<https://theses.hal.science/tel-00010253>

Submitted on 22 Sep 2005

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

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

ORSAY
n° ordre :

LAL 05-20
Avril 2005

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R Scientifique d'Orsay

THÈSE

*présentée
pour obtenir*

*le grade de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
de l'Université PARIS XI Orsay*

par

Matthieu LECHOWSKI

**Test du Modèle du “Petit Higgs” dans ATLAS au LHC
&
Simulation de la numérisation du calorimètre électromagnétique**

Soutenue le 18 Avril 2005 devant la Commission d'Examen

MM.	F. CERUTTI	Rapporteur
	B. D'ALMAGNE	Président
	A. DEANDREA	
	D. FOURNIER	
MME.	S. LEES-ROSIER	Rapporteur
M.	D. ROUSSEAU	

à Bruno

Remerciements

Je tiens à remercier particulièrement David pour m'avoir encadré pendant ces trois années. Au-delà de son savoir-faire, j'ai vraiment apprécié sa très grande disponibilité et sa patience, ainsi que sa bonne humeur constante (malgré les bugs les plus vicieux qu'il nous est arrivé de croiser).

Je remercie pour leur accueil, leurs conseils, leur aide, et tout simplement leur présence, Daniel Fournier et les membres du groupe ATLAS du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, avec qui j'ai passé de très bons moments pendant trois ans et que je ne vais pas manquer de citer, dans le désordre : Louis, Lydia, Laurent, RD, Guillaume, Dirk, Patrick, Etienne, Claire, Marumi, Pierre, Damir, Lauren, Stéphanie, Samira, Roberto, Giacomo, Catherine, Iro ...

Merci à Eduardo Ros et Jose-Enrique Garcia, de Valence, avec qui la collaboration sur les études de physique du Modèle du Petit Higgs a été fructueuse.

Des grands remerciements à Karim Bernardet pour son aide indispensable pour la reconstruction complète au centre de calcul de Lyon, à Sandrine Laplace, Walter Lampl, Marco Delmastro et Marcello Fanti pour leur collaboration aux outils de calibration d'Athena, et à Fabienne Ledroit et Arnaud Lucotte de m'avoir permis de naviguer parmi les identificateurs d'Athena. Je remercie également Donatella Cavalli, Silvia Resconi, Sven Menke et Kyle Kranmer, qui utilisent CaloNoiseTool et ont ainsi permis de tester ce dernier et de l'améliorer, à Hong Ma pour les bases de données en général et à Antoine Pérus pour son aide concernant les bases de données MySQL en particulier.

Je remercie les membres des différents groupes de travail de la collaboration ATLAS dans lesquels je me suis inséré, en particulier Srini Rajagopalan et Johann Collot pour le LAr Software, Ian Hinchliffe et Fabiola Gianotti pour le groupe "Little Higgs", Georges Azuelos et Samir Ferrag pour le groupe de Physique Exotique, et Isabelle Wingerter-Seez et Martin Aleksa pour le test en faisceau combiné 2004.

Merci enfin aux membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail, en espérant qu'ils auront apprécié la lecture de ce document.

Pour finir, j'ai une pensée particulière pour ma famille : mes parents, que je remercie notamment pour leur soutien pendant la thèse mais aussi depuis la maternelle, Laurent et Corine qui sont pour moi autant des repères que des modèles de travail et de persévérance, et Alexandre, Victoria, Guillaume et Paul-Armand.

Je ne pouvais pas finir ces remerciements sans dire un mot sur la très probable origine de cette thèse et des études qui y ont conduit : Bruno. Il m'a fait découvrir et aimer la physique des particules et le Cern voilà plus de dix ans, et je pense que je peux l'en remercier. Cela aurait été davantage dans l'ordre des choses que son prénom figure sur la couverture à la place du mien, mais ...

J'espère qu'il connaît déjà tout ce qu'ATLAS nous apprendra.

Table des matières

Introduction	1
1 Le LHC et ATLAS	3
1.1 Le LHC	3
1.1.1 Les enjeux du LHC	3
1.1.2 Description de la machine	3
1.1.3 Luminosité et événements de biais minimum	4
1.2 ATLAS	5
1.2.1 Vue d'ensemble	5
1.2.2 Détecteur interne et solénoïde	6
1.2.3 Calorimètres à Argon liquide	10
1.2.4 Calorimètre à Tuiles	16
1.2.5 Aimants toroïdaux et spectromètres à muons	16
1.2.6 Déclenchement	19
1.3 Athena : simulation et reconstruction des données d'ATLAS	19
1.3.1 Présentation d'Athena	20
1.3.2 Construction et développement d'Athena	20
1.3.3 Architecture d'Athena	21
1.3.4 Données	21
1.3.5 ATLFAST	22
2 Calorimètres à Argon liquide : simulation et reconstruction	23
2.1 De la particule aux cellules	23
2.1.1 Interaction des particules et Hits	23
2.1.2 Signaux bruts et bruits	24
2.1.3 Sortie des ROD	27
2.1.4 Cellules dans Athena	30
2.1.5 Récapitulatif de la numérisation	30
2.2 Des cellules aux particules reconstruites	30
2.2.1 Clusters	30
2.2.2 Identification des particules	33

3	Bruit d'électronique et bruit d'empilement	35
3.1	Prédiction du bruit d'électronique	35
3.1.1	Calculs	35
3.1.2	Mesure des données	37
3.1.3	Récapitulatif des données	39
3.1.4	Résultats	39
3.1.5	Comparaison avec les résultats des tests en faisceau de 2002	49
3.2	Mesure du bruit d'électronique en faisceau test dans le Tonneau du calorimètre électromagnétique	51
3.2.1	Description du test en faisceau combiné 2004	51
3.2.2	Bruit d'électronique total en coups d'ADC	52
3.2.3	Bruits d'électronique incohérent et cohérent	52
3.2.4	Quelques commentaires	53
3.3	Bruit d'empilement	54
3.3.1	Evénements de biais minimum	54
3.3.2	Auto-corrélation totale	55
3.3.3	Mesure de l'écart-type de l'énergie dans les événements de biais minimum	57
3.3.4	Prédiction du bruit d'empilement	62
3.3.5	Bruit d'électronique modifié	65
3.4	Bruit total	68
3.5	Effets du bruit sur les clusters électromagnétiques à fenêtre glissante	73
3.5.1	Nombre de cellules	73
3.5.2	Résultats	73
4	Corrections de haute-tension	79
4.1	Problèmes de haute-tension	79
4.1.1	Effets dus à des problèmes matériels	79
4.1.2	Effets dus au événements de biais minimum	79
4.2	Différentes corrections	80
4.2.1	Stratégie	80
4.2.2	Corrections au premier ordre	80
4.2.3	Corrections au second ordre	82
4.3	Implémentation des corrections haute-tension dans Athena	83
4.3.1	Identificateurs	83
4.3.2	Base de données	84
4.3.3	Algorithmes de corrections	84
4.4	Simulation des problèmes de haute-tension	85
4.4.1	Simulation au niveau de la reconstruction	85
4.4.2	Simulation dans Geant4	85
4.5	Conclusion	85

5	Modèle Standard et Modèle du Petit Higgs	87
5.1	Le Modèle Standard	87
5.1.1	Introduction	87
5.1.2	Invariance de jauge et théorie de jauge	88
5.1.3	L'interaction électrofaible	88
5.1.4	Le mécanisme de Higgs	91
5.1.5	Phénoménologie du boson de Higgs	94
5.1.6	Les problèmes du Modèle Standard	97
5.2	Les principes du modèle du Petit Higgs	99
5.2.1	Les idées	100
5.2.2	Lagrangien et bosons de jauge	101
5.2.3	Brisure de la symétrie électrofaible	103
5.2.4	Couplage aux fermions	105
5.3	Mesures de précision et contraintes	106
5.4	Phénoménologie du Modèle du Petit Higgs	106
5.4.1	Bosons de Higgs	107
5.4.2	Quark Top lourd	107
5.4.3	Bosons Z_H , W_H et A_H	109
5.5	Simulation dans Pythia	115
6	Etude des canaux $Z_H \rightarrow ZH$ et $W_H \rightarrow WH$ avec $H(120 \text{ GeV}/c^2)$	117
6.1	Signal et bruit de fond	117
6.2	Analyse et coupures	120
6.3	Résultats	126
6.4	Reconstruction inclusive	127
6.5	Autres voies d'études	130
6.6	Extrapolation pour A_H	132
6.7	Extrapolation dans l'espace des paramètres	132
7	Etude des canaux $Z_H \rightarrow ZH$ et $W_H \rightarrow WH$ avec $H(200 \text{ GeV}/c^2)$	135
7.1	Signal et bruit de fond	135
7.2	Isolation	137
7.3	Coupures standard sur les leptons	137
7.4	Reconstruction du Signal 1	138
7.5	Reconstruction du Signal 2	144
7.6	Reconstruction du Signal 3	149
7.7	Autres voies d'étude	153
7.8	Extrapolation dans l'espace des paramètres	153
8	Etudes complémentaires sur le Modèle du Petit Higgs	157
8.1	Recherche des bosons de jauge lourds Z_H , W_H et A_H	157
8.1.1	Découverte de Z_H et A_H	157
8.1.2	Découverte de W_H	158
8.2	Recherche du quark top lourd T	160

8.2.1	Mode $T \rightarrow Zt$	160
8.2.2	Mode $T \rightarrow Wb$	160
8.2.3	Mode $T \rightarrow tH$	161
8.3	Recherche du boson de Higgs lourd Φ^{++}	162
8.4	Espace des paramètres	163
Conclusion		165
A Données issues des tests en faisceau 2002		167
A.1	Bruit d'électronique	167
A.2	Auto-corrélation	173
A.3	Rampes	174
B Bruit d'électronique dans les tests en faisceau 2004		177
B.1	Description des cartes de bruit	177
B.2	Bruit en coups d'ADC	177
B.2.1	Résultats en gamme Haute	177
B.2.2	Résultats en gamme Moyenne	182
B.2.3	Résultats en gamme Basse	186
B.3	Bruit au début des tests	189
C Reconstruction complète		193
C.1	Comparaison des résolutions et des efficacités	193
C.2	Représentation des événements	199
Bibliographie		203

Introduction

La physique des particules est actuellement très bien décrite par le Modèle Standard. Pourtant ce Modèle n'explique pas tout et certains de ses aspects ne sont pas encore totalement compris, en particulier la brisure de la symétrie électrofaible. Ce dernier phénomène est expliqué par le mécanisme de Higgs, qui postule que la brisure de symétrie s'opère par le choix spontané d'une valeur minimale pour le potentiel d'un champ dit de Higgs, correspondant à une particule qui n'a pas encore été observée : le boson de Higgs. Cette particule se couple à toutes les autres particules et leur fait acquérir une masse. Mais la masse du boson de Higgs lui-même impose un réglage si fin de certains paramètres que la théorie semble peu naturelle. C'est pourquoi d'autres Modèles sont proposés pour compléter le Modèle Standard, le plus en vue étant la Supersymétrie ; mais d'autres sont possibles, en particulier le Modèle dit du "Petit Higgs" proposé récemment (2001).

Le collisionneur LHC au Cern, fort de son énergie inégalée de 14 TeV dans le centre de masse et de sa très haute luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, a précisément pour but de rechercher via ses deux expériences ATLAS et CMS non seulement le boson de Higgs, mais aussi toute nouvelle particule ou tout nouveau phénomène signant une Nouvelle Physique, pour valider ou non les différents Modèles proposés.

Le calorimètre électromagnétique est un composant essentiel d'ATLAS, permettant l'identification des électrons et des photons, et participant à la reconstruction des flux d'énergie. La simulation détaillée de la numérisation du calorimètre, en particulier du bruit, est nécessaire à la fiabilité des résultats dérivés des simulations. De plus, la connaissance du bruit attendu permet une meilleure reconstruction des données.

Le travail de cette thèse porte sur l'évaluation du potentiel de l'expérience ATLAS pour tester un modèle de Nouvelle Physique, le Modèle du Petit Higgs, ainsi que sur la simulation de la numérisation du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Le premier chapitre survole les différentes caractéristiques du LHC, mais surtout celles de son détecteur ATLAS, en s'attardant un peu plus sur le calorimètre électromagnétique d'une part et sur l'environnement logiciel, Athena, d'autre part.

Le deuxième chapitre porte sur les calorimètres à Argon liquide, dont le calorimètre électromagnétique fait partie, en suivant le cheminement du signal initial détecté jusqu'aux données finales qui sont stockées pour une analyse ultérieure, pour les données réelles ainsi que parallèlement dans la simulation.

Le troisième chapitre détaille la simulation du bruit dans ces calorimètres à Argon

liquide, que ce soit le bruit de la chaîne d'électronique ou le bruit d'empilement dû aux collisions élastiques parasites, ainsi que l'évaluation du bruit attendu. Il présente notamment les mesures du bruit d'électronique dans les faisceaux tests de 2002 et 2004. Il évalue enfin l'effet du bruit sur la reconstruction des particules opérée par la méthode des clusters à fenêtre glissante.

Le quatrième chapitre constitue une brève revue des corrections appliquées aux objets reconstruits par l'analyse des données (les cellules ou les clusters), afin de corriger les problèmes de haute tension dans les calorimètres à Argon liquide.

Le cinquième chapitre offre un panorama des caractéristiques du Modèle Standard, en particulier du mécanisme de Higgs, pour ensuite présenter théoriquement et phénoménologiquement un des modèles qui pourrait le compléter : le Modèle du Petit Higgs. Ce modèle prédit l'existence de nouvelles particules lourdes, dont les effets sont censés compenser des divergences dans le calcul de la masse du Higgs, réglant ainsi cet important problème du Modèle Standard. Ces nouvelles particules sont un triplet de bosons de Higgs lourds, un quark top lourd, et quatre bosons de jauge lourds W'^{\pm} , Z' et γ' , dénommés W_H^{\pm} , Z_H et A_H .

Les sixième et septième chapitres présentent des études sur les désintégrations caractéristiques du Modèle, $Z_H \rightarrow Z H$ et $W_H^{\pm} \rightarrow W^{\pm} H$. Si un Z' et un W' sont découverts, ces désintégrations permettent ensuite de déterminer s'ils appartiennent au Modèle du Petit Higgs ou non, ce qui constitue un test du Modèle. Le sixième chapitre postule un boson de Higgs (supposé découvert) avec une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$, le canal choisi étant la désintégration en deux photons, et le septième chapitre postule un Higgs avec une masse de $200 \text{ GeV}/c^2$, les canaux choisis étant les désintégrations en ZZ ou W^+W^- .

Enfin le huitième chapitre dresse un bilan des différentes études qui ont été menées sur le Modèle du Petit Higgs dans ATLAS, et montre ainsi de quelle manière s'insère le travail de cette thèse au sein de la collaboration d'ATLAS.

Chapitre 1

Le LHC et ATLAS

1.1 Le LHC

1.1.1 Les enjeux du LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est le grand collisionneur de hadrons en cours d'installation au Cern, le laboratoire européen pour la physique des particules [1]. Il devrait entrer en service - pour une durée minimale de 10 ans - au printemps 2007, prenant ainsi la succession du LEP (Large Electron Positron collider) dont la mission s'est terminée en 2000.

Son objectif principal est la recherche du boson de Higgs, particule encore théorique censée donner leur masse aux autres particules et qui est au coeur du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible (voir Chapitre 5). Mais le programme du LHC ne s'arrête pas à cette seule recherche. Sont prévues également :

- la recherche de la SuperSymétrie, et son exploration en cas de découverte
- des mesures de précision dans le Modèle Standard, venant compléter et affiner celles du LEP bien sûr mais aussi des machines actuelles (Tevatron à FermiLab, SLAC, Hera ...)
- la recherche d'autre Nouvelle Physique, telle que les théories avec dimensions supplémentaires, le Modèle du Petit Higgs dont il sera longuement question dans ce document, les leptoquarks, ...

Le LHC sera en 2007 la machine de ce type la plus puissante en fonctionnement, et donc seule capable d'accéder à un tel programme. Le seul autre projet de la même envergure est l'ILC (International Linear Collider) le grand collisionneur linéaire d'électrons (d'une trentaine de kilomètres de longueur), prévu aux environs de 2015, et qui devrait être non pas concurrent du LHC mais complémentaire (son programme sera établi en fonction des avancées réalisées - ou non - au LHC).

1.1.2 Description de la machine

Le LHC prendra place dans le tunnel souterrain du LEP d'une circonférence de 27 km, et profitera de la chaîne d'accélération du Cern (voir Figure 1.1). Les protons initiaux sont

pré-accélérés dans un premier accélérateur linéaire (linac) à 50 MeV, puis successivement dans trois accélérateurs circulaires : le Booster, portant l'énergie à 1 GeV, le PS (Synchrotron à protons) à 26 GeV, et enfin le SPS (Super Synchrotron à Protons) jusqu'à 450 GeV.

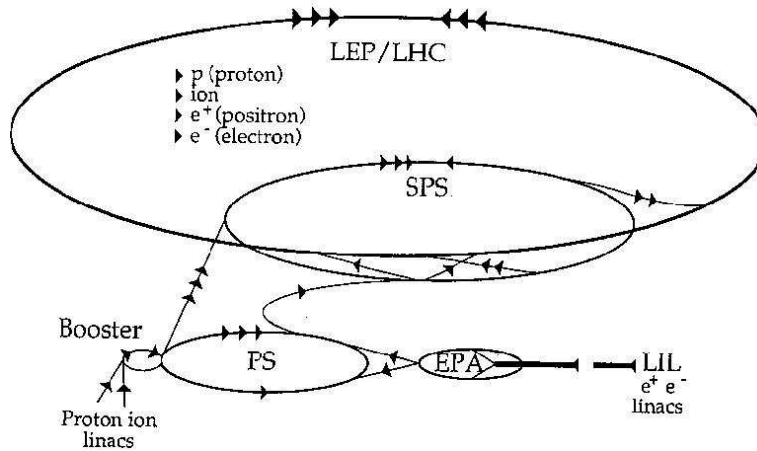


FIG. 1.1 – Chaîne d'accélération du Cern

L'accélération finale dans le LHC s'effectue avec des cavités radio-fréquence supraconductrices (en niobium) refroidies par de l'hélium liquide super-fluide à une température de 4.5 K. Le LHC porte l'énergie des protons à 7 TeV, ce qui permet de disposer d'une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV dans le centre de masse lors de la collision. Deux faisceaux de protons, en fait une succession de paquets, sont accélérés en sens inverse dans deux tubes distincts (voir Figure 1.2). Afin de produire les collisions voulues, les faisceaux se croisent en quatre points, autour desquels les détecteurs de particules seront placés (voir Figure 1.3). Il s'agira des quatre expériences ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

ATLAS et CMS sont des détecteurs généralistes, tandis que LHCb étudiera spécifiquement la physique du quark b, et ALICE la physique des plasmas quarks-gluons en utilisant des collisions d'ions lourds tels que le plomb.

1.1.3 Luminosité et événements de biais minimum

La *luminosité* L d'un accélérateur de particules est la quantité déterminant le nombre d'événements par unité de temps, tenant compte du nombre de particules accélérées et de la dispersion du faisceau ou plus précisément des paquets de particules. Son unité est l'inverse d'une section efficace et l'inverse d'un temps. On définit aussi la *luminosité intégrée* \mathcal{L} , qui indique la luminosité effectivement atteinte et accumulée sur une certaine période : $\mathcal{L} = \int L dt$, et dont l'unité est l'inverse d'une section efficace. La luminosité nominale du LHC est $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Elle est aussi appelée haute luminosité, par opposition à la basse-luminosité $L = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ qui sera utilisée pendant les trois premières années de fonctionnement du LHC. A haute luminosité, la machine délivrera une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ par an, en prenant pour base un temps de fonctionnement de 10^7 s/an .

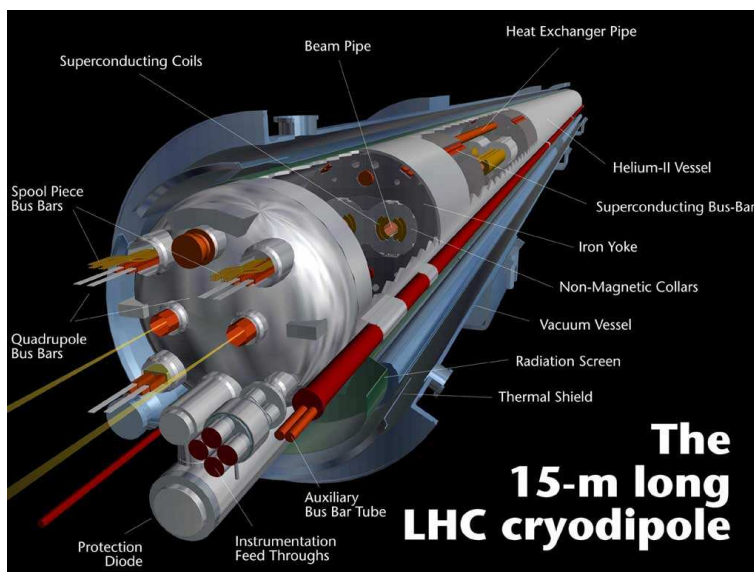


FIG. 1.2 – Schéma en coupe d'un dipôle du LHC

Un croisement de paquets de protons aura lieu toutes les 25 ns - soit une fréquence de 40 MHz - au coeur d'ATLAS, et en fonctionnement à haute luminosité cela conduira en moyenne à 23 collisions élastiques. Ces 23 événements parasites, appelés *événements de biais minimum*, se superposeront donc à l'événement intéressant, et contribueront au bruit dans les calorimètres (du fait de l'énergie déposée par le grand nombre de particules issues de ces collisions).

1.2 ATLAS

ATLAS, qui est l'acronyme de A Toroidal LHC ApparatuS en anglais, est avec CMS l'expérience qui couvrira la majorité du programme de physique du LHC.

1.2.1 Vue d'ensemble

Les spécifications requises pour ATLAS sont les suivantes :

- un calorimètre électromagnétique pour une identification et une mesure des électrons et des photons
- un calorimètre hadronique d'une grande couverture pour mesurer les jets et l'énergie transverse manquante
- une mesure précise du quadrivecteur énergie-impulsion des muons
- une détection des traces efficace à haute luminosité pour la mesure de l'impulsion des leptons à grande énergie transverse, l'identification des électrons, des photons et des leptons tau

ATLAS est situé dans une caverne creusée à environ 100 mètres sous terre (voir Figure 1.5), et est un grand cylindre centré sur le faisceau du LHC, d'une longueur de 44 m et d'un diamètre de 22 m, pour une masse de 7000 tonnes (voir Figure 1.4).

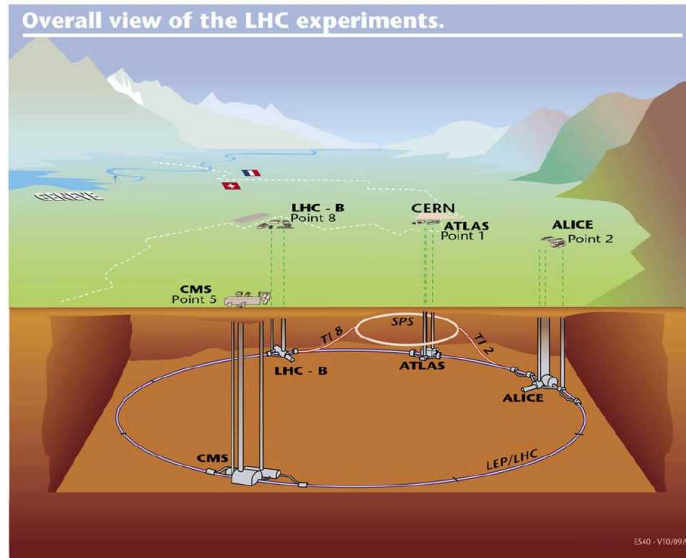


FIG. 1.3 – Représentation du LHC avec ses 4 expériences

Géométrie

Du fait de la géométrie cylindrique d'ATLAS, il est évidemment commode d'utiliser des coordonnées cylindriques pour repérer le matériel (sous-détecteurs, cellules, ...) et surtout les particules :

- la direction z est colinéaire à l'axe du faisceau, l'origine étant le centre du détecteur, c'est-à-dire le point de collision
- le plan transverse est le plan perpendiculaire à l'axe z
- l'angle ϕ est l'angle azimutal autour de l'axe z dans le plan transverse
- le rayon R est la distance par rapport à l'axe z dans le plan transverse
- l'angle θ est l'angle par rapport à l'axe z . Mais la **pseudo-rapidité** η est la variable communément utilisée car la densité de particules par unité de η est approximativement constante. Elle est définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.1)$$

η varie de 0 ($\theta = \pm 90^\circ$, au milieu d'ATLAS) à plus ou moins l'infini ($\theta = 0^\circ$, le long du faisceau). L'acceptance maximale d'ATLAS est $|\eta| = 4.9$ ($\theta = \pm 0.85^\circ$)

1.2.2 Détecteur interne et solénoïde

Le détecteur interne permet de détecter les traces des particules et d'aider à leur identification. Aussi bien ses matériaux que son électronique doivent pouvoir supporter les hautes radiations pendant plus de 10 ans, et être refroidis pour évacuer la chaleur produite. Il est composé de trois sous-détecteurs (voir Figure 1.6), chacun couvrant la zone $|\eta| < 2.5$, et contenus dans un solénoïde supraconducteur assurant la déviation des particules pour faciliter leur identification et la mesure de leur impulsion transverse.

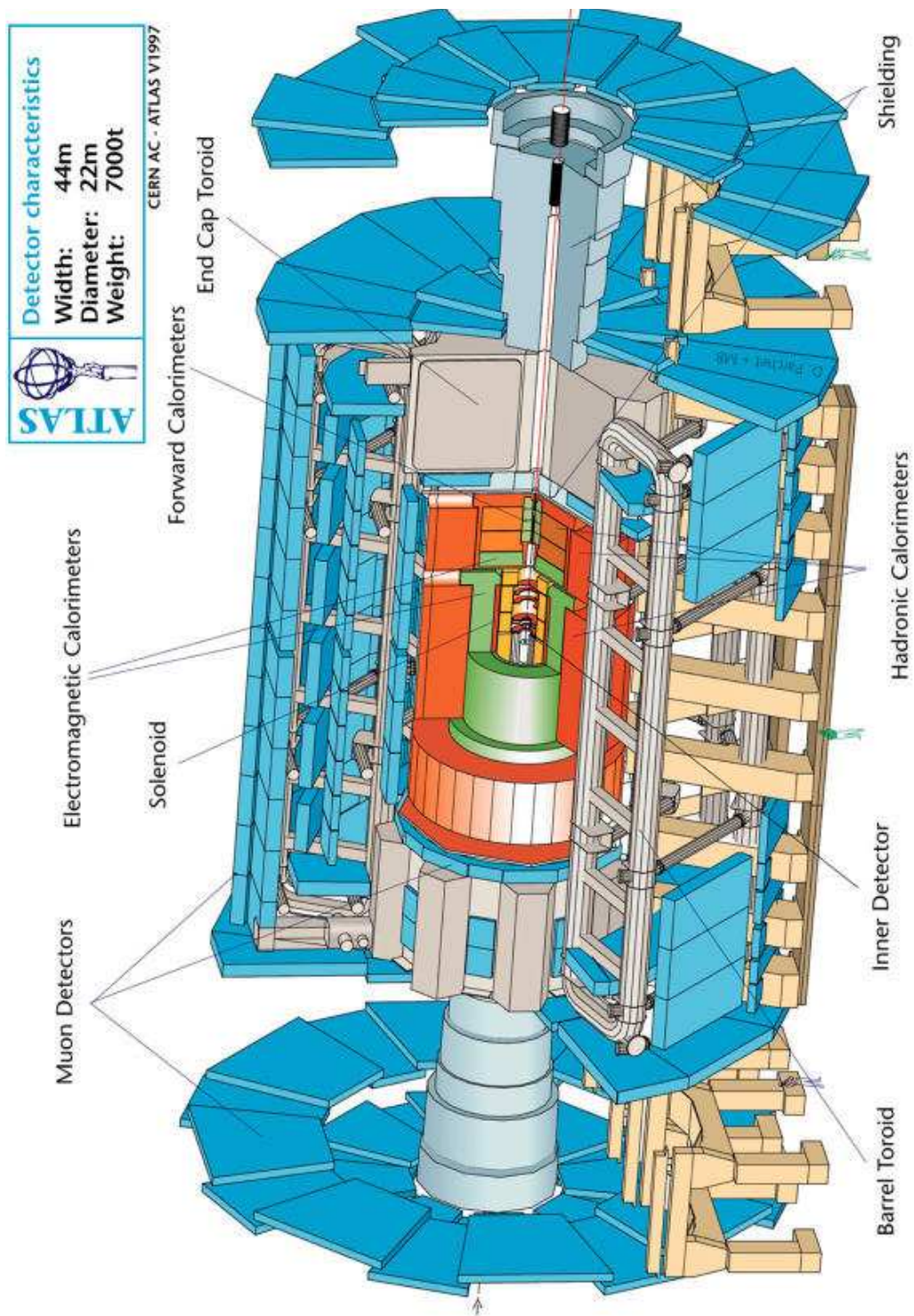


FIG. 1.4 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS

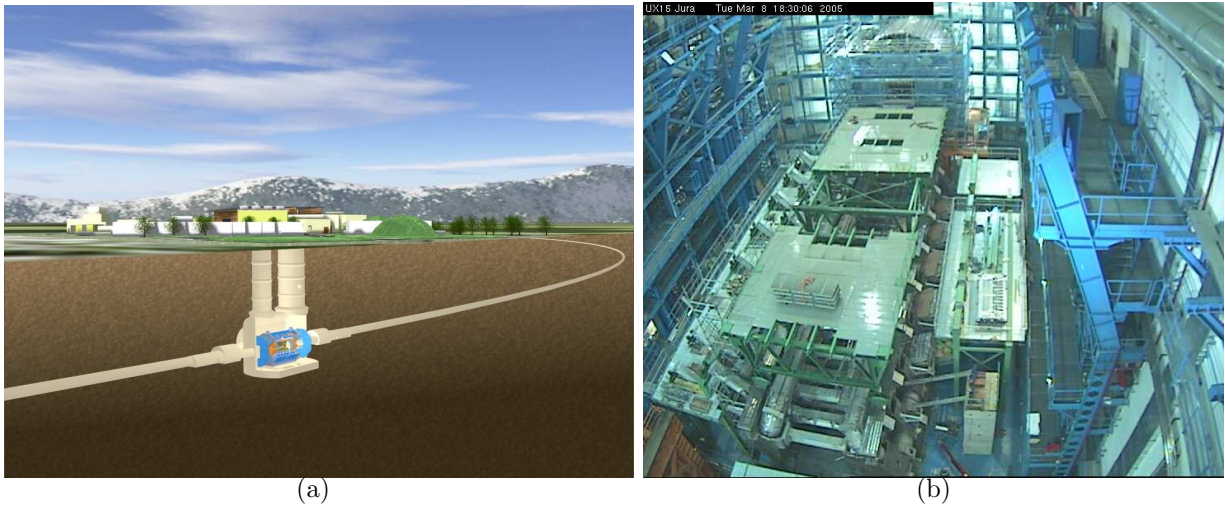


FIG. 1.5 – Vue d'ATLAS dans sa caverne (a) et ATLAS en construction d'après une photo de Mars 2005 : sont visibles quelques aimants toroïdaux et le Tonneau des calorimètres électromagnétique et à tuiles, placé provisoirement (au fond) (b)

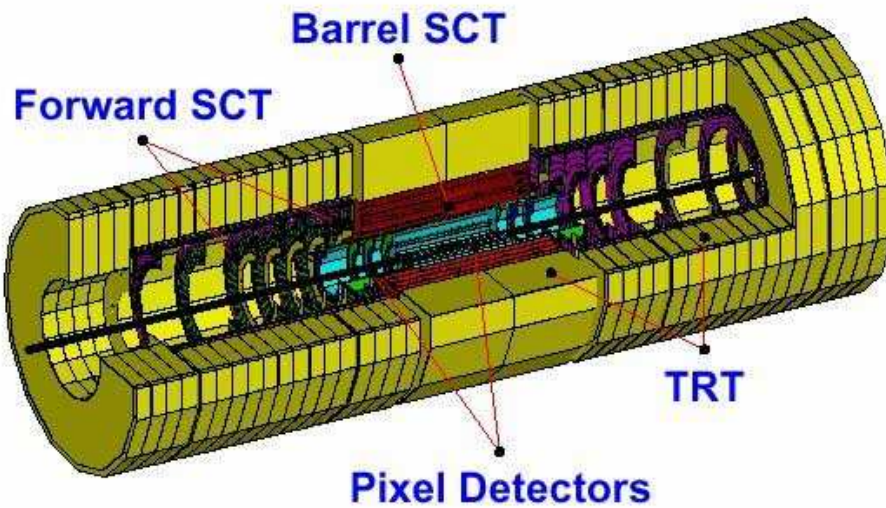


FIG. 1.6 – Vue d'ensemble du détecteur interne

Le détecteur à pixels

Ce détecteur est le plus proche du point d'interaction, et a pour but de déterminer le plus précisément possible les trajectoires initiales, notamment des particules à vie courte comme les hadrons beaux ou les leptons τ . Il doit donc avoir une très grande granularité, une grande acceptance, et des performances de mesure de haute précision. Il est composé de trois tonneaux de rayon 4 cm, 10 cm et 13 cm, et de cinq disques bouchons de chaque côté, d'un rayon compris entre 11 et 20 cm, l'ensemble représentant près de 2200 modules identiques, chacun comportant 24×160 pixels. Pour des raisons de financement, il est possible qu'au démarrage d'ATLAS les deuxièmes tonneau et disque ne soient pas présents.

Le détecteur à pixels est le plus adapté dans cette région interne où la densité de traces est la plus importante. Son prix élevé exige cependant de recourir à d'autres types de détecteurs au-delà d'une certaine surface à couvrir (donc d'un certain rayon).

Le détecteur de traces à semi-conducteur (SemiConductor Tracker, ou SCT)

Placé autour du détecteur à pixels, ce détecteur contribue à la mesure de l'impulsion et du paramètre d'impact des particules, et de la position du vertex, en fournissant 4 points de mesures de haute précision par trace. Une grande granularité est ici aussi nécessaire.

Il se compose de 4 compartiments concentriques, chacun étant constitué d'un assemblage de 2 couches à bandes de silicium allongées suivant la direction z , les bandes de l'une faisant un angle de 40 mrad avec celles de l'autre. Le maillage ainsi créé permet une mesure stéréo en z : un signal sur une bande de la première couche et un signal sur une bande de la seconde couche indiquent le passage d'une particule à l'intersection des deux bandes, avec cependant des ambiguïtés si plusieurs traces passent dans le même compartiment.

Il y a un total de 6.2 millions canaux de lecture. La résolution spatiale est de $16 \mu\text{m}$ dans le plan $R\phi$ (orthogonal à z) et $580 \mu\text{m}$ dans la direction z . Les traces peuvent être distinguées si elles sont séparées d'au moins $200 \mu\text{m}$.

Le détecteur de traces à radiations de transition (Transition Radiation Tracker, ou TRT)

Cette troisième couche est constituée de détecteurs à pailles. Ces pailles ont un diamètre de 4 mm , contiennent un gaz et sont traversées en leur centre par un fil de $30 \mu\text{m}$ plaqué or porté à un potentiel différent. Une particule traversant perpendiculairement une paille crée un signal en cloche, dont le front de montée permet de déduire la distance de plus courte approche de la particule. Le gaz employé est du Xénon, ce qui permet de détecter également les photons issus des radiations de transition créées par les électrons dans un radiateur à fibres placé entre les pailles ; les photons laissent un dépôt d'énergie qui se distingue par un signal très important. Cela permet donc d'identifier particulièrement les électrons.

Le tonneau contient 50000 pailles, alignées en z , tandis que chaque bouchon en contient 160000, déployées radialement. Le détecteur permet typiquement de réaliser 36 points de mesure pour chaque trace.

Le solénoïde central

Cet aimant assure la déviation des particules chargées dans le plan transversal au faisceau, ce qui permet la mesure de l'énergie-impulsion de ces particules dans les trois détecteurs internes, et également une meilleure séparation de leurs traces. Il a un diamètre externe de 2.4 m et une longueur de 5.3 m (correspondant à $|\eta| < 1.5$), et fournit un champ magnétique de 2 Tesla.

Etant situé juste avant le calorimètre électromagnétique, il constitue pour ce dernier de la matière morte. C'est pourquoi il est placé dans la même enceinte froide que le calorimètre électromagnétique pour minimiser la quantité de matière.

1.2.3 Calorimètres à Argon liquide

Il existe 3 calorimètres à échantillonnage à Argon liquide dans ATLAS : un électromagnétique et deux hadroniques.

Calorimétrie à Argon liquide

Le principe de la calorimétrie à échantillonnage est décrit brièvement ici. De tels calorimètres sont composés d'une alternance de :

- milieu actif, au sein duquel une *électrode* collecte les charges issues de l'ionisation du milieu suite au passage des particules
- milieu passif, que l'on appelle *absorbeur*, qui est constitué d'un matériau dense (du plomb par exemple) et dans lequel les particules perdent la plus grande partie de leur énergie; cela permet de réduire la taille du calorimètre en ne laissant pas au milieu actif la tâche de faire perdre aux particules la totalité de leur énergie (ce qui est le but du calorimètre afin de pouvoir mesurer l'énergie)

Les couches successives de milieu actif et de milieu passif doivent être disposées de manière à ce que les particules les traversent plutôt perpendiculairement.

La *fraction d'échantillonnage* est une quantité qui définit la fraction d'énergie déposée uniquement dans le milieu actif par les particules d'ionisation minimum (mip) qui se trouvent être les muons, par rapport à celle déposée dans le calorimètre dans son ensemble :

$$f_{échan.} = \frac{L_{actif} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{actif}}{L_{actif} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{actif} + L_{passif} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{passif}} \quad (1.2)$$

où L_{actif} est l'épaisseur d'une couche de milieu actif et L_{passif} celle d'une couche de milieu passif. Pour obtenir la fraction d'échantillonnage propre aux électrons, il faut appliquer à $f_{échan.}$ un facteur appelé rapport e/μ , qui prend en compte le fait qu'un électron interagit avec la matière en créant une gerbe d'électrons secondaires, et qu'il peut être stoppé par le plomb des absorbeurs, tout cela contrairement au muon. Le rapport e/μ est déduit de mesures en tests en faisceau.

Dans le cas d'ATLAS, le milieu actif choisi est l'Argon liquide. Ce choix se justifie par ses avantages suivants :

- uniformité du signal, permettant une calibration aisée (par injection de courant)
- stabilité et très bonne résistance aux radiations, durant les 10 ans de fonctionnement d'ATLAS
- une densité assez élevée, naturellement supérieure au gaz, mais aussi à l'eau

Le principal inconvénient de la calorimétrie à Argon liquide est son fonctionnement à température cryogénique (entre 87 et 89 K), nécessitant de placer le calorimètre dans un cryostat, ce qui constitue un apport de matière morte - non utile à la détection - dans laquelle les particules perdent une fraction de leur énergie.

Le rapport e/μ est égal à $3/4$ pour l'Argon liquide.

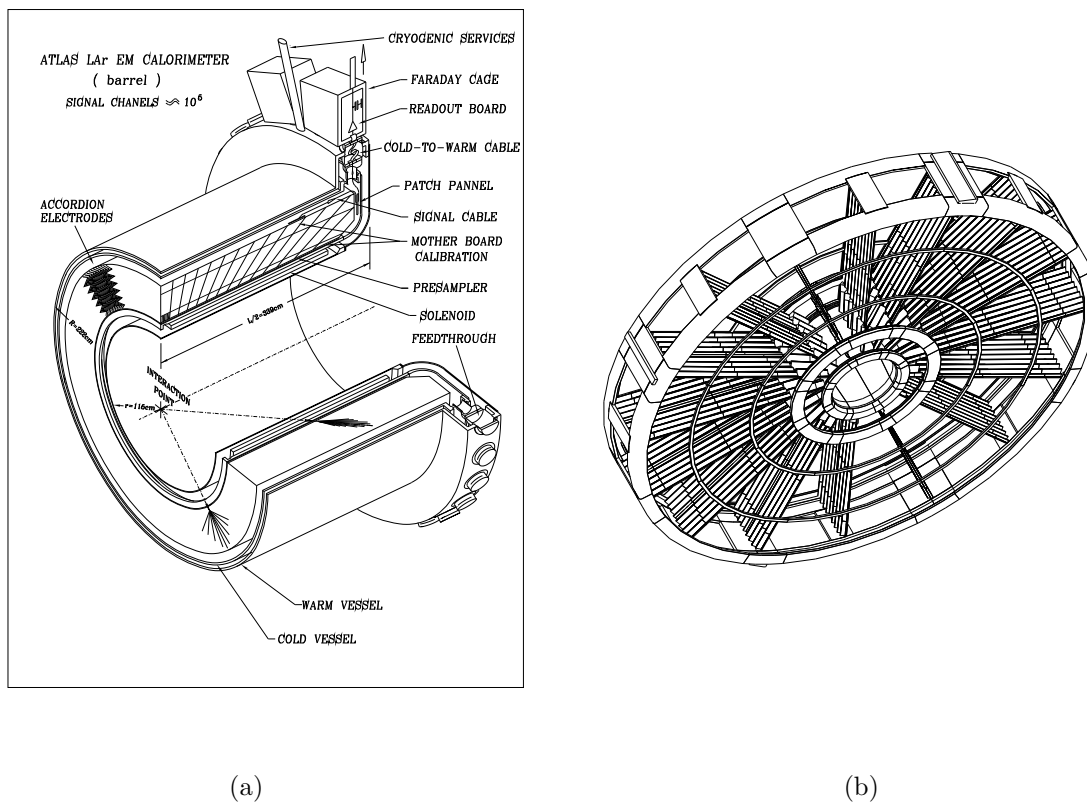


FIG. 1.7 – Calorimètre électromagnétique : vue d'un demi-Tonneau dans son cryostat (a) et d'un Bouchon (b), avec la disposition des électrodes en accordéon

Le calorimètre électromagnétique (ou EM)

Le calorimètre électromagnétique est composé d'un Tonneau (appelé EMB, voir Figures 1.7(a) et 1.12(a)) et de deux Bouchons (appelés EMEC, voir Figures 1.7(b) et 1.12(b)). Le Tonneau est placé avec le solénoïde central dans un cryostat, tandis que

chaque Bouchon est lui placé dans un cryostat avec les deux calorimètres hadroniques à Argon liquide (HEC et FCAL, décrits dans la suite).

Un gap (voir Figure 1.8) est constitué d'un absorbeur en plomb relié à la masse, et d'une électrode (séparant donc le gap en deux sous-gaps), dont les deux côtés sont alimentés par une ligne haute-tension (2000 V).

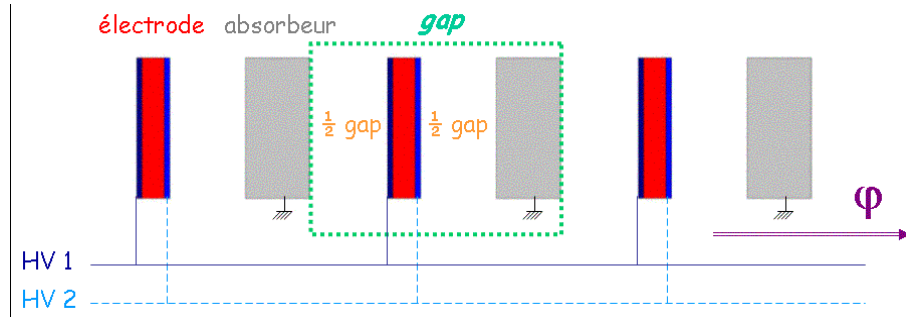


FIG. 1.8 – Schéma d'un gap dans le calorimètre électromagnétique à Argon liquide

Dans un détecteur cylindrique comme ATLAS, il n'est pas aisé de remplir la condition que les particules doivent traverser les milieux actif et passif perpendiculairement. C'est pourquoi absorbeurs et électrodes présentent la particularité d'avoir une géométrie en accordéon [2] (voir Figure 1.9). Les plaques sont disposées radialement, et les ondulations sont radiales dans le Tonneau et longitudinales dans les Bouchons de telle sorte que toute particule traverse ces ondulations. Les angles diminuent lorsque la distance depuis le point d'interaction augmente, ainsi l'épaisseur du gap reste toujours constante (la symétrie azimutale est respectée dans le Tonneau).

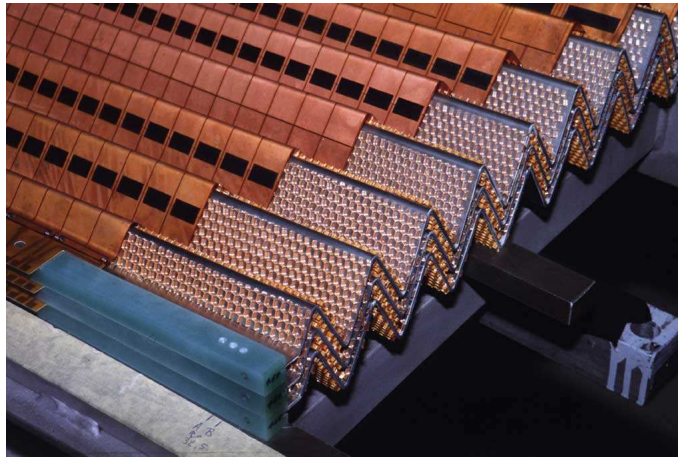


FIG. 1.9 – Structure en accordéon du calorimètre électromagnétique à Argon liquide. La photo montre trois absorbeurs (couleur grise) et une électrode avec sa segmentation en cellules (couleur cuivre), chaque plaque étant séparée par une structure en nid d'abeille pour laisser place à l'Argon liquide

Tonneau et Bouchons sont segmentés en profondeur (en R pour le Tonneau et en z

pour les Bouchons) en 3 compartiments :

- le compartiment Avant : sa très fine granularité en η permet d'évaluer avec précision la trace d'une particule
- le compartiment Milieu : l'extension en profondeur de ses cellules représente la majeure partie de la profondeur du calorimètre, l'énergie des électrons et photons se dépose donc principalement dans ce compartiment
- le compartiment Arrière : de faible granularité en η , ce compartiment permet de compléter les informations concernant l'identification des particules ; peu d'énergie y est déposée car les électrons et photons ont déjà perdu presque toute leur énergie dans les compartiments précédents, alors que les hadrons y laissent une fraction d'énergie significative

A noter une exception pour les Bouchons, qui sont constitués d'une grande roue dite externe ($1.375 < |\eta| < 2.5$) avec 3 compartiments, et d'une petite roue dite interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$) qui ne comporte que 2 compartiments : Milieu et Arrière.

Les Figures 1.10 et 1.11 représentent respectivement une électrode du Tonneau et une électrode d'un Bouchon. Les compartiments et leur segmentation en cellules de lecture η sont visibles.

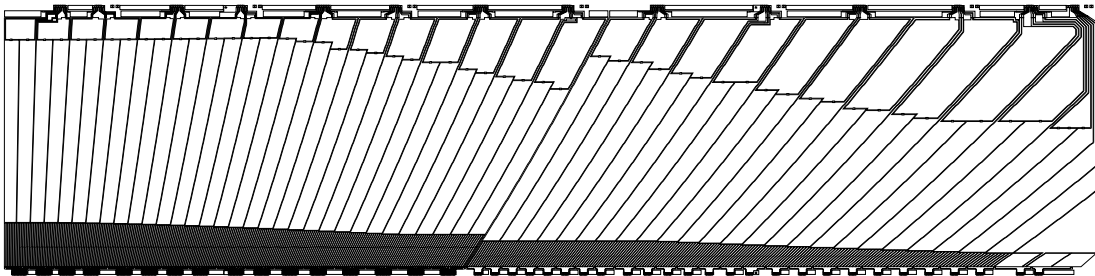


FIG. 1.10 – *Electrode du Tonneau du calorimètre électromagnétique, divisée en 3 compartiments en R , chacun segmenté en cellules de lecture en η , entre $\eta = 0$ à gauche et $\eta = 1.475$ à droite*

Il faut mentionner également en plus de ces compartiments le **Pré-échantillonneur**, qui est un détecteur placé dans l'Argon liquide, et situé entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique, dont le rôle est de fournir un premier échantillon de la gerbe électromagnétique (son pied), permettant de compenser la perte d'énergie dans la matière inerte devant le calorimètre.

En tenant compte du Pré-échantillonneur, le calorimètre électromagnétique comporte 173312 cellules (109568 pour le Tonneau et 63744 pour les Bouchons).

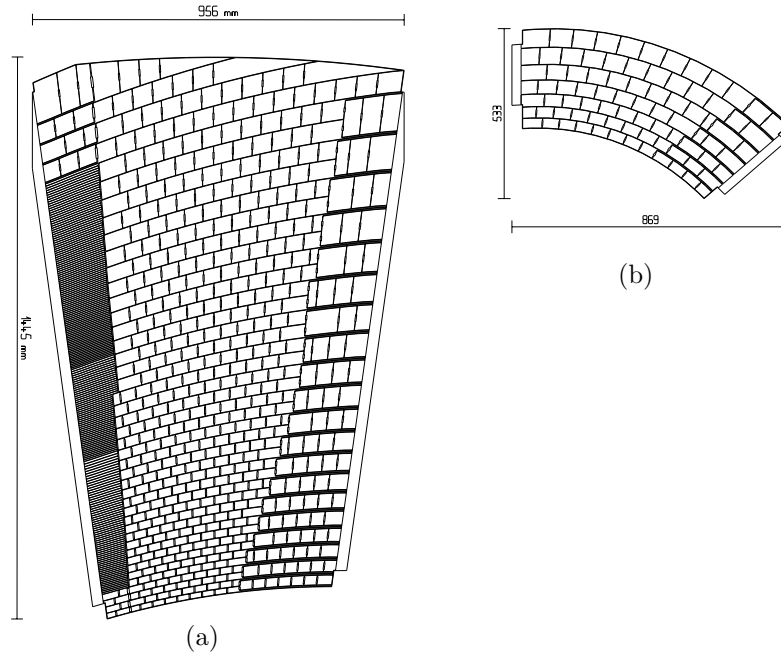


FIG. 1.11 – *Electrode de la grande roue d'un Bouchon du calorimètre électromagnétique, divisée en 3 compartiments en R , chacun segmenté en cellules de lecture en η , entre $\eta = 1.375$ en haut et $\eta = 2.5$ en bas (a) Electrode de la petite roue, divisée en 2 compartiments, entre $\eta = 2.5$ en haut et $\eta = 3.2$ en bas (b)*

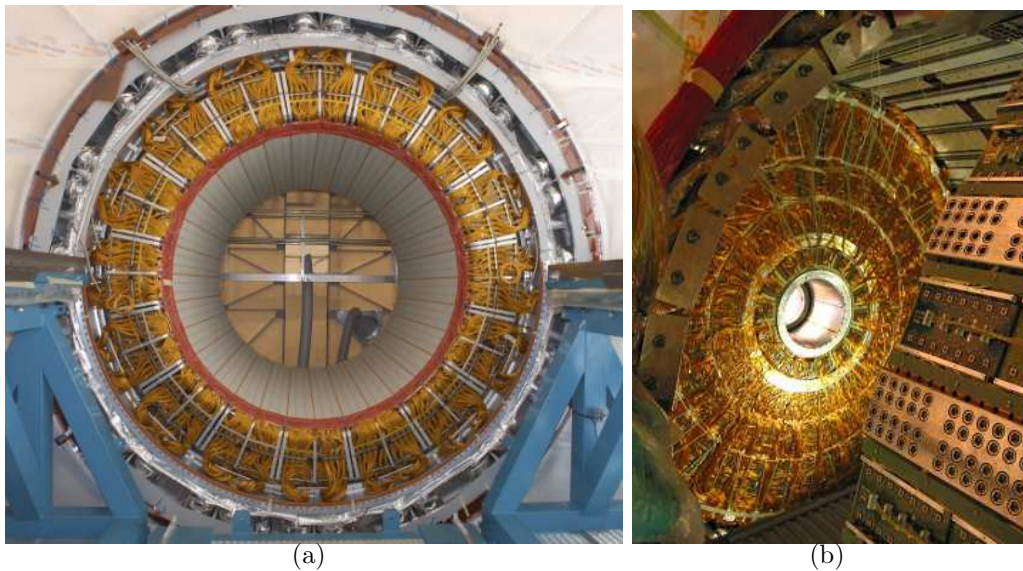


FIG. 1.12 – *Calorimètre électromagnétique : vue du Tonneau dans son cryostat (a) et d'un Bouchon positionné dans son cryostat (b)*

Le calorimètre hadronique Bouchon (Hadronic Endcap Calorimeter, ou HEC)

Un HEC (voir Figure 1.13) est placé dans le cryostat Bouchon après chaque EMEC, et est constitué de deux roues indépendantes d'un rayon externe de 2 m . Il couvre la région $1.5 < \eta < 3.2$.

Le gap est constitué d'une plaque d'absorbeur en cuivre et de 3 électrodes, donc de 4 sous-gaps. L'électrode de lecture est celle du milieu. Une cellule regroupe 8 électrodes de lecture, donc 8 gaps (ou 16 dans la seconde couche).

Le HEC se compose de 4 couches en profondeur, et totalise 5632 cellules pour les deux Bouchons.

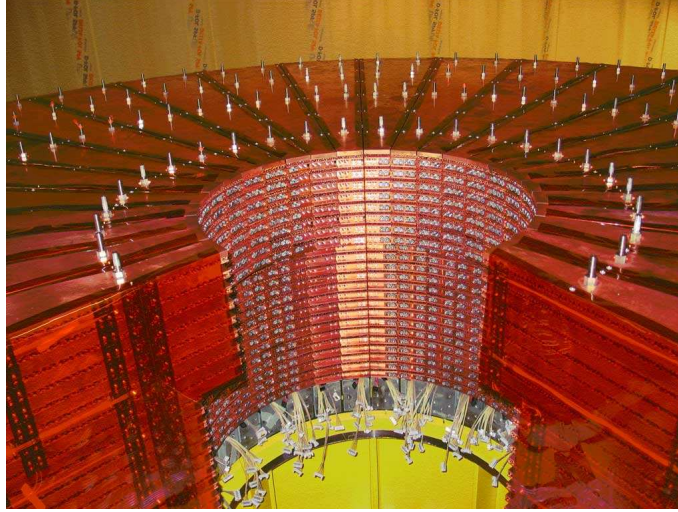


FIG. 1.13 – Une roue du calorimètre hadronique HEC, en cours de montage

Le calorimètre hadronique avant (Forward Calorimeter, ou FCAL)

Le FCAL est placé à la suite du HEC dans le cryostat du bouchon. Le défi principal de ce calorimètre est de résister au grand taux de radiation : en effet, de par sa position en avant à grand η il est soumis plus que tout autre détecteur aux particules issues des collisions élastiques dont la trajectoire reste proche de celle du faisceau. Mais il est nécessaire pour compléter la couverture calorimétrique en η , de $\eta = 3.1$ jusqu'à $\eta = 4.9$. De plus, de part sa structure en cuivre et en tungstène, il réduit le taux de radiation dans les spectromètres à muons placés derrière.

Il est constitué de trois sections en z , chacune consistant en une matrice régulière de barres insérées dans des tubes remplis d'Argon liquide (voir Figure 1.14). Un gap est donc ici l'espace cylindrique entre une barre, alimentée par la haute-tension, et son tube, relié à la masse. Chaque cellule de lecture regroupe 4 tubes. Les 2 FCAL représentent un total de 3524 cellules.

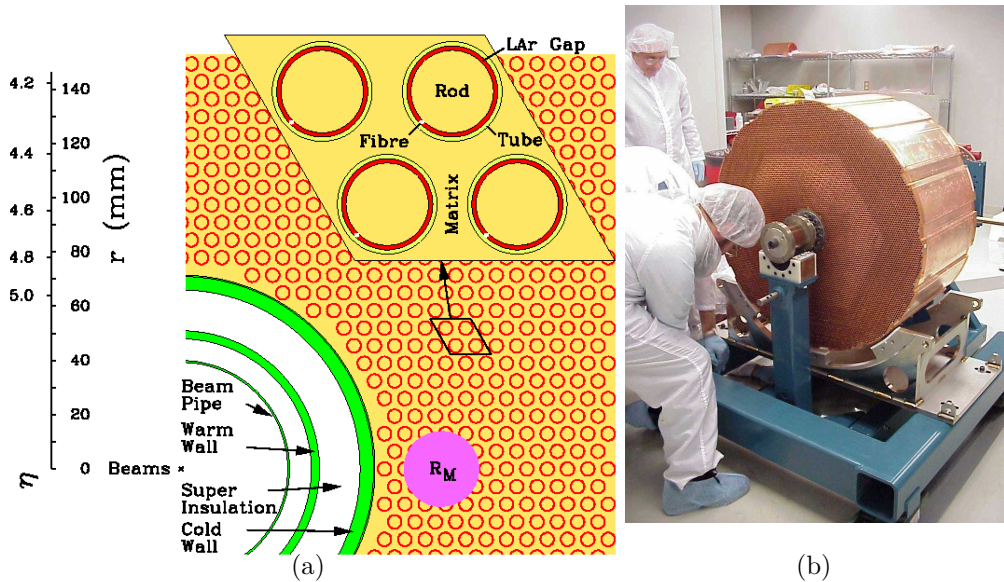


FIG. 1.14 – Calorimètre hadronique avant (FCAL) : coupe partielle dans le plan (R, ϕ) (a) et vue réelle d'un module entier (b)

Récapitulatif

La suite du document s'intéressant plus particulièrement aux calorimètres à Argon liquide, le Tableau 1.1 rassemble les propriétés de chaque sous-détecteur.

1.2.4 Calorimètre à Tuiles

Entourant le calorimètre électromagnétique, ce calorimètre utilise comme absorbeur des plaques de fer et comme milieu actif des tuiles à scintillation, placées radialement, d'une épaisseur de 3 mm , dont le signal de chaque face est lu par des photomultiplicateurs (PM) via des fibres optiques. Le calorimètre est constitué d'un Tonneau central et de deux Tonneaux de chaque côté, l'ensemble, composé de trois couches en profondeur et d'un rayon externe de 4.25 m , couvrant la zone $|\eta| < 4.9$. Les cellules de lecture, dont le nombre avoisine les 10000, regroupent plusieurs PM en η et sont pseudo-projectives; leur granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

1.2.5 Aimants toroïdaux et spectromètres à muons

Toroïdes

ATLAS possède un ensemble d'aimants toroïdaux (qui lui ont d'ailleurs donné son nom) : 8 bobines supraconductrices de 25 mètres de long autour du tonneau, et 8 petites bobines pour chaque bouchon. Leur but est de fournir un champ magnétique assurant la déflexion des muons, condition nécessaire pour mesurer précisément leur impulsion. La configuration des aimants est telle que le champ magnétique produit, d'une valeur

Calorimètre EM	Tonneau	Bouchon	
COUVERTURE	$ \eta < 1.475$	$1.375 < \eta < 3.2$	
SEGMENTATION	3 compartiments	3 compartiments	$1.5 < \eta < 2.5$
		2 compartiments	$1.375 < \eta < 1.5$
			$2.5 < \eta < 3.2$
GRANULARITÉ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)			
compartiment 1	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \eta < 1.5$
		0.003×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
		0.004×0.1	$1.8 < \eta < 2.0$
		0.006×0.1	$2.0 < \eta < 2.4$
		0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
compartiment 2	0.025×0.025	0.025×0.025	$1.375 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
compartiment 3	0.05×0.025	0.05×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Pré-échantillonneur	Tonneau	Bouchon	
COUVERTURE	$ \eta < 1.52$	$1.5 < \eta < 1.8$	
SEGMENTATION	1 compartiment	1 compartiment	
GRANULARITÉ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	0.025×0.1	0.025×0.1	
Calorimètre HEC		Bouchon	
COUVERTURE		$1.5 < \eta < 3.2$	
SEGMENTATION		4 compartiments	
GRANULARITÉ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)		0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
		0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimètre FCAL		Bouchon	
COUVERTURE		$3.1 < \eta < 4.9$	
SEGMENTATION		3 compartiments	
GRANULARITÉ ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)		0.2×0.2	

TAB. 1.1 – Couverture, segmentation et granularité des calorimètres à Argon liquide

moyenne de 0.4 Tesla, est dans la plupart des cas orthogonal à la trajectoire initiale des muons.

Spectromètres à muons

Les muons sont détectés à l'aide d'une grande panoplie de chambres à muons déployées tout autour d'ATLAS et formant sa couche externe (voir Figures 1.4 et 1.15). Les chambres à muons couvrent une région $\eta < 1$ dans la partie tonneau et $1 < \eta < 2.7$ dans la partie bouchon, et sont de quatre types différents :

- Chambres MDT (Monitored Drift-Tube Chambers) : ces chambres à dérive sont constituées de tubes d'aluminium de 30 mm de diamètre et d'une longueur variant entre 70 et 630 cm, remplis d'un mélange de 93% d'Argon et de 7% de CO_2 , avec en

leur centre un fil W-Re de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre. Ces chambres constituent la couche la plus externe d'ATLAS, à la fois dans le tonneau et les bouchons.

- Chambres CSC (Cathode Strip Chambers) : chambres à fils proportionnelles avec une précision de $50\ \mu\text{m}$. Le gaz utilisé est un mélange de 30% d'Argon, 50% de CO_2 et 20% de CF_4 . L'absence d'hydrogène conduit à une faible sensibilité au bruit de fond des neutrons. Ces chambres sont situées à la face interne des bouchons.
- Chambres RPC (Resistive Plate Chambers) : détecteurs à gaz ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, avec un peu de SF_6) utilisant des plaques résistives de bakelite parallèles, obtenant une résolution en temps de quelques ns. Les chambres sont dans le tonneau, autour des calorimètres.
- Chambres TGC (Thin Gap Chambers) : chambres à fils avec une résolution en temps de moins de 5 ns ; le gaz utilisé est composé de 55% de CO_2 et 45% de n -pentane ($n - \text{C}_5\text{H}_{12}$). Elles sont placées entre les CSC et les MDT.

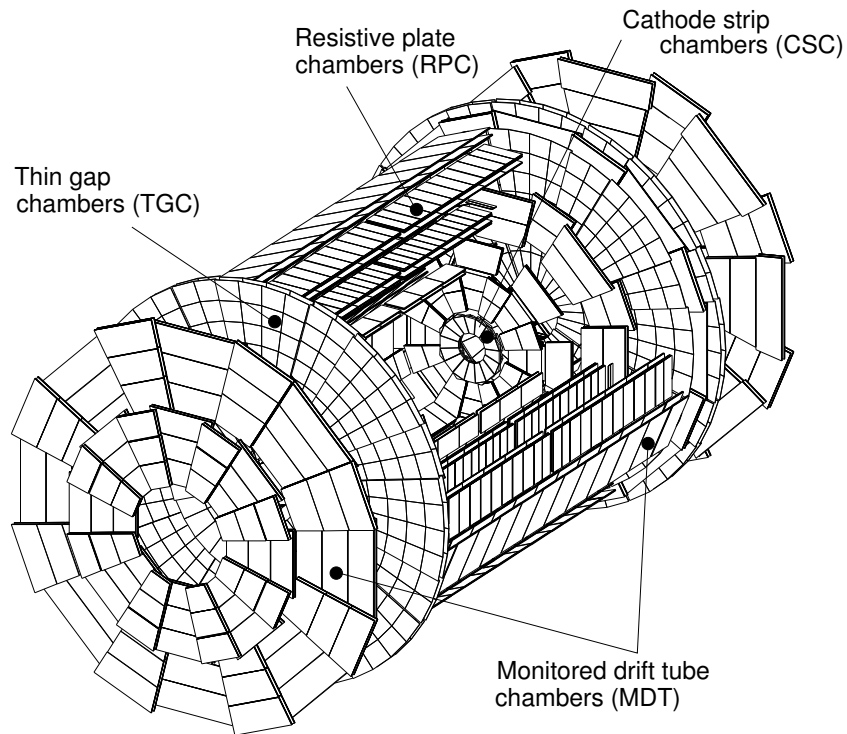


FIG. 1.15 – Schéma des spectromètres à muons

1.2.6 Déclenchement

Les faisceaux du LHC ont une fréquence de croisement de 40 MHz , et à haute luminosité il se produira en moyenne 24 interactions. Parmi ces interactions, beaucoup sont inintéressantes (événements de biais minimum). De plus, les capacités de stockage sont limitées. Pour ces raisons, il est absolument nécessaire de faire une sélection pour ne conserver qu'un nombre raisonnable d'événements susceptibles d'être intéressants dans le cadre du programme de physique d'ATLAS. C'est le rôle du *système de déclenchement* (*trigger* en anglais).

Les systèmes de déclenchement et d'acquisition de données (DAQ) d'ATLAS comportent trois niveaux de sélection :

- **le déclenchement de niveau 1 (LVL1)** : cette première sélection se fait en utilisant des données partielles des sous-détecteurs, ce qui revient à avoir une granularité moins précise. Seuls sont conservés les événements dont les leptons, les photons et les jets reconstruits ont une grande impulsion transverse et où les énergies transverses totales et manquantes sont grandes. Des coupures cinématiques et topologiques sont programmées dans l'électronique d'acquisition. La difficulté majeure est de traiter les signaux d'un événement alors que plusieurs autres sont acquis durant le temps de traitement. Le taux d'événements passe de 40 MHz à 75 kHz . Les événements ainsi sélectionnés sont lus par l'électronique dite avant, placée sur les détecteurs, et passent par les ROD (readout drivers) puis les ROB (readout buffers) où les données sont conservées en attendant la sélection suivante. Ces données sont transmises au niveau suivant de sélection sous forme de Région d'Intérêt (ou RoI, pour Region of Interest), incluant la position (η et ϕ) et l'énergie transverse des particules candidates, et la somme des énergies transverses (totale et manquante).
- **le déclenchement de niveau 2 (LVL2)** : ce niveau utilise comme entrée les RoI, et opère sa sélection en accédant aux informations complètes des sous-détecteurs (mais seulement dans ces régions d'intérêt) pour l'événement considéré. Les critères de sélection sont ici plus restrictifs, afin d'obtenir cette fois un taux d'événements de 1 kHz .
- **le filtre d'événements (Event Filter, ou EF)** : ce troisième et dernier niveau de sélection utilise des algorithmes et méthodes de reconstruction prenant en entrée les informations d'étalonnage et d'alignement des détecteurs ainsi que la carte de champ magnétique. La sélection y est encore plus fine, et le taux d'événements descend finalement à 100 Hz .

Les données sont alors stockées définitivement pour une analyse ultérieure, hors-ligne.

1.3 Athena : simulation et reconstruction des données d'ATLAS

Un des principaux défis du LHC est l'analyse de l'immense quantité de données qui seront accumulées, de l'ordre de 1000 Toctets (10^{15} octets) par an. Cette analyse se fait évidemment par des moyens informatiques, chaque expérience ayant son propre environ-

nement logiciel (ou Framework en anglais). Celui d'ATLAS est nommé *Athena*. Les 4 expériences stockeront, distribueront et traiteront leurs données sur un réseau mondial à très haut débit, dont les noeuds seront constitués de la plupart des laboratoires participant au programme LHC. Ce réseau est appelé *Grid* (ou Grille).

1.3.1 Présentation d'Athena

Athena traite toutes les informations fournies par l'électronique d'ATLAS, non seulement pour localiser et estimer tous les dépôts d'énergie à chaque instant, mais aussi pour en tirer les informations suivantes : quelles particules ont déposé leur énergie ? quel est leur quadrivecteur énergie-impulsion ? quelle est la topologie de l'événement, c'est-à-dire quelles particules initiales ont été produites et quels ont été leurs produits de désintégration ?

Toute cette analyse peut se faire soit à partir de données des tests en faisceau (l'environnement a été testé avec succès lors du test combiné de 2004), soit bien sûr à partir des données d'ATLAS (dont le test ne pourra se faire que lors de la phase de validation du détecteur avant sa mise en fonctionnement). Mais en attendant ces vraies données, l'analyse se fait principalement à partir de données simulées par des générateurs Monte-Carlo (tels que Pythia ou Herwig ...) incorporés dans Athena.

Athena est écrit en langage C++, donc en langage orienté objet, et s'est inspiré à ses débuts du logiciel initial *Atrecon*, écrit lui en langage Fortran et utilisé pour produire les résultats du Technical Design Report (TDR) Detector and Physics Performance d'ATLAS [3] [4]. Athena repose sur une architecture plus générale nommée *Gaudi*, développée en commun avec l'expérience LHCb.

1.3.2 Construction et développement d'Athena

Le code d'Athena est structuré en une arborescence de *packages*, chacun spécialisé pour des tâches précises. Par exemple, le package LArCellRec, contenu dans un package plus général LArCalorimeter, regroupe les algorithmes et classes d'objets assurant la reconstruction (détermination de l'énergie à partir du signal électronique) des cellules des calorimètres à Argon liquide.

Pour assurer la cohésion de l'ensemble des packages (et leur dépendance les uns des autres), aussi bien pour la construction du code entier que pour son exécution, un environnement de gestion est indispensable : ATLAS a choisi (et contribué à son développement) l'outil *CMT* [5], utilisé également par LHCb et quelques autres expériences de physique des particules (telles que l'observatoire Pierre Auger).

Athena est stocké dans le système *CVS* (Concurrent Versions System [6]), qui permet de gérer l'évolution du code et de ses versions (modifications, ajouts, ou suppressions). Un outil supplémentaire, le *TagCollector*, avec une interface Web, permet à tout développeur, où qu'il se trouve, d'ajouter sa contribution au code. Cet outil est évidemment indispensable dans une collaboration internationale comme ATLAS.

Athena est produit dans une version (*release* en anglais) stable environ tous les six mois, mais des versions intermédiaires existent, utilisées principalement par les développeurs du

code : des releases de développement, à un rythme approximatif d'une tous les mois, et des release journalières, construites chaque nuit (d'où leur appellation *nightly*).

1.3.3 Architecture d'Athena

La séquence d'exécution d'Athena suit le schéma suivant :

- **initialisation** : les connections avec les bases de données sont établies, les algorithmes créent les objets et/ou stockent les données dont ils auront besoin pour leur exécution
- **boucle d'événements** : pour chaque événement, la séquence suivante est exécutée :
 - SIMULATION (si nécessaire) : génération des événements (par exemple Pythia) et simulation de l'interaction des particules avec le détecteur (Geant 4)
 - NUMÉRISATION (si nécessaire) : simulation de l'électronique d'ATLAS transformant le signal brut de chaque cellule de lecture en énergie étalonnée
 - RECONSTRUCTION : recherche des clusters à partir de l'ensemble des cellules et des traces
 - IDENTIFICATION : identification des particules (électrons et photons, muons, taus, jets) à partir de l'énergie de leur(s) cluster(s) et leur trajectoire (déterminée par la combinaison des informations de plusieurs sous-détecteurs), et de l'énergie transverse manquante
- **finalisation** : les connections avec les bases de données sont coupées, les algorithmes libèrent la place qu'ils occupaient en mémoire, et les ntuples sont écrits. Un *ntuple* est un fichier, au format POOL ou ROOT [7], qui regroupe toutes les informations demandées (paramètres des clusters, des particules reconstruites, ...) pour tous les événements.

Les parties numérisation et reconstruction seront détaillées dans le Chapitre 2 pour les calorimètres à Argon liquide.

1.3.4 Données

Athena utilise un grand nombre de bases de données pour connaître, pour chaque sous-détecteur :

- la géométrie exacte du sous-détecteur en question
- les conditions de prise de données : forme du signal, paramètres d'étalonnage mesurés (piédestal, ..) ou calculés (coefficients de filtrage optimal, ...)

Ces données, qui peuvent varier au cours du temps (pas durant un événement, mais entre groupes d'événements) sont importées dans Athena, stockées pendant toute la durée de leur validité, et réactualisées en cas de besoin. Les algorithmes qui veulent utiliser ces données passent par l'interface *StoreGate*, qui gère leur stockage en mémoire tout au long de la séquence d'exécution (voir un exemple en Figure 1.16). *StoreGate* s'occupe aussi de données calculées durant l'exécution et ayant besoin d'être stockées d'un algorithme à l'autre : c'est le cas notamment des lots de cellules, qui sont établis dans les algorithmes de numérisation puis utilisés dans les algorithmes de reconstruction.

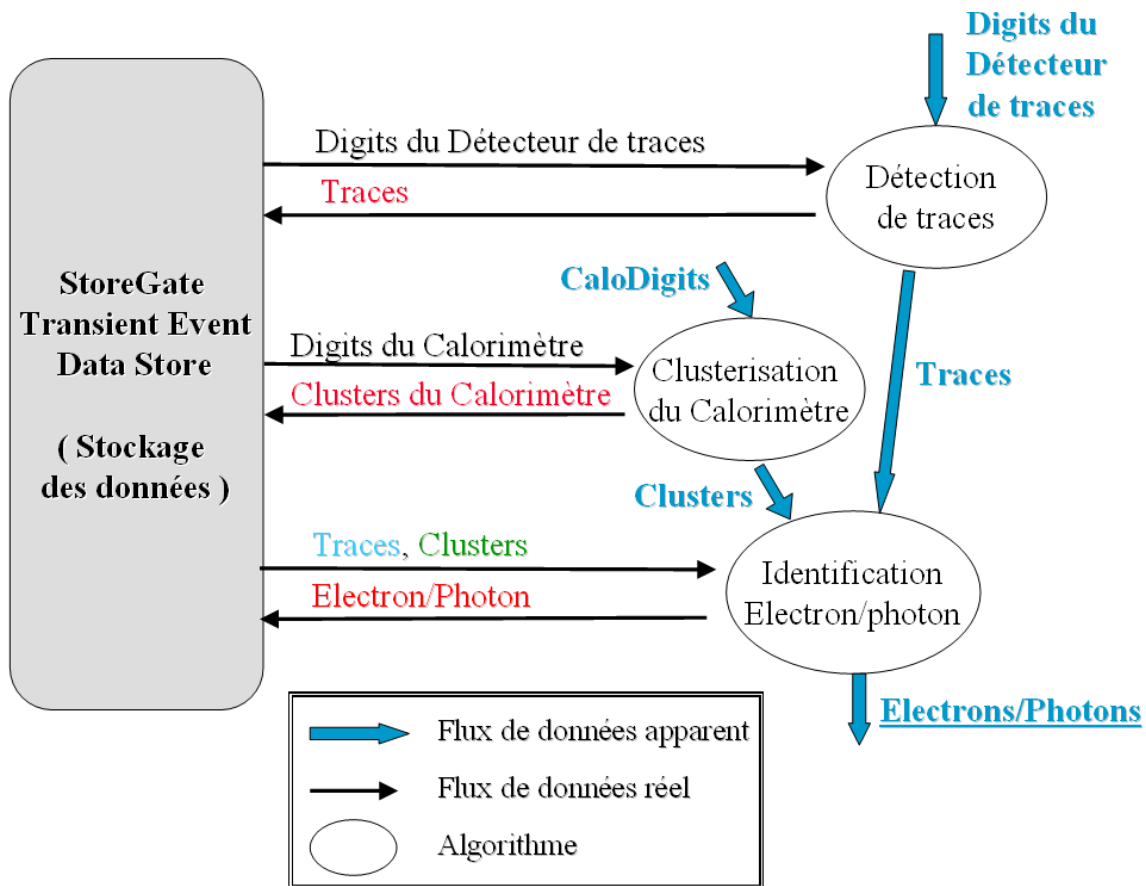


FIG. 1.16 – Flux de données pour une partie de la séquence d'exécution d'Athena du calorimètre électromagnétique

1.3.5 ATLFAST

Simuler et reconstruire des événements prend beaucoup de temps, suivant les options (sous-détecteurs utilisés, et méthodes employées) que l'on choisit, de l'ordre de vingt minutes par événement.

