



HAL
open science

**Etalonnage du calorimetre electromagnetique tonneau.
Identification des leptons taus et recherche d'un boson
de Higgs dans le canal $qqH \rightarrow qq \tau \tau$ dans
l'experience ATLAS au LHC.**

Fabien Tarrade

► **To cite this version:**

Fabien Tarrade. Etalonnage du calorimetre electromagnetique tonneau. Identification des leptons taus et recherche d'un boson de Higgs dans le canal $qqH \rightarrow qq \tau \tau$ dans l'experience ATLAS au LHC.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2006. Français. NNT: . tel-00107289v1

HAL Id: tel-00107289

<https://theses.hal.science/tel-00107289v1>

Submitted on 17 Oct 2006 (v1), last revised 8 Nov 2006 (v2)

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.

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

Thèse

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

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE SAVOIE
Spécialité : Physique des particules

par

Fabien TARRADE

SUJET:

**Étalonnage du calorimètre électromagnétique tonneau.
Identification des leptons τ et recherche d'un boson de Higgs dans le
canal $qqH \rightarrow qq \tau\tau$ dans l'expérience ATLAS au LHC.**

Soutenue le 18 septembre 2006 devant la commission d'examen

Robert BARATE	
Ursula BASSLER	<i>rapporteur</i>
Jacques COLAS	<i>président du jury</i>
Günther DISSERTORI	<i>rapporteur</i>
Dominique PALLIN	
Helenka PRZYSIEZNIK	<i>directrice de thèse</i>

Ce travail a bénéficié du soutien financier et matériel du Ministère de l'Education Nationale, de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche et du Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, avec un support partiel de la commission franco-polonaise entre l'IN2P3 et les laboratoires polonais (accord n^o 01-103).

*À mes parents,
à ma soeur,
à mes frères,
à Stephie,
et en hommage à
Barthelemy NSABABAGANWA.*

REMERCIEMENTS

Cela fait 3 ans que j'ai commencé ce long travail qui arrive maintenant à sa fin. Durant ces années je suis passé par tous les sentiments : le bonheur, le désespoir, la tristesse, la colère et le bonheur. J'ai eu la chance et le plaisir de rencontrer ou de travailler avec des personnes hors du commun venant de tous horizons et je voudrai aujourd'hui les remercier.

Je voudrai tout d'abord remercier Helenka PRZYSIEZNIAK pour avoir encadré mon travail de thèse durant ces trois années. Elle m'a permis de travailler sur la passionnante recherche du boson de Higgs.

Je tiens à remercier Jacques COLAS et Marie-Noëlle MINARD, directeur et sous-directrice du LAPP pour m'avoir accueilli et mis à ma disposition les équipements du laboratoire.

Je tiens également à remercier les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail et de lire les 240 pages de ce petit manuscrit (c'est promis, la prochaine fois je ferai plus court) : Robert BARATE, Jacques COLAS, Dominique PALLIN et en particulier les rapporteurs Ursula BASSLER et Günther DISSERTORI.

Je voudrai dire un très grand merci aux membres du groupe ATLAS-LAPP pour leur aide, leur soutien et leur amitié : Mohamed AHARROUCHE (grand maître du billard et fournisseur officiel de cornes de gazelle), Patrick BAUDIN (constructeur d'ATLAS), Yannick BEELDENS (barman et mécano autrichien), Fatih BELLACHIA (monsieur online), Lucia DI CIACIO (la professoira italienne), Geneviève DAGUIN (alias la dream team avec Nico & Nico), Nicolas DUMONT-DAYOT (malheureux supporter du PSG, cycliste fou et heureux papa), Mohamed EL KACIMI (fournisseur officiel de cornes de gazelles bis et papa très très occupé), Sabine ELLES (courageuse installatrice de la Grille@LAPP et support Grille 24h/24 et 7j/7), Philippe GHEZ (puriste littéraire et grand bavard), Driss GOUJDAMI (l'homme qui rigole tout le temps), Corinne GOY (spécialiste Sushi), Rémi LAFAYE (l'ours de la caverne ATLAS), Sandrine LAPLACE (la ministre : plus un seul jour disponible sans réunion avant 2009), Nicolas MASSOL (spéléologue câbleur du puits) Stéphane JEZEQUEL (monsieur Grille), Pascal PERRODO (virtuose rigoureux indispensable à ATLAS), Gilles SAUVAGE (dictionnaire du calorimètre), Julie PRAST (sportive hors norme, jeune maman heureuse et organisatrice des repas sur le plateau des Glières), Jean TASSAN (rocker expert câbleur ATLAS), Vincent TISSERAND (éternel futur membre du groupe), Isabelle WINGERTER-SEEZ (chef de groupe admirable et chef des festivités et des sorties de groupe), Robert ZITOUNE (LE professeur). Je n'oublie pas la nouvelle et brillante relève : Michele CONSONNI (spécialiste des pastas + de 300 recettes), Jean-François MARCHAND (monsieur gamma gamma et jeune papa), Thibault GUILLEMIN (monsieur section efficace "à la suédoise") et les stagiaires avec qui j'ai eu la chance de partager mon bureau

Claire, Rahim et Florent.

Je voudrai insister et remercier à nouveau Mohamed, mon compagnon de galère, pour son amitié et toute son aide durant ces trois années, en particulier pour nos très nombreuses discussions sur les tableaux de nos bureaux, discussions parfois très bruyantes entre têtes de lard (très très utiles), les nombreuses parties de billard et toutes les soirées passées ensemble. Encore un grand merci à tous les membres du groupe ATLAS-LAPP pour son accueil chaleureux ainsi que pour les multiples conseils et coups de main. Vous avez été pendant ces 3 années ma seconde petite famille. Je souhaiterai aussi remercier les membres du groupe ATLAS-LAPP-STONY BROOK : Michael RIJSSENBEEK et Moustapha THIOYE (et oui c'est bientôt ton tour).

Je voudrai remercier Pascal PERRODO qui a guidé mes premiers pas lors de mon stage dans le fabuleux métier de la recherche. La rigueur et la curiosité dans son travail et sa grande connaissance en physique ont été des modèles et une aide lors de mes trois années de thèse.

Je voudrai aussi dire un grand merci à tous ceux qui ont accepté de prendre du temps pour relire des parties de ma thèse : Geneviève BELANGER, Donatella CAVALLI, Florent DUBOIS, Sabine ELLES, Laurent FOURNIER, Philippe GHEZ, Didier LACOUR, Rémi LAFAYE, Sandrine LAPLACE, Stéphane JEZEQUEL, Pascal PERRODO, Gilles SAUVAGE, Vincent TISSERAND, Elzbieta RICHTER-WAS, Guillaume UNAL et Isabelle WINGERTER-SEEZ. Ce manuscrit s'est enrichi par leurs commentaires constructifs. Un grand bravo à Helenka pour avoir eu la patience de lire et relire les nombreuses (voire les très nombreuses pages) de ce manuscrit de thèse.

Je voudrai aussi remercier les anciens : Christophe (mister pépère alias PAW to ROOT), Renaud (le gamin alias Junior), Muriel (Mumu et ses neutrinos), Olivier (alias Nounours-Calimero), Jérôme (alias l'ami finlandais "Mitä kuuluu?" rappel toi les St Patrick's Day) et Damien (alias GSDA (et maintenant Bobo of Oxford) grand maître des OFCs et grand mangeur de pizza).

Merci à la jeune relève du LAPP, vous vous êtes aventurés dans bien d'étranges contrées : Thomas (électron déjanté), Magalie (alias Marguerite, allez encore une petite bière) et ses neutrinos, Gael (le breton) et ses B, les théoriciens : Alvisse, Candide, Grégoire et les tous les autres.

Je tiens également à remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu l'occasion de travailler et qui m'ont conseillé en de nombreuses occasions : Kétévi ASSAMAGAN, Martin ALEKSA, Nuno BARROS FIUZA DE BARROS, Kyle CRANMER, Donatella CAVALLI, Marco DELMASTRO, Michael HELDMANN, Ian HINCHLIFE, David ROUSSEAU et Elzbieta RICHTER-WAS.

Je tiens aussi à remercier tous ceux avec qui j'ai poursuivi les conférences, écoles,

meetings et leurs sessions nocturnes (Freiburg, Roma, Les Diablerets, Stockholm etc ...) avec une mention spéciale pour Samir (mon maître) et pour toute la bande d'étudiants fous de l'École d'été du CERN 2005 (vous êtes trop nombreux pour que je puisse vous citer un par un mais vous vous reconnaitrez). Cela restera des moments exceptionnels, merci à vous tous.

Je voudrai aussi remercier toutes les personnes avec qui j'ai passé de très bons moments sur Annecy, de mémorables fêtes et fait de fantastiques voyages. Merci à tous les étudiants Erasmus : les marocains Mohamed, Ibtissam, Amina (la banquière) et Hind; les finlandais : Pauliina ("Moi", ma prof de finnois), Paivi (championne de scandinavie de nage en eau glacée), Janna (infirmière finlandaise) et Juhani (cycliste de Seinäjoki); les suédois : Sarah ("sov gott"), Pontus, Ida, Anna et Per (et sa copine); les brésiliens : Eduardo, Radael, Eugenio (future docteur fou de foot), Danilo et Thais; les belges : Bieke, Linda et Lien; les hollandais : Vincent (dit Vini), Angela, Marjolein et Brian; les allemands : Stephie (ma petite Stephielein), Rita, Sylvia, Jochen (tour du monde), Alex (Sir Alex), Bjoern (mister BMW), Diana (l'australienne), Cathia, Esther, Nicola, Anne (la parisienne), Maike et Nina; le letton : Daimars (lawmen amoureux de la langue française); les irlandais : Nives, Elaine (miss "pas de chance"), Ronan (le plus grand buveur de bière), Ada, Cathy (miss "Zanzibar"), Karen (lolita) et Cheryl; les polonais : Ewa, Jarek (l'ingénieur photographe), Ilona (prof de langue) et Danuska; les espagnols : Chencho (l'ingénieur savoyard et grand maître de la fiesta), Dany (le graphiste), Alej (el artiste), Hugo (papyhugo), Pachu (rappel toi de notre mémorable "Oktoberfest"), Borja, Carlos, Marcos, et David (le théoricien), les italiens : Michele, Federica, Alessia (viva Roma), Daniele (le romain de la deuxième génération), Sergio, Silvia (encore une romaine!! troisième génération) and Davide, le turc : Kahn; les bulgares : Milena, Gery et Stephan; la chinoise : Ding Ya (grande spécialiste de la cuisine), la mafia africaine avec entre autre Yannick et Benoit; les sénégalais : Bass, Papa, Bouba et tous les autres, les fous du bâtiment E : Manu, Julien et les autres; et enfin les français : Rouchdi (pilier du Pré), Yann (la barrique), Neige, Mélanie et bien sur Thomas (grand fêtard brésilien).

Je remercie aussi la joyeuse bande de barjots du Bâtiment G : Julien (le théoricien breton), Jérôme (infirmier-cuisto) & Emilie (l'éduc spé), Flo (le pauvre : supporter du Real de Madrid et du Brésil) & Sabrina (la cuisto) et Antoine (l'ingénieur pervers) pour nos soirées et bouffes de dingues.

Je remercie les copains de Fac : Christophe (astronome spécialiste de la montgolfière ppt animée), Fabrice I (el gringo, le mexicain) et Pam (chapeau, tu as réussi à le ramener au Mexique), Fabrice II (le parisien), Yvan (compagnon de galère et ami intime des neutrinos), Rémi (le bavarois, profite bien de Munich), PM, Gaele et leur puce Mélanie (voici la première petite famille avec le père prof, la mère chercheuse et la petite future gymnaste), Anne-Gaele (la future prof), PS (monsieur Mac, et oui encore un).

Je remercie les copains du collège qui ne m'ont pas vu beaucoup ces derniers temps : Pierre, Antoine, Martin, Celine, Fany, Marion et tous les autres.

Je remercie également le personnel de l'administration et de la bibliothèque pour m'avoir déchargé de nombreuses et douloureuses démarches administratives, pour leur gentillesse et leur bonne humeur : mention spéciale à Chantal, Marie-Claude, Brigitte, Nicole et Myriam.

Je remercie également le personnel des services électroniques, mécaniques, informatiques et du service générale pour leur aide et les bonnes rigolades dans les couloirs et à la cafet (lieu où se fait la science) avec une mention spéciale à nos footeux : Alain (allez les verts), Jean (vive l'OM), Laurent (petit four du Gran Sasso) et à Laurent (monsieur muscle).

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers mes professeurs qui m'ont fait découvrir leur passion pour la physique et la recherche et en particulier : Mme BRENIER, Mr BARBIER, Stephan GUY, Driss RAYANE, Maurice KIBLER et Imad LAKTINED.

Je remercie aussi ma famille (Pap, Mam, Gaëlle, Benoit, Aymeric (allez l'OL) et les autres) pour leur soutien tout au long de mes longues études et surtout pour ces 3 dernières années aux cours desquelles ils ne m'ont pas beaucoup vu. Mention spéciale à ma petite Stephielein (nee, kein Problem, das ist nicht doof) pour son soutien lors de cette dernière et troisième année.

Merci à vous tous qui n'avez jamais cessé de me supporter et de m'encourager. Merci à ceux qui sont venus me soutenir le jour de ma soutenance et également à ceux qui n'ont pu être présent mais qui ont eu une pensée pour moi. Merci à tous, j'espère que je n'ai pas oublié trop de monde (veuillez m'excuser mais ma liste est longue).

Je voudrai enfin dédier ce manuscrit de thèse à un ami burundais, Barthelemy NSA-BABAGANWA, dit le guerrier massaï ou le général, qui nous a quitté trop tôt, merci pour ta joie de vivre et ta gentillesse.

Enfin, bonne chance au courageux lecteur qui osera continuer au-delà des remerciements et persistera après l'introduction. Bonne lecture.

Table des matières

Préface	ix
1 Cadre théorique et contexte expérimental	1
1.1 Introduction	1
1.2 Le Modèle Standard	1
1.2.1 L'interaction électrofaible	2
1.2.2 L'interaction forte	4
1.2.3 La brisure spontanée de la symétrie électrofaible	4
1.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs	8
1.3.1 Limites théoriques	8
1.3.2 Résultats expérimentaux de la recherche du Higgs	11
1.4 Les succès du Modèle Standard	13
1.5 Limites du Modèle Standard	13
1.6 Au delà du Modèle Standard : la SuperSYmétrie	13
1.6.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal	14
1.6.2 Le Higgs dans le secteur du MSSM	14
1.7 Le "Large Hadron Collider" au CERN	15
1.7.1 La machine et ses performances	16
1.7.2 Luminosité	18
1.7.3 Les expériences auprès du LHC	19
1.7.4 Environnement au LHC	20
1.8 Modes de production du boson de Higgs au LHC	22
1.8.1 Fusion de gluons	23
1.8.2 Fusion de bosons vecteurs faibles	23
1.8.3 Productions associées	24
1.9 Modes de désintégration du boson de Higgs	25
1.9.1 Désintégration fermionique	25
1.9.2 Désintégration bosonique	26
1.9.3 Désintégration photonique et gluonique	26
1.10 Recherche du boson de Higgs auprès du LHC	26
1.10.1 Higgs léger ($110 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$)	28
1.10.2 Higgs de masse intermédiaire ($130 \text{ GeV}/c^2 < m_H \leq 2m_Z$)	29
1.10.3 Higgs lourd ($2m_Z < m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$)	29

1.10.4	Higgs du MSSM	29
1.10.5	Mesure des couplages	31
1.11	Conclusion	32
2	Le détecteur ATLAS auprès du LHC	35
2.1	Introduction	35
2.1.1	Coordonnées et variables cinématiques utilisées	36
2.2	Le détecteur interne	37
2.2.1	Détecteur à pixels	38
2.2.2	Détecteur à micro-pistes de silicium	39
2.2.3	Trajectromètre à radiation de transition	41
2.2.4	Solénoïde central	43
2.2.5	Quantité de matière	44
2.3	Les calorimètres	44
2.3.1	Calorimètres électromagnétiques	45
2.3.2	Calorimètre hadronique	46
2.3.3	Calorimètre vers l'avant	48
2.4	Blindages de protection	49
2.5	Spectromètre à muons	51
2.5.1	Chambres à muons	51
2.5.2	Aimants toroïdaux	53
2.6	Système de déclenchement et acquisition des données	54
2.6.1	Déclenchement de niveau 1	55
2.6.2	Déclenchement de niveau 2	55
2.6.3	Filtre d'événements	56
2.7	Simulation et reconstruction des données pour ATLAS	56
2.7.1	Introduction à ATHENA	56
2.7.2	Génération des événements et simulation complète d'ATLAS	57
2.7.3	Simulation rapide avec ATLFAST	58
2.8	La grille de calcul	59
2.9	Conclusion	60
3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	63
3.1	Introduction	63
3.1.1	Processus d'interaction	63
3.1.2	Développement d'une gerbe électromagnétique	65
3.2	Calorimètre à échantillonnage	66
3.2.1	Les absorbeurs.	66
3.2.2	Les électrodes	68
3.2.3	Segmentation en profondeur et longueur de radiation	69
3.2.4	Géométrie en accordéon	70
3.2.5	Argon liquide	70
3.3	Description géométrique du calorimètre à argon liquide	71
3.3.1	Le tonneau central (EMB)	71

3.3.2	Les bouchons (EMEC)	72
3.3.3	Le pré-échantillonneur	73
3.4	Construction et assemblage du calorimètre tonneau	74
3.4.1	Construction d'un module	74
3.4.2	Assemblage des deux roues du tonneau	75
3.4.3	Installation du tonneau dans le puits d'ATLAS	75
3.5	Description de la chaîne d'acquisition	76
3.5.1	Génération du courant de physique	76
3.5.2	Chaîne de lecture	77
3.5.3	Mise en forme du signal	78
3.5.4	Échantillonnage, stockage et numérisation	81
3.5.5	Reconstruction de l'énergie	81
3.6	Performances du calorimètre électromagnétique	82
3.6.1	Résolution en énergie	82
3.6.2	Résolution angulaire	83
3.6.3	Résolution temporelle	84
3.7	Système d'étalonnage	84
3.7.1	Le signal d'étalonnage	84
3.7.2	Procédures d'étalonnage	87
3.8	Tests électriques de qualification du calorimètre électromagnétique	87
3.8.1	Descriptions des tests électriques	87
3.8.2	Résultats pour la partie tonneau	91
3.9	Conclusion	92
4	Reconstruction du signal et étalonnage du calorimètre électromagnétique	95
4.1	Introduction	95
4.2	Dispositif expérimental	96
4.2.1	Production du faisceau	96
4.2.2	Une tranche complète d'ATLAS	96
4.2.3	Les chambres à fils et les scintillateurs	98
4.3	Prises de données	99
4.4	Étalonnage électronique	99
4.4.1	Conversion coups d'ADC en DAC	99
4.4.2	Formes d'étalonnage	100
4.5	Reconstruction de la forme de physique	101
4.5.1	Accumulation des données de physique	102
4.6	Méthode de filtrage optimal	103
4.6.1	Reconstruction des formes de physique	105
4.6.2	Particularité du test en faisceau de 2004	106
4.6.3	Résultats avec les données du test en faisceau 2004	109
4.6.4	Prédiction du signal de physique	111
4.7	Reconstruction de l'énergie	119
4.7.1	Reconstruction de l'énergie d'une cellule	119

4.7.2	Reconstruction de l'énergie d'un amas	120
4.7.3	Résultats	120
4.8	Conclusion et stratégie pour les premières collisions	122
5	Identification des leptons τ par leurs désintégrations hadroniques	127
5.1	Introduction	127
5.2	Physique accessible avec les leptons τ	128
5.3	Désintégrations hadroniques du τ	128
5.4	Échantillons MC et reconstruction	131
5.5	Algorithme de reconstruction des τ : TauRec	131
5.5.1	Algorithme initié par un dépôt calorimétrique	132
5.5.2	Variables discriminantes pour l'identification des τ	133
5.5.3	Identification des τ	139
5.5.4	Facteur de réjection	141
5.5.5	Étalonnage de l'énergie des τ par pondération des dépôts calorimétriques	142
5.6	Algorithme de reconstruction des τ : Tau1P3P	143
5.6.1	Introduction	143
5.6.2	Algorithme initié par une trace	145
5.6.3	Variables discriminantes pour l'identification des τ	146
5.6.4	Reconstruction de l'énergie en associant les calorimètres au détecteur interne	151
5.6.5	Identification des τ	153
5.6.6	Facteur de réjection	155
5.7	Comparaison des performances des algorithmes pour l'identification des τ	156
5.7.1	Efficacité	156
5.7.2	Réjection des jets QCD	159
5.7.3	Discussion et conclusion	161
5.8	Déclenchement sur les τ hadroniques	162
5.8.1	Déclenchement de niveau 1	162
5.8.2	Déclenchement de niveau 2	162
5.8.3	Filtre d'événements	163
5.9	Conclusion	163
6	Recherche d'un boson de Higgs du MS produit par fusion de bosons vecteurs	167
6.1	Introduction	167
6.2	Motivations, objectifs et réalisation	167
6.3	Signature et bruit de fond	168
6.3.1	Signature expérimentale d'un événement de signal	168
6.3.2	Les bruits de fond irréductibles	171
6.3.3	Les bruits de fond réductibles	173
6.4	Génération des événements avec la simulation rapide	174
6.4.1	Signal	174

6.4.2	Bruit de fond	175
6.5	Description des coupures de l'analyse	177
6.5.1	Identification des électrons et des muons	177
6.5.2	Identification des τ se désintégrant en hadrons	178
6.5.3	Recherche des jets vers l'avant	179
6.5.4	Approximation collinéaire et reconstruction de la masse invariante de la paire de leptons τ	180
6.5.5	Coupures de réjection du fond	182
6.5.6	Veto sur les jets centraux et fenêtre en masse	183
6.6	Résultat dans le cadre de la simulation rapide du détecteur ATLAS . . .	184
6.7	Etude dans le cadre de la simulation complète du détecteur ATLAS . . .	189
6.7.1	Les événements Monte Carlo	190
6.7.2	Identification des électrons	190
6.7.3	Identification des muons	191
6.7.4	Identification des τ se désintégrant en hadrons	191
6.7.5	Identification des jets	193
6.7.6	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	194
6.7.7	Comparaison avec la simulation rapide	195
6.7.8	Efficacité des coupures	199
6.7.9	Reconstruction de la masse du Higgs	201
6.7.10	Systematiques	202
6.7.11	Conclusion de la comparaison entre la simulation rapide et la simulation complète	202
6.8	Conclusion et perspectives	202
	Conclusion	207

*"Ensimmäinen hullunmerkki,
jos luulee itseään viisaaksi."*

*Le premier signe de la folie
est de se croire intelligent.*

proverbe finlandais.

Préface

Le Modèle Standard (MS) est à l'heure actuelle, le modèle qui décrit le mieux les interactions électromagnétique, faible et forte. Les prédictions sur les observables du modèle et leur mesure sont en très bon accord, aux énergies accessibles expérimentalement. Cependant, le mécanisme de Higgs et son boson associé, qui expliquerait les masses des bosons faibles et des fermions, n'ont pas encore été détectés. Depuis plus de vingt ans, les physiciens sont à sa recherche grâce aux expériences du LEP et maintenant celles du Tevatron. En 2007, un projet gigantesque et de longue haleine, le LHC, entrera à son tour dans la course. Le LHC est un collisionneur proton-proton installé au CERN à cheval sur la France et la Suisse et qui a pour objectif la découverte du Higgs mais également la recherche des extensions à plus haute énergie du Modèle Standard, grâce aux expériences ATLAS et CMS.

Mon travail de thèse a été effectué durant la période charnière pour l'expérience ATLAS. En effet cela a coïncidé avec la fin de la construction pour la plupart des sous-détecteurs, à leur intégration dans le puits d'ATLAS et au début de la phase de mise en route. Cela m'a permis de participer à la phase finale de la construction des modules du calorimètre électromagnétique et aux tests électriques de qualification avant sa descente dans le puits. Une cartographie finale des cellules à problème du calorimètre électromagnétique tonneau a été constituée et des résultats seront présentés au chapitre 3.

Durant cette période a eu lieu une autre étape importante avec la mise en faisceau d'une tranche complète de la partie tonneau du détecteur ATLAS. Ces tests ont eu lieu avec des faisceaux d'électrons et de pions entre autres. C'est la première fois que l'on a pris des données avec un ensemble de sous détecteurs dans leur version finale et que l'on utilisait l'environnement logiciel d'ATLAS. Cette étape est très importante pour mettre en place les outils et les stratégies pour l'étalonnage des sous-détecteurs pour le démarrage du LHC. A cette occasion les méthodes développées dans le passé, pour mieux comprendre la réponse du calorimètre électromagnétique et permettre son étalonnage, ont été migrées vers le nouvel environnement logiciel, adaptées puis améliorées. Je décrirai dans le chapitre 4 mon travail sur une méthode dite de filtrage optimal basée sur l'étude de la propagation des signaux d'étalonnage et de physique pour la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ces résultats sont ensuite utilisés pour caractériser les performances du calorimètre en termes de résolution en énergie et d'uniformité de sa réponse.

La reconstruction et l'identification des leptons τ se désintégrant en hadrons est

importante pour un grand nombre de canaux de physique, notamment pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard et pour la recherche de nouvelles particules prédites par certains modèles e.g. SUSY, dimensions supplémentaires. Je présenterai au chapitre 5 l'étude et la comparaison entre deux algorithmes pour la reconstruction et l'identification des τ dans leur mode hadronique. Cette étude a été l'occasion d'utiliser le format final des données pour l'analyse ainsi que les outils pour récupérer les nouveaux échantillons Monte Carlo générés sur une grille de calcul mondiale.

Enfin je présenterai dans le chapitre 6 mon travail sur un des canaux les plus importants pour la recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard de basse masse ($115 < m_{Higgs} < 145 \text{ GeV}/c^2$), à savoir la production par fusion de bosons vecteurs faibles, avec le Higgs se désintégrant en une paire de leptons τ . J'ai étudié le mode de désintégration semi-leptonique. Le bruit de fond dominant, $Z + n \text{ jets}$, $n \leq 5$ est étudié avec la simulation rapide puis une première étude avec la simulation complète du détecteur est ensuite présentée.

*"Theorie ist, wenn man alles weiß,
aber nichts funktioniert.
Praxis ist, wenn alles funktioniert,
aber keiner weiß warum."*

*La théorie, c'est quand on sait tout
et que rien ne fonctionne.
La pratique, c'est quand tout fonctionne
et que personne ne sait pourquoi.*

Albert Einstein.

Chapitre 1

Cadre théorique et contexte expérimental

1.1 Introduction

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules décrit les particules fondamentales et leurs interactions, et semble être la théorie qui soit la plus en accord avec les observations expérimentales. Seule la gravité n'est pas décrite. Dans ce chapitre, après une courte introduction sur le Modèle Standard, le mécanisme de Higgs est introduit. Les limites théoriques et expérimentales sur la masse du boson de Higgs sont ensuite discutées. Dans une deuxième partie, le futur collisionneur de hadrons, le Large Hadron Collider (LHC), conçu pour rechercher le Higgs et la physique au delà du MS, est présenté. Puis dans une dernière partie les principaux modes de production et de désintégration du boson de Higgs au LHC sont exposés.

1.2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [1, 2, 3, 4] décrit les particules qui constituent la matière (les fermions) et leurs interactions (les bosons). Les particules élémentaires se répartissent en 3 familles, composées chacune d'une paire de leptons (par exemple : l'électron e et son neutrino ν_e), d'une paire de quarks (par exemple : le quark u et le quark d) et de leurs anti-particules. Les 6 leptons ainsi que les 6 quarks ont été observés expérimentalement. Seules 3 des 4 interactions fondamentales sont incluses dans le MS : l'interaction électromagnétique concerne les particules chargées (leptons, quarks), l'interaction faible est due à l'échange des bosons W , Z entre les quarks ou les leptons et l'interaction forte qui s'exerce entre les quarks et les gluons. Le boson W , qui est chargé, modifie la charge et la saveur des constituants fondamentaux ("courant chargé"), alors que le boson Z ne modifie ni la charge, ni la saveur des constituants ("courant neutre"). Ces interactions sont décrites dans le cadre mathématique des théories de jauge. Dans une théorie de jauge, les interactions sont la conséquence d'une symétrie associant certaines particules, leur permettant ainsi de se transformer l'une en l'autre par l'intermédiaire

d'un boson de jauge. Toutes les interactions sont transmises par des bosons de jauge : le photon γ de masse nulle pour l'interaction électromagnétique, les bosons massifs W^- , W^+ et Z^0 pour l'interaction faible, et 8 gluons g de masse nulle pour l'interaction forte (voir tableau 1.1). Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie de

Bosons	spin	charge(Q)	masse(GeV/c^2)
g	1	0	0
γ	1	0	$< 6 \times 10^{-26}$
W^\pm	1	∓ 1	80.425 ± 0.038
Z^0	1	0	91.1876 ± 0.0021
<i>Higgs</i>	0	0	≥ 114.4

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des bosons du Modèle Standard [5]. Pour le boson de Higgs, la limite inférieure à 95% de niveau de confiance est donnée.*

jauge renormalisable. La physique est invariante localement sous les transformations du groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ¹. Le Lagrangien du Modèle Standard peut être décomposé de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{SU(2)_L \times U(1)_Y} + \mathcal{L}_{SU(3)_c} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{SU(3)_c} \quad (1.1)$$

Dans les sections qui suivent, les différents termes du Lagrangien sont décrits et plus particulièrement la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

1.2.1 L'interaction électrofaible

Le modèle de Glashow, Salam et Weinberg [1, 2, 3] décrit les interactions électromagnétique et faible. Le secteur électrofaible des interactions correspond aux invariances du groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, produit du groupe d'isopin faible et du groupe d'hypercharge. Le contenu des champs de matière et de jauge avant la brisure spontanée de la symétrie électrofaible est décrit ici.