Pour être capable de faire des analyses de physique sur un grand nombre d'événements, il est donc souvent commode d'utiliser ATLFAST, qui constitue une version simplifiée de la simulation, donc plus rapide. Les sous-détecteurs et leurs performances y sont cependant décrits avec moins de précision.

Le principe de base est de partir des événements simulés par le générateur, c'est-à-dire la vérité, et de dégrader ensuite l'énergie et la direction des particules en suivant les lois de résolution des sous-détecteurs établies lors de simulations ou de tests en faisceau. A noter que l'efficacité d'identification des photons (80%) et des leptons (90%) n'est pas prise en compte dans ATLFAST.

Les études de physique présentées dans la suite du document ont été réalisées à l'aide d'ATLFAST.

Chapitre 2

Calorimètres à Argon liquide : simulation et reconstruction

Ce document présente en grande partie le travail effectué sur le bruit d'électronique dans la simulation et la reconstruction des données prises par les calorimètres à Argon liquide. C'est pourquoi il est utile de présenter ici les aspects généraux du fonctionnement d'Athena pour ces calorimètres.

2.1 De la particule aux cellules

Cette section retrace les étapes, de l'électronique et parallèlement du software, entre l'interaction d'une particule dans le détecteur et le signal exploitable sous forme de cellules avec énergie étalonnée.

2.1.1 Interaction des particules et Hits

Les particules issues des collisions interagissent avec les détecteurs, d'une part dans les absorbeurs et d'autre part dans le milieu actif où est généré le signal collecté par les électrodes de lecture.

Dans le cas de simulations, donc sans faisceau (que ce soit celui de tests ou celui du LHC), il faut simuler cette interaction et tout ce qui se passe avant ce premier signal électronique. C'est la tâche de Geant4, logiciel utilisé en physique des particules pour simuler l'interaction des particules dans de la matière avec une géométrie donnée. Une version de Geant4 est attachée à Athena pour prendre en compte les spécificités d'ATLAS. Cette simulation produit ce que l'on appelle un **Hit** pour chaque cellule de lecture ayant un signal. Le Hit, pour un événement donné, est l'intégration de l'énergie déposée dans l'Argon liquide par toutes les particules de la gerbe électromagnétique ou hadronique - issue d'une particule initiale venant du point de collision - ayant traversé la cellule.

L'énergie mesurée, en MeV, est l'énergie de particules qui ont déjà perdu de l'énergie dans les absorbeurs, et non l'énergie de particules directement issues du point de collision c'est-à-dire celle que l'on veut connaître. Pour passer de l'une (mesurée) à l'autre (vraie), il faut appliquer un facteur qui dépend bien sûr du rapport des épaisseurs de l'absorbeur

et du milieu actif (étant donnée leur longueur d'interaction X_0 propre). Ce facteur est la fraction d'échantillonnage (voir Equation 1.2.3), multipliée par le rapport e/μ (voir la Section 1.2.3). Il est par exemple en moyenne de l'ordre de 1/5 pour le Bouchon du calorimètre électromagnétique, et peut dépendre localement d'effets fins tels que les angles de la géométrie accordéon (où les épaisseurs varient).

2.1.2 Signaux bruts et bruits

Signal triangulaire

Le champ électrique appliqué entre une électrode de lecture et un absorbeur collecte les charges produites par l'ionisation de l'Argon. Le courant ainsi induit a une forme triangulaire en fonction du temps (voir Figure 2.1) :

$$I(t) = \frac{Q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (2.1)$$

où t_d est le temps de dérive moyen des électrons dans l'Argon, de l'ordre de 450 ns, et Q_0 est la charge totale déposée dans l'Argon. Ce signal passe ensuite dans la carte électronique avant, appelée FEB (pour Front-End Board en anglais).

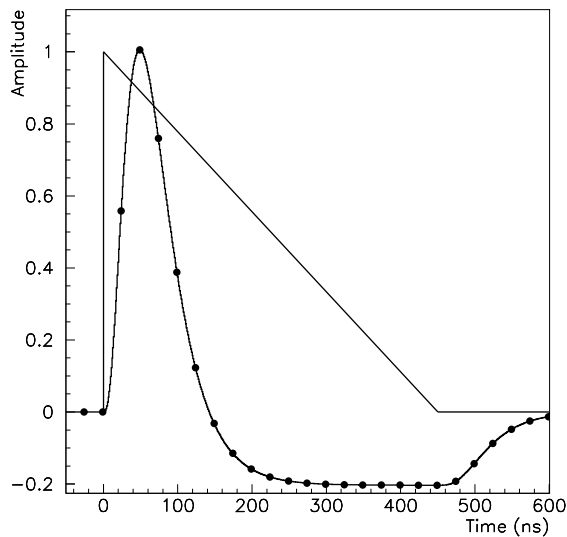


FIG. 2.1 – *Forme du signal, brut (triangulaire) et après mise en forme dans les FEB (courbe bipolaire); les points représentent l'échantillonnage toutes les 25ns*

Préamplification et mise en forme

Sur la FEB, le signal triangulaire est amplifié par des préamplificateurs pour obtenir un signal supérieur au niveau du bruit de toute la chaîne d'électronique qui suit. Ces

préamplificateurs conditionnent donc majoritairement le bruit d'électronique total. Le signal passe ensuite par des formeurs, qui sont en fait des filtres bipôlaire de type $CR - RC^2$ et donnent au signal la *forme bipolaire* caractéristique de la Figure 2.1. L'intérêt d'une telle mise en forme est de faire en sorte que l'intégrale sur la durée du signal soit nulle, afin de minimiser la contribution des signaux provenant des événements de biais-minimum, donc du bruit d'empilement (voir plus loin).

Echantillonnage

La forme bipolaire est échantillonnée toutes les 25 ns, comme cela est représenté sur la Figure 2.1. Les échantillons sont stockés pour chaque événement dans des mémoires analogiques en attendant la réponse du déclenchement de niveau 1.

Les échantillons sont numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC en anglais) puis quittent la FEB pour être transmis aux ROD en même temps que les informations de la carte d'étalonnage (voir plus loin). On appelle communément *coup d'ADC* l'unité de mesure des signaux en sortie de l'ADC.

Les calorimètres à Argon liquide n'utilisent que les 5 premiers échantillons.

Gammes

Une autre fonction des formeurs décrits précédemment est d'amplifier encore le signal, avec un système de trois gammes linéaires indépendantes, appelés Haute, Moyenne et Basse, respectivement de 93, 9.3 et 1. Le signal est numérisé pour les trois gammes, en parallèle. Seule est conservée la gamme choisie suivant certains seuils en coups d'ADC (par rapport à la gamme Moyenne).

Carte d'étalonnage

La carte d'étalonnage a pour but d'établir la correspondance $ADC \leftrightarrow$ courant. Elle injecte un signal au début de la chaîne de lecture, à la place du signal d'ionisation, et cela lorsque ce dernier est absent. Le signal est produit de la façon suivante : un convertisseur numérique-analogique, DAC en anglais, produit une tension, convertie ensuite en courant continu alimentant une inductance (circuit RL) ; la décharge de celle-ci simule ainsi le signal triangulaire par une exponentielle décroissante.

Le signal est injecté sur les électrodes par une résistance d'injection R_{inj} et passe par toute la chaîne de lecture jusqu'à sa conversion en ADC.

Une procédure pour connaître la correspondance $ADC \leftrightarrow$ DAC, appelée procédure de *rampe*, consiste à utiliser une dizaine de DAC différents et de mesurer pour un certain nombre d'événements la réponse en ADC, qui peut être paramétrisée par un polynôme. Cependant la réponse est essentiellement linéaire et la pente suffit à donner la correspondance voulue. Ce facteur dépend linéairement de la gamme appliquée de manière à la compenser au final, c'est-à-dire que $Rampe_{Basse} = 9.3 Rampe_{Moyenne} = 93 Rampe_{Haute}$, mais il est mesuré indépendamment en moyenne dans les trois gammes.

Connaissant les correspondances $ADC \leftrightarrow$ DAC (rampe), $DAC \leftrightarrow$ tension et tension \leftrightarrow courant (fonction de R_{inj}), il est facile d'obtenir la correspondance globale $ADC \leftrightarrow$

énergie avec le dernier facteur de correspondance courant \leftrightarrow énergie, obtenu à la suite de mesures test et de simulations.

Il faut noter que le signal envoyé par la carte d'étalonnage est exponentiel, approchant le signal triangulaire des calorimètres, si bien qu'après mise en forme les signaux réel et de calibration ne sont pas identiques.

Bruit d'électronique et piédestal

En l'absence d'énergie déposée dans les cellules, la chaîne d'électronique fournit quand-même un signal pour chaque canal de lecture : c'est ce que l'on appelle le *piédestal*.

Il permet de pouvoir mesurer des fluctuations d'énergie. En effet, pour chaque canal, le signal (avec ou sans dépôt d'énergie) varie d'un événement à l'autre suivant une distribution gaussienne, sous l'effet du bruit de la chaîne d'électronique traitant le signal : ce bruit, qui dépend de la gamme des formeurs, est appelé simplement le *bruit d'électronique*. Il se mesure en prenant l'écart-type des signaux du canal considéré. Une telle mesure se fait habituellement sur le piédestal seul pour une gamme donnée.

De même, le piédestal peut être mesuré en prenant cette fois la moyenne des signaux. Il a une valeur approximative de 1000 coups d'ADC ; la partie du signal due uniquement à l'ionisation de l'Argon est de l'ordre de la dizaine ou la centaine de coups d'ADC pour des faibles dépôts d'énergie (c'est le cas pour une majorité de cellules dans chaque événement), et de plusieurs milliers pour des dépôts d'énergie conséquents.

En résumé :

$$Piédestal = \langle E_{ADC} \rangle \quad (2.2)$$

$$Bruit d'électronique = \sqrt{\langle E_{ADC}^2 \rangle - \langle E_{ADC} \rangle^2} = \sigma \quad (2.3)$$

où E_{ADC} est le signal en coups d'ADC sans dépôt d'énergie.

Autres perturbations du signal : diaphonie et bruit d'empilement

Il existe deux autres causes de perturbation du signal :

- la *diaphonie*, qui est le signal d'une cellule induit par les cellules voisines (du même compartiment ou non).
- le *bruit d'empilement* est simplement la contribution des signaux provenant des événements de biais minimum, de bien plus faible énergie que le signal intéressant auquel ils sont superposés. Il en sera question dans le Chapitre 3.

Le bruit total est la somme quadratique des différents bruits.

Simulation dans Athena

Que ce soit après la conversion des Hits, ou après la lecture de vrais signaux, Athena dispose de **Digits**, objets regroupant les échantillons en coups d'ADC ainsi que leur nombre, et la gamme appliquée.

La simulation rajoute la contribution du bruit d'électronique aux échantillons bruts, convertis des MeV (énergie visible déposée dans l'Argon, c'est-à-dire issue de la simulation

Geant4) en coups d'ADC :

$$ADC_i = \text{arrondi} \left(\begin{array}{l} Echantillon_i(MeV_{visible}) / (CONV_{ADC \rightarrow MeV_{visible}}(gamme)) \\ + \text{Bruit d'électronique}_i(gamme) \\ + \text{Piédestal} \end{array} \right) \quad (2.4)$$

avec

$$CONV_{ADC \rightarrow MeV_{visible}}(gamme) = CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}}(gamme) \times f_{échan.} \times e/\mu \quad (2.5)$$

$$(\text{Bruit d'électronique})(gamme) = \sigma(gamme) [AC]^{-1}(gamme) \times (\text{Aléatoires}) \quad (2.6)$$

ou $[AC]$ est la matrice d'auto-corrélation du bruit (définie en détail dans la section 3.1.1 du chapitre suivant).

L'arrondi à l'entier le plus proche rend compte de la numérisation dans l'ADC.

Les nombres aléatoires sont tirés suivant une loi gaussienne normalisée ($\sigma = 1$), pour simuler la variation gaussienne du bruit d'électronique.

La diaphonie est prise en compte en prenant pour chaque cellule l'énergie en MeV avant l'échantillonnage en ADC, et en la répartissant sur ses voisines (que ce soit dans le même compartiment ou entre compartiments différents) selon une loi établie lors de tests en faisceau [8] [9]. Le bruit d'empilement est lui simulé en superposant à l'événement principal des événements de biais minimum, soit du même croisement de faisceau, soit d'un croisement différent auquel cas l'énergie est pondérée par la forme du signal.

Tous ces éléments sont détaillés dans le Chapitre 3.

2.1.3 Sortie des ROD

ROD

Les cartes ROD (ReadOut Driver), après réception des échantillons ADC et des informations de la carte d'étalonnage, réalisent numériquement le *filtrage optimal*, décrit dans le paragraphe suivant. Elles transmettent ensuite le signal, sous forme d'un triplet énergie, temps, et qualité des données, aux modules ROB (ReadOut Buffer) qui sont l'entrée du système d'acquisition de données, le DAQ. Si l'événement est sélectionné par le système de déclenchement, ces informations seront écrites sur disque.

Filtrage optimal

Pour minimiser l'effet du bruit d'électronique et du bruit d'empilement, et pour assurer la condition qu'un décalage en temps du signal ne doit pas changer les résultats, les échantillons ADC sont recombinaés en les pondérant avec des coefficients calculés par la méthode de filtrage optimal [10], qui est décrite ci-dessous.

Le signal observé est donné en fonction du temps par :

$$S(t) = Ag(t + \tau) + n(t) \simeq Ag(t) + A\tau g'(t) + n(t) \quad (2.7)$$

où A est l'amplitude du signal et g définit sa forme (Figure 2.1), g' est la dérivée de g par rapport au temps, et τ est le décalage en temps, supposé assez petit pour que l'approximation utilisée soit valide, et $n(t)$ est la contribution du bruit. Les échantillons aux temps t_k (à égale distance en temps, correspondant aux différents croisements de faisceaux) peuvent être écrits :

$$S_k \simeq Ag_k + A\tau g'_k + n_k \quad (2.8)$$

La méthode de filtrage optimal consiste à minimiser la variance de ces 2 quantités :

$$\begin{aligned} U &= \sum_k a_k S_k & \text{tel que} & \quad \langle U \rangle = A \\ V &= \sum_k b_k S_k & \text{tel que} & \quad \langle V \rangle = A\tau \end{aligned} \quad (2.9)$$

Les coefficients a_k et b_k sont appelés **OFC** (Optimal Filtering Coefficients). Les Equations 2.9 conduisent à l'ensemble de conditions suivantes, en se rappelant que le bruit a une valeur moyenne nulle ($\langle n_k \rangle = 0$) :

$$\begin{aligned} \sum_k a_k g_k &= 1 & \sum_k a_k g'_k &= 0 \\ \sum_k b_k g_k &= 0 & \sum_k b_k g'_k &= 1 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ces conditions permettent d'obtenir les variances de U et V :

$$Var(U) = \sum_{j,k} a_j a_k AC_{jk} \quad Var(V) = \sum_{j,k} b_j b_k AC_{jk} \quad (2.11)$$

avec $AC_{jk} = \langle n_j n_k \rangle$ correspondant aux éléments de la matrice d'auto-corrélation du bruit (voir Chapitre 3). En minimisant ces variances par la méthode des multiplicateurs de Lagrange, on peut obtenir les expressions vectorielles suivantes pour les OFC :

$$\begin{aligned} a &= \frac{(g'.Rg')Rg - (g.Rg')Rg'}{(g.Rg)(g'.Rg') - (g.Rg')^2} \\ b &= \frac{(g.Rg)Rg' - (g.Rg')Rg}{(g.Rg)(g'.Rg') - (g.Rg')^2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

où la matrice R est l'inverse de la matrice d'auto-corrélation AC .

L'énergie et le décalage en temps (donc l'instant de l'événement) sont ainsi reconstruits à partir des échantillons et des OFC avec les Equations 2.9. Dans ATLAS il est prévu d'utiliser 5 échantillons, centrés sur le maximum de la courbe bipolaire.

Simulation dans Athena

L'objet qui porte l'énergie de sortie des ROD s'appelle **RawChannel** dans Athena. L'énergie en MeV de chaque cellule est calculée comme suit :

$$E = CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}} \times \sum_i (Echantillon_i - Piédestal).OFCa_i \quad (2.13)$$

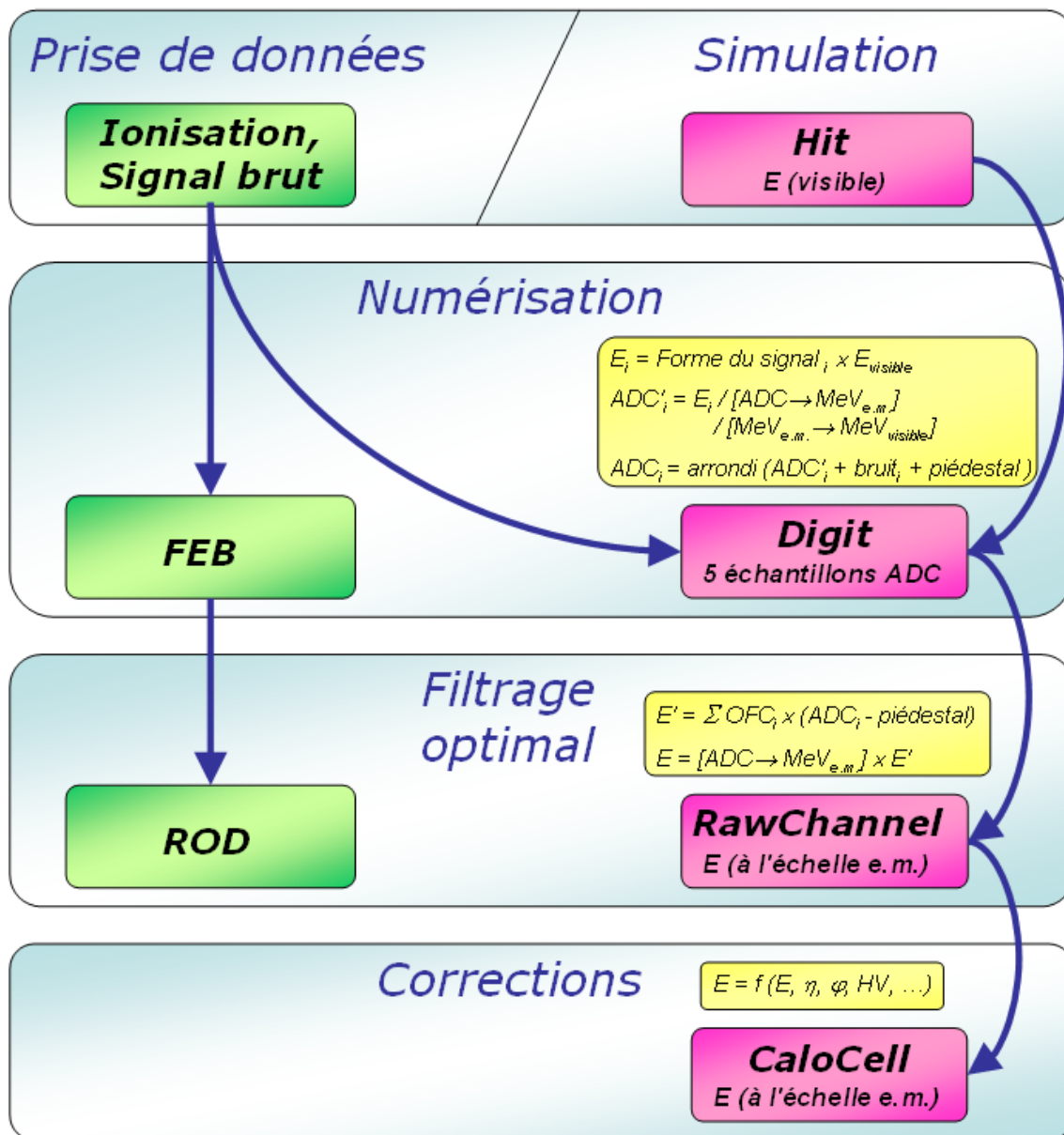


FIG. 2.2 – Schéma de la numérisation du signal, dans l'électronique de lecture et dans le software Athena

Les OFC sont soit extraits d’une base de données, soit calculés pour chaque cellule et pour chaque événement dans un algorithme spécialisé, nommé *LArOFCTool*, suivant les formules 2.12, à partir de la matrice d’auto-corrélation et de la forme du signal.

L’énergie est à l’échelle électromagnétique, c’est-à-dire qu’elle correspond réellement à l’énergie de la particule issue de la collision.

2.1.4 Cellules dans Athena

Athena ajoute une étape supplémentaire par rapport à ce qui est fait dans la chaîne d’électronique, appelée **CaloCell**. C’est l’objet de base qu’utilisent par la suite tous les algorithmes de reconstruction décrits dans la section suivante. L’énergie de la CaloCell est initialement identique à celle du RawChannel. Mais différents types de corrections peuvent lui être appliqués, comme les corrections de haute-tension (voir Chapitre 4).

2.1.5 Récapitulatif de la numérisation

La Figure 2.2 retrace les étapes de la numérisation décrites précédemment.

2.2 Des cellules aux particules reconstruites

Disposant maintenant de l’énergie de toutes les cellules, il faut ensuite réussir à en déduire quelle particule a frappé les calorimètres et à quel endroit, et déterminer son énergie et sa direction, c’est-à-dire son quadrivecteur énergie-impulsion.

2.2.1 Clusters

La première étape est de repérer s’il existe des amas de cellules dont l’énergie est beaucoup plus importante que la moyenne. Un tel amas est appelé un *cluster*. C’est la signature du dépôt d’énergie d’une particule.

Cluster à fenêtre glissante

La méthode la plus utilisée pour déterminer les clusters (clusterisation) est l’algorithme à fenêtre glissante (*sliding window* en anglais).

Dans un premier temps les énergies sont sommées en profondeur (radialement donc, sur les compartiments) selon une projection $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1 \times 1$, en unité de cellule du compartiment Milieu, soit une extension 0.025×0.025 (voir Figure 2.3). Ensuite l’algorithme définit une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$, et la déplace virtuellement sur les tours jusqu’à trouver la position telle que l’énergie dans la fenêtre est maximale. Une fois cette position atteinte, la position du cluster est définie par le barycentre.

Enfin, le cluster est constitué des cellules, tous compartiments confondus, contenues dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ ou 3×5 ou 3×7 (toujours en se rapportant à l’extension d’une cellule du compartiment Milieu), centrée sur la position barycentrique

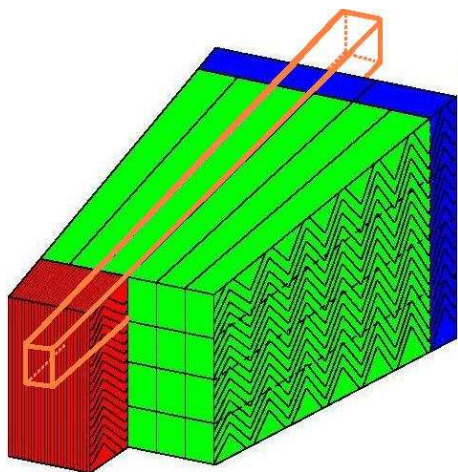


FIG. 2.3 – *Vue en coupe des 3 compartiments d’une section du calorimètre électromagnétique, avec la représentation d’une tour pour sommer les énergies*

du cluster initial. L’intérêt d’avoir une dimension plus grande en ϕ est de collecter l’énergie des particules déviées par le champ magnétique.

Cluster topologique

La méthode de clusterisation topologique est basée sur la sélection de cellules voisines de proche en proche, à partir d’une cellule centrale ayant le maximum d’énergie. Cette cellule centrale est choisie si son énergie est supérieure à 6 fois le niveau de son bruit total (d’électronique et d’empilement) attendu : $E > 6\sigma$ (le choix exact de la coupure peut être réglé). De là, le cluster est constitué de toutes les cellules voisines dont l’énergie vérifie $E > 3\sigma$ et l’énergie transverse $E_T > 0.1$ GeV, plus les cellules voisines de ces dernières. Le voisinage peut être défini aussi bien entre cellules d’un même compartiment qu’entre cellules de deux compartiments contigus. Le niveau de bruit total attendu pour chaque cellule est fourni par un algorithme spécialisé, *CaloNoiseTool*, développé dans le cadre de cette thèse et dont les calculs internes sont décrits au Chapitre 3. Un exemple de cluster topologique est représenté sur la Figure 2.4.

Corrections

Les clusters formés doivent ensuite être corrigés de certains effets, comme par exemple :

- modulations avec la position en η et en ϕ : les positions en η et en ϕ du cluster sont le barycentre des énergies déposées dans les cellules du cluster uniquement, sans tenir compte de celles autour dont l’énergie, bien que faible, fait pourtant partie de l’énergie déposée par la particule. D’autre part le barycentre est calculé en ramenant l’énergie de chaque cellule au centre de celle-ci, faisant donc l’hypothèse que le dépôt d’énergie est uniforme, ce qui n’est pas le cas. Le barycentre obtenu n’est donc pas totalement exact. Son décalage est d’autant moins grand que le barycentre théorique est proche du centre ou des bords d’une cellule.

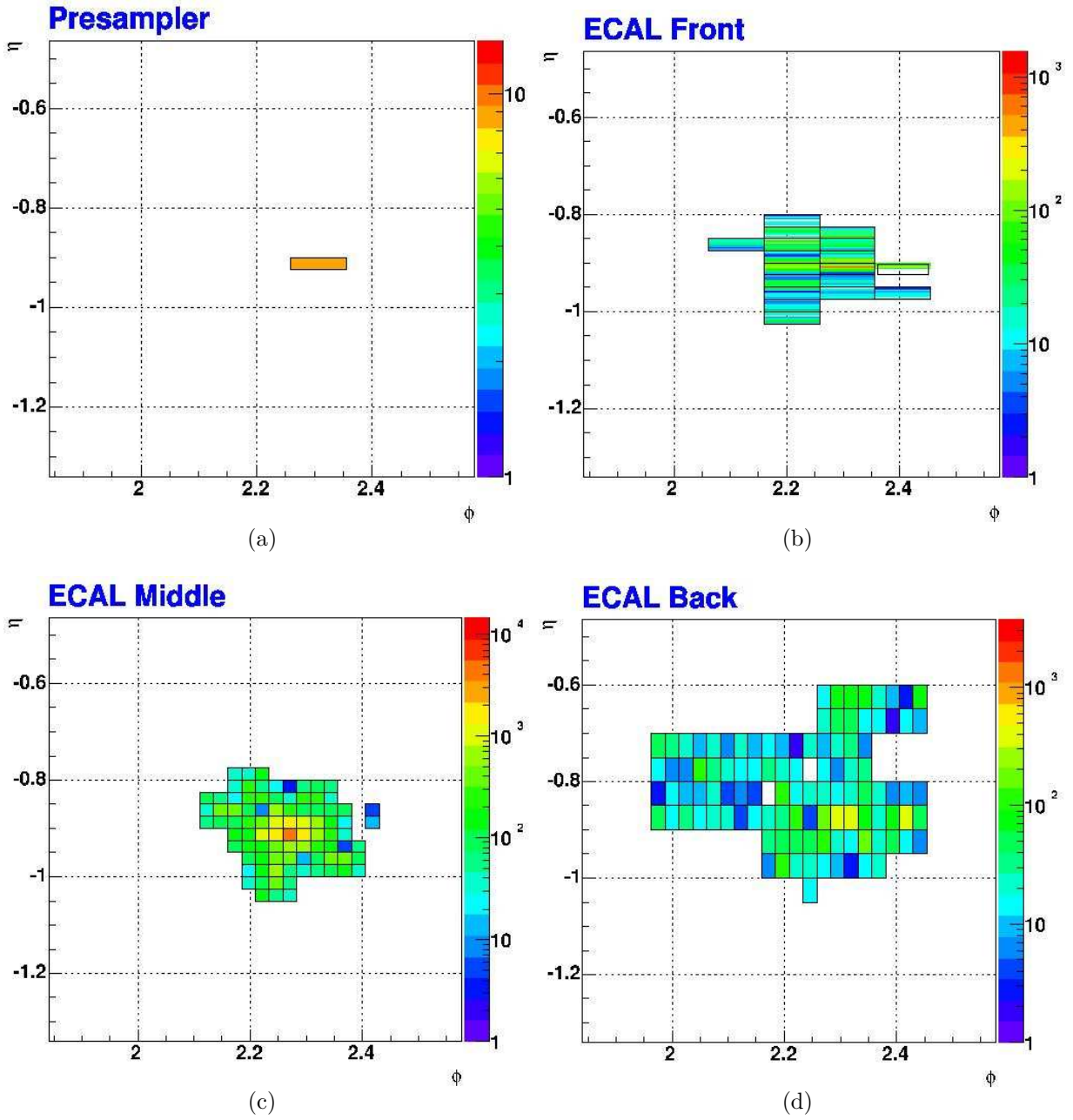


FIG. 2.4 – Exemple de cluster topologique pour un jet tel que $p_T > 70 \text{ GeV}/c$, dans les 4 compartiments du Tonneau du calorimètre électromagnétique, représentant l'énergie en MeV pour chaque cellule du cluster dans un plan (ϕ, η) [11]

Cet effet est appelé S-shape, ou forme en S en français, en rapport à la forme de la courbe représentant $\eta_{théorique} - \eta$ (resp. $\phi_{théorique} - \phi$) en fonction de η (resp. ϕ)

- problèmes de haute-tension : ces problèmes et les corrections apportées sont détaillés dans le Chapitre 4.
- cracks : les cracks sont les zones de transition entre calorimètres, comme par exemple l'espace entre le Tonneau et le Bouchon du calorimètre électromagnétique qui laisse passer des câbles. L'énergie est évidemment moins bien mesurée dans ces zones.

Chaque type de correction est appliqué par un algorithme spécialisé.

2.2.2 Identification des particules

Une fois les clusters construits, il faut déterminer à quelle particule ils correspondent.

Electrons et photons

L'identification des électrons et des photons utilise une reconstruction combinée, c'est-à-dire en intégrant les informations fournies par différents sous-détecteurs.

L'identification des photons de haute impulsion ($p_T > 10$ GeV/c) nécessite la double condition d'avoir un cluster électromagnétique dans le calorimètre et l'absence de trace reconstruite dans le détecteur interne. L'identification des électrons de haute impulsion ($p_T > 10$ GeV/c) a besoin quant à elle d'une telle trace reconstruite, dont l'impulsion mesurée doit correspondre à un dépôt d'énergie dans le calorimètre, compatible avec une gerbe électromagnétique. Les électrons non-isolés de plus faible impulsion ($1 < p_T < 10$ GeV/c) sont identifiés en extrapolant les traces du détecteur interne dans le calorimètre électromagnétique.

Jets

Les jets sont identifiés comme correspondant aux dépôts d'énergie isolés dans un cône défini par $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, communément de valeur 0.4.

Neutrinos

Les neutrinos ayant une interaction quasi-nulle avec la matière, ils ne peuvent être détectés, en tout cas dans ATLAS. Seule est accessible leur impulsion transverse globale. En effet, l'impulsion transverse des protons du LHC est parfaitement connue, et elle est conservée dans l'interaction, ce qui veut dire qu'elle égale la somme des impulsions transverses de toutes les particules issues de la collision. S'il n'y a pas égalité, alors *l'impulsion transverse manquante* signe la présence de neutrinos. Cette mesure est bien sûr imparfaite, car elle cumule les imperfections de détection et de mesure de chacune des autres particules.

L'algorithme chargé de déterminer l'énergie transverse manquante, appelé *MissingET*,

se base directement sur les CaloCells et non sur les objets reconstruits. Un poids est appliqué sur l'énergie de chaque cellule, optimisé en fonction de la densité d'énergie de cette cellule, à la manière de ce qui est fait dans l'expérience H1 à HERA.

La présence de bruit dans les cellules est évidemment un problème lorsqu'il s'agit de sommer les énergies transverses de toute les cellules. C'est pourquoi ne sont sommées que les énergies des cellules passant un certain seuil, défini en pratique comme étant deux fois l'écart-type du bruit de la cellule. Cette coupure asymétrique à 2σ (asymétrique car coupant les énergies négatives plus grandes en valeur absolue que 2σ) améliore la résolution de l'énergie transverse manquante en écartant les cellules qui ne comportent que du bruit, mais cela ajoute un léger biais. La Figure 2.5 illustre ce gain en résolution et ce biais.

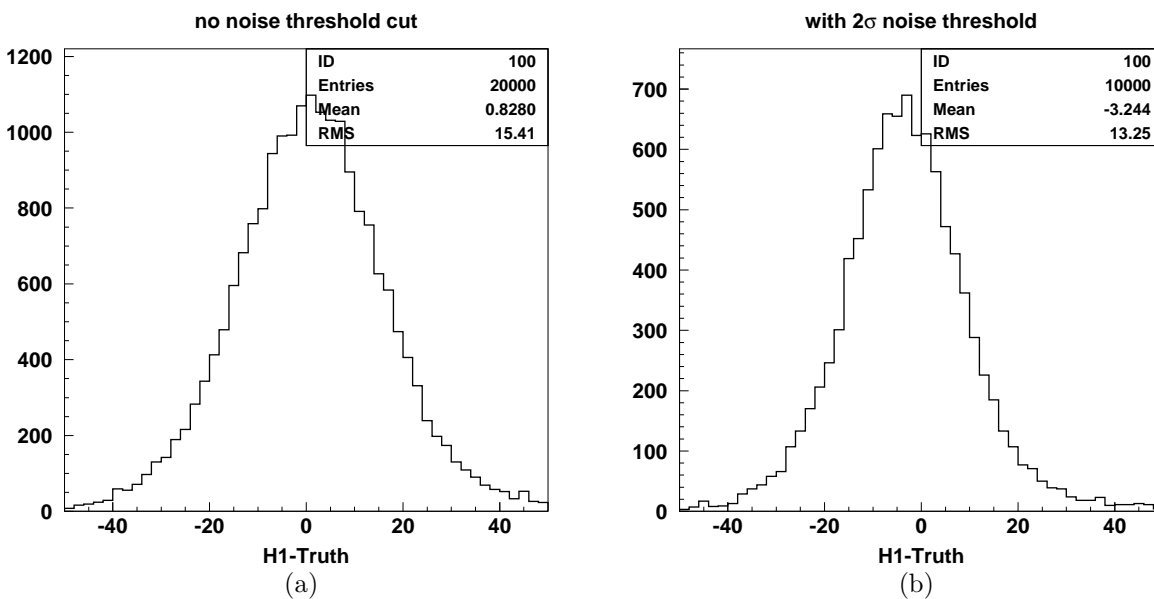


FIG. 2.5 – *Distribution de la différence entre l'énergie manquante transverse déterminée par l'algorithme MissingET et celle de la vérité (générateur), sans (à gauche) ou avec (à droite) suppression des cellules telles que $E_{cellule} < 2\sigma$; l'échelle d'énergie est en GeV [12]*

La connaissance de l'écart-type du bruit de chaque cellule est donc à nouveau utile, comme elle l'était pour les clusters topologiques. Cette information est fournie par l'outil *CaloNoiseTool* dont le Chapitre 3 détaille les calculs internes.

Chapitre 3

Bruit d'électronique et bruit d'empilement

Certains algorithmes de reconstruction dans la simulation d'ATLAS ont besoin de connaître le niveau du bruit. C'est le cas notamment de l'algorithme qui construit les clusters topologiques (voir la Section 2.2.1), ou de celui qui estime l'énergie transverse manquante (voir la Section 2.2.2). Tous deux sélectionnent des cellules en effectuant des coupures en énergie, dont le seuil est défini par un nombre (typiquement 3) d'écart-types du bruit total (d'électronique et d'empilement).

Athena implémente donc un outil, appelé **CaloNoiseTool**, fournissant une prédiction du bruit électronique et du bruit d'empilement séparément, mais aussi de leur somme quadratique. Les différents ingrédients utilisés entrent également dans la simulation de la numérisation des calorimètres à Argon liquide (EM, HEC et FCAL) décrite au chapitre précédent.

Ce chapitre détaille les calculs permettant de prédire ces deux bruits, et en montre les résultats ; sont présentées également les mesures de bruit en tests en faisceaux qui ont permis de mesurer les différents éléments et de valider l'approche.

3.1 Prédiction du bruit d'électronique

3.1.1 Calculs

Il s'agit de déterminer le bruit d'électronique au niveau d'une cellule, à partir de l'écart-type du bruit en coups d'ADC, en tenant compte non seulement de l'étalonnage définissant la correspondance entre un coup d'ADC et un nombre de MeV, mais aussi des effets de la numérisation du signal de la cellule (décrite au Chapitre 2).

Auto-corrélation

Le bruit d'un échantillon peut être corrélé au bruit dans un autre échantillon voisin en temps, cette corrélation étant évaluée par la covariance de ces deux bruits. La matrice de covariance est alors obtenue ainsi :

$$[Cov] = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & Cov_{12} & Cov_{13} & Cov_{14} & Cov_{15} & \dots \\ Cov_{21} & \sigma_2^2 & Cov_{23} & Cov_{24} & Cov_{25} & \dots \\ Cov_{31} & Cov_{32} & \sigma_3^2 & Cov_{34} & Cov_{35} & \dots \\ Cov_{41} & Cov_{42} & Cov_{43} & \sigma_4^2 & Cov_{45} & \dots \\ Cov_{51} & Cov_{52} & Cov_{53} & Cov_{54} & \sigma_5^2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

avec

$$\begin{aligned} Cov_{ij} &= Covariance[Bruit de l'échantillon i, Bruit de l'échantillon j]. \\ &= \sigma_i \sigma_j AC_{ij} \end{aligned} \quad (3.2)$$

où AC_{ij} est le coefficient de corrélation entre les échantillons i et j .

Comme le niveau du bruit ne dépend pas du temps, $\sigma_i = \sigma_j = \sigma \forall i \forall j$ et AC_{ij} ne dépend que de $j - i$, la matrice peut se simplifier sous cette forme symétrique :

$$[Cov] = \sigma^2 \times \begin{pmatrix} 1 & AC_1 & AC_2 & AC_3 & AC_4 & \dots \\ & 1 & AC_1 & AC_2 & AC_3 & \dots \\ & & 1 & AC_1 & AC_2 & \dots \\ & & sym. & 1 & AC_1 & \dots \\ & & & & 1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} = \sigma^2 \times [AC] \quad (3.3)$$

où R_i est redéfini comme étant le coefficient de corrélation entre les échantillons n et $n + i$ (soit $AC_{n \ n+i}$ avec la notation précédente).

AC est la *matrice d'auto-corrélation*. Elle dépend aussi de la gamme.

Dans la suite la matrice d'auto-corrélation du bruit d'électronique sera distinguée de celle du bruit total (qui tient compte du bruit d'empilement).

Energie d'une cellule

En regroupant les étapes décrites dans la section 2.1, l'énergie finale d'une cellule est donnée par :

$$\begin{aligned} E &= \sum_{i=0}^5 OFC_i \times (\text{arrondi}[Signal_i] - Piédestal) \\ &\quad \times CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}}(gamme) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Le vecteur d' OFC a été défini dans l'Equation 2.12. Le $Signal_i$, dans le cas de la simulation, est :

$$Signal_i = Echantillon_i + Bruit_i + Piédestal \quad (3.5)$$

où $Bruit_i$ est le bruit en coups d'ADC défini par l'Equation 2.6, $Echantillon_i$ est le $i^{ème}$ échantillon en coups d'ADC réels et $Piédestal$ est le nombre de coups ADC en l'absence de signal (de l'ordre de 1000).

Détermination de l'écart-type

En considérant maintenant un cas sans signal, donc uniquement avec du bruit, l'énergie est :

$$E = CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}} \times \sum_{i=0}^5 OFC_i \times \text{arrondi}[Bruit_i] \quad (3.6)$$

L'arrondi introduit un bruit de quantification pour chaque échantillon, que l'on peut noter q_i et se représenter par un pavé de hauteur 1 entre -0.5 et 0.5 . Ainsi l'énergie devient :

$$E = CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}} \times \sum_{i=0}^5 OFC_i \times (Bruit_i + q_i) \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_E^2 &= \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = \langle E^2 \rangle \quad \text{car } \langle E \rangle = 0 \\ &= CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}}^2 \times \left\langle \sum_{i=0}^5 OFC_i \times (Bruit_i + q_i) \sum_{j=0}^5 OFC_j \times (Bruit_j + q_j) \right\rangle \\ &= CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}}^2 \times \sum_{i,j=0}^5 OFC_i OFC_j \times (\langle Bruit_i Bruit_j \rangle + \langle q_i q_j \rangle) \end{aligned} \quad (3.8)$$

puisque $Bruit_i$ et q_j ne sont pas corrélés, et $\langle Bruit_i \rangle = \langle q_i \rangle = 0$.

D'après l'Equation 3.3, $\langle Bruit_i Bruit_j \rangle = \sigma^2 AC_{ij}$. Quant au terme $\langle q_i q_j \rangle$, il se réduit à $\langle q^2 \rangle \delta_{ij}$ en supposant l'absence de corrélation entre les échantillons pour la quantification, et finalement à $1/12$ ($= \int_{-0.5}^{0.5} q^2 dq$ sur le pavé).

L'écart-type du bruit prédit est donc finalement :

$$\sigma_E^2 = CONV_{ADC \rightarrow MeV_{e.m.}}^2 \times \left(\begin{array}{l} Bruit_{ADC}^2 \times (OFC)_5 [AC]_{5 \times 5} (OFC)^T_5 \\ + (OFC)_5 (OFC)^T_5 1/12 \end{array} \right) \quad (3.9)$$

Gamme

Cette quantité est une fonction de la gamme puisque le bruit en ADC et le facteur de conversion des ADC aux MeV sont évidemment des fonctions de la gamme, mais aussi les coefficients d'auto-corrélation et par conséquent les OFC.

3.1.2 Mesure des données

La base de données utilisée par Athena, qui sert non seulement pour calculer le bruit d'électronique pour la numérisation mais aussi pour la reconstruction, est établie à partir de mesures en tests en faisceau.

Les données actuellement utilisées proviennent des tests en faisceau 2002.

Symétrie

Il existe dans Athena la possibilité de stocker les données et le bruit d'électronique prédit pour toutes les cellules des calorimètres, d'un nombre de 173312 pour l'EM, 5632 pour le HEC et 3524 pour le FCal, soit 182468 au total. Mais actuellement on préfère utiliser la symétrie en ϕ et en z (c'est-à-dire une valeur par position en η positif). En effet, les calorimètres sont identiques de part et d'autre du point de collision, et les cellules, bien qu'une à une différentes selon η du fait de leur projectivité, sont toutes identiques pour un η donné.

La symétrie en ϕ n'est cependant pas utilisée dans le cas du FCal, dont les cellules ne sont pas projectives en η et ϕ .

Le nombre de cellules est ainsi réduit à 901 pour l'EM, 52 pour le HEC, et 1762 pour le FCal, ce qui fait un total de 2715 cellules-types.

La symétrie n'est utilisée que pour la simulation Monte-Carlo et CaloNoiseTool, car une erreur de quelques % sur le bruit d'une cellule n'est pas significative. En revanche cette symétrie n'est pas utilisée pour la reconstruction du signal dans les prises de données car ces petites variations ne sont alors plus négligeables.

Forme du signal

Le signal est échantillonné toutes les $25ns$, et les 5 échantillons autour du maximum positif sont stockés, ainsi que ceux de la dérivée de la forme du signal.

Bruit en coups d'ADC

Le bruit en coups d'ADC d'une cellule se mesure simplement en considérant la distribution sur un grand nombre d'événements, pour un run de piédestaux (c'est-à-dire sans faisceau), du nombre de coups d'ADC dans la cellule, et en prenant l'écart-type de cette distribution.

La section A.1 de l'Annexe A présente les résultats de ces mesures pour le calorimètre électromagnétique. Il est visible que le bruit est constant par FEB, et plus généralement, approximativement constant par compartiment. Pour cette raison, pour chaque FEB une seule valeur est stockée dans la base de données, après ajustement pour chaque gamme.

Dans ATLAS, le bruit sera directement mesuré sur des *random trigger*, terme désignant des événements dont la numérisation n'est pas initiée par le système de déclenchement mais est initiée de manière aléatoire.

Le bruit d'électronique est composé de deux termes : d'une part le bruit d'électronique du calorimètre, proportionnel à la taille de la cellule, et qui est amplifié par le système des gammes linéaires, et d'autre part le bruit des pré-amplificateurs et du reste de la chaîne d'électronique, qui est lui indépendant de la gamme.

$$\begin{aligned} \text{Gamme Haute} & : \text{Bruit} = \text{Bruit}_{\text{calo.}} \times 93_{\text{gamme}} + \text{Bruit}_{\text{pré-ampli+chaîne}} \\ \text{Gamme Moyenne} & : \text{Bruit} = \text{Bruit}_{\text{calo.}} \times 9.3_{\text{gamme}} + \text{Bruit}_{\text{pré-ampli+chaîne}} \\ \text{Gamme Basse} & : \text{Bruit} = \text{Bruit}_{\text{calo.}} \times 1_{\text{gamme}} + \text{Bruit}_{\text{pré-ampli+chaîne}} \end{aligned}$$

Cela explique le fait que d'une gamme à l'autre le niveau du bruit n'est pas dans le rapport des gammes 93/9.3/1. En effet en gamme Haute le premier terme domine le second, en gamme Moyenne il domine encore mais le second terme n'est plus autant négligeable, et enfin en gamme Basse c'est le second terme qui est prépondérant ; plus la gamme baisse, moins le bruit en est dépendant.

Auto-corrélation

Les coefficients d'auto-corrélation sont calculés à partir du bruit de chaque échantillon et leur covariance, selon la formule 3.3, en utilisant à nouveau des runs de piédestaux.

La section A.2 de l'Annexe A montre quelques exemples de résultats. A nouveau les données sont constantes par FEB, et seul le résultat de l'ajustement en η (après une moyenne en ϕ qui suppose la symétrie azymutale) par FEB est conservé dans la base de données pour chaque gamme.

Rampes

Les runs de rampes permettent de déterminer le facteur de conversion $ADC \leftrightarrow DAC$ (voir la Section 2.1.2). Quelques résultats extraits de ces runs sont indiqués dans la section A.3 de l'Annexe A, pour le calorimètre électromagnétique. Une moyenne en ϕ est encore effectuée en supposant la symétrie azymutale, et la relative constance des rampes par compartiment permet de ne stocker une nouvelle fois que le résultat d'un ajustement en η par FEB. De plus, seules les valeurs en gamme Haute sont conservées, puisque le passage d'une gamme à l'autre s'opère précisément avec les rapports des gammes 93/9.3/1.

OFC

Les coefficients de filtrage optimal ne sont pas mesurés mais calculés à partir des échantillons du signal et des coefficients d'auto-corrélation selon la formule 2.12.

3.1.3 Récapitulatif des données

Le Tableau 3.1 ainsi que le diagramme en Figure 3.1, dressent le bilan des données utiles non seulement à la simulation de la numérisation du signal mais aussi au calcul des bruits d'électronique et d'empilement attendus.

Les valeurs des sous-facteurs composant le coefficient de conversion $ADC \leftrightarrow MeV_{e.m}$ sont disposées dans le Tableau 3.2, ainsi que le coefficient de conversion $MeV_{e.m} \leftrightarrow MeV_{visible}$.

3.1.4 Résultats

Les Figures 3.2 à 3.12 indiquent le niveau du bruit, en MeV, pour ces cellules-type dans les trois calorimètres à Argon liquide, et cela pour chacune des 3 gammes (sauf pour le HEC qui n'a pas de gamme Haute).

<u>Données</u>	<u>Description</u>	<i>Fonction de la gamme</i>	<i>Stockage dans la base de données</i>
Forme du Signal	Courbe bipolaire après mise en forme de l'exponentielle approchant la forme triangulaire		32 échantillons par η
Ecart-type du bruit d'électronique	Ecart-type des piédestaux, en coups d'ADC, pour chaque cellule de lecture	Oui	1 valeur par FEB
Ecart-type du bruit d'empilement	Ecart-type de l'énergie déposée dans l'Argon dans des événements de biais minimum, pour chaque cellule de lecture		1 valeur par η
Auto-corrélation	Coefficients de corrélation entre les bruits d'échantillons voisins en temps	Oui	1 valeur par FEB
OFC	Coefficients de filtrage optimal	Oui	1 valeur par FEB
Rampes	Coefficient de conversion ADC \leftrightarrow DAC	Oui	1 valeur par FEB
DAC \leftrightarrow Volts	Coefficient de conversion		constantes par région
Volts \leftrightarrow μA	Coefficient de conversion		constantes par région
$\mu\text{A} \leftrightarrow \text{MeV}_{e.m.}$	Coefficient de conversion		constantes par région
$f_{\text{échan.}} \times e/\mu$	Fraction d'échantillonnage et rapport e/μ , convertissant l'énergie à l'échelle électromagnétique en énergie visible		constantes par région

TAB. 3.1 – Récapitulatif des données utiles à la simulation de la numérisation du signal et au calcul du bruit attendu

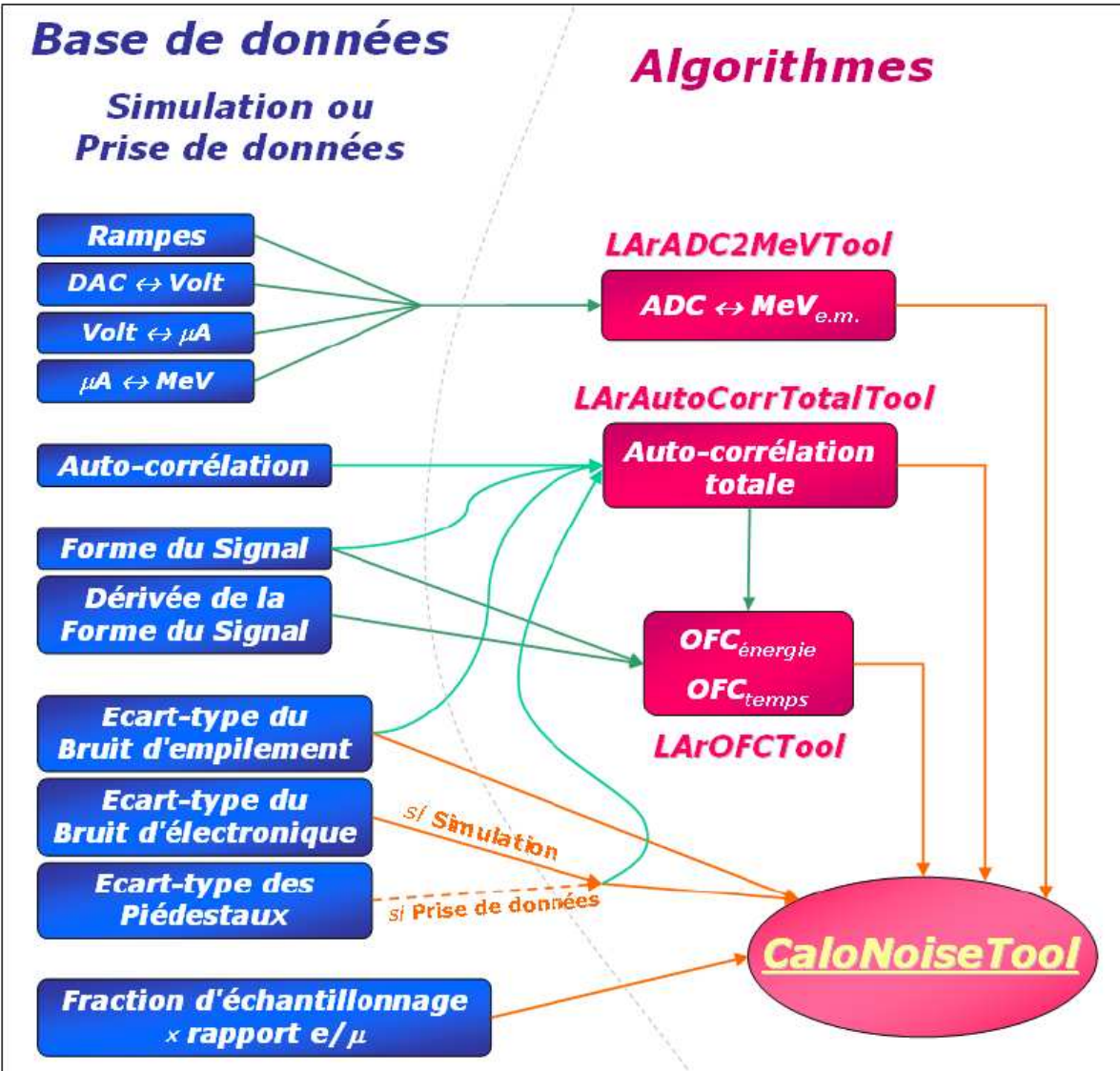


FIG. 3.1 – Diagramme des données et algorithmes utiles au calcul du bruit attendu

Détecteur	Compartiment	DAC $\leftrightarrow \mu A$	$\mu A \leftrightarrow MeV_{e.m.}$	$f_{échan.} \times e/\mu$
EMB	Pré-Echan.	0.0011421	1250 1176.47	0.05
	$\eta < 0.8$ $\eta > 0.8$			
	Avant	0.0126232	370.37 328.95	0.1675 0.1974
	$\eta < 0.8$ $\eta > 0.8$			
	Milieu	0.0375539	370.37 328.95	0.1675 0.1974
	$\eta < 0.8$ $\eta > 0.8$			
Arrière	0.0375539	370.37 328.95	0.1675 0.1974	
$\eta < 0.8$ $\eta > 0.8$				
EMEC grande roue	Pré-Echan.	0.0109619	3528	0.0167
	Avant	0.0375539 0.0126232	416.67	0.0695 \rightarrow 0.1113
	$\eta < 1.5$ $\eta > 1.5$			
	Milieu	0.0375539 0.0750635	416.67	0.0695 \rightarrow 0.1113
	$\eta < 1.5$ $\eta > 1.5$			
	Arrière	0.0375539		0.0722 \rightarrow 0.1106
EMEC petite roue	Milieu	0.0750635	3528	0.0537 \rightarrow 0.0640
	Arrière	0.0375539	526.32	0.0537 \rightarrow 0.0640
HEC	1 et 2	0.01	7135	0.0437
	3 et 4	0.01	7135	0.0223
FCAL	Module 1	0.0272	3613.625	0.0146
	Module 2		6504.5254	0.0074
	Module 3		7289.5542	0.0096

TAB. 3.2 – Valeurs des sous-facteurs (hormis les Rampes) composant le coefficient de conversion $ADC \leftrightarrow MeV_{e.m.}$, et valeurs du coefficient de conversion $MeV_{e.m.} \leftrightarrow MeV_{visible}$ ($f_{échan.} \times e/\mu$). Les facteurs $DAC \leftrightarrow Volts$ et $Volts \leftrightarrow \mu A$ sont en pratique stockés dans la base de données sous la forme d'un seul facteur $DAC \leftrightarrow \mu A$

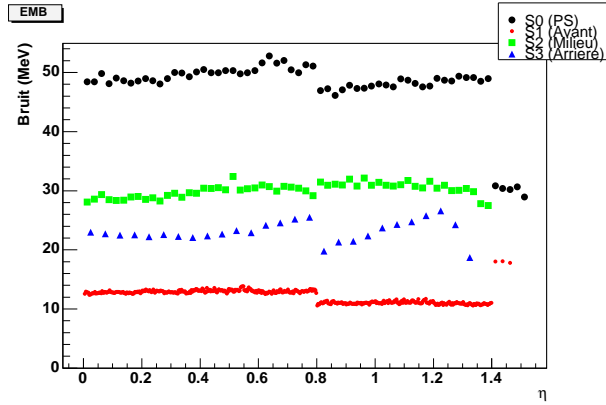


FIG. 3.2 – *Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Haute, sans luminosité (la dernière cellule en η du Milieu, d'un bruit de 157 MeV, a été retirée)*

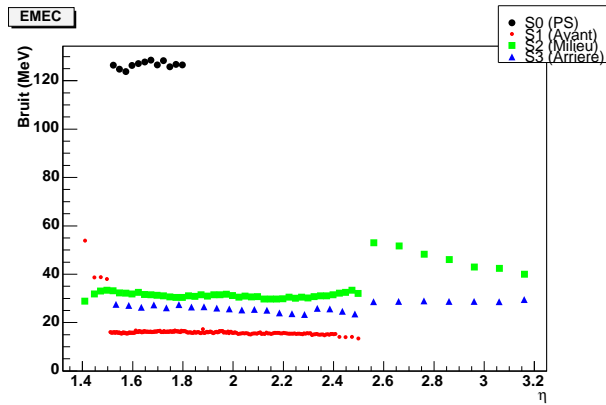


FIG. 3.3 – *Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Haute, sans luminosité*

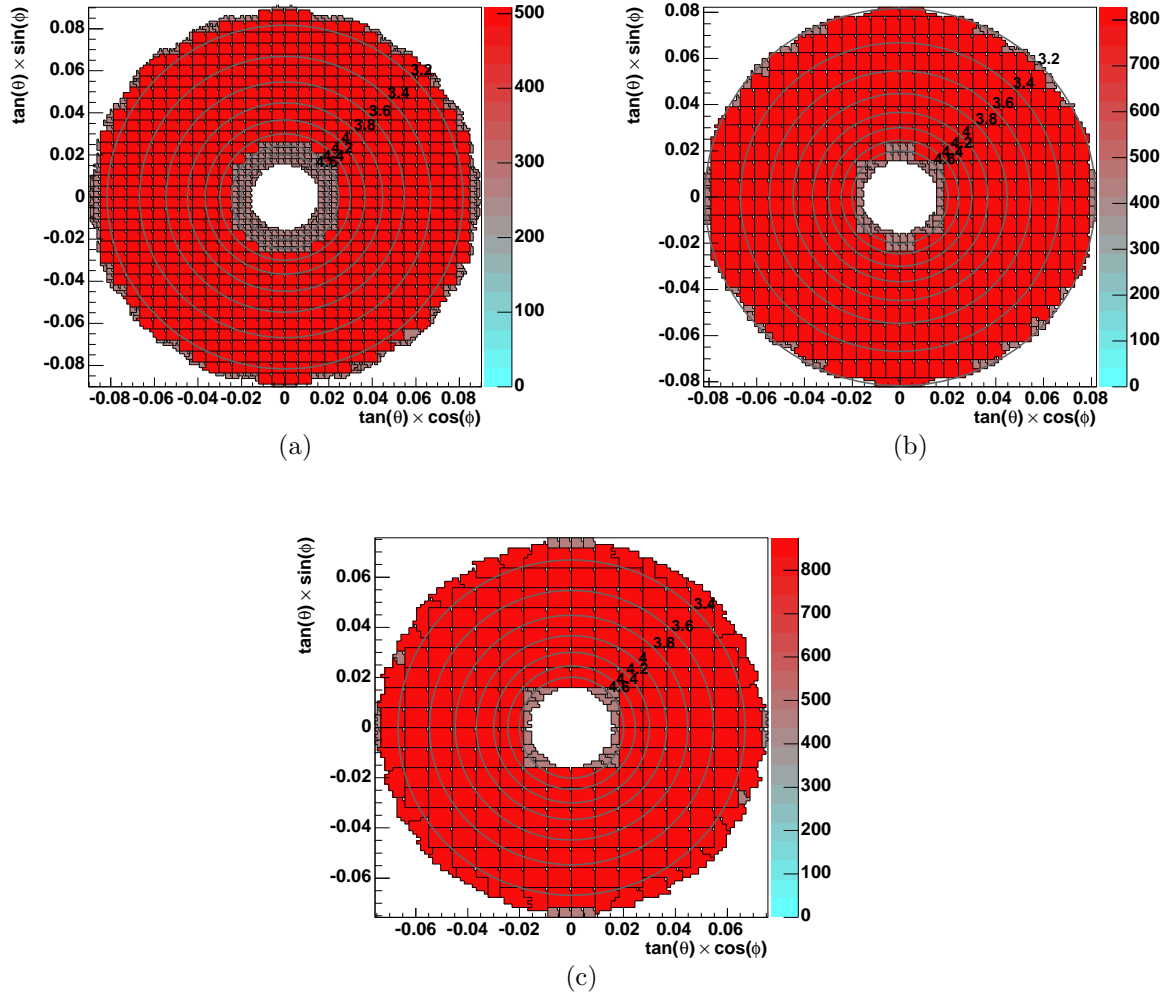


FIG. 3.4 – *Bruit d'électronique (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, en gamme Haute, sans luminosité*

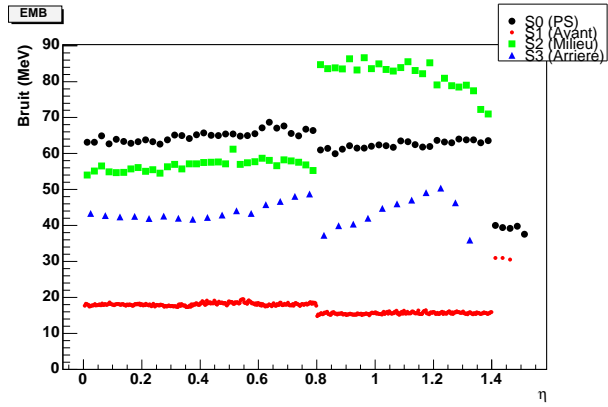


FIG. 3.5 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Moyenne, sans luminosité

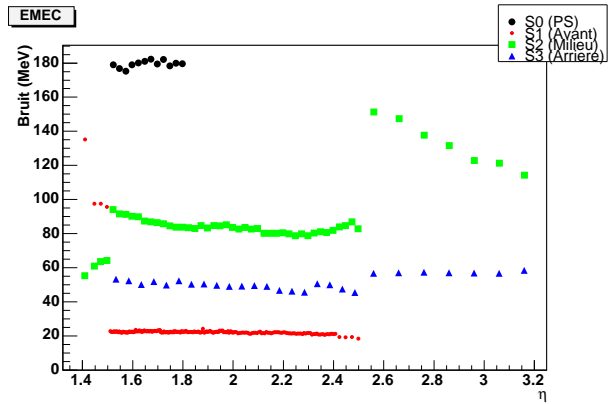


FIG. 3.6 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Moyenne, sans luminosité

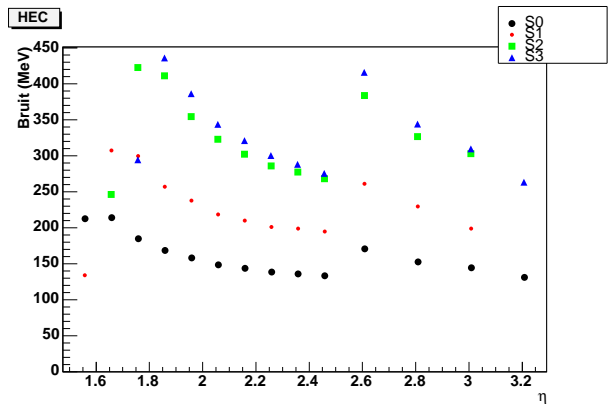


FIG. 3.7 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC, en gamme Moyenne, sans luminosité

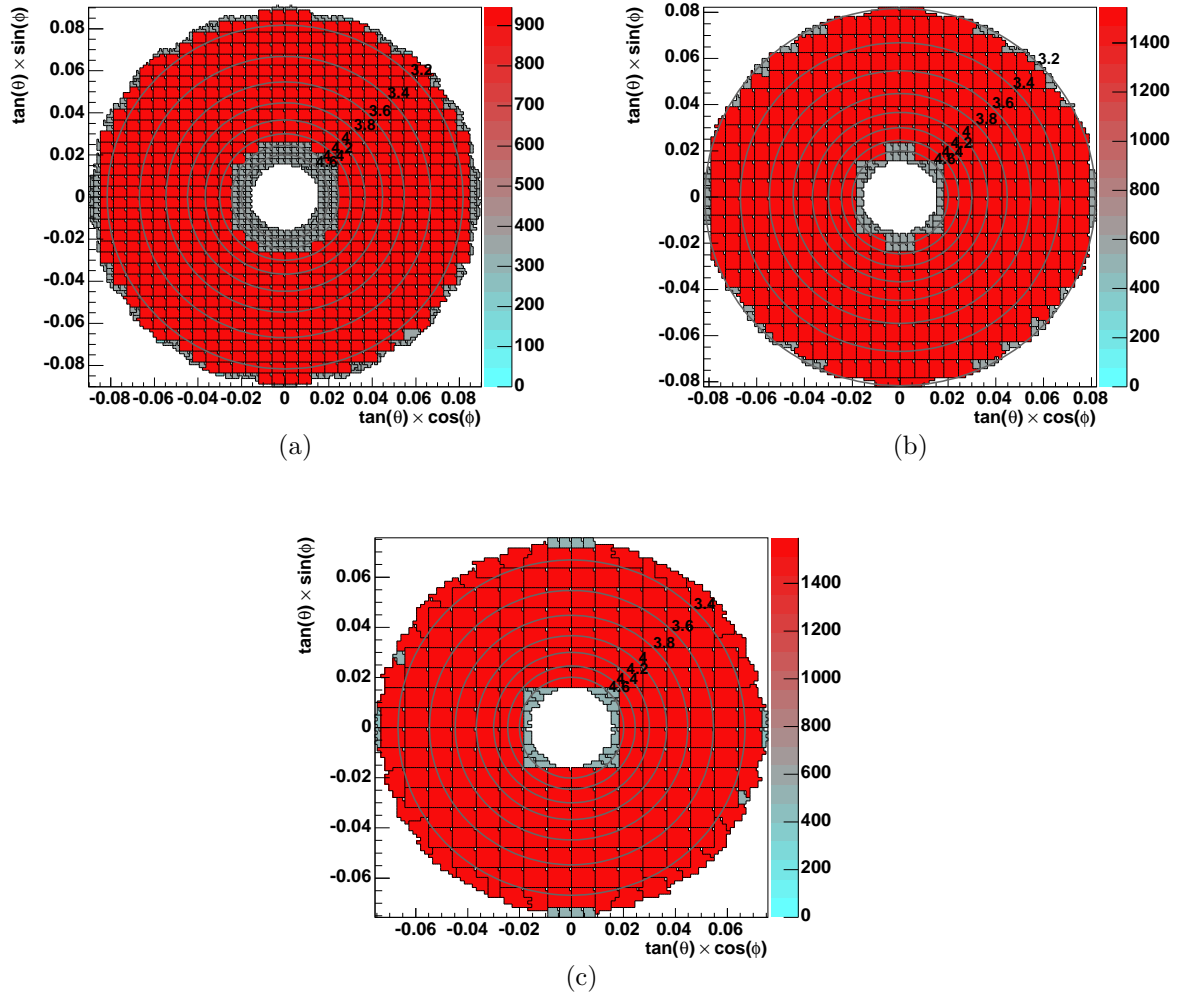


FIG. 3.8 – *Bruit d'électronique (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, en gamme Moyenne, sans luminosité*

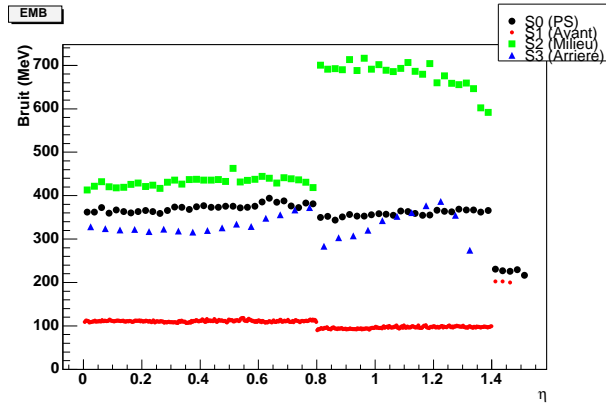


FIG. 3.9 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Basse, sans luminosité

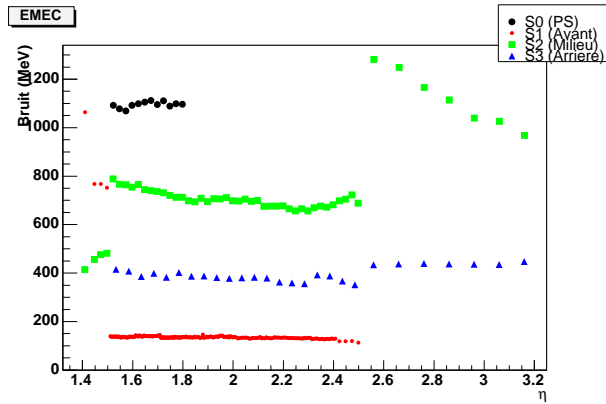


FIG. 3.10 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Basse, sans luminosité

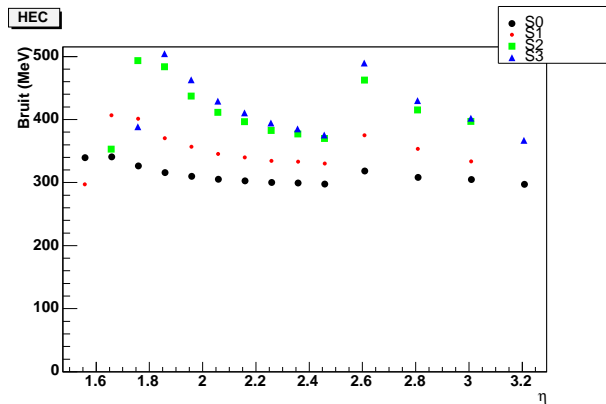


FIG. 3.11 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC, en gamme Basse, sans luminosité

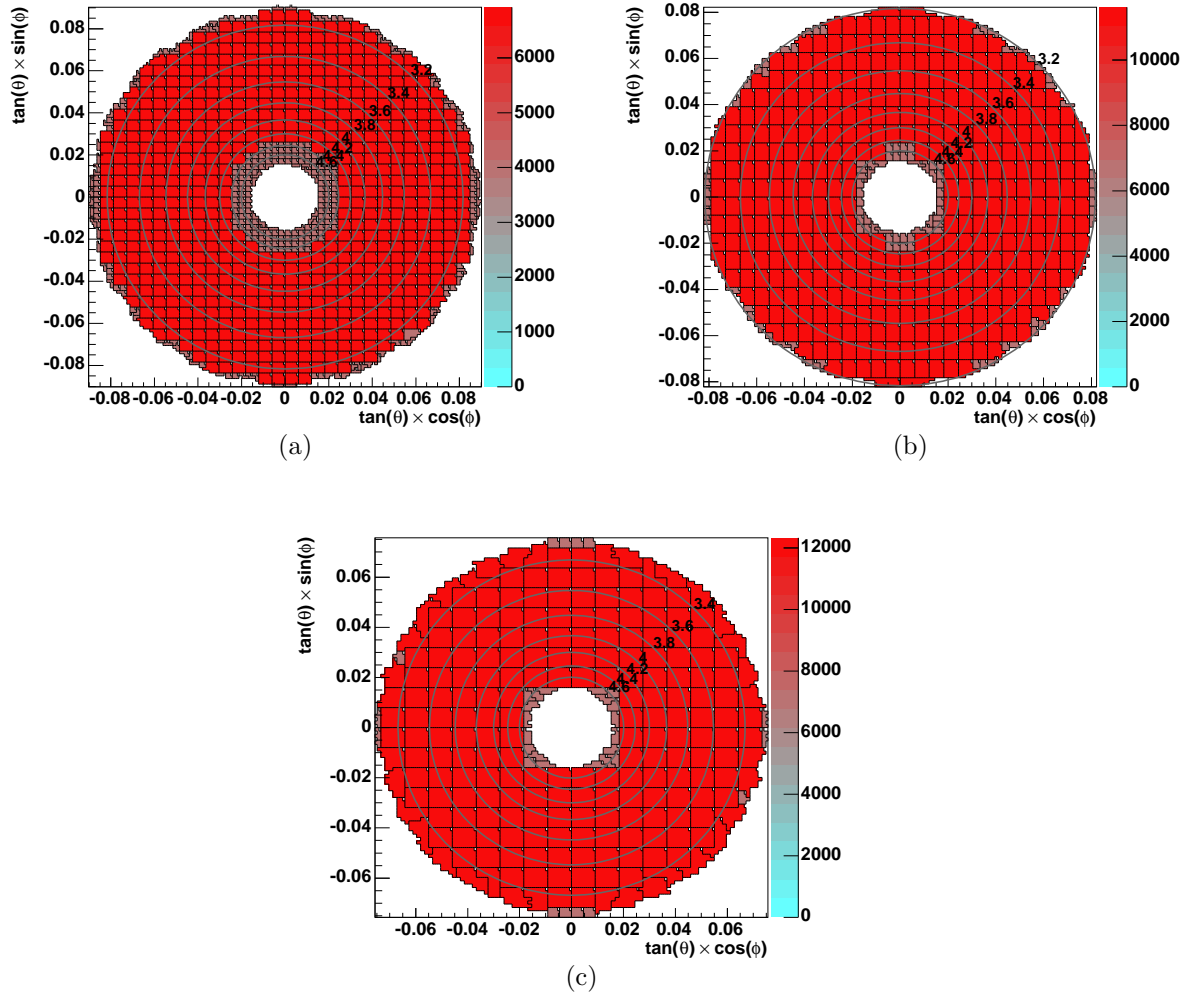


FIG. 3.12 – Bruit d'électronique (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, en gamme Basse, sans luminosité

Commentaires

Plusieurs remarques peuvent être faites sur le bruit d'électronique :

- EMB : le bruit est assez uniforme suivant η , mises à part trois exceptions :
 - 1) une différence de régime à $\eta = 0.8$, ce qui est attendu puisque l'étendue du Tonneau est couverte par 2 électrodes A et B associées à des pré-amplificateurs différents ; ceci est flagrant pour le compartiment Milieu en gammes Moyenne et Basse
 - 2) un comportement différent pour les dernières cellules en η , dû à la plus grande (ou plus petite parfois) taille des cellules (voir Figure 1.10) ; par exemple la dernière cellule du compartiment Milieu est physiquement le regroupement de plusieurs cellules, et son bruit est ainsi particulièrement élevé (au point qu'elle a été retirée des figures pour une meilleure lisibilité)
 - 3) le compartiment arrière est assez peu constant, particulièrement pour l'électrode B, encore une fois en raison de la taille variable de ses cellules, comme la Figure 1.10 le montre clairement
- EMEC : la première chose visible est la différence entre les 2 roues, externe (petits η) et interne (grands η), due à la différence de granularité. La seconde est que le bruit dans le Pré-Echantillonneur est très élevé par rapport aux autres compartiments ; cela vient de l'application de poids pour compenser la présence de matière devant le Pré-Echantillonneur, en l'occurrence les câbles et tuyaux de refroidissement
- HEC : la différence entre les 2 roues est à nouveau très visible. Le bruit est décroissant en fonction de η car les cellules sont de plus en plus petites du fait de leur projectivité en η
- FCAL : dans chacun des 3 modules, le bruit est constant d'une part pour les quelques cellules en bordures externe et interne, et d'autre part pour l'ensemble des autres

3.1.5 Comparaison avec les résultats des tests en faisceau de 2002

Il est possible de comparer le niveau de bruit prédit avec celui mesuré lors des tests en faisceau de 2002. Comme la plupart des données servant au calcul de bruit prédit ont été mesurées lors de ces tests, il s'agit là d'un test de cohérence de la méthode. Les Figures 3.13 et 3.14 proviennent des résultats de ces tests, et représentent le bruit d'électronique en gamme Haute pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique.