Le MS est une théorie chirale, et les interactions faibles violent la parité. On utilise le terme de "chiralité" gauche ou droite pour désigner les états de composante gauche ou droite. Les particules de matière (fermions) ont 2 composantes : les composantes gauche Ψ_L et droite Ψ_R des champs fermioniques qui se transforment différemment sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Seuls les fermions de chiralité gauche Ψ_L sont sensibles à l'interaction $SU(2)_L$, ce sont des doublets de $SU(2)_L$ alors que les Ψ_R sont des singlets. Les neutrinos étant supposés de masse nulle, ils n'existent pas dans l'état de chiralité droite (violation maximale de la parité). Le tableau 1.2 résume les caractéristiques des fermions.

Parmi les 4 bosons de jauge, 3 sont associés à $SU(2)_L$, $W_{i=1,2,3}^\mu$ et B^μ correspond au boson de jauge associé à $U(1)_Y$. L'indice μ représente les composantes d'espace-temps. A chaque groupe $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, correspondent des constantes de couplage g et g'

1. L indique que les fermions gauches sont des doublets de $SU(2)$, Y symbolise l'hypercharge et c la couleur

Fermions	notation	famille 1	famille 2	famille 3	Y	Q
Leptons	$L_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
	$l_{\alpha R}$	e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	-2	-1
Quarks	$Q_{\alpha L}^k = \begin{pmatrix} U_\alpha^k \\ D_\alpha^k \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u^k \\ d^k \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c^k \\ s^k \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t^k \\ b^k \end{pmatrix}_L$	1/3	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
	$U_{\alpha R}^k$ $D_{\alpha R}^k$	u_R^k d_R^k	c_R^k s_R^k	t_R^k b_R^k	4/3 -2/3	2/3 -1/3

TAB. 1.2 – Classification électrofaible des fermions. Y représente l'hypercharge faible et Q la charge électrique. T_3 représente la troisième composante d'isospin faible qui est reliée aux deux autres par la relation de Gell-Mann-Nishijima : $Q = T_3 + Y/2$. L'indice k porte sur les couleurs : $k = \{r, v, b\}$ et α sur les familles : $\alpha = \{1, 2, 3\}$. Pour les leptons et les quarks, il existe aussi leur anti-particule.

d'isospin faible et d'hypercharge faible. La partie du Lagrangien concernant les champs de jauge pour le secteur électrofaible s'écrit :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^l W_l^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

avec

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^l &= \partial_\mu W_\nu^l - \partial_\nu W_\mu^l + g\epsilon^{lmn}W_\mu^m W_\nu^n \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \end{aligned}$$

où \mathcal{L}_{jauge} représente le Lagrangien de Yang-Mills et ϵ^{ijk} le tenseur totalement antisymétrique. Les interactions entre fermions et champs de jauge sont décrits par $\mathcal{L}_{fermion}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fermion} &= i\bar{L}_{\alpha L}\gamma^\mu \mathcal{D}_{L\mu} L_{\alpha L} + i\bar{l}_{\alpha R}\gamma^\mu \mathcal{D}_{R\mu} l_{\alpha R} \\ &+ i\sum_k (\bar{Q}_{\alpha L}^k \gamma^\mu \mathcal{D}_{L\mu}^q Q_{\alpha L}^k + \bar{U}_{\alpha R}^k \gamma^\mu \mathcal{D}_{R\mu}^q U_{\alpha L}^k) \\ &+ i\sum_k \bar{D}_{\alpha R}^k \gamma^\mu \mathcal{D}_{R\mu}^q D_{\alpha L}^k \end{aligned} \quad (1.3)$$

où $\mathcal{D}_{L\mu}$ et $\mathcal{D}_{R\mu}$ sont respectivement la dérivée covariante des composantes gauche $L_{\alpha L}$ et droite $l_{\alpha R}$ des leptons:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{L\mu} &= \partial_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu - i\frac{g}{2}\sigma_i W_\mu^i \\ \mathcal{D}_{R\mu} &= \partial_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu \end{aligned} \quad (1.4)$$

et où $\mathcal{D}_{L\mu}^q$ et $\mathcal{D}_{R\mu}^q$ sont respectivement la dérivée covariante des composantes gauche $Q_{\alpha L}^k$ et droite $U_{\alpha R}^k$ et $D_{\alpha R}^k$ des quarks :

$$\begin{aligned}\mathcal{D}_{L\mu}^q &= \partial_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu - i\frac{g}{2}\sigma_i W_\mu^i \\ \mathcal{D}_{R\mu}^q &= \partial_\mu - i\frac{g'}{2}YB_\mu\end{aligned}\tag{1.5}$$

où σ_i représente les matrices de Pauli, générateurs du groupe $SU(2)$. A ce stade de la théorie, aucun des champs de jauge et aucun des fermions n'est massif, car l'invariance de jauge de la théorie empêche l'introduction d'un terme de masse tant pour les bosons que pour les fermions.

1.2.2 L'interaction forte

L'interaction forte [6, 7] qui s'exerce entre les quarks est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). $SU(3)_c$ désigne le groupe de symétrie où les quarks sont des triplets de $SU(3)_c$. Les quarks portent une charge de couleur c (rouge, bleu, vert). Les gluons quant à eux appartiennent à des octets de $SU(3)_c$ et transportent une couleur et une anti-couleur. La symétrie $SU(3)_c$ étant exacte, les gluons sont sans masse. Les leptons sont des objets non colorés, ils ne sont donc pas sensibles à l'interaction forte et appartiennent à des singlets de $SU(3)_c$. L'interaction forte a la particularité de voir son couplage α_s augmenter avec la distance. A faible distance s'applique l'hypothèse de liberté asymptotique, où les quarks peuvent être considérés comme des particules libres et où ils interagissent de moins en moins au fur et à mesure qu'ils se rapprochent. Les quarks ne sont pas observables à l'état isolé mais seulement sous forme d'objets non colorés : les hadrons. C'est la propriété dite du confinement. Par conséquent les partons se fragmentent en hadrons qui pourront être directement observés. Ainsi un "jet" est un cône étroit contenant des hadrons et d'autres particules provenant de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon.

1.2.3 La brisure spontanée de la symétrie électrofaible

L'invariance du lagrangien sous la transformation de symétrie du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ impose des masses nulles pour les bosons et les fermions, ce qui est en contradiction avec l'expérience. La solution est donnée par le mécanisme dit de Higgs dû à Brout, Englert, Higgs et Kibble [8, 9, 10] qui consiste à introduire un doublet de champs scalaires Φ qui va spontanément briser la symétrie électrofaible pour donner une masse aux bosons de jauge et aux fermions.

1.2.3.1 Mécanisme de Higgs et masse des bosons de jauge

Dans la version minimale du MS, on introduit un doublet de champs scalaires complexes Φ d'isospin 1/2 et d'hypercharge $Y = 1$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}.\tag{1.6}$$

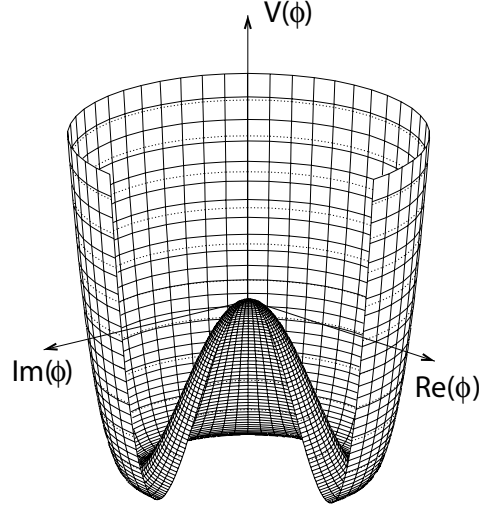


FIG. 1.1 – *Forme typique du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ lorsque $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.*

Le lagrangien invariant de jauge qui décrit ce champ est :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.7)$$

et $V(\Phi)$ est le potentiel de Higgs donné par :

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4, \quad \lambda > 0 \quad (1.8)$$

avec λ et μ les 2 paramètres du potentiel scalaire et $\lambda > 0$ pour que le potentiel soit borné inférieurement. La valeur moyenne Φ_0 de Φ dans le vide doit minimiser le potentiel $V(\Phi)$. Si $\mu^2 > 0$ alors $\Phi_0 = 0$. En revanche si $\mu^2 < 0$ le potentiel peut prendre une infinité de valeurs non-nulles v sur un cercle dans le plan $\mathcal{R}e(\Phi) - \mathcal{I}m(\Phi)$ (comme cela est illustré sur la figure 1.1) :

$$|\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.9)$$

où $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ est appelée *vev* (*vacuum expectation value*). Le choix d'une direction particulière de l'état fondamental fait perdre la symétrie initiale. On dit qu'elle est spontanément brisée. Un état propre du vide pour lequel le minimum du potentiel est atteint peut s'écrire :

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

ce qui brise la symétrie $SU(2)$ et par conséquent réduit le groupe de symétrie à :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\Phi_0} U(1)_{em}. \quad (1.11)$$

Pour obtenir le spectre de masse des bosons, il faut développer le Lagrangien autour de la valeur minimale Φ_0 et extraire les termes quadratiques. Les champs physiques W_μ^\pm ,

Z_μ et A_μ associés aux bosons W^\pm , Z^0 et γ sont décrits par une combinaison linéaire des champs de jauge B_μ et W_μ :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (1.12)$$

où θ_W est l'angle de mélange électrofaible (angle de Weinberg), défini par :

$$\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (1.13)$$

On peut paramétrer l'expression de $\Phi(x)$ autour de ce minimum où $H(x)$ est le champ de Higgs qui représente les variations du champ autour de v :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Pour obtenir le spectre de masse il faut remplacer dans le Lagrangien le champ Φ par son expression développée autour de la valeur minimale. La partie cinétique de \mathcal{L}_{Higgs} permet de déterminer les masses des différents bosons de jauge :

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{1}{2}vg \\ m_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \\ m_A &= 0. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Les 3 premiers champs des équations 1.12 décrivent les bosons W^\pm et Z^0 , alors que le quatrième décrit le photon γ . Ce dernier, de masse nulle, ne se couple pas directement au Higgs car la symétrie électromagnétique $U(1)_{em}$ est conservée. Les masses des bosons W^\pm et Z^0 ont été mesurées expérimentalement et sont données dans le tableau 1.1. On peut aussi exprimer la charge électrique e en fonction des constantes de couplage de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$e = g \sin(\theta_W). \quad (1.16)$$

A partir de 1.8 et 1.14 on réécrit le potentiel scalaire sous la forme :

$$V(H) = -\frac{1}{4}\lambda v^4 + \lambda v^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{1}{4}\lambda H^4 \quad (1.17)$$

et on en déduit la masse du boson de Higgs :

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (1.18)$$

La masse du Higgs m_H reste un paramètre libre de la théorie puisque la valeur μ est indéterminée (il en est de même pour λ). Le paramètre v est relié à la constante de Fermi G_F par :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W} = \frac{1}{2v^2} \quad (1.19)$$

et celle-ci est déterminée expérimentalement par la mesure du taux de désintégration des muons : $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ [5] ce qui donne :

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} = 246 \text{ GeV}. \quad (1.20)$$

La valeur de v fixe l'échelle à laquelle la symétrie de jauge est spontanément brisée.

1.2.3.2 Masse des fermions

Le doublet de Higgs permet de donner une masse aux fermions en introduisant dans le lagrangien un terme de Yukawa (invariant de jauge) qui couple le champ de Higgs aux fermions. Le terme de \mathcal{L}_{Yukawa} est donné par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= \lambda_{\alpha\beta}^L \bar{L}_{\alpha L} l_{\beta R} \Phi + \lambda_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_{\alpha L}^i D_{\beta R} \Phi + \lambda_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_{\alpha L}^i U_{\beta R} \tilde{\Phi} \\ &+ h.c \text{ (hermitique conjugué)} \end{aligned} \quad (1.21)$$

où $\lambda_{\alpha\beta}^L$, $\lambda_{\alpha\beta}^U$ et $\lambda_{\alpha\beta}^D$ sont les paramètres de couplage de Yukawa et $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^\dagger$, où Φ^\dagger est le conjugué de charge de Φ . Après brisure de la symétrie électrofaible, les fermions acquièrent une masse :

$$m_f = \lambda_{f\bar{f}} \langle \Phi \rangle = \lambda_{f\bar{f}} \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.22)$$

Les masses des quarks et des leptons ne sont pas prédites par le MS et restent des paramètres libres de la théorie. Les neutrinos, de chiralité gauche, ont une masse nulle. Pour les quarks, le mélange entre les familles de quarks se fait grâce à la matrice unitaire V^{CKM} de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa [11, 12] qui permet de relier les états propres de masse aux états propres de l'interaction faible. Cette matrice se paramétrise avec 3 angles et une phase, cette dernière étant associée à la violation de la symétrie CP (conjugaison de charge et parité).

1.2.3.3 Les paramètres libres du modèle

En résumé, le MS contient 18 paramètres libres ne pouvant être prédits par la théorie et qui doivent être mesurés si on veut la contraindre. Un choix possible des 18 paramètres :

- les masses des 9 fermions : 6 quarks et 3 leptons
- la masse du boson Z^0
- la constante de Fermi G_F
- la constante de couplage de l'interaction électromagnétique α
- la constante de couplage de l'interaction forte α_s
- les 4 paramètres de la matrice CKM
- la masse du boson de Higgs
- la phase de violation de "CP fort" $\bar{\theta}_{QCD}$ ($\bar{\theta}_{QCD} < 10^{-9}$).

Les paramètres m_Z^0 , G_F , α et α_s ont été mesurés expérimentalement avec une bonne précision : 2×10^{-5} , 10^{-5} , 3.3×10^{-9} et 1.7×10^{-2} . Seule la masse du boson de Higgs n'a pas encore été mesurée expérimentalement.

1.3 Contraintes sur la masse du boson de Higgs

Les recherches directes et les mesures de précision électrofaibles donnent l'intervalle le plus probable pour la masse du boson de Higgs (appelé aussi "Higgs") mais il est aussi possible d'imposer des limites sur m_H en se basant sur des arguments théoriques. Nous discutons ici de ces limites et de l'état actuel de la recherche du boson de Higgs au Tevatron.

1.3.1 Limites théoriques

1.3.1.1 Unitarité

La section efficace de diffusion de bosons vecteurs faibles (représentée pour les W sur la figure 1.2) croît avec \sqrt{s} , ce qui viole le principe d'unitarité à haute énergie, c'est-à-dire pour $\sqrt{s} \gg m_W$. L'unitarité traduit la conservation des probabilités. L'introduction

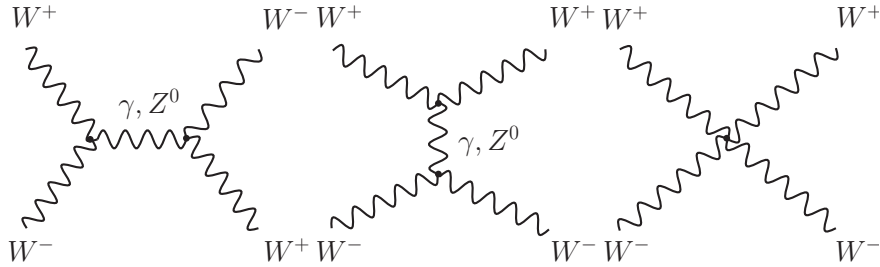


FIG. 1.2 – Exemple de diagrammes de Feynmann de diffusion $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$. L'ajout du boson de Higgs comme particule échangée régularise l'amplitude correspondante.

d'un diagramme supplémentaire avec l'échange de Higgs permet de préserver l'unitarité. On peut montrer que, pour le processus de diffusion élastique à 2 corps en utilisant le théorème optique, la contrainte d'unitarité entraîne l'inégalité :

$$|\mathcal{R}e(a_l)| < \frac{1}{2} \quad (1.23)$$

où a_l est l'onde partielle de spin l issue de l'amplitude de diffusion. Dans le cas du processus de diffusion de bosons W polarisés longitudinalement, $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ et dans la limite où $s \gg m_W^2$ et $s \gg m_H^2$, l'amplitude a_0 s'écrit :

$$a_0 \rightarrow -\frac{m_H^2}{8\pi v^2}. \quad (1.24)$$

On préserve l'unitarité (équation 1.23) en imposant la contrainte suivante sur la masse du boson de Higgs :

$$m_H < 870 \text{ GeV}/c^2. \quad (1.25)$$

Cette limite [13] indique simplement que pour un boson de Higgs de masse plus grande que $870 \text{ GeV}/c^2$, la théorie perturbative n'est plus valable. En revanche, si $s \ll m_H^2$, l'amplitude a_0 s'écrit :

$$a_0 \rightarrow -\frac{s}{32\pi v^2} \quad (1.26)$$

et la condition d'unitarité impose une limite sur \sqrt{s} , avec $s < 1.7 \text{ TeV}$. Si le boson de Higgs n'existe pas (ou s'il est trop lourd), il doit y avoir une nouvelle physique à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV qui restaure l'unitarité perturbative.

1.3.1.2 Trivialité

On peut donner une limite supérieure sur la masse du Higgs en calculant à partir de quelle échelle d'énergie le modèle standard n'est plus valable : c'est la contrainte de trivialité. Pour une théorie scalaire sans bosons de jauge ni fermions décrivant le champ de Higgs ($\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$), le potentiel s'écrit :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.27)$$

et l'évolution du couplage quartique λ renormalisé à l'échelle d'énergie Q s'écrit :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^3} \log\left(\frac{Q^2}{v^2}\right) \lambda(v^2)} \quad (1.28)$$

où v représente l'échelle électrofaible du MS. Si l'énergie est beaucoup plus faible que l'échelle de la brisure électrofaible, $Q^2 \ll v^2$, λ tend vers 0 [14]. Le terme $\lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$ dans l'équation 1.27 est supprimé et alors la théorie devient triviale car non-interactive. L'équation 1.28 peut devenir infinie pour une certaine valeur de Q appelée pôle de Landau et notée Λ , qui fixe l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le MS reste valable. D'après l'équation 1.28, on déduit une limite supérieure sur m_H :

$$m_H^2 < \frac{8\pi v^2}{3 \log(\Lambda^2/v^2)}. \quad (1.29)$$

Pour différentes valeurs de Λ , on obtient les limites suivantes :

$$\begin{aligned} m_H &< 160 \text{ GeV}/c^2 \text{ pour } \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \\ m_H &< 700 \text{ GeV}/c^2 \text{ pour } \Lambda = 1 \text{ TeV}. \end{aligned}$$

Si le MS n'est valable que jusqu'au TeV , la limite sur la masse devient $m_H < 700 \text{ GeV}/c^2$ et les signes d'une nouvelle physique doivent apparaître à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV .

1.3.1.3 Stabilité du vide

Un argument qui permet de donner une limite inférieure à la masse du Higgs est de regarder la stabilité du vide [15, 16]. Si on inclut maintenant les contributions des fermions et des bosons dans l'évolution de λ , l'équation 1.28 s'écrit :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{-12m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right). \quad (1.30)$$

La condition $\lambda(Q^2) > 0$ est nécessaire pour préserver la stabilité du vide et la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. On en déduit de l'équation 1.30:

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[\frac{-12m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right). \quad (1.31)$$

Pour différentes échelles d'énergie (voir figure 1.3), on obtient les limites inférieures suivantes pour la masse du Higgs :

$$\begin{aligned} m_H &> 130 \text{ GeV}/c^2 \text{ pour } \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \\ m_H &> 70 \text{ GeV}/c^2 \text{ pour } \Lambda = 1 \text{ TeV}. \end{aligned}$$

1.3.1.4 Largeur du boson de Higgs

Dans le cas d'un Higgs lourd, sa largeur de désintégration peut s'écrire de la façon suivante :

$$\Gamma_H = \frac{3G_F}{16\pi\sqrt{2}} m_H^3 \simeq 0.5 \text{ TeV}^{-2} m_H^3. \quad (1.32)$$

On peut déterminer une limite sur la masse du Higgs en évaluant pour quelle valeur la largeur du Higgs devient égale à sa masse, lorsque le concept de particule de Higgs devient flou (arguments de perturbativité, d'unitarité et de trivialité) [17]. La limite supérieure sur la masse du Higgs est alors d'environ $1.2 \text{ TeV}/c^2$.

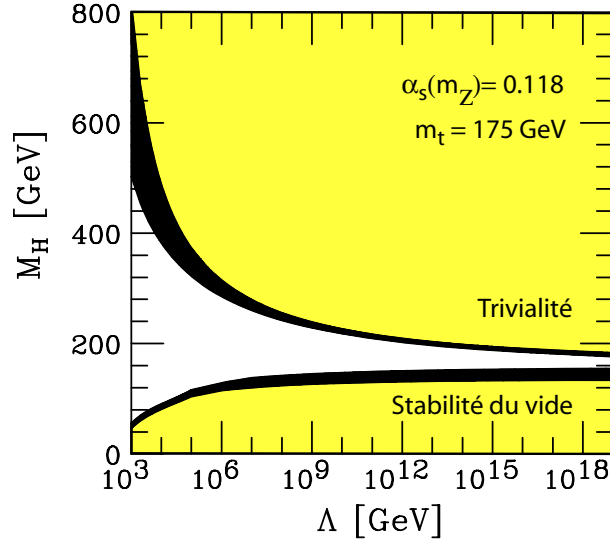


FIG. 1.3 – Bornes supérieure (contrainte de triviale) et inférieure (condition de stabilité du vide) sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle de validité Λ du MS [18]. Les incertitudes théoriques sont représentées par les bandes noires.

1.3.2 Résultats expérimentaux de la recherche du Higgs

Les contraintes expérimentales sur la masse du Higgs viennent de la recherche directe du Higgs au LEP et au Tevatron, et des mesures de précision des observables électrofaibles au LEP, à SLD et au Tevatron entre autres.

1.3.2.1 Mesures de précision des observables électrofaibles

La masse du boson de Higgs et du quark top interviennent dans les corrections radiatives aux prédictions théoriques des observables électrofaibles du MS. Ces observables peuvent être exprimées en fonction des quantités G_F , m_Z et α . Le principe est de comparer les mesures expérimentales des observables électrofaibles aux prédictions théoriques qui dépendent de m_t et/ou $\log(m_H)$. Ainsi les mesures de précision ont donné

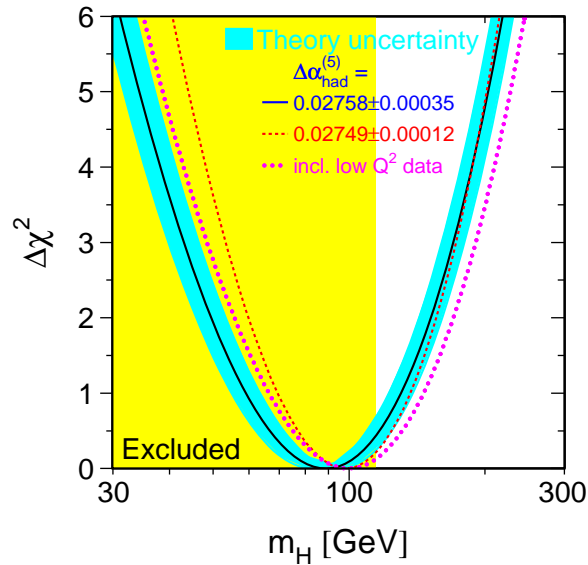


FIG. 1.4 – $\Delta\chi^2$ venant de l'ajustement des paramètres électrofaibles en fonction de m_H [19] (hiver 2006). La région ombragée (en jaune) est celle exclue par les recherches directes.

des contraintes fortes sur la masse du Higgs [20]:

$$\begin{cases} m_H = 89_{-30}^{+42} \text{ GeV}/c^2 & \text{avec } m_t = 172.7 \pm 2.9 \text{ GeV}/c^2 \\ m_H < 207 \text{ GeV}/c^2 & \text{(à 95\% de niveau de confiance (CL) et avec } m_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2). \end{cases}$$

Le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement des prédictions théoriques aux données expérimentales est illustré sur la figure 1.4 en fonction de la masse du boson de Higgs.

1.3.2.2 Recherche directe au LEP et au Tevatron

Le principal mode de production du boson de Higgs dans le domaine d'énergie du LEP, est le processus de "Higgsstrahlung" ($e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$). Le couplage du

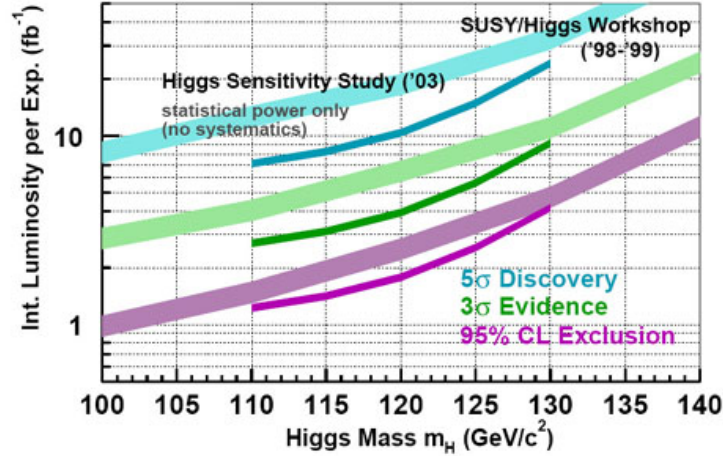


FIG. 1.5 – Luminosité intégrée requise par expérience au Tevatron pour exclure un boson de Higgs du MS à 95% de niveau de confiance et pour l'observer à 3σ ou à 5σ [21]. Les bandes épaisses correspondent aux études de 1999 et les bandes fines à celle de 2003.

boson de Higgs étant proportionnel aux masses des particules, le mode de désintégration dominant est $H \rightarrow b\bar{b}$ pour $m_H \lesssim 130$. Un petit excès d'événements a été observé (5 candidats), compatible avec la production d'un boson de Higgs standard de $115 \text{ GeV}/c^2$ pour seulement une des expériences du LEP (ALEPH [22]). En combinant les résultats des 4 expériences, LEP a donné une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs [23]: $m_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance (CL).

Au Tevatron, le processus dominant pour la production du boson de Higgs est la production associée à un boson vecteur (WH, ZH). Le meilleur signal vient des canaux de désintégration leptoniques. Le canal de désintégration recherché est $H \rightarrow b\bar{b}$ pour $m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$ ou $H \rightarrow WW$ pour un Higgs plus lourd. Avec une luminosité intégrée de 8.5 fb^{-1} ($1 \text{ fb} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) d'ici 2009, la découverte $(S/\sqrt{B} > 5)^2$ d'un Higgs de masse $m_H \leq 115 \text{ GeV}/c^2$ ou la mise en évidence (3σ) d'un Higgs de masse $m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$ sera possible comme cela est illustré sur la figure 1.5. Cependant atteindre une luminosité de 8.5 fb^{-1} en 2009 représente un défi. Avec 4.4 fb^{-1} , ce qui devrait être facilement atteint voire dépassé [24], le Tevatron pourrait mettre en évidence ($S/\sqrt{B} > 3$) un Higgs de masse $m_H < 120 \text{ GeV}/c^2$.

2. S représente le nombre d'événements de signal et B celui du bruit de fond.

1.3.2.3 Conclusion

Ainsi les contraintes théoriques (figure 1.3) suggèrent une masse du Higgs du MS en dessous du TeV , alors que les contraintes expérimentales favorisent un Higgs léger de masse supérieure à $114.4 GeV/c^2$ et inférieure à $207 GeV/c^2$. Le LHC est bien placé pour découvrir un Higgs ayant une masse en dessous de $1 TeV$.

1.4 Les succès du Modèle Standard

A l'exception du boson de Higgs, toutes les particules du MS ont été observées expérimentalement. De nombreuses expériences ont permis de tester les prédictions du MS. Parmi les grands succès, notons la découverte des courants neutres faibles au CERN en 1973 dans des interactions de neutrinos par l'expérience Gargamelle [25], puis l'observation expérimentale des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 en 1983 au CERN (voir tableau 1.1 pour la valeur des masses actuelles), par les expériences UA1 et UA2 auprès du collisionneur proton-antiproton $SP\bar{P}S$ [26, 27, 28, 29]. Les mesures de précision des observables électrofaibles ont permis de contraindre les valeurs des paramètres libres du Modèle Standard et de confirmer l'existence de seulement 3 familles de neutrinos au collisionneur électron-positron LEP au CERN [30]. Puis en 1994, le quark *top* a été observé expérimentalement pour la première fois au collisionneur proton-antiproton Tevatron à Fermilab par CDF et D0 [31, 32] ($m_t = 172.7 \pm 2.9 GeV/c^2$ [33]). Ces nombreuses découvertes expérimentales ont donné une base solide au Modèle Standard.

1.5 Limites du Modèle Standard

Même si les mesures de précision, effectuées au LEP et au Tevatron entre autres sont en excellent accord avec le MS, certains arguments portent à croire que le MS ne serait qu'une approximation d'un modèle plus général car il reste plusieurs questions ouvertes. Pourquoi y a-t-il autant de paramètres libres? Pourquoi les fermions ont-ils des masses si différentes? Pourquoi ce nombre arbitraire de 3 familles de fermions? A cela s'ajoute une autre question toute aussi importante : les particules sont-elles élémentaires ou formées de sous constituants?

1.6 Au delà du Modèle Standard : la SuperSYmétrie

Quelques difficultés du Modèle Standard ont été évoquées précédemment. La SuperSYmétrie (SUSY) propose certaines solutions notamment aux problèmes de naturalité (les corrections radiatives à la masse du Higgs sont quadratiquement divergentes) et de hiérarchie (hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de grande unification). Elle permet une unification des constantes de couplage et offre un candidat à la matière noire. Il est possible d'introduire dans le Modèle Standard une symétrie supplémentaire dans le Lagrangien qui fait le lien entre les bosons de jauge et les fermions : la SuperSYmétrie. Ainsi à chaque particule correspond un partenaire supersymétrique e.g.

les squarks associés aux quarks et les sleptons aux leptons. Les gluinos, charginos et neutralinos et les Higgsinos sont associés respectivement aux gluons, aux bosons de jauge faible et au Higgs. On ne considérera qu'un modèle particulier de supersymétrie : l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard (MSSM).

1.6.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

L'extension supersymétrique à basse énergie la plus simple est appelée Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). Il correspond aux invariances du groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. Les particules et leurs partenaires supersymétriques, les sparticules (s pour supersymétrique), forment des supermultiplets de SUSY comportant le même nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques. Le MSSM possède 105 nouveaux paramètres libres par rapport au Modèle Standard, ce qui porte le nombre total à 124 paramètres libres. Une description complète du MSSM est donnée dans la revue [34].