La comparaison avec les Figures 3.2 et 3.3 montre tout de suite que le bruit prédit est fidèle aux données, à l'exception notable du Pré-échantillonneur. La différence résulte de l'emploi de conventions différentes : les résultats des tests en faisceau sont obtenus sans l'application de la pondération servant à tenir compte de la matière présente devant le Pré-échantillonneur.

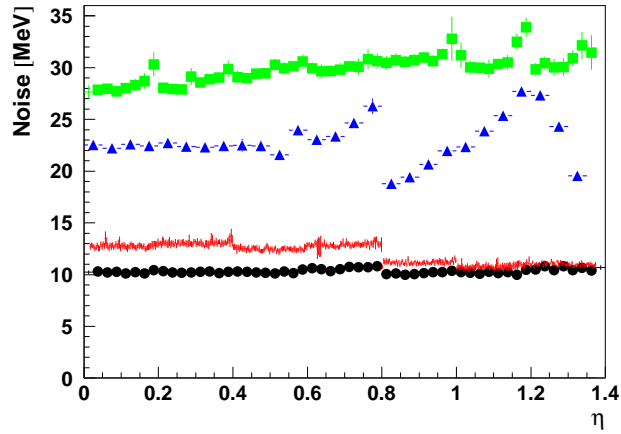


FIG. 3.13 – *Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Haute, sans luminosité [8]*

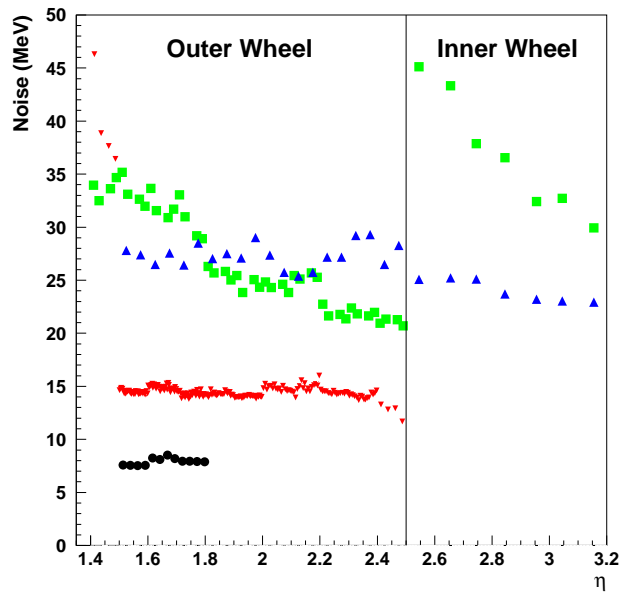


FIG. 3.14 – *Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Haute, sans luminosité [9]*

3.2 Mesure du bruit d'électronique en faisceau test dans le Tonneau du calorimètre électromagnétique

Cette section présente la mesure du bruit d'électronique lors des tests combinés en faisceau de 2004, dans le module du Tonneau du calorimètre électromagnétique. Les résultats sont regroupés dans l'Annexe B.

3.2.1 Description du test en faisceau combiné 2004

Le test en faisceau combiné d'ATLAS a eu lieu de juillet à novembre 2004. Il s'agissait du premier et dernier test global regroupant tous les sous-détecteurs, allant du détecteur interne aux spectromètres à muons en passant par les calorimètres, le tout géré par le système d'acquisition de données (TDAQ) prévu pour ATLAS, ainsi que par Athena. Il s'est déroulé sur deux zones en parallèle, les sous-détecteurs du Tonneau d'une part (zone H8), et les sous-détecteurs du Bouchon d'autre part (zone H6).

Le dispositif des tests en zone H8 concernant le Tonneau est représenté sur les Figures 3.15 et 3.16. Un module de pré-série du Tonneau du calorimètre électromagnétique est contenu dans un cryostat dédié, qui a déjà servi pour tester quatre modules de série lors des tests en faisceau précédents, jusqu'en 2002. Le faisceau utilisé - des électrons, des muons ou des pions - provient du SPS et son énergie et sa position sont très bien déterminées.

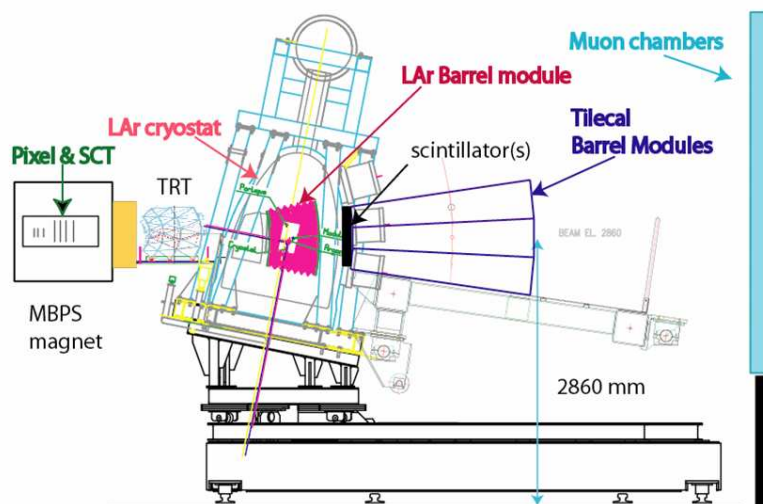


FIG. 3.15 – Schéma du dispositif du test en faisceau combiné 2004 dans la zone H8 (Tonneau). Les sous-détecteurs sont placés sur une table pivotante afin de pouvoir les tester pour tout η . Le faisceau arrive par la gauche



FIG. 3.16 – *Prise de vue du test en faisceau combiné 2004 dans la zone H8 (Tonneau). Le faisceau arrive par la gauche. Sont visibles le détecteur à pixels au centre et le calorimètre électromagnétique dans son cryostat à droite*

3.2.2 Bruit d'électronique total en coups d'ADC

Le bruit d'électronique se mesure en faisceau test sur des runs de piédestaux, c'est-à-dire en mesurant le signal présent dans les cellules en l'absence de faisceau. Ce signal varie d'un événement à l'autre, pour chaque cellule, autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 1000 coups d'ADC. L'écart-type gaussien de cette variation sur un assez grand nombre d'événements donne le bruit par cellule.

Les résultats de ces mesures, pour chacune des 3 gammes (Haute, Moyenne, Basse) sont présentés en Annexe B dans la section B.2, sur les Figures B.1 à B.18.

3.2.3 Bruits d'électronique incohérent et cohérent

Définition

Le bruit d'électronique comporte un terme cohérent et un terme incohérent. Ils traduisent la corrélation du bruit entre les cellules proches. En regardant l'énergie de deux cellules de lecture contigües

$$\begin{aligned} E_i &= E_i^0 + C \\ E_{i+1} &= E_{i+1}^0 + C \end{aligned} \quad (3.10)$$

en supposant que le terme de bruit corrélé C est le même pour les 2 cellules, alors la variance de la quantité $A = E_{i+1} - E_i$ est un indicateur du bruit en l'absence de corrélation, et cette corrélation peut être évaluée en comparant la variance de A avec celle de la quantité $S = E_{i+1} + E_i$.

En généralisant à n canaux, les quantités A et S deviennent :

$$\begin{aligned} A &= E_0 - E_1 + E_2 - E_3 + E_4 - \dots = \text{Somme Alternée} \\ S &= E_0 + E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + \dots = \text{Somme} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Les contributions des bruits cohérent et incohérent sont définies [13] comme étant :

$$\text{Bruit Incohérent} = \sigma_A / \sqrt{n_{canaux}} \quad (3.12)$$

$$\text{Bruit Cohérent} = \sqrt{\sigma_S^2 - \sigma_A^2} / n_{canaux} \quad (3.13)$$

où σ_S et σ_A sont les écart-types des distributions des sommes normale et alternée.

Ainsi le bruit incohérent caractérise le bruit d'électronique en l'absence de corrélation entre les cellules, tandis que le bruit cohérent caractérise cette corrélation seule. Si le bruit cohérent est faible l'argument de la racine carrée peut être négatif en raison de fluctuations statistiques ; dans ce cas, il est considéré comme étant nul.

Mesure

La mesure des bruits cohérent et incohérent en faisceau test suit la définition précédente en calculant les sommes directes et alternées de l'ensemble des cellules de lecture de chaque FEB, sur des runs de piédestaux.

L'unité est naturellement en coups d'ADC.

Il est également intéressant de regarder ces bruits non plus sur toute la FEB mais uniquement sur des groupes de 4 canaux. En effet sur la FEB, chaque pré-amplificateur puis chaque formeur traite 4 voies, il est donc normal d'envisager la possibilité d'un bruit cohérent entre ces groupes de 4 voies. Cela permet également d'établir une carte de bruit des FEB, et ainsi de voir s'il existe une variation des bruits dans la FEB ou des zones particulièrement bruyantes indiquant un problème.

Il est ensuite possible de comparer la moyenne des bruits de chaque groupe de 4 canaux, avec la valeur obtenue pour la FEB dans son ensemble.

Les résultats de ces mesures, pour chacune des 3 gammes (Haute, Moyenne, Basse) sont présentés en même temps que ceux pour le bruit total, en Annexe B dans la section B.2, sur les Figures B.1 à B.18.

3.2.4 Quelques commentaires

Observations

Quelques observations générales peuvent être faites concernant les résultats des mesures de bruit :

- la zone $\phi < 0$ a un bruit cohérent légèrement supérieur à la zone $\phi > 0$. Ce phénomène avait déjà été observé lors du test en faisceau précédent et est dû à une mauvaise qualité de la traversée froide ¹ correspondante
- le bruit d'électronique total en gamme Haute est en relativement bon accord avec celui stocké dans la base de données, issu des tests en faisceau de 2002 et utilisé en simulation, puisqu'il ne lui est supérieur que de 5 à 10 %. La comparaison est cependant moins avantageuse en gamme Moyenne avec une augmentation de 20 % et encore moins en gamme Basse avec de 30 à 50 % de hausse.

¹*feedthrough* en anglais : câbles d'électronique transmettant les signaux hors du cryostat

- le bruit cohérent est assez peu souvent non-nul, que ce soit sur l'ensemble de la FEB, ou même par groupe de 4 canaux
- les bruits incohérent et cohérent sont calculés soit sur l'ensemble des canaux de la FEB, soit par groupe de 4 canaux, et il est visible que :
 - les cartes de bruit sont uniformes. D'une part le bruit est uniforme dans chaque FEB, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de groupes de 4 canaux dont le bruit serait significativement plus élevé, à l'exception de la partie haute en η du Pré-échantillonneur. Et d'autre part les FEB sont uniformes entre elles au sein de chaque compartiment, sauf pour le compartiment Milieu (voir Figures B.4 et B.5 pour la gamme Haute) en raison d'une inversion de câblage des FEB : le câblage correct est pour les ϕ hauts ($0 < \phi < 0.2$)
 - la moyenne des bruits incohérents par groupes de 4 canaux est toujours inférieure de 5 à 10 % au bruit incohérent calculé sur toute la FEB, tandis que pour le bruit cohérent c'est l'inverse qui se passe et dans de plus grandes proportions ; cependant dans ce dernier cas il faut tenir compte du fait déjà cité que le bruit cohérent est très difficilement calculable sur l'ensemble de la FEB et que de petites valeurs comme 0.05 laissent supposer une grande marge d'erreur

Problèmes au début des tests en faisceau

Les résultats précédents proviennent de runs des 2 dernières périodes, après qu'un certain nombre de problèmes eurent été corrigés.

Le principal problème concernant le bruit d'électronique était un bruit cohérent assez important, notamment dans le compartiment Milieu, et qui était en fait dû à la présence d'un compresseur branché sur la même source de tension que les FEB, finalement enlevé par la suite.

Les Figures B.19 à B.22 (à comparer avec les Figures B.1, B.3, B.5 et B.7), dans la section B.2 de l'Annexe B, montrent le bruit d'électronique en coups d'ADC lorsque ce compresseur était présent.

3.3 Bruit d'empilement

3.3.1 Événements de biais minimum

Les événements de biais minimum sont, comme il a été dit dans la section 2.1.2, les événements issus des collisions élastiques du LHC se superposant aux collisions inélastiques intéressantes, ou bien provenant de croisements de faisceaux suivants ou précédents dans la limite de la forme bipolaire (voir Figure 2.1). L'énergie ainsi déposée, perturbant le signal, peut être considérée comme un bruit : le bruit d'empilement.

3.3.2 Auto-corrélation totale

Le coefficient d'auto-corrélation entre S_i le signal au temps i et S_j le signal au temps j est donné par (voir Equation 3.2) :

$$AC_{ij}^{total} = \langle S_i S_j \rangle / \sigma_i^2 \quad (3.14)$$

Jusqu'alors, cette équation ne prenait en compte que le bruit d'électronique. Pour qu'elle tienne compte aussi du bruit d'empilement, il faut ajouter des termes à la fois dans $\langle S_i S_j \rangle$ et dans σ_i^2 .

Bruit d'empilement seul

Le but de ce paragraphe est de calculer la partie de $\langle S_i S_j \rangle$ dûe uniquement aux événements de biais minimum.

Le signal au temps i pour une cellule donnée est :

$$S_i = \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) E_k \quad (3.15)$$

où $g(t)$ est la fonction de la forme bipolaire (Figure 2.1), E_k est l'énergie déposée au temps k par les événements de biais minimum d'un seul croisement de faisceaux, et $N_{\text{échantillons}}$ correspond au domaine où la forme bipolaire est non nulle, soit 32 échantillons.

La moyenne dans le temps est :

$$\begin{aligned} \langle S_i \rangle &= \left\langle \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) E_k \right\rangle \\ &= \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) \langle E_k \rangle \\ &= \langle E \rangle \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) \end{aligned} \quad (3.16)$$

puisque d'une part $g(i-k)$ a toujours la même forme pour tout événement et peut donc être sortie de la moyenne, et d'autre part $\langle E_k \rangle = \langle E \rangle$ car en moyenne tous les événements de biais minimum ont la même énergie.

La moyenne des carrés est calculée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \langle S_i S_j \rangle &= \left\langle \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) E_k \sum_l^{N_{\text{échantillons}}} g(j-l) E_l \right\rangle \\ &= \sum_{k,l \neq k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) g(j-l) \langle E_k E_l \rangle \\ &+ \sum_{k,l=k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) g(j-l) \langle E_k E_l \rangle \end{aligned} \quad (3.17)$$

Dans le premier terme, $\langle E_k E_l \rangle$ est simplement $\langle E_k \rangle \langle E_l \rangle$, ou encore $\langle E \rangle^2$, puisque les énergies à des temps différents ne sont pas corrélées. Dans le second terme, $\langle E_k E_l \rangle$ est évidemment $\langle E_k^2 \rangle$, soit $\langle E^2 \rangle$. Ainsi :

$$\begin{aligned} \langle S_i S_j \rangle &= \langle E \rangle^2 \sum_{k,l \neq k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-l) \\ &+ \langle E^2 \rangle \sum_{k,l=k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-l) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Puisque $\sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) = 0$ (l'intégrale de la courbe bipolaire est nulle), il s'ensuit que :

$$\begin{aligned} 0 &= \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k) \sum_l^{N_{\text{échantillons}}} g(j-l) \\ &= \sum_{k,l \neq k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-l) + \sum_{k,l=k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-l) \end{aligned} \quad (3.19)$$

De ce fait, 3.18 peut être simplifiée par :

$$\begin{aligned} \langle S_i S_j \rangle &= (\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2) \sum_{k,l=k}^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-k) \\ &= N_{bm} \sigma_E^{bm^2} \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-k) \end{aligned} \quad (3.20)$$

où $\sigma_E^{bm^2}$ est l'écart-type de l'énergie pour un seul événement de biais minimum, dont la mesure a été décrite dans la section 3.3.3, et N_{bm} le nombre d'événements par croisement de faisceaux.

Bruit d'électronique et bruit d'empilement

En tenant compte des deux bruits, $\langle S_i S_j \rangle$ devient :

$$\begin{aligned} \langle S_i S_j \rangle &= AC_{ij}^{elec} \sigma_E^{elec^2} \\ &+ N_{bm} \sigma_E^{bm^2} \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-k) \end{aligned} \quad (3.21)$$

De même, l'écart-type total $\langle S_i S_i \rangle \forall i$ est :

$$\sigma_E^{total^2} = \sigma_E^{elec^2} + N_{bm}\sigma_E^{bm^2} \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)^2 \quad (3.22)$$

Finalement, les coefficients d'auto-corrélation totale sont :

$$\begin{aligned} AC_{ij}^{total} &= \langle S_i S_j \rangle / \sigma_i^2 \\ &= \frac{AC_{ij}^{elec} + \beta(L) \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)g(j-k)}{1 + \beta(L) \sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(i-k)^2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

avec

$$\beta(L) = N_{bm} \frac{\sigma_E^{bm^2}}{\sigma_E^{elec^2}} = \frac{L}{L_0} \frac{\sigma_E^{bm^2}}{\sigma_E^{elec^2}} \quad (3.24)$$

où L est la luminosité de fonctionnement du LHC, et $L_0 = 1/(23.10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1})$ la luminosité de référence pour laquelle un seul événement de biais minimum est présent par croisement de faisceau.

L'auto-corrélation totale est calculée par l'algorithme *LArAutoCorrTotalTool* en utilisant l'auto-corrélation du bruit d'électronique, la forme du signal et bien sûr l'écart-type de l'énergie dans les événements de biais minimum.

3.3.3 Mesure de l'écart-type de l'énergie dans les événements de biais minimum

De nombreux événements de biais minimum ont été simulés de la génération à la reconstruction dans Athena.

Le nombre moyen de particules chargées et neutres en fonction de η à haute luminosité est indiqué sur la Figure 3.17 pour la production utilisée dans le cadre de cette étude. Il faut noter que le nombre de particules est plus petit de presque 20% par rapport à la production utilisée lors du TDR des calorimètres d'ATLAS [14]; ceci vient du fait que 2 versions différentes de Pythia ont été utilisées (5.7 pour le TDR et 6.2 pour cette étude), et que l'incertitude sur les événements de biais minimum (qui ne sont qu'une extrapolation des mesures réalisées au TeVatron), dans une machine à très grande luminosité inédite comme le LHC, est grande.

A partir de ces événements il est possible d'évaluer l'écart-type de la distribution de l'énergie pour chaque cellule. L'énergie considérée ici est à l'échelle du Hit, c'est-à-dire l'énergie déposée dans l'Argon liquide, de telle sorte que cette mesure ne soit pas affectée par tout réajustement ultérieur des facteurs de conversion à l'énergie électromagnétique.

Pratiquement, l'écart-type est calculé sur un grand nombre d'événements (50000) en incluant toutes les cellules en ϕ pour un même η , en supposant comme toujours la symétrie en ϕ . Mais cette grande statistique n'est pas suffisante pour s'affranchir des

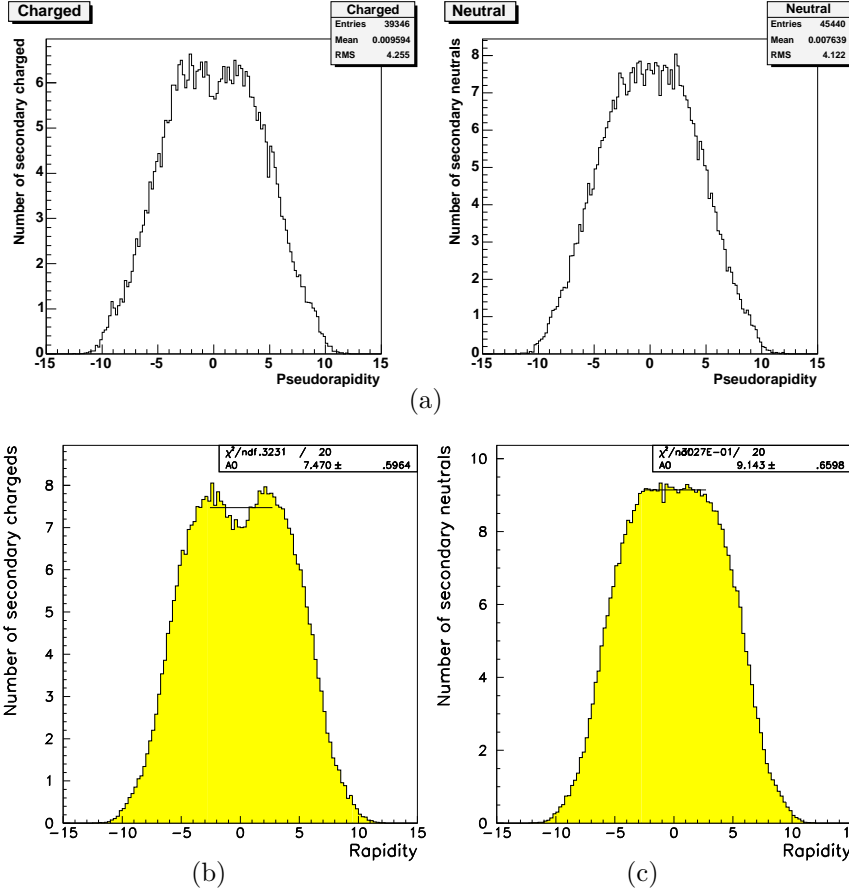


FIG. 3.17 – Nombre moyen de particules chargées (à gauche) et neutres (à droite) par unité de pseudorapidité, dans les événements de biais minimum simulés avec Pythia 6.2 (en haut), et avec Pythia 5.7 (en bas) utilisés pour le TDR d’ATLAS [14]

fluctuations, comme le montre à titre d’exemple la Figure 3.18 pour le Tonneau du calorimètre électromagnétique. Ceci est dû au fait que l’énergie est en général nulle pour un événement donné, comme l’illustre la Figure 3.19 pour une cellule-type. C’est pourquoi un ajustement est effectué, afin d’obtenir des résultats plus lisses ; les Figures 3.20 à 3.23 sont le produit d’un tel ajustement. L’augmentation avec η vient principalement du facteur $\cosh(\eta)$, du fait que l’énergie transverse est approximativement indépendante de η . La discontinuité à $\eta = 0.8$ pour le Tonneau (Figure 3.20) est due au changement de profondeur des cellules (voir Figure 1.10) ; la discontinuité à $\eta = 2.5$ entre les deux roues du Bouchon (Figure 3.21) est due quant à elle à un changement de granularité des cellules (voir Tableau 1.1).

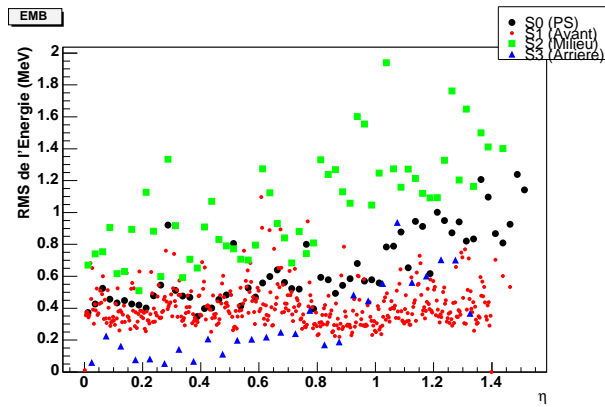


FIG. 3.18 – *Ecart-type de l'énergie déposée dans l'Argon liquide par événement de biais minimum, dans le Tonneau du calorimètre électromagnétique*

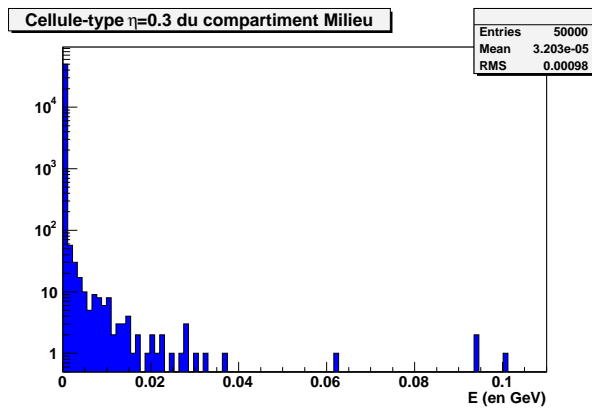


FIG. 3.19 – *Energie déposée dans l'Argon liquide par événement de biais minimum, pour une cellule ($\eta = 0.3$) du compartiment Milieu dans le Tonneau du calorimètre électromagnétique*

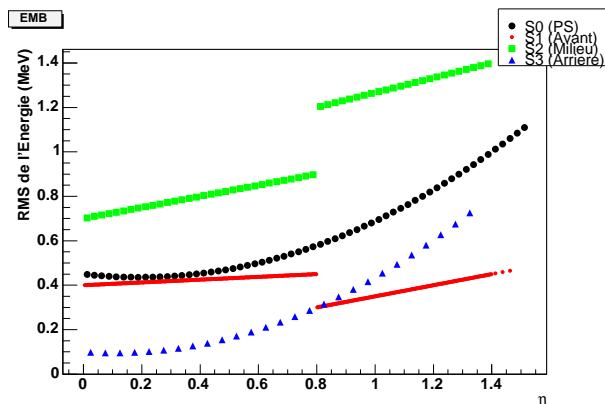


FIG. 3.20 – *Ecart-type ajusté de l'énergie déposée dans l'Argon liquide par événement de biais minimum, pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB*

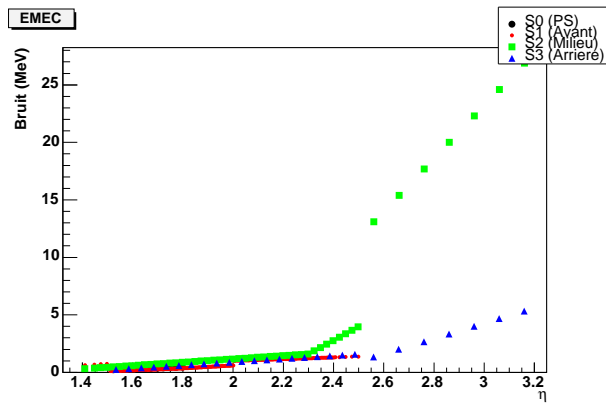


FIG. 3.21 – *Ecart-type ajusté de l'énergie déposée dans l'Argon liquide par événement de biais minimum, pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC*

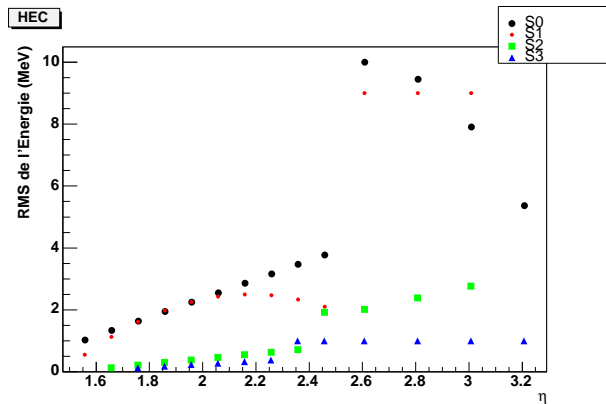


FIG. 3.22 – *Ecart-type ajusté de l'énergie déposée dans l'Argon liquide par événement de biais minimum, pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC*

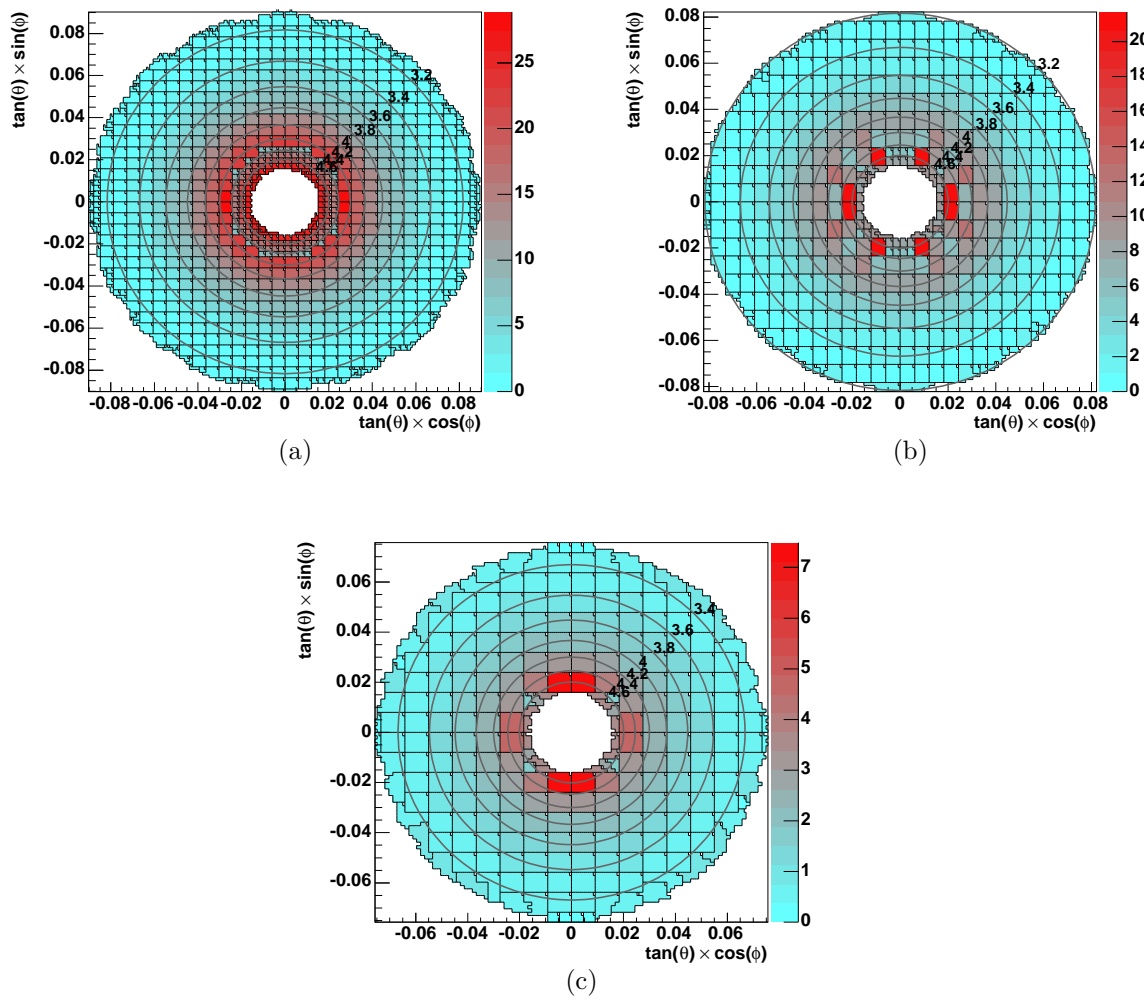


FIG. 3.23 – *Ecart-type ajusté de l'énergie déposée dans l'Argon liquide (en MeV) par événement de biais minimum, pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal*

3.3.4 Prédiction du bruit d'empilement

Selon la même méthode que pour le bruit d'électronique, le bruit d'empilement peut être prédit au niveau de la reconstruction, à partir de l'écart-type de l'énergie des événements de biais minimum et en tenant compte de la numérisation ainsi que du filtrage optimal, en utilisant cette fois l'auto-corrélation totale dont l'obtention a été décrite précédemment.

Le bruit d'empilement, pour une cellule donnée, s'écrit (voir Equation 3.22) :

$$Bruit_{empilement} = \sqrt{N_{bm}} \sigma_E^{bm} \sqrt{\sum_k^{N_{\text{échantillons}}} g(k)^2 \sqrt{(OFC)[AC_{total}](OFC)}} \quad (3.25)$$

Les Figures 3.24 à 3.27 montrent le bruit d'empilement prédit à haute luminosité, pour les 3 calorimètres.

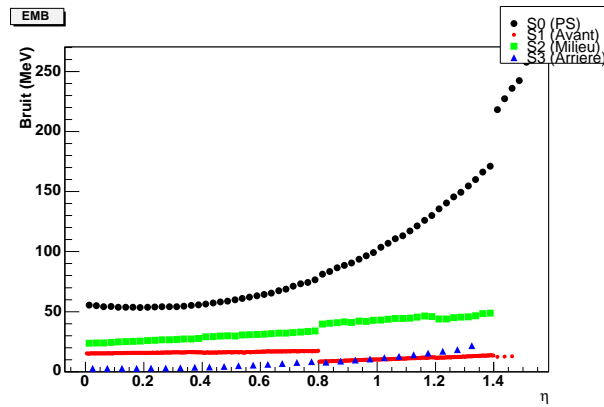


FIG. 3.24 – Bruit d'empilement pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, à haute luminosité

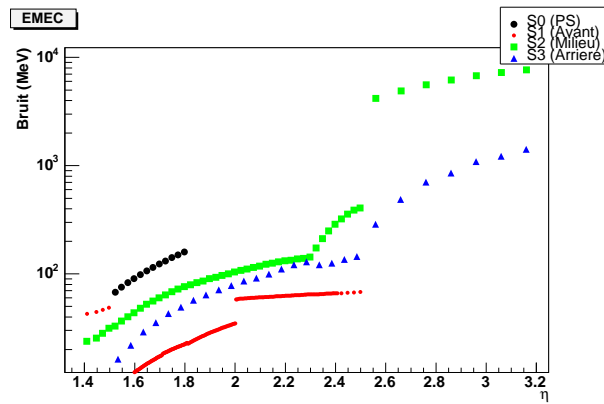


FIG. 3.25 – Bruit d'empilement pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, à haute luminosité

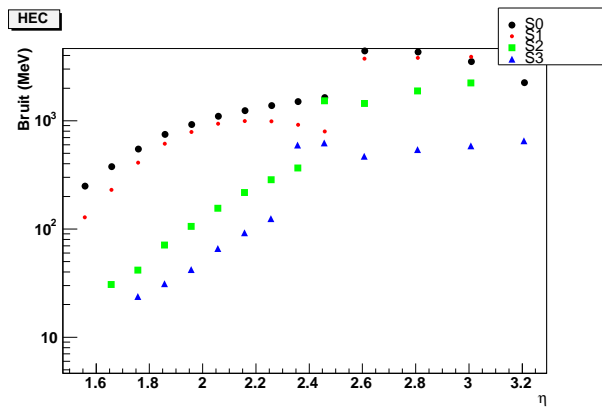


FIG. 3.26 – *Bruit d'empilement pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC, à haute luminosité*

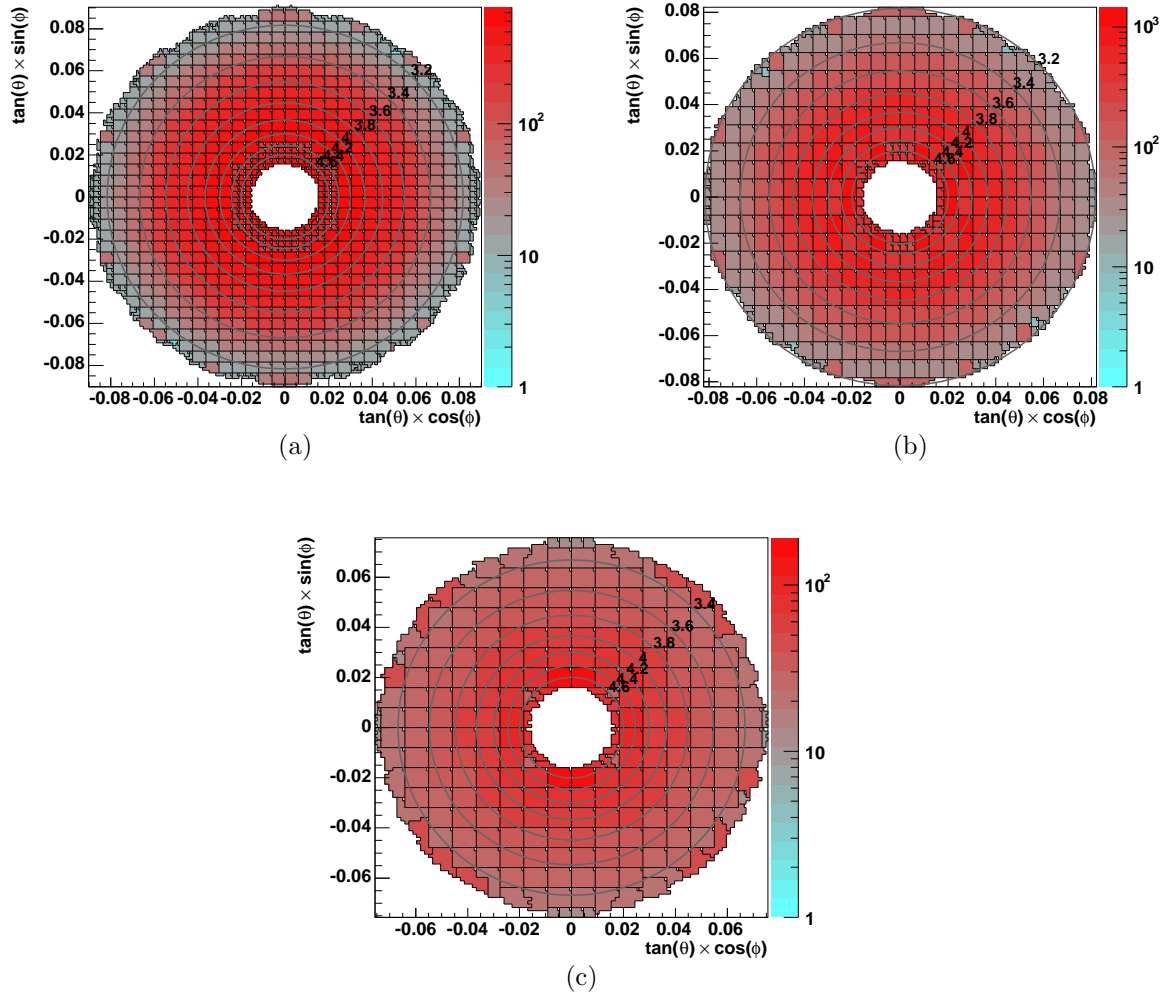


FIG. 3.27 – *Bruit d'empilement (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, à haute luminosité*

3.3.5 Bruit d'électronique modifié

OFC modifiés

Les coefficients de filtrage optimal doivent être recalculés à partir de cette nouvelle auto-corrélation totale (voir l'Equation 2.12).

Le bruit d'électronique prédit est donc plus élevé, non pas directement à cause de l'auto-corrélation qui est différente (le calcul de l'équation continue à ne prendre en compte que la partie d'électronique), mais uniquement à cause de ces nouveaux OFC.

Résultats

Les Figures 3.28 à 3.31 présentent pour les 3 calorimètres le bruit d'électronique en gamme Haute uniquement (en gamme Moyenne pour le HEC) et à haute luminosité. Ils sont donc à comparer avec les Figures 3.2 à 3.4 et la Figure 3.7.

Dans le Tonneau du calorimètre électromagnétique, le bruit augmente d'environ 10% et une croissance en η commence à se faire sentir. Cela est plus net dans le Bouchon, particulièrement dans la petite roue ($\eta > 2.5$) ou l'énergie est considérablement augmentée comme la Figure 3.21 le laissait supposer. Pour le HEC, le niveau de bruit reste sensiblement le même à bas η , et la décroissance en η de la Figure 3.7 laisse place à une croissance, pour $\eta < 2.5$. Au-delà, le bruit est uniformément augmenté dans les deux premiers compartiments (par un facteur 4 et 3) et presque inchangée pour les deux derniers ce qui se comprend par le fait que les particules de biais minimum ont principalement été absorbées par les compartiments précédents et l'EMEC.

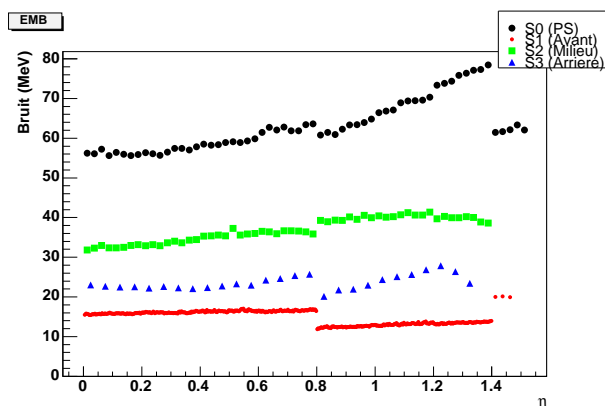


FIG. 3.28 – Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Haute, à haute luminosité

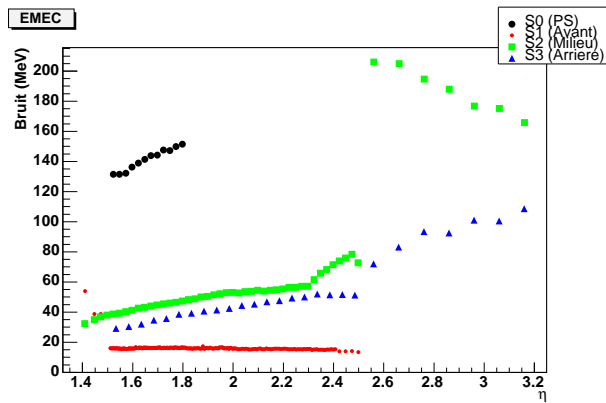


FIG. 3.29 – *Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Haute, à haute luminosité*

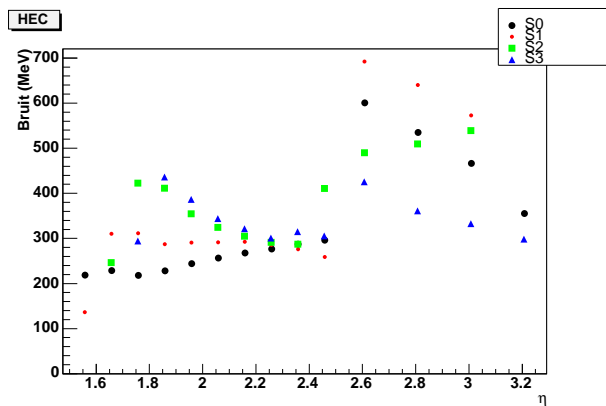


FIG. 3.30 – *Bruit d'électronique pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC, en gamme Moyenne, à haute luminosité*

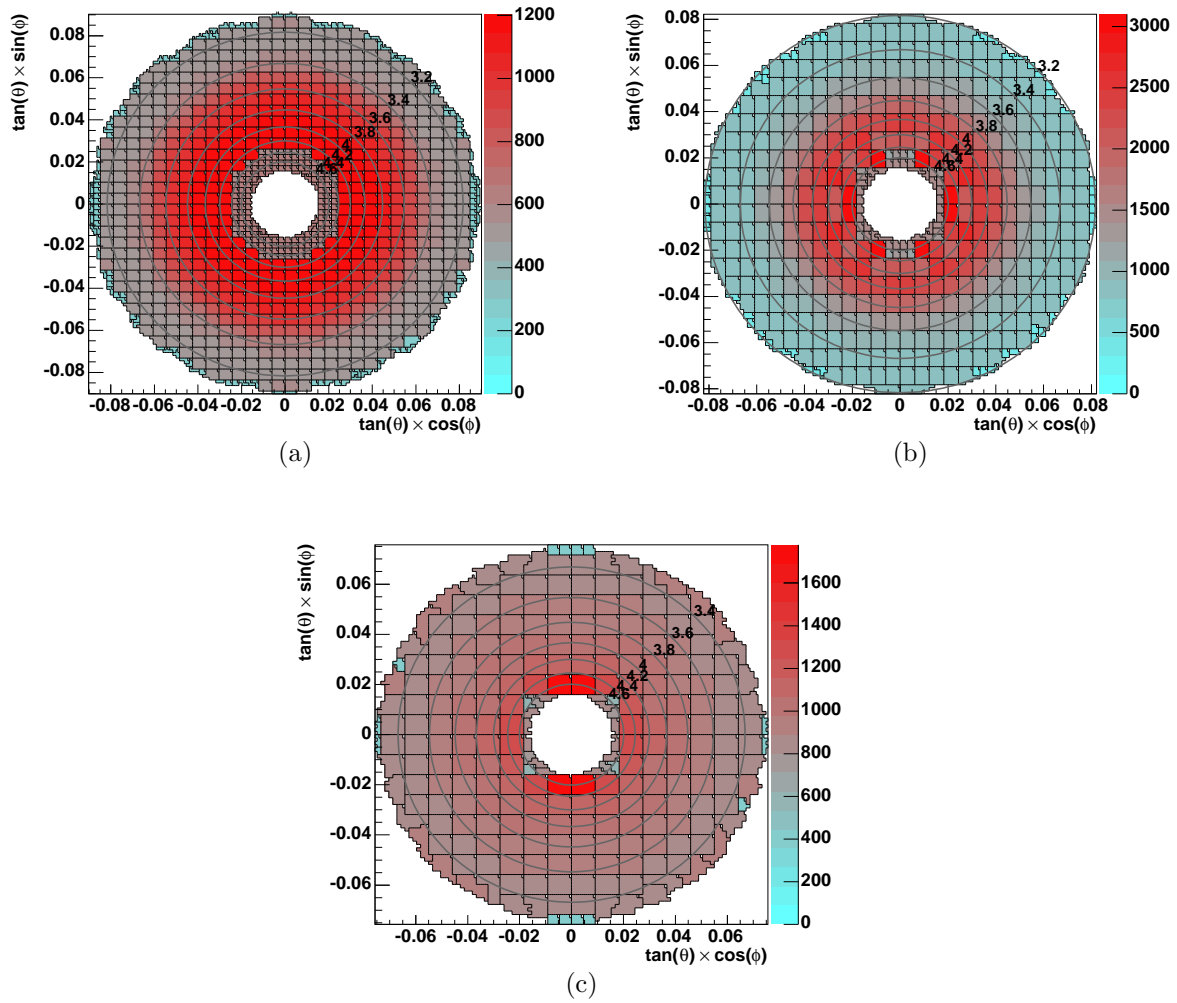


FIG. 3.31 – Bruit d'électronique (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, en gamme Haute, à haute luminosité

3.4 Bruit total

Les Figures 3.32 à 3.35 montrent pour les 3 calorimètres le bruit total, somme quadratique du bruit d'électronique et du bruit d'empilement, en Gamme Haute (en gamme Moyenne pour le HEC), et à haute luminosité.

Les Figures 3.36 à 3.39 montrent cette fois le bruit total transverse, en gamme Haute et à haute luminosité, pour les 3 calorimètres. Le bruit transverse, qui est le bruit divisé par $\cosh \eta$, a une moins grande dépendance en η .

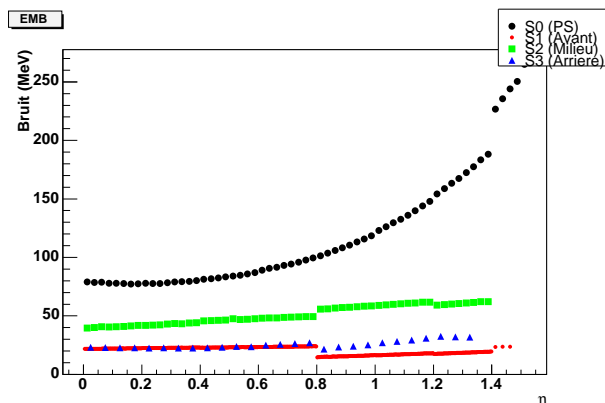


FIG. 3.32 – Bruit total pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Haute, à haute luminosité

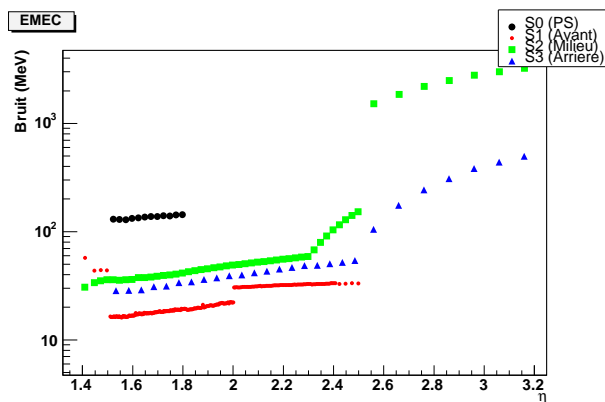


FIG. 3.33 – Bruit total pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Haute, à haute luminosité

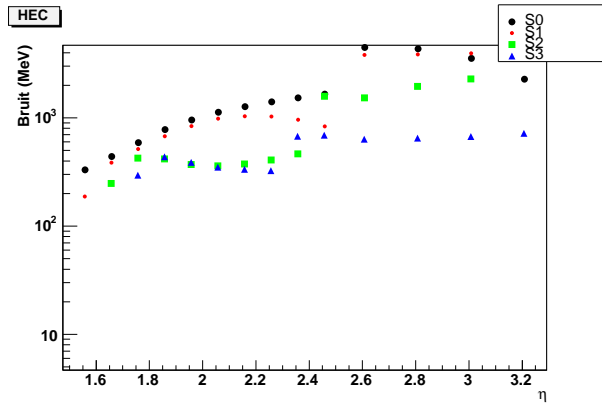


FIG. 3.34 – *Bruit total pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC, en gamme Moyenne, à haute luminosité*

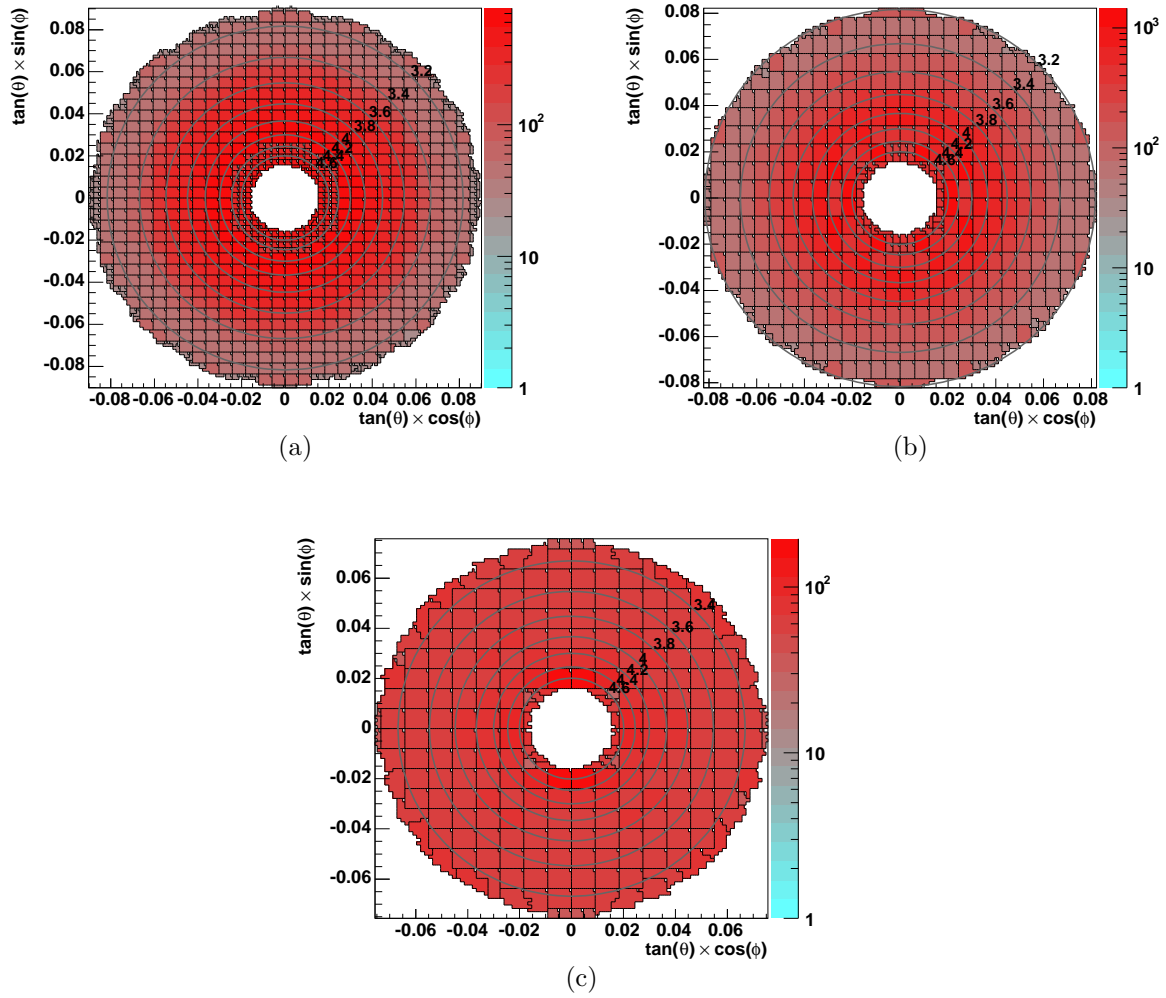


FIG. 3.35 – *Bruit total (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, en gamme Haute, à haute luminosité*

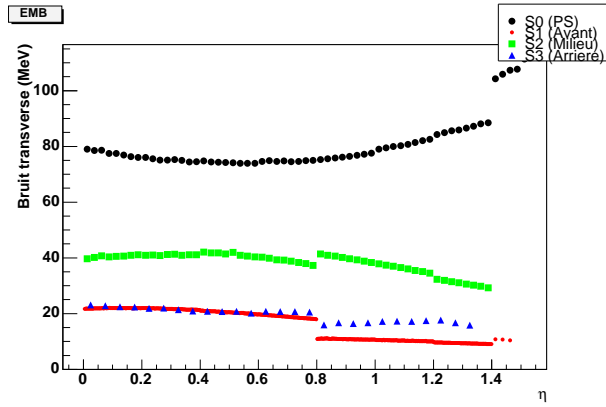


FIG. 3.36 – *Bruit total transverse pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Tonneau EMB, en gamme Haute, à haute luminosité*

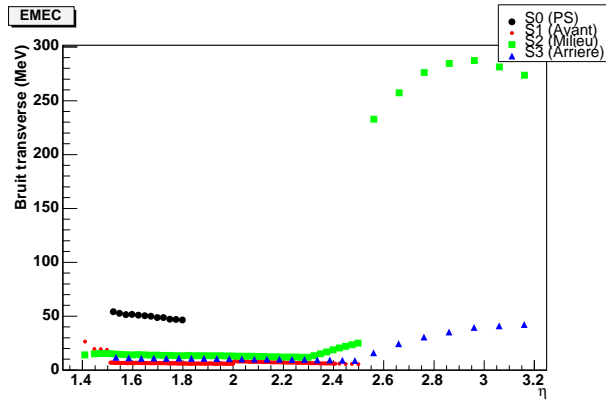


FIG. 3.37 – *Bruit total transverse pour les cellules-type du calorimètre électromagnétique Bouchon EMEC, en gamme Haute, à haute luminosité*

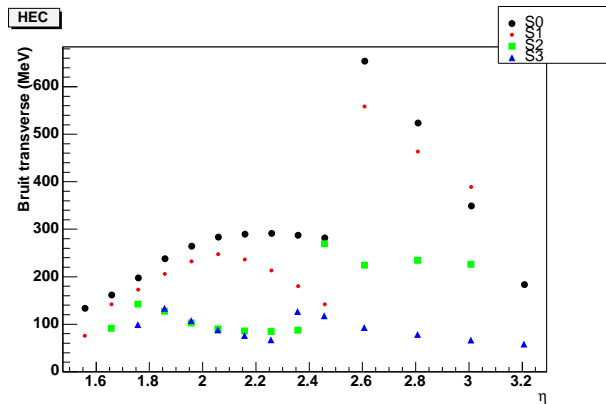


FIG. 3.38 – *Bruit total transverse pour les cellules-type du calorimètre hadronique HEC, en gamme Moyenne, à haute luminosité*

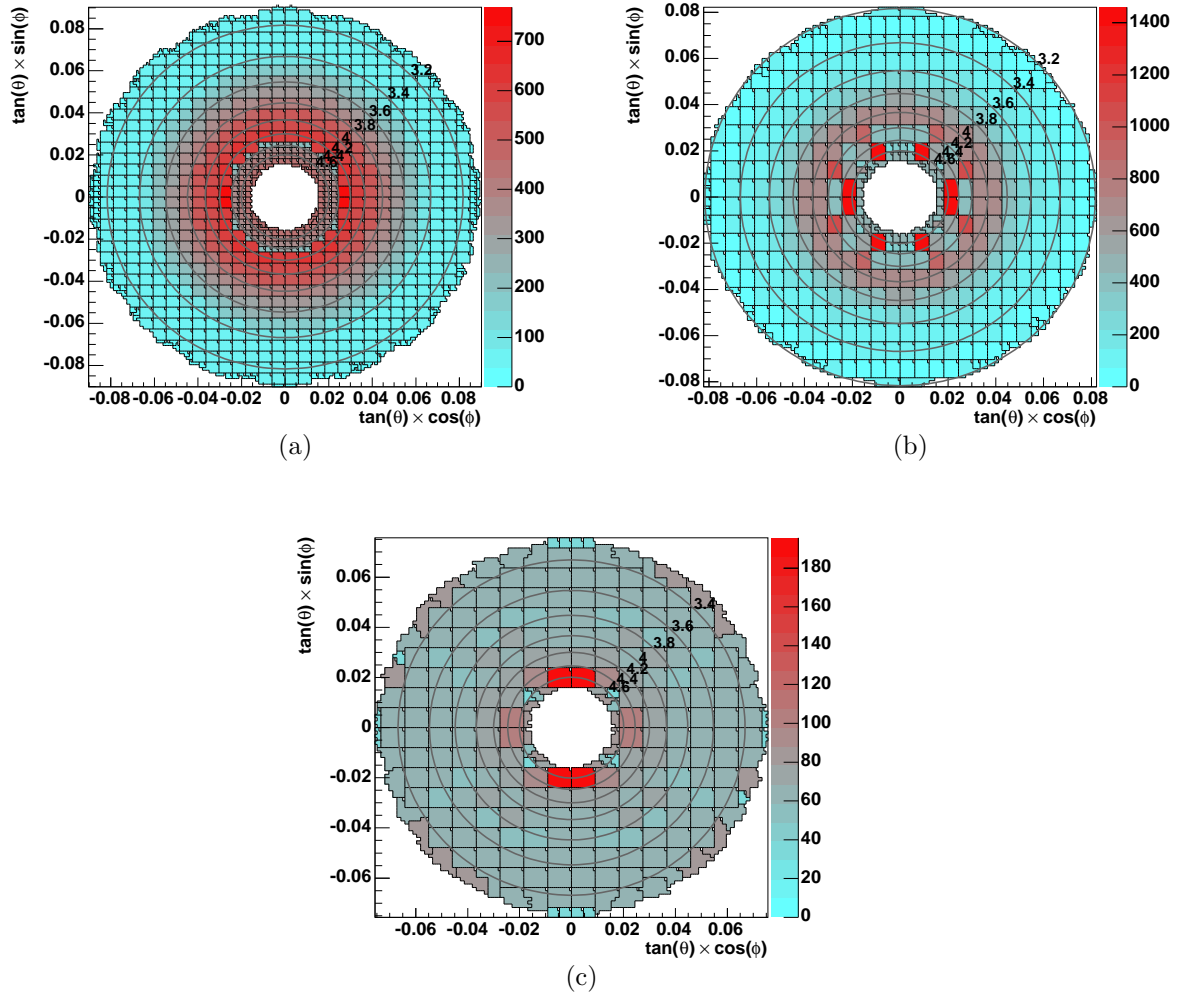


FIG. 3.39 – Bruit total transverse (en MeV) pour les cellules-type des modules 1(a), 2(b) et 3(c) du calorimètre hadronique FCal, en gamme Haute, à haute luminosité

3.5 Effets du bruit sur les clusters électromagnétiques à fenêtre glissante

L'énergie de chaque cellule du cluster peut fluctuer avec un écart-type égal au bruit total mesuré précédemment, l'énergie totale du cluster varie donc elle aussi. Cette section présente la contribution du bruit à l'énergie des clusters électromagnétiques à fenêtre glissante, sachant que la contribution principale à la résolution est la fraction d'échantillonnage de $10\%\sqrt{E}$.

3.5.1 Nombre de cellules

Cette analyse traite uniquement des clusters 3×5 communément utilisés, pour η variant de 0 à 2.5 (la petite roue du Bouchon n'est pas considérée). La désignation 3×5 signifie que le cluster est construit à partir d'un bloc de cellules du compartiments Milieu, 3 cellules en η et 5 en ϕ . Les cellules des autres compartiments sont ensuite incluses dans le cluster lorsque leur extension spatiale recouvre par projection, même partiellement, cette zone du Milieu. Par exemple, les cellules de l'Avant dans le Tonneau ont une extension en η 8 fois moindre que celles du Milieu, et recouvrent en ϕ 4 cellules du Milieu ; ainsi le cluster aura toujours 24 cellules en η , et peut avoir soit une soit deux cellules en ϕ , suivant sa position.

Compartiment	Nombre de cellules	Nombre de cellules en η	Nombre de cellules en ϕ
Pré-Echantillonneur	3/6	3	1/2
Avant $\eta < 1.8$	24/48	24	1/2
$1.8 < \eta < 2.0$	18/36	18	1/2
$2.0 < \eta < 2.5$	12/24	12	1/2
Milieu	15	3	5
Arrière	10	2	5

TAB. 3.3 – Nombre de cellules dans les compartiments d'un cluster 3×5 dans le calorimètre électromagnétique, sans tenir compte des effets de bords

Le Tableau 3.3 présente le nombre de cellules du cluster par compartiment ; il ne tient pas compte des effets de bords, c'est-à-dire lorsque le cluster recouvre deux zones de granularité différente (ou dépasse du calorimètre), réduisant le nombre de cellules en η .

3.5.2 Résultats

A partir de l'algorithme de clusterisation, il est possible de connaître exactement les cellules contenues dans un cluster donné, puis de calculer la somme quadratique des bruits d'électronique et d'empilement prédits pour toutes ces cellules. Le résultat obtenu est ainsi le bruit du cluster. Une telle mesure de bruit a été réalisée pour un grand

nombre d'événements (10000) de photons simples d'énergie transverse 60 GeV (données DC1 simulées avec Geant3) frappant le calorimètre en différentes positions en η . Le bruit ne dépend de l'énergie du cluster que dans la mesure où un certain nombre de cellules passent en gamme Moyenne voire Basse.

Sans luminosité

La Figure 3.41 montre les résultats, en énergie transverse, dans un cas sans luminosité, donc avec bruit d'électronique seul.

- Le bruit est relativement constant en η pour les quatre compartiments, ce qui se traduit par une décroissance du bruit transverse; cela est normal compte tenu du bruit des cellules constant en η (voir Figures 3.2 et 3.3).
- On observe une structure en bandes des courbes du Pré-Echantillonneur et des compartiments Avant et Milieu. Pour le Pré-Echantillonneur et l'Avant, l'explication vient du fait que la taille du cluster est variable du simple au double, respectivement 3 ou 6 cellules et 24 ou 48 cellules, étant donnée l'extension en ϕ de leurs cellules; les bandes sont effectivement séparées d'un facteur $\sqrt{2}$. La structure du compartiment Milieu s'explique elle par la présence dans un certain pourcentage d'événements d'une cellule en gamme Moyenne, dont le bruit approximativement 10 fois plus grand qu'en gamme Haute suffit à générer une deuxième bande distincte. Il y aura ainsi autant de bandes supplémentaires que de cellules en gamme Moyenne. D'après la Figure 3.41, il peut donc y avoir une cellule en gamme Moyenne pour $\eta < 1.5$, et de une à trois pour $\eta > 1.5$. C'est ce que confirme la Figure 3.40, qui indique le nombre moyen de cellules en gammes Moyenne et Basse, pour chaque compartiment, en fonction de η . Cette figure montre par ailleurs que le compartiment Avant peut également avoir une ou deux cellules en gamme Moyenne; la Figure 3.41 montre en effet une sous-structure de chaque bande pour le compartiment Avant (bien visible à bas η). A cette énergie transverse de 60 GeV, les cellules ne sont que très rarement en gamme Basse; ceci arrive quelques fois pour les dernières cellules de l'Avant, à $\eta = 2.5$
- Chaque compartiment présente une importante discontinuité autour de $\eta = 1.5$. Cela est simplement dû au crack (voir Section 2.2.1), c'est-à-dire au passage d'un calorimètre (Tonneau EMB) à l'autre (Bouchon EMEC) : dans cette zone, non seulement le nombre de cellules du cluster de chaque calorimètre est variable en raison des effets de bord, mais en plus les cellules des deux calorimètres sont prises en compte dans le cluster. Il faut ajouter à cela la contribution de cellules bruyantes - car de plus grande surface - dans les compartiments Avant (dernières cellules de l'EMB et premières de l'EMEC) et Milieu (dernière cellule de l'EMB), visibles sur les Figures 3.2 et 3.3. Il faut noter que la présence de cette seule cellule bruyante du Milieu suffit à doubler le bruit du cluster.
- Dans le compartiment Arrière, la succession de discontinuités est due à l'extension en η des cellules qui est deux fois plus grande que celle des cellules du compartiment Milieu : les 2 cellules de l'Arrière ne se déplacent que quand les 3 cellules du Milieu se sont déplacées continuellement de deux cellules.

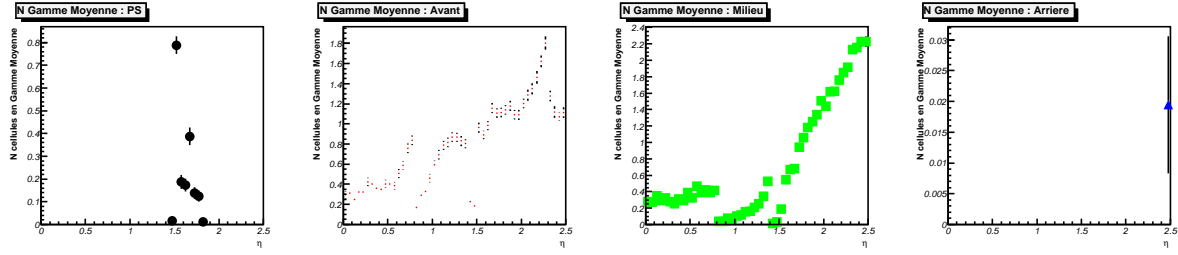


FIG. 3.40 – Nombre moyen de cellules en gamme Moyenne pour les 4 compartiments (de gauche à droite) d'un cluster 3×5 de photon à $E_T = 60$ GeV, en fonction de la position en η du cluster, pour $\eta < 2.5$

Avec luminosité

La Figure 3.42 montre cette fois les résultats dans un cas à haute luminosité. La corrélation entre cellules du bruit d'empilement n'est pas prise en compte.

- Le bruit transverse n'est plus décroissant avec η mais a tendance à rester constant, comme attendu puisqu'il est gouverné par l'énergie transverse par unité de η des événements de biais minimum.
- De nouveau, il existe une structure en bandes, expliquée par le nombre de cellules en gamme Moyenne (cela n'affecte que la partie électronique du bruit car le bruit d'empilement ne dépend pas de la gamme) et par le nombre variable de cellules dans le cluster pour le Pré-Echantillonneur et le compartiment Avant.
- La brusque croissance dans les compartiments Avant et Milieu au-delà de $\eta = 2.4$ et $\eta = 2.3$ respectivement est due au bruit d'empilement, comme la Figure 3.25 le montre.

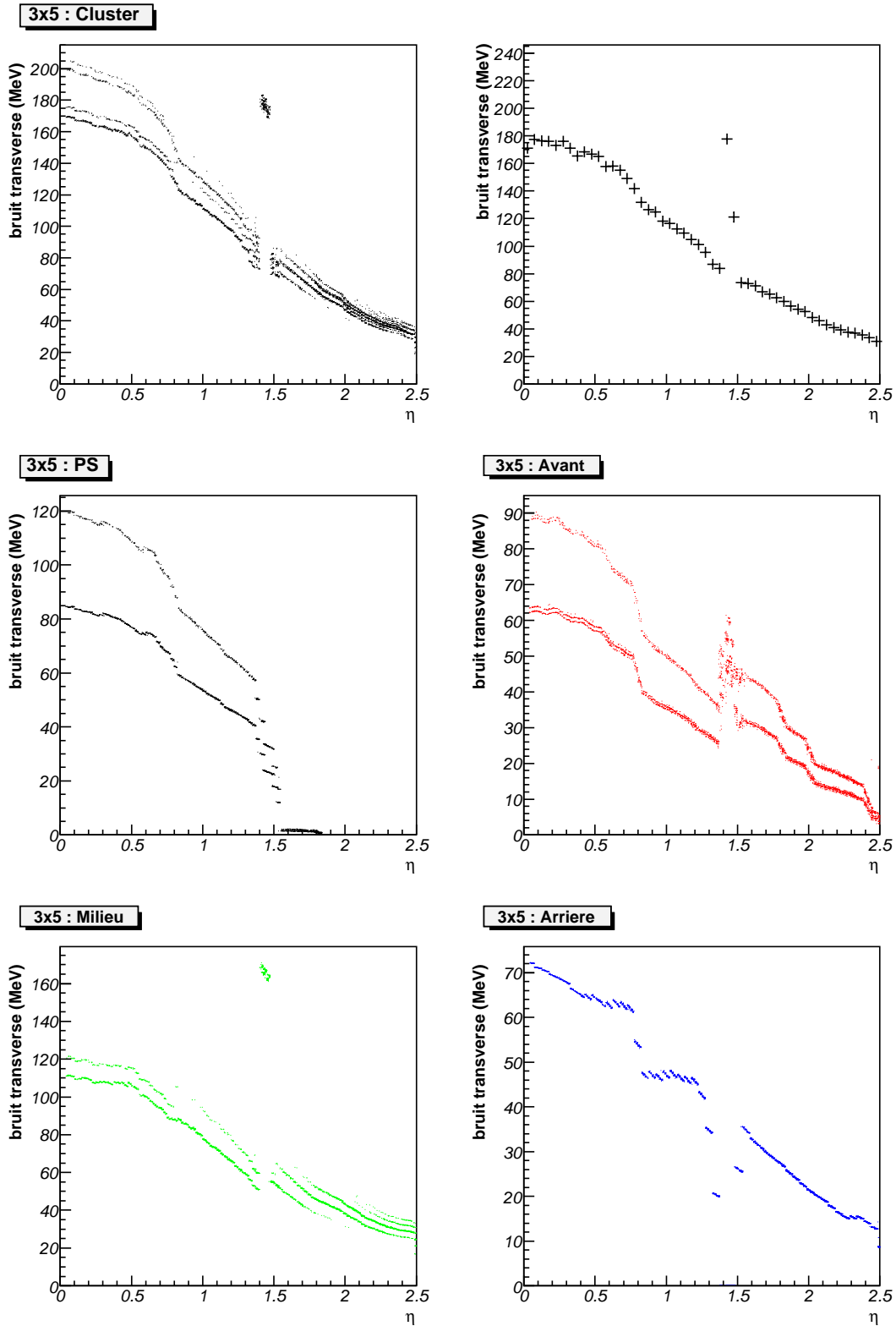


FIG. 3.41 – Bruit transverse attendu (en MeV) dans un cluster 3×5 pour le cluster entier (en haut, distribution à gauche et moyenne à droite) et pour ses compartiments (4 figures du bas), en fonction de la position en η du cluster, pour $\eta < 2.5$, sans luminosité

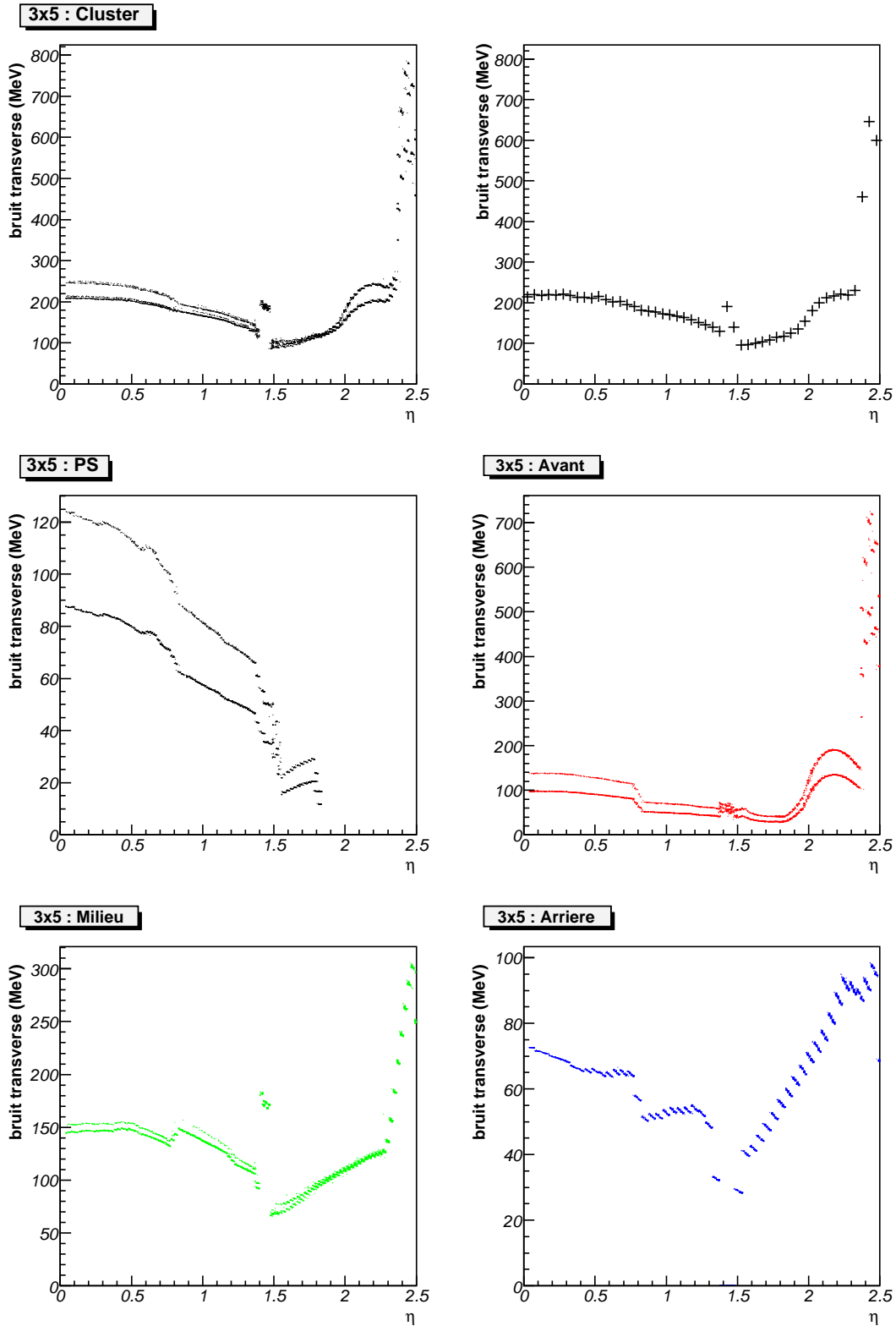


FIG. 3.42 – Bruit transverse attendu (en MeV) dans un cluster 3×5 pour le cluster entier (en haut, distribution à gauche et moyenne à droite) et pour ses compartiments (4 figures du bas), en fonction de la position en η du cluster, pour $\eta < 2.5$, à haute luminosité

Chapitre 4

Corrections de haute-tension

Le but de ce chapitre est de dresser une revue des problèmes possibles de haute-tension dans les calorimètres à Argon liquide et de la stratégie qui est en train d'être mise en place dans Athena pour les corriger. Ces problèmes sont susceptibles d'affecter environ 1% des calorimètres.

Il peut être utile de se reporter à la Section 1.2.3 et à la Figure 1.8 pour mieux appréhender cette partie.

4.1 Problèmes de haute-tension

4.1.1 Effets dûs à des problèmes matériels

Pour chaque ligne haute-tension, alimentant un secteur entier ou uniquement une électrode, la tension délivrée peut être soit réduite ($HV < HV_{nominale}$) à cause d'un courant de fuite soit simplement nulle (la ligne est morte). Comme chaque électrode est connectée à deux lignes haute-tension, et comme chaque secteur possède sa propre paire de lignes haute-tension, plusieurs types de problèmes peuvent apparaître :

- même haute-tension réduite pour les deux lignes d'un secteur. Le cas où la tension est nulle pour les deux lignes, donc quand le secteur entier est inopérant, ne sera pas traité ici.
- haute-tension différente pour les deux lignes d'un secteur : c'est-à-dire qu'une des deux lignes peut délivrer une tension réduite ou nulle, tandis que l'autre délivre une tension nominale ou réduite.
- haute-tension différente pour les deux lignes d'une ou plusieurs électrode(s).

4.1.2 Effets dûs au événements de biais minimum

Quand le LHC sera en fonctionnement à haute luminosité, le grand nombre de particules des événements de biais minimum va créer un niveau constant d'ionisation de l'argon liquide et créer ainsi un champ électrique opposé à celui appliqué entre les électrodes, ce qui aura pour effet de déformer ce dernier. La forme de la tension en fonction du temps (voir Figure 2.1) ne sera plus exactement triangulaire, mais aura tendance à présenter

un plateau au début. Cet effet, décrit dans la référence [15], est un effet lent qui dépend du courant de la haute-tension et du moment de l'événement dans la chaîne de pulses du LHC (et notamment par rapport aux pulses manquants). Le phénomène est similaire pour les trois calorimètres, mais l'effet sera plus net pour le FCAL. Cependant, étudier plus en détail cette correction n'est pour le moment pas une priorité dans ATLAS.

4.2 Différentes corrections

4.2.1 Stratégie

Pour chaque type de problème de haute-tension, deux ensembles de corrections sont nécessaires.

D'une part, des **corrections au premier ordre**, qui seront typiquement un facteur global (2 par exemple) appliqué sur l'énergie de toutes les cellules du secteur ou de l'électrode concerné par le problème. Tous les utilisateurs ayant besoin des cellules, comme la clusterisation, le calcul de l'énergie transverse manquante, l'identification des jets, etc, bénéficieront de ces corrections au niveau des cellules.

D'autre part, des **corrections au second ordre**, appliquées cette fois sur le cluster afin de corriger son énergie et sa position (toutes deux calculées après les premières corrections), en fonction de sa position brute en ϕ (et probablement en η également).

4.2.2 Corrections au premier ordre

a) Cas simple

Lorsque les deux lignes haute-tension d'un secteur délivrent toutes deux la même tension réduite, il est suffisant d'appliquer un simple facteur à l'énergie de chaque cellule du secteur, afin de ramener ces énergies au niveau correspondant à une tension nominale. Ce facteur peut-être extrait des données des tests en faisceau, en utilisant des runs effectués en faisant varier la haute-tension pour les deux lignes ensemble. Ces données sont ajustées sur des lois $f(HV)$, par exemple $f(HV) = aHV^b$ dans le cas du calorimètre électromagnétique Bouchon [16] comme indiqué sur la Figure 4.1. La quantité mesurée est l'énergie du cluster, car le facteur à appliquer étant global, du point de vue de l'énergie du cluster il est équivalent de l'appliquer sur le cluster ou sur ses cellules. Une fois connus les paramètres de la loi, le facteur de correction est simplement le rapport :

$$f(HV_{nominal})/f(HV_{mesurée}) \quad (4.1)$$

De telles analyses ont déjà été faites sur les données des tests en faisceau plus anciens, et nécessitent d'être refaites en détail pour le test combiné de 2004.

b) Cas général

Tous les problèmes de haute-tension, qu'ils concernent les lignes haute-tension d'un secteur ou d'une (ou plusieurs) électrode(s), peuvent être traités d'une unique façon en

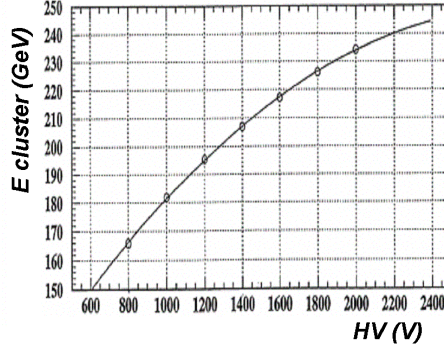


FIG. 4.1 – *Energie du cluster (pour des électrons à 250 GeV/c²) en fonction de la tension commune appliquée sur les 2 lignes haute-tension [16]*

raisonnant en terme de sous-gaps (sous-gaps avec une haute-tension réduite ou nulle).

L'énergie brute d'une cellule peut être écrite comme une fonction de la tension, mesurable, effectivement appliquée à chacun de ses sous-gaps, en prenant comme hypothèse une répartition uniforme de l'énergie de la cellule sur les sous-gaps :

$$E_{brute} = \sum_i^{N_{sous-gaps}} f(HV_{sous-gap\ i}) \times \frac{E_{déposée}}{N_{sous-gaps}} \quad (4.2)$$

avec l'hypothèse supplémentaire que $f(0) = 0$.

Dans le même esprit l'énergie corrigée est :

$$E_{corrigée} = \sum_i^{N_{sous-gaps}} f(HV_{nominale}) \times \frac{E_{déposée}}{N_{sous-gaps}} \quad (4.3)$$

Le rapport de ces deux quantités donne finalement :

$$E_{corrigée} = E_{brute} \times \frac{N_{sous-gaps}}{\sum_i^{N_{sous-gaps}} \frac{f(HV_{sous-gap\ i})}{f(HV_{nominale})}} \quad (4.4)$$

Voyons l'application de cette formule sur les deux exemples suivants :

- Dans le cas où, dans un secteur, une ligne haute-tension délivre une tension nominale tandis que l'autre ne délivre pas de tension, l'équation 4.4 conduit au facteur 2 attendu. Bien sûr ceci reste une approximation qui suppose que chaque mauvais sous-gap aurait dû collecter exactement la même énergie que son voisin sans problème.
- Considérons le cas où, pour seulement l'une des électrodes d'une cellule (en fait toutes les cellules de l'électrode), la tension d'une ligne est nulle, ce qui signifie qu'un sous-gap ne collecte pas de signal. L'équation 4.4 donne alors par exemple un facteur 8/7 pour le calorimètre électromagnétique (4 gaps par cellule, 2 sous-gaps par gap).

4.2.3 Corrections au second ordre

Maintenant que l'énergie des cellules est corrigée en première approximation, des corrections fines peuvent être ajoutées. Elles sont de deux types, et peuvent soit être appliquées l'une après l'autre, soit être prises en compte en même temps.

a) Dans l'ensemble du secteur

La correction au premier ordre supposait une répartition uniforme de l'énergie de la cellule entre ses sous-gaps. Ce n'est évidemment pas le cas dans la réalité.

Pour comprendre l'effet de cette approximation, prenons l'exemple d'un secteur dont l'une des deux lignes haute-tension ne délivre aucune tension. Ainsi, un sous-gap sur deux ne collecte pas d'énergie. La Figure 4.2 représente très schématiquement la répartition du dépôt d'énergie (le cluster en fait), sur trois cellules du secteur concerné (par exemple dans le compartiment Milieu du calorimètre électromagnétique). Posons que les sous-gaps gauches (dans chaque paire de sous-gaps) sont ceux sans tension. Dans la cellule 1, l'énergie déposée dans les sous-gaps gauches est clairement moins importante que celle déposée dans les sous-gaps droits et qui est l'énergie mesurée. Le simple facteur 2 va donc surestimer l'énergie de la cellule. La situation est exactement inverse pour la cellule 3. Ainsi, l'énergie du cluster est affectée, car les biais ne vont se compenser que si les énergies dans les cellules 1 et 3 sont identiques, c'est-à-dire en moyenne si le barycentre de la gerbe est au milieu de la cellule 2. La position du barycentre sera également systématiquement biaisée vers les ϕ négatifs.

Les facteurs de correction seront extraits des données des tests en faisceau.

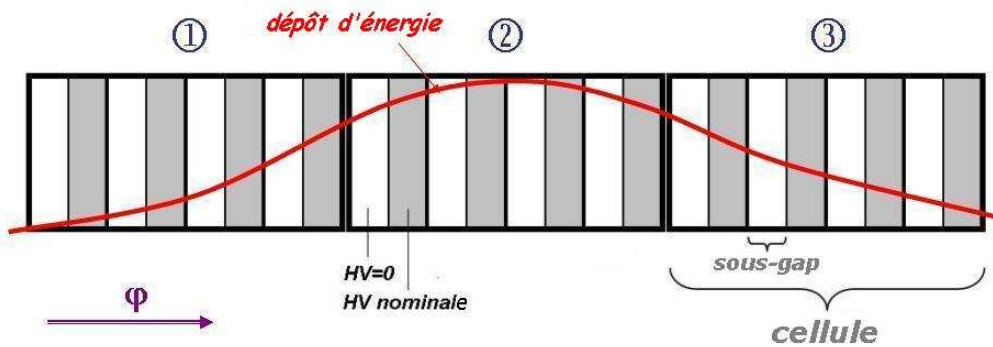


FIG. 4.2 – Exemple de répartition de l'énergie sur les cellules et leurs sous-gaps, avec une ligne de haute-tension inopérante.

b) Sur les bords du secteur

Des corrections supplémentaires sont nécessaires aux régions de transitions en ϕ entre un secteur à problème et son secteur voisin sans problème, et doivent être appliquées aux clusters présents dans ces régions pour corriger leur énergie et leur position.

A partir des données de tests en faisceau, mais aussi de simulations, il est possible d'extraire une paramétrisation de ces corrections, pour chaque type de problème haute-tension, comme ici pour le calorimètre électromagnétique [16] :

$$E_{cluster} = E_{raw\ cluster} \times P_1 \times (1 + P_2\phi + P_3\phi^2 + P_4\sin(16\pi\phi + P_5) + P_6\sin(8\pi\phi + P_7)) \quad (4.5)$$

où ϕ est la position non-corrigée du cluster, en unités de fraction de cellule par rapport à la limite entre les deux secteurs. Un exemple est montré sur la Figure 4.3.

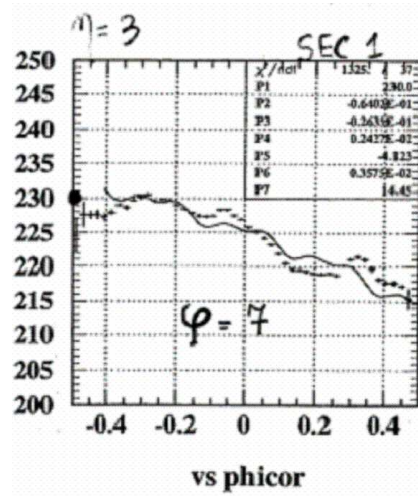


FIG. 4.3 – *Energie du cluster (dans le Bouchon du calorimètre électromagnétique) en fonction de sa position en ϕ (en fraction de cellule par rapport à la limite entre les deux secteurs)* [16]

En suivant une idée similaire, des corrections adéquates doivent être trouvées pour corriger cette fois la position en ϕ du cluster, toujours en fonction de sa position non-corrigée.

De plus, dans les calorimètres hadroniques (HEC [17] et FCAL), du fait des cellules non-projectives, la gerbe de particules est étalée sur plusieurs cellules en profondeur, de telle sorte que la correction d'une cellule peut (et doit) dépendre de l'énergie des cellules voisines précédentes et suivantes, en interpolant la forme du dépôt d'énergie de la gerbe.

4.3 Implémentation des corrections haute-tension dans Athena

Cette partie technique décrit les éléments existants et futurs d'Athena qui vont permettre d'appliquer les corrections haute-tension au niveau de la reconstruction du signal.

4.3.1 Identificateurs

Il existe des identificateurs dits *offline* qui, pour chaque cellule des calorimètres, décrivent leur position géométrique en fournissant les numéros de détecteur, de com-

partiment, de région, de η et de ϕ (mais aussi les η et ϕ réels).

Il existe aussi des identificateurs dits *online* qui, pour chaque cellule, décrivent la façon dont la cellule est câblée électroniquement en fournissant les numéros de secteurs (chacun correspondant à un passage de câbles de la zone cryogénique à la zone chaude, appelé *feedthrough* en anglais), de carte Front-End (FEB) et de canal électronique dans la FEB.

Un identificateur supplémentaire a été créé [18] pour décrire cette fois chaque gap de cellule : **LArHVCellId**, capable de fournir via l'algorithme **LArHVCablingTool** les numéros de partition (numéro de PC serveur), de ligne can (chaque PC a deux lignes), de node can (numéro de l'alimentation), de ligne haute-tension. L'algorithme est également capable de fournir, pour chaque cellule (via son identificateur offline), la liste des LArHV-CellId correspondants, son nombre d'électrodes ainsi que le numéro de la première de ces électrodes.

4.3.2 Base de données

Pour chaque gap, donc pour chaque LArHVCellId, il est nécessaire de savoir s'il y a un problème de haute-tension, et si oui lequel. Pour fournir ces informations aux algorithmes, il existe un outil, **LArHVTool**, qui accède à une base de données où sont répertoriés et mis à jour tous les problèmes de haute-tension. Plusieurs classes peuvent hériter de cet algorithme : par exemple, LArHVToolTB04 traite des problèmes de haute-tension présents durant les tests en faisceau combinés de 2004, tandis que LArHVScaleTool est utilisé pour la simulation et à terme pour les prises de données d'ATLAS.

La tension et le courant peuvent être connus non seulement pour un LArHVCellId donné mais aussi pour tous ceux correspondants à une cellule donnée (par son identificateur offline). Pour ces deux quantités seront disponibles la valeur nominale attendue et la valeur effective mesurée.

4.3.3 Algorithmes de corrections

Plusieurs algorithmes de corrections existent déjà dans Athena, et dérivent soit de la classe de base *CaloCellCorrection* soit de *CaloClusterCorrection* suivant qu'ils sont destinés à être appliqués aux cellules ou aux clusters. Pour chacune des instances de ces algorithmes, il est possible de spécifier les calorimètres (LArEM, LArHEC, LArFCAL, Tile) qui subiront les corrections.

LArCellHVCORRECTION

Dérivant de *CaloCellCorrection*, cet algorithme appliquera les corrections de haute-tension au niveau des cellules, juste avant l'exécution des algorithmes de reconstruction (clusterisation, énergie manquante, identification des jets, ...).

LArClusterHVCORRECTION

Dérivant de *CaloClusterCorrection*, cet algorithme appliquera les corrections de haute-tension au niveau des clusters, juste avant l'exécution des algorithmes de reconstruction les

utilisant (identification des électrons et photons, ...). Chaque type de cluster (3×3 , 5×5 , cluster topologique, ...) a sa propre correction. De plus, la correction est apportée en deux temps : une paramétrisation générale, valide pour l'ensemble des problèmes de haute-tension, en tant que première approximation, puis une paramétrisation supplémentaire spécifique à chaque problème, pour des effets fins.

4.4 Simulation des problèmes de haute-tension

Cette dernière partie discute du type de simulation qui peut être faite dans Athena pour, d'une part mieux comprendre les problèmes de haute-tension, et d'autre part vérifier la validité des corrections apportées.

4.4.1 Simulation au niveau de la reconstruction

Il est prévu de se munir d'un outil dédié à la simulation de hautes-tensions manquantes ou non-nominales, en mettant à l'échelle l'énergie des cellules en suivant l'Equation 4.4. Les cellules ou LArHVCellID ainsi que leur problème seront soit choisies de façon aléatoire (avec cependant une certaine cohérence excluant les cas impossibles) soit simplement par l'utilisateur. Un tel outil aura une précision limitée en raison de l'hypothèse, inexacte dans les faits, que le dépôt d'énergie dans une cellule est uniforme, mais il permet d'utiliser les grandes statistiques de simulation standard.

4.4.2 Simulation dans Geant4

En raison de l'insuffisance de précision de l'outil décrit précédemment, il est également prévu de procéder à des simulations dédiées directement dans Geant4. De telles simulations (déjà effectuées avec Geant3) prennent en compte les problèmes de haute-tension réellement au niveau des sous-gaps puisque Geant a accès au dépôt d'énergie dans chaque sous-gap.

De plus, comme il a été discuté dans la Section 4.2.3, il est nécessaire d'étudier d'éventuels effets de bord entre les bons et les mauvais secteurs haute-tension, afin de vérifier si un bon secteur est affecté (et de quelle manière) par son voisin mauvais. Une simulation dans Geant, couplée à une analyse des données de faisceau test, permettra une telle étude.

4.5 Conclusion

L'implémentation dans Athena des corrections pour régler les problèmes de haute-tension est actuellement en cours. Elle bénéficiera de données extraites des tests en faisceau de 2004. Les corrections seront appliquées à la fois au niveau des cellules et au niveau des clusters, et seront validées par des simulations dans Geant4 ainsi qu'au niveau de la reconstruction.

Chapitre 5

Modèle Standard et Modèle du Petit Higgs

Cette section théorique présente les éléments nécessaires à la compréhension des études de physique des Chapitres 6 et 7, en parcourant le Modèle Standard [19] et le Modèle du Petit Higgs.

5.1 Le Modèle Standard

5.1.1 Introduction

La nature possède 4 interactions fondamentales : la force électromagnétique, la force faible, la force forte, et enfin la force de gravitation ; chacune de ces interactions est véhiculée par une particule, un boson de jauge, respectivement le photon, le W^\pm et Z^0 , les gluons, et le graviton.

interaction	particule associée
force électromagnétique	photon γ
force faible	W^\pm et Z^0
force forte	gluons (8)
gravitation	graviton

La force électromagnétique résulte de l'unification de l'électricité et du magnétisme, et a été elle-même unifiée à la force faible, formant ainsi la force électrofaible.

Le Modèle Standard est la théorie qui décrit le comportement des particules élémentaires à l'échelle d'énergie où est valable la théorie électrofaible. Depuis son introduction en 1967 par Glashow, Weinberg et Salam [20], le Modèle ne connaît que des succès, sauf en ce qui concerne les oscillations de neutrinos observées récemment mais qui ne le remettent pas en cause.

5.1.2 Invariance de jauge et théorie de jauge

En mécanique hamiltonienne (classique ou quantique), l'invariance du système par une transformation se traduit par la conservation d'une quantité physique associée à cette transformation : l'impulsion pour l'invariance par translation, l'énergie pour l'invariance dans le temps et le moment angulaire pour l'invariance par rotation.

La mécanique quantique, et donc la théorie des champs quantique sur laquelle s'appuie la physique des particules, exploite ces invariances, notamment pour des quantités physiques quantiques telles que la charge électrique, la charge de couleur, le spin, ... Les transformations sont ici des transformations de phase sur le vecteur d'état :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x) \quad (5.1)$$

Une telle transformation est appelée aussi une **transformation de jauge**, et est dite *globale* lorsque α est simplement une constante, et *locale* lorsque α dépend de la position spatio-temporelle x .

Dans le cas où le lagrangien d'une théorie est invariant par transformation de jauge, la théorie est dite **théorie de jauge**. C'est le cas de l'électrodynamique quantique à la base du Modèle Standard.

5.1.3 L'interaction électrofaible

Quarks et Leptons

Les particules élémentaires se classent en deux catégories : les *fermions*, de spin demi-entier (obéissant à la statistique de Fermi) et les *bosons*, de spin entier (obéissant à la statistique de Bose-Einstein). Les bosons sont généralement les messagers des interactions, alors que les fermions constituent la matière. Ces derniers sont eux aussi constitués de deux catégories : les *leptons* et les *quarks*, chaque catégorie étant constituée de 3 familles ou générations ; la première famille suffit à construire la matière du monde dans lequel nous vivons.

QUARKS						
	u	(up)	c	(charm)	t	(top)
Charge		$+2/3e$		$+2/3e$		$+2/3e$
Masse		$0.005 \text{ GeV}/c^2$		$1.3 \text{ GeV}/c^2$		$175 \text{ GeV}/c^2$
	d	(down)	s	(strange)	b	(bottom)
Charge		$-1/3e$		$-1/3e$		$-1/3e$
Masse		$0.01 \text{ GeV}/c^2$		$0.1 \text{ GeV}/c^2$		$4.3 \text{ GeV}/c^2$

LEPTONS						
	e^-	(électron)	μ^-	(muon)	τ^-	(tau)
Charge		$-1e$		$-1e$		$-1e$
Masse		$0.511 \text{ MeV}/c^2$		$0.106 \text{ GeV}/c^2$		$1.784 \text{ GeV}/c^2$
	ν_e	(neutrino électronique)	ν_μ	(neutrino muonique)	ν_τ	(neutrino tauique)
Charge		0		0		0
Masse		$< 0.017 \text{ MeV}/c^2$		$< 0.27 \text{ MeV}/c^2$		$< 35 \text{ MeV}/c^2$

L'équation de Dirac permet l'existence de particules d'énergie négative, interprétées comme des antiparticules, d'énergie positive mais de charge électrique opposée. Ainsi chaque particule a son antiparticule, comme le positron e^+ pour l'électron.

Chiralité

Il faut distinguer les fermions de chiralité gauche (indice L) des fermions de chiralité droite (indice R). Les premiers sont des doublets d'isospin faible de $SU(2)_L$ tandis que les seconds en sont des singulets :

$$f_L = \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L & \begin{array}{l} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{array} \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L & \begin{array}{l} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{array} \end{array}$$

$$f_R = \begin{array}{ccc} e_R & \mu_R & \tau_R \\ u_R & c_R & t_R \\ d_R & s_R & b_R \end{array} \quad T_3 = 0$$

Symétries, transformations de jauge et bosons de jauge

Toutes les particules présentent une invariance dans le groupe de symétrie $SU(2)$, associé à l'isospin faible. L'invariance par transformation de jauge fait donc intervenir 3 champs ($N^2 - 1$ pour les groupes $U(N)$), notés W_μ^i et correspondant à des particules de spin 1 donc des bosons, et autant de générateurs, qui sont les matrices de Pauli σ^i :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\vec{\sigma} \cdot \vec{v}(x)} \psi(x) \quad \text{où } \vec{v}(x) \text{ est une fonction quelconque} \quad (5.2)$$

Le groupe est couramment nommé $SU(2)_L$ du fait que seules les particules de chiralité gauche sont sensibles aux transformations du groupe, étant des doublets de $SU(2)$.

Les particules présentent une autre invariance, cette fois-ci dans le groupe de symétrie $U(1)$, associé à l'hypercharge faible Y , définie par $Y = (Q - T_3)/2$. L'invariance par transformation de jauge fait intervenir 1 champ bosonique, noté B_μ , et son générateur n'est autre que Y :

$$\psi(x) \rightarrow e^{if(x)Y} \psi(x) \quad \text{où } f(x) \text{ est une fonction quelconque} \quad (5.3)$$

Le groupe est couramment nommé $U(1)_Y$.

La phase générale regroupant toutes les transformations possibles du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ des interactions électrofaibles peut donc être écrite ainsi :

$$\alpha_{\text{électrofaible}} = \vec{v}(x) \cdot \vec{\sigma} + f(x)Y \quad (5.4)$$

Lagrangien

Le lagrangien électrofaible doit être invariant sous la transformation de jauge de l'équation 5.1, dont la phase est celle décrite ci-dessus. Pour satisfaire cette condition, l'opérateur dérivatif ∂_μ doit être changé de manière à obtenir une dérivée covariante :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (5.5)$$

Les constantes g et g' sont les constantes de couplage associées aux groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

En partant du lagrangien de Dirac pour les particules libres de spin 1/2 qui s'écrit $\bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$, il est possible d'obtenir le lagrangien pour les fermions, en remplaçant la dérivée par celle de l'Equation 5.5 :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fermions} &= \sum_f (\bar{f} i\gamma^\mu D_\mu f - m_f \bar{f} f) \\ &= \sum_f \bar{f} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f \\ &\quad - \sum_f m_f \bar{f} f \end{aligned} \quad (5.6)$$

Les tenseurs $W_{\mu\nu}^i$ et $B_{\mu\nu}$ sont définis par

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu)^i \quad (5.7)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (5.8)$$

Cela correspond en fait à une généralisation du tenseur du champ électromagnétique $F_{\mu\nu}$, ce qui permet d'écrire finalement le lagrangien des bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (5.9)$$

Champs physiques

Les bosons W^\pm , Z^0 et γ sont alors décrits par des champs physiques, définis comme les états propres de masse du lagrangien, combinaisons linéaires des champs de jauge \vec{W}_μ et B_μ :

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu) \quad (5.10)$$

$$Z^\mu = \cos(\theta_W)W_3^\mu - \sin(\theta_W)B^\mu$$

$$A^\mu = \sin(\theta_W)W_3^\mu + \cos(\theta_W)B^\mu$$

avec θ_W , l'angle de Weinberg, défini par :

$$\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (5.11)$$

Masses

Le lagrangien $\mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{jauge}$ n'est pas invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à cause des termes de masse, à la fois pour les bosons et pour les fermions (pour ces derniers, $m_f \bar{f}f = m_f(\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L)$, or les f_R sont des singulets de $SU(2)_L$, insensibles aux invariances du groupe).

Il faut donc imposer une masse nulle aux fermions et aux bosons. La théorie est donc clairement insatisfaisante. C'est pourquoi le mécanisme de Higgs a été imaginé pour régler ce problème des masses.

5.1.4 Le mécanisme de Higgs

Brisure de symétrie

Le doublet de champs scalaires complexes suivant est introduit :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

Ces champs contribuent au lagrangien par le terme supplémentaire

$$\mathcal{L}_\Phi = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (5.13)$$

avec le potentiel V donné par

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad (5.14)$$

avec $\lambda \in \mathbb{R}^+$ et $\mu \in \mathbb{C}$.

Le potentiel possède une symétrie dans $SU(2)_L \times U(1)_Y$ puisqu'il ne dépend que de la norme du champ : aucune direction (dans l'espace de $SU(2)_L \times U(1)_Y$) n'est donc privilégiée.

Le minimum du potentiel, qui correspond au vide et qui constitue donc l'équilibre du système, est évidemment 0 si $\mu^2 > 0$. En revanche si $\mu^2 < 0$, le potentiel peut prendre une valeur non-nulle v sur un cercle dans le plan $\mathcal{Re}(\Phi)$ - $\mathcal{Im}(\Phi)$ (voir Figure 5.1) :

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (5.15)$$

La non-invariance du vide brise la symétrie. Cette dernière est dite *spontanément* brisée.

Un développement perturbatif du champ autour de cette valeur minimale du potentiel donne, pour une direction particulière :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

Le champ $H(x)$, appelé le *champ de Higgs*, représente ainsi les variations du champ autour de v .

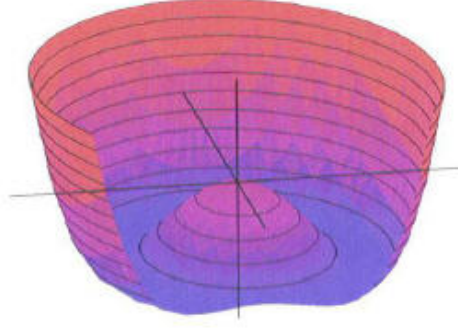


FIG. 5.1 – Potentiel de Higgs $V(\Phi)$ en fonction de $\mathcal{R}e(\Phi)$ et $\mathcal{I}m(\Phi)$

Boson de Higgs

Le champ de Higgs $H(x)$ est un champ physique auquel est associé un boson, le *boson de Higgs* H . Sa masse est donnée par :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (5.17)$$

La constante v est calculable soit à partir de la constante de Fermi G_F , soit en fonction de la masse du W^\pm et de g :

$$\frac{1}{2v^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_{W^\pm}^2} \quad v = 246 \text{ GeV} \quad (5.18)$$

Cependant la constante λ , elle, n'est pas calculable ni mesurable, et la masse du boson de Higgs n'est donc pas prédictible, c'est un paramètre libre du Modèle Standard.

Masse des bosons de jauge

En prenant le lagrangien de l'Equation 5.13, et en y remplaçant les dérivées ∂_μ par les dérivées covariantes D_μ définies dans l'Equation 5.5 (pour satisfaire l'invariance de jauge), la contribution supplémentaire au lagrangien est, sans le potentiel V :

$$\begin{aligned} & \Phi^\dagger \left(ig \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right)^\dagger \left(ig \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \\ &= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + \frac{1}{8} v^2 (g' B_\mu - g W_\mu^3)^2 \\ &= \left(\frac{1}{2} v g \right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \left(\frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (5.19)$$

d'après les Equations 5.10 et 5.11.

Ces termes de masse permettent de déduire les masses des bosons de jauge :

$$\begin{aligned}
M_{W^\pm} &= \frac{1}{2}vg &= 80.425 \text{ GeV}/c^2 & \text{(mesure expérimentale [21])} \\
M_{Z^0} &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} &= 91.1876 \text{ GeV}/c^2 & \text{(mesure expérimentale [21])} \\
M_\gamma &= 0 && \text{car aucun terme } A_\mu A^\mu
\end{aligned} \tag{5.20}$$

De ces relations et de l'Equation 5.11, il est clair que l'angle de Weinberg peut également être défini par :

$$\cos(\theta_W) = \frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} \tag{5.21}$$

Masse des fermions

Le champ Φ se couple aux fermions, et les termes d'interaction suivants - invariants sous $SU(2)$ - sont ajoutés au lagrangien :

$$\mathcal{L}_{Higgs-leptons} = \lambda_e \left(\overline{f_L^{doublet}} \Phi e_R + \Phi^\dagger \overline{e_R} f_L^{doublet} \right) \tag{5.22}$$

+ autres générations

$$\mathcal{L}_{Higgs-quarks} = \lambda_d \overline{f_L^{doublet}} \Phi d_R^{haut} + \lambda_u \overline{f_L^{doublet}} \Phi_c u_R + \text{hermitique conjugué} \tag{5.23}$$

+ autres générations

avec

$$\Phi_c(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -(v + H(x)) \\ 0 \end{pmatrix}$$

En effet si un champ $\Psi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ est doublet de $SU(2)$, alors $\Psi = -i\sigma_2 \Psi^* = \begin{pmatrix} -b^* \\ a \end{pmatrix}$ l'est aussi. Il n'est pas apparu pour les leptons car les neutrinos n'ont pas de partenaire à chiralité droite. Les paramètres λ sont appelés *couplages de Yukawa*.

En prenant Φ autour de la valeur du vide (Equation 5.16), les lagrangiens d'interaction deviennent :

$$\mathcal{L}_{Higgs-leptons} = m_e \bar{e}e + \frac{m_e}{v} \bar{e}eH \tag{5.24}$$

+ autres générations

$$\mathcal{L}_{Higgs-quarks} = m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u + \frac{m_d}{v} \bar{d}dH + \frac{m_u}{v} \bar{u}uH \tag{5.25}$$

+ autres générations

avec les masses définies à partir des couplages de Yukawa λ et de la valeur du vide v :

$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}} \tag{5.26}$$

5.1.5 Phénoménologie du boson de Higgs

Masse du boson de Higgs

Comme il a été dit, la masse du boson de Higgs est un paramètre libre du Modèle Standard. Elle est bornée théoriquement par la condition suivante, dite de *trivialité* :

$$M_H < \frac{2\pi v}{\sqrt{3}} \left[\ln \left(\frac{\lambda}{v} \right) \right]^{-1/2} \quad (5.27)$$

Il est actuellement admis que cette limite est de l'ordre de 500 GeV/c².

Mais la masse du boson de Higgs peut aussi être contrainte par des mesures expérimentales. La recherche du Higgs dans différents collisionneurs tels que le Tevatron mais surtout le LEP, ont permis d'obtenir une limite inférieure de 114.4 GeV/c² 95%CL [22]. De plus, les mesures de précision (au niveau des corrections radiatives) électrofaibles effectuées auprès de ces mêmes expériences estiment la masse du Higgs à 126 GeV/c², ainsi qu'une limite supérieure de 280 GeV/c² 95%CL [23].

La suite du document s'intéressera aux cas $115 < M_H < 200$ GeV/c².

Rapports d'embranchement

D'après la section précédente, le Higgs se couple à tous les fermions et bosons pour leur donner une masse, ce qui se traduit aussi par la possibilité pour le Higgs de se désintégrer en fermions et bosons, en respectant évidemment les lois de conservation des nombres quantiques.

La largeur naturelle Γ d'une particule est l'inverse de son temps de vie ($\Gamma = 1/\tau$), et chaque voie (ou mode) de désintégration i a une *largeur partielle* Γ_i telle que $\sum_i \Gamma_i = \Gamma$, définissant ainsi la probabilité d'occurrence de la désintégration, appelée *rapport d'embranchement* : $BR_i = \Gamma_i/\Gamma$. Les différents rapports d'embranchement du Higgs sont représentés en fonction de sa masse sur la Figure 5.2; ils sont entièrement calculables pour une masse donnée.

Plusieurs remarques peuvent être faites concernant les rapports d'embranchement :

- dans la zone $M_H < 120$ GeV/c², le mode de désintégration dominant est $b\bar{b}$, suivi loin derrière par $\tau\bar{\tau}$, $c\bar{c}$ et gg .
- dans la zone autour de $M_H = 120$ GeV/c², il existe deux modes largement sous-dominants, $Z\gamma$ et $\gamma\gamma$, mais ce dernier s'avère particulièrement intéressant dans la recherche du boson de Higgs car malgré sa faible probabilité d'occurrence, la signature de ce signal est très claire.
- enfin au-delà de 120 GeV/c², les modes dominants sont W^+W^- et ZZ . Lorsque $M_H < 2M_W$ (resp. $M_H < 2M_Z$), un des W (resp. Z) se trouve en-dehors de sa couche de masse, il est donc plus léger. Le franchissement du seuil $2M_W$ ou $2M_Z$ se traduit par une hausse de la largeur partielle correspondante, causant la structure visible dans la zone $2M_W < M_H < 2M_Z$.

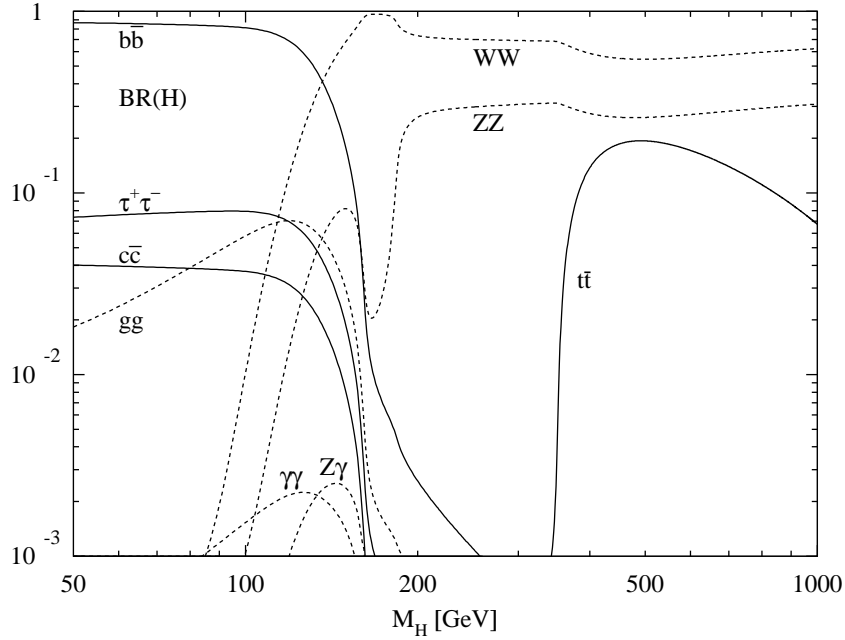


FIG. 5.2 – *Rapports d'embranchement du boson de Higgs, en fonction de sa masse [24]*

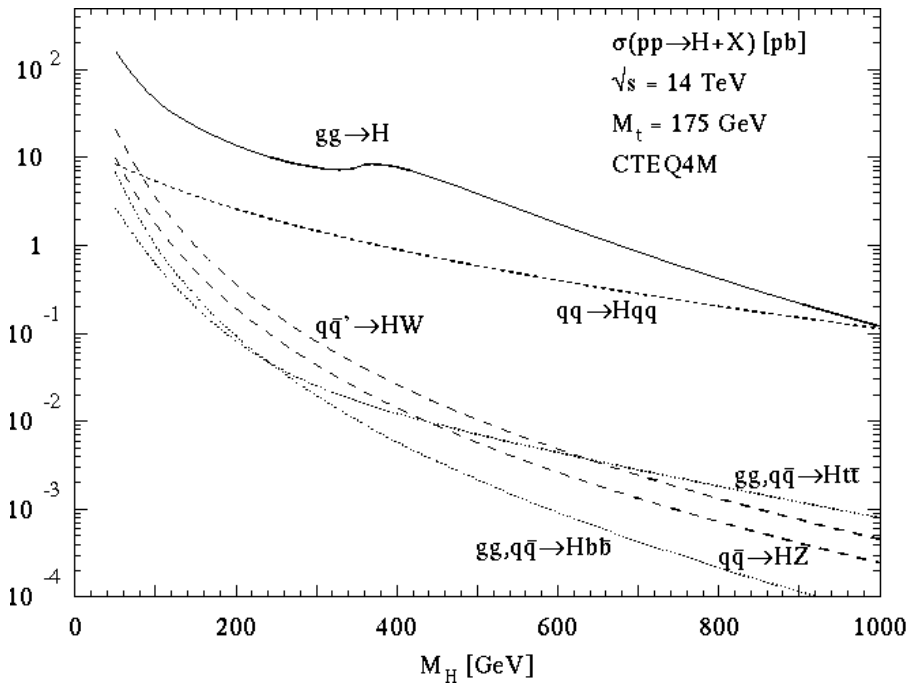


FIG. 5.3 – *Section efficace des modes de production du boson de Higgs au LHC [25][26]*

Production du boson de Higgs au LHC

La Figure 5.3 indique la section efficace de production pour les modes les plus probables, dans le cadre des collisions proton-proton du LHC avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, et encore une fois en fonction de sa masse prise comme paramètre.

Pour une masse comprise entre 100 et 300 GeV/c² :

- le mode dominant est la production par fusion de gluons $gg \rightarrow H$ (diagramme de Feynman A Figure 5.4), suivi de celui par fusion de quarks $qq \rightarrow qqH$ (diagramme B).
- il existe 3 modes moins fréquents : la production associée à un Z ou un W par fusion d'un quark avec son antiquark $q\bar{q} \rightarrow Z/WH$ (diagramme C2), et la production associée à $t\bar{t}$ par fusion de gluons $gg \rightarrow t\bar{t}H$ (diagramme C1). Ces productions constitueront en fait des bruits de fond dans les études de physique des Chapitres 6 et 7.

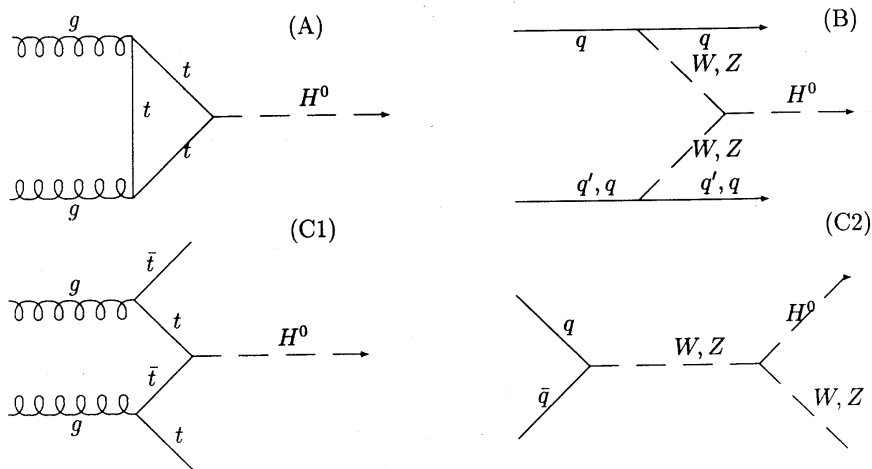


FIG. 5.4 – Diagrammes de Feynman des modes de production du boson de Higgs au LHC

Découverte du boson de Higgs dans ATLAS

Le boson de Higgs sera recherché au LHC via ses différents canaux de désintégration qui présentent une signature claire, telles que les désintégrations en 4 leptons ou en 2 photons. La Figure 5.5 présente la sensibilité d'ATLAS à la découverte du Higgs.

De cette figure ressort le fait que le boson de Higgs est observable dans ATLAS pour toute masse comprise entre 100 et 200 GeV/c², et cela après 3 ans de fonctionnement du LHC à basse luminosité (soit 30 fb⁻¹). Il faut noter que c'est également le cas pour des masses entre 200 et 1000 GeV/c².

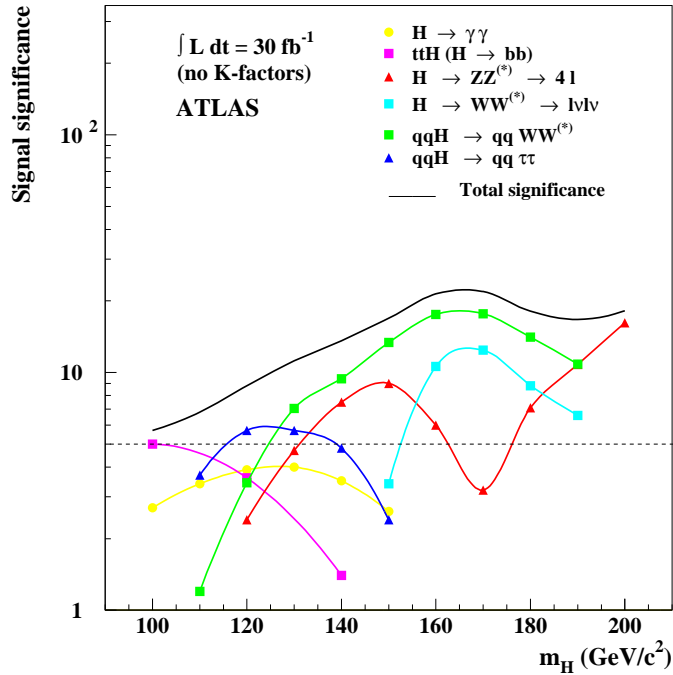


FIG. 5.5 – Sensibilité d’ATLAS à la découverte du boson de Higgs, pour les différents canaux de désintégration individuellement et pour leur combinaison, avec une luminosité de 30 fb^{-1} , et en postulant une production du Higgs par fusion de bosons [27]

5.1.6 Les problèmes du Modèle Standard

Les succès et limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une des théories en physique les plus précisément vérifiées expérimentalement. Son plus grand succès est sûrement la prédiction des bosons W^\pm et Z^0 , découverts a posteriori en 1983 auprès du SPS au CERN [28] [29], et du quark top, découvert lui au Tevatron en 1995 [30]. Durant l’ère du LEP, un grand nombre de mesures de précision ont été effectuées (et seront poursuivies au LHC) pour vérifier l’effet des corrections radiatives calculées à différents ordres, sans jamais mettre en défaut le modèle.

Cependant, certains points demeurent conceptuellement insatisfaisants, comme par exemple :

- la hiérarchie des masses des fermions : pourquoi y a-t-il 4 ordres de grandeur entre la masse du quark le plus léger et celle du quark le plus lourd ? pourquoi les neutrinos ont-ils une masse négligeable par rapport à celle des autres fermions ?
- le nombre de paramètres libres (18) tels que les masses et les constantes de couplages
- l’origine de la brisure de la symétrie électrofaible

Problème de hiérarchie

Un autre point insatisfaisant concerne la masse du Higgs. En effet la relation 5.17 n'est que le résultat d'un calcul à l'ordre zéro, sans perturbations. Un résultat exact doit tenir compte des corrections radiatives, c'est-à-dire des boucles qui se créent naturellement sur le Higgs et contribuent au terme de masse. Les principales contributions viennent des boucles représentées sur la Figure 5.6 et concernant les bosons W^\pm et Z^0 , le quark top (en raison de sa masse très supérieure à celle des autres fermions), et enfin le Higgs lui-même (par auto-couplage).

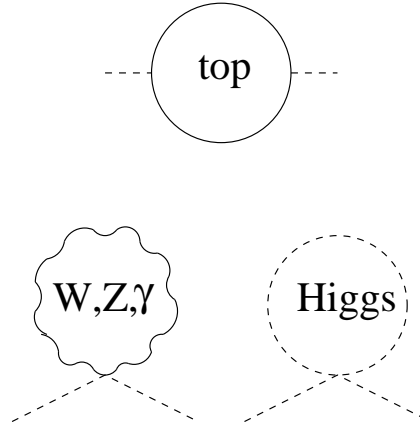


FIG. 5.6 – Boucles donnant des contributions quadratiques à la masse du Higgs dans le Modèle Standard [31]

Les contributions des trois boucles sont :

$$-\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2 \quad \text{pour la boucle du quark top} \quad (5.28)$$

$$\frac{1}{16\pi^2}g^2\Lambda^2 \quad \text{pour la boucle des bosons de jauge} \quad (5.29)$$

$$\frac{1}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2 \quad \text{pour la boucle du Higgs} \quad (5.30)$$

où Λ est l'échelle d'énergie à partir de laquelle le Modèle Standard n'est plus valide.

En définissant cette coupure à $\Lambda = 10$ TeV, qui est l'ordre de grandeur de l'énergie maximale accessible au LHC, les termes correctifs deviennent catastrophiquement grands. La masse du Higgs est alors :

$$M_H^2 = M_{H \text{ ordre zéro}}^2 - (100_{\text{top}} - 10_{\text{bosons}} - 5_{\text{Higgs}}).(200 \text{ GeV}/c^2)^2 \quad (5.31)$$

et pour que le Higgs ait une masse de l'ordre de quelques centaines de GeV/c^2 , il faut que la masse à l'ordre zéro $M_{H \text{ ordre zéro}}$ soit finement ajustée pour compenser les divergences quadratiques, comme la Figure 5.7 l'illustre. On parle alors de *fine-tuning*. Mais un tel ajustement semble peu naturel, ce qui donne des raisons de penser qu'il doit exister un autre mécanisme pour compenser ces divergences, une Nouvelle Physique.

Ce problème est aussi appelé le problème de *hiérarchie*, ou encore de *naturalité*.

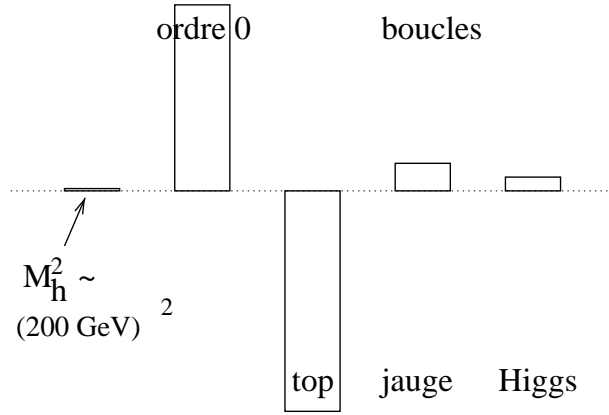


FIG. 5.7 – Contributions requises pour ajuster la masse du Higgs [31]

Vers une Nouvelle Physique

Il faut noter que si $\Lambda = 1$ TeV, le fine-tuning n'est plus nécessaire (ou beaucoup moins) et aucune Nouvelle Physique n'est indispensable à cette échelle, ce qui est confirmé par les observations passées.

On peut également se demander à partir de quelle échelle la Nouvelle Physique apparaît. En admettant un fine-tuning raisonnable, de l'ordre de 10%, la contribution de la boucle du top par exemple donne comme limite $\Lambda \leq 2$ TeV/ c^2 , ce qui laisse à penser que la Nouvelle Physique présenterait une ou plusieurs particules d'une masse inférieure ou égale à 2 TeV/ c^2 , et reliées naturellement au quark top par une certaine symétrie. Il en va de même pour les bosons de jauge et pour le Higgs :

boucle du Modèle Standard	nouvelle(s) particule(s) correspondante(s)
top	$M \leq 2$ TeV/ c^2
bosons de jauge	$M \leq 5$ TeV/ c^2
Higgs	$M \leq 10$ TeV/ c^2

Conclusion

Le Modèle Standard, bien que fort de ses nombreux succès en rendant parfaitement compte des observations faites jusqu'à présent aux énergies qui nous sont accessibles, reste incomplet en termes de concepts (grand nombre de paramètres libres, pas de prévision des oscillations de neutrino, ...) et pourrait ne plus être valable à des énergies plus élevées, laissant la voie à une Nouvelle Physique.

5.2 Les principes du modèle du Petit Higgs

Il existe plusieurs extensions du Modèle Standard pour en combler les manques. Ces modèles sont au Modèle Standard ce qu'est par exemple la Relativité Générale pour la gravitation newtonienne, c'est-à-dire qu'ils généralisent le Modèle Standard pour des

énergies supérieures à l'échelle électrofaible. Mais comme ils ont forcément un petit effet à cette échelle, des mesures de précision dans le Modèle Standard peuvent confirmer ou infirmer les différents modèles.

Le modèle le plus étudié, et qui sera activement recherché dans ATLAS et CMS, est la Supersymétrie (encore appelée SUSY [32]), dans lequel chaque particule du Modèle Standard forme une paire avec son double supersymétrique, de statistique différente et beaucoup plus lourd, ce qui permet notamment d'annuler les divergences quadratiques (particulièrement celle du quark top) dans le calcul de la masse du Higgs. D'autres modèles sont considérés, comme les dimensions supplémentaires ou la théorie des cordes, mais aussi le Modèle du Petit Higgs, inspiré en partie de celui de la TechniCouleur aujourd'hui presque abandonné.

5.2.1 Les idées

Le but du Modèle du Petit Higgs (*Little Higgs* en anglais) est de résoudre le problème de la brisure de symétrie électrofaible tout en garantissant que la masse du boson de Higgs reste petite (d'où l'appellation du modèle), c'est-à-dire ne diverge pas, et cela de manière naturelle sans recourir au fine-tuning.

Ce modèle a été imaginé ces dernières années, en prenant comme base l'idée que le boson de Higgs serait un pseudo-boson de Goldstone (voir plus loin). Les premières bases du modèle ont été posées par N. Arkani-Ahmed, A.G. Cohen et H. Georgi [33][34][35][36] (voir aussi [37] pour la phénoménologie et [38] pour une revue récente).

Dans ce modèle, pour chaque particule du Modèle Standard qui donnait une divergence quadratique dans le calcul de la masse du Higgs (c'est-à-dire le quark top, les bosons de jauge et le Higgs lui-même) est introduite une nouvelle particule lourde - de l'ordre du TeV/c^2 - et en accord avec les limites de la section précédente, qui produit une divergence quadratique à même de compenser celle de sa partenaire. C'est ainsi qu'apparaissent un nouveau quark top lourd T , des nouveaux bosons de jauge lourds Z' , W' et γ' , nommés respectivement Z_H , W_H et A_H , et enfin un triplet de bosons de Higgs lourds Φ^0 , Φ^+ et Φ^{++} . Chacune de ces particules possède les mêmes nombres quantiques que son partenaire du Modèle Standard, ce qui veut dire aussi qu'elle est de même statistique (contrairement au cas de la Supersymétrie).

La suite décrit le Modèle du Petit Higgs le plus élémentaire (sans violation de la symétrie custodiale de $\text{SU}(2)$ par exemple), appelé Modèle du plus Petit Higgs (*Littlest Higgs* en anglais), dans le cadre duquel ont été effectuées les études de physique présentées dans les chapitres suivant.

Boson de Goldstone

Un *boson de Goldstone* [39][40] est un boson apparaissant suite à la brisure spontanée de symétries globales par le vide. Pour montrer cela prenons un champ complexe scalaire

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad (5.32)$$

dont le potentiel $V(|\Phi|)$ possède une symétrie globale dans $U(1)$ par rapport à la transformation de jauge $\Phi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\Phi(x)$, α ne dépendant pas de x . Le lagrangien invariant pour cette transformation est :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^* (\partial^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^* \Phi - \lambda (\Phi^* \Phi)^2 \quad (5.33)$$

$$= \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\Phi_1^2 + \Phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\Phi_1^2 + \Phi_2^2)^2 \quad (5.34)$$

avec, comme dans le mécanisme de Higgs, $\lambda \in \mathbb{R}^+$ et $\mu \in \mathbb{C}$.

Dans le plan des champs Φ_1 et Φ_2 , le potentiel $V(|\Phi|)$ a ses minima sur un cercle défini par

$$\Phi_1^2 + \Phi_2^2 = v^2 \quad \text{avec } v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \quad (5.35)$$

lorsque $\mu^2 < 0$. C'est l'énergie de l'état fondamental, donc du vide.

Le champ peut être développé dans le voisinage d'un point quelconque sur ce cercle, le choix arbitraire brisant spontanément la symétrie, par exemple $\Phi_1 = v$ et $\Phi_2 = 0$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \eta(x) + i\zeta(x)] \quad (5.36)$$

Pour ce champ le lagrangien devient, en ne tenant compte que des termes en η et ζ inférieurs au troisième ordre :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \zeta)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 + \text{constante} \quad (5.37)$$

Le champ η a un terme d'énergie cinétique et un terme de masse qui lui confère la masse $\sqrt{-2\mu^2}$, alors que le champ ζ a seulement un terme d'énergie cinétique, il correspond donc à une particule scalaire sans masse : c'est un boson de Goldstone.

Pseudo-boson de Goldstone

Un pseudo-boson de Goldstone est un boson de Goldstone qui, par l'intermédiaire d'un mécanisme supplémentaire, tel qu'une brisure de symétrie, acquiert une masse.

5.2.2 Lagrangien et bosons de jauge

Brisures de symétrie et lagrangien

La symétrie globale $SU(5)$ est, à l'échelle de Λ_S , spontanément brisée en son sous-groupe $SO(5)$, tandis que la symétrie de jauge $[SU(2) \otimes U(1)]^2$, sous-groupe de $SU(5)$, est elle-aussi brisée en son sous-groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, qui n'est rien d'autre que le groupe du Modèle Standard.

$$\begin{aligned} \text{symétrie globale : } & SU(5) && \rightarrow & SO(5) \\ \text{symétrie locale : } & [SU(2) \otimes U(1)]^2 && \rightarrow & SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\ & && & \equiv & G_{\text{Modèle Standard}} \end{aligned} \quad (5.38)$$

La brisure de la symétrie globale entraîne l'apparition de 14 bosons de Goldstone ($\frac{N(N+1)}{2} - 1$ pour une brisure $SU(N) \rightarrow SO(N)$), sans masse par définition, qui se transforment dans le groupe de jauge électrofaible en un singulet réel, un triplet réel, un doublet complexe et un triplet complexe.

Il sont décrits par un modèle- σ [39] non linéaire, dont le lagrangien peut être écrit (pour le secteur scalaire) :

$$\mathcal{L}_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{f^2}{4} \text{Tr} |\mathcal{D}_\mu \Sigma|^2 \quad (5.39)$$

avec

$$\Sigma = e^{2i\Pi/f} \Sigma_0 \quad \Sigma_0 = \begin{pmatrix} & & \mathbb{1} \\ & 1 & \\ \mathbb{1} & & \end{pmatrix} \quad \Pi = \begin{pmatrix} & \frac{h^\dagger}{\sqrt{2}} & \phi^\dagger \\ \frac{h}{\sqrt{2}} & & \frac{h^{ast}}{\sqrt{2}} \\ \phi & \frac{h^T}{\sqrt{2}} & \end{pmatrix} \quad (5.40)$$

h et ϕ sont un doublet et un triplet de $SU(2)$:

$$h = (h^+, h^0) \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi^{++} & \frac{\phi^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi^+}{\sqrt{2}} & \phi^0 \end{pmatrix} \quad (5.41)$$

La dérivée covariante $\mathcal{D}_\mu \Sigma$ est définie comme étant :

$$\mathcal{D}_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i \sum_{j=1}^2 \left(g_j (W_j \Sigma + \Sigma W_j^T) + g'_j (B_j \Sigma + \Sigma B_j^T) \right) \quad (5.42)$$

Le lagrangien à l'ordre 0 est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Sigma(\Sigma = \Sigma_0) &= \frac{1}{2} \frac{f^2}{4} [g_1^2 W_1 W_1 + g_2^2 W_2 W_2 - 2g_1 g_2 W_1 W_2] \\ &+ \frac{1}{2} \frac{f^2}{4} \frac{1}{5} [g_1'^2 B_1 B_1 + g_2'^2 B_2 B_2 - 2g_1' g_2' B_1 B_2] \end{aligned} \quad (5.43)$$

Bosons de jauge

Les matrices de masse pour les champs W et B sont donc :

$$\frac{f^2}{4} \begin{pmatrix} g_1^2 & -2g_1 g_2 \\ -2g_1 g_2 & g_2^2 \end{pmatrix} \quad \frac{f^2}{4} \begin{pmatrix} g_1'^2 & -2g_1' g_2' \\ -2g_1' g_2' & g_2'^2 \end{pmatrix} \quad (5.44)$$

Ces matrices sont diagonalisables grâce aux transformations suivantes :

$$\begin{aligned} W &= sW_1 + cW_2 & W' &= -cW_1 + sW_2 \\ B &= s'B_1 + c'B_2 & B' &= -c'B_1 + s'B_2 \end{aligned} \quad (5.45)$$

où les angles de mélange sont donnés par

$$\begin{aligned}
s &= \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} & c &= \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \\
s' &= \frac{g'_2}{\sqrt{g'^2_1 + g'^2_2}} & c' &= \frac{g'_1}{\sqrt{g'^2_1 + g'^2_2}}
\end{aligned} \tag{5.46}$$

Les paramètres θ et θ' d'une part et g et g' d'autre part sont préférés pour les études phénoménologiques :

$$\begin{aligned}
\cot \theta &= c/s & \tan \theta' &= s'/c' \\
g &= g_1 s = g_2 c & g' &= g'_1 s' = g'_2 c'
\end{aligned} \tag{5.47}$$

Les valeurs propres de masse pour W' et B' sont

$$m_{W'}^2 = \frac{f^2}{4}(g_1^2 + g_2^2) \quad m_{B'}^2 = \frac{f^2}{4} \frac{1}{5}(g'^2_1 + g'^2_2) \tag{5.48}$$

W' et B' constituent des nouveaux bosons de jauge lourds d'une masse de l'ordre du TeV/ c^2 , tandis que W et B sont identifiés aux bosons de jauge du Modèle Standard ; ces derniers restent sans masse, pour le moment.

Annulations

Dans le lagrangien \mathcal{L}_Σ , les termes de couplages entre les champs des bosons de jauge et ceux des champs de Higgs sont

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_\Sigma(W) &= \frac{g^2}{4} \left[W_\mu^a W^{b\mu} - \frac{(c^2 - s^2)}{sc} W_\mu^a W'^{b\mu} \right] Tr \left[h^\dagger h \delta^{ab} + 2\phi^\dagger \phi \delta^{ab} + 2\sigma^a \phi^\dagger \sigma^{bT} \phi \right] \\
&- \frac{g^2}{4} \left[W'^a_\mu W'^{a\mu} Tr \left[h^\dagger h + 2\phi^\dagger \phi \right] - \frac{(c^4 + s^4)}{2s^2 c^2} W'^a_\mu W'^{b\mu} Tr \left[2\sigma^a \phi^\dagger \sigma^{bT} \phi \right] \right]
\end{aligned} \tag{5.49}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_\Sigma(B) &= g'^2 \left[B_\mu B^\mu - \frac{(c'^2 - s'^2)}{s'c'} B_\mu B'^\mu \right] Tr \left[\frac{1}{4} h^\dagger h + \phi^\dagger \phi \right] \\
&- g'^2 \left[B'^\mu_\mu B'^\mu Tr \left[\frac{1}{4} h^\dagger h \right] - \frac{(c'^2 - s'^2)^2}{4s'^2 c'^2} B'^\mu_\mu B'^\mu Tr \left[\phi^\dagger \phi \right] \right]
\end{aligned} \tag{5.50}$$

Il est visible tout de suite que les couplages entre $W'^a_\mu W'^{a\mu}$ et $\phi^\dagger \phi$ d'une part et entre $B'^\mu_\mu B'^\mu$ et $\phi^\dagger \phi$ d'autre part s'annulent exactement avec les couplages similaires impliquant $W_\mu^a W^{a\mu}$ et $B_\mu B^\mu$, termes responsables des divergences quadratiques dans le calcul de la masse du Higgs (dans les boucles au premier ordre).

5.2.3 Brisure de la symétrie électrofaible

La brisure de la symétrie électrofaible (groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$) se fait par les champs de Higgs, h et ϕ prenant une valeur du vide respectivement de v et v' :

$$h = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & h^0 = v \end{pmatrix} \quad (5.51)$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \phi^0 = v' \end{pmatrix} \quad (5.52)$$

Cela entraîne l'apparition dans le lagrangien d'un potentiel dit de Coleman-Weinberg, suite à des corrections radiatives du premier ordre ou d'ordres supérieurs :

$$V_{CW} = \lambda_{\phi^2} f^2 Tr(\phi^\dagger \phi) + i\lambda_{h\phi h} f (h\phi^\dagger h^T - h^* \phi h^\dagger) - \mu^2 h h^\dagger + \lambda_{h^4} (h h^\dagger)^2 \quad (5.53)$$

Les bosons de Goldstone acquièrent finalement une masse suite à la brisure de la symétrie électrofaible ; c'est pourquoi ils sont dénommés *pseudo-bosons de Goldstone*.

Bosons de jauge

Il résulte donc de la brisure de symétrie des états propres modifiés pour les champs des bosons de jauge légers du Modèle Standard, avec l'indice L (Light en anglais), et des bosons de jauge lourds du Modèle du Petit Higgs, avec l'indice H (Heavy en anglais) :

$$W_L = W + \frac{v^2}{2f^2} sc(c^2 - s^2)W' \quad (5.54)$$

$$W_H = W' + \frac{v^2}{2f^2} sc(c^2 - s^2)W \quad (5.55)$$

$$A_L = s_W W^3 + c_W B \quad (5.56)$$

$$Z_L = c_W W^3 - s_W B + x_Z^{W'} \frac{v^2}{f^2} W'^3 + x_Z^{B'} \frac{v^2}{f^2} B' \quad (5.57)$$

$$A_H = B' + x_H \frac{v^2}{f^2} W'^3 - x_Z^{B'} \frac{v^2}{f^2} (c_W W^3 - s_W B) \quad (5.58)$$

$$Z_H = W'^3 - x_H \frac{v^2}{f^2} B' - x_Z^{W'} \frac{v^2}{f^2} (c_W W^3 - s_W B) \quad (5.59)$$

avec $x_Z^{W'}$, $x_Z^{B'}$ et x_H sont des constantes dépendant de g , g' , s , c , s' et c' ,

$$x_Z^{W'} = -\frac{1}{2c_W} sc(c^2 - s^2) \quad x_Z^{B'} = -\frac{5}{2s_W} s'c'(c'^2 - s'^2) \quad (5.60)$$

$$x_H = \frac{5}{2} gg' \frac{scs'c'(c^2 s'^2 + s^2 c'^2)}{5g^2 s'^2 c'^2 - g'^2 s^2 c^2} \quad (5.61)$$

et comme d'habitude les angles de mélange s_W et c_W sont définis comme :

$$s_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (5.62)$$

$$c_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (5.63)$$

Les masses de ces états propres, qui correspondent finalement aux champs physiques observables, sont :

$$M_{W_L^\pm}^2 = m_W^2 \left[1 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1}{6} + \frac{1}{4}(c^2 - s^2)^2 \right) + 4 \frac{v'^2}{v^2} \right] \quad (5.64)$$

$$M_{W_H^\pm}^2 = m_W^2 \left(\frac{f^2}{s^2 c^2 v^2} - 1 \right) \quad (5.65)$$

$$M_{A_L}^2 = 0 \quad (5.66)$$

$$M_{Z_L}^2 = m_Z^2 \left[1 - \frac{v^2}{f^2} \left(\frac{1}{6} + \frac{1}{4}(c^2 - s^2)^2 + \frac{5}{4}(c'^2 - s'^2)^2 \right) + 8 \frac{v'^2}{v^2} \right] \quad (5.67)$$

$$M_{A_H}^2 = m_Z^2 s_W^2 \left(\frac{f^2}{5s'^2 c'^2 v^2} - 1 + \frac{x_H c_W^2}{4s^2 c^2 s_W^2} \right) \quad (5.68)$$

$$M_{Z_H}^2 = m_W^2 \left(\frac{f^2}{s^2 c^2 v^2} - 1 + \frac{x_H s_W^2}{s'^2 c'^2 c_W^2} \right) \simeq M_{W_H^\pm}^2 \quad (5.69)$$

avec m_W la masse du W dans le Modèle Standard et $m_Z = gv/(2c_W)$.

Il se trouve que W_H et Z_H peuvent être considérés comme étant dégénérés en masse, en première approximation, car le terme supplémentaire les différenciant est petit devant les autres termes.

Champs de Higgs

De même les champs de Higgs peuvent être écrits en termes d'états propres de masse, correspondant à des particules massives observables :

- un scalaire neutre H de masse $M_H \simeq (\lambda_{h^2} \lambda_{h\phi h}^2 / \lambda_{\phi^2}) v^2 = 2\mu^2$. Il est important de noter que ce champ correspond au boson de Higgs postulé par le Modèle Standard, et que sa masse n'est que très légèrement modifiée.
- un triplet $\Phi = (\Phi^0, \Phi^+, \Phi^{++})$, dont les états sont dégénéré en masse à l'ordre zéro : $M_\Phi \simeq \lambda_{\phi^2} f^2 \sim TeV/c^2$
- un pseudo-scalaire neutre Φ^P
- deux bosons de Goldstone G^+ et G^0 , absorbés par les bosons légers W et Z (c'est par ce mécanisme qu'ils acquièrent une masse)

5.2.4 Couplage aux fermions

Le dernier problème important à régler est la divergence quadratique de la boucle du quark top. Elle est annulée en introduisant dans le modèle une paire de nouveaux quarks tops \tilde{t} et \tilde{t}^c [37].

Le lagrangien, sur les états propres de masse t_L, t_R^c, T_L et T_R^c définis à partir de \tilde{t} et \tilde{t}^c et correspondant au quark top du Modèle Standard et à un nouveau quark top lourd, est donné par

$$\mathcal{L}_f = -M_t t_L t_R^c - M_T T_L T_R^c \quad (5.70)$$

avec les masses

$$M_t = \frac{i\lambda_1\lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}}v \left(1 + \frac{v^2}{f^2} \left[-\frac{1}{3} + \frac{fv'}{v^2} + \frac{1}{2} \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \left(1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \right) \right] \right) \quad (5.71)$$

$$M_T = -f\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} [1 + \mathcal{O}(v^2/f^2)] \quad (5.72)$$

La masse du quark top t étant connue, il est possible de borner λ_1 et λ_2 :

$$\frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{1}{\lambda_2^2} \approx \left(\frac{M_t}{v} \right)^2 \quad (5.73)$$

$$\Rightarrow \quad \lambda_1 \geq \frac{M_t}{v} \quad \lambda_2 \geq \frac{M_t}{v} \quad \text{ou} \quad \lambda_1\lambda_2 \geq 2 \left(\frac{M_t}{v} \right)^2 \quad (5.74)$$

L'hypercharge des fermions, $Y = Y_1 + Y_2$, est paramétrée par y_e et y_u pour être invariante sous $U(1)_Y$. Ces deux paramètres sont indéterminés, mais le cas particulier $Y_1 = xY$, $Y_2 = (1-x)Y$ est souvent postulé, conduisant aux valeurs $y_e = \frac{3}{5}$ et $y_u = -\frac{2}{5}$.

5.3 Mesures de précision et contraintes

Les paramètres du Modèle du Petit Higgs sont libres, mais ils sont contraints par l'absence de déviations au Modèle Standard, dans le cadre de mesures de précision effectuées par le passé auprès du LEP ou bien encore actuellement au TeVatron. Même si les nouvelles particules prédites par le Modèle ne sont pas encore découvertes, ces paramètres interviennent dans les calculs d'autres paramètres connus, comme par exemple la masse des bosons W et Z (voir Equations 5.64 et 5.67).

Des mesures de précision dans LEP2 telles que les sections efficaces de $e\bar{e} \rightarrow f\bar{f}$, la violation de parité atomique, ou la diffusion du neutrino sur les nucléons, permettent d'obtenir des limites sur f en fonction de c et s . La Figure 5.8 représente des contraintes sur f et c , à partir de mesures de précision dans le domaine électrofaible sur les paramètres ϵ_i exprimés dans le Modèle du Petit Higgs.

D'autres contraintes similaires peuvent être trouvées dans les références [37] et [43].

Une valeur de f de quelques TeV, qui permettrait d'avoir de nouvelles particules à la portée du LHC (voir Figures section suivante), n'est pas exclue si c' est suffisamment grande.

5.4 Phénoménologie du Modèle du Petit Higgs

Cette section donne les propriétés des nouvelles particules prédites par le modèle [37].

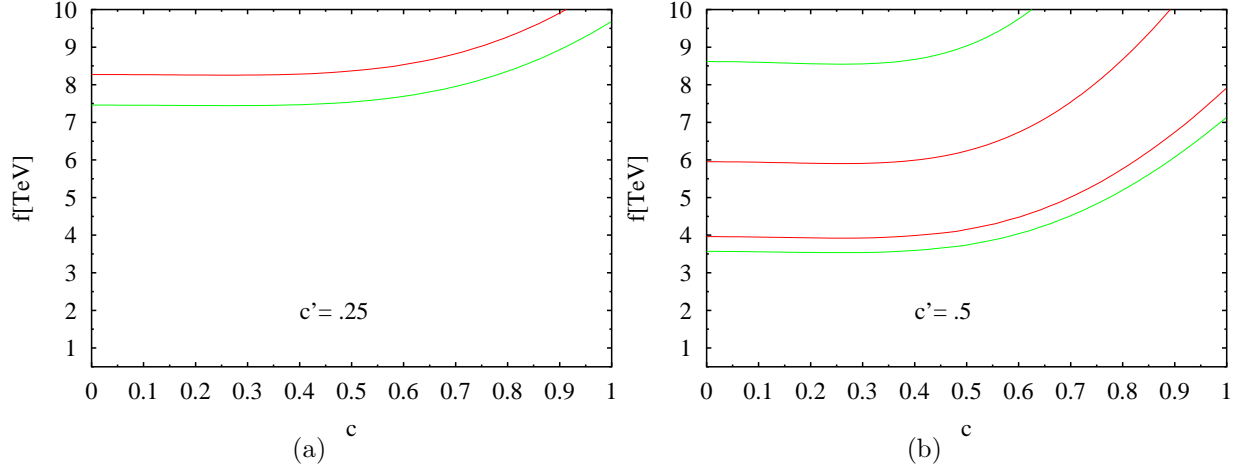


FIG. 5.8 – Régions autorisées dans le plan f - c pour $c' = 0.25$ (a) et $c' = 0.5$ (b) à 90% de niveau de confiance (rouge, courbe du haut à gauche et courbes intérieures à droite) et à 50% de niveau de confiance (vert) [41] [42]. Sur la figure (a) la région autorisée est située au-dessus de la courbe, tandis que sur la figure (b) la région autorisée est située dans une bande entre les 2 courbes

5.4.1 Bosons de Higgs

Le secteur du Higgs est la partie la moins bien déterminée du modèle. Si le boson de Higgs est découvert, il sera difficile de déterminer s'il entre dans le cadre du modèle du Petit Higgs ou d'un autre modèle, en raison de la très faible déviation de sa masse par rapport à celle prédite par le mécanisme de Higgs du Modèle Standard.