1.6.2 Le Higgs dans le secteur du MSSM

Pour le MSSM, deux doublets de champs complexes scalaires d'hypercharge opposée sont nécessaires pour briser la symétrie électrofaible :

$$H_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^0 \\ \Phi_1^- \end{pmatrix}, H_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

Le mécanisme de brisure est analogue à celui du MS : 3 des 8 degrés de liberté initiaux sont absorbés. Pour chacun des champs de Higgs, la composante neutre acquiert une valeur dans le vide (*vev*) v_1 et v_2 :

$$\langle \Phi_1^0 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \langle \Phi_2^0 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (1.34)$$

Les composantes v_1 et v_2 sont reliées à la masse du Z et aux couplages électrofaibles par la relation :

$$(v_1^2 + v_2^2)^2 = v^2 = \frac{4m_Z^2}{g_1^2 + g_2^2} = (246 \text{ GeV})^2 \quad (1.35)$$

et elles définissent la relation importante :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.36)$$

La valeur de β n'est pas fixée expérimentalement mais doit satisfaire $0 < \beta < \pi/2$. Les 5 degrés de liberté restants donnent 5 bosons de Higgs supersymétriques massifs : 2 scalaires chargés H^\pm , 2 scalaires neutres h (le plus léger) et H , et 1 pseudoscalaire neutre A . On obtient les masses des champs physiques en développant le potentiel autour de son minimum. Au premier ordre :

$$m_A^2 = -\frac{2m_{12}^2}{\sin 2\beta},$$

$$\begin{aligned}
m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2, \\
m_{H,h}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos 2\beta} \right]
\end{aligned}
\tag{1.37}$$

où $m_{12} = \mu B$ est un paramètre libre du modèle et μ a été défini précédemment. De ces formules on peut tirer les relations suivantes (au premier ordre de la théorie) :

$$\begin{aligned}
m_H &> \max(m_A, m_Z), \\
m_{H^\pm} &> m_W, \\
m_h &\leq \min(m_A, m_Z) \cos 2\beta.
\end{aligned}
\tag{1.38}$$

Donc au premier ordre le secteur du Higgs du MSSM est entièrement décrit par m_A et $\tan \beta$. Le boson de Higgs le plus léger h n'a pas été découvert à LEP2 et ce malgré la dernière contrainte. En effet les corrections radiatives sont très importantes et introduisent des dépendances sur m_t , ainsi que sur le paramètre de mélange. Ces corrections augmentent la limite supérieure sur la masse du Higgs le plus léger : $m_h \lesssim 135 \text{ GeV}/c^2$ pour $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ et pour une échelle de masse de SUSY de $1 \text{ TeV}/c^2$ [35, 36].

1.7 Le "Large Hadron Collider" au CERN

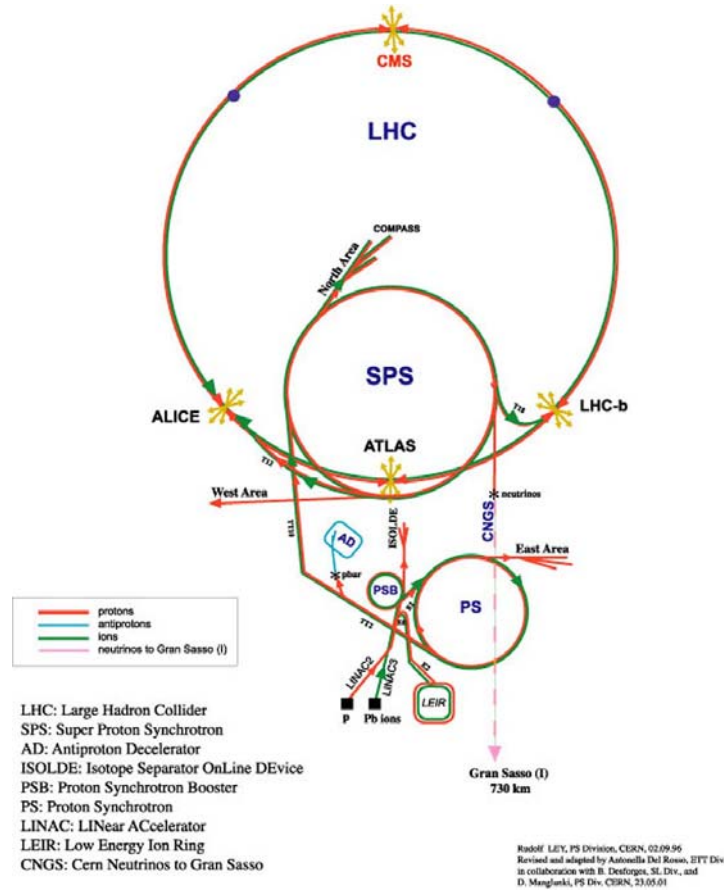
Le LHC (acronyme de Large Hadron Collider) est le futur collisionneur de hadrons en cours de construction et d'installation au laboratoire européen pour la physique des particules (CERN) à Genève. Cet accélérateur conçu pour la découverte de nouvelles particules, entrera en service en été 2007. Il prend la relève du LEP (Large Electron Positron collider) puis un peu plus tard celle du Tevatron. Il permet d'obtenir une énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) de 14 TeV en mode proton-proton (à comparer au



FIG. 1.6 – Vue de dipôles en cours d'installation et de raccordement dans le secteur 8 du tunnel du LHC.



FIG. 1.7 – Vue d'une des 2 lignes d'injection : TI 2 qui amènera les protons du SPS vers le secteur 2 du LHC.

FIG. 1.8 – *Le complexe d'accélération du LHC au CERN.*

1.96 TeV au Tevatron en mode $p-\bar{p}$). Le choix des protons s'est imposé car les pertes par rayonnement synchrotron sont bien moins importantes que pour les électrons de même énergie dans un accélérateur circulaire. De plus, l'énergie disponible lors de l'interaction du proton est distribuée autour de $\sim 1/3$ de l'énergie du faisceau. Les objectifs du LHC sont la recherche et l'étude du boson de Higgs, les mesures de précision dans le Modèle Standard, l'étude de la violation de CP mais aussi la recherche de nouvelle physique (SUSY, dimensions supplémentaires ...) et son exploration en cas de découverte. Les caractéristiques de la machine devraient permettre la découverte de nouvelles particules jusqu'à 5 TeV de masse. Il fonctionnera aussi en mode ion-ion pour l'étude des collisions d'ions lourds et du plasma de quarks et de gluons.

1.7.1 La machine et ses performances

Le LHC [37, 38] est en phase d'installation dans le tunnel de 26.7 km du LEP (voir figure 1.6). Le complexe de pré-accélération, d'injection puis d'accélération des protons

est visible sur la figure 1.8. Les protons sont créés à partir d'un gaz d'hydrogène dont les atomes sont ionisés puis injectés dans une cavité radio-fréquence pour être accélérés jusqu'à 750 keV . Ils sont ensuite accélérés jusqu'à 50 MeV par un accélérateur linéaire (LINAC2) puis jusqu'à 1.4 GeV par le PSB (Proton Synchrotron Booster). Des paquets de 1.15×10^{11} protons sont formés dans le PS (Proton Synchrotron) d'où ils sortent avec une énergie de 26 GeV et un espacement de 24.96 ns (soit une fréquence de 40.07 MHz). Les paquets sont ensuite accélérés dans le SPS (Super Proton Synchrotron) jusqu'à 450 GeV et transférés au LHC (via les lignes de transfert TI 2 et TI 8, voir figure 1.7). Ce cycle est répété 12 fois pour pouvoir placer 2808 paquets de protons par anneau dans le LHC. Le complexe d'accélération du LHC est constitué de 8 Arcs (octants) composés de 23 cellules chacun. Chaque cellule est composée de 2 demi-cellules identiques de 53.48 m . Une demi-cellule est constituée de 3 dipôles supra-conducteurs (Niobium-Titane) de courbure et d'un quadropôle de focalisation, mais aussi d'aimants supraconducteurs correcteurs d'orbite : les sextupôles et les décapôles. Ce dernier ensemble constitue une courte section droite SSS (Short Straight Section). Les Arcs sont reliés aux sections droites adjacentes par un ensemble de lentilles magnétiques et de dipôles appelé "suppresseur de dispersion" DS (Dispersion Suppressor). La focalisation finale des faisceaux au point d'impact se fait grâce à des aimants triplets "low β triplets" qui sont précédés d'un arrangement de quadropôles appelé MS (Matching Section).

Une des particularités du LHC est de contenir les tubes à vide des 2 faisceaux dans la même culasse magnétique (voir figure 1.9). Pour pouvoir insérer le LHC dans

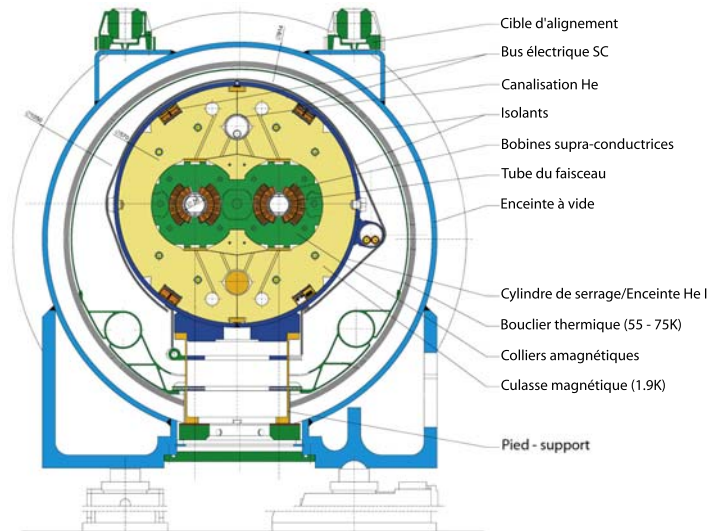


FIG. 1.9 – Coupe transversale d'un dipôle supra-conducteur du LHC avec son aimant dipolaire "2 en 1" et son système cryogénique.

le tunnel du LEP de rayon de courbure imposé, il faut utiliser un champ magnétique d'une dizaine de Teslas. Les 1232 dipôles supraconducteurs (1104 pour les Arcs et 128 pour les MS) produisant un champ magnétique nominal de 8.40 T , les 374 sections

droites et courtes (360 dans les Arcs, 64 dans les DS et 50 dans les MS) ainsi que leurs chambres à vide sont refroidis par de l'hélium liquide dont la température est de 1.9 K . Les protons gagnent 485 keV par tour dans le LHC jusqu'à atteindre en une vingtaine de minutes, une énergie de 7 TeV. Ceci est réalisé grâce à 4 modules (2 par faisceau) radio-fréquences (RF) contenant un champ électrique oscillant de 400.8 MHz. Au point d'interaction la taille du faisceau est de $\sigma_x = \sigma_y = 15.9 \mu m$ (transverse par rapport à la direction du faisceau) et $\sigma_z = 7.55 cm$ (longitudinal par rapport à la direction du faisceau). Le tableau 1.3 illustre les caractéristiques du LHC.

Caractéristiques	symbole	valeur	unité
circonférence de la machine		26.7	km
énergie	E	7	TeV
champ dipolaire à 450 GeV	B	0.53	Tesla
champ dipolaire à 7 TeV	B	8.33	Tesla
luminosité	L	10^{34}	$cm^{-2}s^{-1}$
boost de Lorentz à 7 TeV	γ	7460	
fréquence de révolution des paquets	f	11.25	kHz
nombre de paquets	n_p	2808	
nombre de protons par paquet	N_p	1.15×10^{11}	
émittance transverse normalisée (rms)	ϵ_n	3.75	μm
valeur de β au point d'interaction (IP)	β^*	0.5	m
taille transverse du faisceau (IP)	σ_x, σ_y	15.9	μm
taille longitudinale du faisceau (IP)	σ_z	7.55	cm
angle de croisement	θ_c	285	μrad
séparation des paquets		24.95	ns
remplissage de l'anneau		4.3	min
temps de vie du faisceau		10	h
perte d'énergie par tour		7	keV
énergie stockée par le faisceau		350	MJ
puissance totale dissipée par le faisceau		3.8	kW

TAB. 1.3 – Résumé des caractéristiques du LHC dans le cas du scénario à haute luminosité ($10^{34} cm^{-2}s^{-1}$)[39].

1.7.2 Luminosité

Le nombre N d'interactions par seconde au LHC pour un processus de section efficace σ (exprimée en barn : $1 b = 10^{-28} m^2$) est calculé de la manière suivante, $N = L \times \sigma$, où L est la luminosité instantanée ($cm^{-2}s^{-1}$). La luminosité ne dépend pas du type de particule que l'on "collisionne" et dans le cas d'une collision frontale, l'expression pour la luminosité est donnée par :

$$L = \frac{\gamma f n_p N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} = \frac{f n_p N_p^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

où γ est le boost de Lorentz, f la fréquence de révolution des paquets, n_p le nombre de paquets, N_p le nombre de protons par paquet, ϵ_n l'émittance transverse normalisée, β^* est la fonction d'amplitude au point d'interaction, et $\sigma_{x,y}$ est la taille transverse du faisceau au point d'interaction. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.3. Au LHC les faisceaux se croisent avec un angle θ_c . On tient compte de cet angle de croisement en appliquant un facteur F de réduction de la luminosité :

$$L_{\theta_c} = L \times F \text{ avec } F = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma_x}}}$$

La luminosité nominale du LHC, dite haute luminosité sera de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et sera atteinte en principe après trois années à $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (basse luminosité) mais le scénario n'est pas encore bien défini. La luminosité intégrée est définie comme étant la luminosité réellement atteinte et accumulée pendant une certaine période ($\mathcal{L} = \int L dt$). En tenant compte des temps morts, la machine délivrera une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ par an à haute luminosité et de $\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$ par an à basse luminosité.

1.7.3 Les expériences auprès du LHC

Quatre grandes expériences, représentées sur la figure 1.10, sont en construction au LHC. Deux de celles-ci: ATLAS [40] et CMS [41] étudieront la physique du modèle standard et effectueront la recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique. LHCb [42] étudiera principalement la violation de CP, et les désintégrations rares des mésons B

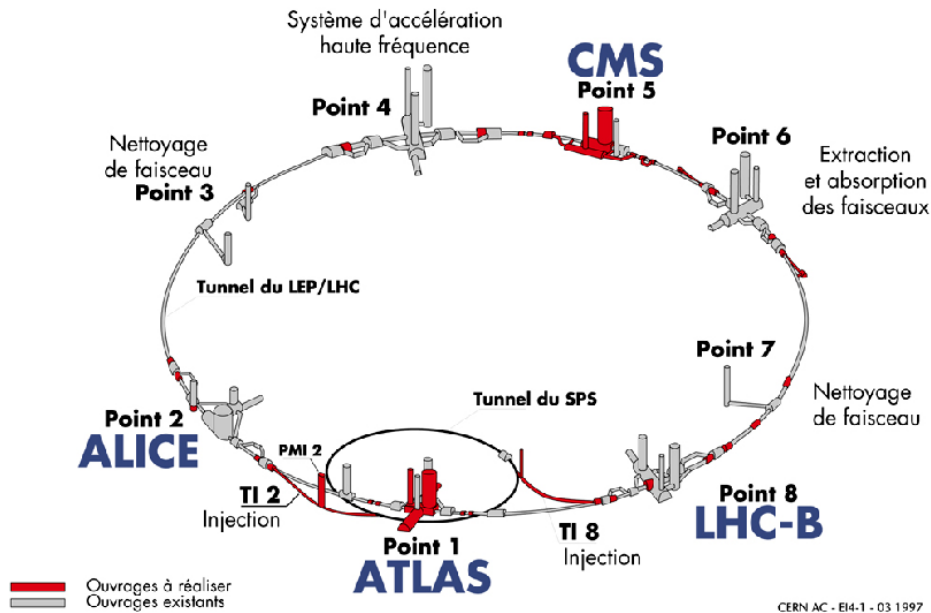


FIG. 1.10 – Dispositif du LHC et disposition des quatre expériences.

avec une luminosité de $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le LHC pourra aussi produire des collisions d'ions lourds (comme plomb-plomb) avec une énergie de $5.5 \text{ TeV}/\text{nucléon}$ et une luminosité de $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. L'expérience ALICE [43] étudiera la formation de plasma de quarks et de gluons lors de collisions d'ions lourds. Les expériences ATLAS et CMS pourront prendre des données en même temps. TOTEM [44] et LUCID [45] sont 2 plus petites expériences qui mesureront la section efficace inélastique proton-proton. Elles seront respectivement situées à côté des détecteurs CMS et ATLAS.

1.7.4 Environnement au LHC

Dans les collisions p-p au LHC, un très grand nombre de particules vont être produites (10^9 collisions par seconde). Elles vont interagir avec les détecteurs et le niveau de radiation sera très élevé. Les matériaux utilisés pour la construction des détecteurs et de l'électronique doivent pouvoir supporter 10 ans de fonctionnement de LHC à haute luminosité. Dans la figure 1.11, on voit la section efficace et le nombre d'événements attendus en fonction de \sqrt{s} pour différents processus typiques dans les machines hadroniques. La section efficace inélastique ($\sigma_{inel} \sim 70 \text{ mb}$ [46] pour $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ au LHC) est plusieurs ordres de grandeur plus grande que celle de processus physiques intéressants comme le Higgs.

1.7.4.1 Effet d'empilement

La section efficace totale σ_{tot} , pour des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ est de 100 mb . Elle est dominée par celle des collisions inélastiques $\sigma_{inel} \sim 70 \text{ mb}$ [46]. Au LHC, 2 paquets de protons se croisent toutes les 25 ns et à haute luminosité, on s'attend en moyenne à une vingtaine (23) de collisions inélastiques par croisement de faisceau contre 2.3 à basse luminosité [47]. Ces événements provenant principalement d'interactions de faible impulsion transverse sont appelés "événements de biais minimum". Ils vont se superposer aux processus durs de faible section efficace qui nous intéressent et provoquer ce qu'on appelle un empilement d'événements ("pile-up"). Le dépôt d'énergie des nombreuses particules va contribuer au bruit dans les calorimètres, et à la multiplicité des traces de faible impulsion dans le détecteur interne.

Le temps de réponse des détecteurs contribue aussi à l'empilement, car si le temps de réponse des détecteurs est supérieur à celui du croisement des faisceaux, l'effet d'empilement sera accentué. L'empilement d'événements impose de très fortes contraintes sur les détecteurs et en particulier sur l'électronique de lecture et de traitement du signal.

Les événements d'empilement déposent de l'énergie dans les calorimètres et peuvent être de manière occasionnelle suffisamment énergétiques pour être reconstruits comme des jets qui contribuent ainsi aux bruits de fond des analyses. Ces faux jets de basse énergie vont affecter l'efficacité d'un véto sur les jets dans la région centrale utilisée en particulier pour la recherche d'un Higgs produit par fusion de bosons vecteurs faibles.

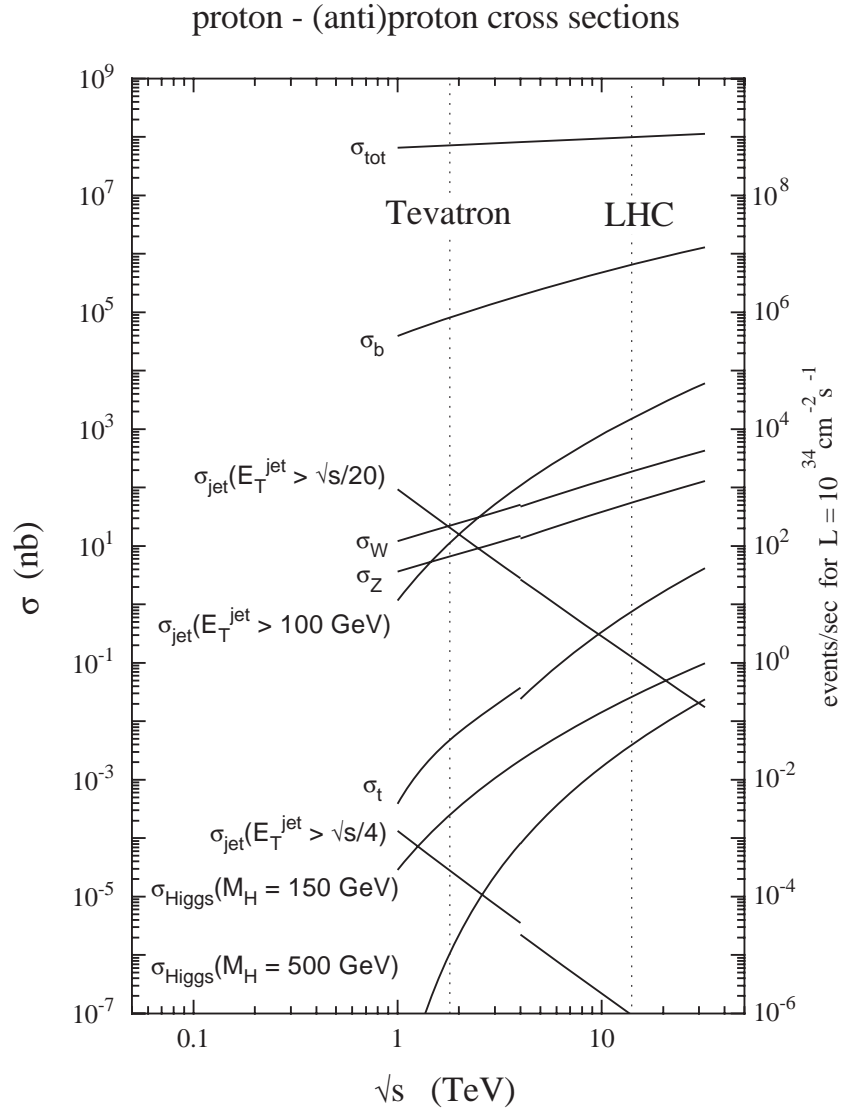


FIG. 1.11 – Sections efficaces des processus typiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'échelle de gauche indique la section efficace tandis que celle de droite indique le taux d'événements à la luminosité nominale du LHC. A gauche les processus lors de collision $p - \bar{p}$ au Tevatron et à droite les processus lors de collision $p - p$ au LHC.

1.7.4.2 Événements sous-jacents

Contrairement aux événements de biais minimum, les événements sous-jacents proviennent de la même collision proton-proton où a lieu une interaction intéressante. C'est tout sauf la collision dure intéressante : radiation dans l'état initial et final, reste du faisceau ou résultat de l'interaction dure de multiples partons qui se manifestent par la violation de Koba-Nielsen-Olesen [48] qui a été observée à UA5, UA1 [49, 50] et récemment au Tevatron [51]. Cette violation du nombre de particules chargées augmente comme \sqrt{s} et ces événements sous-jacents représentent aussi un bruit de fond pour les analyses de physique. Plusieurs études au Tevatron ont permis de montrer le bon accord avec les générateurs Monte Carlo même si la modélisation est compliquée. Une extrapolation pour le LHC a été réalisée mais elle reste cependant très délicate [52]. La collaboration ATLAS utilise PYTHIA [53] et une extension de HERWIG [54], JIMMY [55], pour modéliser les événements sous-jacents. La mesure des événements de biais minimum et des événements sous-jacents sera la première mesure importante avec ATLAS au LHC.

1.8 Modes de production du boson de Higgs au LHC

Les processus dominants pour la production du boson de Higgs au LHC sont ceux pour lesquels celui-ci se couple aux bosons vecteurs ou aux quarks lourds. Par ordre d'importance on trouve la fusion de gluons via une boucle de quarks *top* qui est de loin le processus le plus important et ce pour toute la gamme de masses. D'autres processus,

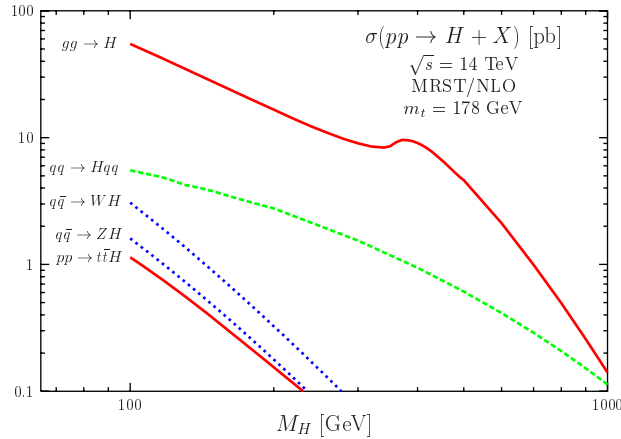


FIG. 1.12 – Sections efficaces de production du Higgs (en pb) au LHC pour les processus les plus importants et en fonction de m_H (calcul à l'ordre NLO (Next to Leading Order))[56].

avec des sections efficaces beaucoup plus faibles sont néanmoins très intéressants grâce à leur signature spécifique : la fusion de bosons vecteurs WW ou ZZ : $qq \rightarrow qqH$, la production associée à une paire $t\bar{t}$ et la production associée à un boson vecteur W ou

Z (appelé "Higgsstrahlung"). La figure 1.12 montre l'évolution de la section efficace de Higgs dans le cadre du $\overline{\text{MS}}$ pour ses principaux modes en fonction de la masse du Higgs.

1.8.1 Fusion de gluons

La fusion de gluons est réalisée, comme cela est illustré par le diagramme de Feynmann de la figure 1.13, via une boucle de quarks lourds totalement dominée par le quark t . C'est le processus dominant pour la production du boson de Higgs jusqu'à une masse de $1 \text{ TeV}/c^2$. Les corrections à l'ordre supérieur (NLO) sont dues par exemple à

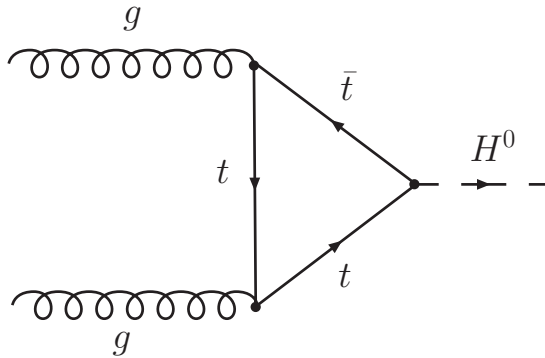


FIG. 1.13 – Diagramme de Feynmann pour la production de fusion de gluons au premier ordre de la théorie.

la radiation de gluons dans l'état initial et apportent des corrections importantes de la section efficace de l'ordre de 60% à 90%. Le rapport $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ entre la section efficace à l'ordre supérieur et celle au premier ordre est de l'ordre de 1.5 variant peu avec m_H . D'après la figure 1.12, la section efficace varie de quelques dizaines à une dizaine de picobarns pour une masse entre 100 et 250 GeV/c^2 . Les incertitudes théoriques sur la section efficace de la fusion de gluons sont de l'ordre de 5 – 10%.

1.8.2 Fusion de bosons vecteurs faibles

La fusion de bosons vecteurs faibles W et Z (WBF) est le deuxième plus important processus de production du Higgs après la fusion de gluons. La figure 1.14 montre le diagramme de Feynmann de ce processus. Malgré une section efficace dix fois plus faible que la fusion de gluons pour la gamme $m_H = [100 - 250] \text{ GeV}/c^2$, de l'ordre de quelques picobarns, ce processus est le plus prometteur pour la recherche du Higgs de masse comprise entre 115 et 145 GeV/c^2 . En effet les bosons vecteurs n'emportent qu'une faible fraction de l'énergie des partons initiaux pour la production du Higgs, ainsi les quarks dans l'état final ont une très grande énergie et une très faible impulsion transverse. La topologie de 2 jets vers l'avant et l'arrière, et une suppression de l'activité hadronique dans la région centrale, car les bosons émis sont des singlets de couleur, permettent d'identifier efficacement ces événements, tout en rejetant le bruit de fond. Au chapitre 6 sera présenté une analyse de physique pour ce mode de production du

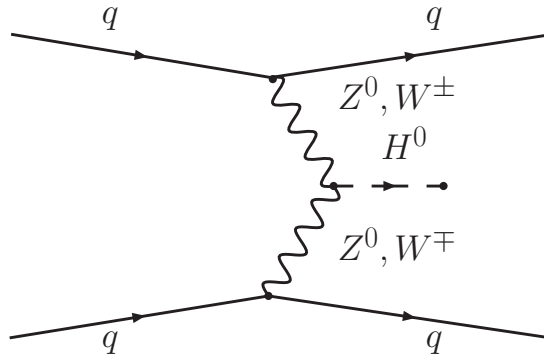


FIG. 1.14 – *Diagramme de Feynmann pour la production par fusion de bosons vecteurs faibles au premier ordre de la théorie.*

Higgs et le rôle de ces 2 jets vers l'avant et l'arrière sera décrit plus en détail. Les corrections à l'ordre supérieur concernent les fonctions de structure et le facteur K est de l'ordre de 1 (entre ~ 1.05 et ~ 1.1) pour toute la gamme de masse. Les incertitudes théoriques sur la section efficace sont de l'ordre de 5%.

1.8.3 Productions associées

La production d'un Higgs associé à un boson massif ou à une paire de quarks *top* est représentée sur la figure 1.15. Les sections efficaces sont relativement faibles et de quelques ordres de grandeur inférieures aux précédents modes (voir figure 1.12), mais

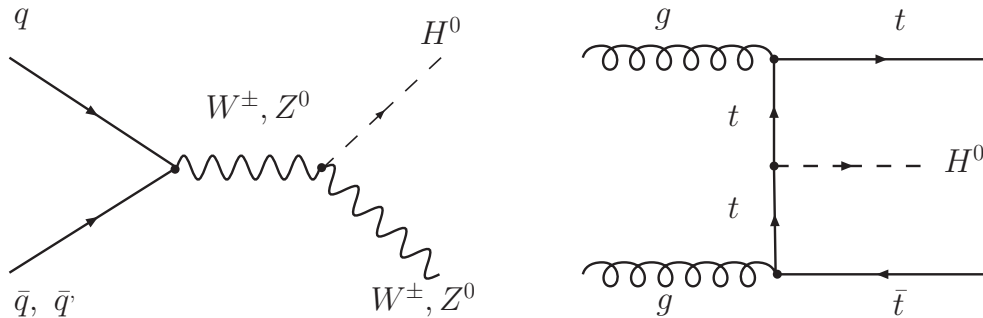


FIG. 1.15 – *Un diagramme de Feynmann possible pour la production associée à un quark lourd (LO) (à droite) et celui pour la production associée à un boson vecteur (à gauche).*

ces processus se révèlent très utiles grâce à la signature particulière de leurs états finals. Cependant ils ne pourront être utilisés que pour la recherche d'un boson de Higgs de basse masse ($m_H < 220 \text{ GeV}/c^2$). L'incertitude théorique sur la section efficace est de l'ordre de 5% pour la production associée à un boson vecteur et de 10 à 20% pour celle associée à une paire de quarks *top*.

1.9 Modes de désintégration du boson de Higgs

Le boson de Higgs se désintègre directement en une paire de particules massives, ou en une paire de photons γ ou de gluons g grâce à des diagrammes en boucle de particules massives. L'intensité du couplage entre le boson de Higgs, les bosons de jauge et les fermions est proportionnelle à la masse des particules. Les rapports d'embranchement

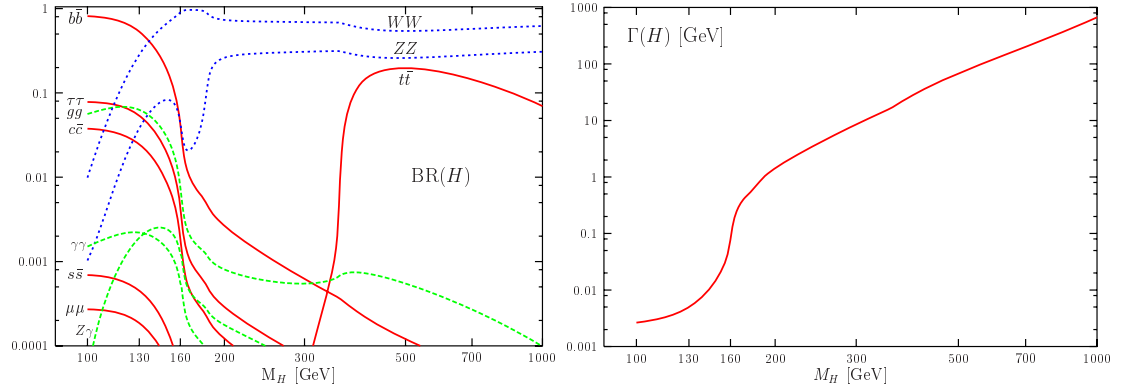


FIG. 1.16 – *Rapports d'embranchement $\Gamma_{Processus}/\Gamma_{Total}$ des différents modes de désintégration du boson de Higgs (gauche) et sa largeur totale (droite) en fonction de m_{Higgs} [56].*

chement des différents modes de désintégration et la largeur totale du boson de Higgs sont représentés sur la figure 1.16 pour différentes masses. On peut voir que le Higgs se couple de manière préférentielle aux quarks *bottom* à basse masse et d'abord aux bosons W^\pm et Z^0 , puis aux quarks *top* lorsque le seuil cinématique de production est atteint.

1.9.1 Désintégration fermionique

Le couplage de Yukawa (seulement pour les fermions) est proportionnel à la masse des fermions ce qui privilégie le couplage du Higgs aux fermions les plus massifs, quarks *bottom* et quarks *top*, et leptons τ . Au premier ordre, la largeur de désintégration est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F}{4\pi\sqrt{2}} m_H m_f^2 (1 - x_f)^{\frac{3}{2}} \quad (1.39)$$

où $x_f = 4m_f^2/m_H^2$ et N_c est le facteur de couleur pour les fermions ($N_c = 1$ pour les leptons et $N_c = 3$ pour les quarks). Les corrections à l'ordre supérieur ne sont pas négligeables pour les désintégrations en paires de quarks. Pour de faibles masses ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$), les canaux principaux sont $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau^-\tau^+$. Pour $m_H \geq 160 \text{ GeV}/c^2$, $H \rightarrow WW$ et $H \rightarrow ZZ$ dominent. Pour de grandes masses ($m_H > 350 \text{ GeV}/c^2$) le rapport d'embranchement (RE) du canal $H \rightarrow t\bar{t}$ devient non négligeable par rapport à $\text{RE}(H \rightarrow WW)$ et $\text{RE}(H \rightarrow ZZ)$.

1.9.2 Désintégration bosonique

Le Higgs se désintègre en paires de bosons vecteurs faibles (W^\pm, Z^0) et ce mode de production devient dominant lorsque le seuil cinématique est atteint : $m_H > 2m_W$ et $m_H > 2m_Z$. La largeur de désintégration s'écrit :

$$\Gamma(H \rightarrow W^\pm W^\mp) = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} m_H^3 \sqrt{1-x_W} \left(1 - x_W + \frac{3x_W^2}{4}\right) \quad (1.40)$$

$$\Gamma(H \rightarrow Z^0 Z^0) = \frac{G_F}{16\pi\sqrt{2}} m_H^3 \sqrt{1-x_Z} \left(1 - x_Z + \frac{3x_Z^2}{4}\right) \quad (1.41)$$

où $x_W = 4m_W^2/m_H^2$ et $x_Z = 4m_Z^2/m_H^2$. Elle est proportionnelle à m_H^3 . A partir de $m_H > 160 \text{ GeV}/c^2$, la désintégration en bosons W et Z est prépondérante. La largeur de désintégration pour une paire de W est 2 fois plus grande que pour une paire de Z et leurs rapports d'embranchement tendent asymptotiquement vers 2/3 et 1/3.

1.9.3 Désintégration photonique et gluonique

Le couplage du boson de Higgs aux photons et aux gluons de masse nulle est autorisé par l'intermédiaire d'une boucle de quarks lourds dans le cas des gluons, et de boucles de fermions et de bosons W dans le cas des photons.

Dans le cas des désintégrations du boson de Higgs en 2 photons, la largeur de désintégration s'écrit :

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) \propto \frac{\alpha^2 G_F}{128\pi^3 \sqrt{2}} m_H^3 \quad (1.42)$$

et est très faible (section efficace entre 20 et 40 pb) mais ce canal est très utile à basse masse ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$) parce que la signature est propre, permettant une bonne réjection du bruit de fond.

Pour la désintégration du boson de Higgs en 2 gluons, la largeur de désintégration peut s'écrire :

$$\Gamma(H \rightarrow gg) \propto \frac{\alpha_s^2 G_F}{36\pi^3 \sqrt{2}} m_H^3. \quad (1.43)$$

Le rapport d'embranchement est supérieur à $H \rightarrow \gamma\gamma$, mais ce canal n'est pas exploitable au LHC, car les deux jets sont complètement noyés dans le fond QCD de gerbes hadroniques.

1.10 Recherche du boson de Higgs auprès du LHC

Si d'ici le démarrage du LHC en été 2007, le Tevatron et ses 2 expériences CDF et D0 n'ont pas encore découvert le boson de Higgs du MS, le LHC avec principalement ATLAS et CMS entrera lui aussi dans la course à la découverte. Si le Tevatron met en évidence ou découvre le boson de Higgs, le LHC aura encore beaucoup à faire. En effet,

il faudra confirmer la découverte et mesurer les propriétés de ce boson de Higgs : masse, largeur, spin, nombres quantiques de charge et de parité (CP), couplages aux fermions et aux bosons massifs. Il faut ensuite déterminer s'il appartient au modèle standard ou par exemple à un modèle supersymétrique. Ceci pourra se faire par exemple avec la découverte d'un deuxième boson de Higgs, ou par la découverte de nouvelles particules. La mesure du taux de production fournit une mesure de la section efficace multipliée

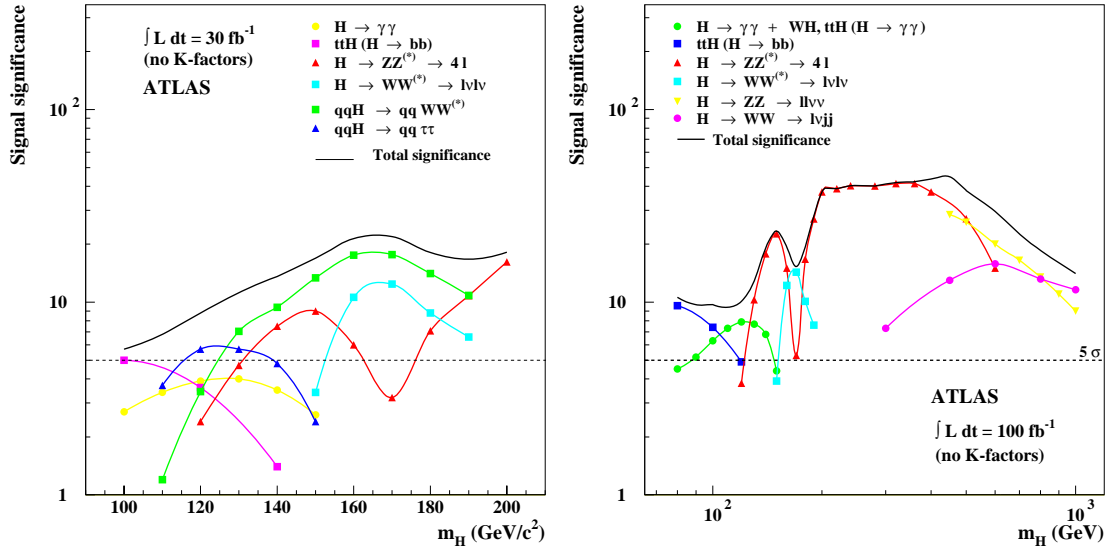


FIG. 1.17 – Potentiel de découverte (S/\sqrt{B}) du boson de Higgs du modèle standard dans ses principaux canaux de désintégration avec l'expérience ATLAS, en fonction de sa masse, pour 3 ans à basse luminosité (à gauche) et 1 an à haute luminosité (à droite) [57].

par le taux d'embranchement. La détermination des rapports d'embranchement et la contrainte sur les couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge du MS devrait aussi permettre de déterminer si le boson de Higgs découvert provient du modèle standard ou d'une de ses extensions.

La figure 1.17 montre le potentiel de découverte du Higgs dans ses principaux canaux de désintégration, pour les 3 premières années à basse luminosité et 1 an à haute luminosité, pour le détecteur ATLAS. Au LHC, un très grand nombre de particules sont produites avec la même topologie, ainsi la principale méthode d'extraction d'un signal provenant d'un boson de Higgs sera la recherche d'une résonance sur un continuum de bruit de fond. Avec $10 fb^{-1}$, correspondant à un an de prise de données à basse luminosité ($2 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$), il est possible de découvrir le Higgs du MS pour toute la gamme de masses. La figure 1.18 représente la luminosité intégrée requise pour avoir un signal à 5σ pour l'expérience CMS.

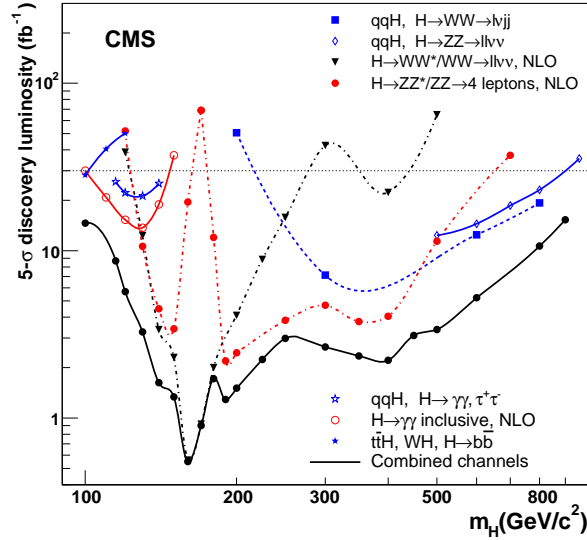


FIG. 1.18 – Luminosité intégrée requise pour observer le Higgs à 5σ ($S/\sqrt{B} > 5$) dans CMS et pour toute une gamme de masses de Higgs [58].

1.10.1 Higgs léger ($110 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$)

Pour un Higgs léger, le mode de désintégration privilégié est $H \rightarrow b\bar{b}$ avec un rapport d'embranchement supérieur à 85%. Cependant, la topologie de ce canal avec 2 jets b dans l'état final le rend inexploitable au même titre que le canal $H \rightarrow gg$, avec 2 jets dans l'état final, car noyé dans le fond QCD. Un jet (gerbe de hadrons) que l'on observe dans le détecteur est produit par une gerbe partonique (quark, gluons) après hadronisation (recombinaison des quarks et des gluons de cette gerbe pour former des particules physiques non-colorées, les hadrons).

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est l'un des canaux les plus étudiés dans le domaine de basse masse grâce à sa signature "propre" de 2 photons, et malgré son faible rapport d'embranchement (de l'ordre de 10^{-3}). Le bruit de fond dominant est la production directe de photons et un deuxième bruit de fond vient d'événements QCD $\gamma + jets$ ou multi-jets et où les jets sont identifiés comme étant des photons. Les calorimètres électromagnétiques ont été optimisés en particulier pour obtenir la meilleure résolution possible sur le pic de masse $m_{H \rightarrow \gamma\gamma}$.

La production associée du Higgs (HZ , HW et $Ht\bar{t}$) se désintégrant dans le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ peut être étudiée en recherchant un lepton de grande impulsion transverse provenant du boson vecteur ou d'un quark top , permettant de distinguer plus facilement le signal du fond. Cependant un bon étiquetage des jets b est nécessaire ainsi qu'une bonne reconstruction des paires $b\bar{b}$, pour pouvoir rejeter le bruit de fond, et en particulier $t\bar{t}H$ avec 4 jets b dans l'état final.

La production par fusion de bosons vecteurs faibles joue un rôle très important, malgré une section efficace relativement faible, pour une région de masse du Higgs comprise entre $115 \text{ GeV}/c^2$ et $145 \text{ GeV}/c^2$. Le Higgs est accompagné de deux jets vers l'avant et l'arrière qui vont permettre l'étiquetage du signal et ainsi réduire le bruit de fond. La désintégration semi-leptonique $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l \nu_l \nu_\tau + \text{hadrons } \nu_\tau$ avec le Higgs produit par WBF fait l'objet du chapitre 6. La reconstruction des leptons τ se désintégrant hadroniquement i.e "jet τ ", est importante dans le canal semi-leptonique et est discutée au chapitre 5. Ce canal nécessite aussi d'avoir une bonne résolution sur l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T (neutrino ν). Cela sera discuté au chapitre 5.

1.10.2 Higgs de masse intermédiaire ($130 \text{ GeV}/c^2 < m_H \leq 2m_Z$)

Dans la région de masse intermédiaire, le Higgs du MS se désintègre principalement en 2 bosons vecteurs. Les canaux avec les états finals les plus prometteurs sont $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu_l l\nu_l$ où les leptons l sont des électrons ou des muons. Les bruits de fond irréductibles sont respectivement $ZZ \rightarrow 4l$ et WW^* . Le canal ($H \rightarrow 4l$) permet de reconstruire précisément la masse du boson de Higgs grâce à sa signature très propre et en contraignant la masse invariante d'une paire de leptons à la masse du boson Z .

La production par fusion de bosons vecteurs faibles ($qq \rightarrow qqH$) est encore importante grâce à la topologie particulière de l'état final permettant une bonne réjection du bruit de fond. Les états finals intéressants sont $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu_l l\nu_l$ et $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu_l jj$ où j est un jet et où le bruit de fond dominant est $WW + jets$.

1.10.3 Higgs lourd ($2m_Z < m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$)

Dans le cas d'un boson de Higgs lourd, le Higgs se désintègre alors exclusivement en paires de bosons vecteurs $H \rightarrow WW$ et $H \rightarrow ZZ$, jusqu'à "l'ouverture" du canal $H \rightarrow t\bar{t}$ pour $m_H > 350 \text{ GeV}/c^2$. A grande masse et jusqu'à $600 \text{ GeV}/c^2$, le canal le plus propre reste $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Au-delà de $600 \text{ GeV}/c^2$, on préfère les canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll \nu\nu$, $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu_l jj$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll jj$ qui nécessitent une très bonne reconstruction de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T .

Pour combattre les importants bruits de fond dominant que sont $W + jets$ et $t\bar{t}$, on exploite la topologie des événements de la fusion de bosons vecteurs faibles (WBF) avec ses 2 jets vers les régions à l'avant et à l'arrière du détecteur. On note que la largeur d'un Higgs lourd (comme cela est représenté sur la figure 1.16) rend difficile l'observation d'un pic de masse.

1.10.4 Higgs du MSSM

Les bosons de Higgs du MSSM peuvent être mis en évidence par l'intermédiaire de multiples processus de production et de désintégration, chacun correspondant à des valeurs privilégiées des paramètres m_A et $\tan\beta$. Les études effectuent un balayage de l'espace des paramètres $(m_A, \tan\beta)$. La figure 1.19 montre les régions du plan $(m_A,$

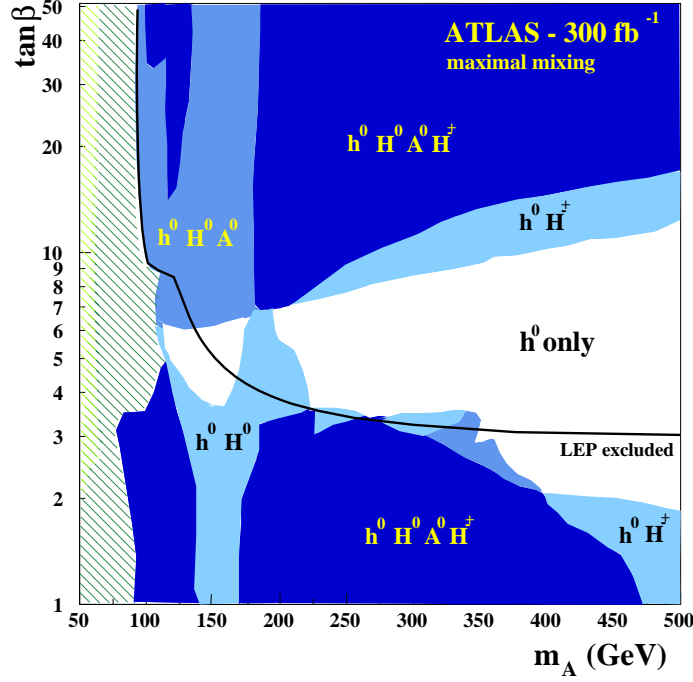


FIG. 1.19 – Régions du plan $(m_A, \tan\beta)$ où les bosons de Higgs du MSSM peuvent être observés par ATLAS pour 300 fb^{-1} dans le scénario de mélange maximal des squarks *top*. Les régions exclues par LEP sont situées en dessous de la ligne d'exclusion [59, 60].

$\tan\beta)$ dans le scénario de mélange maximal des squarks *top*. Dans le cas le plus défavorable on ne pourra observer qu'un seul Higgs du MSSM dans ATLAS avec 300 fb^{-1} . Dans ce cas seules des mesures de précision montrant des déviations des prédictions du MS ou la découverte de particules supersymétriques permettront de distinguer un Higgs MS du MSSM.

Dans les régimes de découplage ($m_A \gg m_Z$) et d'anti-découplage ($m_A \ll m_Z$), les mêmes canaux que ceux de la recherche du Higgs du MS peuvent être utilisés pour la recherche de h et H supersymétriques, comme par exemple la production WBF $qq(h, H)$ avec $(h, H) \rightarrow \tau\tau$ et $(h, H) \rightarrow \gamma\gamma$.

A grand $m_A \sim 800 \text{ GeV}/c^2$ et grand $\tan\beta \sim 35$, la meilleure couverture du plan $(m_A, \tan\beta)$ est donnée par le canal $b\bar{b}A/H$ avec $A/H \rightarrow \tau\tau$ [61, 62] avec un grand rapport d'embranchement et une bonne reconstruction de la masse.

Au LHC et avec 300 fb^{-1} , le plan $(m_A, \tan\beta)$ est couvert pour l'observation d'au moins un boson de Higgs du MSSM, cependant il existe certains scénarii où ce n'est pas le cas (avec violation de CP dans le secteur du Higgs par exemple).

1.10.5 Mesure des couplages

Une fois le Higgs découvert (s'il existe), la mesure du taux de production, la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement ($\sigma \times RE$), pour différents canaux de production et de désintégration, nous permet d'extraire une mesure des couplages du Higgs.

La prédiction théorique précise de la section efficace permet d'extraire de la mesure du taux de production une mesure du rapport d'embranchement du canal considéré [63, 64, 65] et ce dans l'hypothèse où il y a un seul Higgs. De la mesure des rapports d'embranchement on extrait les couplages. Cependant la mesure du rapport entre plusieurs couplages permet de s'affranchir de la majeure partie des incertitudes théoriques et des systématiques expérimentales. La mesure la plus précise pour une large gamme de masses du Higgs vient de $H \rightarrow W^+W^-$:

$$\begin{aligned} \frac{RE(H \rightarrow \gamma\gamma)}{RE(H \rightarrow W^+W^-)} &= \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W}, & \frac{RE(H \rightarrow ZZ)}{RE(H \rightarrow W^+W^-)} &= \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W}, \\ \frac{RE(H \rightarrow \tau^+\tau^-)}{RE(H \rightarrow W^+W^-)} &= \frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_W}, & \frac{RE(H \rightarrow b\bar{b})}{RE(H \rightarrow W^+W^-)} &= \frac{\Gamma_b}{\Gamma_W}. \end{aligned} \quad (1.44)$$

Dans l'hypothèse où le Higgs ne se couple qu'aux particules du MS (couplages du MS dominants) et que les couplages aux fermions légers ne sont pas fortement augmentés, on peut écrire les sections efficaces de production en fonction des constantes de couplage g_W, g_Z, g_t, g_b et g_τ :

$$\begin{aligned} \sigma_{ggH} &= \alpha_{ggH} \cdot g_t^2, \\ \sigma_{WBF} &= \alpha_{WF} \cdot g_W^2 + \alpha_{ZF} \cdot g_Z^2, \\ \sigma_{t\bar{t}H} &= \alpha_{t\bar{t}H} \cdot g_t^2, \\ \sigma_{WH} &= \alpha_{WH} \cdot g_W^2, \\ \sigma_{ZH} &= \alpha_{ZH} \cdot g_Z^2, \end{aligned} \quad (1.45)$$

où α_i est le coefficient de proportionnalité calculé dans la théorie. On peut aussi exprimer les rapports d'embranchement en fonction des constantes de couplage :

$$\begin{aligned} RE(H \rightarrow W^+W^-) &= \beta_W \cdot g_W^2 / \Gamma_H, \\ RE(H \rightarrow ZZ) &= \beta_Z \cdot g_Z^2 / \Gamma_H, \\ RE(H \rightarrow \gamma\gamma) &= (\beta_{\gamma(W)} \cdot g_W^2 - \beta_{\gamma(t)} \cdot g_t^2)^2 / \Gamma_H, \\ RE(H \rightarrow \tau^+\tau^-) &= \beta_\tau \cdot g_\tau^2 / \Gamma_H, \\ RE(H \rightarrow b\bar{b}) &= \beta_b \cdot g_b^2 / \Gamma_H. \end{aligned} \quad (1.46)$$

Le carré des couplages du Higgs aux bosons vecteurs faibles W, Z pourront être mesurés avec une précision entre 25% et 10% pour m_H compris entre 120 et 180 GeV/c^2 et 300 fb^{-1} par expérience en utilisant les couplages directs, c'est-à-dire provenant de la

désintégration du Higgs ($gg \rightarrow H \rightarrow WW^{(*)}, ZZ^{(*)}$), et indirects, c'est-à-dire provenant de la fusion de bosons vecteurs faibles WBF ($qq \rightarrow WW, ZZ \rightarrow H$) [66].

La détermination des couplages de Yukawa, c'est-à-dire les couplages du boson de Higgs aux fermions, est cependant plus délicate. On n'aura accès au couplage de Yukawa que pour les fermions les plus lourds : le quark top , le quark b et le lepton τ . Par exemple le couplage de Yukawa pour le top est accessible par le canal $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ pour un domaine de masse entre 80 et 120 GeV/c^2 . Le couplage du Higgs aux τ sera accessible par le canal WBF $qq \rightarrow qqH$, $H \rightarrow \tau\tau$ pour un domaine de masse compris entre 115 et 150 GeV .

1.11 Conclusion

Nous avons vu qu'un champ scalaire de Higgs permet de donner une masse aux bosons de jauge et aux fermions, et des arguments théoriques prédisent un boson de Higgs avec une masse inférieure au TeV/c^2 . Les résultats expérimentaux favorisent un Higgs léger de masse supérieure à 114.4 GeV/c^2 et inférieure à 207 GeV/c^2 . Ce sont ces contraintes qui ont servi à définir les caractéristiques du LHC et des expériences ATLAS et CMS, leur permettant aussi de pouvoir détecter de nouvelles particules comme celles prédites dans les extensions supersymétriques du Modèle Standard (comme par exemple le MSSM) ou les modèles exotiques. Les expériences ATLAS et CMS seront donc capables de découvrir le boson de Higgs du modèle standard quelle que soit sa masse. La mise en évidence d'un Higgs dans un scénario au-delà du Modèle Standard est possible. Le LHC, en pleine phase d'assemblage, devrait permettre d'avoir les premières collisions en été 2007. Le chapitre suivant présente la description et les caractéristiques du détecteur ATLAS.

"Odottavan aika on pitkä."

Le temps de celui qui attend est long.

proverbe finlandais.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS auprès du LHC

2.1 Introduction

Le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [40, 59] représenté sur la figure 2.1 est un détecteur à symétrie cylindrique qui mesure 44 m de long, 22 m de diamètre pour un poids de 7000 tonnes, son axe de symétrie étant la ligne du faisceau. Il est composé d'une partie tonneau complétée aux deux extrémités par deux parties bouchons. ATLAS est le plus grand détecteur installé auprès du collisionneur et il est polyvalent

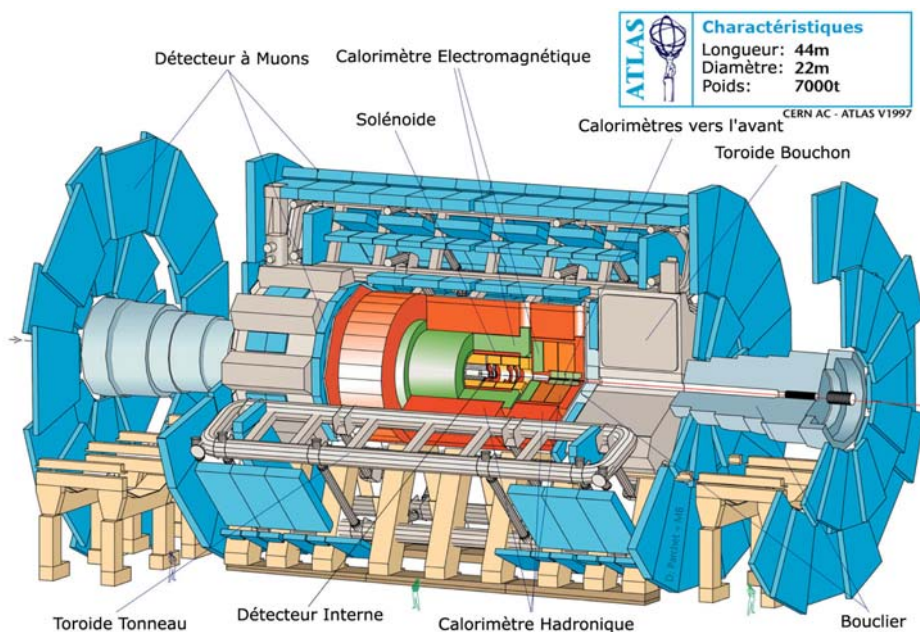


FIG. 2.1 – Le détecteur ATLAS.

pour prendre en compte le vaste programme de physique étudié aujourd'hui et la grande variété de signatures. En partant du point d'interaction et suivant r croissant on trouve successivement :

le détecteur interne : son rôle est de reconstruire la trajectoire des particules électriquement chargées et de déterminer leur charge et leur impulsion grâce au champ magnétique produit par un solénoïde qui courbe leur trajectoire et aide à l'identification des électrons. Il permet aussi de déterminer la position des vertex de désintégration. Il est présenté dans la section 2.2.

le système calorimétrique : il permet la mesure de l'énergie de la plupart des particules neutres ou chargées (exceptés les muons et les neutrinos). Il comprend le calorimètre électromagnétique qui permet la mesure de l'énergie et la reconstruction de la position des électrons (positrons) et des photons. Le calorimètre hadronique, associé avec le calorimètre électromagnétique, permet la mesure de l'énergie des hadrons. Il est discuté à la section 2.3 et le calorimètre électromagnétique fait l'objet du chapitre 3.

le spectromètre à muons : il permet d'identifier les muons et de mesurer leur impulsion en reconstruisant leur trace. Pour cela il est associé à un aimant toroïdal qui permet de courber leur trajectoire. Les muons traversent les calorimètres en n'y déposant que très peu d'énergie (Minimum Ionizing Particle). Le détecteur à muons est décrit dans la section 2.5.

2.1.1 Coordonnées et variables cinématiques utilisées

Le système de coordonnées choisi par ATLAS pour décrire la cinématique des particules est un repère cylindrique $Oxyz$, dont l'axe de symétrie est l'axe du faisceau Oz , lequel est légèrement incliné de 0.704° par rapport à l'horizontale, et le plan transversal est xOy . L'axe Ox pointe vers le centre du LHC et l'axe Oy pointe vers le haut. Le centre du détecteur est l'origine du repère, $z > 3.67\text{ m}$ définit le côté A, $z < -3.67\text{ m}$ le côté C et la zone B pour les éléments avec $-3.67 < z < 3.67\text{ m}$. Les variables cinématiques couramment utilisées sont :

- la rapidité :
$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$$
 où E est l'énergie et p_z l'impulsion suivant l'axe Oz ,
- la pseudo-rapacité :
$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$
 où θ est l'angle que fait la particule par rapport à l'axe Oz ,
- l'angle azimutal :
$$\phi : [-\pi, +\pi]$$
 où la référence pour ϕ est définie par rapport à l'axe Ox ,
- l'énergie transverse :
$$E_T = \frac{E}{\cosh(\eta)} = E \sin(\theta)$$
- l'impulsion transverse :
$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$
 où p_x et p_y représentent la projection de l'impulsion sur les axes Ox et Oy .