Triplet de Higgs lourds

Les Higgs lourds Φ^0 , Φ^+ et Φ^{++} sont membres d'un même triplet et sont dégénérés en masse. Tous trois ont la limite inférieure

$$M_\Phi \gtrsim \frac{\sqrt{2}M_H}{v} f \quad (5.75)$$

Cette limite est reportée sur la Figure 5.9.

Le Higgs doublement chargé Φ^{++} pourrait fournir une bonne signature, à condition toutefois que sa masse soit dans le domaine d'énergie du LHC et que ses couplages ne soient pas trop petits, en particulier celui de $\Phi^{++} \rightarrow W^+W^+$.

5.4.2 Quark Top lourd

Masse

La masse du quark top lourd T possède la contrainte suivante (voir Figure 5.9) :

$$M_T \approx \frac{v}{M_t} \lambda_1 \lambda_2 f \gtrsim \frac{2M_t}{v} f \quad (5.76)$$

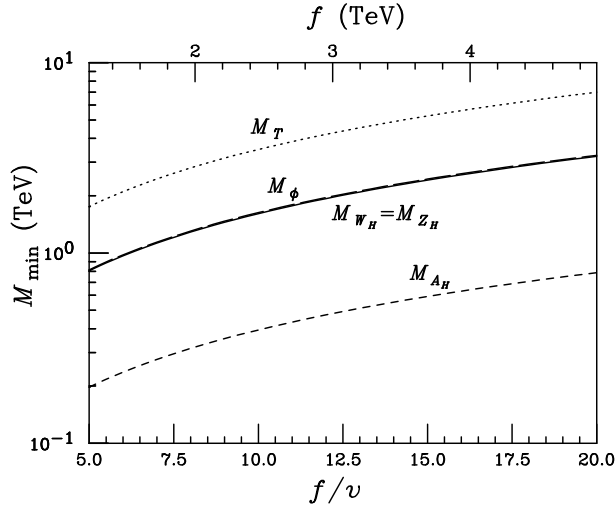


FIG. 5.9 – Limite sur les masses des nouvelles particules, en fonction de f ou du rapport f/v [37]

et est de l'ordre de quelques TeV/c^2 .

Production

T est produit soit par paire $T\bar{T}$ d'une fusion de quark-antiquark ou de gluons : $q\bar{q}, gg \rightarrow T\bar{T}$, soit accompagné d'un quark par échange de W dans une boucle avec quark top ou par fusion Wb : $qb \rightarrow q'T$. La section efficace est reportée sur la Figure 5.10.

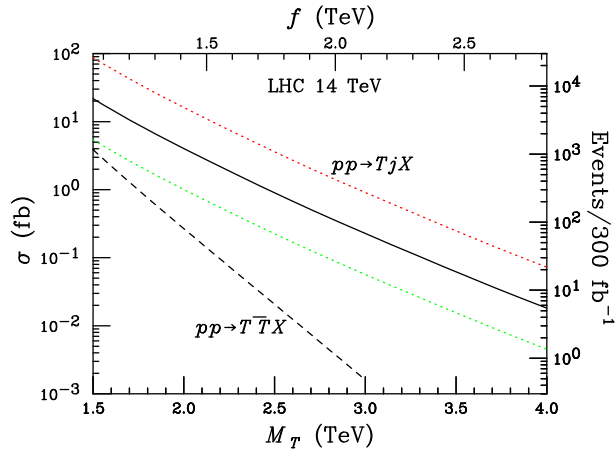


FIG. 5.10 – Section efficace de production du quark top lourd T , en fonction de sa masse. Concernant la production $T + \text{jet}$, la courbe pleine est pour $\lambda_1 = \lambda_2$, et les courbes en pointillés pour $\lambda_1/\lambda_2 = 2$ et $\lambda_1/\lambda_2 = 1/2$. La dépendance en f est indiquée pour $\lambda_1 = \lambda_2$ [37]

Désintégrations

Les largeurs partielles de désintégration de T sont :

$$\Gamma(T \rightarrow tH) = \Gamma(T \rightarrow tZ) = \frac{1}{2}\Gamma(T \rightarrow bW) = \frac{\kappa^2}{32\pi}M_T \quad (5.77)$$

avec le couplage κ défini comme :

$$\kappa = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2} \quad (5.78)$$

Observer cette particule est intéressant pour déterminer l'échelle de masse f , car $f^{max} = vM_T/(2M_t)$ (voir Equation 5.76).

5.4.3 Bosons Z_H , W_H et A_H

Masses

Les bosons de jauge lourds Z_H , W_H et A_H ont les limites suivantes sur leur masse (voir Figure 5.9) :

$$M_{Z_H}^2 \approx M_{W_H}^2 \gtrsim M_W^2 \frac{4f^2}{v^2} \quad (5.79)$$

$$M_{A_H}^2 \gtrsim M_W^2 \tan^2 \theta_W \frac{4f^2}{5v^2} \quad (5.80)$$

Z_H et W_H sont dégénérés en masse, et en pratique la différence de masse entre eux est suffisamment négligeable pour travailler avec l'approximation $M_{Z_H} = M_{W_H}$. Cette masse est de l'ordre de 1 TeV/c². Elle est limitée par l'expression simplifiée suivante :

$$M_{Z_H/W_H} < 6 \text{ TeV}/c^2 \cdot \left(\frac{M_H}{200 \text{ GeV}/c^2} \right)^2 \quad (5.81)$$

soit

$$\begin{cases} M_{Z_H/W_H} < 2 \text{ TeV}/c^2 & \text{si } M_H = 120 \text{ GeV}/c^2 \\ M_{Z_H/W_H} < 6 \text{ TeV}/c^2 & \text{si } M_H = 200 \text{ GeV}/c^2 \end{cases} \quad (5.82)$$

Largeurs partielles de Z_H et W_H

La largeur partielle de désintégration en fermions des bosons de jauge lourds Z_H et W_H , nommés génériquement V_H est donnée par :

$$\Gamma(V_H \rightarrow f\bar{f}') = \frac{C}{12\pi}(g_V^2 + g_A^2)M_{V_H} \quad (5.83)$$

avec C le facteur de couleur (3 pour les quarks et 1 pour les leptons,) et g_V et g_A les couplages vecteur et axial-vecteur, définis par :

$$g_V = -g_A = \begin{cases} \frac{g}{2} \cot \theta T_3 & \text{pour } Z_H \\ \frac{g}{2\sqrt{2}} \cot \theta & \text{pour } W_H \end{cases} \quad (5.84)$$

Il ressort de ces formules que les largeurs partielles concernant W_H sont exactement 2 fois plus grandes que celles concernant Z_H .

La largeur partielle de désintégration en bosons de jauge du Modèle Standard est donnée par :

$$\Gamma(V_H \rightarrow VH) = \frac{g^2 \cot^2 2\theta}{192\pi} M_{V_H} \quad (5.85)$$

Production et désintégrations de Z_H et W_H

De ces largeurs partielles peuvent être déduits la section efficace de production et les rapports d'embranchement.

- pour Z_H , la section efficace de production au LHC est indiquée en fonction de sa masse sur la Figure 5.11 pour $\cot \theta = 1$, tandis que les rapports d'embranchement sont représentés sur la Figure 5.12 en fonction de $\cot \theta$. Il faut noter que d'une part la section efficace décroît très rapidement avec la masse, et que d'autre part le mode $Z_H \rightarrow Z H$ est très défavorisé dans une région autour de $\cot \theta = 1$
- pour W_H , la section efficace s'obtient en multipliant celle de Z_H par un simple facteur 2; quant aux rapports d'embranchement, seuls diffèrent ceux concernant les leptons du fait du nombre de canaux de désintégration plus grand pour Z_H ($BR(Z_H \rightarrow ll) = BR(Z_H \rightarrow \nu\nu) = 1/2 BR(W_H \rightarrow l\nu)$)
- il faut noter ainsi que $BR(Z_H \rightarrow Z H) = BR(W_H \rightarrow W H)$

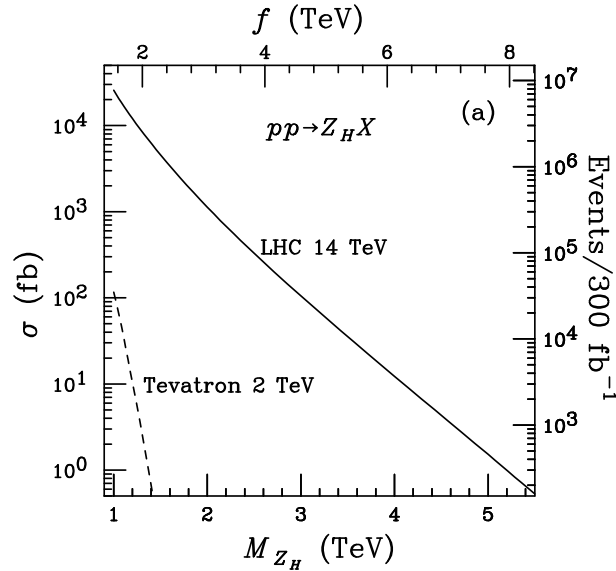


FIG. 5.11 – Section efficace de production du boson de jauge lourd Z_H , en fonction de sa masse et de f , pour $\cot \theta = 1$ (σ est proportionnelle à $\cot^2 \theta$) [37]

Désintégrations caractéristiques

Les modes de désintégration $Z_H \rightarrow Z H$ et $W_H \rightarrow W H$ sont particulièrement importants à observer, car étant *caractéristiques* du Modèle du Petit Higgs ils permettent

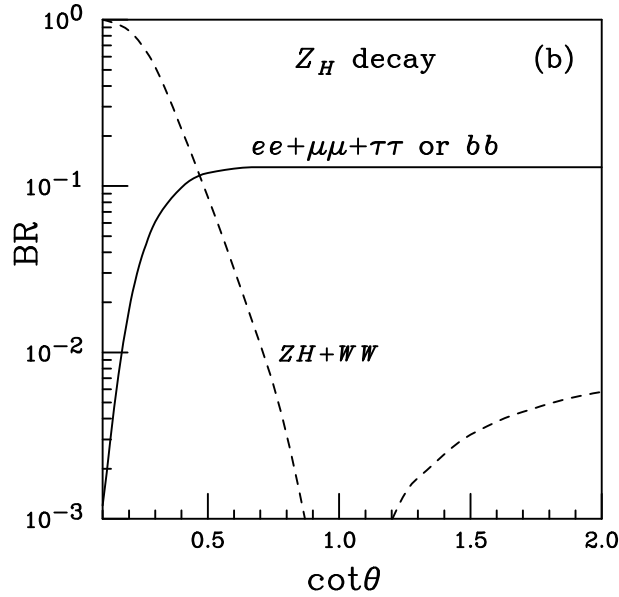


FIG. 5.12 – *Rapports d'embranchement du boson de jauge lourd Z_H en fonction de $\cot\theta$, avec notamment $BR(Z_H \rightarrow Z H)$ en pointillés [37]*

de distinguer ce modèle des autres modèles prévoyant aussi un Z' et W' pouvant se désintégrer leptoniquement (cette désintégration leptonique étant le canal de découverte privilégié, voir Chapitre 8). Ils font l'objet des études de physique des Chapitres 6 et 7.

La dépendance en $\cot\theta$ de la section efficace de production de Z_H (resp. W_H) multipliée par le rapport d'embranchement de $Z_H \rightarrow Z H$ (resp. $W_H \rightarrow W H$) est tracée sur la Figure 5.13. Cela montre clairement que le cas le plus favorable est lorsque $\cot\theta \approx 0.3$, et le plus défavorable lorsque $\cot\theta$ est autour de la valeur 1 qui annule le rapport d'embranchement. Pour les études des Chapitres 6 et 7, la valeur $\cot\theta = 0.5$ est choisie pour ne pas être trop optimiste ni trop pessimiste.

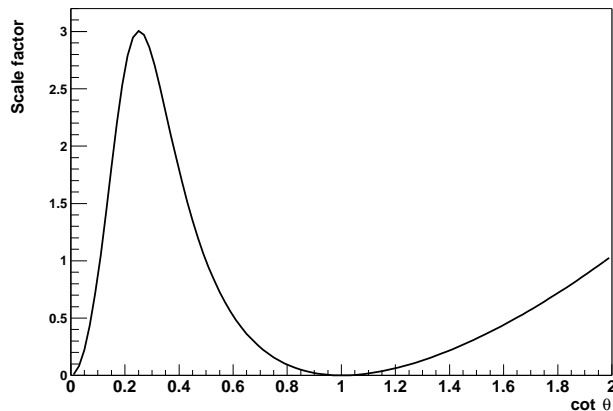


FIG. 5.13 – *Dépendance en $\cot\theta$ de $\sigma.BR(Z_H/W_H \rightarrow Z/W + H)$ [44]*

Pour $\cot \theta = 0.5$, le rapport d'embranchement est :

$$BR(Z_H \rightarrow Z H) = BR(W_H \rightarrow W H) = 4.48\% \quad (5.86)$$

et la section efficace est indiquée pour différentes masses dans le Tableau 5.1.

masse (GeV/c^2)	σ_{Z_H} (fb)	σ_{W_H} (fb)
850	9500	19000
1000	4750	9500
1250	2375	4750
1500	950	1900
1750	475	950
2000	238	475

TAB. 5.1 – Section efficace de production de Z_H et W_H , pour $\cot \theta = 0.5$

Pour opérer le choix des états finals satisfaisant la double condition d'avoir une section efficace suffisante et une bonne signature, les courbes représentées sur les Figures 5.14 pour Z_H et 5.15 pour W_H sont utiles. Elles indiquent, pour $M_{Z_H/W_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et en fonction de la masse du boson de Higgs, la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement des différents états finals. Ces états ont été choisis pour leur signature, ayant au moins 2 leptons, 2 quarks b ou 2 photons.

Pour étudier ces désintégrations caractéristiques $Z_H \rightarrow Z H$ et $W_H \rightarrow W H$, les canaux suivants ont été choisis (une partie de l'étude a été réalisée par le groupe de Valence, et sera brièvement résumée) :

- pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ (voir Chapitre 6) :

$$\begin{aligned}
& \left. \begin{array}{l} 1) \ Z_H \rightarrow Z H \rightarrow q\bar{q} \gamma\gamma \\ 2) \ W_H \rightarrow W H \rightarrow qq' \gamma\gamma \end{array} \right\} \rightarrow \text{cette thèse} \\
& \left. \begin{array}{l} 3) \ Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- b\bar{b} \\ 4) \ W_H^\pm \rightarrow W^\pm H \rightarrow l^\pm \nu b\bar{b} \end{array} \right\} \rightarrow \text{Valence}
\end{aligned} \quad (5.87)$$

- pour $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$ (voir Chapitre 7) :

$$\begin{aligned}
& \left. \begin{array}{l} 1) \ Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- ZZ \rightarrow l^+l^- q\bar{q}l^+l^- \\ 2) \ Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- WW \rightarrow l^+l^- qq'l\nu \\ 3) \ W_H \rightarrow W H \rightarrow l\nu ZZ \rightarrow l\nu q\bar{q}l^+l^- \end{array} \right\} \rightarrow \text{cette thèse} \\
& \left. \begin{array}{l} 4) \ Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- W^+W^- \rightarrow l^+l^- l^+\nu l^-\nu \\ 5) \ W_H \rightarrow W H \rightarrow l\nu W^+W^- \rightarrow l\nu l^+\nu l^-\nu \\ 6) \ Z_H \rightarrow Z H \rightarrow q\bar{q} ZZ \rightarrow q\bar{q} l^+l^-l^+l^- \\ 7) \ W_H \rightarrow W H \rightarrow qq' ZZ \rightarrow q\bar{q} l^+l^-l^+l^- \end{array} \right\} \rightarrow \text{Valence}
\end{aligned} \quad (5.88)$$

FIG. 5.14 – Section efficace multipliée par rapport d'embranchement des états finals provenant de $Z_H \rightarrow Z H$, pour $M_{Z_H/W_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $\cot \theta = 0.5$

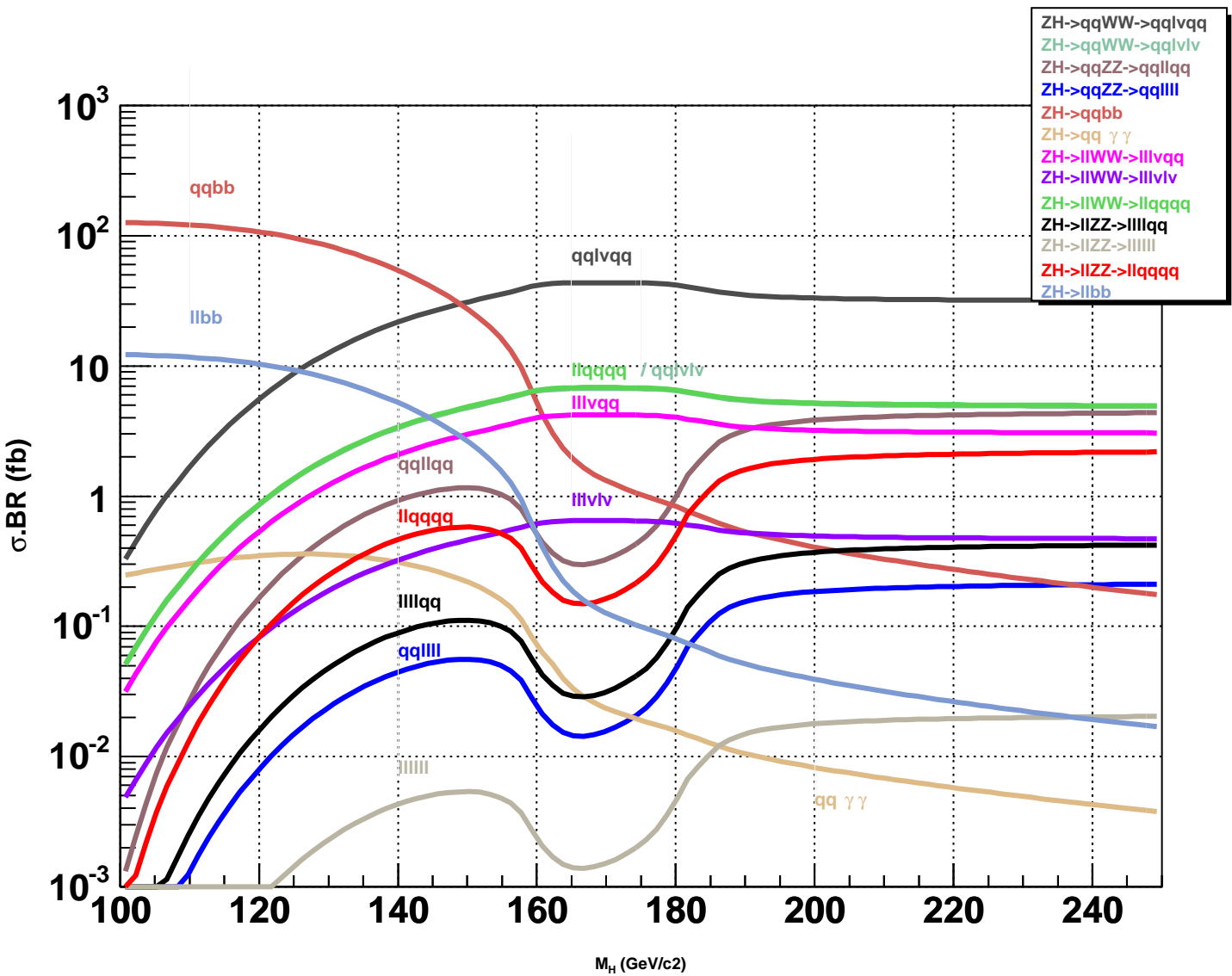
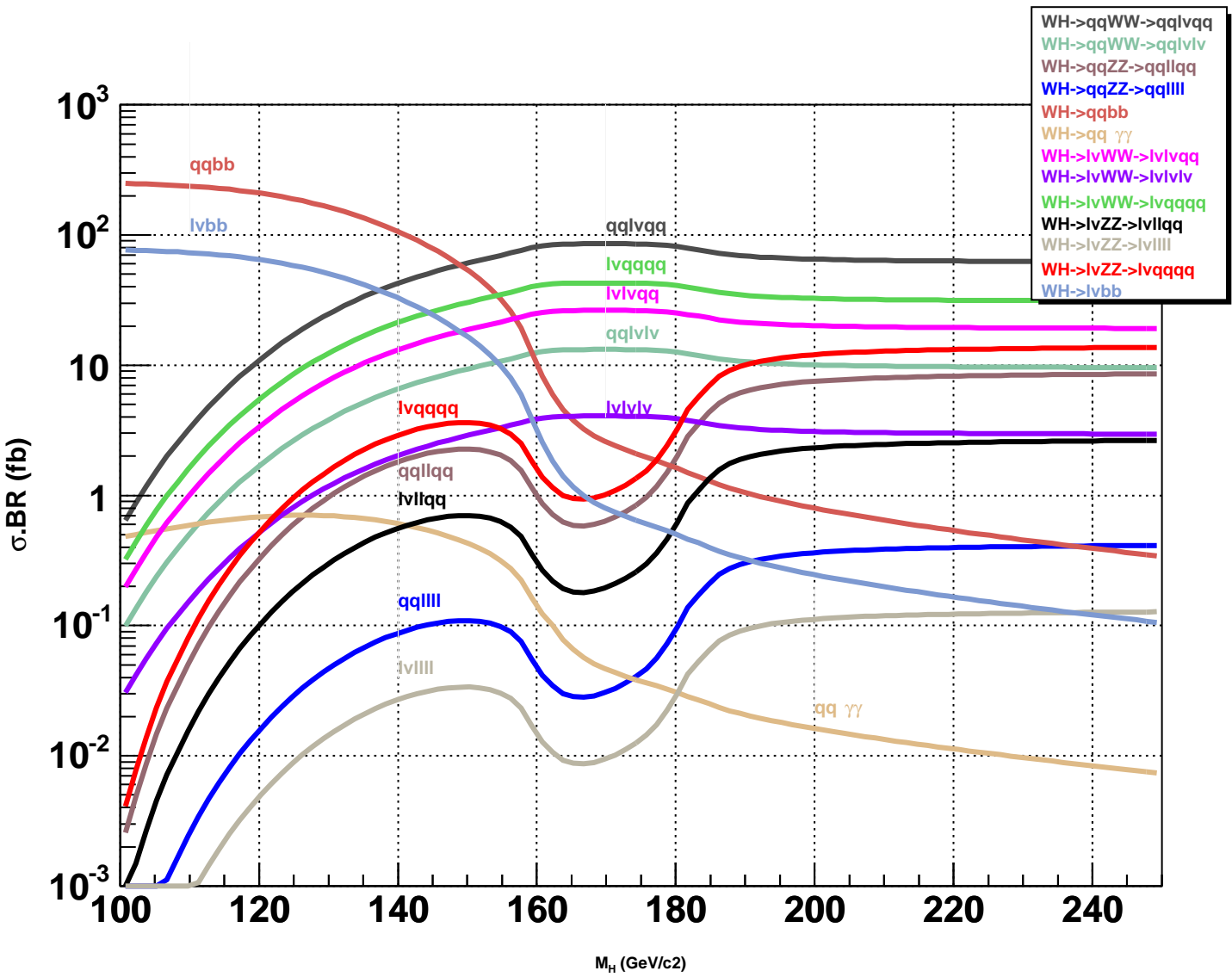


FIG. 5.15 – Section efficace multipliée par rapport d'embranchement des états finals provenant de $W_H \rightarrow W H$, pour $M_{Z_H}/M_H = 1$ TeV/c² et $\cot \theta = 0.5$



Le boson de jauge A_H

Le boson de jauge A_H du groupe $U(1)$ (A_H est un photon “lourd”) est plus modèle-dépendant que Z_H et W_H . La largeur partielle $\Gamma(A_H \rightarrow ZH)$ est donnée par la formule 5.83 en faisant les changements $g \rightarrow g'$ et $\theta \rightarrow \theta'$, mais celle de la désintégration fermionique doit prendre en compte les charges électriques des fermions, propres au groupe de jauge $U(1)$, qui dépendent des hypercharges y_e et y_u de l'électron et du quark u .

Les Figures 5.16(a) et 5.16(b) représentent d'une part la section efficace de production de A_H en fonction de sa masse lorsque $\tan \theta' = 1$ et le cas le plus simple où $y_e = 3/5$ et $y_u = -2/5$, et d'autre part les rapports d'embranchement en fonction de $\tan \theta'$, avec $M_{A_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$ et $y_e = y_u$.

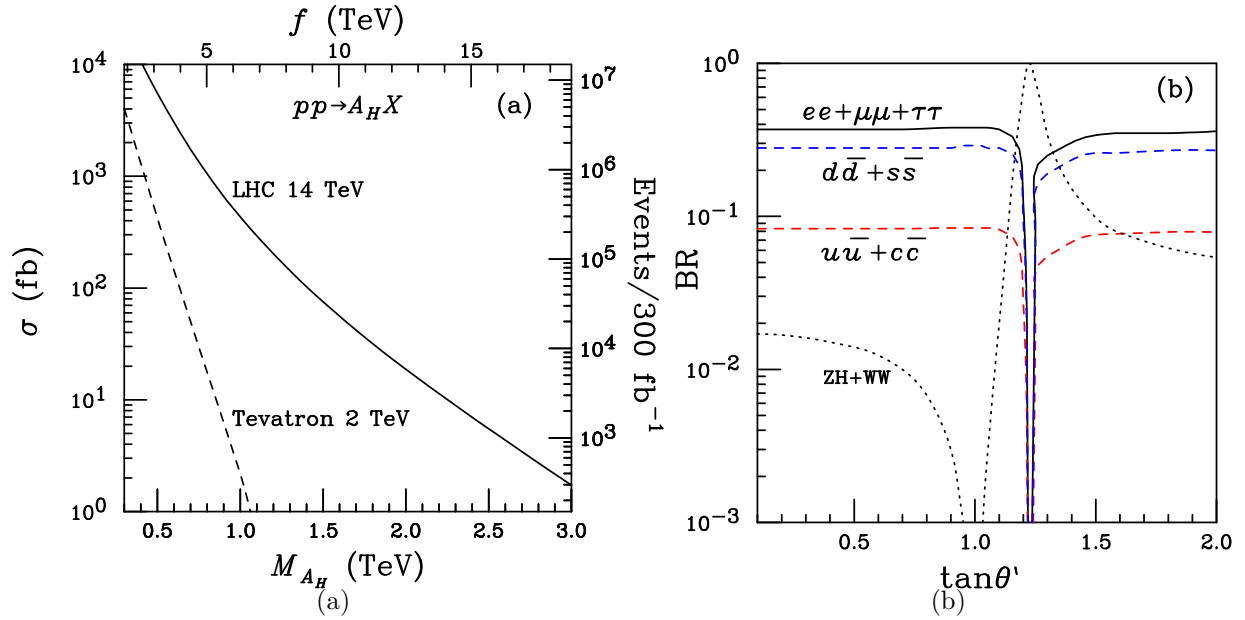


FIG. 5.16 – (a) Section efficace de production du boson de jauge lourd A_H , en fonction de sa masse et de f , pour $\tan \theta' = 1$ [37] (b) Rapports d'embranchement du boson de jauge lourd A_H en fonction de $\tan \theta'$, pour $y_e = 3/5$ et $y_u = -2/5$ [37]

Il est donc difficile de prédire des résultats pour A_H à cause du nombre de paramètres libres.

5.5 Simulation dans Pythia

Pythia[45] est un logiciel de simulation Monte-Carlo utilisé couramment en physique des particules.

Pythia simule les collisions entre particules élémentaires telles qu'elles se réalisent (ou réaliseront) dans les collisionneurs : e^-e^+ , ep , $p\bar{p}$, pp , ... Il est capable de décrire les interactions élastiques ou inélastiques, les distributions de partons, les gerbes de partons

de leur état initial à leur état final, les interactions multiples, les fragmentations, les désintégrations autorisées, et cela dans le cadre du Modèle Standard (en prenant comme entrées les mesures et calculs les plus à jour) mais aussi dans le cadre de nouvelle physique : des particules hypothétiques comme des bosons de jauge Z' et W' , une nouvelle génération de fermions, ou des particules supersymétriques, sont déjà incluses dans la simulation.

Pythia est écrit en Fortran 77 depuis ses débuts en 1978, mais est en cours de réécriture en C++, langage orienté objet. Il est paramétrable par l'utilisateur, qui peut ainsi choisir exactement le type de collision qu'il désire et sélectionner le ou les processus qu'il souhaite étudier. Pythia est interfacé à Athena, et lui fournit une configuration de particules issues de la collision et des processus de désintégration choisis. Plus précisément, ces particules passent dans Geant, qui simule leur interaction avec ATLAS, et fournit à son tour les informations nécessaires aux algorithmes de reconstruction d'Athena pour en déduire l'événement et l'étudier.

Le Modèle du Petit Higgs n'est pas prévu par Pythia, ce qui revient à dire que Z_H , W_H et A_H , T , Φ^0 , Φ^+ et Φ^{++} ne sont pas connus. Mais il est possible de remédier à ce manque en introduisant dans la version de Pythia d'Athena une fonction redéfinissant les propriétés (masse, section efficace, largeurs partielles, ...) des bosons de jauge Z' et W' , d'un élément de la nouvelle génération de fermions, et des bosons de Higgs supersymétriques.

Chapitre 6

Etude des canaux $Z_H \rightarrow ZH$ et $W_H \rightarrow WH$ avec $H(120 \text{ GeV}/c^2)$

L'étude de physique présentée dans ce chapitre porte sur les canaux caractéristiques du Modèle du Petit Higgs $Z_H \rightarrow ZH$ et $W_H \rightarrow WH$, en prenant pour hypothèse que le boson de Higgs est découvert et qu'il a une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ (voir Figure 5.5). A cette masse, le Higgs présente la particularité de pouvoir se désintégrer en deux photons, fournissant une signature très claire malgré le désavantage d'un rapport d'embranchement très faible. C'est ce mode qui est choisi. Quant aux bosons Z_H et W_H , ils sont supposés être découverts par l'intermédiaire d'autres modes de désintégration (voir Chapitre 8) et leur masse connue. L'analyse qui suit a été faite en simulation rapide ¹. Une étude en reconstruction complète est également présentée dans l'Annexe C.

6.1 Signal et bruit de fond

Signal

L'état final des désintégrations est choisi comme suit :

$$Z_H \rightarrow Z(jets)H(\gamma\gamma) \tag{6.1}$$

$$W_H \rightarrow W(jets)H(\gamma\gamma) \tag{6.2}$$

Du fait de leur dégénérescence en masse, le signal dû à Z_H et celui dû à W_H sont indiscernables. La distinction ne peut pas non plus être faite en reconstruisant le Z et le W , qui eux ont une masse bien différente, respectivement 91.2 et $80.4 \text{ GeV}/c^2$; en effet, la reconstruction ne peut pas être assez précise car le Z et W ont une telle impulsion transverse que les quarks issus de leur désintégration sont en pratique souvent détectés en un seul jet au lieu de deux.

Pour chaque signal, 10000 événements sont simulés dans Pythia pour chacune des masses suivantes : $850, 1000, 1250, 1500, 1750$ et $2000 \text{ GeV}/c^2$.

¹en utilisant la version 6.0.3 d'Athena offline

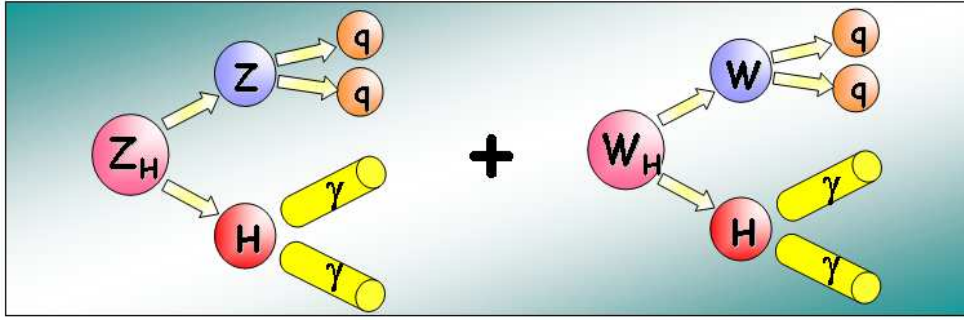


FIG. 6.1 – *Topologie du SIGNAL*

Le rapport d'embranchement de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ est de 0.22%. Cette information combinée avec les données du Tableau 5.1 permettent d'obtenir les sections efficaces des deux signaux pour chacune des masses étudiées, avec l'hypothèse $\cot \theta = 0.5$; elles sont regroupées dans le Tableau 6.1.

M_{Z_H/W_H} (GeV/ c^2)	$\sigma \cdot \text{BR}(Z_H \rightarrow ZH \rightarrow qq\gamma\gamma)$ (fb)	$\sigma \cdot \text{BR}(W_H \rightarrow WH \rightarrow qq\gamma\gamma)$ (fb)
850	0.6983	1.3688
1000	0.3491	0.6844
1250	0.1746	0.3422
1500	0.0698	0.1369
1750	0.0349	0.0684
2000	0.0175	0.0342

TAB. 6.1 – *Section efficace des deux signaux, en fonction de M_{Z_H/W_H} , pour $\cot \theta = 0.5$*

Bruits de fond

Les bruits de fond considérés sont :

- Higgs inclusif : il s'agit de tous les modes usuels produisant au LHC un Higgs, ce dernier se désintégrant en deux photons. Ils ont été produits dans Pythia de façon standard, avec cependant la contrainte d'avoir un Higgs avec une impulsion transverse supérieure à 200 GeV/c de façon à obtenir une statistique suffisante d'événements similaires au signal. Les sections efficaces de ces processus avec la condition $p_T(H) > 200$ GeV/c sont indiquées dans la Table 6.2.
- $\gamma\gamma$ inclusif : là encore cette appellation désigne tous les modes produisant au LHC une paire de photons, à l'exception des modes du Higgs inclusif. Pythia ne donnant pas d'assez bon résultats pour la production directe de photons à grande impulsion transverse, le générateur Monte-Carlo DIPHOX [46] lui a été préféré. La Figure 6.2 montre la distribution des paires de photons simulées en fonction de leur impulsion transverse. Une statistique très importante (30 millions d'événements générés) est

	Section efficace (fb)
$f\bar{f} \rightarrow Z^0 H$	0.077
$f_i\bar{f}_j \rightarrow W^\pm H$	0.138
$q\bar{q} \rightarrow gH$	0.010
$qg \rightarrow qH$	0.422
$gg \rightarrow gH$	0.488
$gg \rightarrow Q\bar{Q}H$	0.110
$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}H$	0.079
$f_i\bar{f}_j \rightarrow f_i\bar{f}_j H$	0.194
$f_i\bar{f}_j \rightarrow f_k\bar{f}_l H$	0.404
total	1.922

TAB. 6.2 – Sections efficaces des modes produisant un Higgs, avec $p_T(H) > 200 \text{ GeV}/c$

indispensable pour obtenir un nombre suffisant d'événements à grande impulsion transverse.

Les photons ont été générés avec les conditions suivantes :

- $|\eta_\gamma| < 2.5$
- 1 photon avec $p_T > 25 \text{ GeV}/c$, l'autre avec $p_T > 40 \text{ GeV}/c$
- $|m(\gamma\gamma) - 120| < 5$ (en GeV/c^2)

Les deux premières sont des coupures standard de détection (voir plus loin), et la dernière permet de ne garder que les événements susceptibles de se rapprocher du signal.

La section efficace de $\gamma\gamma$, étant données les 3 conditions précédentes, est présentée dans la Table 6.3 pour différentes limites sur leur impulsion transverse.

	Section efficace de $\gamma\gamma$ (fb)
$p_T(\gamma\gamma) > 200 \text{ GeV}/c$	4.4175
$p_T(\gamma\gamma) > 300 \text{ GeV}/c$	0.9024
$p_T(\gamma\gamma) > 400 \text{ GeV}/c$	0.2490
$p_T(\gamma\gamma) > 500 \text{ GeV}/c$	0.0844
$p_T(\gamma\gamma) > 550 \text{ GeV}/c$	0.0570
$p_T(\gamma\gamma) > 600 \text{ GeV}/c$	0.0340
$p_T(\gamma\gamma) > 700 \text{ GeV}/c$	0.0125

TAB. 6.3 – Sections efficaces de $\gamma\gamma$ pour différentes limites sur $p_T(\gamma\gamma)$, dans DIPHOX

Un autre bruit de fond a été envisagé, avant d'être finalement écarté car négligeable : $T \rightarrow tH$. Ce bruit de fond provient aussi du Modèle du Petit Higgs, et pourrait interférer avec le signal dans la région de masse reconstruite supérieure à $1500 \text{ GeV}/c^2$. Mais d'après les données suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma(M_T = 1500 \text{ GeV}/c^2) &\simeq 15 \text{ fb} & BR(T \rightarrow tH) &= 25\% \\ \sigma(M_T = 2000 \text{ GeV}/c^2) &\simeq 5 \text{ fb} & BR(H \rightarrow \gamma\gamma) &= 0.22\% \end{aligned}$$

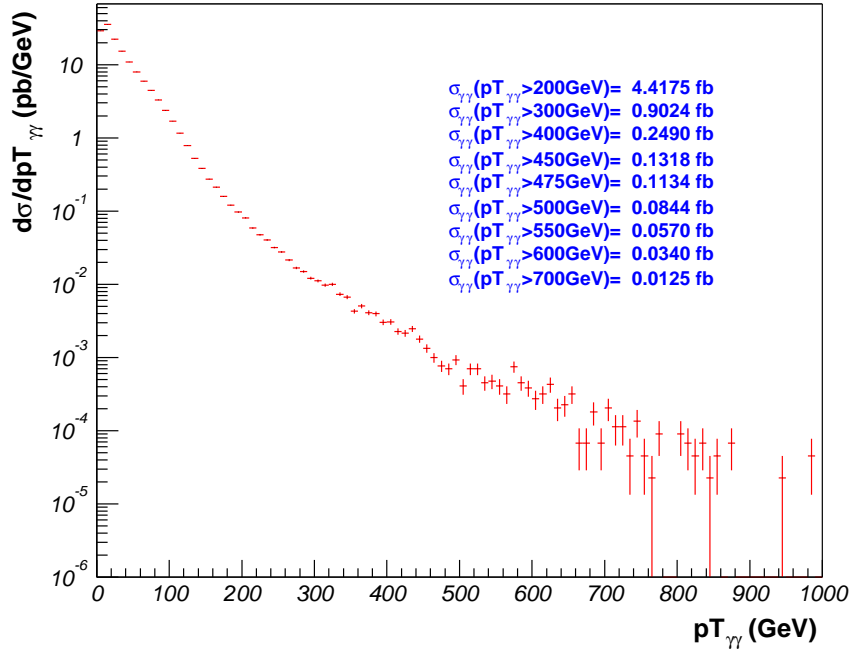


FIG. 6.2 – Section efficace de production de paires $\gamma\gamma$ par unité d'impulsion transverse de $\gamma\gamma$, en fonction de cette impulsion transverse, dans DIPHOX

les sections efficaces sont trop faibles pour gêner le signal étudié (qui est 10 à 20 fois plus important) :

$$\begin{aligned}\sigma BR(M_T = 1500 \text{ GeV}/c^2) &= 0.00825 \text{ fb} \\ \sigma BR(M_T = 2000 \text{ GeV}/c^2) &= 0.00275 \text{ fb}\end{aligned}$$

6.2 Analyse et coupures

Coupures standard

Le mode de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ est un canal prometteur pour la recherche du Higgs. Les études qui s'y rapportent utilisent des coupures standard sur la cinématique des photons [47].

Il est donc cohérent d'utiliser ici les mêmes coupures :

- 1) $|\eta_\gamma| < 2.5$
 - 2) 1 photon avec $p_T > 25 \text{ GeV}/c$, l'autre avec $p_T > 40 \text{ GeV}/c$
- (6.3)

La première coupure correspond en fait à l'acceptance en pseudorapidité du calorimètre électromagnétique, le seul à même de détecter les photons. La seconde permet de ne sélectionner que les événements qui ont une assez grande impulsion transverse, et donc bien distincts des bruits de fond ; elle est utilisée dans le déclenchement de niveau 1. L'impulsion transverse des photons est indiquée en exemple sur la Figure 6.3.

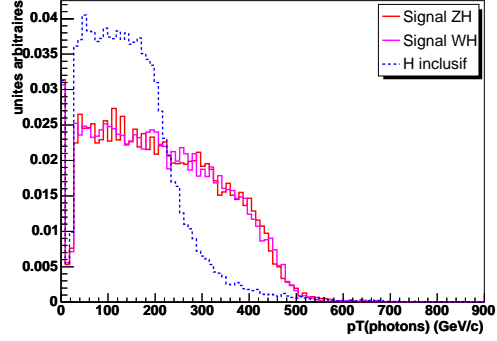


FIG. 6.3 – Impulsion transverse des photons pour les deux signaux et le bruit de fond Higgs inclusif, pour $M_{Z_H/W_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$, après les coupures cinématiques standard (distribution normalisée)

Il faut de plus tenir compte de l'efficacité d'identification des photons dans ATLAS, qui est de 80%, soit un facteur de 64% pour la paire.

Reconstruction du boson de Higgs

Ensuite, la masse invariante des 2 photons est calculée pour chaque événement. Un ajustement gaussien est appliqué sur la distribution $m(\gamma\gamma)$, puis la moyenne $\langle m(\gamma\gamma) \rangle$ et l'écart-type σ en sont extraits. Un exemple d'une telle distribution est présenté sur la Figure 6.4. Elle est centrée sur $120 \text{ GeV}/c^2$ comme attendu, avec une très bonne résolution (écart-type inférieur au GeV).

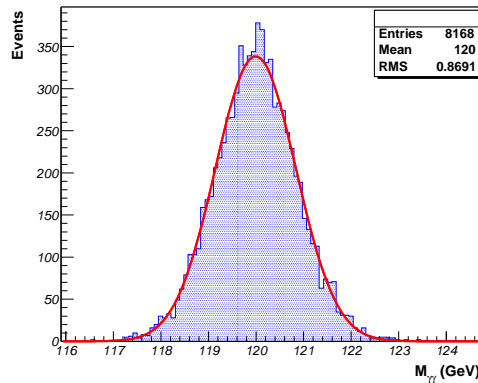


FIG. 6.4 – Exemple de masse invariante de H, pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{Z_H/W_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$, après coupures

L'intérêt de cet ajustement est de pouvoir appliquer ensuite une coupure sur cette masse invariante :

$$|m(\gamma\gamma) - \langle m(\gamma\gamma) \rangle| < 2\sigma \quad (6.4)$$

Reconstruction de Z_H et W_H

Comme pour le boson de Higgs, la masse invariante de Z_H et W_H est calculée pour appliquer le même type de coupure après un ajustement gaussien :

$$|m(Z_H/W_H) - \langle m(Z_H/W_H) \rangle| < 2\sigma \quad (6.5)$$

Du fait de la difficulté de détecter les désintégrations hadroniques des Z et W à haute impulsion transverse, la masse invariante est construite de la manière suivante :

- parmi toutes les paires de jets qu'il est possible de composer et ayant une masse invariante autour de M_Z , plus précisément telle que $|m(jj) - M_Z| < 30 \text{ GeV}/c^2$, seule celle ayant la plus grande impulsion transverse est sélectionnée, temporairement. Il faut noter que cette condition concerne les deux signaux Z_H et W_H , car ceux-ci sont indiscernables. Que la masse de référence choisie soit M_Z comme ici, ou M_W ou une moyenne des deux importe assez peu, la fenêtre étant assez large pour contenir les deux masses.
- si l'impulsion transverse de cette paire est supérieure à un certain seuil $p_{T \min}$, choisi de manière optimale à $200 \text{ GeV}/c$, alors cette paire est considérée comme étant celle qui reconstruit le Z ou W , et l'énergie des 2 jets est alors corrigée de telle sorte que leur masse invariante soit exactement égale à M_Z
- si au contraire l'impulsion transverse de la paire est inférieure à $p_{T \min}$ la reconstruction du Z ou W est une coïncidence, et l'hypothèse est alors faite que le Z ou W est plutôt détecté en un seul jet, de plus grande énergie. Cette hypothèse est raisonnable dans le cadre de tels états finaux avec grande impulsion transverse et compte-tenu de la résolution des calorimètres d'ATLAS. Ce jet unique est naturellement choisi comme étant le jet avec la plus grande impulsion transverse. Ce cas de figure représente environ 20 % des cas pour $M_{Z_H/W_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$ et environ 60% pour $M_{Z_H/W_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$.

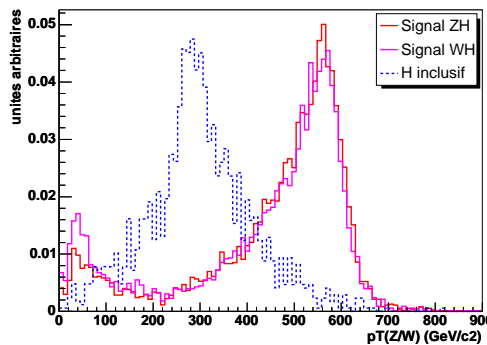


FIG. 6.5 – Impulsion transverse de la paire de jets ou du jet unique reconstruisant le Z ou W , pour les deux signaux et le bruit de fond Higgs inclusif, pour $M_{Z_H/W_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$ (distribution normalisée obtenue après les coupures cinématiques standard et la coupure sur la masse reconstruite du Higgs)

- l'impulsion transverse du Z et du W ainsi reconstruits est représentée sur la Figure 6.5
- la masse de Z_H et W_H est finalement reconstruite à partir de la paire de jets sélectionnée ou bien du jet unique, combiné(e) à la paire de photons

Cette méthode est celle qui conduit à une résolution optimale de la masse invariante de Z_H et W_H .

La Figure 6.6 compare les masses reconstruites pour les trois cas suivants :

- reconstruction avec 2 jets (Figure 6.6(a))
- reconstruction avec 1 seul jet (Figure 6.6(b))
- reconstruction mixte décrite ci-dessus avec comme paramètre de choix $p_{T\ min}$ (Figure 6.6(c))

La reconstruction avec 2 jets montre un excès de masse reconstruite avant le pic principal, correspondant à une partie des événements où cette reconstruction avec 2 jets n'est pas valable. La reconstruction avec 1 seul jet montre quant à elle une différence dans les pics de masse des deux signaux. La reconstruction mixte apparaît ainsi comme un bon compromis.

La Figure 6.7 représente un exemple de cette masse invariante reconstruite pour le signal et ajustée à une gaussienne, et le Tableau 6.4 donne les résolutions obtenues des ajustements pour chaque masse étudiée.

M_{Z_H/W_H} (GeV/c ²)	850	1000	1250	1500	1750	2000
moyenne (GeV/c ²)	836	984	1235	1487	1736	1987
écart-type (GeV/c ²)	43	48	55	62	69	77

TAB. 6.4 – Moyenne et écart-type de l'ajustement gaussien des masses invariantes de Z_H/W_H , toutes coupures faites sauf sur $p_T(\gamma\gamma)$

Impulsion transverse du Higgs

Une dernière coupure est appliquée sur l'impulsion transverse de la paire de photons, $p_T(\gamma\gamma)$. Cette coupure est déterminante pour éliminer le bruit de fond restant, tout en épargnant le signal. La Figure 6.8 montre bien le caractère discriminant de cette variable.

Une limite différente est choisie pour chaque masse étudiée, puisque l'impulsion transverse de l'état final dépend de la masse de la particule d'origine, Z_H/W_H . Elle varie de $p_T(\gamma\gamma) > 300$ GeV/c à $p_T(\gamma\gamma) > 700$ GeV/c (voir Figure 6.10).

Cas particulier du bruit de fond $\gamma\gamma$

Le bruit de fond $\gamma\gamma$ est généré dans DIPHOX, qui n'est pas couplé à Pythia, donc sans simulation complète de l'état final. Il est alors impossible de procéder à une analyse simultanée avec les signaux et l'autre bruit de fond. Il faut donc faire une estimation de l'effet des coupures. La section efficace du Tableau 6.3 tient déjà compte des coupures

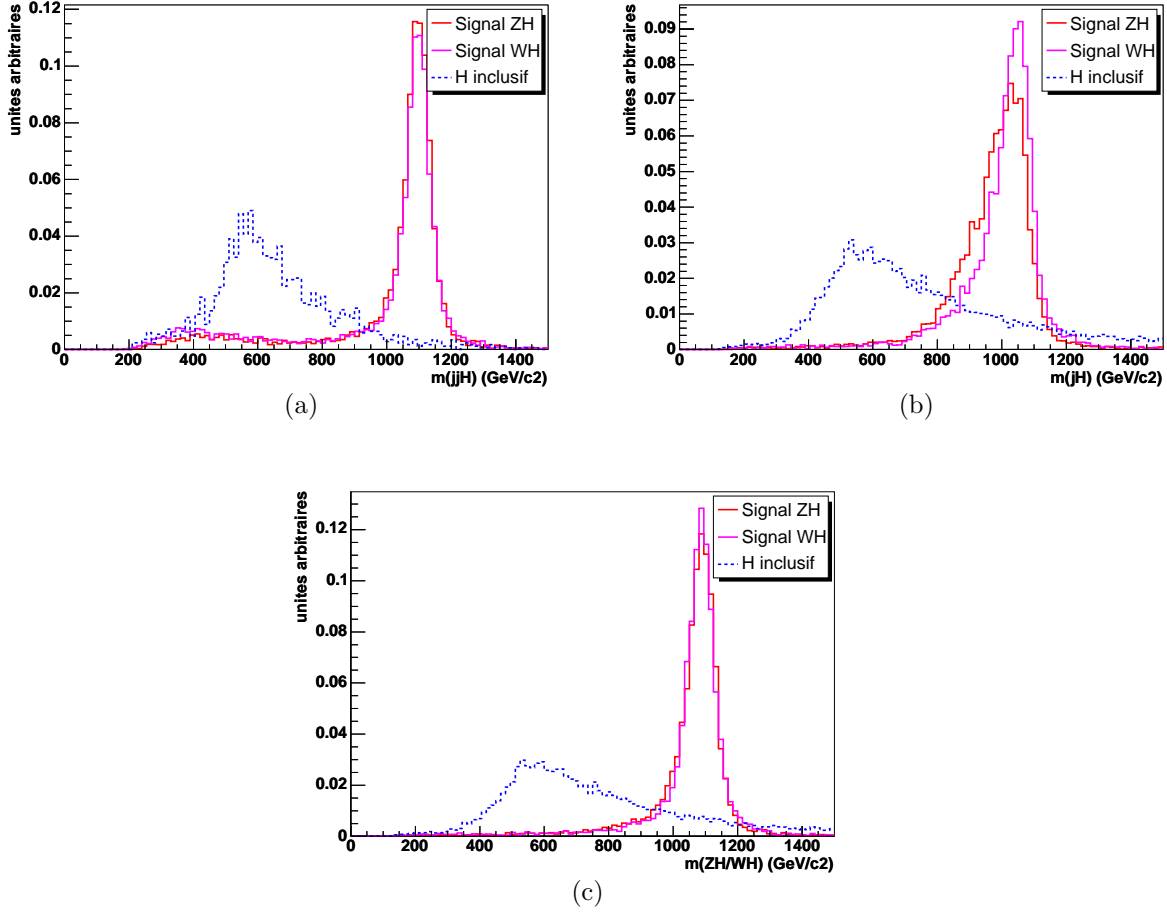


FIG. 6.6 – Masse reconstruite de Z_H/W_H du signal et du bruit de fond Higgs inclusif, pour $M_{Z_H/W_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$ (distribution normalisée) dans le cas d'une reconstruction avec 2 jets (a), un seul jet (b), ou une méthode mixte (c) finalement retenue

cinématiques standard, ainsi que de la limite inférieure sur l'impulsion transverse de la paire de photons. Il ne manque donc que les deux coupures sur les masses invariantes du Higgs et de Z_H/W_H reconstruits :

- le bruit de fond est généré pour $|m(\gamma\gamma) - 120| < \Delta_{m(\gamma\gamma)} = 5$ tandis que pour le signal et l'autre bruit de fond on applique la coupure $|m(\gamma\gamma) - \langle m(\gamma\gamma) \rangle| < 2\sigma$; l'effet de cette dernière peut donc être estimé par le rapport $\Delta_{m(\gamma\gamma)}/2\sigma$ (en considérant le fait que $\langle m(\gamma\gamma) \rangle \simeq 120 \text{ GeV}/c^2$).
- l'efficacité de la coupure à 2σ sur la masse reconstruite de Z_H/W_H est estimée à partir de celle sur le bruit de fond du Higgs inclusif, en supposant que l'effet est identique dans les deux cas

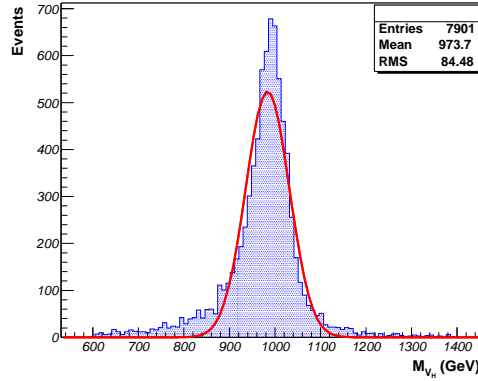


FIG. 6.7 – Exemple de masse invariante de Z_H/W_H , pour $M_{Z_H/W_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$, après coupures

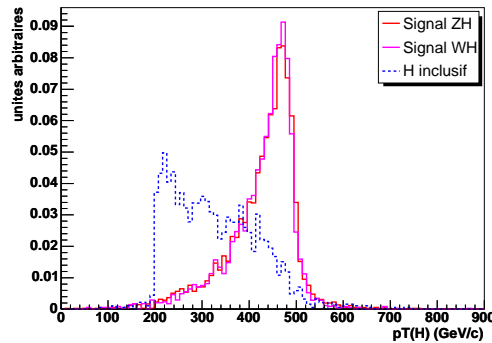


FIG. 6.8 – Impulsion transverse du Higgs reconstruit pour les deux signaux et le bruit de fond Higgs inclusif (généré pour $p_T > 200 \text{ GeV}/c$), pour $M_{Z_H/W_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$, toutes coupures faites (distribution normalisée)

Récapitulatif des coupures

Le Tableau 6.5 présente toutes les coupures citées précédemment (mise à part celle concernant l'efficacité d'identification des photons), et le nombre d'événements restant après chaque coupure pour les deux signaux et les deux bruits de fond. Les étapes ne sont pas présentées pour le bruit de fond $\gamma\gamma$, pour les raisons invoquées précédemment, et l'efficacité est celle des deux coupures sur les masses invariantes.

Les coupures cinématiques et la coupure sur la masse reconstruite du Higgs conservent les 3/4 du signal, et autant de bruit de fond. La séparation a vraiment lieu lors de la coupure sur la masse reconstruite de Z_H/W_H , puis encore plus lors de la dernière coupure sur l'impulsion transverse du Higgs, après laquelle le bruit de fond est presque éliminé tandis qu'il reste encore la moitié du signal.

M_{Z_H/W_H} (GeV/c ²)		Efficacité cumulative des coupures (%)			
		$ \eta_\gamma < 2.5$ $p_{T\gamma} < 25$ GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(\gamma\gamma)$	Coupure à 2σ sur $m(Z_H/W_H)$	$p_T(\gamma\gamma)$ $> p_{T\min}$
850	W_H	87.3 ± 0.3	75.3 ± 0.4	61.2 ± 0.5	54.1 ± 0.5
	Z_H	87.9 ± 0.3	75.6 ± 0.4	61.9 ± 0.5	54.7 ± 0.5
	H	83.7 ± 0.3	71.1 ± 0.3	10.8 ± 0.2	5.5 ± 0.2
	$\gamma\gamma$	-	-	-	$8.7 \pm 0.$
1000	W_H	89.3 ± 0.3	77.9 ± 0.4	63.3 ± 0.5	48.8 ± 0.5
	Z_H	89.7 ± 0.3	78.6 ± 0.4	64.6 ± 0.5	49.3 ± 0.5
	H	83.7 ± 0.3	70.8 ± 0.3	7.19 ± 0.2	4.2 ± 0.1
	$\gamma\gamma$	-	-	-	$9.4 \pm 0.$
1250	W_H	89.1 ± 0.3	72.4 ± 0.4	58.5 ± 0.5	43.9 ± 0.5
	Z_H	89.3 ± 0.3	72.4 ± 0.4	57.8 ± 0.5	43.4 ± 0.5
	H	83.7 ± 0.3	70.5 ± 0.3	4.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1
	$\gamma\gamma$	-	-	-	$8.34 \pm 0.$
1500	W_H	89.9 ± 0.3	68.5 ± 0.5	54.1 ± 0.5	48.5 ± 0.5
	Z_H	90.1 ± 0.3	67.6 ± 0.5	52.7 ± 0.5	47.2 ± 0.5
	H	83.7 ± 0.3	69.7 ± 0.3	2.2 ± 0.1	0.6 ± 0.1
	$\gamma\gamma$	-	-	-	$6.1 \pm 0.$
1750	W_H	91.3 ± 0.3	71.2 ± 0.5	56.1 ± 0.5	51.8 ± 0.5
	Z_H	91.8 ± 0.3	71.9 ± 0.5	56.5 ± 0.5	52.1 ± 0.5
	H	83.7 ± 0.3	68.8 ± 0.3	1.3 ± 0.1	0.4 ± 0.1
	$\gamma\gamma$	-	-	-	$5.0 \pm 0.$
2000	W_H	92.9 ± 0.3	74.2 ± 0.4	58.5 ± 0.5	52.3 ± 0.5
	Z_H	92.4 ± 0.3	73.5 ± 0.4	57.1 ± 0.5	51.1 ± 0.5
	H	83.7 ± 0.3	68.0 ± 0.3	0.8 ± 0.1	0.03 ± 0.1
	$\gamma\gamma$	-	-	-	$6.5 \pm 0.$

TAB. 6.5 – Efficacité cumulative des coupures pour le signal et les bruits de fond, pour les différentes masses de Z_H et W_H étudiées

6.3 Résultats

Le Tableau 6.6 présente les niveaux de signal et de bruit ainsi que la signification statistique, après toutes les coupures (en tenant compte cette fois de l'efficacité d'identification des photons), pour les différentes masses, en supposant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} (soit trois ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité). Les masses invariantes sont représentées sur la Figure 6.9. Le niveau de bruit de fond est toujours inférieur à 20 % du signal.

Etant donnés les petits nombres d'événements, la signification statistique n'est pas simplement S/\sqrt{B} mais est calculée en utilisant la loi de Poisson [48].

Seule la masse $M_{Z_H/W_H} = 2 \text{ TeV}/c^2$ reste inaccessible dans ATLAS, car le nombre d'événements de signal est trop faible, de l'ordre de 5 (au moins 10 événements sont cou-

M_{Z_H/W_H} (GeV/c ²)		850	1000	1250	1500	1750	2000
$p_T(\gamma\gamma)_{min}$ (GeV/c)		300	400	500	500	550	700
Signal	W_H	142.2	64.2	28.8	12.7	6.8	3.6
	Z_H	73.3	33.0	14.5	6.3	3.5	1.8
	total S	215.5 ± 2.2	97.2 ± 1.0	43.3 ± 0.5	19.1 ± 0.2	10.3 ± 0.1	5.4 ± 0.1
Bruit	H	20.2	8.2	3.1	2.3	1.3	0.7
	$\gamma\gamma$	15.1	4.5	1.4	1.0	0.5	0.3
	total B	35.3 ± 0.6	12.7 ± 0.4	4.4 ± 0.3	3.3 ± 0.2	1.2 ± 0.1	1.0 ± 0.1
Signification statistique		23.4 ± 0.1	16.6 ± 0.1	11.7 ^{+0.1} _{-0.2}	6.6 ± 0.1	5.1 ± 0.1	3.0 ± 0.1

TAB. 6.6 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, et signification statistique, pour $Z_H/W_H \rightarrow Z/W(qq) + H(\gamma\gamma)$, à 300 fb^{-1}

ramment demandés pour la fiabilité d'une étude de physique), et la signification statistique n'atteint pas 5σ . Le signal pour les masses inférieures semble lui aisément observable, allant de 5σ pour 1750 TeV/c² à 23σ pour 850 GeV/c².

6.4 Reconstruction inclusive

Il est possible de procéder différemment. Il s'agit de ne pas reconstruire Z/W , donc Z_H/W_H non plus. Ainsi Z et W sont autorisés à se désintégrer aussi leptoniquement. La section efficace du signal est donc plus grande (on passe d'un rapport d'embranchement pour le Z et W d'environ 70% à 100%), mais en contrepartie il y a aussi plus de bruit de fond car celui-ci est moins coupé : en effet, il n'est plus possible de faire la coupure sur la masse invariante de Z_H/W_H .

L'analyse et les coupures précédentes restent valables (mise à part évidemment la coupure sur la masse reconstruite de Z_H/W_H), et le signal est visible non plus grâce à un pic de masse invariante mais grâce à un excès d'événements dans la distribution de l'impulsion transverse des paires de photons (donc du Higgs). C'est ce que montre la Figure 6.10 pour les mêmes masses que précédemment, toujours en supposant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Cette méthode, même si elle conduit à un niveau de bruit de fond plus élevé, donne une signification statistique similaire, comme le prouve le Tableau 6.7. Encore une fois seule la masse $M_{Z_H/W_H} = 2 \text{ TeV}/c^2$ reste inaccessible dans ATLAS.

Toutefois, malgré la similitude de la signification statistique, la reconstruction d'un pic de masse de Z_H/W_H sera plus convaincante qu'un excès de Higgs à grande impulsion transverse.

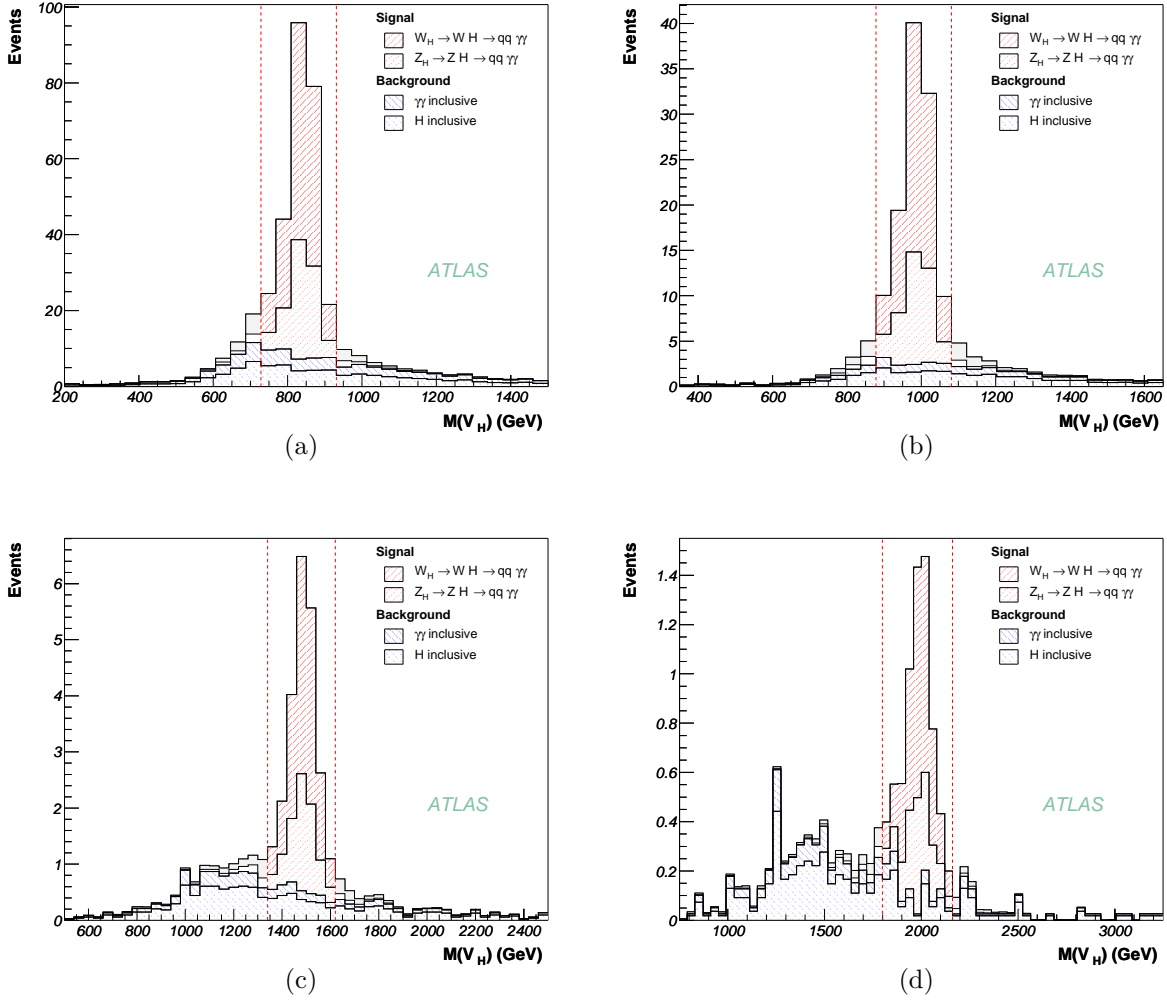


FIG. 6.9 – Masse reconstruite de Z_H/W_H du signal et du bruit de fond, pour $M_{Z_H/W_H} = 850$ (a), 1000 (b), 1500 (c) et 2000 (d) GeV/c^2 , à $300 fb^{-1}$

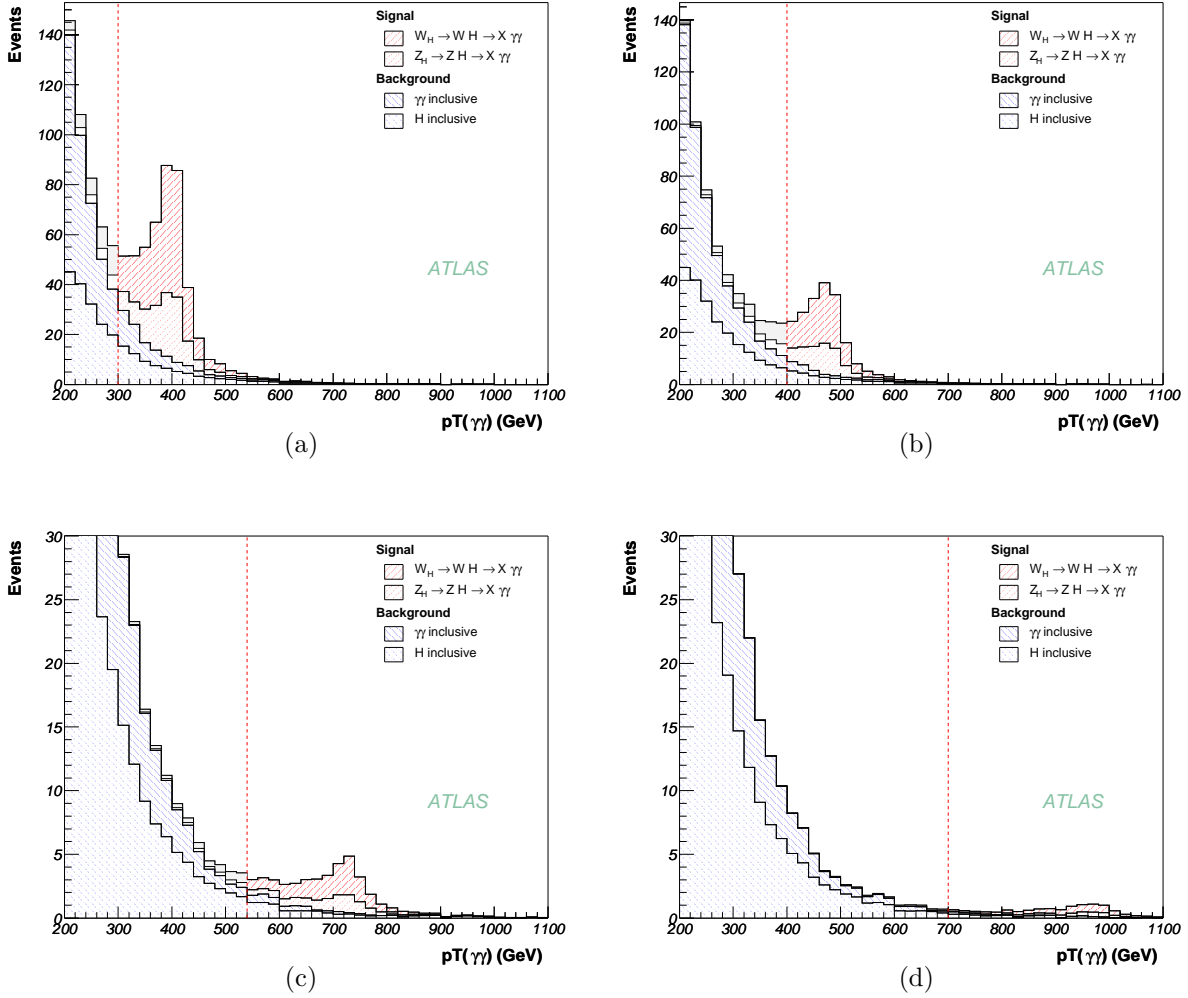


FIG. 6.10 – Impulsion transverse du Higgs pour le signal et le bruit de fond, pour $M_{Z_H/W_H} = 850$ (a), 1000 (b), 1500 (c) et 2000 (d) GeV/c^2 , à $300 fb^{-1}$

M_{Z_H/W_H} (GeV/c ²)		850	1000	1500	2000
$p_T(\gamma\gamma)_{min}$ (GeV/c)		300	400	550	700
Signal	W_H	236.4	104.6	19.8	5.8
	Z_H	120.4	53.5	9.9	2.9
	total S	356.8 ± 3.3	158.1 ± 1.6	29.7 ± 0.3	8.7 ± 0.1
Bruit	H	81.8	30.6	8.2	2.7
	$\gamma\gamma$	61.3	16.7	3.6	0.7
	total B	143.1 ± 1.3	47.2 ± 0.8	11.8 ± 0.4	3.4 ± 0.2
Signification statistique		29.8 ± 0.3	23.0 ± 0.3	8.7 ± 0.2	4.7 ± 0.2

TAB. 6.7 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, et signification statistique, pour $Z_H/W_H \rightarrow Z/W(X) + H(\gamma\gamma)$, à 300 fb^{-1}

6.5 Autres voies d'études

Pour une masse du Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$, le mode de désintégration dominant est $H \rightarrow b\bar{b}$. Cette possibilité a donc également été étudiée, par un autre groupe de travail à Valence, et les résultats [44] sont présentés ici après une brève description de l'analyse.

Les deux canaux choisis sont :

$$\begin{aligned}
\text{Signal 1 : } & Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+ l^- b\bar{b} \\
\text{Signal 2 : } & W_H^\pm \rightarrow W^\pm H \rightarrow l^\pm \nu b\bar{b}
\end{aligned} \tag{6.6}$$

Le premier a un bruit de fond $Z + jets$, et le second les bruits $W + jets$ et $t\bar{t}$.

L'enjeu de ces canaux est une bonne identification des jets de quarks b , qui constituent leur signature. L'efficacité de cette identification atteint 50 % pour une réjection des jets $R_j = 100$ et une réjection des quarks c $R_c = 10$.

Après analyse, l'observation du signal à 300 fb^{-1} avec une signification statistique (obtenue par l'algorithme PoissonSig) supérieure à 5σ et avec plus que 10 événements est possible, sauf pour une masse de $2000 \text{ GeV}/c^2$ dans le cas du Signal 1, comme le montrent les résultats du Tableau 6.8.

La Figure 6.11 présente la masse reconstruite de Z_H et W_H pour des masses de 1000 et $2000 \text{ GeV}/c^2$.