La pseudo-rapacité est une approximation de la rapidité dans laquelle on néglige les masses devant les impulsions. Pour des processus mous ou durs, $dN/d\eta$ est à peu près plat. Pour des processus très durs on a de grands p_T dans la région centrale en η . La différence de rapidité ainsi que l'impulsion transverse sont des invariants du groupe de Lorentz selon la direction Oz . Au LHC, comme au Tevatron, un grand nombre de particules s'échappent à petit angle dans le tube à vide. Elles ont un grand p_z , mais une petite impulsion transverse. C'est pourquoi seule l'impulsion transverse est conservée dans la partie observable des collisions. Cette conservation permet de déduire l'impulsion transverse totale des particules non détectées (les neutrinos pour le MS) appelée énergie transverse manquante (\cancel{E}_T). En effet la somme vectorielle de l'énergie transverse de toutes les particules doit être nulle. Si ce n'est pas le cas, cela signifie qu'une ou des particules ont échappé à la détection du détecteur ATLAS.

2.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne [67, 68] représenté sur la figure 2.2 permet de reconstruire les traces des particules chargées d'impulsion transverse (p_T) supérieure à $0.5 \text{ GeV}/c$, d'étiqueter les jets issus d'un quark b et les électrons, et de reconstruire les vertex des désintégrations secondaires dans la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$. Le détecteur

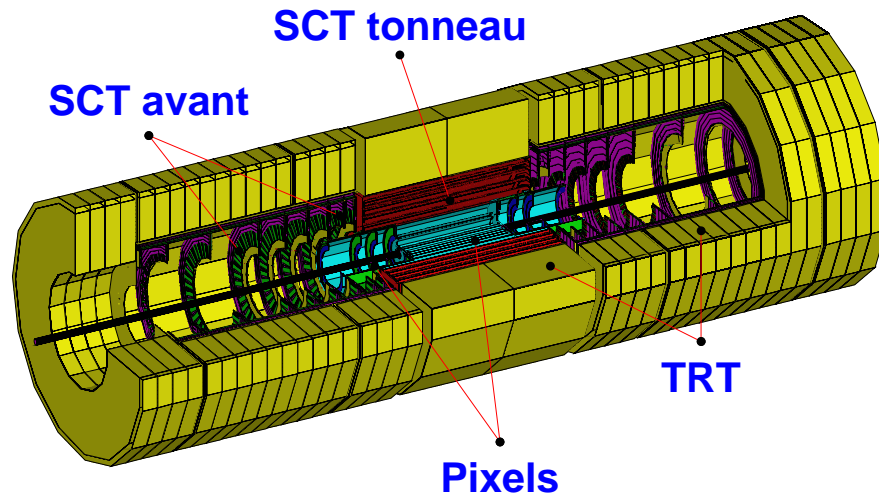


FIG. 2.2 – Les différents éléments du détecteur interne d'ATLAS.

interne est un cylindre de 7 m de long et de 1.15 m de rayon qui se compose de deux parties : pour la partie interne (détecteur à pixels et trajectomètre à semi-conducteurs), on utilise la technologie des semi-conducteurs ce qui permet d'avoir un nombre de points limité mais avec une très grande précision dans l'espace. Pour la seconde partie, le trajectomètre à radiation de transition permet d'avoir un grand nombre de points de mesure. L'ensemble du détecteur interne baigne dans un champ magnétique de 2 T

produit par un solénoïde supra-conducteur. La quantité de matière dans le détecteur interne et l'aimant est minimisée afin d'éviter que les gerbes électromagnétiques ne se développent trop tôt et que cela ne dégrade la mesure de l'énergie pour les électrons et photons.

2.2.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium [69, 70, 71] est situé au plus près du point d'interaction. Il fournit des informations précises sur la trajectoire des particules dans un environnement de haute multiplicité, permet de reconstruire les vertex secondaires avec précision et donc d'identifier les quarks b avec une bonne efficacité. Il est représenté sur la figure 2.3. Il permet d'avoir 3 points de mesure par trace dans l'intervalle de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$. Il mesure près de 1.4 m de long pour un diamètre de 50 cm

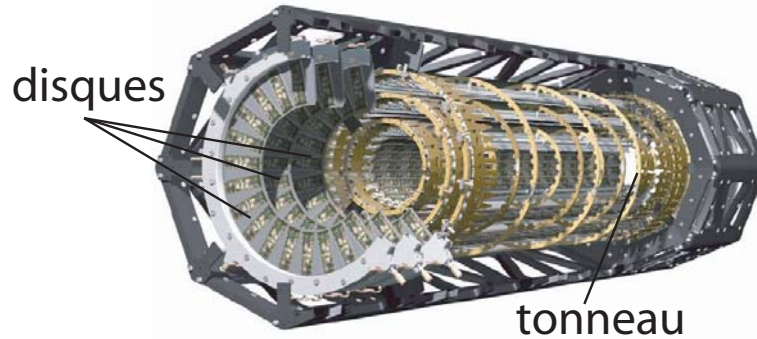


FIG. 2.3 – Schéma du détecteur à pixels et de son support en carbone.

et est composé de 1744 modules. La partie centrale ou tonneau (1456 modules) d'une demi-longueur active de 40.07 cm comprend 3 couches cylindriques concentriques de pixels situées respectivement à 5.05 , 8.85 et 12.25 cm de l'axe des faisceaux. D'autres détails sont donnés dans le tableau 2.1. Les bouchons (288 modules) sont composés de 3 disques chacun, ils se trouvent à $z = 49.5$, 58.0 et 65.0 cm (voir tableau 2.2). Le tonneau et les bouchons sont fixés sur une structure en carbone. Ils fonctionnent à une température de $-7\text{ }^\circ\text{C}$ pour minimiser les dommages dus aux radiations. Chaque couche ou disque est constitué d'une centaine de modules qui composent l'élément de base du

Couche	Rayon (cm)	Nombre de modules/échelle	Nombre d'échelles en $R - \phi$	Angle dans le plan $R - \phi$ (degrés)
B	5.05	13	22	-20
1	8.85	"	38	"
2	12.25	"	52	"

TAB. 2.1 – Caractéristiques des couches composant la partie tonneau du détecteur à pixels.



FIG. 2.4 – Échelles assemblées de modules de la partie tonneau du détecteur à pixels.

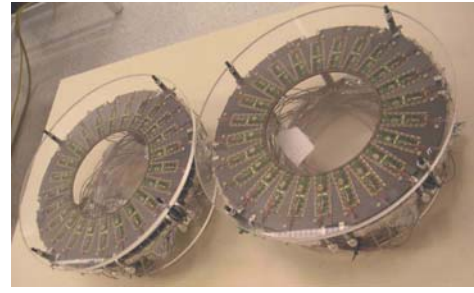


FIG. 2.5 – Vue de 2 disques du détecteur à pixels (3C et 2C).

détecteur à pixels. Un module a pour dimension $6.24 \text{ cm} \times 2.44 \text{ cm}$ sur lequel sont posés des couches de silicium (épaisseur de $250 \mu\text{m}$), résistant aux radiations, segmenté en pixels de dimensions $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ (soit 46080 pixels/module). Les modules sont légèrement inclinés et se recouvrent de plusieurs pixels pour la partie tonneau (figure 2.4) pour garantir l’herméticité du détecteur, alors que chaque disque (figure 2.5) est constitué de 2 anneaux de modules, un de chaque côté du disque ce qui permet un recouvrement partiel des modules. Cela représente en tout près de 80 millions de pixels (67 pour le tonneau et 13 pour les bouchons). Le principe de détection consiste à col-

Disque	Position en $z(\text{cm})$	Rayon (cm) interne actif	Rayon (cm) externe actif	Nombre de modules
1	49.5	8.88	14.96	48
2	58.0	"	"	"
3	65.0	"	"	"

TAB. 2.2 – Caractéristiques des disques composant les bouchons du détecteur à pixels.

lecter les charges créées par le passage d’une particule chargée dans une jonction PN correctement polarisée. La couche B devra être régulièrement changée à cause du fort taux de radiation alors que les autres couches et les disques devraient pouvoir résister à 10 années de LHC (3 ans à basse luminosité et 7 ans à haute luminosité). La résolution spatiale atteinte pour chacune des 3 couches est de $\sigma_{R\phi} \simeq 12 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 71 \mu\text{m}$, et de $\sigma_{R\phi} \simeq 12 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 115 \mu\text{m}$ pour les disques. Une efficacité de 50% et un facteur de réjection de 100, sur les jets issus des quarks légers sont attendus, pour l’étiquetage des jets b.

2.2.2 Détecteur à micro-pistes de silicium

Le trajectomètre à semi-conducteurs [67, 72] ou SCT (SemiConductor Tracker) représenté sur la figure 2.6 doit assurer une bonne reconstruction des traces, avec 4 points de mesure par trace, dans un environnement de haute multiplicité, avec une efficacité supérieure à 95 % pendant toute la durée du LHC. Des semi-conducteurs en silicium sous

Couche	Rayon (cm)	Nombre de modules/échelle	Nombre d'échelles en $R - \phi$
1	30.0	12	32
2	37.3	"	40
3	44.7	"	48
4	52.0	"	56

TAB. 2.3 – Caractéristiques des couches composant la partie tonneau du détecteur à micro-pistes de silicium.

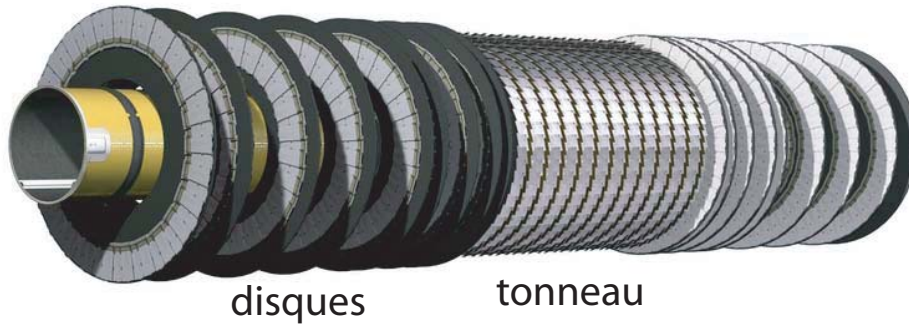


FIG. 2.6 – Géométrie du détecteur à semi-conducteur.

Disque	Position en $z(cm)$	Rayon (cm) interne	Rayon (cm) externe	Nombre de modules
1	83.5	25.9	56.0	132
2	92.5	33.6	"	92
3	107.2	25.9	"	132
4	126.0	"	"	"
5	146.0	"	"	"
6	169.5	"	"	"
7	213.5	33.6	"	92
8	252.8	40.1	"	"
9	278.8	44.0	"	"

TAB. 2.4 – Caractéristiques des disques composant les bouchons du détecteur à micro-pistes de silicium.

forme de bande sont utilisés, sur lesquels sont implantées des micro-pistes de 126 mm de long suivant z et de $80\ \mu\text{m}$ de largeur. La grande granularité facilite la recherche de traces mais elle est surtout calculée pour permettre un faible taux d'occupation ($\leq 1\%$ à haute luminosité). Le détecteur à micro-pistes de silicium s'étend de 30 cm à 52 cm par rapport à l'axe des faisceaux pour la partie tonneau et est constitué de 4 cylindres

concentriques. Deux bouchons de 9 disques chacun viennent compléter la couverture en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| = 2.5$. La position des disques, la position des couches et le nombre de modules sont résumés dans les tableaux 2.3 et 2.4. Chaque disque est construit à partir de 2 ou 3 couronnes de modules trapézoïdaux. Chaque module est un assemblage de deux couches de silicium avec 768 micro-pistes chacune collées dos à dos avec un angle stéréo de 40 mrad . Les modules se recouvrent pour garantir l'herméticité du détecteur, pour la partie tonneau (figure 2.7) et pour les bouchons (figure 2.8). La température de fonctionnement est de $-7 \text{ }^\circ\text{C}$ pour limiter la dégradation due aux radiations. Le SCT compte 6.2 millions de micro-pistes dont 3.2 millions pour le tonneau

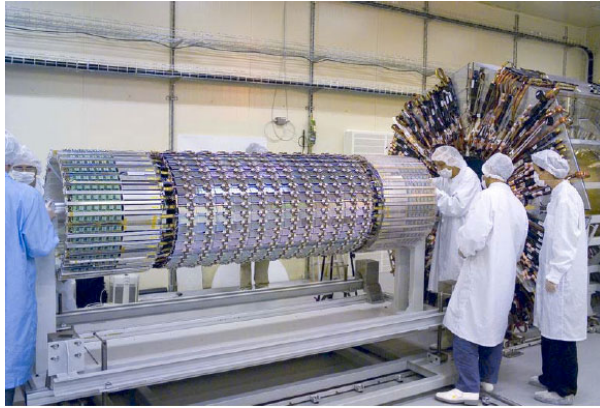


FIG. 2.7 – Couche tonneau B4 du détecteur à micro-pistes de silicium avant son insertion entre les couches B5, B6 et l'enceinte thermique.

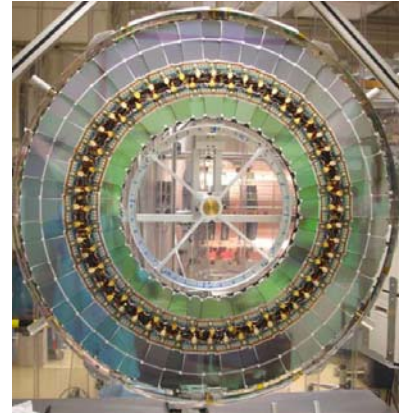


FIG. 2.8 – Le disque 6A du détecteur à micro-pistes de silicium.

et 3 millions pour les 2 bouchons. La résolution spatiale atteinte avec ce détecteur est de $\sigma_{R\phi} \simeq 16 \text{ } \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 580 \text{ } \mu\text{m}$. Le SCT permettra de reconstruire les traces des leptons isolés d'impulsion transverse supérieure à $5 \text{ GeV}/c$ avec une précision sur p_T de $\Delta p_T/p_T < 0.07\%$ (avec les pixels) et de séparer les vertex multiples dans un croisement.

2.2.3 Trajectromètre à radiation de transition

Le trajectromètre à radiation de transition [67, 68, 73, 74] ou TRT (Transition Radiation Tracker) est le plus externe des sous-détecteurs internes. Il utilise des tubes à dérive appelés aussi pailles. Il ajoute un nombre important de points de détection

Cylindre	Rayon (cm) interne-externe	Nombre de couches/module	Nombre de pailles/module	Nombre de modules
1	63.3 – 75.2	19	329	32
2	75.2 – 89.7	24	520	32
3	89.7 – 107.0	30	793	32

TAB. 2.5 – Caractéristiques des cylindres composant la partie tonneau du TRT.

($\simeq 35$) pour toutes les traces de $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ et fournit un signal pour l'identification des électrons dans l'intervalle de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$. Il permet aussi une mesure autonome de l'impulsion mais avec une moins bonne résolution. Comme cela est illustré sur la figure 2.9, le TRT est divisé en une partie tonneau où l'orientation des pailles est axiale et 2 parties bouchons avec des pailles orientées de façon radiale. Chaque paille est un tube à dérives de 4 mm de diamètre rempli d'un mélange gazeux ($70\%Xe + 27\%CO_2 + 3\%O_2$) et traversé en son centre par un fil d'anode (plaqué en or-tungstène). Le passage d'une particule chargée dans le tube ionise le gaz, et les élec-

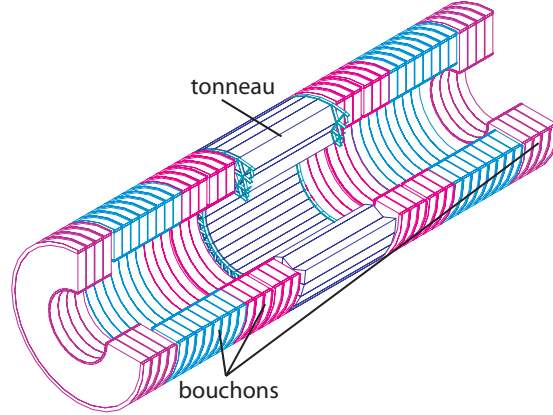


FIG. 2.9 – Géométrie du détecteur à radiation de transition.

trons d'ionisation dérivent vers l'anode, où le signal électrique est collecté. Les pailles sont entourées de mousse de polypropylène qui provoque un rayonnement de transition important dans le cas des électrons. Celui-ci est absorbé par le xénon produisant ainsi un grand nombre d'électrons d'ionisation secondaire et donc un signal plus important.

Bouchon	Nombre de disques	Intervalle en $z(\text{cm})$	Rayon (cm) interne-externe	Nombre de couches/disque	Nombre de pailles/couche
<i>A</i>	6	83.0 – 168.4	64.0 – 103.0	16	768
<i>B</i>	8	168.7 – 277.4	64.0 – 103.0	8	768
<i>C</i>	4	281.8 – 336.3	48.0 – 103.0	16	576

TAB. 2.6 – Caractéristiques des disques composant un bouchon du TRT.

Ceci facilite l'identification des électrons. La partie tonneau (figure 2.10) longue de 160 cm est constituée de 3 cylindres concentriques ($56 \leq R \leq 107 \text{ cm}$) composés de 32 modules formés de pailles de 144 cm de long parallèles à l'axe des faisceaux et séparées en moyenne de 6.8 mm (suivant R). Les détails sont donnés dans le tableau 2.5. Chaque bouchon (figure 2.11) est constitué de 18 disques de type A, B ou C dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.6. Les pailles des disques A, B et C sont orientées radialement, de longueurs respectives 37 , 37 et 53 cm , espacées de 8 , 8 et 16 mm suivant z . Cela représente 372032 canaux de lecture (52544 pour le tonneau et 319488 pour les

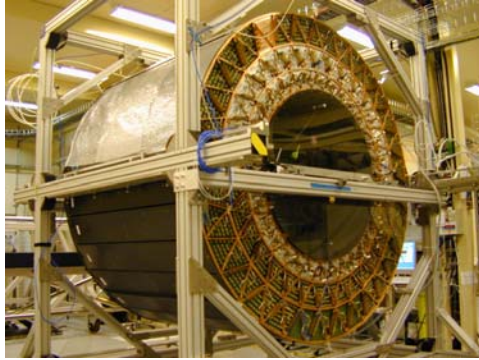


FIG. 2.10 – *Partie tonneau du détecteur à radiation de transition (TRT).*

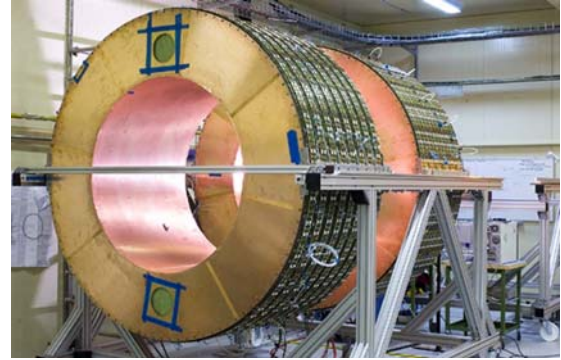


FIG. 2.11 – *Une partie des bouchons du détecteur à radiation de transition (TRT).*

bouchons). La résolution spatiale attendue est de l'ordre de $50 \mu m$. Le grand nombre de points de mesure permet une reconstruction efficace des traces. Le TRT sert aussi à l'identification des électrons. L'utilisation combinée du calorimètre électromagnétique et du TRT donne une efficacité d'identification des électrons de $p_T \geq 20 \text{ GeV}/c$ de 75% et un facteur de réjection des pions de 10^5 .

2.2.4 Solénoïde central

Le solénoïde supra-conducteur central [75, 76] refroidi par de l'hélium à 4.2 K délivre un champ magnétique de 2 T parallèle à l'axe (Oz) et est représenté sur les figures 2.12 et 2.13. Il dévie les particules chargées dans le plan transverse aux faisceaux et permet une meilleure séparation des traces dans le détecteur interne: Pixel, SCT et TRT. Il mesure 5.3 m de long pour une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| < 2.5$ avec un diamètre intérieur (extérieur) de 2.44 m (2.63 m) et il pèse 5.7 t . Le champ magnétique



FIG. 2.12 – *L'aimant solénoïde d'ATLAS*

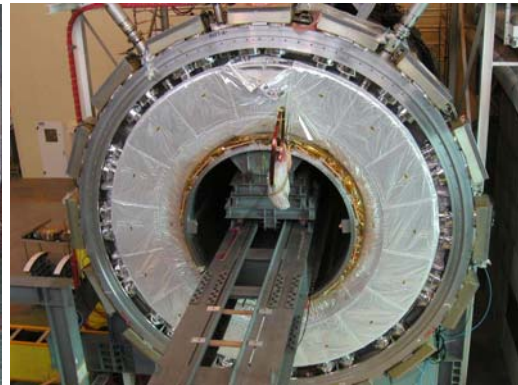


FIG. 2.13 – *Insertion du solénoïde dans la paroi chaude du calorimètre électromagnétique.*

n'est pas totalement uniforme à grand $|\eta|$ d'où l'importance d'une cartographie précise du champ (0.02%) en particulier pour la mesure de la masse du W avec $\Delta m_W \sim 25 \text{ MeV}/c^2$ (l'erreur seule sur l'échelle d'impulsion : $\Delta m_W \sim 15 \text{ MeV}/c^2$). Il est placé à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique tonneau pour minimiser la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique.

2.2.5 Quantité de matière

La quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique doit être réduite et bien connue. On doit essayer de la réduire pour limiter le nombre de conversions de γ et les pertes d'énergie des électrons par rayonnement de freinage. Ces processus affectent les performances du calorimètre électromagnétique et compliquent la reconstruction des particules chargées. La figure 2.14 représente la distribution de matière en fonction de $|\eta|$

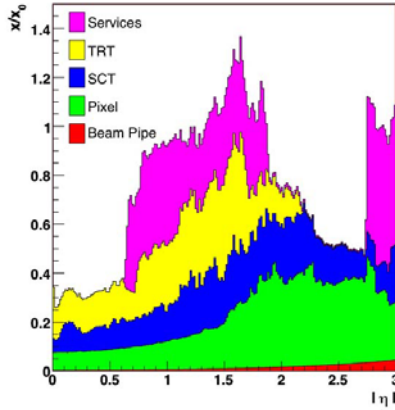


FIG. 2.14 – *Quantité de matière dans le détecteur interne et dans ses sous-détecteurs en fonction de la pseudo-rapidity $|\eta|$. La courbe totale prend aussi en compte la matière associée avec le détecteur interne (services externes : câbles ...) mais pas celle du solénoïde [74].*

pour le détecteur interne, en unités de longueur de radiation X_0 (en g/cm^2), quantité qui représente la distance moyenne que parcourt une particule dans un milieu avant d'interagir avec celui-ci. Le maximum est de $1.4 X_0$ pour le détecteur interne. Pour le solénoïde et la paroi interne chaude du cryostat la quantité de matière représente $0.67 X_0$, et entre $0.4 X_0$ ($|\eta| = 0$) et $0.16 X_0$ ($|\eta| = 1.375$) pour la paroi interne froide.

2.3 Les calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS [77, 78] donne une mesure précise de l'énergie des photons, des électrons, des hadrons et des jets, ce qui permet de calculer l'énergie transverse manquante jusqu'à $|\eta| \leq 4.9$. Il joue un rôle déterminant dans la recherche du Higgs et de la nouvelle physique. Il participe aussi à l'identification des particules et

à la séparation e/π et γ/jet . Il se compose d'un calorimètre électromagnétique formé par une partie tonneau et deux parties bouchon, d'un calorimètre hadronique tonneau et de deux bouchons et d'un calorimètre vers l'avant. Cet assemblage est représenté sur la figure 2.15.

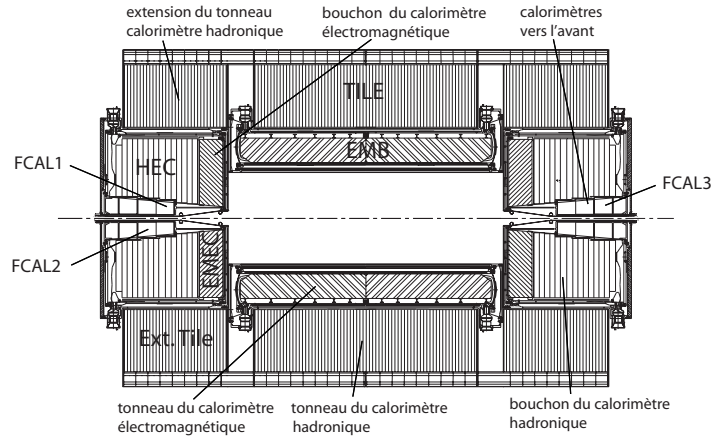


FIG. 2.15 – Coupe transversale du système de calorimétrie d'ATLAS.

2.3.1 Calorimètres électromagnétiques

Le calorimètre électromagnétique (EM) [78, 79, 80] sert à reconstruire l'énergie et la position des e^\pm , des γ et l'énergie de la composante électromagnétique des jets. C'est un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide et il est décrit en détail au chapitre 3. Il se compose d'un tonneau central (EMB) couvrant la région en pseudo-

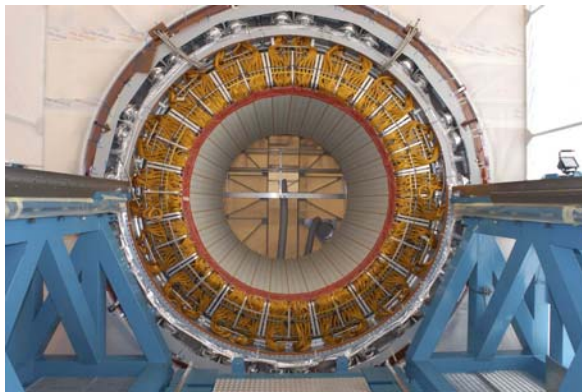


FIG. 2.16 – Vue de la roue M (côté C) du calorimètre électromagnétique tonneau dans l'enceinte du cryostat.



FIG. 2.17 – Vue du calorimètre électromagnétique bouchon à l'intérieur du cryostat C ($z < 0$).

rapidité $|\eta| \leq 1.475$ (figure 2.16), qui est contenu dans le cryostat tonneau avec le solénoïde, et de deux bouchons (EMEC) couvrant la région $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$ qui sont contenus dans les 2 cryostats bouchons (figure 2.17) avec les calorimètres hadroniques bouchons (HEC) et les calorimètres vers l'avant (FCAL). Il y a 173312 cellules de lecture, 109568 pour la partie tonneau et 63744 pour les bouchons. L'argon à l'état liquide est maintenu à une température de 90 K , sous refroidi pour éviter la formation de bulles. Le calorimètre est couplé à un pré-échantillonneur qui permet d'évaluer l'énergie perdue par des particules qui auraient interagi avec la matière inerte avant le calorimètre (détecteur interne, aimant et cryostat) et qui permet d'améliorer la résolution en énergie .

2.3.2 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [81, 82] a pour but la mesure de l'énergie des hadrons, la reconstruction des jets et participe à la mesure de l'impulsion transverse manquante.

2.3.2.1 Calorimètre hadronique tonneau

Le calorimètre hadronique (figures 2.18, 2.19 et 2.20) est un calorimètre à échantillonnage fer/scintillateur. La partie tonneau se compose de deux parties : une partie centrale couvrant la région en pseudo-rapacité $|\eta| \leq 1$ et deux extensions du tonneau couvrant les régions $1 \leq |\eta| \leq 1.7$. Chacune des 3 roues de rayon interne (externe)

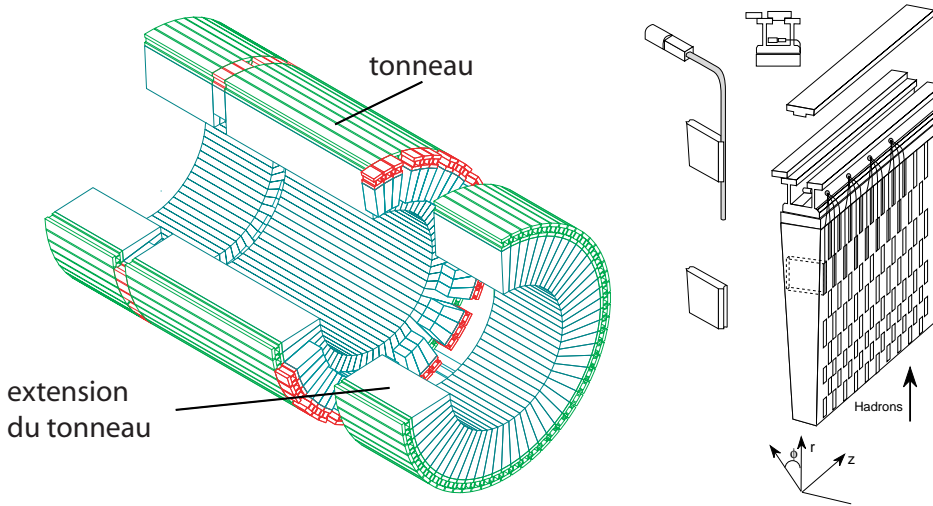


FIG. 2.18 – Schéma du calorimètre hadronique tonneau et de ses deux extensions (à gauche), et d'un module du calorimètre hadronique (à droite).

2.28 m (4.23 m) est constituée de 64 modules selon ϕ mesurant 5.64 m de long pour la partie centrale et 2.91 m pour chaque prolongement du tonneau. Chaque module est segmenté en 3 compartiments ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les 2 premiers compartiments et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le troisième) avec une géométrie pseudo-projective suivant η pour une meilleure résolution en énergie et une meilleure identification et reconstruc-

tion de la direction des jets. Ceci représente 4672 canaux (2880 pour le tonneau et 1792 pour les prolongements du tonneau).

Un module est constitué de tuiles scintillantes de 4 mm d'épaisseur dans une matrice de fer. Lors du passage de hadrons, il y a développement d'une gerbe hadronique grâce au fer et le passage de particules dans les tuiles excite les atomes qui vont émettre des photons en se désexcitant. Le signal lumineux est collecté au niveau du scintillateur par 2 fibres optiques et amené aux photo-multiplicateurs situés à grand rayon (voir figure 2.18). L'épaisseur du calorimètre hadronique est de 1.95 m (entre 7 et 8 longueurs de radiation pour la partie tonneau et entre 6 et 12 pour ses extensions), ce qui représente une profondeur suffisante pour contenir les jets. En plus, un disque de scintillateurs est placé entre le tonneau et chacune de ses extensions (ITC).



FIG. 2.19 – Calorimètre hadronique tonneau en cours de test d'assemblage au Cern.

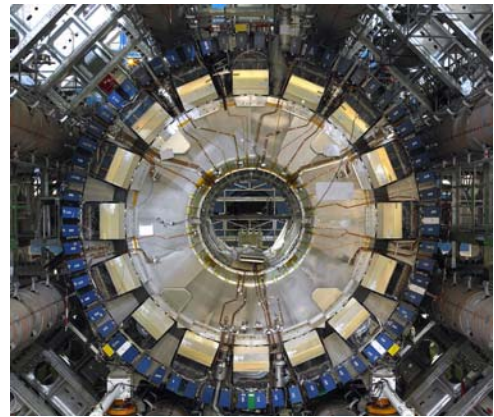


FIG. 2.20 – Calorimètre hadronique tonneau assemblé autour du calorimètre électromagnétique.

2.3.2.2 Calorimètres hadroniques bouchons

Les calorimètres hadroniques bouchons (HEC) [78, 83] se trouvent dans le même cryostat que les calorimètres électromagnétiques bouchons et couvrent la région en pseudo-rapacité $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$. C'est un calorimètre à échantillonnage cuivre/argon liquide constitué de 2 roues indépendantes (HEC1 et HEC2) de 82 cm et 96 cm d'épaisseur chacune avec 32 modules suivant ϕ . Les figures 2.21 et 2.22 représentent les roues HEC1 et HEC2 après leur insertion dans le cryostat. La segmentation dépend de la position en η : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 \leq |\eta| \leq 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 \leq |\eta| \leq 3.2$ ce qui représente 5632 cellules. Le principe de fonctionnement est similaire à celui du calorimètre électromagnétique (LAr) qui est discuté dans le chapitre 3. L'argon liquide sert de milieu actif et les plaques de cuivre jouent le rôle d'absorbeurs. Les électrodes de lecture collectent les signaux d'ionisation produits dans les intervalles d'argon liquide. La première roue possède 24 couches absorbeur-électrode avec une épaisseur pour l'absorbeur de 25 mm, alors que la seconde ne possède que 16

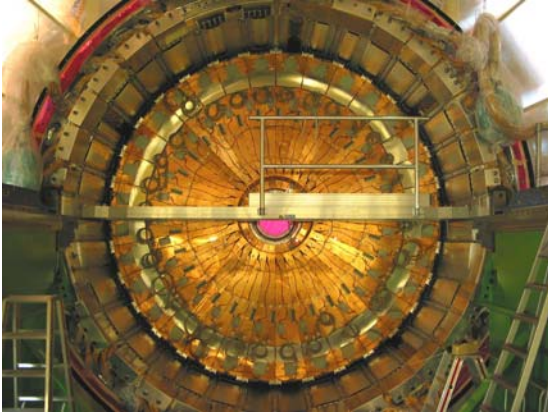


FIG. 2.21 – Calorimètre hadronique bouchon HEC1 A dans son cryostat.

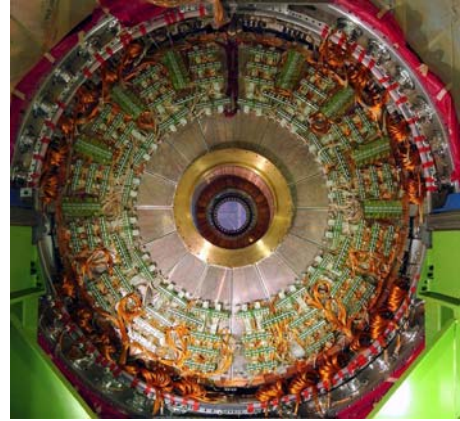


FIG. 2.22 – Calorimètre hadronique bouchon HEC2 C.

couches absorbeur-électrode avec une épaisseur pour l'absorbeur de 50 mm . L'intervalle entre deux absorbeurs consécutifs est de 8.5 mm grâce à des espaces alvéolés en forme de "nid d'abeille".

2.3.2.3 Performances

Le calorimètre hadronique doit pouvoir contenir la gerbe hadronique pour avoir une bonne résolution mais aussi pour limiter le bruit de fond hadronique dans le spectromètre à muons. La résolution attendue en énergie pour des pions et pour $|\eta| \leq 3$ est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (2.1)$$

Les tests en faisceau ont montré que les performances requises sont atteintes [84, 85].

2.3.3 Calorimètre vers l'avant

Le calorimètre vers l'avant (FCAL) [78, 86, 87] contribue au calcul de l'énergie transverse manquante et joue un rôle important dans l'étude des canaux où le Higgs est produit par fusion de bosons vecteurs, du fait de la présence de 2 jets vers l'avant et l'arrière. Il est schématisé sur la figure 2.23 et la figure 2.24 le montre après assemblage. Il couvre la région de grande pseudo-rapacité $3.2 \leq |\eta| \leq 4.9$ et est composé de 4 roues (FCAL1, FCAL2, FCAL3, Plug) qui se trouvent dans les mêmes cryostats que les bouchons électromagnétiques et hadroniques. Il sera très fortement exposé aux radiations. Des matériaux de grande densité et résistant aux radiations ont été choisis pour sa construction. Les calorimètres vers l'avant sont constitués d'une matrice d'absorbeur contenant des électrodes tubulaires parallèles à la ligne de faisceau avec un faible espacement pour limiter le temps de dérive. La première roue (FCAL1) est un détecteur à échantillonnage cuivre/argon liquide optimisé pour la reconstruction des électrons et la figure 2.25 le montre en cours d'assemblage. Les deuxième et troisième roues sont des

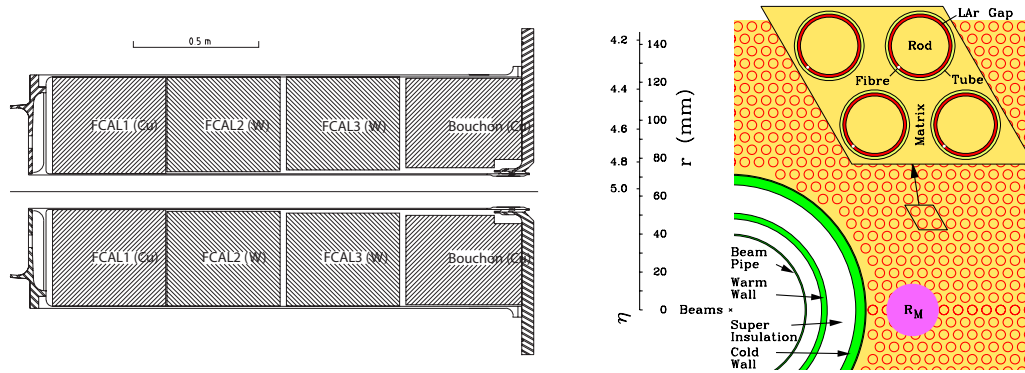


FIG. 2.23 – Coupe transversale (à gauche) et schéma de fonctionnement (à droite) du calorimètre vers l'avant FCAL1, FCAL2 et FACL3 .

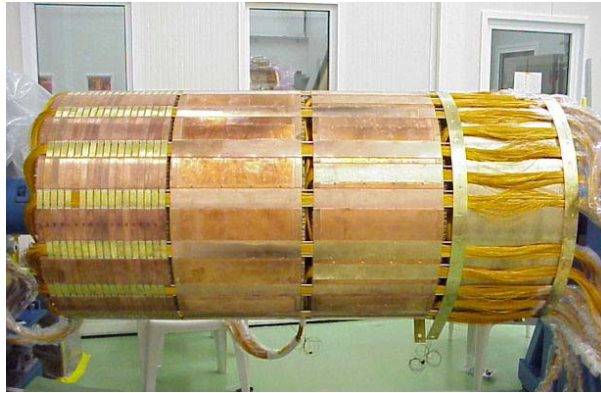


FIG. 2.24 – Calorimètre vers l'avant FCAL après assemblage.



FIG. 2.25 – Photographie du FCAL1.

détecteurs hadroniques à échantillonnage tungstène/argon liquide et la dernière roue est un bloc de cuivre non instrumenté servant de blindage vers l'avant. Une cellule de lecture regroupe 4 électrodes tubulaires et la segmentation est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ ce qui représente 3524 cellules (2016 pour les FCAL1, 1000 pour les FCAL2 et 508 pour les FCAL3). La résolution en énergie attendue des pions ayant $3 \leq |\eta| \leq 4.9$ est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%. \quad (2.2)$$

Ce qui a été atteint lors des différents tests en faisceau.

2.4 Blindages de protection

Ils servent principalement à protéger les chambres à muons des gerbes hadroniques et le détecteur interne du flux de neutrons [88]. La figure 2.26 représente le système de

blindage du détecteur ATLAS. Le tube à vide des faisceaux pour la zone du détecteur interne (VI) est fait de béryllium pour minimiser la quantité de matière. Le blindage est composé d'un modérateur (JM) constitué d'un disque posé sur la paroi chaude (côté détecteur interne) du cryostat des bouchons et d'un cylindre se logeant contre la paroi de ce même cryostat. On utilise du polyéthylène dopé pour ralentir ou capturer les

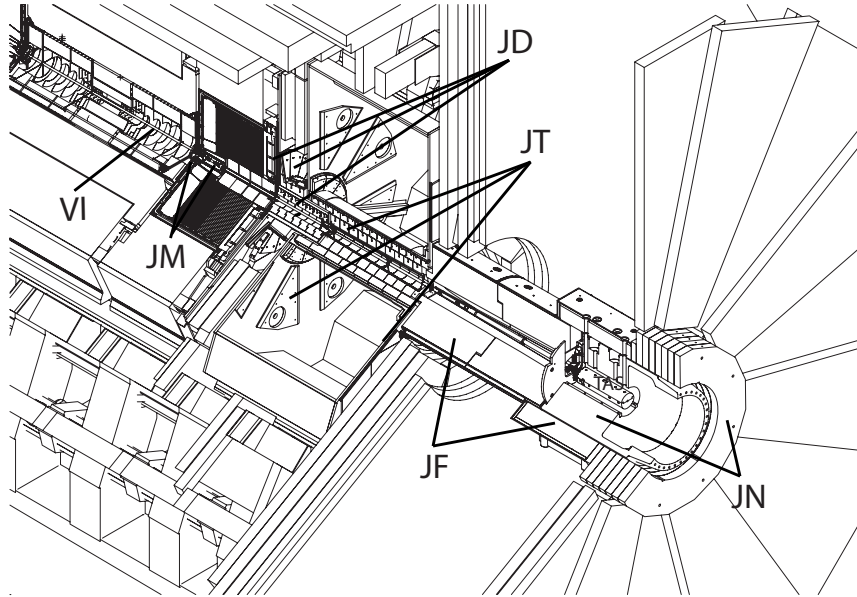


FIG. 2.26 – Schéma des différents blindages de protection d'ATLAS.

neutrons provenant des collisions. Vient ensuite un écran de protection au niveau des bouchons formé par deux disques de cuivre, l'un à grand rayon (Plug1) et situé contre la paroi froide du cryostat (coté chambre à muons), et l'autre (Plug2) de plus faible rayon situé contre le premier. Au niveau du FCAL, le dernier compartiment en cuivre sert aussi de bouclier (Plug3). Les 3 "Plug" sont trop petits pour être visibles sur la figure 2.26

A l'extérieur du cryostat se trouvent des disques en acier (JD) qui ont pour but de retourner le champ du solénoïde mais aussi de protéger les chambres à muons à grand η . Suivent un cylindre en cuivre ainsi que d'autres en acier trempé placés autour du tube à faisceaux. D'autres couches (cuivre, polyéthylène, plomb) sont situées à cheval entre les disques et les cylindres (JD). Le blindage du toroïde bouchon (JT) est constitué de pétales et d'anneaux (petit z), et d'un mur (grand z) constitué de polyéthylène disposé sur les parois du cryostat. Le tube à vide des faisceaux est entouré, dans cette région, de cylindres en cuivre. Le bouclier avant (JF) qui entoure les faisceaux est constitué de fonte puis d'acier dans une première partie, et de fonte puis de polyéthylène dans la seconde partie. Le dernier blindage à l'extrémité de la caverne (JN) se compose d'un cylindre et d'anneaux de fonte.

2.5 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [89] a pour objectif l'identification des muons, la reconstruction de leur trajectoire et la mesure précise de leur impulsion. Il (voir figure 2.27) s'imbrique dans l'aimant toroïdal central qui fournit un champ magnétique provoquant la courbure des trajectoires. Il est composé d'une partie centrale tonneau ($|\eta| \leq 1$) fermée par 2 bouchons couvrant la région $1 \leq |\eta| \leq 2.7$. Ces derniers sont constitués d'une partie permettant une détection précise et d'une autre partie plus rapide servant au déclenchement de niveau 1.

2.5.1 Chambres à muons

Pour la reconstruction des traces et la mesure de leur impulsion, la partie tonneau (figure 2.28) utilise trois couches cylindriques de chambres avec des tubes à dérive MDT (Monitored Drift Tube) situées à des rayons de 5, 7.5 et 10 m. Pour la partie bouchon (figure 2.29), 3 disques de MDT couvrent la région $1 \leq |\eta| \leq 2.7$ et un disque de chambres proportionnelles CSC (Cathode Strip Chambers) couvrent la région à grande rapidité $2 \leq |\eta| \leq 2.7$.

Pour le déclenchement, la partie tonneau utilise des chambres à plaques résistives RPC (Resistive Plate Chambers) placées de chaque côté de la couche centrale des MDT. Sur la couche la plus externe sont placés alternativement par secteur des RPC du côté interne et du côté externe des MDT. Pour la partie bouchon, le déclenchement se fait à l'aide de 4 disques de chambres à fils TGC (Thin Gap Chambers) composés de 3 disques assemblés en doublets et 1 disque assemblé en triplet.

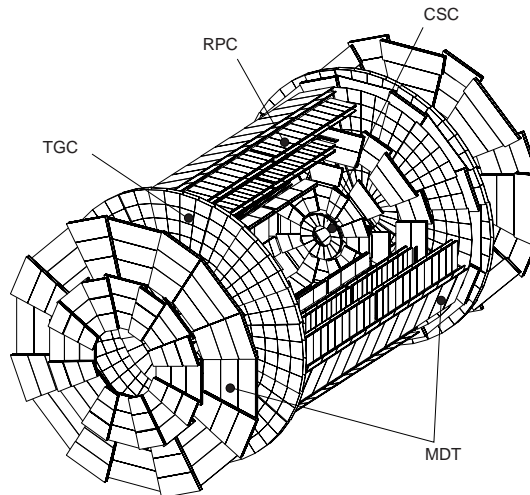


FIG. 2.27 – Schéma du spectromètre à muons d'ATLAS.

Les MDT sont des chambres à dérive formées de tubes (Al) de 30 mm de diamètre avec un fil anode (tungstène et rhénium) de 50 μm de diamètre, remplis de gaz (93%Ar+7%CO₂). Chaque tube a une résolution spatiale de 80 μm . Les chambres centrales sont



FIG. 2.28 – Insertion d'une chambre à muons de type BMF (Barrel Middle radius Feet) de la partie tonneau entre les aimants toroïdaux.



FIG. 2.29 – Assemblage d'un secteur d'une roue de la partie bouchon du spectromètre à muons.

constituées de 2×4 couches de tubes et de 2×3 pour les chambres internes et externes.

Les CSC sont des chambres proportionnelles à fils multiples (anode tungstène et rhénium de 50 μm). Les cathodes sont segmentées en pistes de 1.07 mm orthogonales aux anodes qui baignent dans un mélange gazeux (30%Ar + 50%CO₂ + 20%CF₄). Le disque de CSC est formé de 2×4 couches avec une résolution spatiale de 60 μm .

Les RPC sont des plaques résistives de bakélite espacées de 2 mm. Un gaz (97% C₂H₂F₄ + 3% SF₆) remplit l'espace et le signal est lu par couplage capacitif de chaque côté de la plaque grâce à des pistes de lecture (pistes parallèles à η , et à ϕ). Une chambre possède 2×2 couches de RPC.

Les TGC sont semblables aux CSC mais avec une distance anode-anode de 1.4 mm et une distance anode-cathode de 1.8 mm. Les anodes sont des fils de 50 μm de diamètre parallèles à z alors que les cathodes, perpendiculaires, sont formées de pistes de 1.6 mm de fibre de verre (G10). Chaque plan d'anode se trouve entre 2 plans de cathodes, le

Type de chambre	MDT	CSC	RPC	TGC
Nombre de chambres	1194	32	596	192
Nombre de canaux	370000	67000	355000	440000

TAB. 2.7 – Nombre de canaux de lecture pour le spectromètre à muons

tout baignant dans un mélange gazeux (55%CO₂ + 45%nC₅H₁₂(n-pentane)). Ils sont assemblés en doublets ou en triplets.

Le nombre de chambres et le nombre de canaux de lecture sont résumés dans le tableau 2.7. Un système optique permet un alignement des chambres avec une précision de $30 \mu\text{m}$. Le spectromètre à muons a une efficacité d'identification des muons de 90% pour un $p_T \geq 6 \text{ GeV}/c$ et une résolution sur l'impulsion transverse de $\simeq 2\%$ pour $p_T < 100 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 1.5$.

2.5.2 Aimants toroïdaux

Le système d'aimants supra-conducteurs du spectromètre à muons est formé par un toroïde à air pour le tonneau, complété par deux bouchons (figure 2.30). Ce choix d'un

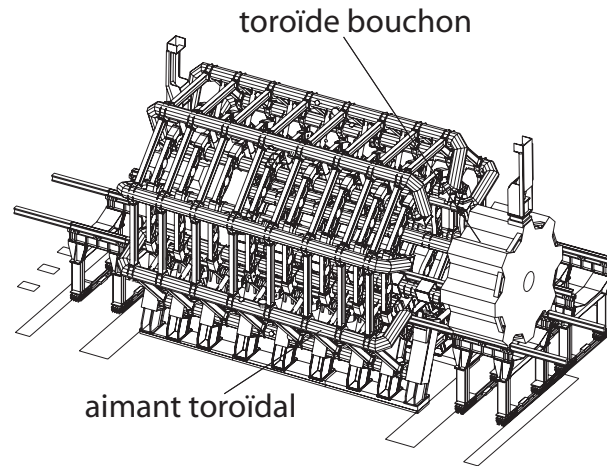


FIG. 2.30 – Schéma du système d'aimants toroïdaux d'ATLAS.

toroïde à air permet de minimiser la matière qui dégrade la résolution en impulsion des muons à cause des diffusions multiples. Le toroïde central ($|\eta| \leq 1.1$) constitué de 8

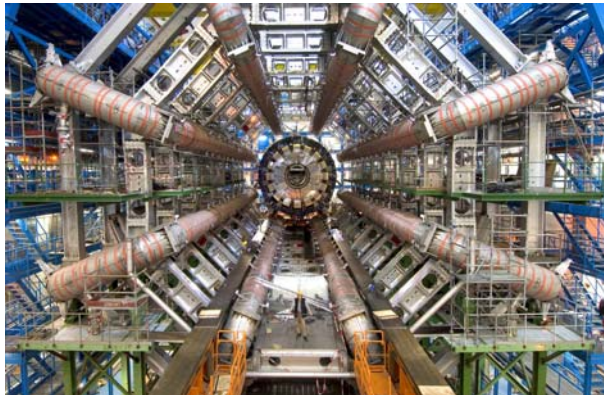


FIG. 2.31 – Système des 8 aimants toroïdaux du tonneau assemblés dans le puits d'ATLAS.



FIG. 2.32 – Vue de l'assemblage d'un toroïde bouchon.

bobines supra-conductrices de 25.3 m de long et pesant 830 t (figure 2.31) produit un champ toroïdal de 2.6 Tm . Les 2 toroïdes bouchons ($1.1 \leq |\eta| \leq 2.6$) longs de 5 m sont eux aussi constitués de 8 bobines supra-conductrices qui fournissent un champ intégré de 6 Tm . La figure 2.32 montre l'assemblage de l'un d'eux.

2.6 Système de déclenchement et acquisition des données

Le système de déclenchement (trigger) et d'acquisition des données joue un rôle très important au LHC à cause du taux de collision très élevé. A haute luminosité on attend près de 10^9 interactions par seconde. La plupart sont des événements de biais minimum qui ne présentent pas d'intérêt pour la recherche du Higgs ou de nouvelle physique et qui représentent un flux énorme de données à traiter en raison du nombre de canaux par sous détecteur ($\sim 10^8$ pour le détecteur interne mais avec un multiplexage et suppression de 0, $\sim 10^5$ pour les calorimètres où toutes les données sont transmises aux Read Out Buffers (ROB) et $\sim 10^6$ pour le spectromètre à muons mais avec suppression de 0). De plus avec une taille $> 1\text{ MByte}$ par événement, la quantité d'information à stocker est très importante. Pour cela on cherche à sélectionner efficacement les événements rares avec

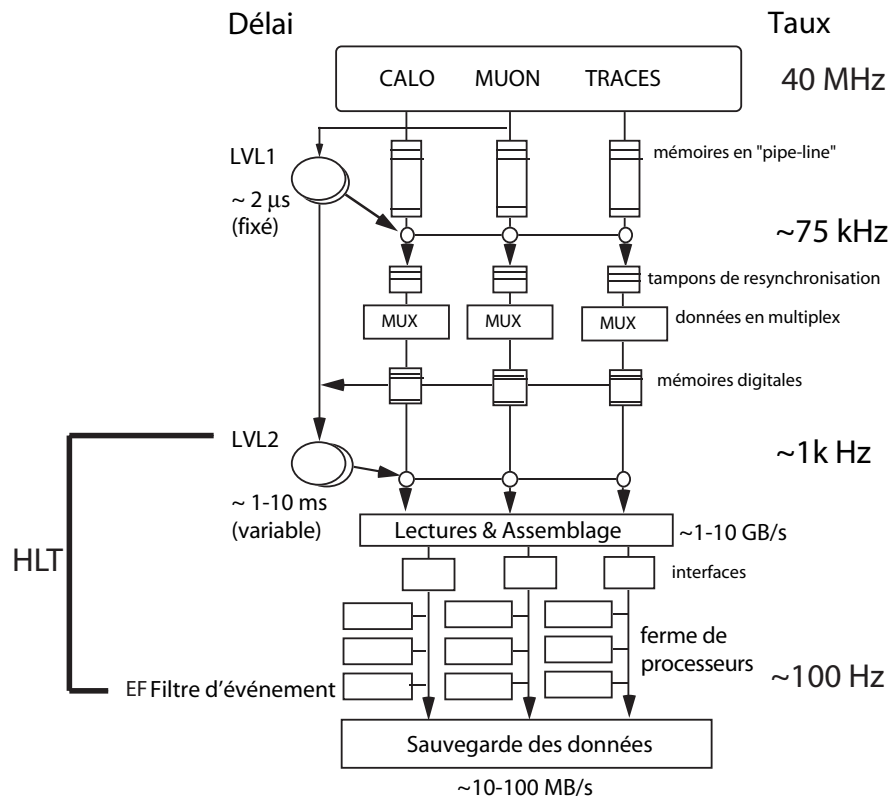


FIG. 2.33 – Schéma du système de déclenchement d'ATLAS.

des signatures claires (γ , e^\pm , μ^\pm , τ^\pm , jets, $E_T^{manquante}$) pour réduire le taux d'acquisition à 100 Hz. Le système de déclenchement et d'acquisition possède 3 niveaux : le niveau 1 (LVL1) consiste en une sélection qui se fait par le biais de l'électronique proche du détecteur qui doit être très rapide, alors que le niveau 2 (LVL2) et le filtre d'événement (EF) sont des sélections qui s'opèrent avec des algorithmes de complexité croissante en utilisant une ferme d'ordinateurs. Ces deux derniers niveaux forment le HLT (High Level Trigger). Le schéma de l'architecture du déclenchement d'ATLAS est représenté sur la figure 2.33.

2.6.1 Déclenchement de niveau 1

Le niveau 1 (LVL1) doit donner une décision en moins de 2 μs et donc est une sélection avec une première partie analogique puis une partie numérique rapide et localisée au niveau des détecteurs. Ce temps de traitement n'induit pas de temps mort pour les détecteurs car les informations sont stockées dans les mémoires tampons de chaque sous-détecteur. Ce premier niveau de déclenchement procède à une sélection initiale à partir des informations des spectromètres à muons et des calorimètres. La sélection est faite sur des signatures de base : dépôt calorimétrique (amas électromagnétique, jets, énergie manquante), information des chambres à muons de déclenchement (muons) et comparaison avec des valeurs de seuil en p_T (voir tableau 2.8). Ces informations servent à définir des régions d'intérêt (RoI) avec une taille de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour le calorimètre électromagnétique et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ pour le calorimètre hadronique et le spectromètre à muons. Pour les événements qui passent cette sélection, les informations des calorimètres sont envoyées aux RODs (ReadOut Drivers) et celles des spectromètre à muons, aux MRODs pour être traitées avant d'être stockées au niveau des ROB, puis d'être traitées au niveau 2. Le taux d'événements espéré à la sortie du niveau 1 est de 75 kHz.

Selection	Symbole	seuil à basse luminosité	seuil à haute luminosité
un électron	$EM25(30)I$	25 GeV	30 GeV
un muon	$MU20$	20 GeV	20 GeV
un jet	$J200(290)$	200 GeV	290 GeV
un jet et \cancel{E}_T	$J60(100) + \times E60(100)$	60 GeV + 60 GeV	100 GeV + 100 GeV

TAB. 2.8 – Exemples de critères de sélection des événements au premier niveau (LVL1) du système de déclenchement.

2.6.2 Déclenchement de niveau 2

Le niveau 2 (LVL2) utilise les RoI définies au niveau 1 et il utilise les calorimètres avec une granularité plus fine, les chambres à muons et le détecteur interne pour raffiner la sélection. Il définit ainsi des candidats électrons, muons, τ , jets, calcule $E_T^{manquante}$ et effectue l'étiquetage des jets b. Pour cela on utilise des algorithmes simplifiés, qui

fournissent une décision en moins de 10 *ms*. Le taux d'événements à la sortie du LVL2 est de 1 *kHz*. Pour les muons, on dispose des informations des chambres RPC et TGC, du détecteur interne et de la dernière couche du calorimètre hadronique pour raffiner la sélection. Pour les électrons, on dispose de toute la granularité du calorimètre électromagnétique, des traces du détecteur interne et la signature spécifique fournie par le TRT. Pour les τ , on utilise toute la granularité du calorimètre électromagnétique et les traces. Pour l'énergie manquante, on tient compte de l'énergie des muons. Les événements qui passent le niveau 2 sont transférés des ROS (ReadOut System) au système de stockage associé au dernier niveau de déclenchement.

2.6.3 Filtre d'événements

Le filtre d'événements (EF) utilise les algorithmes de reconstruction (code "offline") : reconstruction des traces et des vertex avec la totalité des informations de chaque sous-détecteur (toute la granularité, dernières constantes de calibration et d'alignement, informations sur le champ magnétique les plus récentes) pour permettre d'affiner le choix des événements et arriver à un taux d'événements de 100 – 200 *Hz*. La quantité de données à enregistrer et à stocker demeure néanmoins considérable. Le flux de données est de ~ 100 *MBytes/s*. Ainsi, à haute luminosité (10^{34} cm^2s^{-1}) cela représente 10 TBytes/jour.

2.7 Simulation et reconstruction des données pour ATLAS

Pour traiter l'immense quantité de données par le biais des moyens informatiques, ATLAS a développé un environnement logiciel (framework) qui se nomme ATHENA[90, 91].

2.7.1 Introduction à ATHENA

La reconstruction des données d'ATLAS se fait dans ATHENA qui est basé sur une architecture développée en commun avec LHCb : Gaudi. Toutes les informations fournies par l'électronique de lecture et de traitement des données seront traitées par ATHENA (code orienté objet en C++) pour construire des objets de base comme l'énergie d'une cellule dans l'un des calorimètres ou les points de passage d'une particule chargée dans le détecteur interne. Ces objets de base sont ensuite utilisés dans une étape de reconstruction, où l'on recherche des amas d'énergie en associant plusieurs cellules, ou des traces en associant plusieurs impacts. Ces objets plus complexes résultant de la reconstruction et qui peuvent être reconstruits avec plusieurs algorithmes sont contenus dans des données appelées Event Summary Data (ESD)[92] et sont stockés dans un fichier au format ROOT [93].

L'étape suivante d'identification consiste à combiner des informations entre les sous-détecteurs (énergie d'un amas, trace) pour reconstruire des vrais objets physiques qui sont aussi stockés dans les ESD. Ils servent d'abord aux études de performance et à l'étalonnage. Les objets qui passent des coupures minimales sont enregistrés dans des

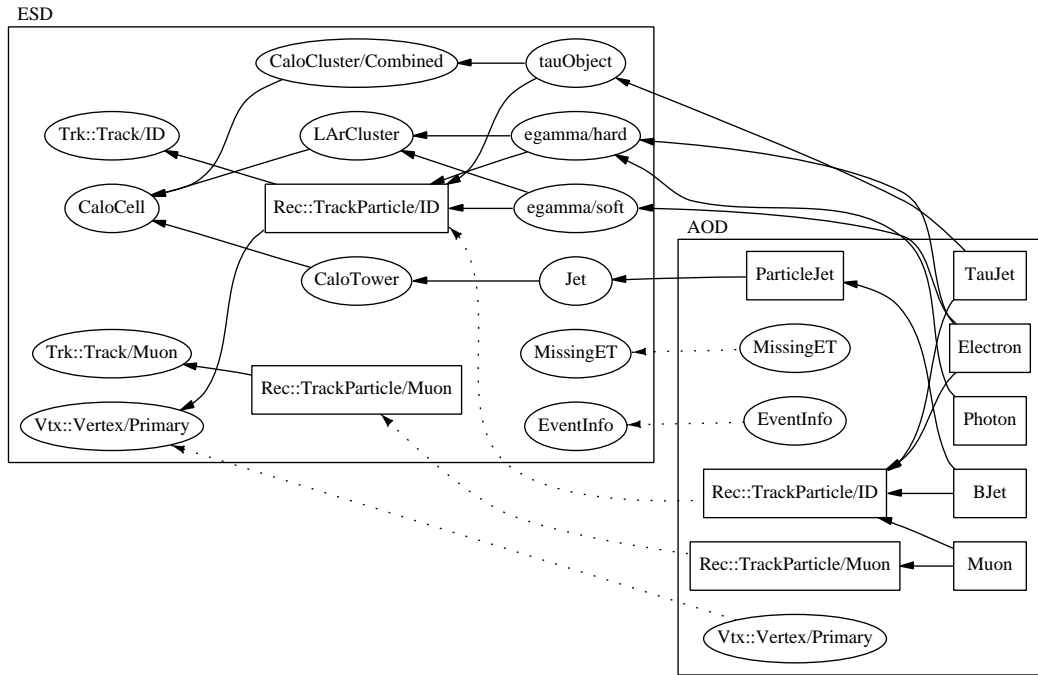


FIG. 2.34 – Schéma des AOD (objet réduit pour l'analyse) et lien avec les objets reconstruits : les ESD [92].