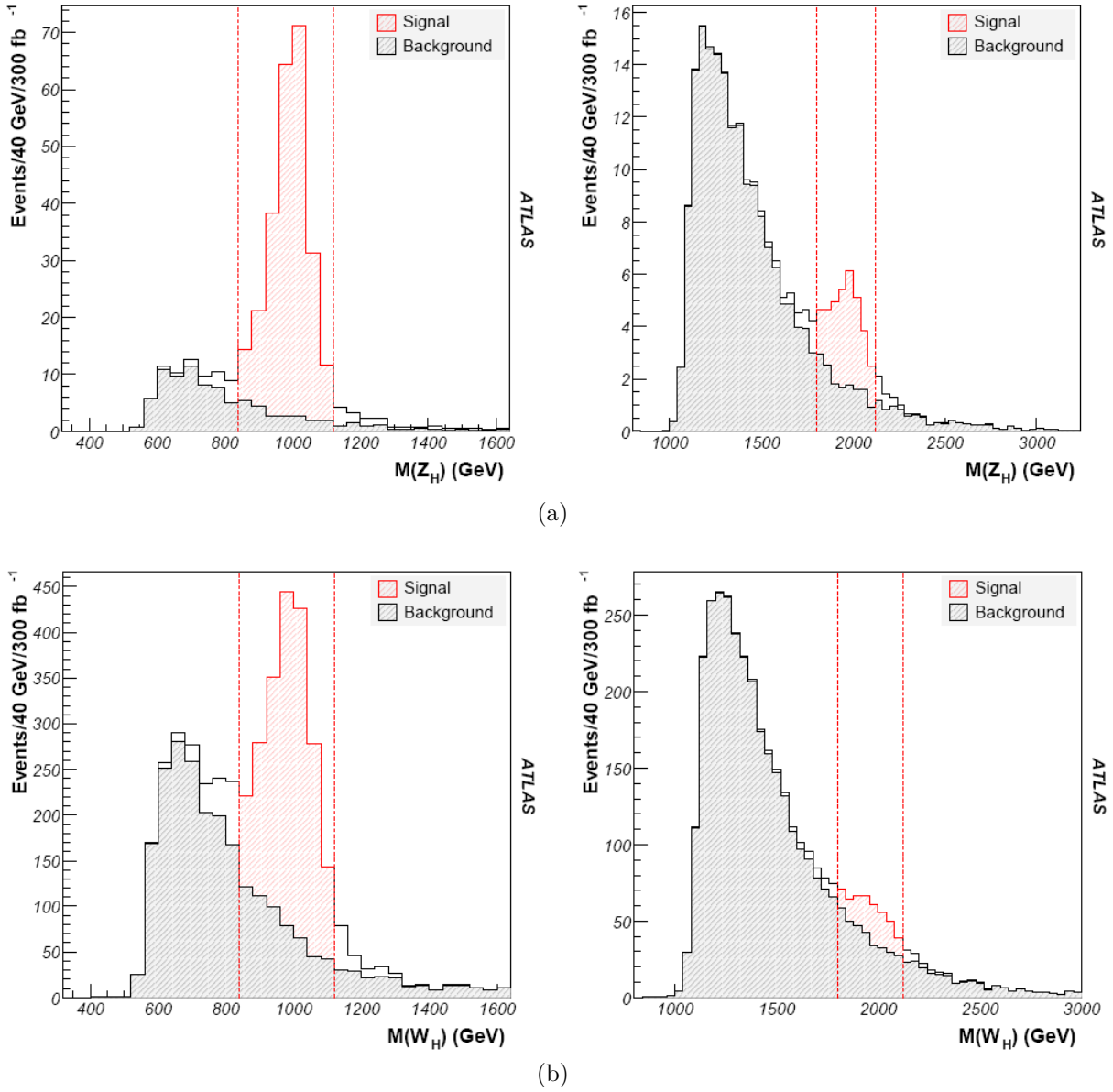


FIG. 6.11 – Masse reconstruite pour le signal et le bruit de fond, pour l'état final $Z_H \rightarrow Z(l^+l^-)H(b\bar{b})$ (a) avec $M(Z_H) = 1000$ (gauche) et 2000 (droite) GeV/c^2 , et pour l'état final $W_H \rightarrow W(l\nu)H(b\bar{b})$ (b) avec $M(W_H) = 1000$ (gauche) et 2000 (droite) GeV/c^2 , à 300 fb^{-1}

M_{Z_H/W_H} (GeV/c ²)		1000	2000
Signal 1	Z_H	195	15.0
	bruit $Z + jets$	15.5	8.3
	Signification statistique	26.5	4.0
Signal 2	W_H	1499	179
	bruit $W + jets$	250	203
	bruit $t\bar{t}$	221	309
	Signification statistique	39	7.5

TAB. 6.8 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, et signification statistique, pour $Z_H/W_H \rightarrow Z/W(\text{leptons}) + H(b\bar{b})$, à 300 fb^{-1}

6.6 Extrapolation pour A_H

La section efficace de production et les rapports d'embranchements de A_H échappent à toute prédiction en raison d'une forte dépendance au modèle. Cependant, il est possible d'extraire une limite sur ces quantités à partir de l'étude précédente, en exploitant le fait que Z_H et A_H ont en commun le mode de désintégration $X \rightarrow Z H$.

L'idée est donc de ne considérer que le signal $Z_H \rightarrow Z H$ au milieu du même bruit de fond, et de supposer que ce signal est en fait $A_H \rightarrow Z H$ avec une section efficace σBR inconnue. Il est ainsi possible d'obtenir une limite inférieure sur cette inconnue, telle que ce signal peut être observé au milieu du bruit de fond avec une signification statistique d'au moins 5σ .

Cette limite, prise pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} , est représentée sur la Figure 6.12 pour chaque masse considérée, d'une part pour les signaux avec $H \rightarrow \gamma\gamma$ décrits en détail dans ce Chapitre, et d'autre part pour les signaux avec $H \rightarrow b\bar{b}$ dont il a été rapidement question précédemment.

Cette extrapolation a été faite avec l'hypothèse suivante : la masse de Z_H/W_H est toujours supposée suffisamment éloignée de la masse de A_H de manière à ce que Z_H/W_H ne constitue pas un bruit de fond pour A_H .

6.7 Extrapolation dans l'espace des paramètres

Les signaux dont l'étude a été présentée dans ce chapitre ont des paramètres fixes : $\cot \theta = 0.5$ et $M_{Z_H/W_H} = 1000, 1500, 2000 \text{ GeV}/c^2$. Il est possible d'extrapoler les résultats obtenus pour d'autres valeurs de $\cot \theta$ et d'autres masses.

L'extrapolation en $\cot \theta$ s'opère simplement en multipliant la section efficace du signal - et donc plus directement le nombre d'événements de signal - par la fonction représentée sur la Figure 5.13 qui décrit la dépendance en $\cot \theta$ de $\sigma.BR(Z_H/W_H \rightarrow Z/W H)$.

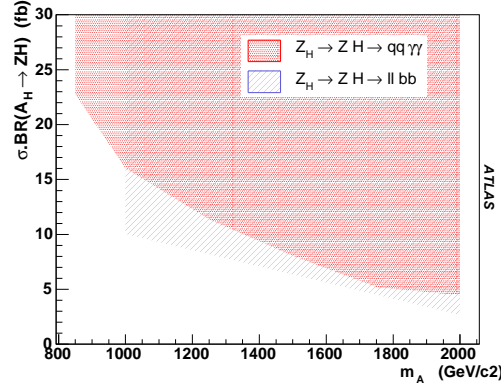


FIG. 6.12 – Limite inférieure sur $\sigma BR(A_H \rightarrow Z H)$ (la région non-hachurée est exclue) pour une observation à 5σ à 300 fb^{-1} , en fonction de M_{A_H} , pour les modes $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow b\bar{b}$

L'espace des paramètres accessibles à une observation de Z_H et W_H avec une signification statistique supérieure à 5σ , à 300 fb^{-1} , est reporté sur la Figure 6.13, à la fois pour les modes étudiés ici et les modes étudiés par l'équipe de Valence. Il faut noter que les 2 types d'étude donnent séparément des résultats très similaires.

Les zones inaccessibles sont d'une part pour la zone autour de $\cot\theta = 1$ où le rapport d'embranchement $BR(Z_H/W_H \rightarrow Z/W H)$ s'annule (voir Figure 5.12), et d'autre part pour des masses de l'ordre de $2 \text{ TeV}/c^2$ et au-delà, ce qui n'est nullement gênant puisque pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ la masse de Z_H et W_H est contrainte à rester inférieure à $2 \text{ TeV}/c^2$ (voir l'Equation 5.81).

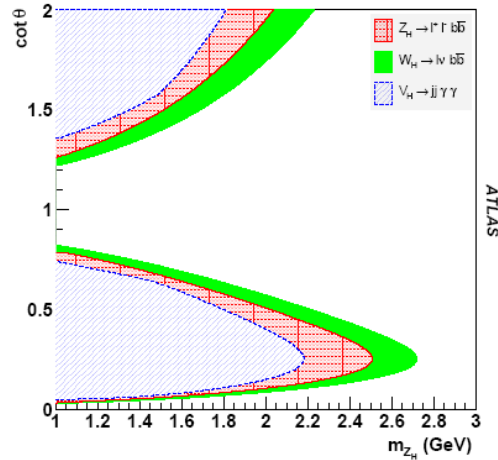


FIG. 6.13 – Observation du signal avec une signification statistique meilleure que 5σ à 300 fb^{-1} , dans le plan $\cot\theta - M_{Z_H/W_H}$, pour chacun des modes envisagés, avec le mode $H \rightarrow \gamma\gamma$ en bleu

Chapitre 7

Etude des canaux $Z_H \rightarrow ZH$ et $W_H \rightarrow WH$ avec $H(200 \text{ GeV}/c^2)$

Comme dans le chapitre précédent, l'étude de physique présentée ici porte sur les canaux caractéristiques du Modèle du Petit Higgs $Z_H \rightarrow ZH$ et $W_H \rightarrow WH$, en prenant cette fois pour hypothèse que le boson de Higgs, supposé découvert (voir Figure 5.5), a une masse de $200 \text{ GeV}/c^2$. A cette masse, les désintégrations privilégiées pour le Higgs sont ZZ et WW . Les bosons Z_H et W_H sont eux aussi supposés être découverts (voir Chapitre 8), avec leur masse déterminée. L'analyse qui suit a été entièrement faite en simulation rapide ¹. Cependant une étude en reconstruction complète est également présentée dans l'Annexe C.

7.1 Signal et bruit de fond

Signal

Les trois signaux étudiés ici sont :

$$\begin{aligned} \text{SIGNAL 1 : } & Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- ZZ \rightarrow l^+l^- q\bar{q}l^+l^- \\ \text{SIGNAL 2 : } & Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- WW \rightarrow l^+l^- qq'l\nu \\ \text{SIGNAL 3 : } & W_H \rightarrow W H \rightarrow l\nu ZZ \rightarrow l\nu q\bar{q}l^+l^- \end{aligned} \quad (7.1)$$

Ils présentent la particularité d'avoir leurs jets mêlés aux leptons dans les désintégrations secondaires issues du Higgs, alors que les autres signaux considérés par l'équipe de Valence (voir l'Equation 5.88) ont leurs jets qui viennent d'un Z ou W primaire, donc isolés des leptons venant du Higgs. Il faut noter que le terme lepton désigne ici les électrons et les muons, en excluant le lepton τ .

Contrairement aux signaux du chapitre précédent, ces trois signaux ne seront pas traités simultanément car ils sont discernables entre eux.

Pour chaque signal, 10000 événements sont simulés dans Pythia pour chacune des trois masses suivantes : 1000, 1500, 2000 GeV/c^2 .

¹en utilisant la version 7.0.3 d'Athena offline

Les rapports d'embranchement des désintégrations $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow WW$ sont respectivement 26.09% et 73.50%. Ainsi d'après les données du Tableau 5.1, il est possible d'obtenir les sections efficaces des 3 signaux pour chacune des masses étudiées, toujours avec le choix $\cot \theta = 0.5$; elles sont regroupées dans le Tableau 7.1.

M_{Z_H/W_H} (GeV/c ²)	σ .BR(Signal 1)(fb)	σ .BR(Signal 2)(fb)	σ .BR(Signal 3)(fb)
1000	0.354	3.064	2.162
1500	0.075	0.645	0.468
2000	0.017	0.145	0.111

TAB. 7.1 – Section efficace des trois signaux, en fonction de M_{Z_H/W_H} , pour $\cot \theta = 0.5$ (avec leptons = électrons et muons)

Bruits de fond

Il existe un certain nombre de bruits de fond potentiels pour les signaux envisagés, c'est-à-dire avec le même nombre de leptons, donnés avec leur section efficace dans le Tableau 7.2; est aussi indiquée la statistique avec laquelle ils ont été produits dans Pythia. Il y a d'une part les canaux qui comprennent un Higgs se désintégrant de la même manière que le Higgs des signaux, et qui peut être associé à un Z ou W ou des quarks, et d'autre part les productions $t\bar{t}$, ZZ et WZ .

	σ .BR (fb)	Statistique
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^- \bar{b} \rightarrow l^+\nu b l^- \nu \bar{b}$ avec b se désintégrant en lepton	3376.000	2000000
$t\bar{t}H \rightarrow W^+bW^- \bar{b} ZZ \rightarrow l^+\nu b l^- \nu \bar{b} l^+l^- q\bar{q}$	0.190	10000
$qqH \rightarrow qqZZ \rightarrow qq l^+l^- l^+l^-$	2.813	10000
$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^- l^+l^-$	46.790	100000
$fH \rightarrow fZZ \rightarrow f l^+l^- l^+l^-$	5.723	10000
$ZZ \rightarrow l^+l^- l^+l^-$	70.530	100000
$ZH(1) \rightarrow l^+l^- ZZ \rightarrow l^+l^- q\bar{q} l^+l^-$	0.228	10000
$ZH(2) \rightarrow l^+l^- WW \rightarrow l^+l^- qq' l\nu$	2.028	10000
$WH \rightarrow qq' ZZ \rightarrow qq' l^+l^- l^+l^-$	1.295	10000
$WZ \rightarrow l\nu l^+l^-$	387.600	1000000

TAB. 7.2 – Section efficace et statistique de production Monte-Carlo des bruits de fond

Les bruits de fond les plus importants sont :

- $t\bar{t}$: même si la topologie n'est pas exactement identique à celle des signaux, la section efficace est tellement grande qu'il ne peut être écarté; il faut noter qu'elle tient compte de l'hypothèse de la désintégration des quarks b en leptons. Il a été produit en très grande quantité (2 millions d'événements Monte-Carlo) afin d'estimer le plus précisément possible son niveau après coupures

- WZ : là encore la section efficace est très grande comparée aux signaux, et l'état final en est assez proche ; pour cette raison une grande statistique a aussi été nécessaire
- ZH et WH : cette fois-ci, la raison de l'importance de ce bruit de fond n'est pas la section efficace mais la topologie, identique à celle des signaux

7.2 Isolation

Il est tout-à-fait essentiel d'identifier les leptons, car ils constituent la signature de ces 3 signaux. Un des défis de cette étude est donc de séparer les leptons des jets, dans la gerbe à grande impulsion transverse produite par le Higgs. En effet, une gerbe de désintégration est d'autant moins étendue en largeur - et les particules qui la composent sont d'autant plus rapprochées - qu'elle a une grande impulsion transverse. Or, la reconstruction dans la simulation rapide d'Athena admet des critères standard dans sa façon d'isoler et d'identifier les jets et les leptons, qui prennent pour hypothèse une impulsion transverse relativement peu importante ; ils doivent donc être adaptés.

Le processus d'isolation peut être décrit de la manière suivante :

- sont sommées les énergies des cellules incluses dans un cône défini par une ouverture $\Delta R(\text{cellules})$ autour de chaque lepton-candidat
- si cette somme est plus petite qu'un seuil, $E_{\text{seuil}}(\text{cellules})$, alors le candidat est validé en tant que lepton, à condition qu'aucun autre objet (potentiellement lepton ou jet) ne soit présent autour de lui dans un cône défini par $\Delta R(\text{objets})$; dans le cas contraire il est considéré comme un jet
- électron et muon ont chacun leur jeu de paramètres

Le choix des paramètres est indiqué dans le Tableau 7.3 ; il a été fait à la fois pour les électrons et pour les muons.

Paramètres	Valeur par défaut	Valeur choisie
$\Delta R(\text{objets})$	0.4	0.1
$\Delta R(\text{cellules})$	0.2	0.075
$E_{\text{seuil}}(\text{cellules})$ (GeV/c ²)	10.	13.

TAB. 7.3 – Paramètres d'isolation modifiés à la fois pour les électrons et pour les muons

Ce choix privilégie l'identification des leptons par rapport à celle des jets. Il est le résultat d'une optimisation sur le signal, qui consiste en un compromis : maximiser le nombre de leptons identifiés sans pour autant minimiser le nombre de jets identifiés.

7.3 Coupures standard sur les leptons

Comme c'était le cas pour les photons du Chapitre 6, des coupures standard - c'est-à-dire comme pour les analyses de la recherche du boson de Higgs standard - sont appliquées

aux leptons :

- 1) chaque lepton doit être isolé, de la manière décrite dans la section 7.2
 - 2) $|\eta_{\text{lepton}}| < 2.5$
 - 3) au moins 1 lepton avec $p_T > 30 \text{ GeV}/c$, ou 2 leptons avec $p_T > 20 \text{ GeV}/c$
- (7.2)

La deuxième coupure correspond à l'acceptance en pseudorapidité du calorimètre électromagnétique. La troisième permet de ne sélectionner que les événements qui ont une assez grande impulsion transverse ; elle est utilisée dans le déclenchement de niveau 1.

Il faut de plus tenir compte de l'efficacité d'identification des leptons dans ATLAS, qui est de 90%.

7.4 Reconstruction du Signal 1

Le signal $Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- Z Z \rightarrow l^+l^- q\bar{q}l^+l^-$, représenté sur la Figure 7.1, admet la signature $4 \text{ leptons} + \text{jet}(s)$.

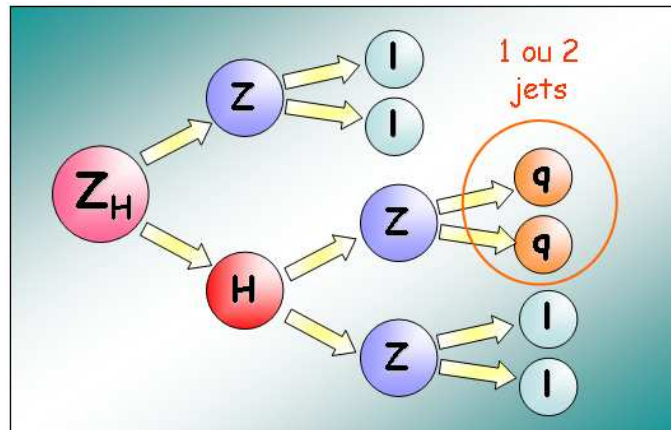


FIG. 7.1 – Topologie du SIGNAL 1

Reconstruction et coupures

La reconstruction de Z_H suit le schéma indiqué ici :

- la première condition, essentielle, est de ne sélectionner que les événements ayant exactement 4 leptons
- avec ces 4 leptons sont formées 2 paires de leptons de même saveur et de charge opposée, chacune ayant une masse invariante $m(ll)$ telle que $|m(ll) - M_Z| < 5 \text{ GeV}/c^2$, de manière à reconstruire les 2 Z supposés présents dans l'événement
- parmi ces 2 paires de leptons, celle avec la plus grande impulsion transverse est choisie comme étant celle correspondant au Z primaire qui vient de Z_H , Z_1 , et l'autre reconstruit naturellement un des 2 Z provenant du Higgs, Z_2
- il reste finalement à reconstruire le dernier Z , celui issu du Higgs et se désintégrant en quarks, Z_3 :

- parmi tous les jets reconstruits, sont sélectionnés d'une part le jet qui a la plus grande impulsion transverse, et d'autre part les paires de jets (parmi toutes les combinaisons possibles) dont la masse invariante $m(jj)$ remplit la condition $|m(jj) - M_Z| < 15 \text{ GeV}/c^2$
- plusieurs Higgs candidats sont reconstruits en associant à Z_2 chaque paire de jets sélectionnée ainsi que le jet à impulsion transverse maximum
- la bonne solution est déterminée par le Higgs candidat qui a la plus grande impulsion transverse parmi ceux dont la masse invariante $m(H)$ vérifie $|m(H) - M_H| < 30 \text{ GeV}/c^2$; M_H est la masse du Higgs, supposée connue
- pour finir le Z primaire (Z_1) et le Higgs reconstruits permettent d'obtenir la masse reconstruite de Z_H

Cette reconstruction, en plus de distinguer le signal, permet d'éliminer un certain nombre d'événements de bruit de fond. Il faut néanmoins en éliminer davantage, et dans ce but les coupures suivantes sont appliquées séquentiellement :

- la paire de jets ou le jet unique doit avoir une impulsion transverse plus grande que $50 \text{ GeV}/c$; cette coupure épargne le signal tandis qu'elle écarte certains bruits de fond, comme l'illustre la Figure 7.2

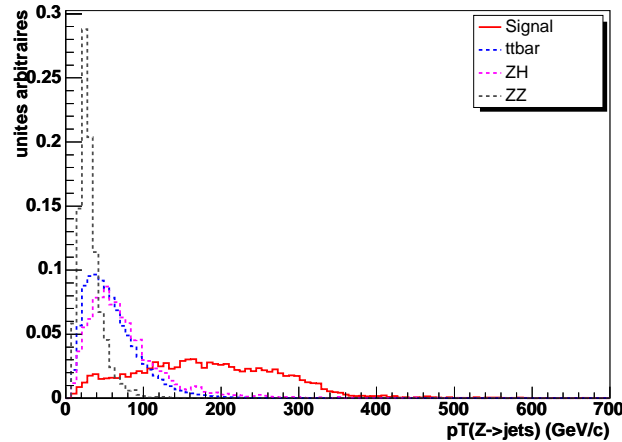


FIG. 7.2 – Impulsion transverse de la paire de jets ou du jet unique, dans le SIGNAL 1 et quelques-uns de ses bruits de fond caractéristiques, pour $M_{Z_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$. Les histogrammes sont normalisés

- un ajustement gaussien est fait sur la distribution de la masse invariante du Higgs, et les paramètres moyenne $\langle m(H) \rangle$ et écart-type $\sigma_{m(H)}$ sont utilisés pour faire la coupure $|\langle m(H) \rangle - M_H| < 2\sigma_{m(H)}$; la résolution de l'ajustement gaussien est indiquée dans le Tableau 7.4
- le Higgs doit avoir une impulsion transverse plus grande que $100 \text{ GeV}/c$; cette coupure conduit à une suppression importante du bruit de fond quel que soit leur type, presque sans affecter le signal, comme le montre la Figure 7.3

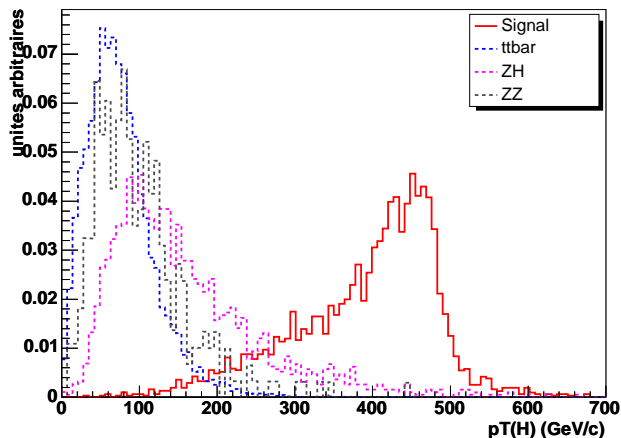


FIG. 7.3 – Impulsion transverse du Higgs reconstruit, dans le SIGNAL 1 et quelques-uns de ses bruits de fond caractéristiques, pour $M_{Z_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$. Les histogrammes sont normalisés

- une coupure similaire à celle sur la masse reconstruite de H est appliquée sur la masse reconstruite de Z_H après ajustement gaussien : $|\langle m(Z_H) \rangle - M_{Z_H}| < 2\sigma_{m(Z_H)}$

M_{Z_H} (GeV/c^2)	1000	1500	2000
moyenne (GeV/c^2)	987	1489	1992
écart-type (GeV/c^2)	34	54	77

TAB. 7.4 – Moyenne et écart-type de l’ajustement gaussien de la masse invariante de Z_H , sans les coupures sur l’impulsion transverse des jets et du Higgs, pour le SIGNAL 1

Bien souvent, le bruit de fond est éliminé au point que pour certains modes il ne reste qu’un ou deux événements Monte-Carlo, voire même plus du tout. Dans ces cas il convient de remplacer ce nombre d’événements observés par une limite avec un certain degré de confiance suivant une loi de Poisson, mais cela reste imprécis compte-tenu de la grande section efficace de certains bruits.

Il a donc été choisi de procéder plutôt à un ajustement de la distribution des bruits de fond, mais cela avant la dernière coupure, qui est celle sur la masse reconstruite de Z_H ou W_H . Cela présente également l’avantage d’avoir une meilleure représentation visuelle du signal sur son bruit de fond, dans les tracés de masse invariante qui suivent.

Les 3 Tableaux 7.5 à 7.7 présentent l’effet cumulé des différentes coupures pour chacune des masses étudiées, sans toutefois tenir compte de l’efficacité d’identification des leptons.

Signal	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 4$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 50 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(Z_H)$
Signal	59.5 ± 0.3	59.5 ± 0.3	42.9 ± 0.3	34.8 ± 0.3	33.2 ± 0.3	25.4 ± 0.3
$t\bar{t}$	9.70 ± 0.02	8.86 ± 0.02	2.19 ± 0.01	0.68 ± 0.01	0.01 ± 0.01	$< 4.10^{-4}$
$t\bar{t}H$	55.9 ± 0.5	55.9 ± 0.5	51.1 ± 0.5	27.8 ± 0.4	4.8 ± 0.2	0.09 ± 0.03
qqH	61.7 ± 0.5	61.7 ± 0.5	14.6 ± 0.4	6.5 ± 0.2	< 0.06	< 0.03
H	60.3 ± 0.2	60.2 ± 0.2	6.2 ± 0.1	3.1 ± 0.1	0.01 ± 0.01	< 0.003
fH	58.4 ± 0.5	58.3 ± 0.5	9.0 ± 0.3	4.0 ± 0.2	0.05 ± 0.02	< 0.03
ZZ	34.4 ± 0.2	33.8 ± 0.2	0.69 ± 0.03	0.33 ± 0.02	0.02 ± 0.01	< 0.003
$ZH(1)$	49.8 ± 0.5	49.7 ± 0.5	24.1 ± 0.4	19.9 ± 0.4	4.9 ± 0.2	0.4 ± 0.1
WH	3.6 ± 0.2	3.6 ± 0.2	1.0 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.06 ± 0.02	< 0.03

TAB. 7.5 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 1 et ses bruits de fond, pour $M_{Z_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$

Signal	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 4$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 50 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(Z_H)$
Signal	54.5 ± 0.5	54.5 ± 0.5	35.2 ± 0.5	27.9 ± 0.4	27.5 ± 0.4	19.9 ± 0.4
$t\bar{t}$	9.70 ± 0.02	8.86 ± 0.02	2.19 ± 0.01	0.72 ± 0.01	0.01 ± 0.01	$< 1.10^{-4}$
$t\bar{t}H$	55.9 ± 0.5	55.9 ± 0.5	51.1 ± 0.5	29.0 ± 0.4	5.0 ± 0.2	< 0.03
qqH	61.7 ± 0.5	61.7 ± 0.5	14.6 ± 0.4	6.8 ± 0.2	< 0.06	< 0.03
H	60.3 ± 0.2	60.2 ± 0.2	6.2 ± 0.1	3.3 ± 0.1	0.02 ± 0.01	< 0.003
fH	58.4 ± 0.5	58.3 ± 0.5	9.0 ± 0.3	4.1 ± 0.2	0.05 ± 0.02	< 0.03
ZZ	34.4 ± 0.2	33.8 ± 0.2	0.69 ± 0.03	0.35 ± 0.02	0.02 ± 0.01	< 0.005
$ZH(1)$	49.8 ± 0.5	49.7 ± 0.5	24.1 ± 0.4	20.3 ± 0.4	5.0 ± 0.2	< 0.03
WH	3.6 ± 0.2	3.6 ± 0.2	1.0 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.06 ± 0.02	< 0.03

TAB. 7.6 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 1 et ses bruits de fond, pour $M_{Z_H} = 1500 \text{ GeV}/c^2$

Signal	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 4$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 50 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(Z_H)$
Signal	45.7 ± 0.5	45.7 ± 0.5	25.3 ± 0.4	19.6 ± 0.4	19.4 ± 0.4	13.2 ± 0.3
$t\bar{t}$	9.70 ± 0.02	8.86 ± 0.02	2.19 ± 0.01	0.79 ± 0.01	0.01 ± 0.01	$< 1.10^{-4}$
$t\bar{t}H$	55.9 ± 0.5	55.9 ± 0.5	51.1 ± 0.5	31.1 ± 0.5	5.3 ± 0.2	< 0.03
qqH	61.7 ± 0.5	61.7 ± 0.5	14.6 ± 0.4	7.5 ± 0.2	< 0.06	< 0.03
H	60.3 ± 0.2	60.2 ± 0.2	6.2 ± 0.1	3.5 ± 0.1	0.02 ± 0.01	< 0.003
fH	58.4 ± 0.5	58.3 ± 0.5	9.0 ± 0.3	4.5 ± 0.2	0.05 ± 0.02	< 0.03
ZZ	34.4 ± 0.2	33.8 ± 0.2	0.69 ± 0.03	0.37 ± 0.02	0.02 ± 0.01	< 0.003
$ZH(1)$	49.8 ± 0.5	49.7 ± 0.5	24.1 ± 0.4	20.7 ± 0.4	5.1 ± 0.2	< 0.05
WH	3.6 ± 0.2	3.6 ± 0.2	1.0 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.07 ± 0.02	< 0.03

TAB. 7.7 – Efficacité cumulative des coupures (sans l’efficacité d’identification des leptons) pour le SIGNAL 1 et ses bruits de fond, pour $M_{Z_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$

Il est visible que la condition d’avoir exactement 4 leptons est très forte puisqu’elle supprime la moitié du signal, ainsi que la moitié - ou parfois beaucoup plus - du bruit de fond.

Les coupures sur la position et l’énergie-impulsion des leptons n’affectent presque pas les événements quels qu’ils soient, car elles sont déjà appliquées pour la plupart au moment de la simulation (la section efficace en tient donc compte) ; l’effet de ces coupures n’est néanmoins pas nul car la reconstruction par Atlfast altère forcément les données venant de la simulation, ainsi les leptons qui avaient passé de justesse les coupures de la simulation peuvent ne plus les satisfaire à la sortie d’Atlfast.

Les coupures qui soustraient véritablement le bruit de fond sont nettement celles sur l’impulsion transverse de la paire de jets (ou du jet unique), sur l’impulsion transverse du Higgs et sur la masse reconstruite de Z_H .

Au final, les différents bruits de fond sont presque totalement coupés, ce qui ne signifie pas pour autant qu’ils peuvent être considérés comme négligeables, en raison de leur section efficace grande par rapport à celle du signal. Le bruit de fond principal restant après coupures est la production $t\bar{t}$, qui est du même ordre que l’ensemble des autres bruits de fond.

Résultats

Le Tableau 7.8 présente les niveaux de signal et de bruit ainsi que la signification statistique, après toutes les coupures, pour les différentes masses, en supposant comme dans le chapitre précédent une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Les masses invariantes sont représentées sur la Figure 7.4.

Comme dans le Chapitre 6, la signification statistique n’est pas simplement S/\sqrt{B} mais est déterminée par l’algorithme PoissonSig [48] (voir Section 6.3).

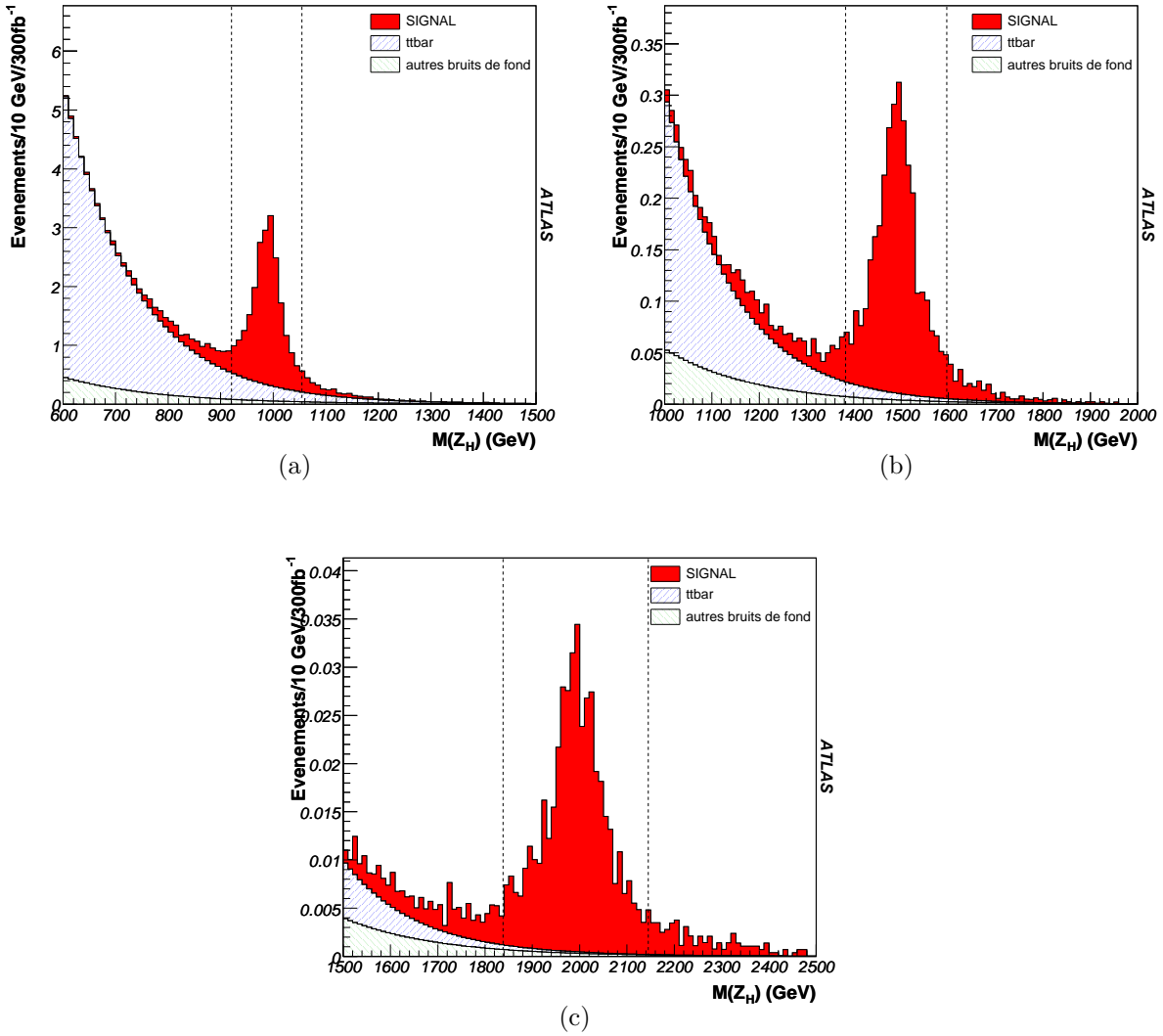


FIG. 7.4 – Masse reconstruite de Z_H du SIGNAL 1 et de son bruit de fond ($t\bar{t}$ d'une part et tous les autres réunis d'autre part), pour $M(Z_H) = 1000$ (a), 1500 (b) et 2000 (c) GeV/c^2 , à 300 fb^{-1}

M_{Z_H} (GeV/c ²)	1000	1500	2000
Signal	17.91 ± 0.28	2.86 ± 0.07	0.41 ± 0.01
Bruit	4.62 ± 3.01	0.25 ± 0.54	0.02 ± 0.19
Signification statistique	$5.67^{+1.80}_{-0.83}$	$2.16^{+\infty}_{-0.51}$	indéfini

TAB. 7.8 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, et signification statistique, à 300 fb^{-1} , pour le SIGNAL 1

7.5 Reconstruction du Signal 2

Le signal $Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+l^- WW \rightarrow l^+l^- qq'l\nu$, représenté sur la Figure 7.5, admet la signature $3 \text{ leptons} + \text{jet}(s) + \text{énergie manquante}$.

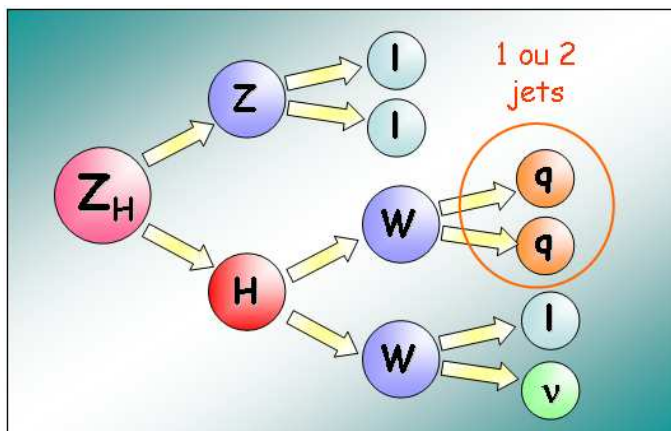


FIG. 7.5 – Topologie du SIGNAL 2

Reconstruction et coupures

La reconstruction de Z_H est ici très similaire à la méthode employée pour le SIGNAL 1, la différence essentielle venant du fait qu'un des 4 leptons est ici un neutrino :

- la première condition est de ne sélectionner que les événements ayant 3 leptons (électrons et muons)
- à partir de ces 3 leptons on forme une paire de leptons de même saveur et de charge opposée, ayant une masse invariante $m(ll)$ telle que $|m(ll) - M_Z| < 5 \text{ GeV}/c^2$, de manière à reconstruire le Z primaire qui vient de Z_H
- afin de reconstruire le W se désintégrant leptoniquement, l'énergie-impulsion du troisième lepton est associée à l'énergie transverse manquante ; la seule donnée manquante, l'impulsion longitudinale manquante - c'est-à-dire $p_z(\nu)$ - se déduit d'une

équation du second degré à laquelle aboutit la condition que la masse invariante de la paire lepton-neutrino doit être égale à M_W :

$$\begin{cases} M_W^2 = \tilde{p}(l) \cdot \tilde{p}(\nu) & \Rightarrow & M_W^2 = [E(l) + E(\nu)]^2 - [\vec{p}_T(l) + \vec{p}_T(\nu)]^2 - [p_z(l) - p_z(\nu)]^2 \\ M_\nu \equiv 0 & \Rightarrow & E^2(\nu) = \vec{p}_T(\nu)^2 + p_z^2(\nu) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \text{équation du second degré en } p_z(\nu) \begin{cases} Ap_z^2(\nu) + Bp_z(\nu) + C = 0 \\ \text{avec } \begin{cases} A = \vec{p}_T(l)^2 \\ B = [2\vec{p}_T(l) \cdot \vec{p}_T(\nu) + M_W^2]p_z(l) \\ C = [p_x(l)p_y(\nu) - p_y(l)p_x(\nu)]^2 + p_z^2(l)\vec{p}_T^2(\nu) \\ \quad - M_W^4/4 - M_W^2\vec{p}_T(l) \cdot \vec{p}_T(\nu) \end{cases} \end{cases}$$

si l'équation n'a pas de solution, alors l'hypothèse raisonnable que le lepton et son neutrino associé sont colinéaires suffit à lever l'indétermination :

$$\begin{cases} \text{hypothèse 1 : } \vec{p}(\nu) = \alpha \vec{p}(l) & \text{avec } \alpha = \frac{|\vec{p}(\nu)|}{|\vec{p}(l)|} \\ \text{hypothèse 2 : } |\vec{p}_T(\nu)| = |\vec{p}_T(\text{miss.})| & (= \text{énergie transverse manquante}) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} p_z(\nu) = \frac{|\vec{p}(\nu)|}{|\vec{p}(l)|} p_z(l) \\ \quad = \text{Signe}[p_z(l)] \cdot \frac{|\vec{p}_T(\text{miss.})|}{\left(\frac{|\vec{p}(l)|}{p_z(l)}\right)^2 - 1} \\ p_x(\nu) = \frac{|\vec{p}(\nu)|}{|\vec{p}(l)|} p_x(l) \\ p_y(\nu) = \frac{|\vec{p}(\nu)|}{|\vec{p}(l)|} p_y(l) \end{cases} \quad \text{avec } |\vec{p}(\nu)|^2 = |\vec{p}_T(\text{miss.})|^2 + p_z^2(\nu)$$

- le deuxième W est reconstruit de la même manière que le Z se désintégrant en jet(s) dans le SIGNAL 1 : les paires de jets vérifiant $|m(jj) - M_W| < 5 \text{ GeV}/c^2$ et le jet d'impulsion transverse maximum sont associés au premier W pour former des Higgs candidats, la solution étant déterminée par le candidat ayant la plus grande impulsion transverse parmi ceux qui ont leur masse telle que $|m(H) - M_H| < 30 \text{ GeV}/c^2$
- le Z primaire (Z_1) et le Higgs reconstruits permettent finalement d'obtenir la masse reconstruite de Z_H

M_{Z_H} (GeV/ c^2)	1000	1500	2000
moyenne (GeV/ c^2)	991	1488	1986
écart-type (GeV/ c^2)	42	59	80

TAB. 7.9 – Moyenne et écart-type de l'ajustement gaussien de la masse invariante de Z_H , sans les coupures sur l'impulsion transverse des jets et du Higgs, pour le SIGNAL 2

Sont ensuite appliquées exactement les mêmes coupures que celles employées pour le SIGNAL 1, c'est-à-dire des coupures à 2σ sur les masses reconstruites du Higgs et de

Z_H , et des seuils sur l'impulsion transverse du ou des jets et du Higgs. La résolution de l'ajustement gaussien de la masse reconstruite de Z_H est précisée dans le Tableau 7.9.

Les 3 Tableaux 7.10 à 7.12 présentent l'effet cumulé des différentes coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour chacune des masses étudiées.

Signal	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 3$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 50 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(Z_H)$
Signal	57.4 ± 0.5	55.0 ± 0.5	45.4 ± 0.5	38.1 ± 0.5	37.7 ± 0.5	29.7 ± 0.5
$t\bar{t}$	10.80 ± 0.02	9.85 ± 0.02	2.73 ± 0.01	1.37 ± 0.01	0.37 ± 0.01	$< 6.10^{-4}$
$t\bar{t}H$	66.2 ± 0.5	65.8 ± 0.5	60.9 ± 0.5	48.4 ± 0.5	32.3 ± 0.5	0.43 ± 0.01
qqH	81.3 ± 0.5	73.2 ± 0.4	20.5 ± 0.4	14.8 ± 0.4	2.3 ± 0.2	< 0.03
H	80.6 ± 0.1	72.2 ± 0.1	8.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1	0.71 ± 0.03	< 0.003
fH	78.9 ± 0.4	70.8 ± 0.5	12.3 ± 0.3	8.8 ± 0.3	1.2 ± 0.1	< 0.03
ZZ	53.6 ± 0.2	45.0 ± 0.3	1.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.39 ± 0.02	0.014 ± 0.005
$ZH(1)$	72.4 ± 0.5	63.3 ± 0.5	34.5 ± 0.5	31.6 ± 0.5	19.6 ± 0.4	0.63 ± 0.08
$ZH(2)$	47.3 ± 0.5	43.00 ± 0.5	24.8 ± 0.4	21.8 ± 0.4	13.7 ± 0.3	0.55 ± 0.07
WH	47.3 ± 0.5	43.8 ± 0.5	22.7 ± 0.4	16.6 ± 0.4	9.6 ± 0.3	< 0.13
WZ	33.14 ± 0.05	30.22 ± 0.05	0.60 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.19 ± 0.01	$(7 \pm 1).10^{-3}$

TAB. 7.10 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 2 et ses bruits de fond, pour $M_{Z_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$

Les mêmes remarques que pour le SIGNAL 1 peuvent être faites concernant l'efficacité des coupures. Il peut cependant être noté que cette fois-ci la coupure sur la masse reconstruite du Higgs supprime moins de bruit de fond qu'elle ne le faisait pour le SIGNAL 1. Cela tient probablement du fait que le Higgs est ici moins précisément reconstruit en raison du fait que l'état final de sa désintégration comprend un neutrino, ce qui n'est le cas ni dans le SIGNAL 1 ni plus tard dans le SIGNAL 3.

Résultats

Le Tableau 7.13 présente les niveaux de signal et de bruit ainsi que la signification statistique, après toutes les coupures, pour les différentes masses, à 300 fb^{-1} . Les masses invariantes sont représentées sur la Figure 7.6.

	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 3$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 50 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(Z_H)$
Signal	54.7 ± 0.5	53.7 ± 0.5	38.4 ± 0.5	31.6 ± 0.5	31.6 ± 0.5	24.1 ± 0.5
$t\bar{t}$	10.80 ± 0.02	9.85 ± 0.02	2.73 ± 0.01	1.37 ± 0.01	0.37 ± 0.01	$< 5.10^{-4}$
$t\bar{t}H$	66.2 ± 0.5	65.8 ± 0.5	60.9 ± 0.5	48.4 ± 0.5	32.3 ± 0.5	0.43 ± 0.01
qqH	81.3 ± 0.5	73.2 ± 0.4	20.5 ± 0.4	14.8 ± 0.4	2.3 ± 0.2	< 0.03
H	80.6 ± 0.1	72.2 ± 0.1	8.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1	0.71 ± 0.03	< 0.003
fH	78.9 ± 0.4	70.8 ± 0.5	12.3 ± 0.3	8.8 ± 0.3	1.2 ± 0.1	< 0.03
ZZ	53.6 ± 0.2	45.0 ± 0.3	1.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.39 ± 0.1	< 0.007
$ZH(1)$	72.4 ± 0.5	63.3 ± 0.5	34.5 ± 0.5	31.6 ± 0.5	19.6 ± 0.4	< 0.07
$ZH(2)$	47.3 ± 0.5	43.0 ± 0.5	24.8 ± 0.4	21.8 ± 0.3	13.7 ± 0.3	< 0.13
WH	47.3 ± 0.5	43.8 ± 0.5	22.7 ± 0.4	16.6 ± 0.4	9.6 ± 0.3	< 0.03
WZ	33.14 ± 0.05	30.22 ± 0.05	0.60 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.19 ± 0.01	$(2 \pm 1).10^{-3}$

TAB. 7.11 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 2 et ses bruits de fond, pour $M_{Z_H} = 1500 \text{ GeV}/c^2$

	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 3$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 50 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(Z_H)$
Signal	47.4 ± 0.5	47.0 ± 0.5	27.8 ± 0.4	21.7 ± 0.4	21.6 ± 0.4	16.2 ± 0.4
$t\bar{t}$	10.80 ± 0.02	9.85 ± 0.02	2.73 ± 0.02	1.37 ± 0.02	0.37 ± 0.01	$< 1.10^{-4}$
$t\bar{t}H$	66.2 ± 0.5	65.8 ± 0.5	60.9 ± 0.5	48.4 ± 0.5	32.3 ± 0.5	< 0.03
qqH	81.3 ± 0.5	73.2 ± 0.4	20.5 ± 0.4	14.8 ± 0.4	2.32 ± 0.2	< 0.03
H	80.6 ± 0.1	72.2 ± 0.1	8.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1	0.71 ± 0.03	< 0.003
fH	78.9 ± 0.4	70.8 ± 0.5	12.3 ± 0.3	8.8 ± 0.3	1.2 ± 0.1	< 0.03
ZZ	53.6 ± 0.2	45.0 ± 0.3	1.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.39 ± 0.02	< 0.003
$ZH(1)$	72.4 ± 0.5	63.3 ± 0.5	34.5 ± 0.5	31.6 ± 0.5	19.6 ± 0.4	< 0.07
$ZH(2)$	47.3 ± 0.5	43.0 ± 0.5	24.8 ± 0.4	21.8 ± 0.4	13.7 ± 0.3	< 0.03
WH	47.3 ± 0.5	43.8 ± 0.5	22.7 ± 0.4	16.6 ± 0.4	9.6 ± 0.3	< 0.05
WZ	33.14 ± 0.05	30.22 ± 0.05	0.60 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.19 ± 0.01	< 0.001

TAB. 7.12 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 2 et ses bruits de fond, pour $M_{Z_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$

M_{Z_H} (GeV/c ²)	1000	1500	2000
Signal	180.51 ± 3.65	30.64 ± 0.71	4.32 ± 0.13
Bruit	20.80 ± 8.32	3.93 ± 4.81	1.53 ± 3.57
Signification statistique	23.40 ^{+2.87} _{-1.89}	9.18 ^{+∞} _{-1.84}	2.12 ^{+∞} _{-0.79}

TAB. 7.13 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, et signification statistique, à 300 fb^{-1} , pour le SIGNAL 2

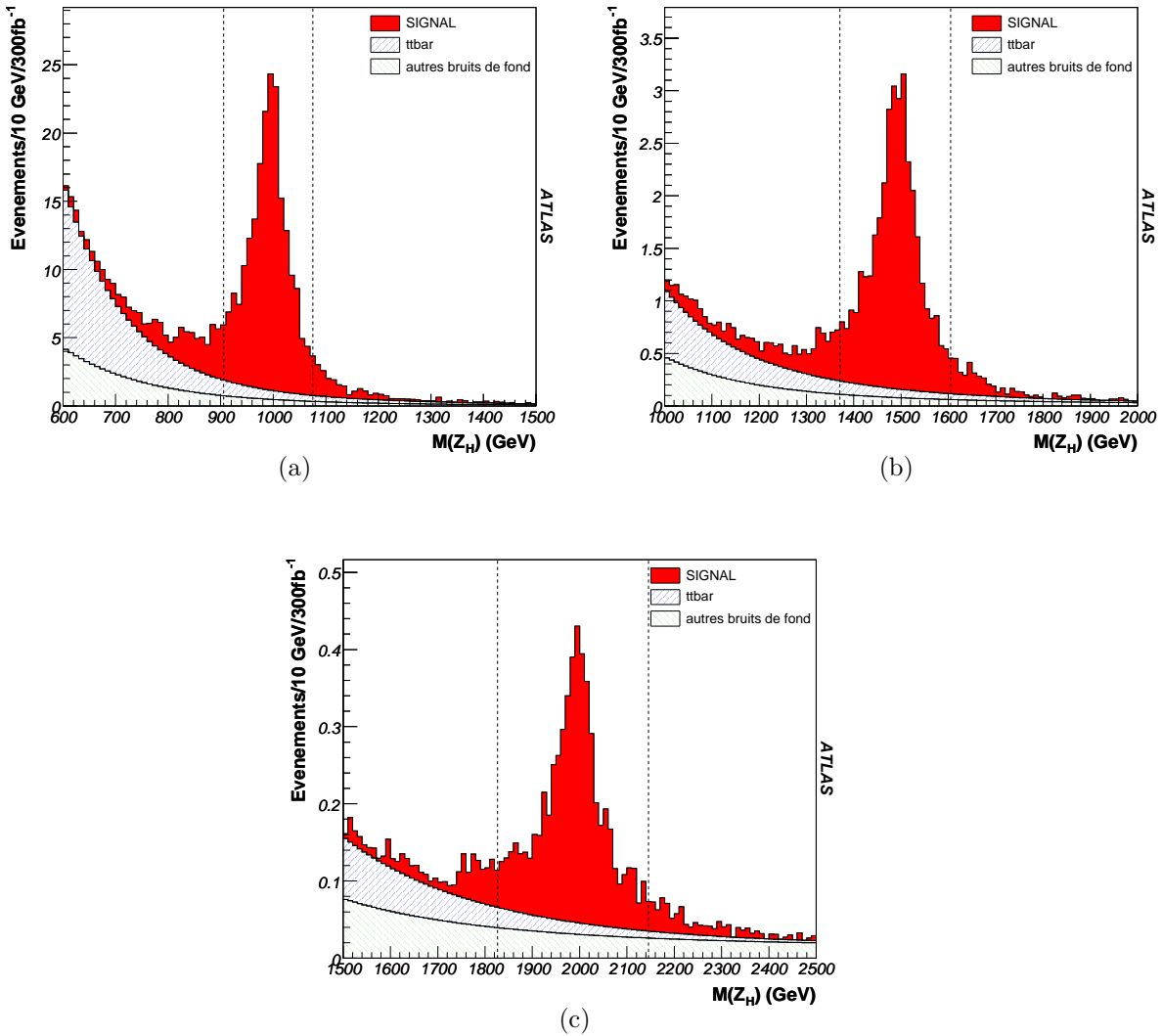


FIG. 7.6 – Masse reconstruite de Z_H du SIGNAL 2 et de son bruit de fond ($t\bar{t}$ d'une part et tous les autres réunis d'autre part), pour $M_{Z_H} = 1000$ (a), 1500 (b) et 2000 (c) GeV/c², à 300 fb^{-1}

7.6 Reconstruction du Signal 3

Le signal $W_H \rightarrow W H \rightarrow l\nu ZZ \rightarrow l\nu q\bar{q}l^+l^-$, représenté sur la Figure 7.7, admet la signature $3 \text{ leptons} + \text{jet}(s) + \text{énergie manquante}$.

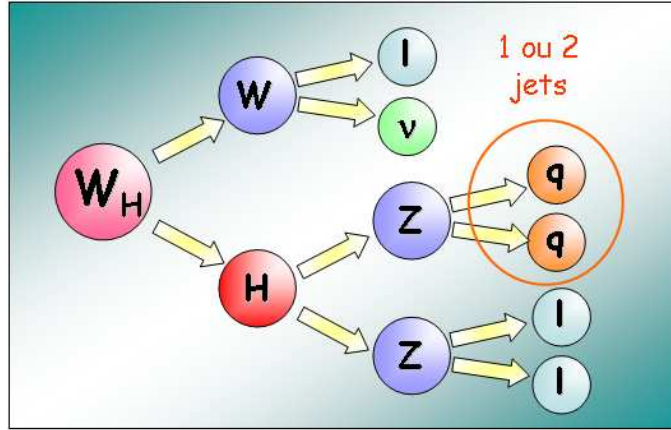


FIG. 7.7 – Topologie du SIGNAL 3

Reconstruction et coupures

La reconstruction de W_H est encore une fois très similaire aux méthodes employées précédemment, notamment pour le SIGNAL 2 qui comprenait également un neutrino :

- la première condition est à nouveau de ne sélectionner que les événements ayant 3 leptons (électrons et muons)
- à partir de ces 3 leptons on forme une paire de leptons de même saveur et de charge opposée, ayant une masse invariante $m(ll)$ telle que $|m(ll) - M_Z| < 5 \text{ GeV}/c^2$, de manière à reconstruire le Z se désintégrant leptoniquement
- le W est reconstruit exactement de la même manière dans le SIGNAL 2, avec les hypothèses soit de reconstruction de la masse du W soit de colinéarité du lepton et du neutrino afin de déterminer la donnée manquante $p_z(\nu)$
- le deuxième Z est reconstruit de la même manière que le Z (resp. W) se désintégrant en jet(s) dans le SIGNAL 1 (resp. SIGNAL 2)
- le W et le Higgs reconstruits permettent de façon évidente d'obtenir la masse reconstruite de W_H

A nouveau, des coupures à 2σ sur les masses reconstruites du Higgs et de W_H sont appliquées, ainsi que des seuils sur l'impulsion transverse du ou des jets et du Higgs, à la différence près que cette fois le seuil pour la paire de jets ou le jet unique est fixé non pas à 50 mais à 100 GeV/c , non pas pour la raison que la distribution de cette impulsion transverse est différente de celle de la Figure 7.2 pour le SIGNAL 1 (elle est en fait identique), mais parce que ce seuil optimise le rapport signal sur bruit au final.

La résolution de l'ajustement gaussien de la masse reconstruite de W_H est présentée dans le Tableau 7.14. Elle est similaire à celle du SIGNAL 2.

M_{W_H} (GeV/c ²)	1000	1500	2000
moyenne (GeV/c ²)	989	1489	1990
écart-type (GeV/c ²)	46	65	83

TAB. 7.14 – Moyenne et écart-type de l’ajustement gaussien des masses invariantes de W_H , sans les coupures sur l’impulsion transverse des jets et du Higgs, pour le SIGNAL 3

Les 3 Tableaux 7.15 à 7.17 présentent l’effet cumulé des différentes coupures (sans l’efficacité d’identification des leptons) pour chacune des masses étudiées.

	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 3$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(W_H)$
Signal	55.9 ± 0.5	54.9 ± 0.5	33.0 ± 0.5	27.5 ± 0.4	27.5 ± 0.4	20.6 ± 0.4
$t\bar{t}$	10.80 ± 0.02	9.85 ± 0.02	0.65 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.11 ± 0.01	< 7.10 ⁻⁴
$t\bar{t}H$	66.2 ± 0.5	65.8 ± 0.5	44.4 ± 0.5	19.8 ± 0.4	16.8 ± 0.4	0.26 ± 0.05
qqH	81.3 ± 0.4	73.2 ± 0.4	7.6 ± 0.3	2.2 ± 0.1	1.3 ± 0.1	< 0.03
H	80.6 ± 0.1	72.2 ± 0.1	2.00 ± 0.04	0.62 ± 0.02	0.31 ± 0.02	< 0.004
fH	78.9 ± 0.4	70.8 ± 0.5	4.1 ± 0.2	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	< 0.03
ZZ	53.6 ± 0.2	45.0 ± 0.2	0.18 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.04 ± 0.01	< 0.007
$ZH(1)$	72.4 ± 0.5	63.3 ± 0.5	10.8 ± 0.3	3.5 ± 0.2	3.0 ± 0.2	< 0.13
$ZH(2)$	47.3 ± 0.5	43.0 ± 0.5	8.7 ± 0.3	2.7 ± 0.2	2.2 ± 0.2	< 0.08
WH	47.3 ± 0.5	43.8 ± 0.5	6.8 ± 0.3	5.8 ± 0.2	5.7 ± 0.2	0.7 ± 0.1
WZ	33.14 ± 0.05	30.22 ± 0.05	(31±2).10 ⁻³	(8±2).10 ⁻³	(7±2).10 ⁻³	< 1.10 ⁻³

TAB. 7.15 – Efficacité cumulative des coupures (sans l’efficacité d’identification des leptons) pour le SIGNAL 3 et ses bruits de fond, pour $M_{W_H} = 1000$ GeV/c²

A nouveau les mêmes remarques que pour le SIGNAL 1 peuvent être faites concernant l’efficacité des coupures.

Résultats

Le Tableau 7.18 présente les niveaux de signal et de bruit ainsi que la signification statistique, après toutes les coupures, pour les différentes masses, à 300 fb⁻¹. Les masses invariantes sont représentées sur la Figure 7.8.

	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 3$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(W_H)$
Signal	50.5 ± 0.5	50.2 ± 0.5	27.7 ± 0.4	22.6 ± 0.4	22.6 ± 0.4	16.1 ± 0.4
$t\bar{t}$	10.80 ± 0.02	9.85 ± 0.02	0.65 ± 0.01	0.23 ± 0.01	0.12 ± 0.01	< 2.10 ⁻⁴
$t\bar{t}H$	66.2 ± 0.5	65.8 ± 0.5	44.4 ± 0.5	21.4 ± 0.4	18.0 ± 0.4	0.10 ± 0.03
qqH	81.3 ± 0.4	73.2 ± 0.4	7.6 ± 0.3	2.4 ± 0.1	1.5 ± 0.1	< 0.03
H	80.6 ± 0.1	72.2 ± 0.1	2.00 ± 0.04	0.67 ± 0.02	0.34 ± 0.02	< 0.003
fH	78.9 ± 0.4	70.8 ± 0.5	4.1 ± 0.2	1.2 ± 0.3	0.8 ± 0.1	< 0.03
ZZ	53.6 ± 0.2	45.0 ± 0.2	0.18 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.05 ± 0.01	< 0.003
$ZH(1)$	72.4 ± 0.5	63.3 ± 0.5	10.8 ± 0.3	3.8 ± 0.3	3.2 ± 0.3	< 0.03
$ZH(2)$	47.3 ± 0.5	43.0 ± 0.5	8.7 ± 0.3	2.9 ± 0.2	2.3 ± 0.2	< 0.03
WH	47.3 ± 0.5	43.8 ± 0.5	6.8 ± 0.3	5.9 ± 0.3	5.8 ± 0.2	< 0.13
WZ	33.14 ± 0.05	30.22 ± 0.05	(31±2).10 ⁻³	(8±1).10 ⁻³	(8±1).10 ⁻³	< 10 ⁻³

TAB. 7.16 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 3 et ses bruits de fond, pour $M_{W_H} = 1500 \text{ GeV}/c^2$

	Efficacité cumulative des coupures (%)					
	$n_l = 3$	LVL1	$p_T(jj/j)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(H)$	$p_T(H)$ > 100 GeV/c	Coupure à 2σ sur $m(W_H)$
Signal	41.2 ± 0.5	41.0 ± 0.5	18.7 ± 0.4	15.1 ± 0.4	15.1 ± 0.4	10.1 ± 0.3
$t\bar{t}$	10.80 ± 0.02	9.85 ± 0.02	0.65 ± 0.01	0.24 ± 0.01	0.13 ± 0.01	< 1.10 ⁻⁴
$t\bar{t}H$	66.2 ± 0.5	65.8 ± 0.5	44.4 ± 0.5	22.2 ± 0.4	18.6 ± 0.4	< 0.06
qqH	81.3 ± 0.4	73.2 ± 0.4	7.6 ± 0.3	2.5 ± 0.1	1.5 ± 0.1	< 0.03
H	80.6 ± 0.1	72.2 ± 0.1	2.00 ± 0.04	0.71 ± 0.02	0.36 ± 0.02	< 0.003
fH	78.9 ± 0.4	70.8 ± 0.5	4.1 ± 0.2	1.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1	< 0.03
ZZ	53.6 ± 0.2	45.0 ± 0.2	0.18 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.05 ± 0.01	< 0.003
$ZH(1)$	72.4 ± 0.5	63.3 ± 0.5	10.8 ± 0.3	3.9 ± 0.2	3.4 ± 0.2	< 0.03
$ZH(2)$	47.3 ± 0.5	43.0 ± 0.5	8.7 ± 0.3	3.0 ± 0.2	2.5 ± 0.2	< 0.03
WH	47.3 ± 0.5	43.8 ± 0.5	6.8 ± 0.3	5.9 ± 0.2	5.8 ± 0.2	< 0.06
WZ	33.14 ± 0.05	30.22 ± 0.05	(31±2).10 ⁻³	(9±1).10 ⁻³	(8±1).10 ⁻³	< 2.10 ⁻⁴

TAB. 7.17 – Efficacité cumulative des coupures (sans l'efficacité d'identification des leptons) pour le SIGNAL 3 et ses bruits de fond, pour $M_{W_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$

M_{W_H} (GeV/c ²)	1000	1500	2000
Signal	92.40 ± 2.27	15.59 ± 0.44	2.36 ± 0.09
Bruit	6.60 ± 3.56	0.72 ± 1.45	0.19 ± 1.19
Signification statistique	18.58 ^{+2.97} _{-1.72}	7.93 ^{+∞} _{-1.66}	1.81 ^{+∞} _{-0.79}

TAB. 7.18 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond, et signification statistique, à 300 fb^{-1} , pour le SIGNAL 3

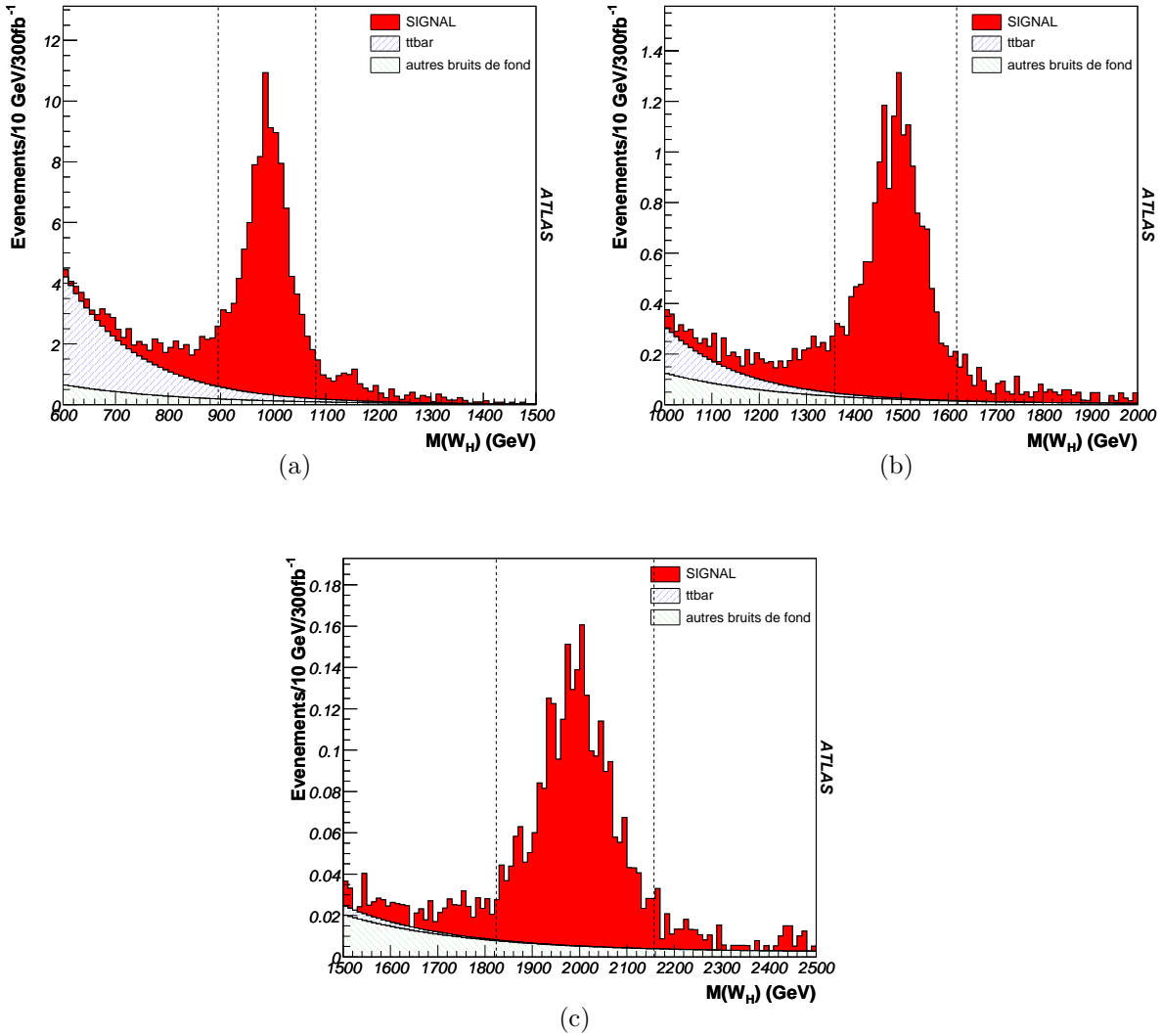


FIG. 7.8 – Masse reconstruite de W_H du SIGNAL 3 et de son bruit de fond ($t\bar{t}$ d'une part et tous les autres réunis d'autre part), pour $M(W_H) = 1000$ (a), 1500 (b) et 2000 (c) GeV/c^2 , à 300 fb^{-1}

7.7 Autres voies d'étude

Les autres canaux possibles (voir l'équation 5.88) ont leurs jets venant d'un Z ou W primaire, donc isolés des leptons venant du Higgs. Ils ont fait l'objet d'études par l'équipe de Valence, dont les résultats [49] sont rapidement présentés ici.

Les quatre signaux envisagés sont :

$$\begin{aligned}
 \text{SIGNAL 4 : } & Z_H \rightarrow Z H \rightarrow l^+ l^- W^+ W^- \rightarrow l^+ l^- l^+ \nu l^- \nu \\
 \text{SIGNAL 5 : } & W_H \rightarrow W H \rightarrow l \nu W^+ W^- \rightarrow l \nu l^+ \nu l^- \nu \\
 \text{SIGNAL 6 : } & Z_H \rightarrow Z H \rightarrow q \bar{q} Z Z \rightarrow q \bar{q} l^+ l^- l^+ l^- \\
 \text{SIGNAL 7 : } & W_H \rightarrow W H \rightarrow q q' Z Z \rightarrow q \bar{q} l^+ l^- l^+ l^-
 \end{aligned} \tag{7.3}$$

Le SIGNAL 7 ne requiert pas d'analyse supplémentaire par rapport au SIGNAL 6 en raison de leur signature identique et de la dégénérescence en masse de Z_H et W_H .

Le bruit de fond du Modèle Standard est considéré ici comme négligeable étant donné la signature claire et les coupures appliquées. Ces coupures sont :

- des coupures cinématiques sur les leptons, et notamment sur leur isolation par paires
- des coupures sur les neutrinos, $E_T > 50 \text{ GeV}/c^2$ pour le SIGNAL 4 et $E_T > 100 \text{ GeV}/c^2$ pour le SIGNAL 5
- des coupures sur les masses invariantes et les impulsions transverses des Z et W , du Higgs, et de Z_H et W_H

Le nombre d'événements de signal attendu est indiqué dans le Tableau 7.19. Un exemple de masse reconstruite est présenté sur la Figure 7.9

$M_{Z_H/W_H} \text{ (GeV}/c^2)$	1000	2000
SIGNAL 4	32.4	1.1
SIGNAL 5	76.7	2.6
SIGNAL 6/7	28.7	1.1
Total	137.8	4.8

TAB. 7.19 – Nombre d'événements de signal pour les canaux étudiés par l'équipe de Valence, à 300 fb^{-1}

En prenant pour hypothèse habituelle une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} , 140 événements de signal sont attendus à $1000 \text{ GeV}/c^2$, ce qui est favorable à une observation de Z_H et W_H , contrairement aux cas de masse plus élevée avec par exemple moins de 10 événements cumulés à $2000 \text{ GeV}/c^2$.

7.8 Extrapolation dans l'espace des paramètres

Comme dans le Chapitre 6, il est possible d'extrapoler les résultats obtenus pour toute masse de Z_H/W_H et pour tout $\cot \theta$, grâce à la fonction représentée sur la Figure 5.13.

L'espace des paramètres accessible à une observation de Z_H et W_H avec une signification statistique supérieure à 5σ , pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} , est reporté

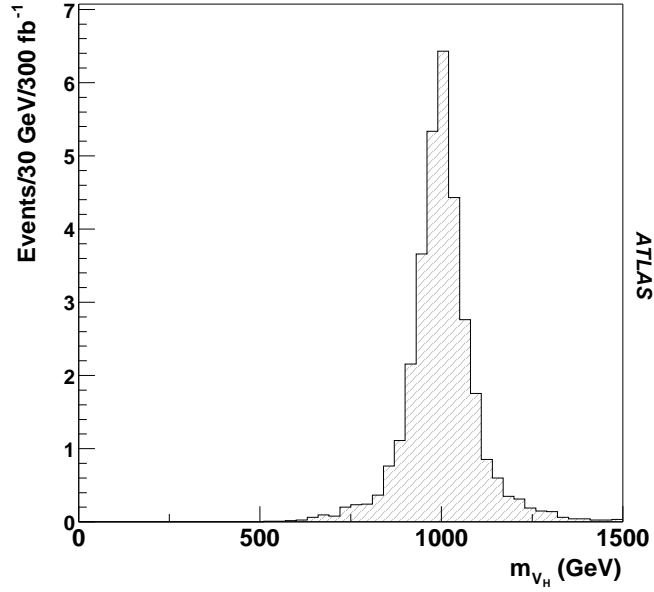


FIG. 7.9 – Masse reconstruite du SIGNAL 4 pour $M_{Z_H} = 1000 \text{ GeV}/c^2$ à 300 fb^{-1}

sur la Figure 7.10, à la fois pour les modes étudiés ici et les modes étudiés par l'équipe de Valence. Les 2 types d'étude produisent séparément des résultats semblables, comme c'était déjà le cas dans le Chapitre 6.

Les zones inaccessibles sont à nouveau pour la zone autour de $\cot \theta = 1$ (voir Figure 5.12), et pour des masses de l'ordre de $2 \text{ TeV}/c^2$ et au-delà; cependant un Higgs de $200 \text{ GeV}/c^2$ autorise Z_H et W_H à avoir cette fois une masse jusqu'à $6 \text{ TeV}/c^2$ (voir l'équation 5.81), laissant ainsi un large espace non couvert.

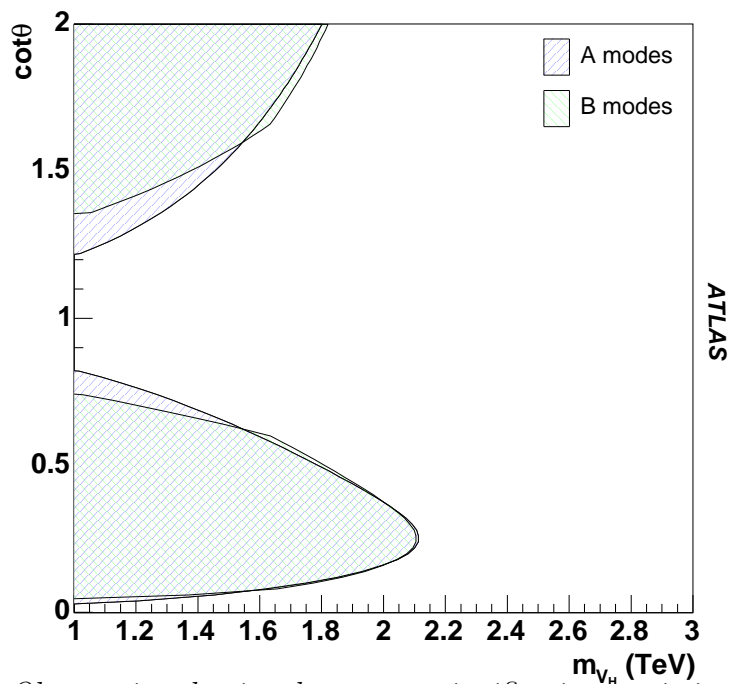


FIG. 7.10 – Observation du signal avec une signification statistique meilleure que 5σ à 300 fb^{-1} , dans le plan $\cot\theta - M_{Z_H/W_H}$, pour les SIGNAL 1, SIGNAL 2 et SIGNAL 3 combinés (“B modes”) et pour les SIGNAUX 4, 5, 6 ET 7 (“A modes”) étudiés à Valence

Chapitre 8

Etudes complémentaires sur le Modèle du Petit Higgs

Les études de physique présentées dans les chapitres 6 et 7 ont été réalisées dans le cadre d'un groupe de travail, constitué d'une douzaine de membres de la collaboration ATLAS et ayant pour objet l'étude du Modèle du Petit Higgs. Ainsi, non seulement les bosons de jauge lourds Z_H , W_H et A_H ont été étudiés pour d'autres modes de désintégration, mais aussi trois études portent sur le quark top lourd T et une sur le boson de Higgs lourd doublement chargé H^{++} .

Ce chapitre résume ces études, et présente en dernier lieu une combinaison des résultats concernant les bosons de jauge lourds. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication [50] et ont été présentés dans diverses conférences telles que les Rencontres de Moriond 2004 [51], le 4^{ème} "Physics Workshop" d'ATLAS à Athènes en mai 2003, et la conférence "Physics at LHC" organisée par l'Advanced Studies Institute à Prague en juillet 2003 [52].

8.1 Recherche des bosons de jauge lourds Z_H , W_H et A_H

8.1.1 Découverte de Z_H et A_H

Les canaux les plus propices à une découverte du boson de jauge lourd Z_H sont les désintégrations leptoniques $Z_H \rightarrow e^+e^-$ ou $Z_H \rightarrow \mu^+\mu^-$. Les leptons ont en effet une signature très claire et la masse invariante élevée permet une distinction nette du bruit de fond, qui est composé essentiellement d'un processus de Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma \rightarrow e^+e^-$). Ceci est visible sur la Figure 8.1(a), qui montre un exemple de masse reconstruite pour $M_{Z_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$.

L'accessibilité à une découverte de Z_H est représentée dans un plan cot $\theta - M_{Z_H}$ sur la Figure 8.1(b). Une très grande partie de l'espace des paramètres autorisé par le modèle est accessible à une découverte avec une signification statistique d'au moins 5σ et un minimum de 10 événements, en prenant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} . Cette région ne tient compte que du mode $Z_H \rightarrow e^+e^-$, et peut être légèrement élargie en prenant

également en compte $Z_H \rightarrow \mu^+\mu^-$.

La même chose est réalisée pour A_H , avec le canal $A_H \rightarrow e^+e^-$. L'espace des paramètres $\tan\theta' - M_{A_H}$ visible sur la Figure 8.2 est presque entièrement accessible à une découverte dans les mêmes conditions que précédemment, la région autour de $\tan\theta' = 1.3$ étant insensible du fait du rapport d'embranchement $\text{BR}(A_H \rightarrow e^+e^-)$ quasi-nul pour ces valeurs (voir Figure 5.16(b)).

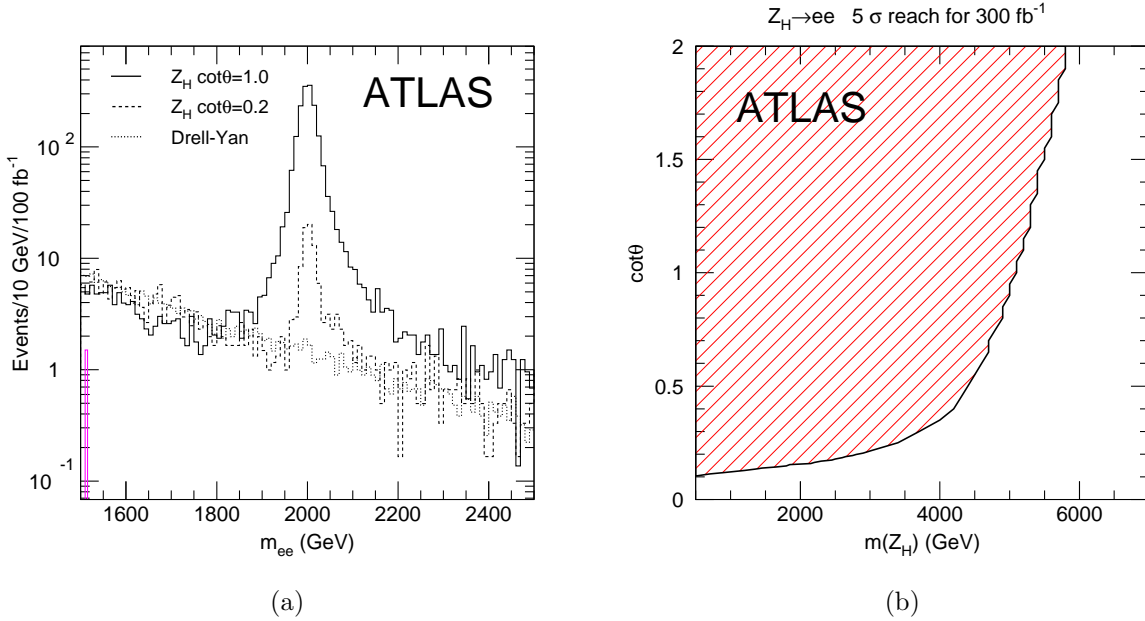


FIG. 8.1 – (a) Signal $Z_H \rightarrow e^+e^-$ pour $\cot\theta = 1$ (solide) et $\cot\theta = 0.2$ (tireté) sur le bruit de fond Drell-Yan (pointillés), pour $M_{Z_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$ (b) Dans le plan $\cot\theta - M_{Z_H}$, région accessible à une découverte de Z_H par le canal $Z_H \rightarrow e^+e^-$, à 5 σ et avec plus de 10 événements, à 300 fb⁻¹

8.1.2 Découverte de W_H

La recherche du boson de jauge lourd W_H se fait également par l'intermédiaire de sa désintégration leptonique $W_H \rightarrow l\nu$. La signature est un peu moins claire que pour Z_H car il n'y a qu'un seul lepton et de l'énergie transverse manquante pour la caractériser. Cela n'empêche pas ce signal de bien se distinguer du bruit de fond Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow l\nu$) et $t\bar{t}$, comme l'illustre la Figure 8.3(a) pour $M_{W_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$.

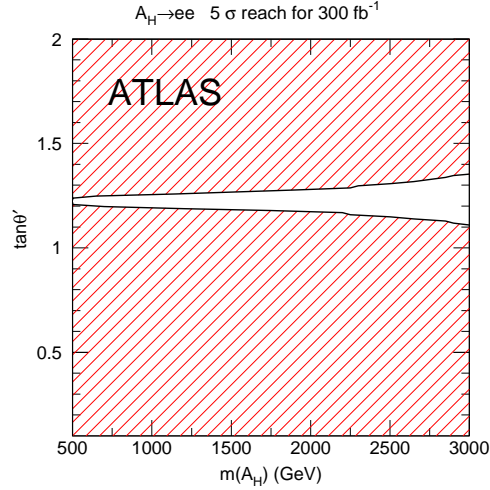


FIG. 8.2 – Région accessible à une découverte de A_H par le canal $A_H \rightarrow e^+e^-$, à 5σ et avec plus de 10 événements, à 300 fb^{-1} , dans le plan $\tan \theta' - M_{A_H}$

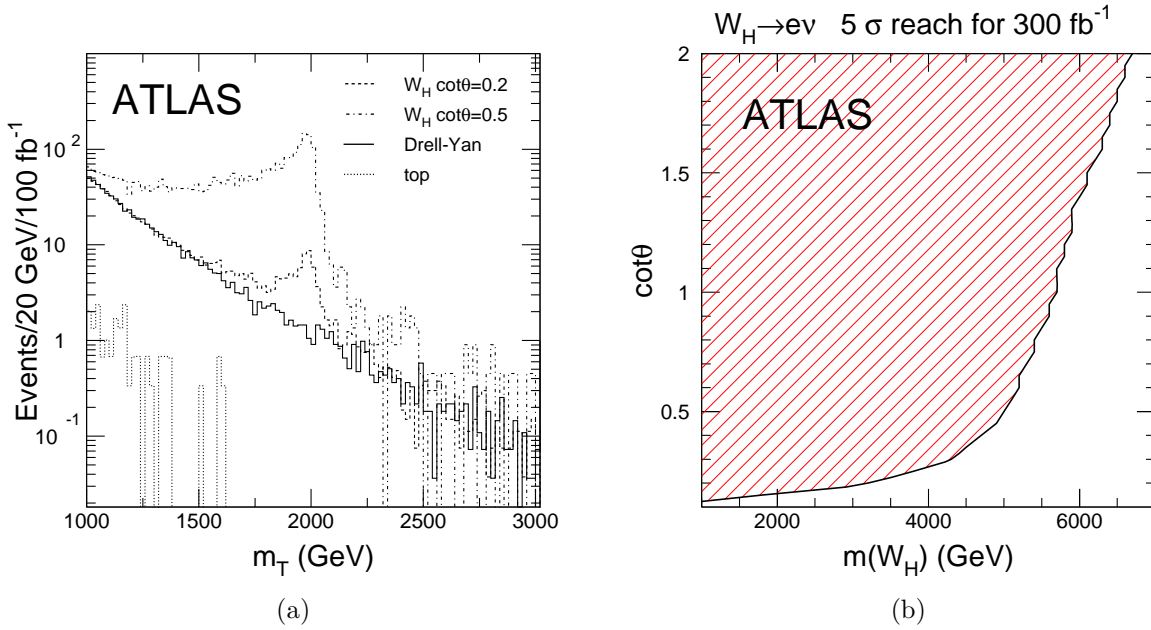


FIG. 8.3 – (a) Masse invariante transverse du signal $W_H \rightarrow l\nu$ pour $\cot \theta = 0.5$ (histogramme le plus haut) et $\cot \theta = 0.2$ (en-dessous), sur le bruit de fond Drell-Yan (solide) et $t\bar{t}$ (pointillés), pour $M_{W_H} = 2000 \text{ GeV}/c^2$ (b) Dans le plan $\cot \theta - M_{W_H}$, région accessible à une découverte de W_H par le canal $W_H \rightarrow l\nu$, à 5σ et avec plus de 10 événements, à 300 fb^{-1}

8.2 Recherche du quark top lourd T

Trois canaux ont été envisagés pour la recherche du quark top lourd T . Leur analyse est succinctement décrite dans la suite. A noter qu'il existe aussi une étude sur la recherche du quark top lourd dans CMS [53].

8.2.1 Mode $T \rightarrow Zt$

L'état final choisi est :

$$T \rightarrow Zt \rightarrow l^+l^- l\nu b \quad (8.1)$$

Le bruit de fond est dominé par WZ , ZZ et tbZ , ce dernier dominant largement les deux autres a posteriori.

Un exemple de masse reconstruite est indiqué sur la Figure 8.4 pour $M_T = 1000 \text{ GeV}/c^2$ et $\lambda_1/\lambda_2 = 1$.

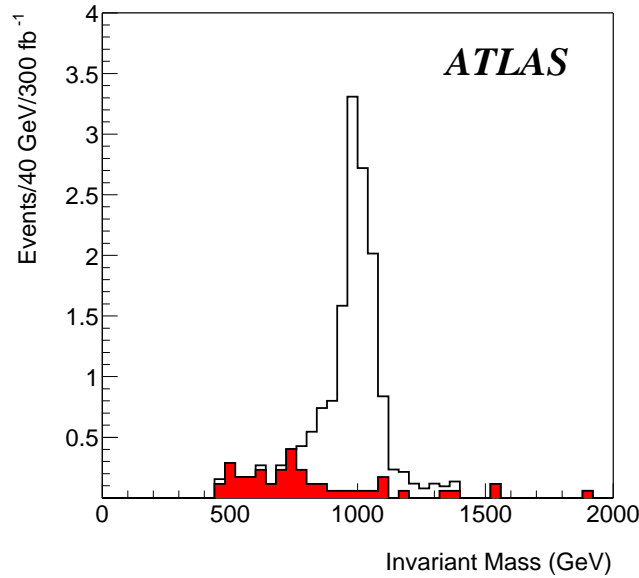


FIG. 8.4 – Signal $T \rightarrow Zt$ (blanc) sur Bruit de fond (rouge), pour $M_T = 1000 \text{ GeV}/c^2$ et $\lambda_1/\lambda_2 = 1$, à 300 fb^{-1}

T peut être observé avec une signification statistique supérieure à 5σ , avec au moins 10 événements, à condition que $M_T < 1050 \text{ GeV}/c^2$ si $\lambda_1/\lambda_2 = 1$ et $M_T < 1400 \text{ GeV}/c^2$ si $\lambda_1/\lambda_2 = 2$, en prenant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

8.2.2 Mode $T \rightarrow Wb$

L'état final choisi est :

$$T \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b \quad (8.2)$$

Le bruit de fond est composé de la production simple du quark top, de la production QCD de $Wb\bar{b}$, mais surtout de $t\bar{t}$.

Un exemple de masse reconstruite est reporté sur la Figure 8.5 pour $M_T = 1000 \text{ GeV}/c^2$ et à nouveau pour $\lambda_1/\lambda_2 = 1$.

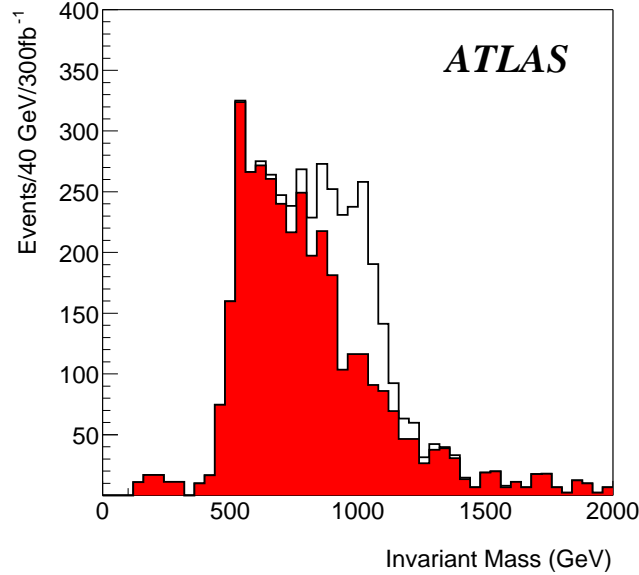


FIG. 8.5 – *Signal* $T \rightarrow Wb$ (blanc) sur *Bruit de fond* (rouge), pour $M_T = 1000 \text{ GeV}/c^2$ et $\lambda_1/\lambda_2 = 1$, à 300 fb^{-1}

T peut être observé par ce canal avec une signification statistique supérieure à 5σ , avec au moins 10 événements, à condition que $M_T < 2000 \text{ GeV}/c^2$ si $\lambda_1/\lambda_2 = 1$ et $M_T < 2500 \text{ GeV}/c^2$ si $\lambda_1/\lambda_2 = 2$, en prenant encore une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

8.2.3 Mode $T \rightarrow tH$

Le Higgs est supposé ici avoir une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$, faisant de la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ la voie la plus probable. Le signal suivant est donc choisi :

$$T \rightarrow tH \rightarrow l\nu b b\bar{b} \quad (8.3)$$

Le bruit de fond est une nouvelle fois largement dominé par la production $t\bar{t}$.

Deux exemples de masse reconstruite sont indiqués sur les Figure 8.6(a) et 8.6(b) pour $M_T = 700$ et $1000 \text{ GeV}/c^2$, toujours pour $\lambda_1/\lambda_2 = 1$.

T est difficilement observable par ce mode de désintégration, car seule une signification statistique de 3σ peut être atteinte lorsque $M_T = 700 \text{ GeV}/c^2$ et 4σ lorsque $M_T = 1000 \text{ GeV}/c^2$, en postulant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} si $\lambda_1/\lambda_2 = 1$ (le signal est plus clair pour des valeurs plus élevées). Cependant, dans l'hypothèse où T aurait déjà été découvert par l'intermédiaire d'un autre canal, le présent signal permettrait

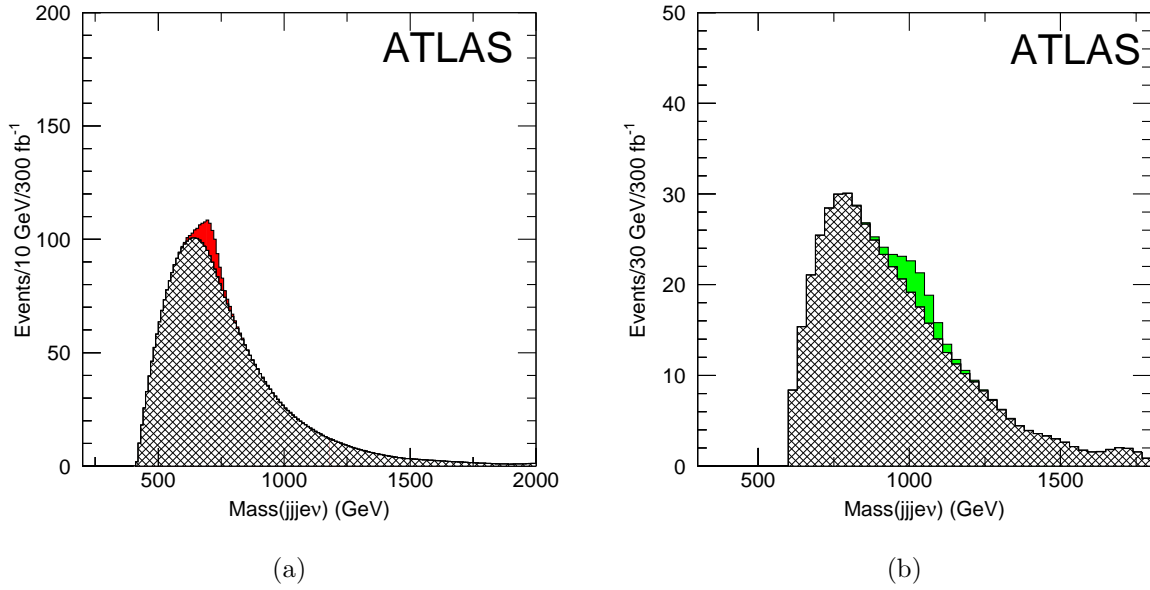


FIG. 8.6 – *Signal $T \rightarrow tH$ (couleur) sur Bruit de fond (quadrillage), pour $M_T = 700 \text{ GeV}/c^2$ (a) et $M_T = 1000 \text{ GeV}/c^2$ (b), avec $\lambda_1/\lambda_2 = 1$, à 300 fb^{-1}*

une confirmation de cette découverte, et pourrait également contraindre davantage les couplages λ_1 et λ_2 .

8.3 Recherche du boson de Higgs lourd Φ^{++}

L'observation des Higgs lourds du Modèle du Petit Higgs semble difficile, en raison des faibles sections efficaces et du bruit de fond important. Le boson de Higgs lourd doublement chargé Φ^{++} est le seul qui a priori pourrait être visible dans ATLAS.

Il est étudié ici dans sa désintégration en deux W , qui dépend du couplage indéterminé v' :

$$dd \rightarrow uu\Phi^{++} \rightarrow uuW^+W^+ \rightarrow uu l^+\nu l^+\nu \quad (8.4)$$

Le bruit de fond est principalement la production non-résonante qqW^+W^+ dont la topologie est identique au signal.

Du fait de la présence de deux neutrinos dans l'état final, et donc du fait de l'énergie transverse manquante, ce n'est pas la masse invariante de Φ^{++} qui peut être reconstruite mais plutôt sa masse invariante transverse. Elle est tracée sur les Figures 8.7(a) et 8.7(b) pour des masses de $1000 \text{ GeV}/c^2$ et $1500 \text{ GeV}/c^2$, en prenant pour hypothèse $v' = 25 \text{ GeV}$, et comme toujours une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Après analyse, une observation avec une signification statistique meilleure que 5σ et un nombre d'événements plus grand que 10 est envisageable pour $M_{\Phi^{++}} = 1000 \text{ GeV}/c^2$ si $v' > 29 \text{ GeV}$ et pour $M_{\Phi^{++}} = 1500 \text{ GeV}/c^2$ si $v' > 54 \text{ GeV}$.

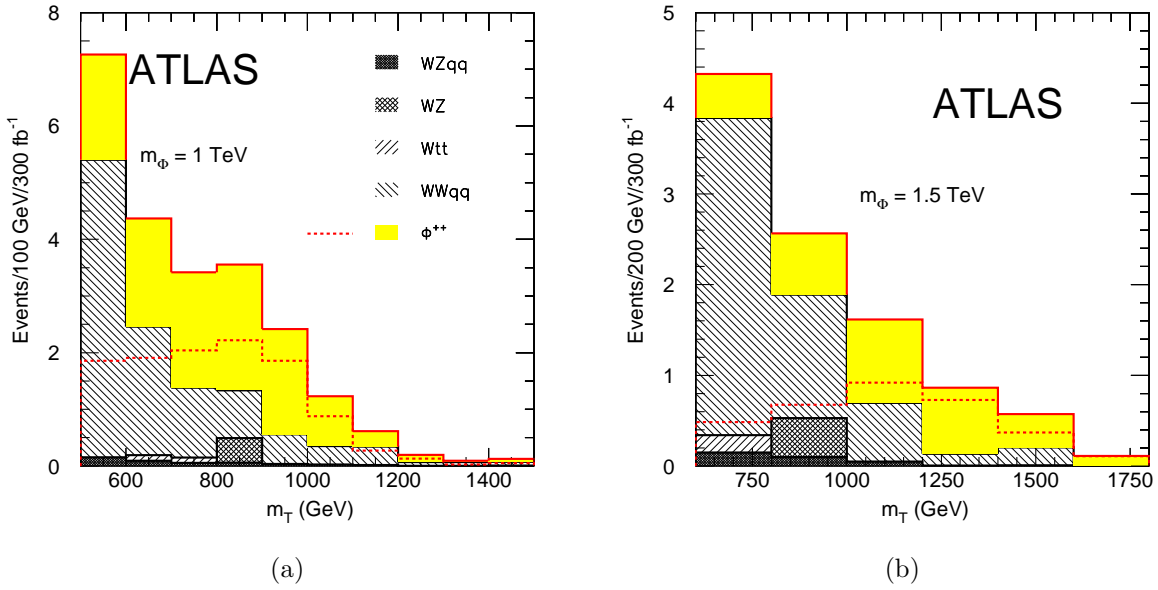


FIG. 8.7 – Masse invariante transverse du signal Φ^{++} et du bruit de fond, pour $M_{\Phi^{++}} = 1000 \text{ GeV}/c^2$ (a) et pour $M_{\Phi^{++}} = 1500 \text{ GeV}/c^2$ (b), avec $v' = 25 \text{ GeV}$, à 300 fb^{-1}

8.4 Espace des paramètres

La découverte des nouvelles particules prédites dans le Modèle du Petit Higgs semble difficile, sauf pour les bosons de jauge lourds. La Figure 8.8 représente dans le plan $\cot \theta - M_{Z_H/W_H}$, les régions accessibles à une observation de Z_H et W_H à 5σ et avec plus de 10 événements, à 300 fb^{-1} , selon les différents canaux décrits dans ce chapitre pour leur découverte et dans les Chapitres 6 et 7 pour leur caractérisation ultérieure, leur masse étant alors déjà déterminée ainsi que celle du boson de Higgs.

Pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, donc $M_{Z_H/W_H} < 2 \text{ TeV}/c^2$, seule la zone $\cot \theta < 0.05$ échappe à toute investigation, pour $0.05 < \cot \theta < 0.1$ seuls les modes $Z_H/W_H \rightarrow Z/W H$ sont visibles tandis que la zone restante est entièrement couverte par les modes de découverte $Z_H/W_H \rightarrow leptons$. Cependant, la mise en évidence du Modèle du Petit Higgs ne peut se faire autour de $\cot \theta = 1$.

Pour $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$, donc $M_{Z_H/W_H} < 6 \text{ TeV}/c^2$, l'espace des paramètres s'ouvre jusqu'à $M_{Z_H/W_H} = 6 \text{ TeV}/c^2$. Tout ce nouveau domaine est relativement bien couvert par les modes $Z_H/W_H \rightarrow leptons$, mais sans mise en évidence du Modèle du Petit Higgs (par les modes $Z_H/W_H \rightarrow Z/W H$, qui couvrent approximativement la même zone que pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, voir Figure 7.10).

L'espace des paramètres ainsi couvert est très large, ce qui laisse présager une observation de ces particules dans ATLAS, dans le cas où le Modèle du Petit Higgs est valide.

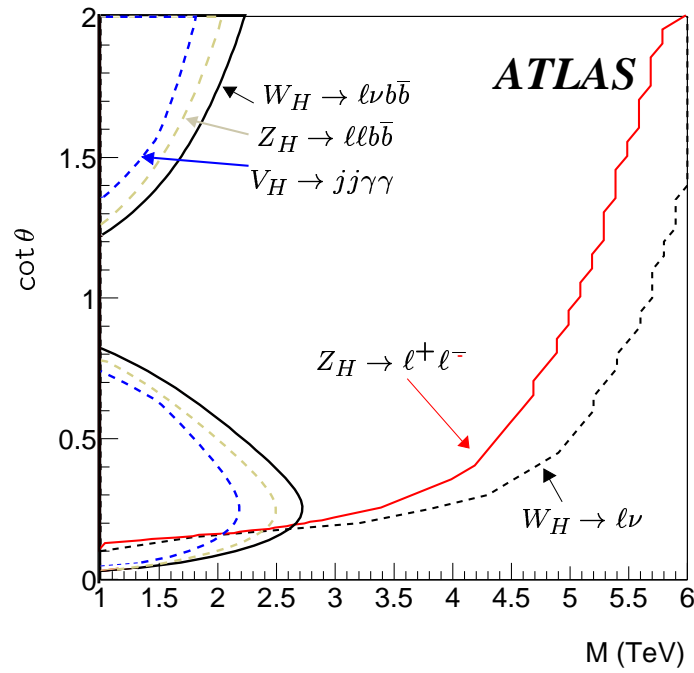


FIG. 8.8 – Dans le plan $\cot \theta - M_{Z_H/W_H}$, région accessible à une découverte de Z_H et W_H , à 5σ et avec plus de 10 événements, à 300 fb^{-1} , par l'intermédiaire des différents états finals étudiés y compris ceux du Chapitre 6

Conclusion

L'objet de cette thèse était d'une part de simuler la numérisation des calorimètres à Argon liquide - en particulier le calorimètre électromagnétique - et notamment le bruit d'électronique ainsi que le bruit d'empilement, et d'autre part de tester dans l'expérience ATLAS le Modèle du Petit Higgs, via ses désintégrations caractéristiques $Z_H \rightarrow Z H$ et $W_H^\pm \rightarrow W H$ où Z_H et W_H^\pm sont des nouveaux bosons de jauge lourds, d'une masse de l'ordre du TeV/c^2 .

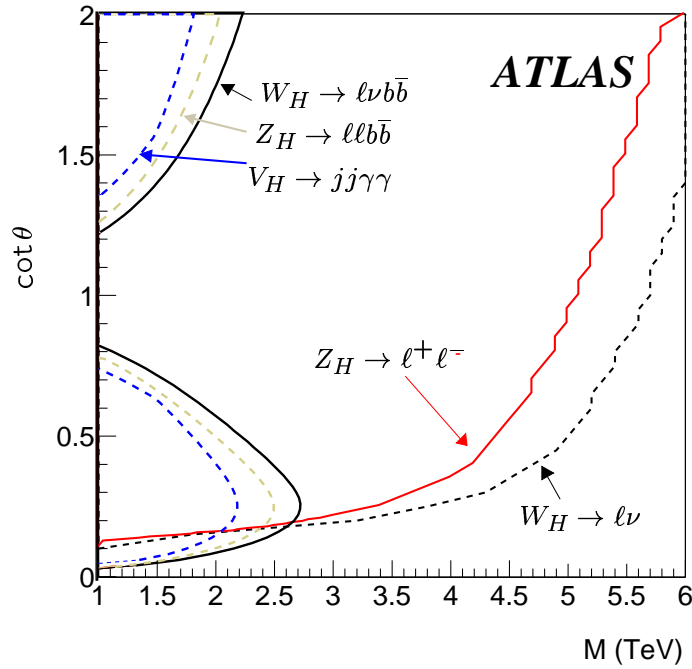
La numérisation du signal dans l'environnement logiciel d'ATLAS, Athena, bénéficie désormais des données issues des tests en faisceau de 2002, que ce soient les fonctions de signal, les coefficients d'auto-corrélation du bruit ou les facteurs de conversion du signal brut (en coups d'ADC) aux énergies reconstruites (en MeV). Le niveau de bruit d'électronique dans la simulation a été validé non seulement par ces mêmes tests en faisceau mais aussi par les récents tests en faisceau de 2004, qui ont permis également d'évaluer les bruits cohérents et incohérents.

Une grande part du travail de cette thèse a été de développer un outil, CaloNoiseTool, fournissant aux algorithmes qui en ont besoin le niveau de bruit d'électronique ainsi que le niveau de bruit d'empilement attendus dans tous les calorimètres ; ces algorithmes clients sont par exemple l'algorithme calculant l'énergie transverse manquante ou celui réalisant les clusters dits topologiques, tous deux sélectionnant les cellules en appliquant sur leur énergie des coupures définies par un certain nombre d'écart-types du bruit. Cet outil indispensable est aujourd'hui inclus dans la version officielle d'Athena et fera sans aucun doute l'objet d'améliorations et de nouvelles utilisations.

Les études de cette thèse sur les canaux caractéristiques du Modèle du Petit Higgs ont été effectuées au sein d'un groupe de travail dédié à ce modèle dans ATLAS. Elles présupposent que d'une part le boson de Higgs et d'autre part des nouveaux bosons de jauge Z_H et W_H^\pm ont été découverts (par exemple via une analyse proposée dans le groupe) et que leur masse est connue.

Deux cas ont été considérés : premièrement un Higgs avec une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ et se désintégrant en deux photons, le Z ou W se désintégrant en quarks, et deuxièmement un Higgs avec une masse de $200 \text{ GeV}/c^2$ et se désintégrant en ZZ ou W^+W^- , suivi d'une désintégration leptonique et d'une désintégration hadronique, le Z ou W primaire se désintégrant en leptons. Un des défis de la reconstruction du signal a été de prendre en compte le fait que, en raison de la grande impulsion transverse des états finals (due à la masse élevée des nouveaux bosons), les quarks sont souvent détectés en seul jet et que

leur séparation d'avec les leptons n'est pas toujours réalisée.



Dans le plan $\cot\theta - M_{Z_H/W_H}$, région accessible à une découverte de Z_H et W_H , à 5σ et avec plus de 10 événements, par l'intermédiaire des différents états finals étudiés dans le groupe de travail "Petit Higgs" d'ATLAS, pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ (les résultats pour $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$ sont similaires pour les canaux tests du Modèle que représentent les zones à gauche) et pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}

Les conclusions de ces études en simulation rapide montrent, en supposant une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} , que l'observation de Z_H et W_H^\pm est accessible pour une large partie de l'espace des paramètres. Mais les désintégrations caractéristiques du Modèle $Z_H \rightarrow Z H$ et $W_H^\pm \rightarrow W H$ ne sont accessibles que pour $M_{Z_H/W_H} < 2 \text{ TeV}/c^2$, qui est une contrainte théorique si $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. La Figure ci-dessus donne les zones d'exclusion pour $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$.

Le traitement de ces signaux en simulation complète conduit à une baisse de l'efficacité de reconstruction, les résultats demeurant toutefois acceptables. Cet effet est dû à la difficulté de séparer les jets des leptons de grande impulsion transverse, et indique des voies d'amélioration des algorithmes de reconstruction.

Annexe A

Données issues des tests en faisceau 2002

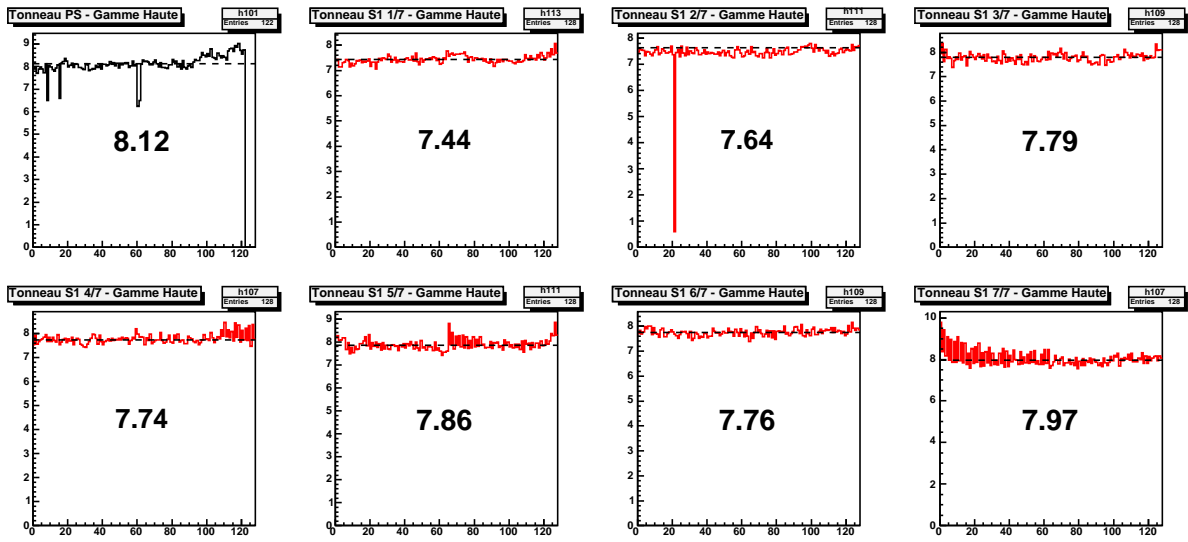
Cette Annexe regroupe les résultats des mesures du bruit d'électronique, de l'auto-corrélation et des rampes, dans les tests en faisceau 2002, pour le calorimètre électromagnétique. Ces données ont été ajustées puis simplifiées (souvent une seule valeur par FEB, en utilisant la symétrie en ϕ et en $\pm z$) et enfin intégrées dans Athena pour le calcul du bruit d'électronique et pour la conversion ADC \leftrightarrow MeV, tel que décrit dans la section 3.1.2 du Chapitre 3.

A.1 Bruit d'électronique

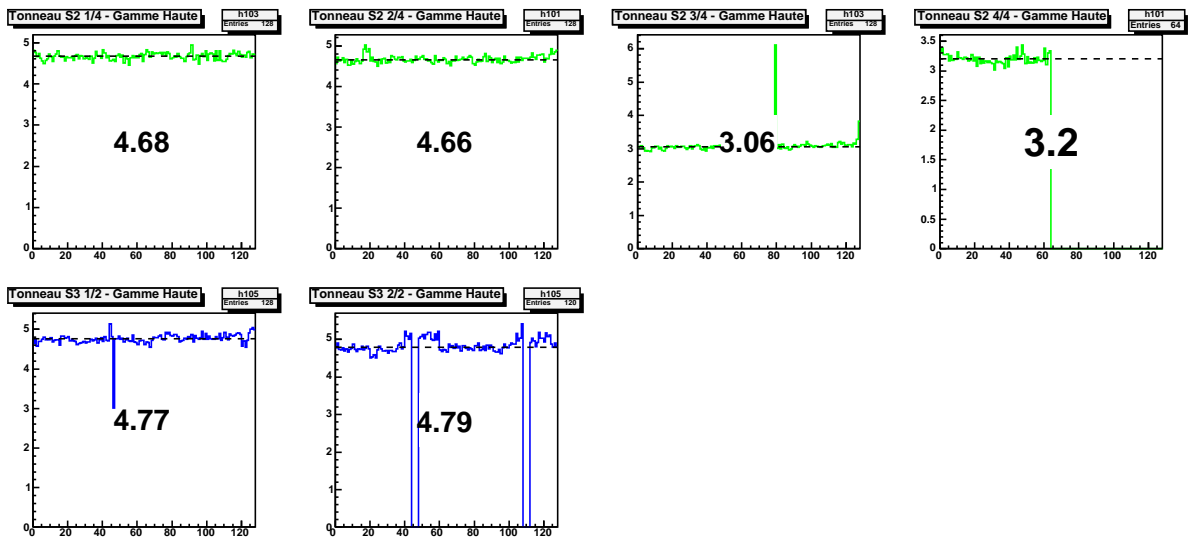
Le bruit d'électronique est présenté dans les Figures suivantes pour chaque canal de chaque FEB (une figure par FEB), pour les 4 compartiments (désignés comme PS, S1, S2 et S3) du Tonneau et du Bouchon, et ceci pour les 3 gammes (données incomplètes en gamme Basse). Les données sont en coups d'ADC. La valeur moyenne, retenue pour être incluse dans la base de données, est indiquée en pointillés et écrite sur chaque figure.

Les runs de piédestaux utilisés sont :

- pour le Tonneau : les runs 218214, 218215 et 218216 de la Période II/2002 (module P13) pour les gammes Haute et Moyenne, et le run 217442 de la Période I/2002 (module P15) pour la gamme Basse
- pour le Bouchon : les runs 111798, 111799, 111800, 112660 et 112901 de la Période I/2002 (module ECC5) et le run 106312 de la Période I/2001 (module ECC0)

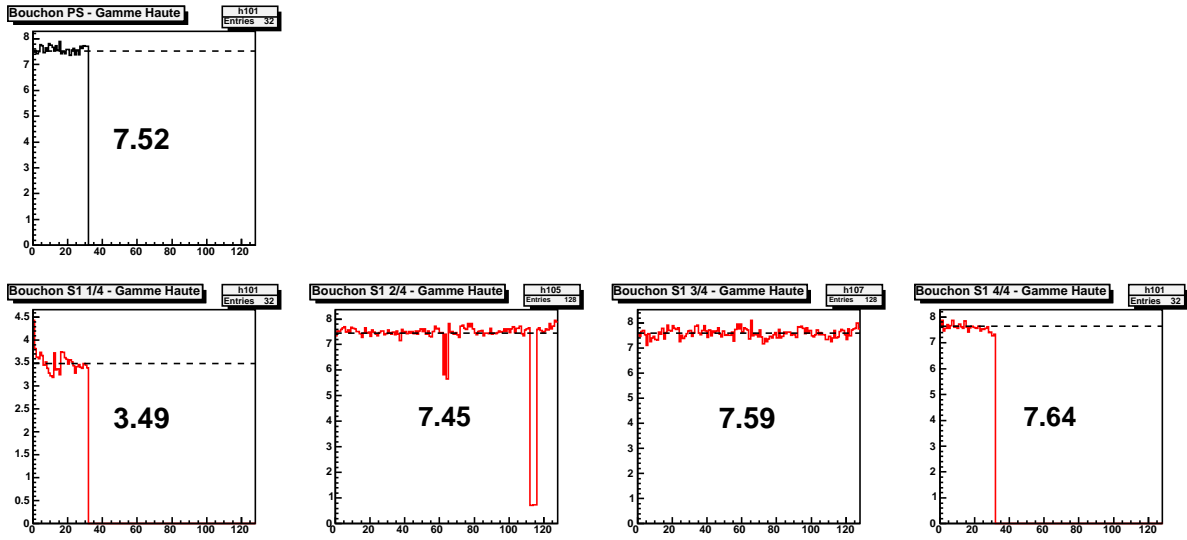


(a)

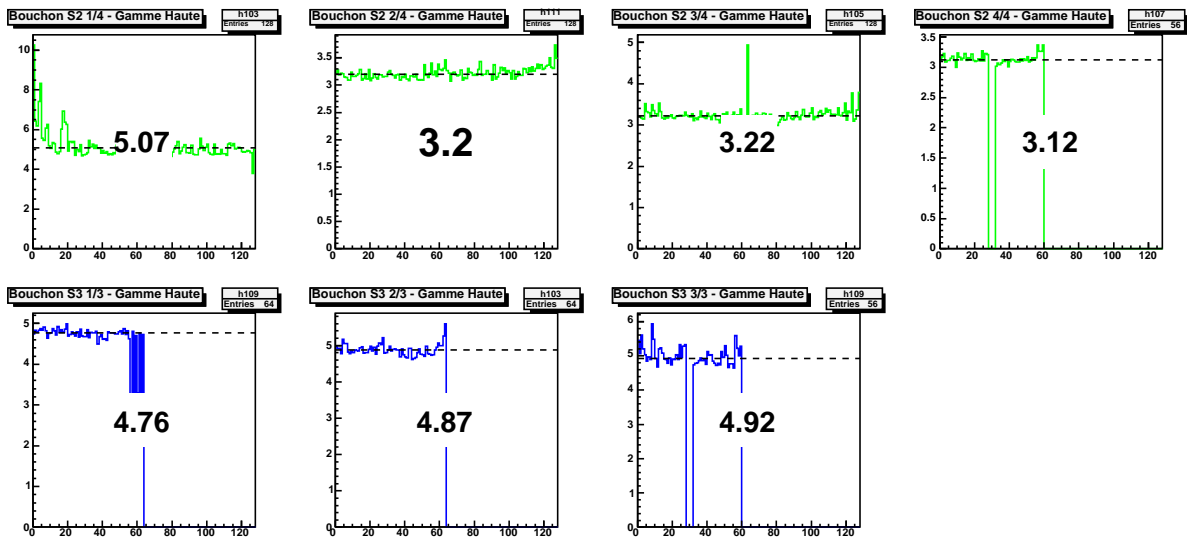


(b)

FIG. A.1 – *Bruit d'électronique en coups d'ADC en gamme Haute, pour les canaux de lecture du TONNEAU du calorimètre électromagnétique ((a) Pré-échantillonneur et Avant (b) Milieu et Arrière)*

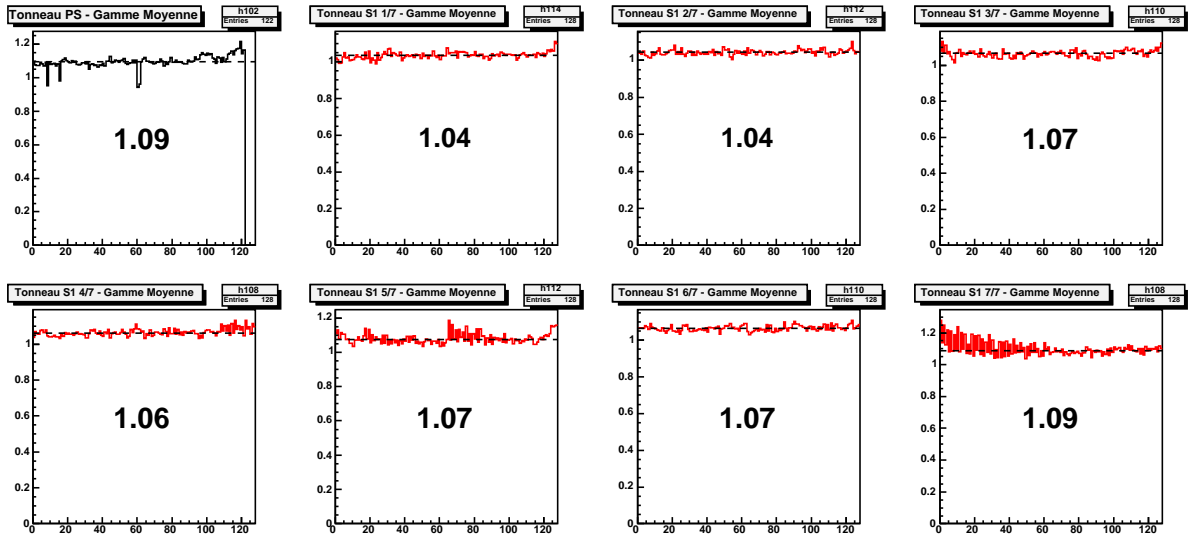


(a)

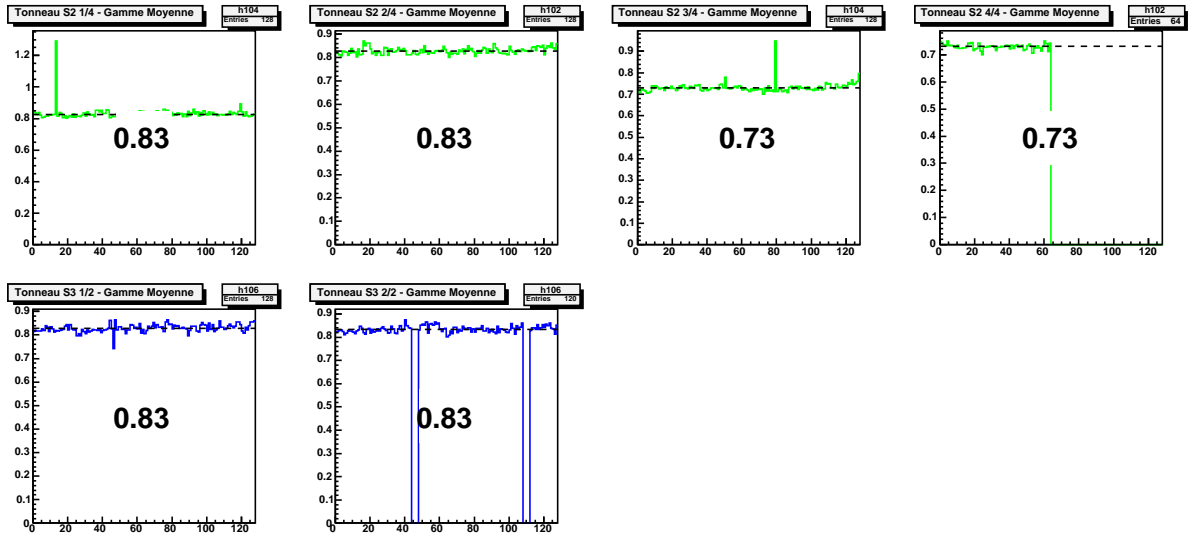


(b)

FIG. A.2 – Bruit d'électronique en coups d'ADC en gamme Haute, pour les canaux de lecture du BOUCHON du calorimètre électromagnétique ((a) Pré-échantillonneur et Avant (b) Milieu et Arrière)

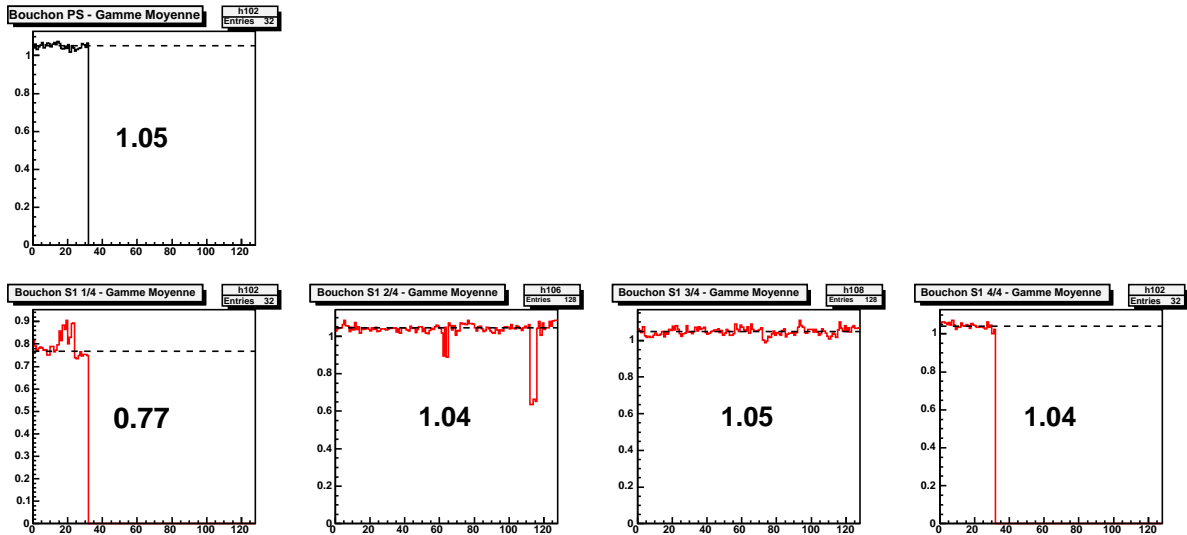


(a)

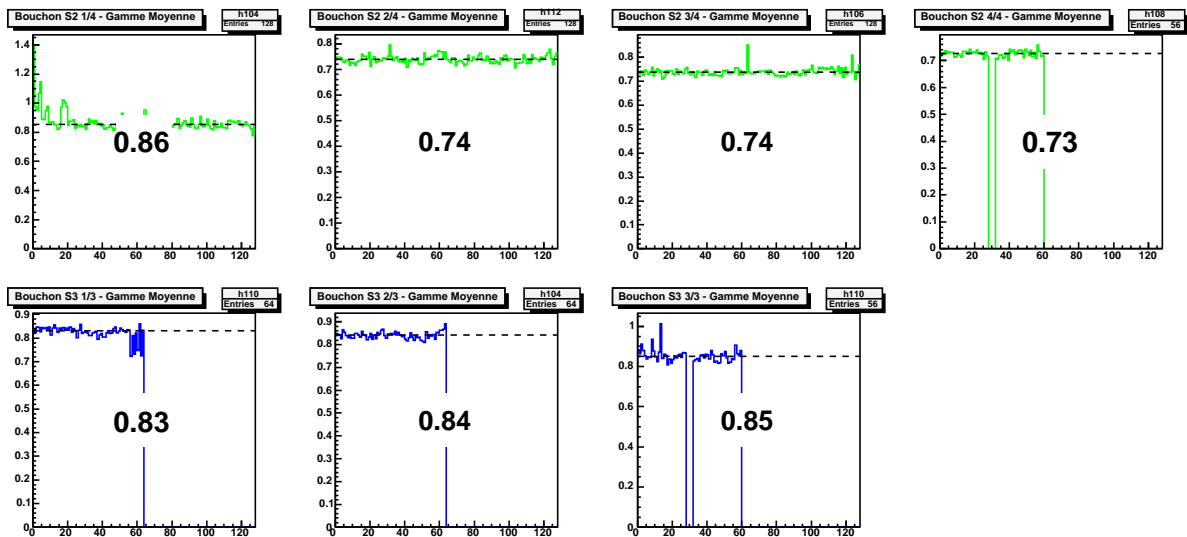


(b)

FIG. A.3 – *Bruit d'électronique en coups d'ADC en gamme Moyenne, pour les canaux de lecture du TONNEAU du calorimètre électromagnétique ((a) Pré-échantillonneur et Avant (b) Milieu et Arrière)*



(a)



(b)

FIG. A.4 – *Bruit d'électronique en coups d'ADC en gamme Moyenne, pour les canaux de lecture du BOUCHON du calorimètre électromagnétique ((a) Pré-échantillonneur et Avant (b) Milieu et Arrière)*

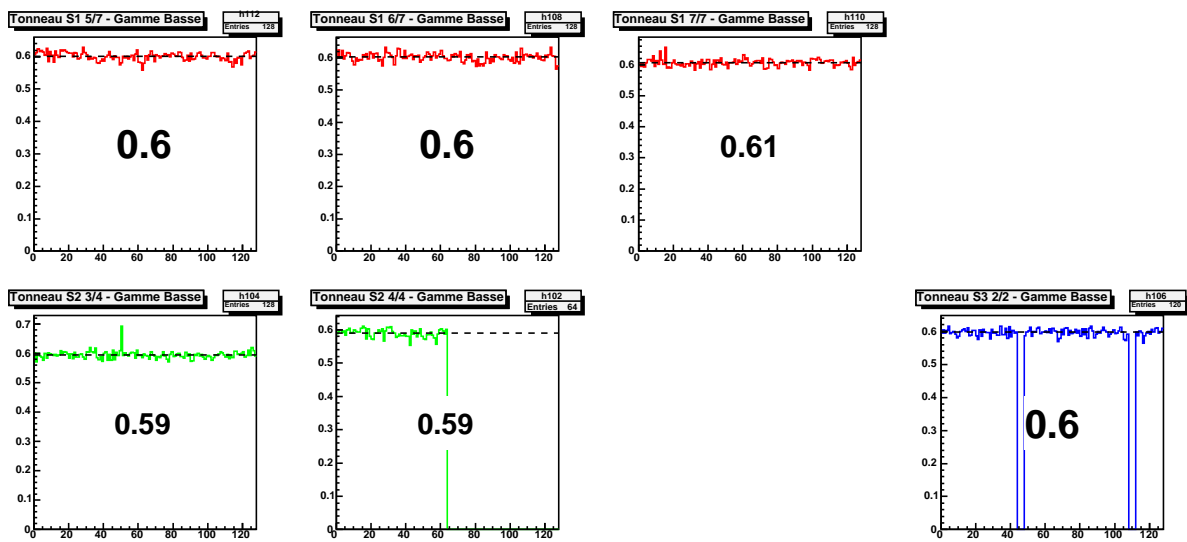


FIG. A.5 – Bruit d'électronique en coups d'ADC en gamme Basse, pour les canaux de lecture du TONNEAU du calorimètre électromagnétique (données partielles)

A.2 Auto-corrélation

Les 4 coefficients d'auto-corrélation sont représentés dans les Figures suivantes en fonction de η pour les 4 compartiments du Tonneau (désignés comme PS, S1, S2 et S3), pour la gamme Haute uniquement. Une moyenne en ϕ a été effectuée en supposant la symétrie azimutale, et les Figures représentent l'ajustement en η de ces données moyennes, par FEB.

Les runs de piédestaux utilisés pour les trois gammes sont :

- pour le Tonneau : les runs 218214, 218215 et 218216 de la Période II/2002 (module P13), et le run 217442 de la Période I/2002 (module P15)
- pour le Bouchon : les runs 112660 et 112901 de la Période I/2002 (module ECC5) et le run 106312 de la Période I/2001 (module ECC0)

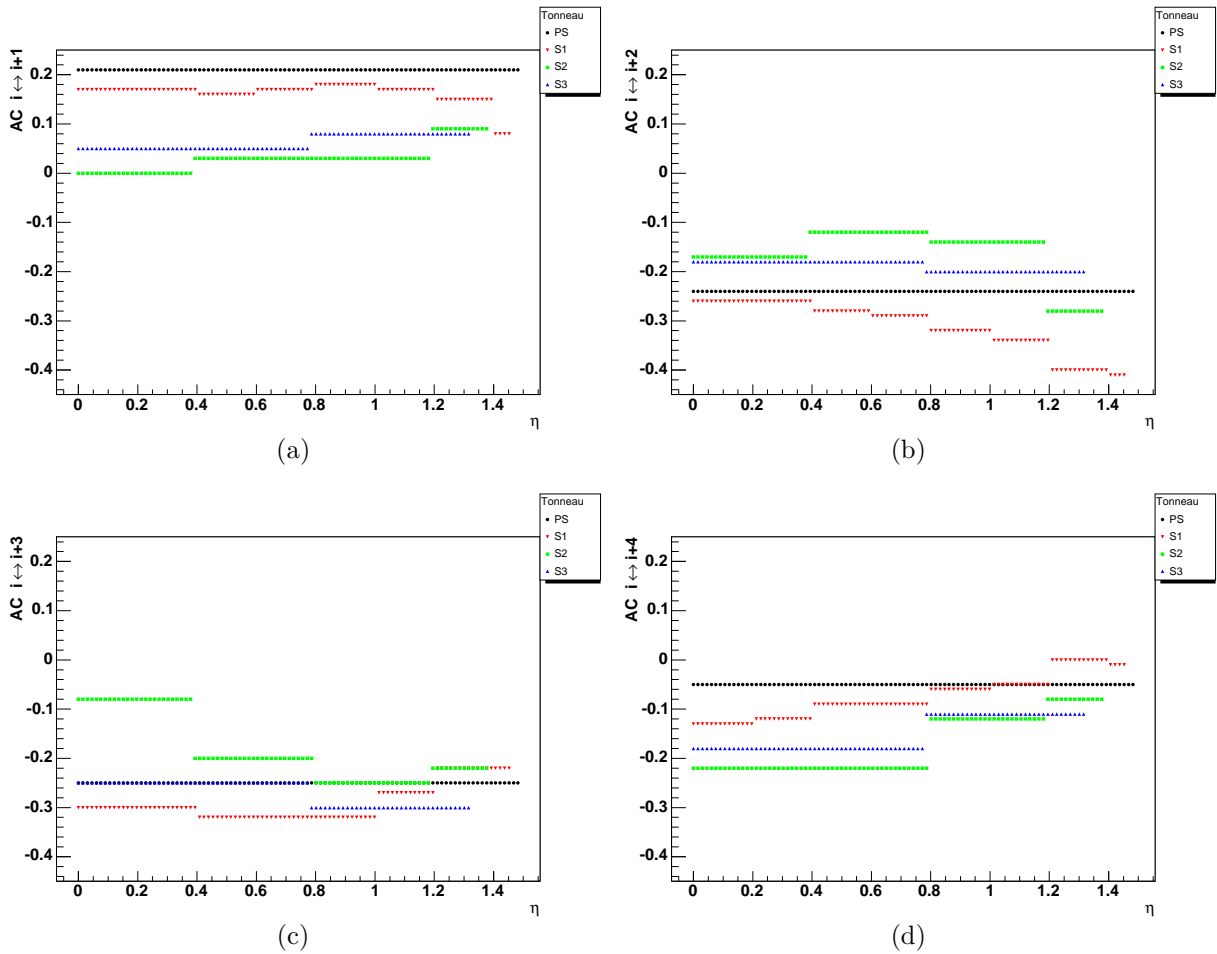


FIG. A.6 – Coefficients d'auto-corrélation ajustés, en fonction de η pour les 4 compartiments du TONNEAU, en gamme Haute. Auto-corrélation entre les échantillons i et $i+1$ (a), i et $i+2$ (b), i et $i+3$ (c), i et $i+4$ (d)

A.3 Rampes

Les rampes, c'est-à-dire le facteur de conversion $\text{ADC} \leftrightarrow \text{DAC}$, sont présentées dans les Figures suivantes, en tant que moyenne sur les cellules en ϕ pour chaque canal en η , dans les 4 compartiments (désignés comme PS, S1, S2 et S3) du Tonneau. Ceci est fait uniquement pour la gamme Haute (car les données aux gammes Moyenne et Basse s'obtiennent avec les facteurs 9.3 et 93).

Les runs de rampes utilisés sont :

- pour le Tonneau : les runs 218217, 218219 et 218221 de la Période II/2002 (module P13) pour la gamme Haute, et les runs 218279 et 218282 de la même Période pour la gamme Moyenne
- pour le Bouchon : les runs 112218, 112308, 112904, 113208 et 113210 de la Période I/2002 (module ECC5) et les runs 106370 et 106385 de la Période I/2001 (module ECC0) pour la gamme Haute, et les runs 112903, 112448, 112307, 112217, 113207 et 113209 de la Période I/2002 (module ECC5) pour la gamme Moyenne

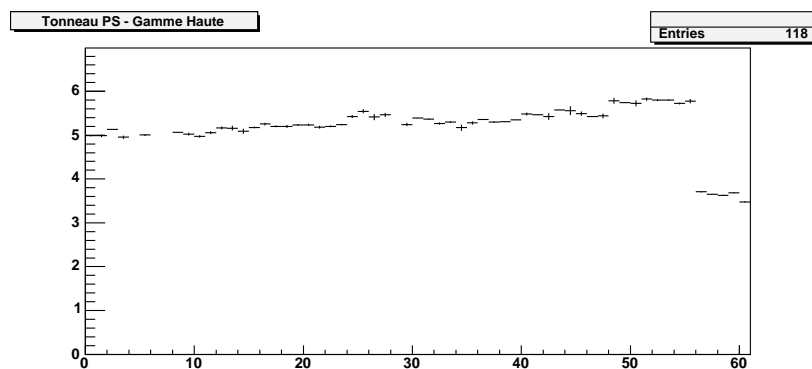


FIG. A.7 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du Pré-échantillonneur du TONNEAU du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

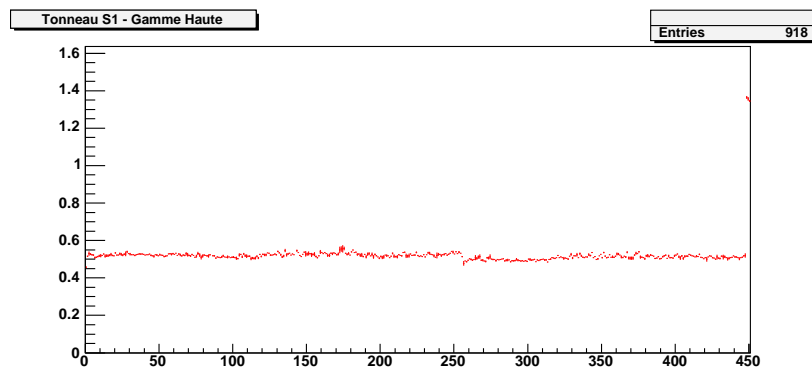


FIG. A.8 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du compartiment Avant du TONNEAU du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

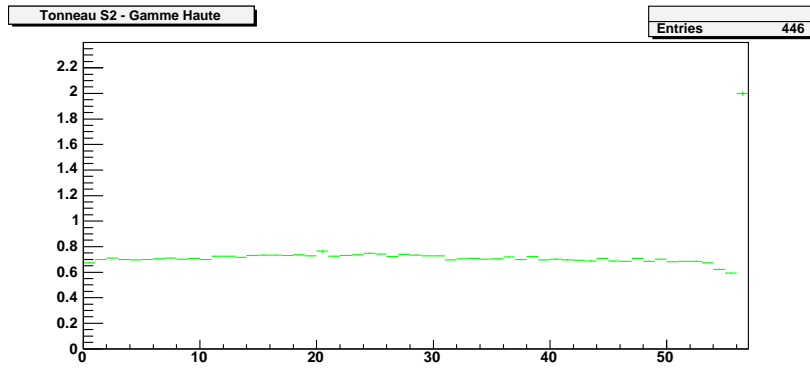


FIG. A.9 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du compartiment Milieu du TONNEAU du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

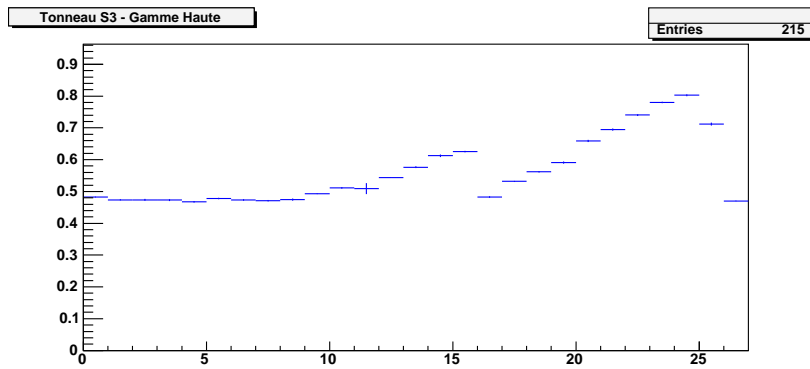


FIG. A.10 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du compartiment Arrière du TONNEAU du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

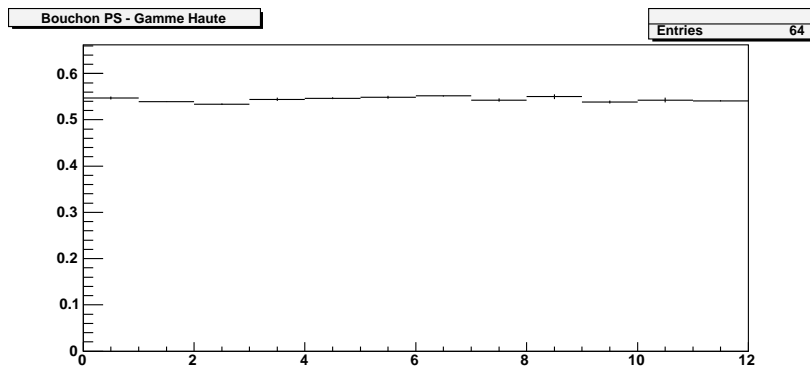


FIG. A.11 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du Pré-échantillonneur du BOUCHON du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

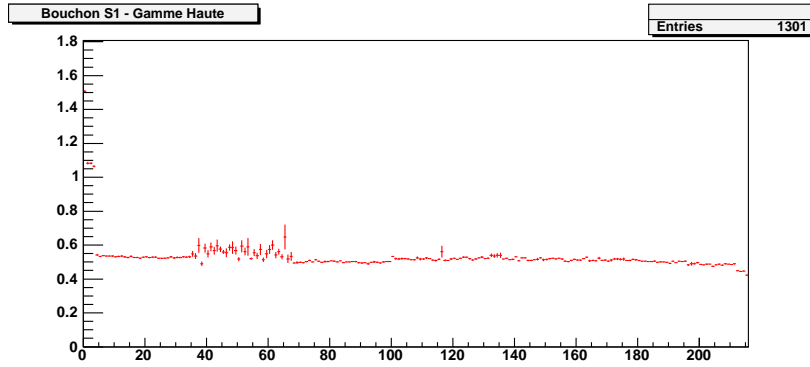


FIG. A.12 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du compartiment Avant du BOUCHON du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

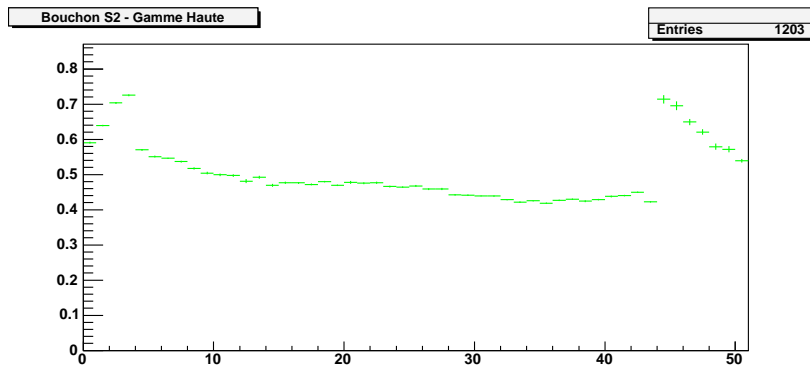


FIG. A.13 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du compartiment Milieu du BOUCHON du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

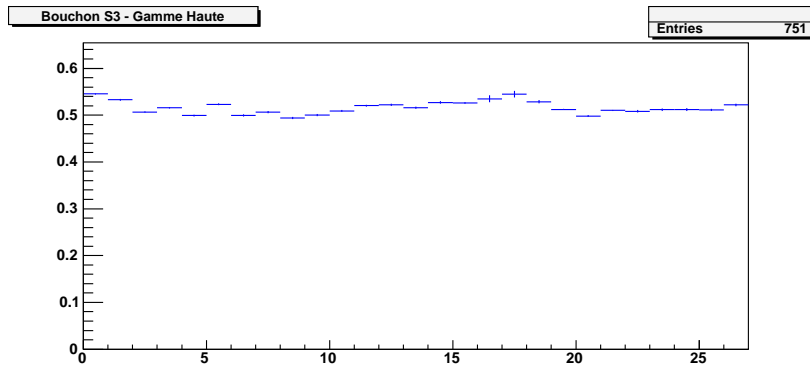


FIG. A.14 – Rampes pour les canaux de lecture en η (moyenne sur ϕ) du compartiment Arrière du BOUCHON du calorimètre électromagnétique, en gamme Haute

Annexe B

Bruit d'électronique dans les tests en faisceau 2004

Cette annexe regroupe les résultats des mesures du bruit d'électronique dans les tests en faisceau 2004, présentés et commentés dans la section 3.2 du Chapitre 3.

B.1 Description des cartes de bruit

Les Figures B.1 à B.18 représentent les bruits incohérent (en haut à droite) et cohérent (en bas à droite) par groupe de 4 canaux. Sont indiqués aussi pour chaque FEB le bruit estimé sur toute la FEB (chiffre supérieur) ainsi que la moyenne sur les groupes de 4 canaux (chiffre inférieur). Le bruit d'électronique total est également représenté (en haut à gauche), pour chaque cellule de lecture ; les chiffres indiquent la moyenne par FEB, ainsi que la valeur utilisée dans la base de données pour la simulation Monte-Carlo (MC), que ce soit lorsque le bruit est ajouté au signal ou pour calculer dans CaloNoiseTool le bruit prédit.

Toutes ces données sont en coups d'ADC.

Ce travail est fait pour chacune des trois gammes (Haute, Moyenne, Basse), sur des runs de Période (ou câblage) différente afin d'obtenir les données pour tout η ; en effet, la lecture du module-test du calorimètre ne pouvant être que partielle compte tenu du nombre de FEB de pré-serie disponibles, il est nécessaire de procéder à deux câblages différents pour couvrir toute la zone en η (chaque câblage est maintenu sur un certain nombre de runs), sauf pour le Pré-échantillonneur.

Les zones blanches et les valeurs nulles pour le bruit cohérent résultent de la remarque faite dans la section 3.2.3, à savoir que le bruit cohérent est souvent trop faible pour pouvoir être déterminé (voir l'Equation 3.13).