Analysis Object Data (AOD)[92], le format réduit pour l'analyse, et sont stockés dans un fichier au format ROOT. L'identification finale des particules (électron, photon, muon, τ et jet) se fait au niveau de l'analyse en appliquant des coupures plus sévères adaptées au canal de physique étudié. Les ESD ou AOD (voir figure 2.34) sont des objets C++ enregistrés au format POOL (Pool Of persistency Objects for LHC), et ne sont visibles qu'à travers ATHENA. POOL permet d'assurer la persistance des données de physique avec ROOT et de rendre la localisation des données transparente sur une grille de calcul. Il est possible d'extraire le contenu des ESD dans des fichiers ROOT dits ComBined NTuple (CBNT). L'étude des données du test en faisceau de 2004 présentée au chapitre 4 et la première partie de l'analyse de physique présentée au chapitre 6 ont été réalisées avec des CBNT pour des raisons historiques. L'identification des τ présentée au chapitre 5 et la deuxième partie de l'analyse de physique présentée au chapitre 6 ont été effectuées avec des AOD, le format standard pour ce type d'étude.

2.7.2 Génération des événements et simulation complète d'ATLAS

Pour valider la chaîne de reconstruction et d'identification des particules, les études se font avec des données simulées avec des générateurs Monte Carlo de physique tels que PYTHIA [53] ou HERWIG [54] interfacés avec ATHENA. On simule ensuite l'interaction des particules avec le détecteur à l'aide de *Geant 4* [94], lui aussi interfacé avec

ATHENA. Pour la simulation complète, une description détaillée de la géométrie, des matériaux utilisés, et de la granularité de chaque sous-détecteur d'ATLAS a été réalisée. Ceci permet de tenir compte du rayonnement de Bremsstrahlung ou de création de paires, de prendre en compte la matière inactive dans laquelle passent les particules et de mesurer le dépôt d'énergie dans la partie active du détecteur entre autre. Ensuite une étape de numérisation est nécessaire pour la simulation de l'électronique d'ATLAS. À partir de cette étape, la même chaîne de traitement est utilisée pour obtenir les ESD, AOD et les CBNT, pour les données simulées et réelles. La simulation complète est très lente. A titre d'exemple, la génération d'un événement $qq \rightarrow qqH, H \rightarrow \tau\tau$ (voir chapitre 6) avec un processeur Pentium II 2 GHz prend environ 15 minutes CPU. Il est pour l'instant inimaginable de générer des centaines de millions d'événements de bruit de fond.

2.7.3 Simulation rapide avec ATLFAST

La simulation et dans une moindre mesure la reconstruction des événements prend beaucoup de temps ce qui rend le traitement d'un très grand nombre d'événements particulièrement difficile. Pour cela on utilise la simulation rapide ATLFAST [95], un logiciel qui fournit une paramétrisation des acceptances et des résolutions pour les particules interagissant avec le détecteur. L'énergie et la position des particules sont dégradées selon les résolutions des sous-détecteurs établies lors de simulations complètes ou de tests en faisceau. On applique un décalage de la position suivant ϕ si la particule est chargée pour prendre en compte le champ magnétique. ATLFAST permet de simuler

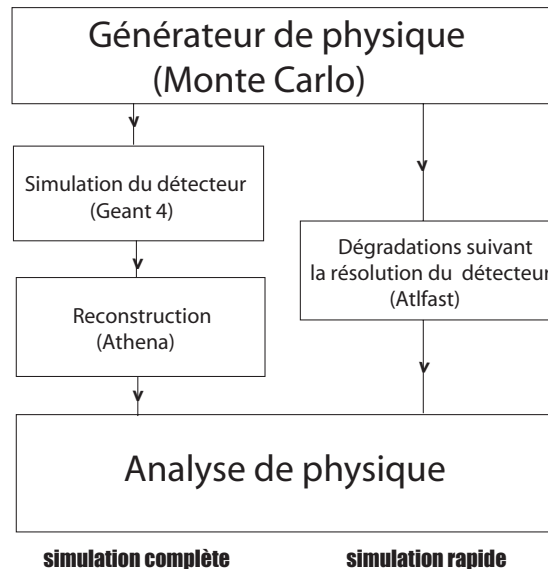


FIG. 2.35 – Schéma comparatif simplifié de la reconstruction complète et rapide pour ATLAS

le dépôt d'énergie dans les cellules des calorimètres. Le schéma de la figure 2.35 donne un comparatif simplifié entre les simulations complète et rapide. ATLFast donne une liste de particules, identifiées avec des efficacités paramétrées. Par exemple, hors effet d'acceptance, l'efficacité d'identification pour les électrons et les muons est de $\sim 90\%$ mais l'identification d'un jet comme un électron n'est pas prise en compte. La probabilité d'identifier un jet comme un jet τ est aussi paramétrée. Il faut noter que la simulation rapide ne simule pas les phénomènes dus à la matière du détecteur comme le rayonnement de Bremsstrahlung ou la conversion d'un γ en une paire e^+e^- . L'étude de physique présentée au chapitre 6 a en partie été réalisée avec ATLFast.

2.8 La grille de calcul

Avec près de 10^9 événements enregistrés par an au LHC soit quelque 1000 terabytes (10^{15} bytes), le stockage et le traitement des données représente un gigantesque défi informatique. Pour cela le CERN a décidé d'utiliser pour le stockage, la distribution et



A map of the worldwide LCG infrastructure operated by EGEE and OSG.

FIG. 2.36 – Carte des centres de calcul impliqués la grille de calcul : LCG (Lhc Computing Grid) [96].

l'analyse des données une grille de calcul à très haut débit capable de répondre à ces attentes. Le LHC est associé à 3 grilles de calcul interopérables composées de centres de calcul et de stockage répartis dans le monde entier: une grille de technologie européenne, le LCG (LHC Computing Grid), une grille de technologie nord européenne, NorduGrid et une grille de technologie américaine, Grid3. La figure 2.36 montre les centres de calcul associés aux différentes grilles.

Un Tier est un centre qui fournit de la puissance de calcul et des disques (ou bandes) de stockage. Le modèle de calcul pour le LHC est le suivant : le CERN est le Tier-0, il

stocke les données brutes du LHC, effectue la première reconstruction et distribue tout cela dans des centres de calcul nationaux appelé Tiers-1 (en France, CCIN2P3). Lorsque cela est nécessaire, les données brutes sont retraitées pour produire des ESD et des AOD stockées dans les Tier-1. Les AOD sont aussi envoyés aux Tier-2. Les événements Monte Carlo sont produits dans les Tier-2 et stockés dans les Tier-1. Le Tier-2 sert aussi de centre d'analyse des données du LHC et sert d'interface directe avec les physiciens. La grille a été utilisée pour récupérer les fichiers des données Monte Carlo produits partout dans le monde puis copiés au Cern. Ils ont été utilisés dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit.

2.9 Conclusion

L'installation du détecteur ATLAS dans la caverne *UX15* a commencé à l'automne 2003. Les 8 bobines toroïdales sont installées et les premiers tests du champ magnétique devraient avoir lieu en juin-juillet 2006. La partie centrale des calorimètres est en position finale, où a lieu l'installation des cartes électroniques et la connection au système central d'acquisition DAQ (Data Acquisition). Un des bouchons du système calorimétrique est en position garage pour l'assemblage du calorimètre hadronique. Le deuxième calorimètre bouchon est déjà assemblé. L'installation des chambres à muons est en cours. Le calorimètre électromagnétique tonneau est déjà froid ($90^{\circ}K$). En surface, l'assemblage des différentes parties du détecteur interne a commencé. Après une phase de construction, ATLAS entre dans une phase d'installation et de tests de mise en route (commissioning) des détecteurs. Les moyens et les outils informatiques sont en cours de validation par le biais d'importantes productions Monte Carlo entre autres. Une description complète du calorimètre électromagnétique tonneau et de son électronique est donnée au chapitre 3. Les tests électriques finaux de qualification du calorimètre électromagnétique sont aussi présentés.

*"Dåliga nyheter flyger
alltid fortare än goda."*

*Les bonnes nouvelles marchent et
les mauvaises courent.*

proverbe suédois.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

3.1 Introduction

Le système calorimétrique d'ATLAS joue un rôle déterminant dans la reconstruction des événements. Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS mesure l'énergie déposée par les électrons et les photons avec une très grande précision. Il peut mesurer de manière très précise la direction des photons et distinguer les γ des π^0 . Il contribue aussi à l'identification des particules et participe directement au déclenchement de niveau 1. Il a été optimisé principalement pour la recherche du Higgs dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e^\pm$ mais permet aussi l'exploration d'autres voies comme l'observation de bosons Z' et W' faisant intervenir des électrons de très haute énergie (pour des masses invariantes allant jusqu'à $5 \text{ TeV}/c^2$).

Après une introduction sur le principe de la calorimétrie à argon liquide, le calorimètre électromagnétique est décrit en détail (mécanique, électronique), de la formation du signal à l'étalonnage en passant par l'électronique de lecture. Enfin on présente les tests électriques réalisés lors de la construction des modules et lors de l'assemblage du calorimètre, et sur le calorimètre terminé. Une cartographie des cellules à problèmes est présentée et discutée.

3.1.1 Processus d'interaction

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage plomb-argon liquide [97, 98] constitué d'une succession de plaques d'absorbeur (plomb) et d'un milieu actif (argon liquide) qui permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons.

Les processus d'interaction dépendent de la nature de ces particules et de leur énergie. En effet en dessous d'un certain seuil appelé énergie critique E_c ¹, les électrons (e^\pm) provoquent l'ionisation puis contribuent à l'excitation du milieu par diffusion Möller,

1. L'énergie critique est définie comme l'énergie de l'électron pour laquelle la perte due au rayonnement est égale à celle due à l'ionisation.

diffusion Bhabha et annihilation des positrons. Au-delà de l'énergie critique pour les électrons, c'est le processus de rayonnement de freinage (bremsstrahlung) qui domine comme cela est illustré sur la figure 3.1 (à gauche). L'énergie critique est donnée par la formule approchée :

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$$

où Z est le nombre atomique du milieu considéré. Elle est de $\sim 7 \text{ MeV}$ pour le plomb. Pour une énergie supérieure à 100 MeV , la perte d'énergie ne se fait pratiquement

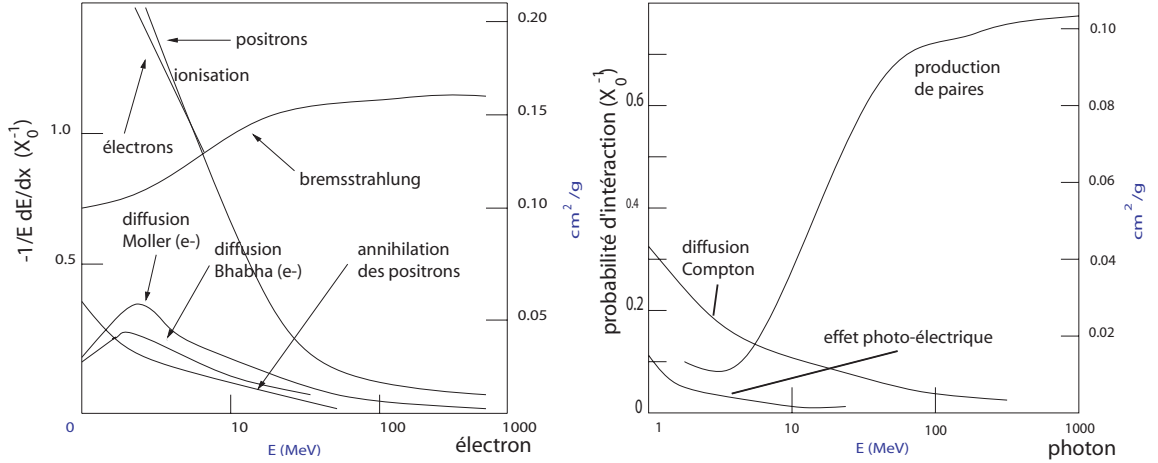


FIG. 3.1 – La perte d'énergie des électrons dans le plomb est représentée à gauche en fonction de l'énergie incidente pour différents processus. La probabilité d'interaction d'un photon dans le plomb est représentée à droite en fonction de l'énergie incidente pour différents processus (adapté de [5, 99]).

que par bremsstrahlung. Pour les photons les processus d'interaction sont la création de paires, la diffusion Compton et l'effet photo-électrique comme cela est montré sur la figure 3.1 (à droite). Dans le plomb, la création de paires e^+e^- est le processus dominant pour des photons avec une énergie supérieure à 5 MeV .

La longueur de radiation d'un matériau est la distance pour laquelle l'énergie est réduite d'un facteur e par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et elle permet la description de la gerbe de façon universelle. Cette quantité représente la distance moyenne que parcourt une particule dans un milieu avant d'interagir avec celui-ci et elle peut être donnée par la formule approchée [5] :

$$X_0(g/cm^2) = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad X_0(cm) = \frac{X_0(g/cm^2)}{\text{densité (g/cm}^3)}$$

où Z est le nombre atomique et A est le nombre de masse du noyau du matériau traversé. On peut aussi définir le parcours moyen avant la conversion d'un photon : $X_\gamma = 9/7 X_0$. Ainsi la distance moyenne pour un γ avant la création d'une paire e^+e^-

est de $\sim 30\%$ plus grande que le libre parcours moyen pour un électron. La conjugaison du bremsstrahlung pour les électrons et de la création de paires donne lieu à une cascade dans le milieu traversé : c'est ce qu'on appelle la gerbe électromagnétique.

L'argon liquide ($X_0 = 14$ cm) constitue le milieu de détection. Il a été choisi pour sa grande stabilité, sa haute tenue aux radiations et a l'avantage d'être homogène dans tout le calorimètre. Le plomb dont la longueur de radiation est de $X_0 = 0.56$ cm rend le détecteur plus compact. Il constitue le milieu absorbeur où est favorisé le développement de la gerbe électromagnétique.

3.1.2 Développement d'une gerbe électromagnétique

Pour une énergie supérieure à 100 MeV les processus qui participent au développement de la gerbe (représentés sur la figure 3.2) et donc à la dégradation de l'énergie de la particule (interaction avec les noyaux de plomb) sont donc :

- bremsstrahlung pour les électrons : $e^\pm \longrightarrow e^\pm \gamma$
- création de paires pour les photons : $\gamma \longrightarrow e^+ e^-$.

La perte d'énergie des électrons et des photons convertis en paires (quelques MeV à quelques TeV au LHC) se fait essentiellement par bremsstrahlung. La gerbe électromagnétique est stoppée lorsque l'énergie des particules passe en dessous du seuil E_c . Dès

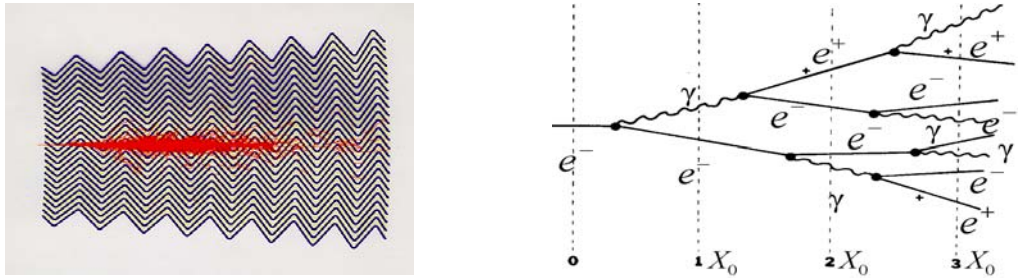


FIG. 3.2 – La figure de gauche représente la simulation avec Geant 3 d'une cascade électromagnétique dans le calorimètre d'ATLAS. La figure de droite représente une vue schématique du développement de cette même gerbe.

lors, ce sont des processus d'ionisation qui prédominent sur les processus radiatifs et inhibent ainsi la gerbe.

Il est possible de modéliser le développement de la gerbe et d'en donner les longueurs caractéristiques. Le développement longitudinal de la gerbe est donné par la formule approchée [97] :

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

où t est la profondeur en nombre de longueurs de radiation, E_0 est l'énergie incidente, $a \simeq b \ln(ZE_0)$ et $b \simeq 0.5$ sont des paramètres qui dépendent du matériau traversé et de la nature et de l'énergie de la particule incidente. La profondeur pour contenir 98% de la gerbe électromagnétique augmente seulement comme le logarithme de l'énergie.

Ainsi 98% de la gerbe d'un électron de 100 GeV est contenue dans $\sim 25 X_0$ (soit ~ 14 cm de plomb) et celle d'un électron de 1 TeV est contenue dans $\sim 30 X_0$ (soit ~ 17 cm de plomb). Ceci permet d'avoir des calorimètres compacts pour les énergies attendues au LHC.

Le développement latéral de la gerbe a plusieurs origines : la diffusion multiple des électrons, l'angle du photon émis par bremsstrahlung et l'angle entre l'électron et le positron lors de la conversion d'un photon. Pour caractériser le développement latéral des gerbes électromagnétiques on utilise le rayon de Molière qui s'écrit [100]:

$$R_M = \frac{E_S}{E_c} X_0 (g.cm^{-2})$$

où E_c est l'énergie critique et $E_S = 21 MeV$. Un cylindre de même axe que la gerbe et de rayon R_M contient 90% de l'énergie de la gerbe, 95% avec un rayon de $2 R_M$ et 99% avec un rayon de $3.5 R_M$.

Les paramétrisations du développement longitudinal et latéral de la gerbe électromagnétique permettent de définir la taille et la segmentation latérale du détecteur qui donnent une meilleure reconstruction et identification des particules. Cependant, l'extension spatiale d'une gerbe hadronique est différente de celle d'une gerbe électromagnétique à cause des processus nucléaires qui entrent en jeu.

La combinaison des informations des calorimètres électromagnétique et hadronique permet aussi d'identifier les jets et les τ se désintégrant hadroniquement, et d'effectuer la séparation $\gamma/jets$, $e^\pm/jets$ ainsi que jets $\tau/jets$.

3.2 Calorimètre à échantillonnage

Le détecteur électromagnétique d'ATLAS [78] est, comme cela a été expliqué précédemment, un calorimètre à échantillonnage. Il s'agit d'une succession d'absorbeurs permettant le développement de la gerbe, séparés par une couche d'argon liquide. Les charges d'ionisation engendrées par la gerbe dans l'argon liquide sont collectées aux bornes d'une capacité (absorbeurs+électrodes), dont les faces sont portées à une haute tension pour permettre la dérive des électrons d'ionisation. Les éléments de base d'un tel calorimètre sont décrits ici. On s'intéresse principalement à la partie tonneau tout en décrivant les parties bouchon du calorimètre électromagnétique composées de 2 roues concentriques (roue interne et roue externe). Le pré-échantillonneur, qui se trouve en amont et est intégré au tonneau et aux bouchons, est également décrit.

3.2.1 Les absorbeurs.

Les absorbeurs sont constitués d'une plaque de plomb recouverte d'une couche de résine et de fibre de verre (prepreg) et placée entre deux plaques d'acier inoxydable (inox), comme cela est illustré sur la figure 3.3, pour assurer une bonne rigidité mécanique. Les absorbeurs sont pliés en forme d'accordéon [101] avec des angles de pliage qui diminuent quand le rayon augmente pour la partie tonneau, et des angles qui augmentent avec η pour les bouchons. Ceci permet d'avoir un espacement constant entre

deux absorbeurs consécutifs pour la partie tonneau. L'intérêt de cette géométrie réside dans la possibilité de construire un détecteur totalement hermétique en ϕ , avec une grande rapidité de réponse, et une réduction du bruit grâce à des sorties de signaux à l'avant et à l'arrière. Pour compenser l'augmentation d'épaisseur de plomb vue du point d'interaction de η , l'épaisseur en plomb des absorbeurs doit diminuer quand η augmente. Pour cela on a choisi un seul changement à $|\eta| = 0.8$: pour $|\eta| < 0.8$ l'épaisseur est de $e_{Pb} = 1.53$ mm et pour $0.8 < |\eta| < 1.475$ elle est de $e_{Pb} = 1.13$ mm. Au sein de l'absorbeur pour $0.8 < |\eta| < 1.475$, on compense la diminution de l'épaisseur

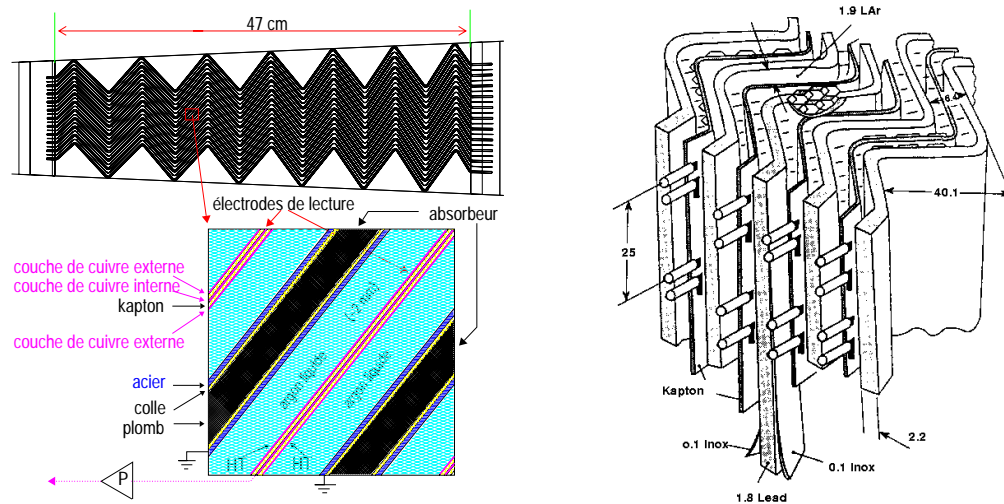


FIG. 3.3 – Différentes vues de la structure des absorbeurs et des électrodes. Pliés en accordéon à droite ou coupe transversale à gauche pour le calorimètre tonneau.

du plomb par une augmentation de l'épaisseur du prepreg. A petit et à grand rayon, des barreaux en fibre de verre (G10) solidarisent les absorbeurs et permettent d'obtenir

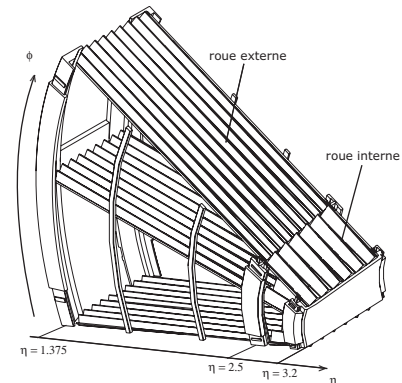
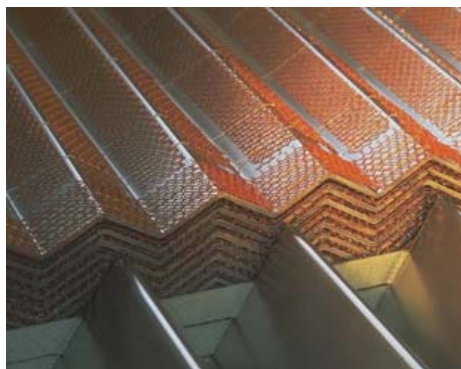


FIG. 3.4 – Photo de la jonction entre les absorbeurs de la roue interne et de la roue externe (à gauche) et schéma d'un module du calorimètre électromagnétique bouchon (à droite).

un espacement régulier entre eux. Pour la roue externe des bouchons, $1.375 < |\eta| < 2.5$, l'épaisseur est de $e_{Pb} = 1.7$ mm et pour la roue interne, $2.5 < |\eta| < 3.2$, elle est de $e_{Pb} = 2.2$ mm. La figure 3.4 montre la forme et la disposition des absorbeurs pour les bouchons. La distance entre 2 absorbeurs consécutifs est maintenue constante suivant ϕ et pour un η fixe grâce à des anneaux rigides.

3.2.2 Les électrodes

Les électrodes ont pour fonction d'apporter la haute tension pour permettre la dérive des électrons d'ionisation et de lire le signal par couplage capacitif. Elles ont une épaisseur de $275 \mu\text{m}$. Elles sont maintenues équidistantes des deux absorbeurs par un

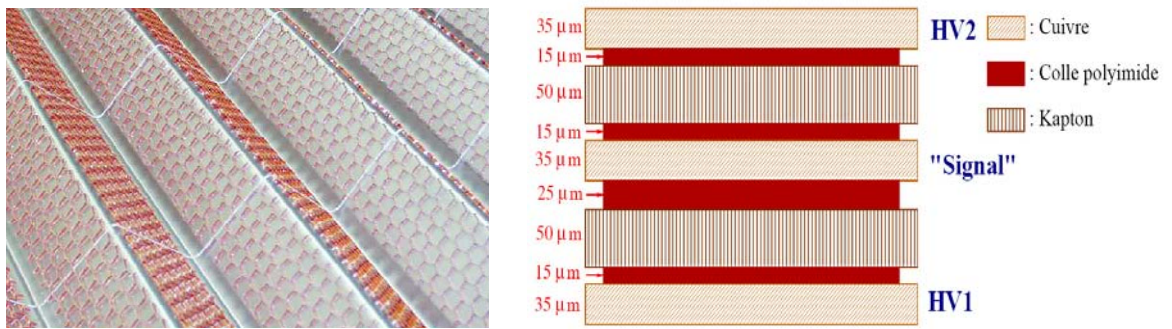


FIG. 3.5 – Photo d'un absorbeur recouvert d'un espaceur alvéolé ("nid d'abeille") à gauche et vue détaillée en coupe transversale d'une électrode à droite.

espaceur alvéolé en kapton appelé "nid d'abeille" comme il est illustré sur la figure 3.5 (à gauche). L'électrode est composée de trois sous-couches conductrices en cuivre séparées et isolées par du kapton (polyamide) comme le montre la figure 3.5 (à droite). Les deux

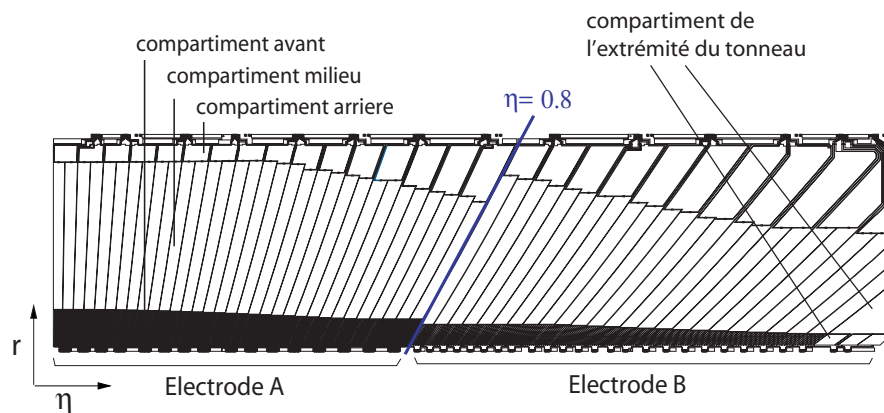


FIG. 3.6 – Schéma d'une électrode de lecture pour la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

couches externes sont portées à haute tension, tandis que la couche interne recueille le signal par couplage capacitif. L'électrode est segmentée selon η et en profondeur suivant r pour obtenir la granularité souhaitée. Les segments apportant la haute tension ont été découpés en plus petits secteurs et reliés entre eux par des pavés résistifs (protection en cas de claquage). Les électrodes du tonneau sont divisées en deux parties A et B suivant η pour des raisons de fabrication (voir figure 3.6) et les couches externes sont portées à une tension de 2000 V. Pour la partie bouchon on a un format d'électrode pour la roue externe et un autre pour la roue interne. La tension appliquée varie de 2400 V pour $|\eta| = 1.375$ à 1800 V pour $|\eta| = 3.2$. La distance absorbeur-électrode est de 2.1 mm pour la partie tonneau, alors que pour les bouchons elle varie en fonction de η . Elle décroît de 2.8 mm pour $|\eta| = 1.375$ à 0.9 mm pour $|\eta| = 2.5$ dans la roue externe, puis elle décroît de 2.7 mm pour $|\eta| = 2.5$ à 1.5 mm pour $|\eta| = 3.2$ dans la roue interne.