B.2 Bruit en coups d'ADC

B.2.1 Résultats en gamme Haute

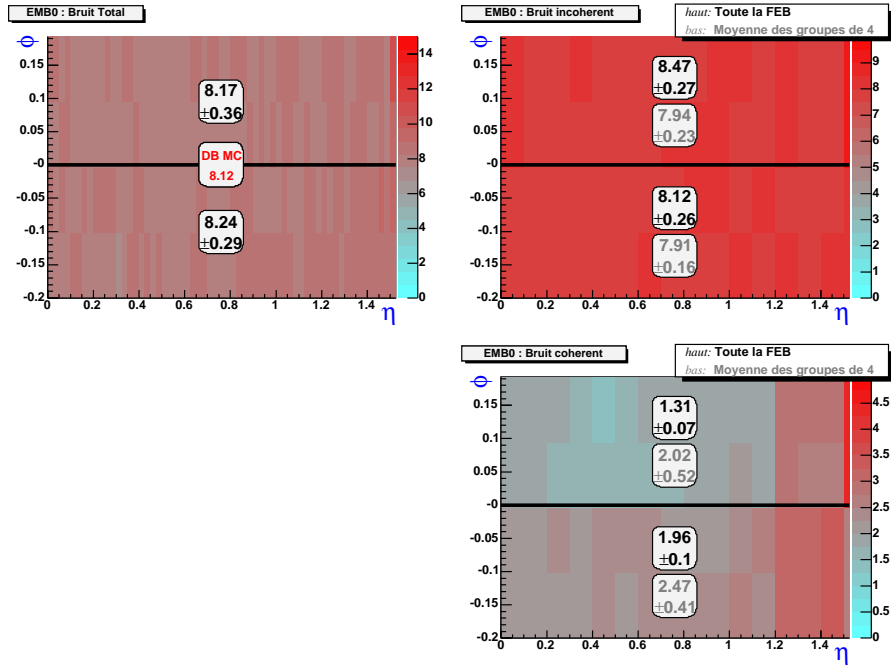


FIG. B.1 – *RUN 3004261* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Haute : Pré-échantillonneur*

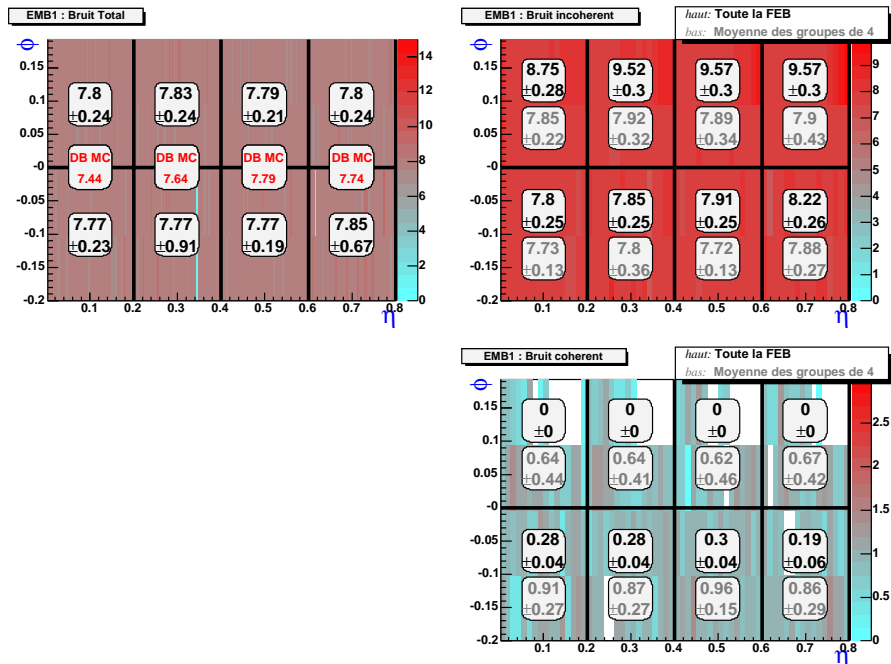


FIG. B.2 – *RUN 3004261* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Haute : Compartiment Avant*

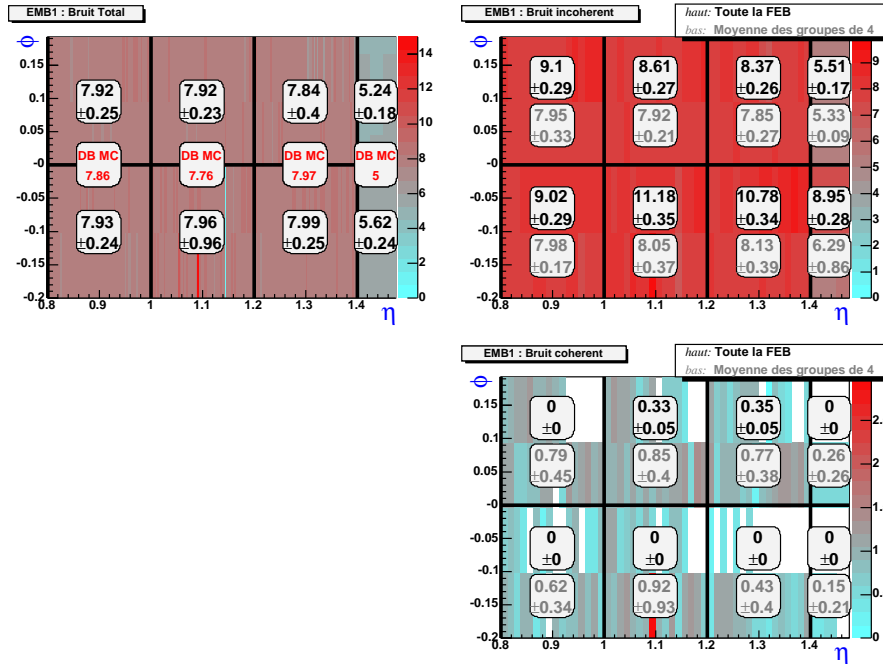


FIG. B.3 – *RUN 0003521* (PÉRIODE 7 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartiment Avant*

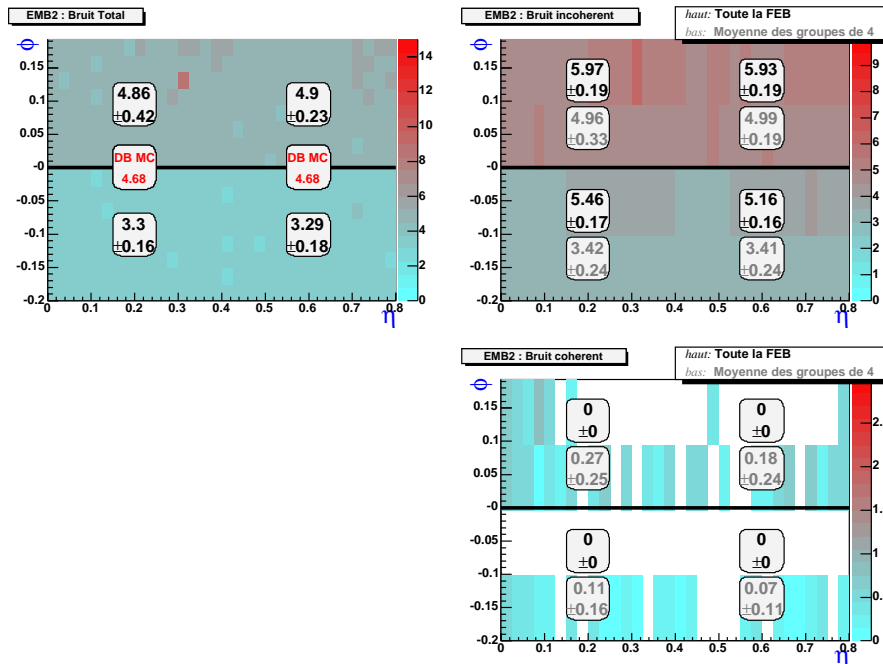


FIG. B.4 – *RUN 3004261* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartiment Milieu*

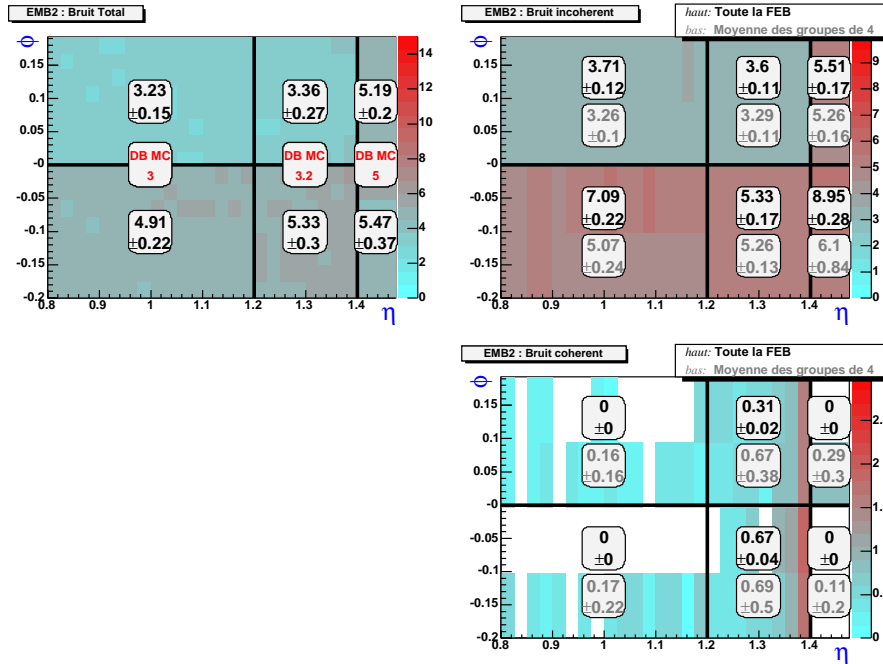


FIG. B.5 – *RUN 0003521* (PÉRIODE 7 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartment Milieu*

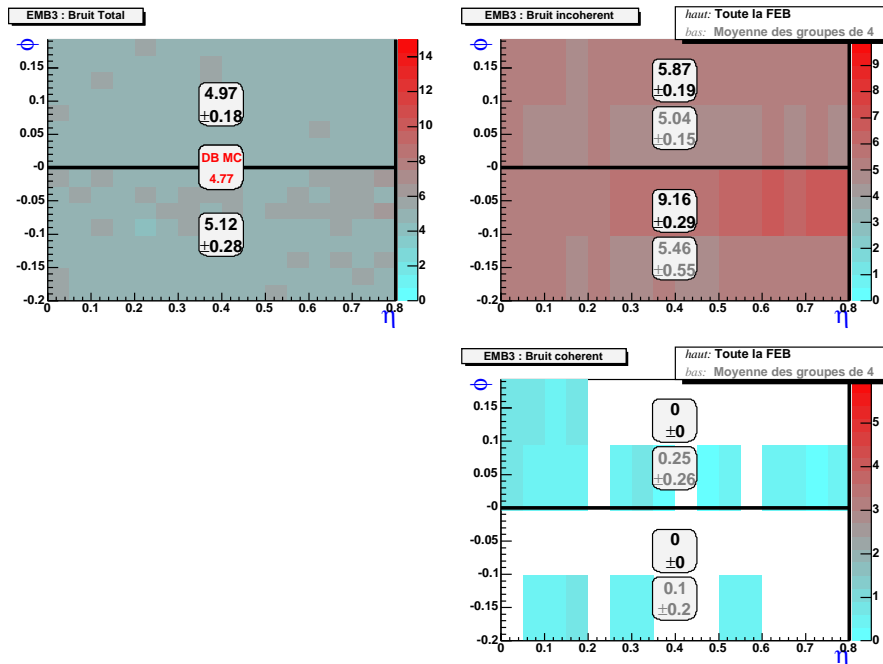


FIG. B.6 – *RUN 3004261* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartment Arrière*

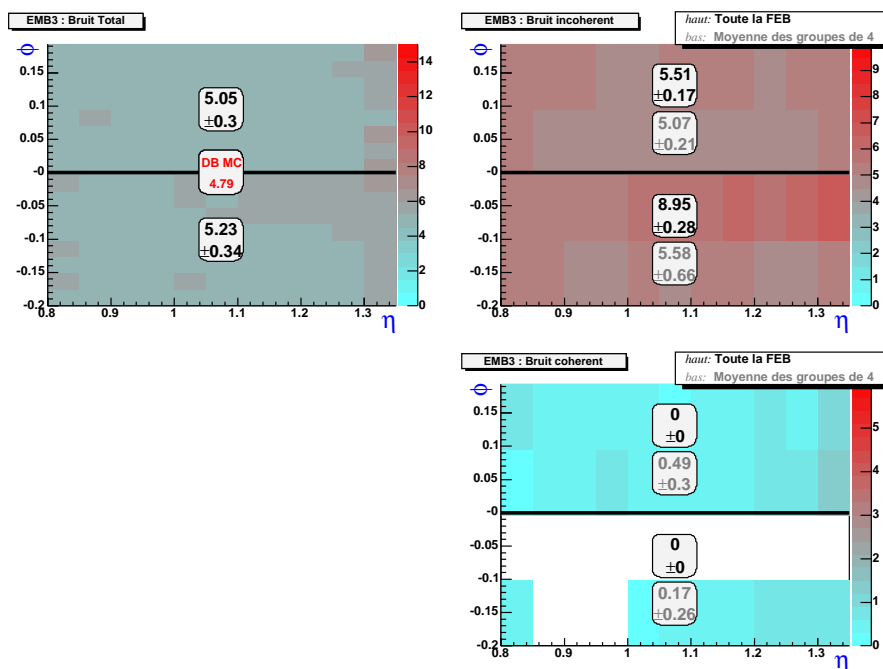


FIG. B.7 – *RUN 0003521* (PÉRIODE 7 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartiment Arrière*

B.2.2 Résultats en gamme Moyenne

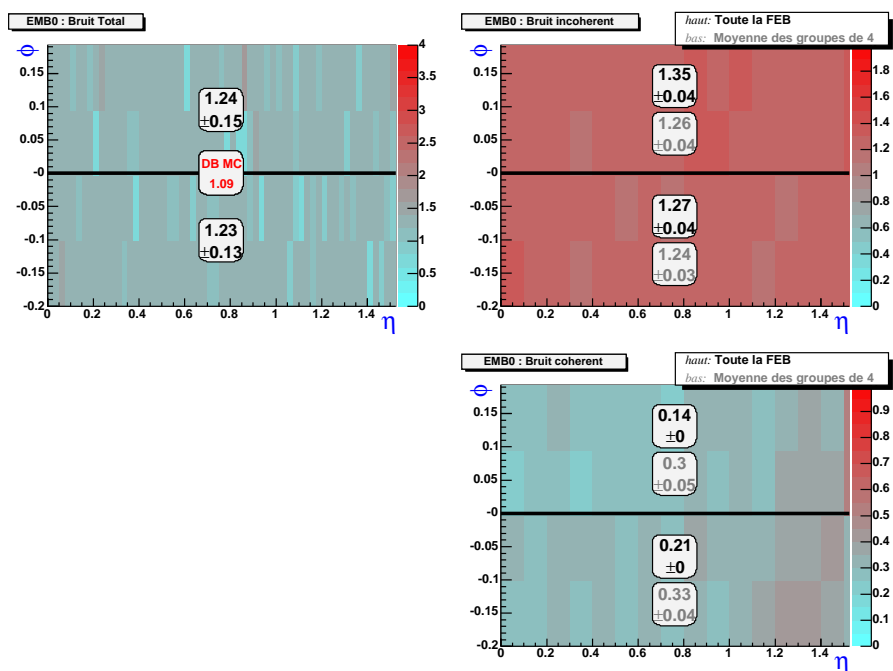


FIG. B.8 – *RUN 3004265* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Moyenne* : Pré-échantillonneur

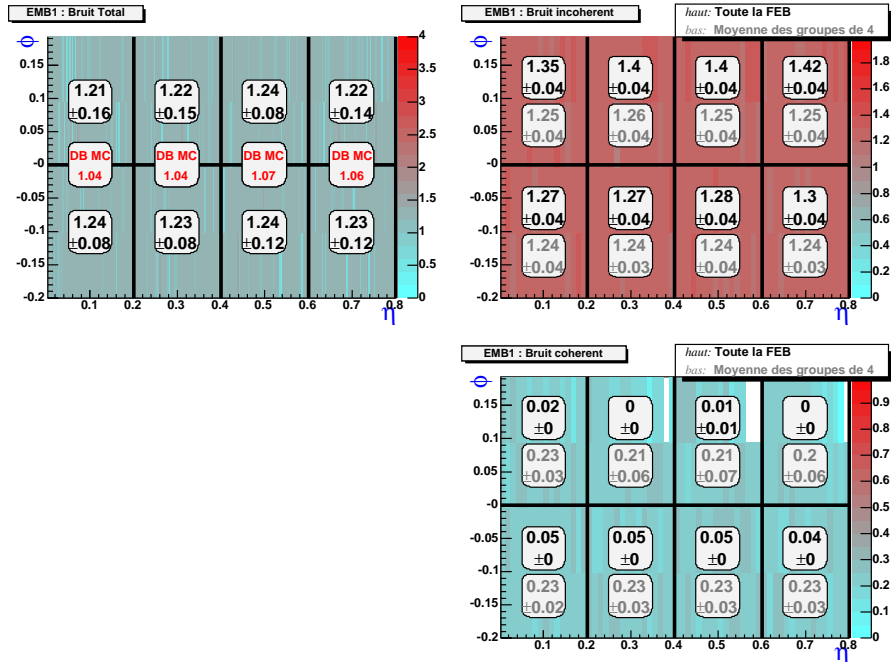


FIG. B.9 – *RUN 3004265* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Moyenne : Compartiment Avant*

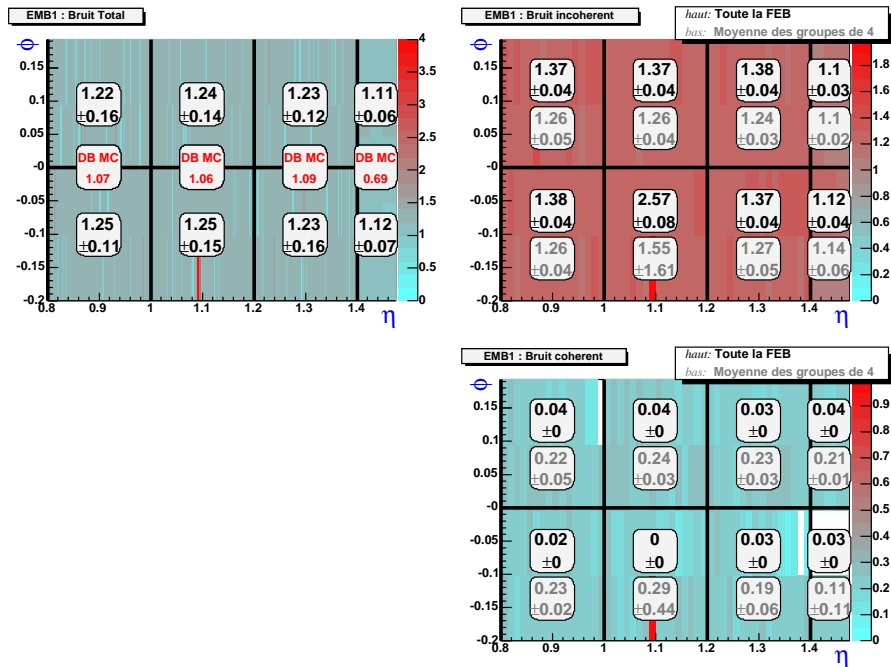


FIG. B.10 – *RUN 0003525* (PÉRIODE 7 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Moyenne : Compartiment Avant*

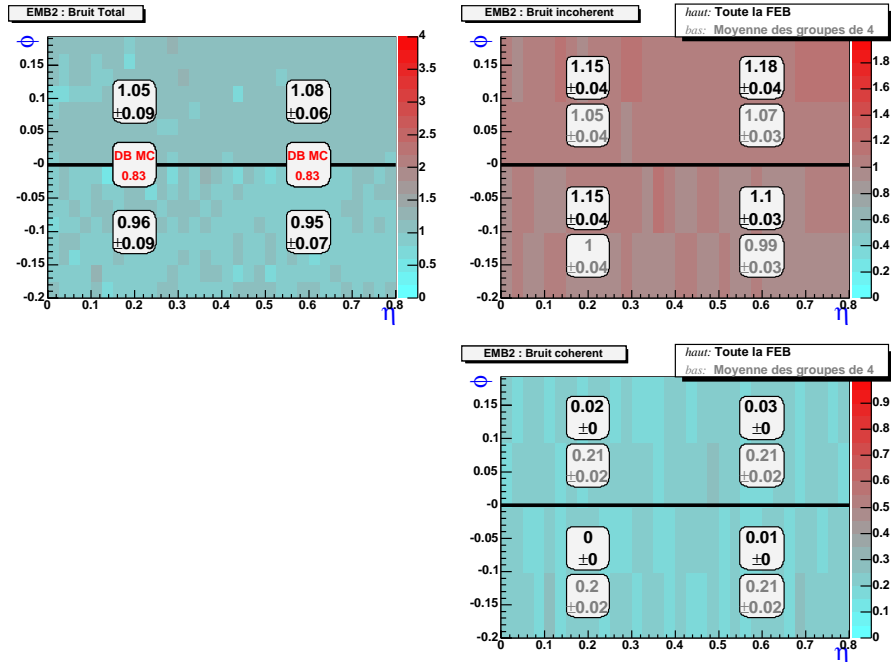


FIG. B.11 – *RUN 3004265* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Moyenne* : *Compartment Milieu*

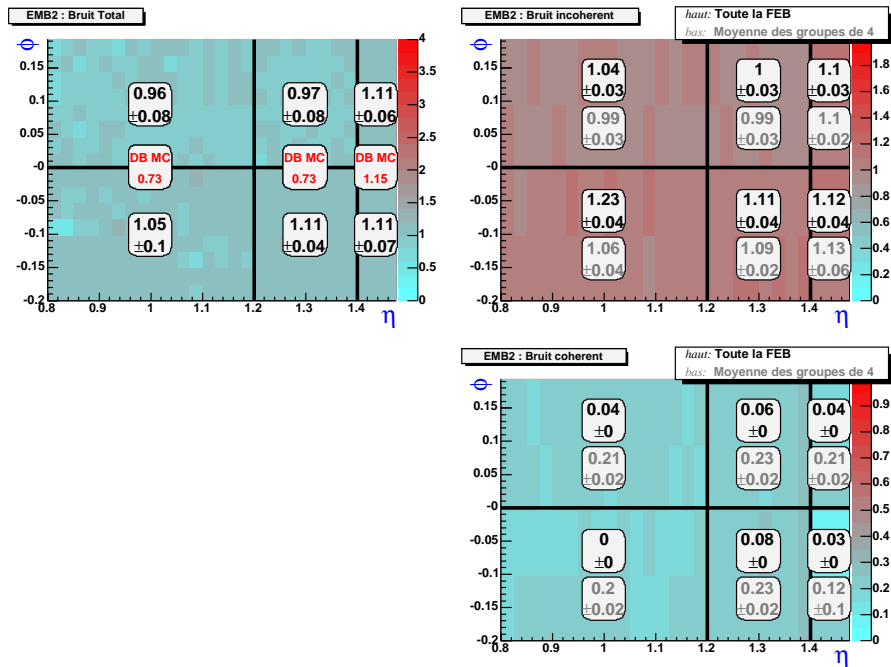


FIG. B.12 – *RUN 0003525* (PÉRIODE 7 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Moyenne* : *Compartment Milieu*

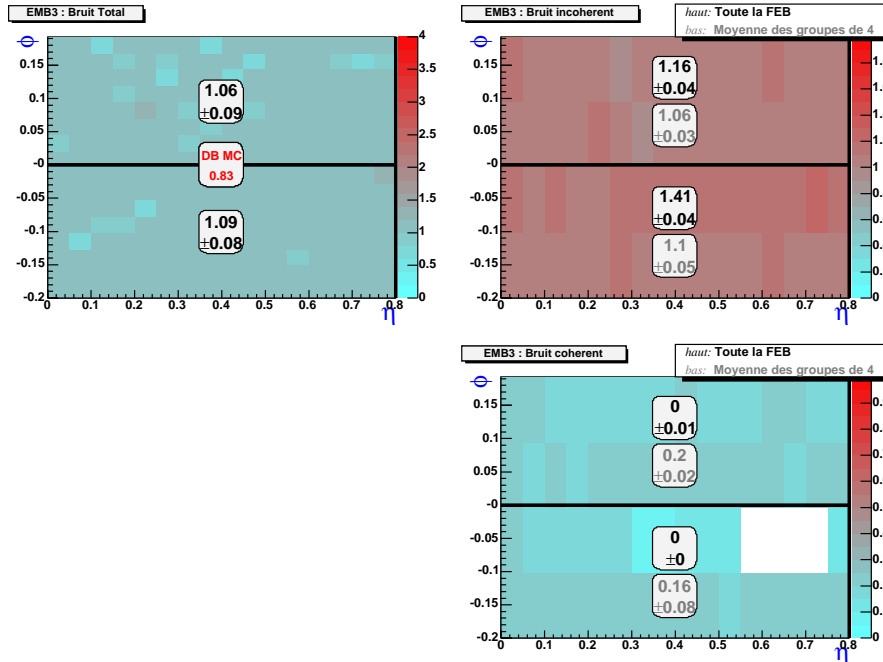


FIG. B.13 – *RUN 3004265* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Moyenne* : *Compartiment Arrière*

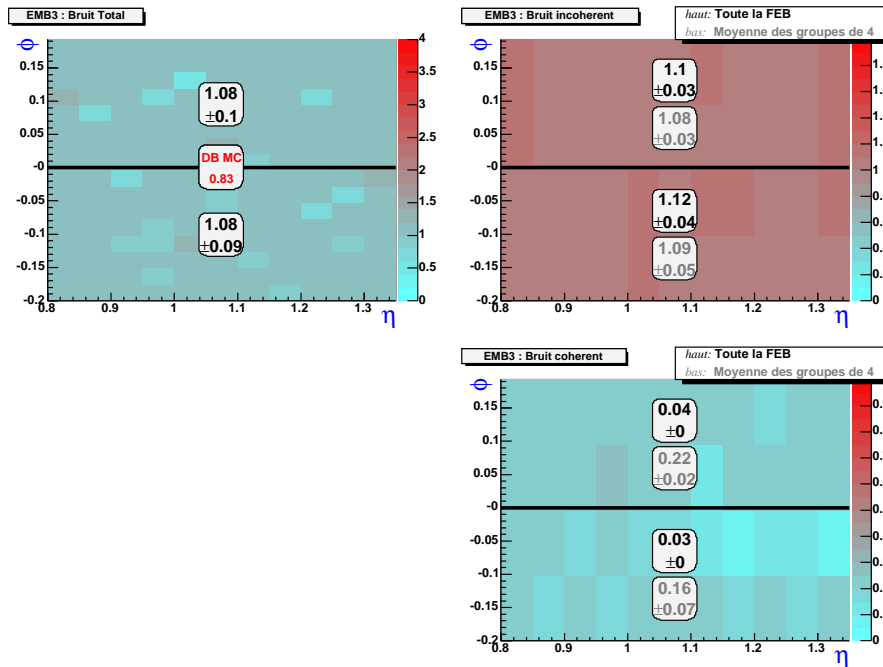


FIG. B.14 – *RUN 0003525* (PÉRIODE 7 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Moyenne* : *Compartiment Arrière*

B.2.3 Résultats en gamme Basse

Il faut noter qu'il n'existe pas de run de piédestal en gamme basse pour le câblage à haut η .

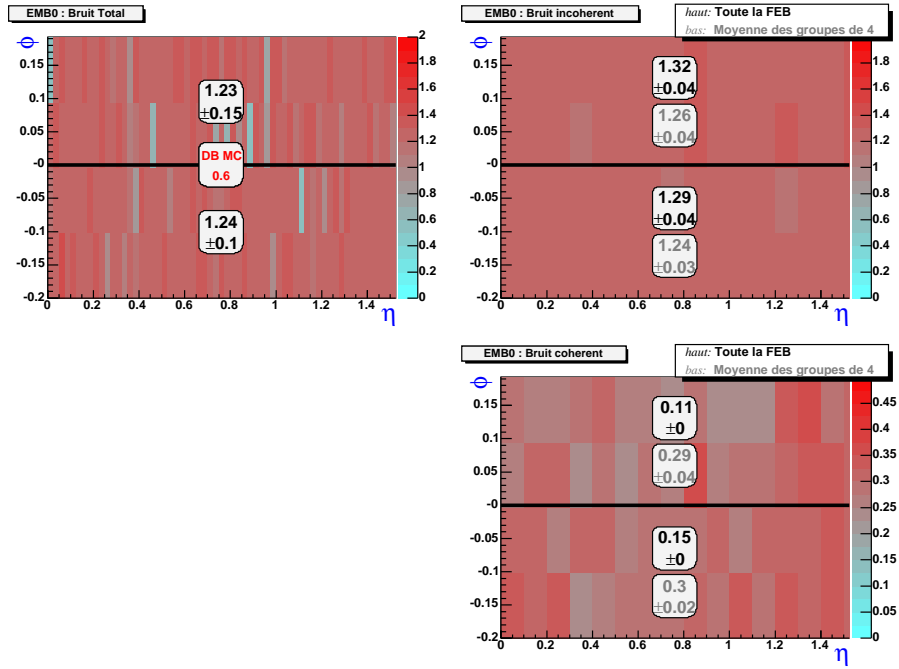


FIG. B.15 – *RUN 0004447* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Basse* : Pré-échantillonneur

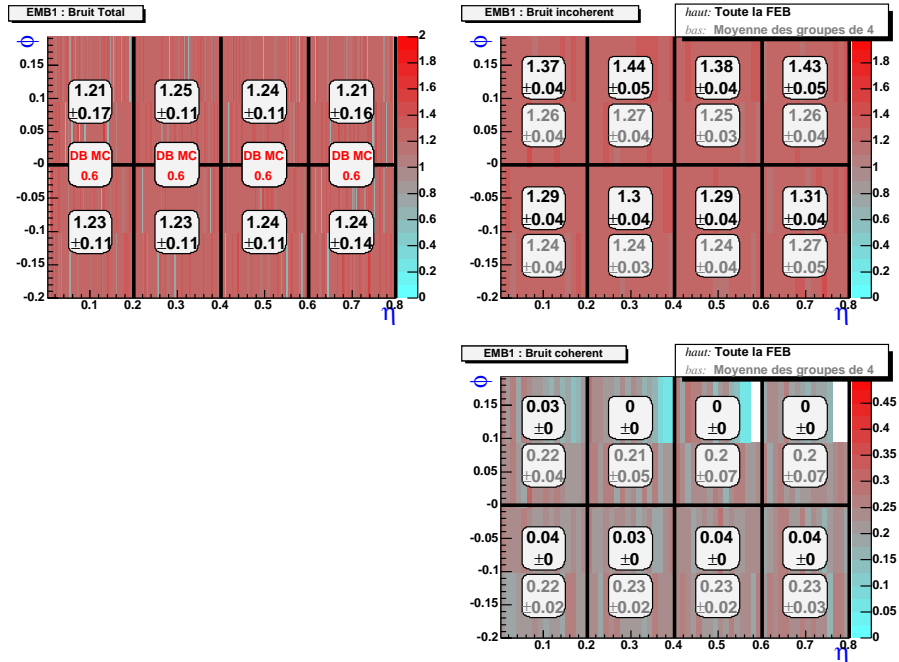


FIG. B.16 – *RUN 0004447* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Basse* : *Compartiment Avant*

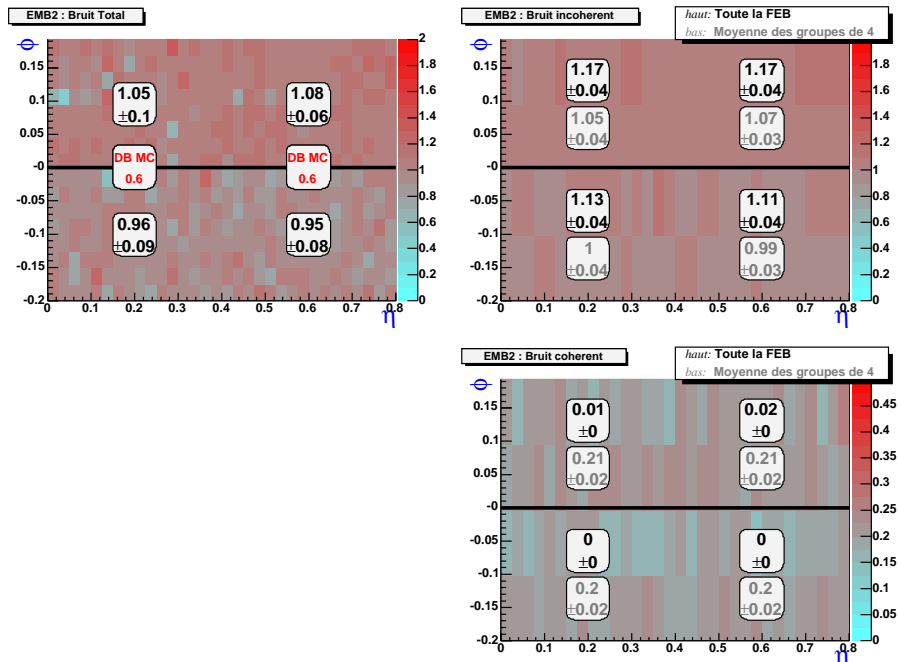


FIG. B.17 – *RUN 0004447* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Basse* : *Compartiment Milieu*

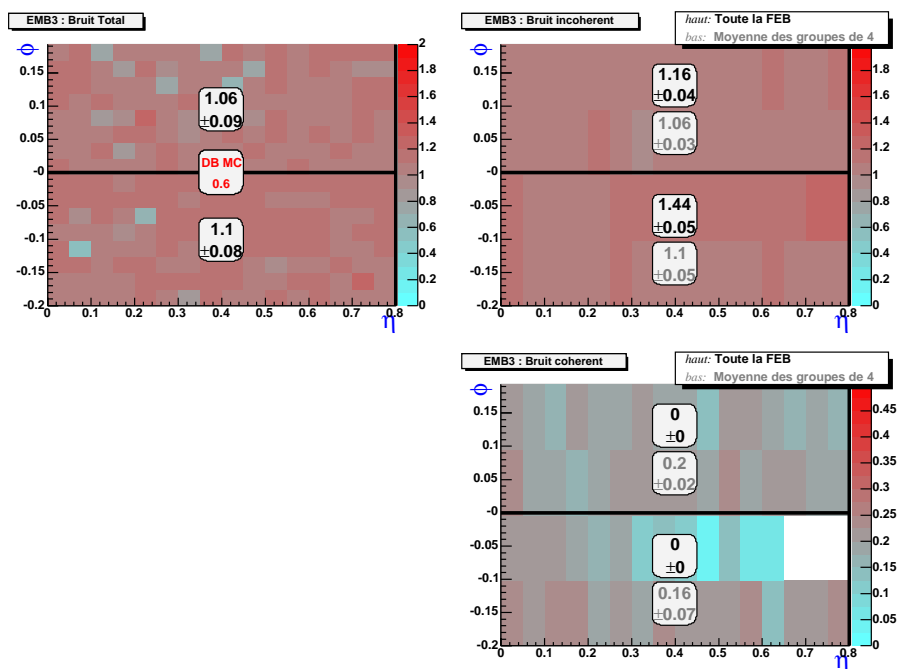


FIG. B.18 – *RUN 0004447* (PÉRIODE 8 - câblage $\eta < 0.8$) *Gamme Basse* : *Compartiment Arrière*

B.3 Bruit au début des tests

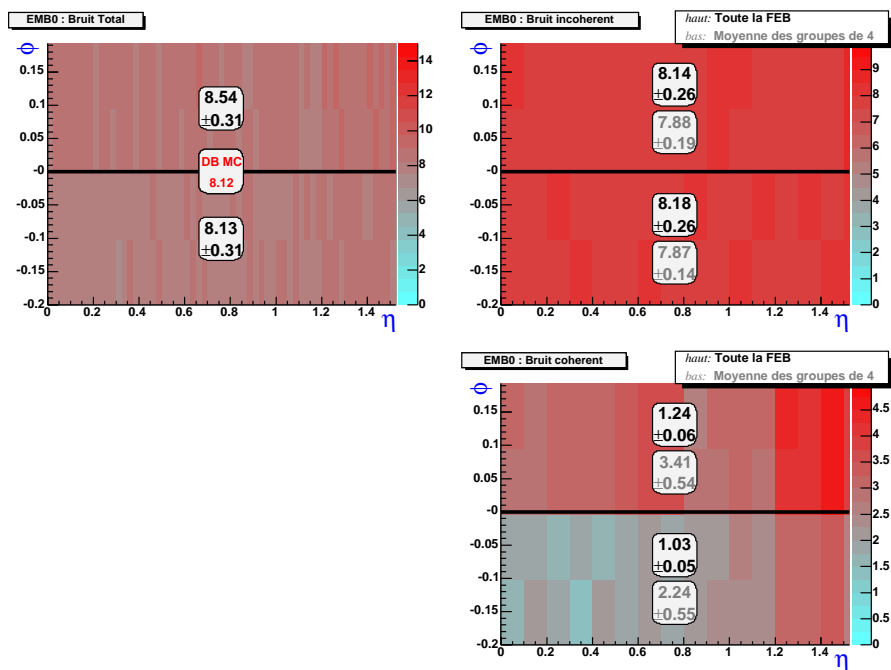


FIG. B.19 – *RUN 1000297* (PÉRIODE 1 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : Pré-échantillonneur

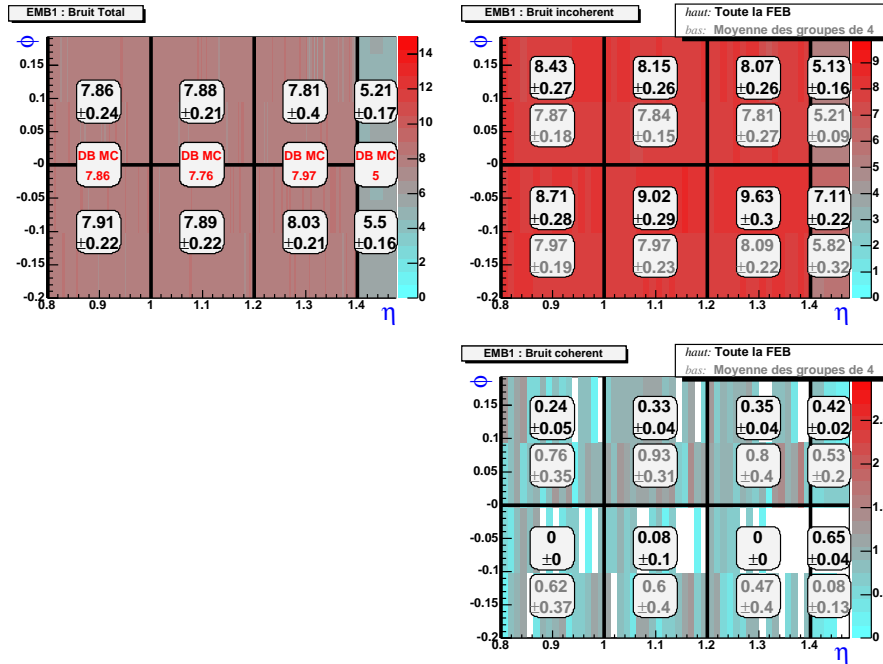


FIG. B.20 – *RUN 1000297* (PÉRIODE 1 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartiment Avant*

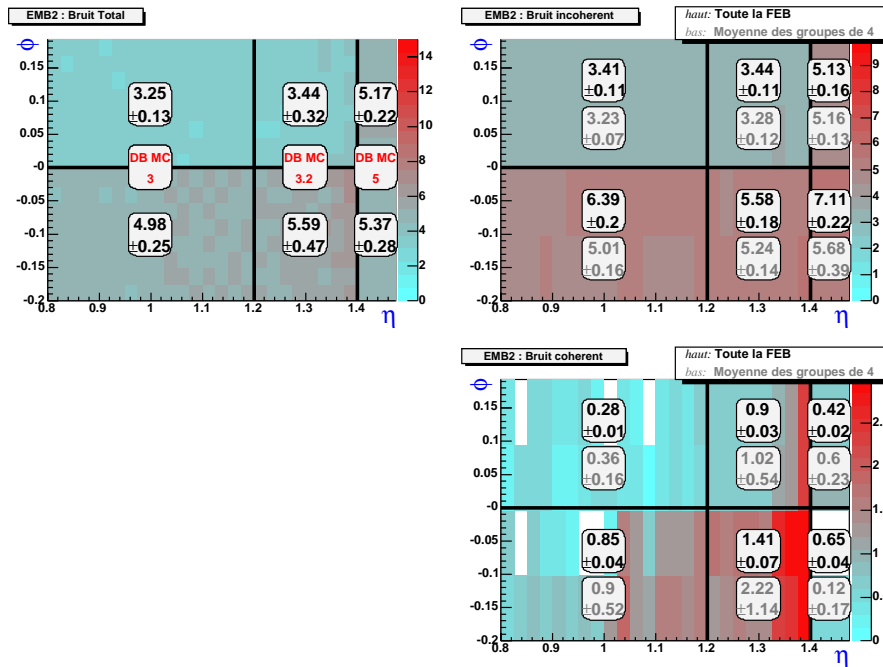


FIG. B.21 – *RUN 1000297* (PÉRIODE 1 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartiment Milieu*

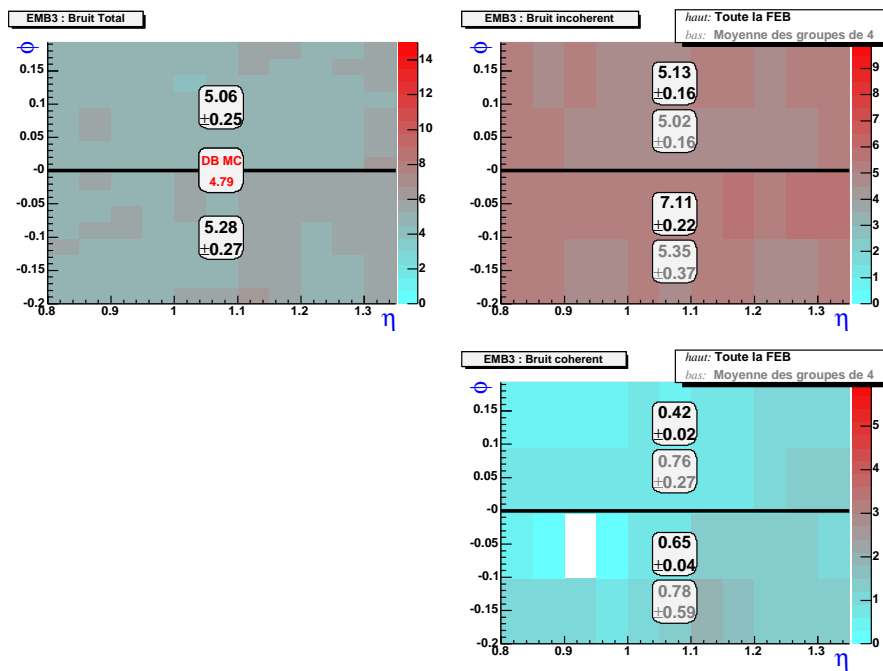


FIG. B.22 – *RUN 1000297* (PÉRIODE 1 - câblage $\eta > 0.8$) *Gamme Haute* : *Compartiment Arrière*

Annexe C

Reconstruction complète

Le potentiel de découverte du Modèle du Petit Higgs dans ATLAS ayant été démontré dans les chapitres 6 et 7 en simulation rapide, il est naturel de confirmer maintenant en simulation complète les résultats de ces études.

Les bruits de fond - qui nécessitent une statistique importante - n'ont pas bénéficié d'une reconstruction complète. En revanche, chaque signal a été produit pour les masses de Z_H/W_H de 1 TeV/ c^2 et 2 TeV/ c^2 , avec une statistique de 10000 événements chacun.

La production a été réalisée au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon. Elle représente un total de 3360 jobs soumis pour un temps CPU plus de 25000 heures (soit 3 ans) sur des processeurs Intel à 2.8 GHz.

Etape	Nombre de jobs	Temps CPU
SIMULATION	1600	24000 heures
NUMÉRISATION	1600	667 heures
RECONSTRUCTION	160	444 heures
TOTAL	3360	25111 heures

La simulation utilise les paramètres standard préconisés par la collaboration ATLAS en vue des analyses de physique du 5^{ème} "ATLAS Physics Workshop" à Rome en juin 2005 ¹. Elle prend notamment pour hypothèses la configuration initiale d'ATLAS, avec deux couches de détecteurs à pixels au lieu de trois et sans détecteur TRT au-delà de $\eta = 2.0$, la prise en compte du bruit d'électronique, et une luminosité nulle.

C.1 Comparaison des résolutions et des efficacités

Etant donné que les bruits de fonds n'ont pas été simulés, il s'agit ici de comparer les efficacités de la reconstruction et des coupures telles qu'elles ont été réalisées en simulation rapide.

¹La version d'Athena 10.0.1 n'étant pas encore disponible au moment de commencer l'analyse en janvier 2005, c'est la version 9.0.4 qui a été utilisée

Les Figures C.1 à C.6 illustrent cette comparaison en montrant les masses reconstruites de Z_H ou W_H , ajustés par une gaussienne dont la moyenne et l'écart-type sont dans les Tableaux C.1 à C.4 correspondants; dans ces mêmes tableaux est indiquée l'efficacité de sélection des événements. Pour la simulation rapide, cette efficacité est celle indiquée dans la dernière colonne des Tableaux d'efficacités dans les sections 6.2, 7.4, 7.5 et 7.6, multipliée par l'efficacité d'identification des photons, soit $80\%^2$, ou des leptons, soit $90\%^3$ ou $90\%^4$.

De cette comparaison il ressort principalement que :

- la résolution de la masse reconstruite de Z_H ou W_H est moins bonne en simulation complète pour les canaux avec $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$, l'écart-type étant au maximum deux fois plus grand
- l'efficacité de sélection des événements est toujours inférieure en simulation complète

Les différences sont dues principalement à la reconstruction des jets de haute énergie, perturbés par la proximité d'électrons de grande impulsion transverse. Cela demande un développement spécifique de la reconstruction des jets dans Athena.

En faisant l'hypothèse que le bruit est identique par rapport à la simulation rapide, il est possible d'estimer la signification statistique. Avec un signal diminué de $x_S \%$ en raison d'une efficacité de reconstruction moindre, et un bruit de fond x_B fois plus important en raison de la plus grande largeur de la fenêtre sur la masse reconstruite de Z_H ou W_H , S/\sqrt{B} est au final modulé par un facteur $(1 - x_S)/\sqrt{x_B}$. Ces estimations sont données dans le Tableau C.5 pour $M_{Z_H/W_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$, et montrent que les bosons de jauge lourds peuvent encore être observés dans leur canal de désintégration caractéristique, mis à part le SIGNAL 1 pour $M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$ qui était déjà à la limite de l'observabilité en simulation rapide. L'amélioration de l'algorithme de reconstruction permettra d'obtenir de meilleurs résultats.

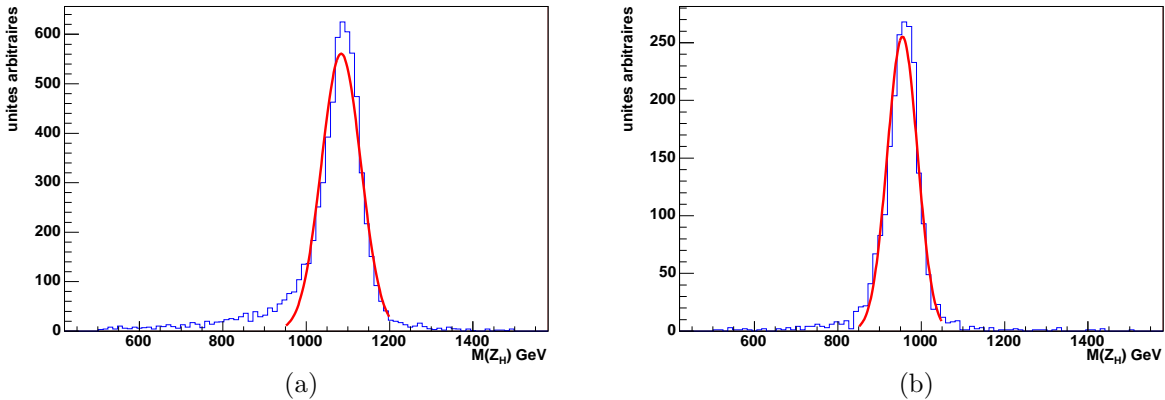


FIG. C.1 – Masse reconstruite de Z_H avec ajustement gaussien, pour le signal avec $H \rightarrow \gamma\gamma$ lorsque $M_H = 120 \text{ (GeV}/c^2)$, pour $M_{Z_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$, en simulation rapide (a) et en simulation complète (b)

M_{Z_H} (GeV/c ²)	1000	
	rapide	complète
moyenne (GeV/c ²)	984	955
écart-type (GeV/c ²)	48	36
efficacité	31.6 %	14.3 %

TAB. C.1 – Comparaison entre simulations rapide et complète pour le signal Z_H avec $H \rightarrow \gamma\gamma$ lorsque $M_H = 120$ (GeV/c²), d'une part de la moyenne et de l'écart-type de l'ajustement gaussien des masses invariantes de Z_H , sans les coupures sur l'impulsion transverse des jets et du Higgs, d'autre part de l'efficacité globale de toutes les coupures

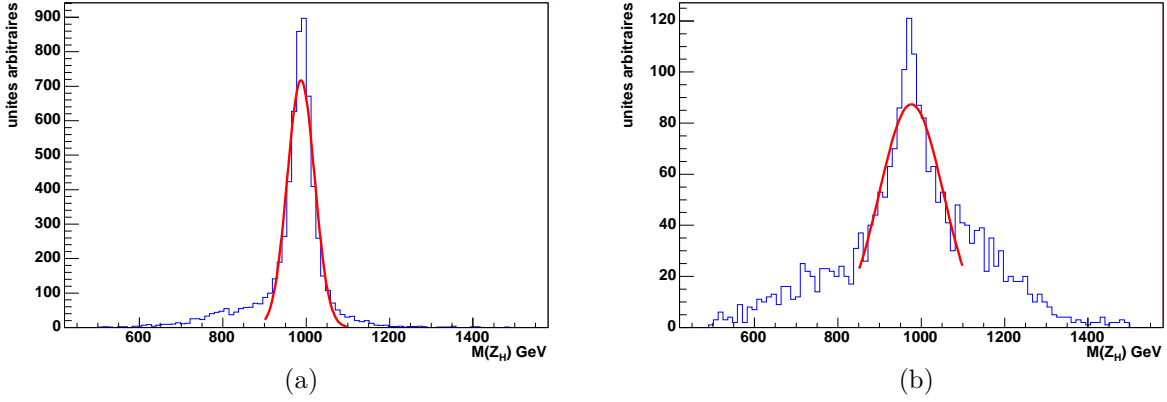


FIG. C.2 – Masse reconstruite de Z_H avec ajustement gaussien, pour le SIGNAL 1 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c²), pour $M_{Z_H} = 1$ TeV/c², en simulation rapide (a) et en simulation complète (b)

M_{Z_H} (GeV/c ²)	1000		2000	
	rapide	complète	rapide	complète
moyenne (GeV/c ²)	987	976	1992	1949
écart-type (GeV/c ²)	34	77	77	151
efficacité	16.7 %	15.0 %	8.7 %	6.9 %

TAB. C.2 – Comparaison entre simulations rapide et complète pour le SIGNAL 1 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c²), d'une part de la moyenne et de l'écart-type de l'ajustement gaussien des masses invariantes de Z_H , sans les coupures sur l'impulsion transverse des jets et du Higgs, d'autre part de l'efficacité globale de toutes les coupures

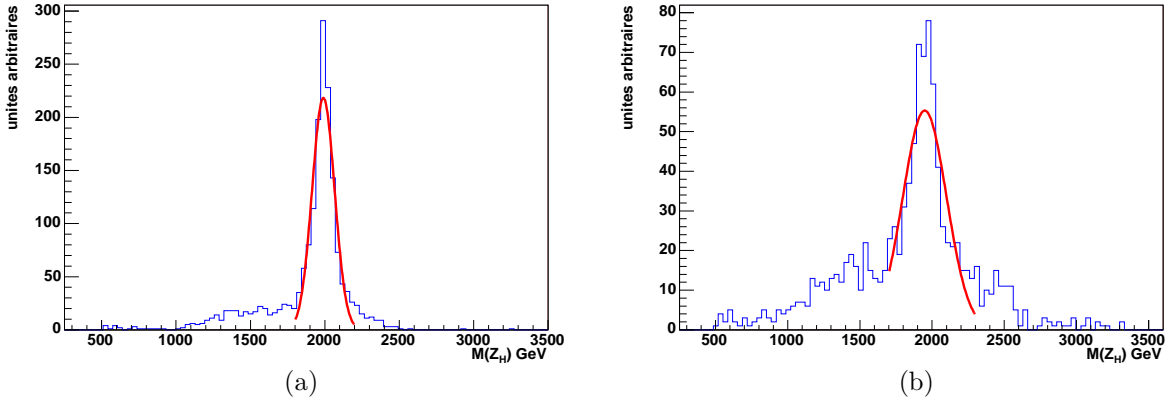


FIG. C.3 – Masse reconstruite de Z_H avec ajustement gaussien, pour le SIGNAL 1 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c^2), pour $M_{Z_H} = 2$ TeV/c^2 , en simulation rapide (a) et en simulation complète (b)

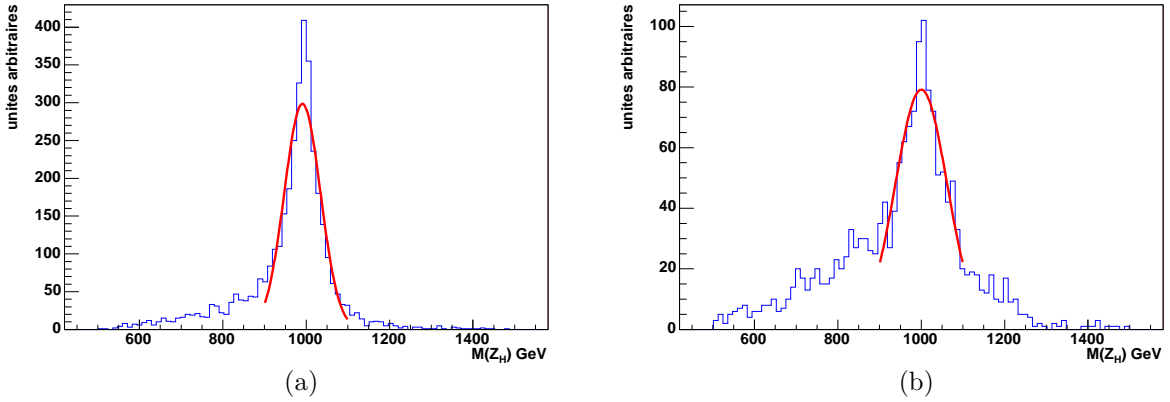


FIG. C.4 – Masse reconstruite de W_H avec ajustement gaussien, pour le SIGNAL 2 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c^2), pour $M_{W_H} = 1$ TeV/c^2 , en simulation rapide (a) et en simulation complète (b)

M_{Z_H} (GeV/c ²)	1000	
	rapide	complète
moyenne (GeV/c ²)	991	1000
écart-type (GeV/c ²)	42	62
efficacité	21.7 %	10.8 %

TAB. C.3 – Comparaison entre simulations rapide et complète pour le SIGNAL 2 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c²), d'une part de la moyenne et de l'écart-type de l'ajustement gaussien des masses invariantes de Z_H , sans les coupures sur l'impulsion transverse des jets et du Higgs, d'autre part de l'efficacité globale de toutes les coupures

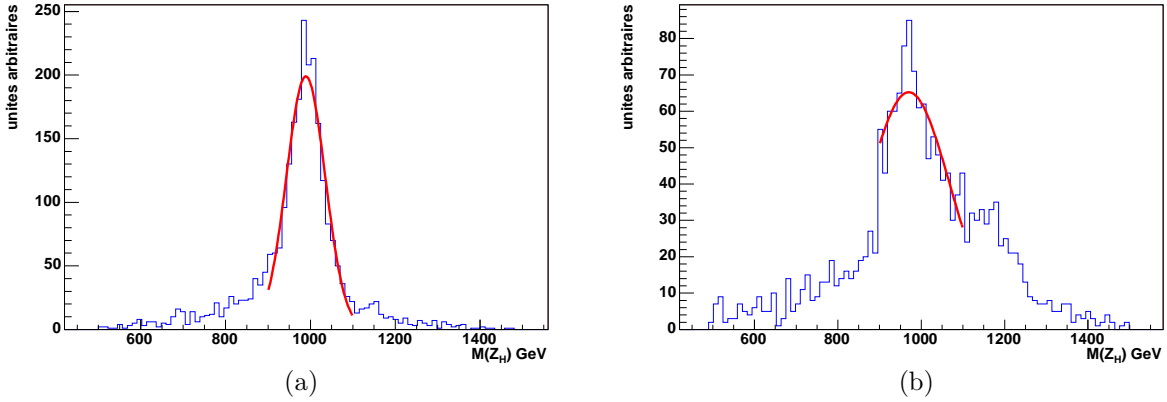


FIG. C.5 – Masse reconstruite de W_H avec ajustement gaussien, pour le SIGNAL 3 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c²), pour $M_{W_H} = 1$ TeV/c², en simulation rapide (a) et en simulation complète (b)

M_{W_H} (GeV/c ²)	1000		2000	
	rapide	complète	rapide	complète
moyenne (GeV/c ²)	989	971	1990	1935
écart-type (GeV/c ²)	46	99	83	109
efficacité	15.0 %	13.9 %	7.4 %	3.1 %

TAB. C.4 – Comparaison entre simulations rapide et complète pour le SIGNAL 3 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c²), d'une part de la moyenne et de l'écart-type de l'ajustement gaussien des masses invariantes de W_H , sans les coupures sur l'impulsion transverse des jets et du Higgs, d'autre part de l'efficacité globale de toutes les coupures

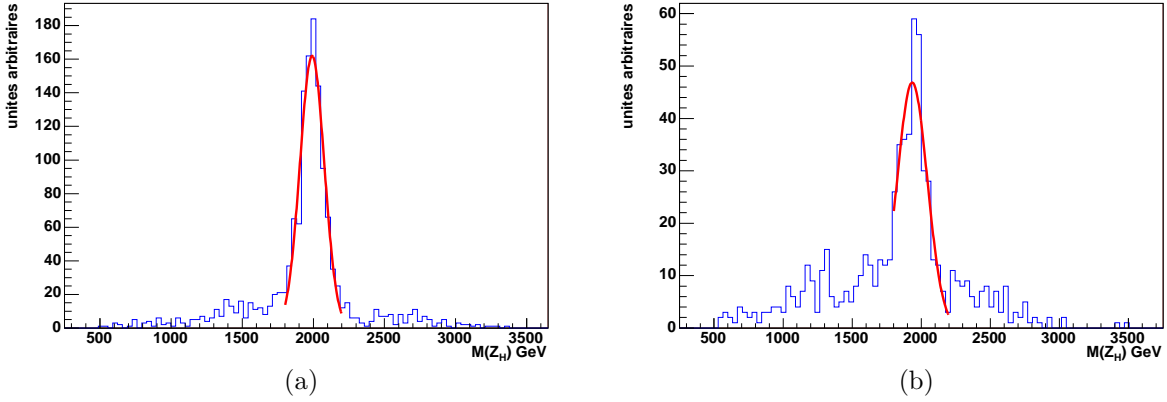


FIG. C.6 – Masse reconstruite de W_H avec ajustement gaussien, pour le SIGNAL 3 lorsque $M_H = 200$ (GeV/c^2), pour $M_{W_H} = 2$ TeV/c^2 , en simulation rapide (a) et en simulation complète (b)

	$M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$	$M_H = 200 \text{ GeV}/c^2$		
		SIGNAL 1	SIGNAL 2	SIGNAL 3
simulation rapide	16.6	5.7	23.4	18.6
simulation complète	8.6	3.4	9.6	11.7

TAB. C.5 – Comparaison entre simulations rapide et complète de la signification statistique, pour $M_{Z_H/W_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$

C.2 Représentation des événements

Il est possible de visualiser les signaux à l'aide du logiciel de représentation d'événements d'ATLAS, ATLANTIS² [54]. Les figures suivantes sont des vues en coupe dans le plan transverse, l'axe z étant au centre. Elles représentent les sous-détecteurs d'ATLAS - vert pour le calorimètre électromagnétique, rouge pour le calorimètre à tuiles, et bleu pour les spectromètres à muons - ainsi que les traces détectées (blanches) et extrapolées (vertes), et les dépôts d'énergies (en jaune). L'ensemble est déformé par un procédé de "fisheye" (grossissement plus important au centre que sur les bords) pour compenser le fait que les densités de traces et de dépôts d'énergie diminuent fortement plus on s'éloigne du point de collision.

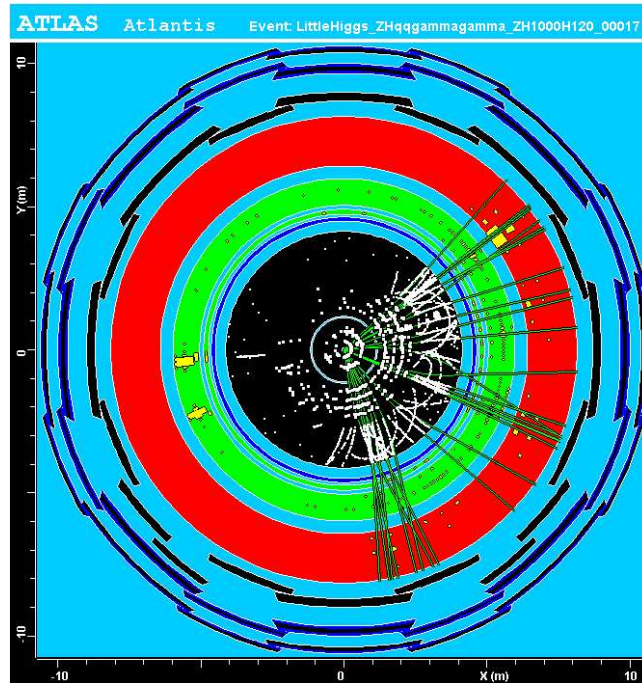


FIG. C.7 – Représentation d'un événement du signal $Z_H \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$ avec $M_{Z_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$. Sont visibles les 2 photons d'un côté (à gauche, sans trace associée) et les jets de l'autre

²utilisé avec la version 10.0.2 d'Athena

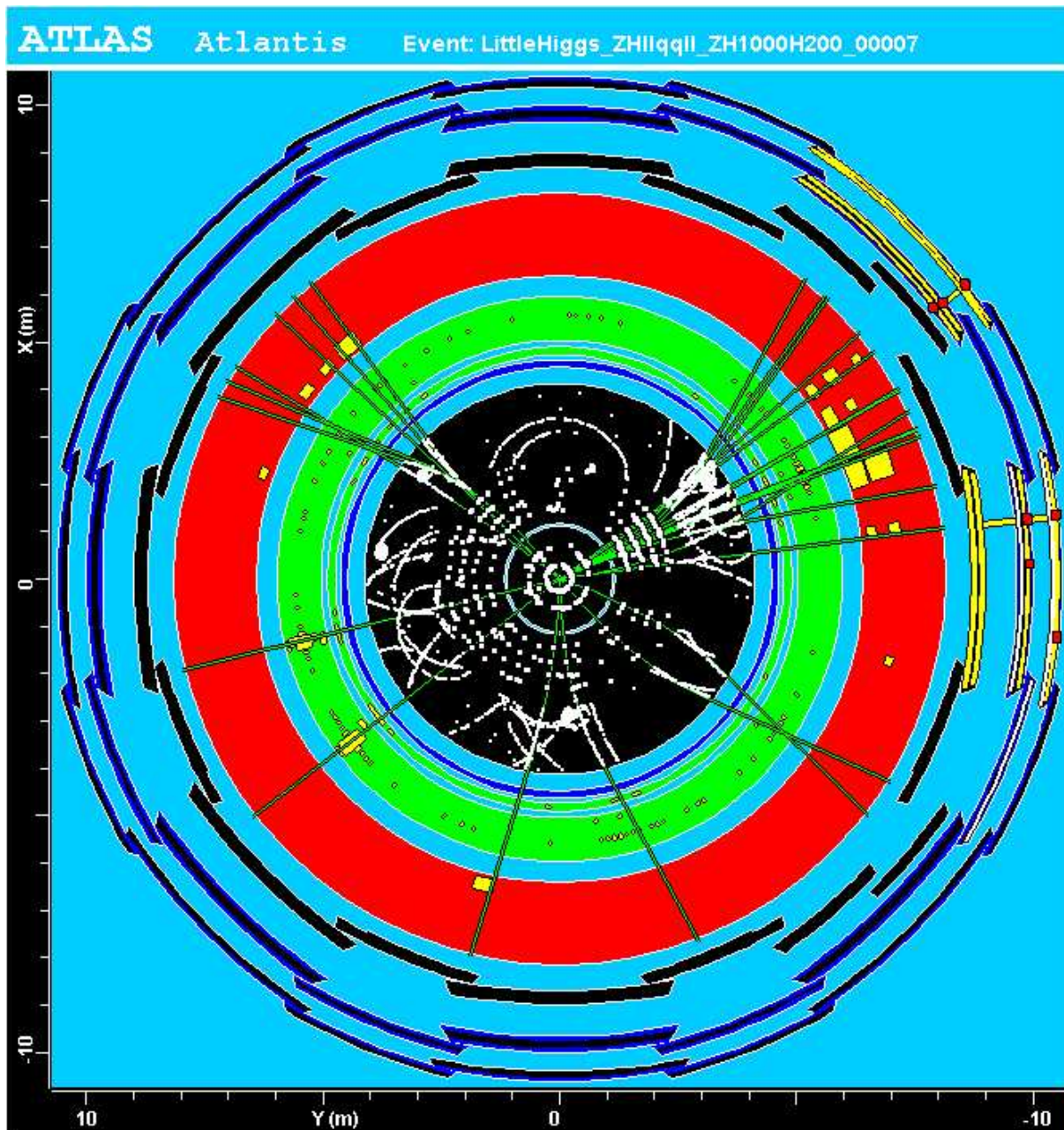


FIG. C.8 – Représentation d'un événement du signal $Z_H \rightarrow ll \bar{q}q ll$ avec $M_{Z_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$. En haut à droite sont visibles une paire de muons et les jets, issus du Higgs, et de l'autre côté une paire d'électrons

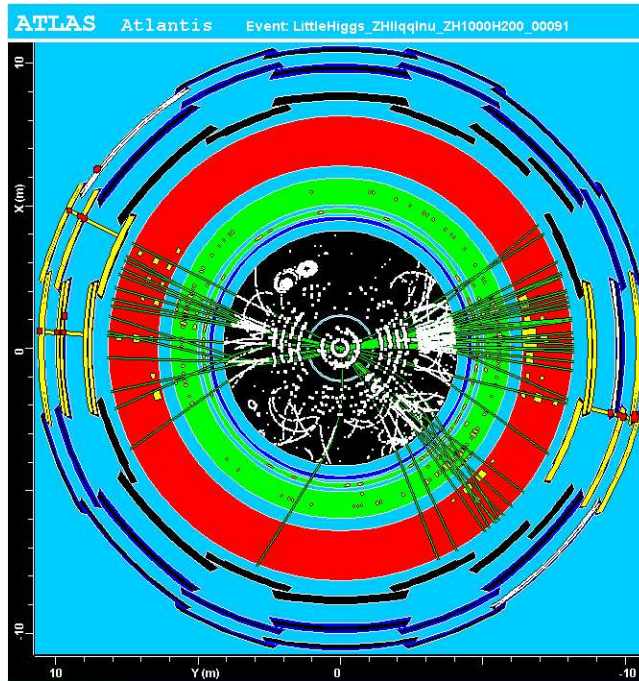


FIG. C.9 – Représentation d'un événement du signal $Z_H \rightarrow ll \bar{q}l\nu$ avec $M_{Z_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$. Les jets et le lepton associé à un neutrino (ici un muon) sont à droite, tandis que la paire de leptons est à gauche (muons)

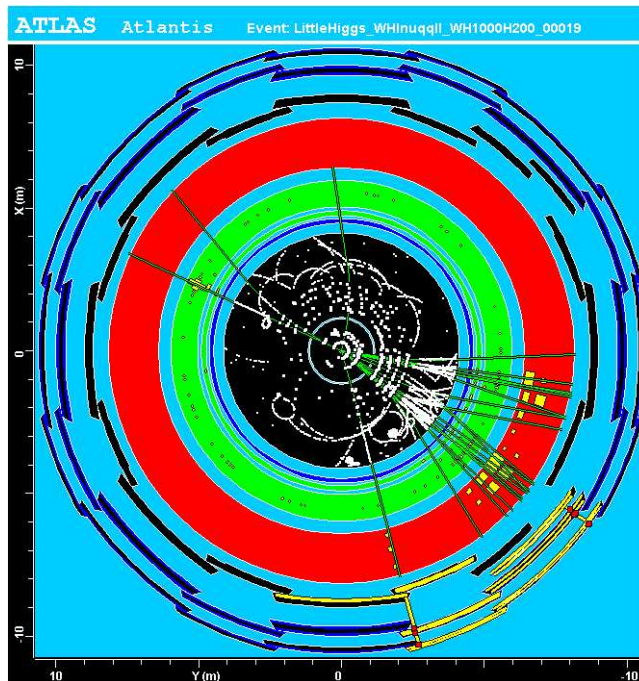


FIG. C.10 – Représentation d'un événement du signal $W_H \rightarrow l\nu \bar{q}ll$ avec $M_{W_H} = 1 \text{ TeV}/c^2$. Le Higgs se désintègre en bas à droite en jets et en paire de muons, et le W en électron (plus neutrino invisible) du côté opposé

Bibliographie

- [1] <http://www.cern.ch>
- [2] D. Fournier, LHC Workshop Aachen, october 1990, report CERN 90-10 ECFA 90-133 (1990, eds by G. Jarlskog and D. Rein) Vol.3 p356
- [3] Detector and Physics Performance Technical Design Report (Volume I), collaboration ATLAS, CERN-LHCC/99-14 (1999)
- [4] Detector and Physics Performance Technical Design Report (Volume II), collaboration ATLAS, CERN-LHCC/99-15 (1999)
- [5] <http://www.cmtsite.org/>
- [6] <http://www.cvshome.org/>
- [7] <http://root.cern.ch>
- [8] Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter Barrel MODULE 0, ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group (B. Aubert et al.) CERN-EP-2002-087, *Nucl. Instrum. Meth.* A500 :202-231,2003, Erratum-ibid.A517 :399-402,2004
- [9] Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter End-Cap MODULE 0, ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group (B. Aubert et al.) CERN-EP-2002-104, *Nucl. Instrum. Meth.* A500 :178-201,2003
- [10] 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* 338 (1994) 467-497
- [11] conversations privées avec Sven Menke
- [12] Kyle Cranmer, “Searching for New Physics : Contributions to LEP and the LHC”, CERN-THESIS-2005-011
- [13] R. Zitoun, “Study of noise in the November 1998 barrel run”, ATL-LARG-99-006, ATL-COM-LARG-99-008, note interne à la collaboration ATLAS
- [14] Calorimeter Performance, CERN-LHCC/96-40, section 1.4
- [15] J. Rutherford, *Nuclear Instruments and Methods* A482(2002), 156-178
- [16] L. DiCiaccio, D. Fournier, F. Hubaut et al., “High-Voltage Corrections in LArEM”, note interne à la collaboration
- [17] Hadronic calibration of the ATLAS Liquid Argon End-Cap calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < |\eta| < 1.8$ in beam tests, *Nuclear Instruments and Methods A* 531 (2004) 481-514, section 3.7, ATLAS Liquid Argon EMEC/HEC collaboration

- [18] communications privées avec Arnaud Lucotte
- [19] Gordon Kane, “Modern Elementary Particle Physics”, *ed. Addison-Wesley*
- [20] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22, 579 (1961); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264 (1967); A. Salam, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), p. 367
- [21] S. Eidelman et al., “Review of Particle Physics”, *Physics Letters* B592, 1 (2004)
- [22] “Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP”, CERN-EP-2003-011, soumis à *Phys. Lett. B*
- [23] The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, mise à jour de l’hiver 2005
- [24] A. Djouadi, J. Kalinowsky, M. Spira, “HDECAY : a program for Higgs boson decays in the Standard Model and its Supersymmetric extension”, *Computer Physics Communications* 108 (1998) 56-74,
- [25] M. Carena, H.E. Haber, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 50 (2003) 63-152, hep-ph/0208209
- [26] M. Spira, *Fortschr. Phys.* 46 (1998) 203
- [27] S. Asai et al, “Prospects for the search for a Standard Model Higgs boson in ATLAS using Vector Boson Fusion”, SN-ATLAS-2003-024
- [28] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), *Phys. Lett.* 122B (1983) 103
M. Banner et al. (UA2 Collaboration), *Phys. Lett.* 122B (1983) 476
- [29] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), *Phys. Lett.* 126B (1983) 398
M. Banner et al. (UA2 Collaboration), *Phys. Lett.* 129B (1983) 130
- [30] F. Abe et al. (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2626
S. Abachi et al. (D0 Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2632
- [31] Martin Schmaltz, “Physics beyond the Standard Model : Introducing the Little Higgs”, hep-ph/0210415
- [32] Perspectives on Supersymmetry, Gordon Kane, *ed. Michigan University*
- [33] N. Arkani-Ahmed, A.G. Cohen, H. Georgi, *Phys. Lett. B* 513, 232 (2001), hep-ph/0105239
- [34] N. Arkani-Ahmed, A.G. Cohen, T. Gregoire, J. G. Wacker, *JHEP* 0208, 020 (2002), hep-ph/0202089
- [35] N. Arkani-Ahmed, A.G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire, J. G. Wacker, *JHEP* 0208, 021 (2002), hep-ph/0206020
- [36] N. Arkani-Ahmed, A.G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, hep-ph/0206021
- [37] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath, L-T Wang, “Phenomenology of the Little Higgs Model”, hep-ph/0301040
- [38] M. Schmaltz, D. Tucker-Smith, “Little Higgs Review”, hep-ph/0502182
- [39] Howard Georgi, “Weak Interactions and Modern Particle Physics”, *ed. Benjamin Cummings*

- [40] F. Halzen and A.D. Martin, “Quarks and Leptons”, *ed. John Wiley & Sons*
- [41] A. Deandrea, “Little Higgs and precision electroweak tests”, Contribution aux XXXIXèmes Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, La Thuile, Aosta Valley, Italy, 21-28 Mars 2004, hep-ph/0405120
- [42] R. Casalbuoni, A. Deandrea, M. Oertel, “Little Higgs models and precision electroweak data”, JHEP02(2004)032
- [43] G. Marandella, C. Shappacher, A. Strumia, “Little Higgs corrections to precision data after LEP2”, hep-ph/0502096
- [44] J.E. Garcia, M. Lechowski, E. Ros, D. Rousseau, “Search for the decays $Z_H \rightarrow Z H$ and $W_H \rightarrow W H$ in the Little Higgs model assuming $m(h)=120$ GeV”, ATL-PHYS-2004-001
- [45] PYTHIA 6.301 manual, LU TP 03-38, hep-ph/0308153 <http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [46] T. Binoth, J.Ph. Guillet, E. Pilon, M. Werlen, *European Physics Journal*, C 16, 311-330 (2000)
- [47] Detector and Physics Performance Technical Design Report (Volume II), collaboration ATLAS, CERN-LHCC/99-15 (1999), section 19.2.2
- [48] PoissonSig, outil du package UWStatTools de l’Université de Wisconsin, USA, <http://www-wisconsin.cern.ch/physics/software.html>
- [49] J.E. Garcia, M. Lechowski, E. Ros, D. Rousseau, “Search for the decays $Z_H \rightarrow Z H$ and $W_H \rightarrow W H$ in the Little Higgs model assuming $m(h)=200$ GeV”, ATL-COM-PHYS-2004-032 (communication interne à la collaboration ATLAS)
- [50] G. Azuelos et al., “Exploring Little Higgs Models with ATLAS at the LHC”, hep-ph/0402037, SN-ATLAS-2004-038
- [51] J.E. Garcia, “Little Higgs searches at LHC”, Contribution aux XXXIXèmes Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, La Thuile, Aosta Valley, Italy, 21-28 Mars 2004, hep-ph/0405156
- [52] M. Lechowski, “Little Higgs searches with ATLAS at the LHC”, *Czech. J. Phys.* 54 (2004) pp.A283-A290
- [53] K. Mazumdar, Les Houches 2003, Part XIX, “Little Higgs Model : LHC Potential”, hep-ph/0402295
- [54] <http://atlantis.web.cern.ch/atlantis/>

Résumé

Le LHC est un collisionneur proton-proton avec une énergie de 14 TeV disponible dans le centre de masse, qui entrera en service courant 2007 au CERN. Deux de ses expériences, ATLAS et CMS, rechercheront et étudieront notamment le boson de Higgs, la Supersymétrie et toute autre nouvelle physique.

Cette thèse porte sur deux aspects de l'expérience ATLAS :

- d'une part la simulation du calorimètre électromagnétique à Argon liquide, en particulier la reproduction de la chaîne d'électronique pour la numérisation du signal et l'estimation du bruit d'électronique et du bruit d'empilement (dû aux événements résultant des collisions élastiques au LHC). Ces deux points ont été validés par l'analyse des données des tests en faisceau de 2002 et 2004.
- d'autre part une étude de physique portant sur le modèle du Petit Higgs. Ce modèle récent a pour but de résoudre le problème de hiérarchie du Modèle Standard en introduisant de nouvelles particules lourdes pour annuler les divergences quadratiques dans le calcul de la masse du boson de Higgs. Ces nouvelles particules, d'une masse de l'ordre du TeV/c^2 , sont un quark top lourd, des bosons de jauge lourds Z_H , W_H et A_H , et enfin un triplet de Higgs lourds.

L'étude de physique a porté sur les désintégrations caractéristiques du modèle, $Z_H \rightarrow Z H$ et $W_H \rightarrow W H$, avec un Higgs soit d'une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ se désintégrant en deux photons, soit de $200 \text{ GeV}/c^2$ se désintégrant en ZZ ou WW . Les résultats montrent dans les deux cas, pour 300 fb^{-1} (3 ans de fonctionnement à haute luminosité), une observation du signal à 5σ pour des masses de Z_H et W_H inférieures à $2 \text{ TeV}/c^2$, couvrant une large partie de l'espace des paramètres.

Mots-clés :

LHC
ATLAS
calorimètre à Argon liquide
calorimètre électromagnétique
numérisation
bruit d'électronique
bruit d'empilement
Petit Higgs
boson de Higgs
bosons de jauge lourds

Abstract

LHC is a proton-proton collider with an energy of 14 TeV in the center of mass, which will start in 2007 at CERN. Two of its experiments, ATLAS, and CMS, will search and study in particular the Higgs boson, Supersymmetry and other new Physics.

This thesis was about two aspects of the ATLAS experiment :

- on one hand the simulation of the liquid Argon electromagnetic calorimeter, with the emulation of the electronic chain in charge of the digitization of the signal and also the evaluation of the electronic noise and the pile-up noise (coming from minimum bias events of inelastic collisions at LHC). These two points have been validated by the analysis of the data taken during beam tests in 2002 and 2004.
- on the other hand, a physics study concerning the Little Higgs model. This recent model solves the hierarchy problem of the Standard Model, in introducing new heavy particles to cancel quadratic divergences arising in the calculation of the Higgs boson mass. These new particles, with a mass about the TeV/c^2 , are one heavy quark top, heavy gauge bosons Z_H , W_H and A_H , and a heavy Higgs bosons triplet.

The physics study dealt with the characteristic decays of the model, $Z_H \rightarrow Z H$ and $W_H \rightarrow W H$, with a Higgs mass either at $120 \text{ GeV}/c^2$ decaying in two photons or at $200 \text{ GeV}/c^2$ decaying in ZZ or WW . Results show that in both cases, for 300fb^{-1} (3 years at high luminosity), an observation of the signal at 5σ for Z_H et W_H masses less than $2 \text{ TeV}/c^2$ is possible, covering a large part of the parameter space.

Key-words :

LHC
ATLAS
Liquid Argon calorimeter
electromagnetic calorimeter
digitization, electronic noise
pile-up noise
Little Higgs
Higgs boson
heavy gauge bosons