3.2.3 Segmentation en profondeur et longueur de radiation

Pour que la particule perde toute son énergie dans le calorimètre électromagnétique, il faut que l'épaisseur totale des absorbeurs soit suffisante pour contenir la gerbe électromagnétique. Le tonneau et la roue externe (interne) des bouchons du calorimètre sont segmentés dans la profondeur en 3 (2) compartiments. Pour le tonneau (représenté sur la figure 3.7), le compartiment avant (ou Strip) a une profondeur d'environ $4.3 X_0$. Le compartiment milieu (Middle) est destiné à contenir la majorité de la gerbe d'un photon de 50 GeV. Il a une profondeur variant entre 16 et $18 X_0$. Le compartiment arrière (Back) complète la longueur de radiation restante, c'est à dire varie entre 2 et 12

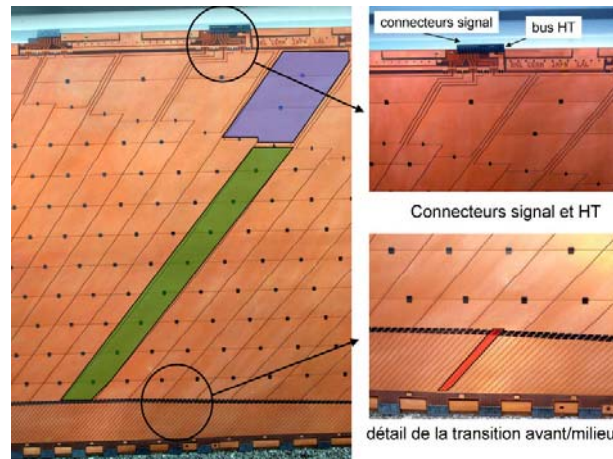


FIG. 3.7 – Photo d'une électrode de lecture pour le tonneau du calorimètre électromagnétique. Les secteurs colorés représentent la segmentation en profondeur. En allant du haut vers le bas, on trouve le compartiment arrière, le compartiment milieu et le compartiment avant (r décroissant). En haut à droite se trouve un connecteur signal et un bus haute tension.

X_0 comme cela est représenté sur la figure 3.8. Pour la roue externe, le compartiment avant a une profondeur qui varie entre 6 et 7 X_0 . Pour le compartiment milieu elle varie entre 17 et 18 X_0 et entre 4 et 12 X_0 pour le compartiment arrière. Pour la roue

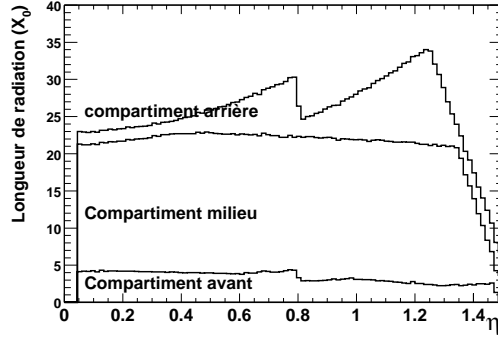


FIG. 3.8 – Variation de la profondeur (en X_0) du calorimètre électromagnétique tonneau en fonction de η .

interne les compartiments avant et arrière représentent respectivement 24 et 2 à 8 X_0 . La recherche de bosons vecteurs neutres massifs (Z') nécessite de pouvoir détecter des électrons avec des énergies allant jusqu'à quelques TeV. Pour minimiser les fuites ($< 1\%$) des gerbes électromagnétiques à l'arrière (dans le calorimètre hadronique) [102], la profondeur totale doit être supérieure à 24 X_0 . La longueur de radiation maximale est de 35 X_0 dans la partie tonneau et 40 X_0 pour les bouchons, le minimum étant dans les 2 cas d'environ 23 X_0 .

3.2.4 Géométrie en accordéon

La géométrie en accordéon [101, 103] a été développée pour permettre une hermité totale en ϕ , une extraction rapide des signaux par l'avant ou l'arrière du calorimètre ainsi qu'une réduction du bruit. La quantité de matière traversée augmente légèrement en fonction de η . Cependant les sommets des plis des absorbeurs sont arrondis, et l'électron qui traverse le calorimètre en passant par tous les sommets d'un même absorbeur va déposer plus d'énergie qu'un électron traversant l'absorbeur en son milieu. La fraction d'échantillonnage n'est donc pas constante et une modulation de l'énergie en fonction de ϕ est observée.

3.2.5 Argon liquide

Les calorimètres sont contenus dans 3 cryostats indépendants (un pour le tonneau, et un pour chaque bouchon). Il faut 40000 l d'argon liquide pour remplir le cryostat dans lequel le calorimètre électromagnétique tonneau est inséré. La procédure de refroidissement jusqu'à 90 K prend environ 800 heures et nécessite d'importants moyens cryogéniques. Il faut ensuite remplir d'argon et maintenir l'argon liquide à 90 K.

3.3 Description géométrique du calorimètre à argon liquide

3.3.1 Le tonneau central (EMB)

La partie tonneau du calorimètre (Barrel) couvre la région de pseudo rapidité $|\eta| < 1.475$. Il est divisé en deux demi-tonneaux (appelés roue M pour $z < 0$ et roue P pour $z > 0$) dont l'une est représentée sur la figure 3.9) de rayon interne (externe) 1.4 m (2.0 m), mesurant 3.2 m de longueur et pesant 57 tonnes. Chacun des deux cylindres creux résulte de l'assemblage de 16 modules [79, 104] et est contenu dans le cryostat tonneau avec l'aimant solénoïdal.

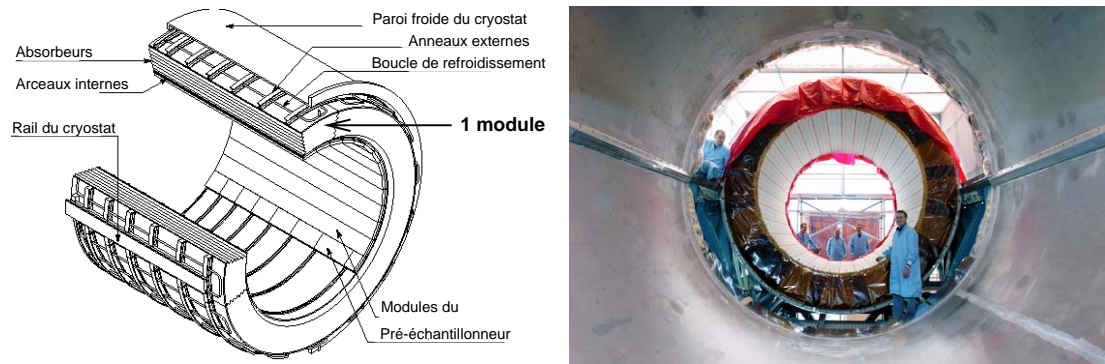


FIG. 3.9 – Vue projective d'un demi-tonneau du calorimètre électromagnétique et photo avant son insertion dans son cryostat.

- Le compartiment avant (compartiment 1) est très finement segmenté en η , permettant une bonne séparation des différentes gerbes et une bonne réjection ($R_{rejection} \sim 3$ [105]) des π^0 (séparation de 2γ de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Il y a 449 cellules de détection numérotées

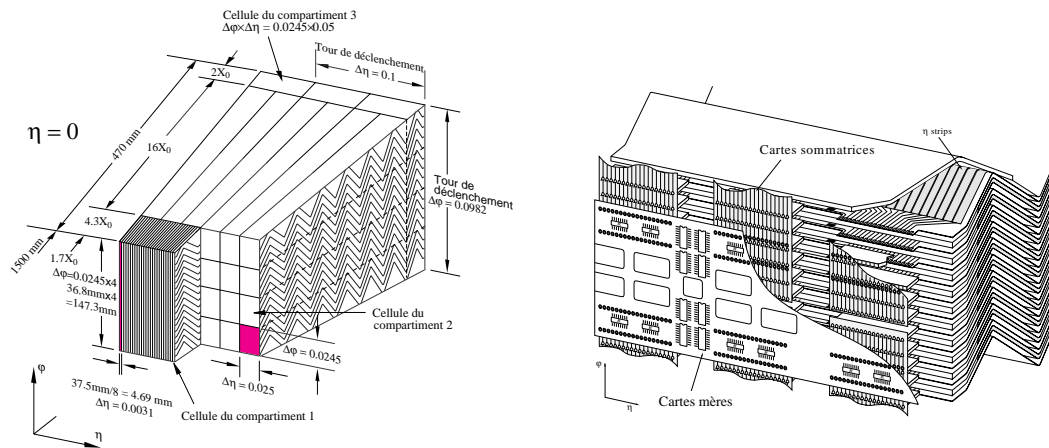


FIG. 3.10 – Définition des cellules de lecture pour les trois premiers compartiments et schéma de la tranche d'un module avec une carte mère et ses cartes sommatriques connectées.

de 0 à 448 (cf annexe A). Des cartes sommatriques permettent de faire la somme selon ϕ de 16 électrodes comme cela est représenté sur la figure 3.10. Ainsi on définit des cellules de lecture de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003125 \times 0.1$. On a donc quatre cellules en ϕ par module numérotés de 0 à 3.

- Le compartiment milieu (compartiment 2) contient la majorité de la gerbe. Il a une segmentation en η de 56 cellules numérotées de 0 à 55 et de 16 cellules en ϕ par module numérotées de 0 à 15. On ne somme que le signal de 4 électrodes suivant ϕ . La granularité d'une cellule est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. Une mesure de l'angle d'incidence de la particule est possible en combinant les informations des compartiments avant et milieu.

- Le compartiment arrière (compartiment 3) permet une estimation des pertes à l'arrière du calorimètre ainsi que le rejet de gerbes hadroniques initiées dans le calorimètre électromagnétique. Il a une segmentation en η de 27 cellules numérotées de 0 à 26 (cf annexe A). La segmentation en ϕ est la même que pour le compartiment milieu. La granularité d'une cellule est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$.

- Un dernier compartiment correspond à l'extrémité du tonneau (Barrel End) en prenant les cellules aux extrémités des compartiments avant et milieu qui n'ont pas la même segmentation en η . Même si ces cellules appartiennent à différents compartiments comme cela est montré sur la figure 3.6, on somme le signal de 16 électrodes suivant ϕ . Ces cellules ont leur prolongement dans le bouchon.

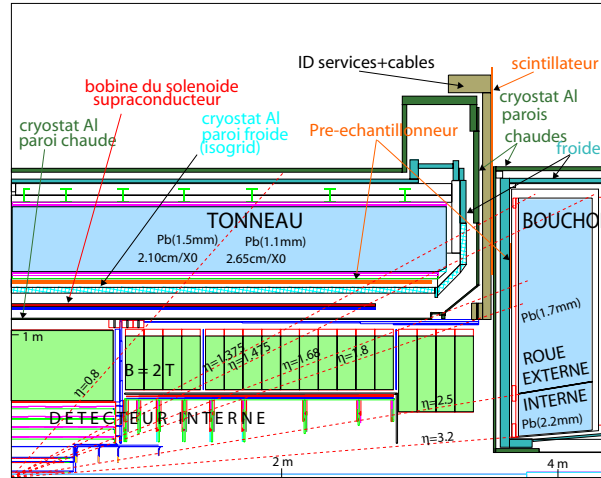


FIG. 3.11 – Schéma d'une coupe longitudinale d'un quart du détecteur ATLAS illustrant les parties tonneau et bouchon du calorimètre électromagnétique.

3.3.2 Les bouchons (EMEC)

Les calorimètres bouchons [106, 107], qui couvrent la région $1.375 < |\eta| < 3.2$ (figure 3.11) sont contenus dans les cryostats bouchons avec les calorimètres hadroniques bouchons (*HEC*) et les calorimètres avant (*FCAL*). Ils sont placés à $z = \pm 3.67$ m. Chaque

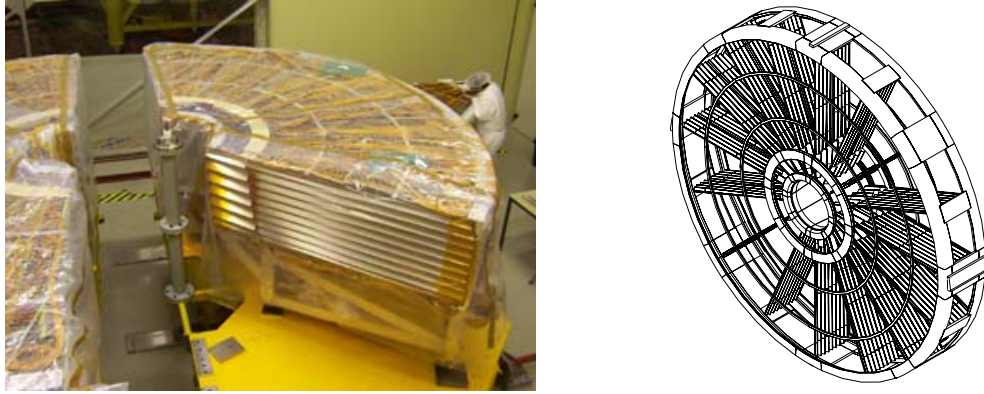


FIG. 3.12 – Photo lors de l’assemblage des modules d’un des bouchons du calorimètre électromagnétique (à gauche) et schéma de la roue externe et interne de ce même calorimètre avec seulement quelques absorbeurs (à droite).

bouchon est divisé en deux roues coaxiales comme cela est illustré sur la figure 3.12 et est composé de 8 modules. De même que pour le tonneau on utilise une technologie en accordéon mais ce détecteur possède une géométrie plus complexe. Le tableau 3.1 donne la granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ pour les compartiments de la roue externe et interne ainsi que la granularité pour le tonneau.

compartiment	tonneau (EMB)		bouchon (EMEC)	
	granularité	région	granularité	région
<i>avant</i>	0.003×0.1	$ \eta < 1.475$	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	$2.0 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
<i>milieu</i>	0.025×0.025	$ \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.375 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
<i>arrière</i>	0.05×0.025	$ \eta < 1.475$	0.05×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$

TAB. 3.1 – Segmentation des cellules de lecture $\Delta\eta \times \Delta\phi$ des 3 compartiments (*avant*, *milieu*, *arrière*) pour le tonneau et de la roue externe des bouchons, et les 2 compartiments de la roue interne des bouchons .

3.3.3 Le pré-échantillonneur

La présence de matière inerte devant le calorimètre nécessite l’utilisation d’un pré-échantillonneur [108] qui est représenté sur la figure 3.13. Une particule incidente peut interagir avec la matière inerte et commencer alors à développer sa gerbe, ce qui entraîne une perte d’énergie non comptabilisée par le calorimètre. Le rôle du pré-échantillonneur est de mesurer l’ionisation produite par le pied de gerbe si la gerbe s’est développée avant

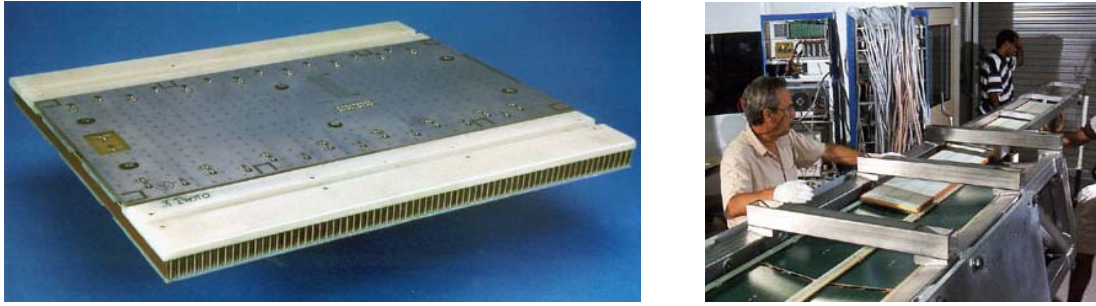


FIG. 3.13 – Vue d'un module du pré échantillonneur (à gauche) et photo pendant son insertion sur la face avant d'un module (à droite).

le calorimètre et de corriger la valeur de l'énergie. Il consiste en une couche d'argon actif équipée d'électrodes. Le pré-échantillonneur est disposé à l'intérieur du tonneau. Il a une segmentation en η de 61 cellules par module numérotées de 0 à 60 et de 2 cellules par module numérotées de 0 à 1 en ϕ . La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ pour le tonneau. Les bouchons sont aussi équipés de pré-échantillonneurs mais ceux-ci sont disposés sur la tranche de la roue électromagnétique et pour la région $1.5 < |\eta| < 1.8$.

3.4 Construction et assemblage du calorimètre tonneau

3.4.1 Construction d'un module

Un module mesure 3.2 m de long pour une épaisseur de 53 cm et pèse 3 tonnes. Il est constitué alternativement d'absorbeurs en plomb et d'électrodes, empilés sur 64 couches en ϕ . La figure 3.14 montre un module lors de son assemblage. Ces modules ont été construits dans 3 laboratoires en zone propre : au LAPP, au CEA à Saclay et au CERN. Tout au long de l'assemblage, des tests ont eu lieu pour contrôler la qualité

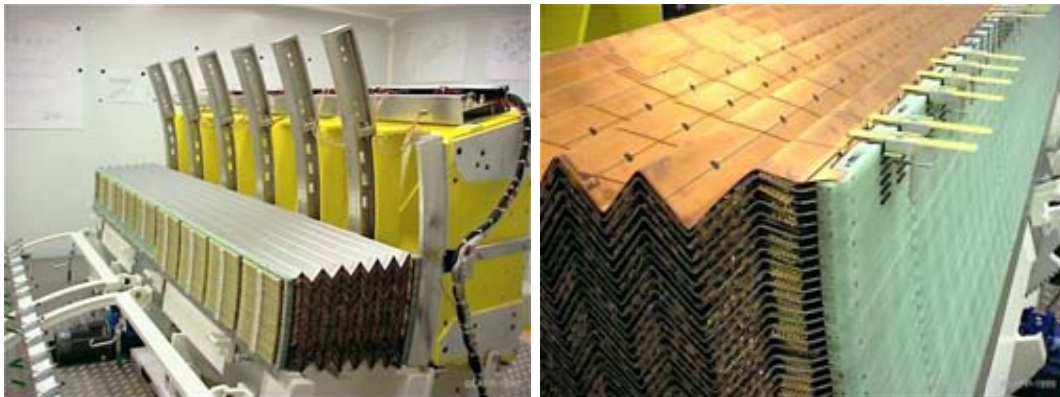


FIG. 3.14 – Photo du montage d'un module du calorimètre électromagnétique tonneau au LAPP et détails d'un module en construction.

de l'assemblage (mesure de la distance entre absorbeurs), des tests de haute tension pour vérifier qu'il n'y ait pas de claquage et que les courants de fuite ne dépassent pas un certain seuil (centaine de nA). D'autres tests électriques ont été réalisés : test de continuité électrique pour valider la chaîne des résistances sérigraphiées et la connectique (Test Basse Fréquence), test de mesure du produit LC de chacune des cellules (Test Pulse Atlas). Ces tests ont aussi été réalisés sur un module fini à température ambiante, à froid (dans l'argon liquide), lors de l'assemblage des demi-tonneaux et lorsque la construction du calorimètre tonneau fut terminée, à température ambiante et à froid.

3.4.2 Assemblage des deux roues du tonneau

Les 16 modules d'une roue ont été construits individuellement sur un support mécanique (Backbone). Puis ils ont été assemblés verticalement au bâtiment 180 (CERN), ce qui est illustré sur la figure 3.15 à gauche. Les pré-échantillonneurs ont été insérés après rotation. Puis le demi-tonneau a été transporté jusqu'au cryostat où il y a été inséré comme cela est montré sur la figure 3.15 à droite. Les 2 demi-tonneaux ont été posés

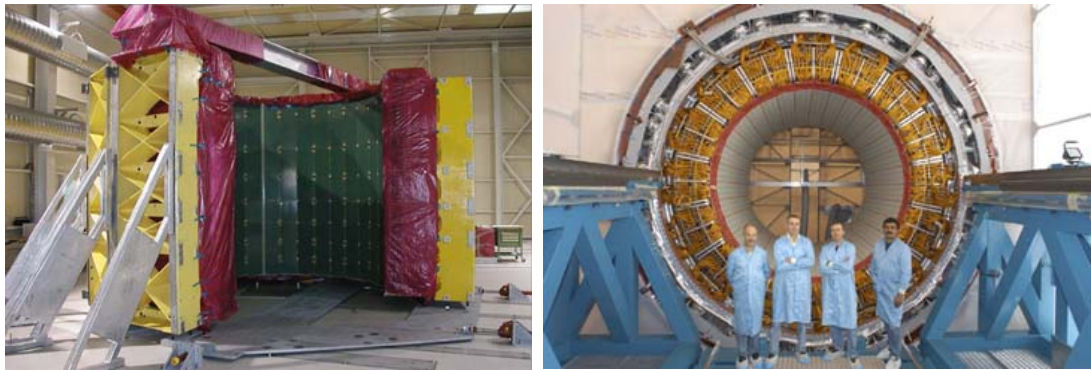


FIG. 3.15 – Photos de la roue M lors de l'assemblage au Bâtiment 180 au CERN (à gauche) et après insertion dans le cryostat et câblage (à droite).

sur 2 rails puis insérés et positionnés dans le cryostat. Ils ne sont ensuite maintenus que grâce à une butée de chaque côté. Les câbles ont été connectés aux traversées de câbles (Feedthrough). Ces dernières permettent de faire passer les câbles de la température de l'argon liquide à la température ambiante. La connectique a été vérifiée par l'intermédiaire des tests électriques TPA (voir paragraphe 3.8). Le cryostat a été fermé par 4 flasques (boulonnées et soudées). Des tests électriques finaux ont été réalisés à température ambiante et à froid et ils sont présentés au paragraphe 3.8.

3.4.3 Installation du tonneau dans le puits d'ATLAS

Le calorimètre électromagnétique tonneau a ensuite été transporté du bâtiment 180 au puits d'ATLAS avec un camion spécial, de manière à ce que le tonneau soit toujours strictement horizontal. Il a ensuite été descendu dans le puits comme le montre la figure 3.16 à gauche et positionné sur la première moitié du calorimètre hadronique tonneau.

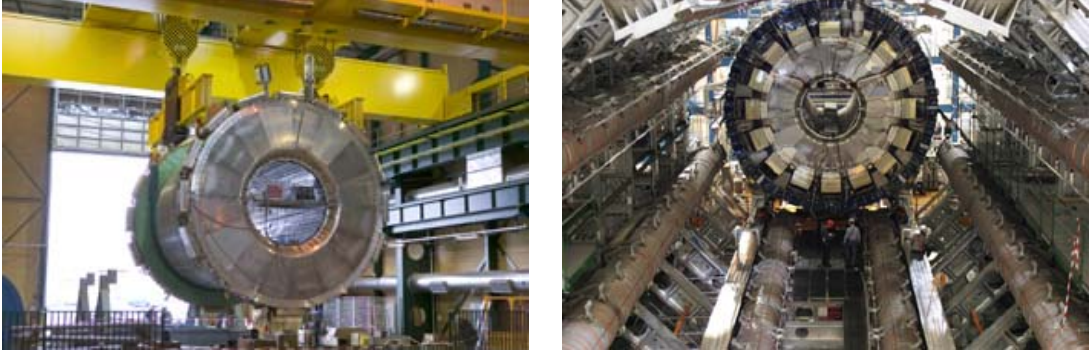


FIG. 3.16 – Photos du calorimètre électromagnétique tonneau dans son cryostat lors de sa descente dans le puits d'ATLAS (à gauche) et positionnement de l'ensemble des calorimètres tonneaux en position finale dans la caverne UX15 (à droite).

L'assemblage du calorimètre hadronique a ensuite été complété puis l'ensemble a été déplacé en position finale comme cela est représenté sur la figure 3.16 à droite. Le système de cryogénie a été raccordé au calorimètre électromagnétique et les voies de lecture ont elles aussi été raccordées au système central d'acquisition de données DAQ. Une partie des cartes électroniques a été installée ainsi que les services pour le détecteur interne, les calorimètres électromagnétique et hadronique tonneau.

3.5 Description de la chaîne d'acquisition

Après avoir expliqué le principe du calorimètre électromagnétique plomb-argon liquide et décrit en détail la géométrie, toute la chaîne d'acquisition est décrite de la formation du signal jusqu'à la reconstruction de l'énergie en passant par la numérisation de l'information.

3.5.1 Génération du courant de physique

Lorsque les électrons et photons, en passant dans l'absorbeur, produisent une gerbe par bremsstrahlung et par création de paires, les particules chargées issues de ces processus se propagent dans le milieu détecteur (argon liquide), où par effet d'ionisation, il y a création d'ions d'argon (Ar^+) et d'électrons. Cela est illustré sur la figure 3.17. Le nombre de paires $Ar^+ - e^-$ produites est proportionnel à l'énergie déposée dans l'argon. La fraction de l'énergie déposée dans l'argon est de l'ordre de 15%. Grâce à une tension de 2000 Volts appliquée entre l'électrode (cathode) et l'absorbeur (relié à la masse), les charges Ar^+ et e^- subissent un champ électrique de 10 kV/cm. Celui-ci provoque la dérive des électrons (plus rapide que celle des ions Ar^+ d'un facteur 10^5) vers l'électrode en y induisant le courant suivant :

$$I_{phys}(t) = \theta(t)I_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_d}\right) \theta(\tau_d - t) \quad \text{et} \quad I_0 = \frac{Q_0}{\tau_d} \quad (3.1)$$

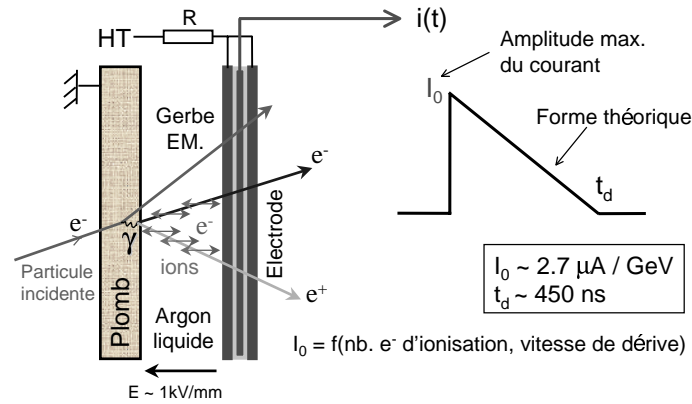


FIG. 3.17 – Schéma de la formation du signal dans le calorimètre à gauche et forme typique du courant induit sur l'électrode par une particule traversant l'argon liquide à droite [99].

où t est le temps, Q_0 la charge totale créée, τ_d le temps de dérive des électrons dans l'argon liquide et θ est la fonction de Heaviside. La charge lors de l'ionisation récupérée dans l'argon liquide génère un courant de forme triangulaire (voir la figure 3.17 à droite) qui décroît sur $\sim 400 \text{ ns}$ pour les électrons. Le maximum de ce courant est aussi proportionnel à l'énergie déposée car le temps de dérive est constant sur tout le calorimètre. Le rapport de proportionnalité $I_0/E \simeq 2.8 \mu\text{A}.\text{GeV}^{-1}$ est déterminé par des simulations Monte Carlo mais peut aussi être calculé. Une variation de température de 1 K de l'argon liquide entraîne une variation de 2% de l'amplitude du signal. Pour cette raison, des sondes de température permettent de suivre ces variations et de corriger ces effets.

3.5.2 Chaîne de lecture

Le signal est récupéré par la couche signal des cellules (suivant η). Celles-ci peuvent être modélisées par une capacité de détection C_d qui varie suivant le compartiment. Le courant est acheminé de la cellule de lecture vers le petit rayon pour le compartiment avant, et vers le grand rayon pour les compartiments milieu et arrière, par des bandes de cuivre dont la largeur varie suivant la position en η de la cellule et situées sur l'électrode. Les signaux sont traités par une électronique passive froide : les cartes sommatrices (voir figure 3.18) somment les signaux d'une même cellule suivant η et pour différents ϕ , pour former les cellules de lecture telles qu'elles ont été définies plus tôt. Ils sont ensuite transmis par des câbles coaxiaux des cartes mères qui sont connectées directement sur les cartes sommatrices, vers le bout du module ($z = \pm 3.2$). Les câbles arrivent tous au panneau d'interconnection (patch panel) comme cela est illustré sur la figure 3.18 à droite. Une carte mère se connecte à 2×2 cartes sommatrices et couvre une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Elle assure aussi la distribution du signal d'étalonnage. Du panneau d'interconnection, une succession de câbles traverse les 2 parois du cryostat

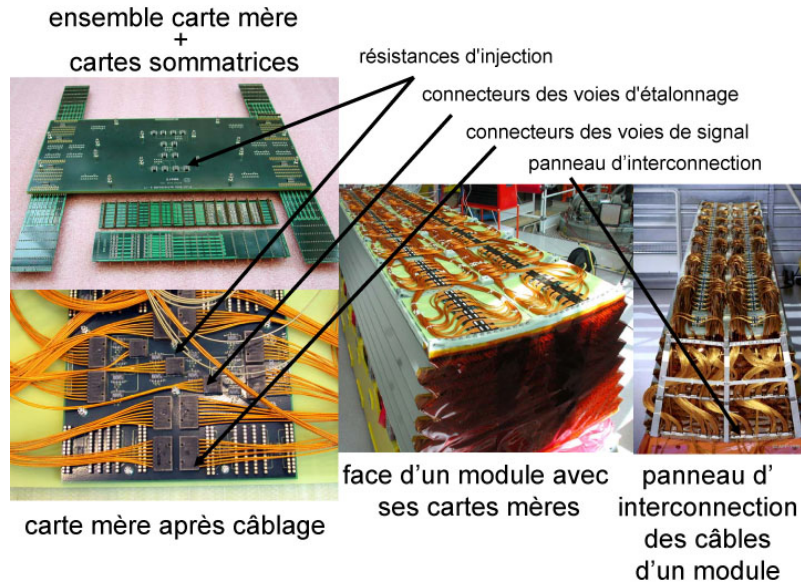


FIG. 3.18 – Photographie d'une carte mère connectée à 4 cartes sommatrices, et 2 cartes sommatrices non connectées (en haut à gauche) puis une carte mère après câblage (en bas à gauche). Au milieu un module avec ses cartes mères après câblage. Enfin à droite le bout ($z = \pm 3.2$) d'un module avec son panneau d'interconnection.

grâce à des traversées de câbles (feedthrough: 2 par module) et arrive à la sortie du cryostat (base plane) où sont regroupés tous les câbles de calibration et de signal d'un module. Ceux-ci sont connectés à des chassis (Front End Crate, voir figure 3.21 à droite) où est située l'électronique active chaude. La haute tension est délivrée pour un secteur correspondant à $\Delta\eta = 0.2$ sur l'arrière de l'électrode et est acheminée vers l'extérieur grâce à 2 traversées de câbles, situées en haut du cryostat ($z = \pm 3.4$ m).

3.5.3 Mise en forme du signal

A la sortie du cryostat les signaux sont traités par des cartes électroniques FEB (Front End Board, voir figure 3.21 à gauche) qui vont amplifier les signaux, les mettre en forme, les échantillonner et les numériser. La figure 3.19 montre le schéma électronique de la chaîne de lecture, avec les cartes FEB, les cartes d'étalonnage et de déclenchement de niveau 1.

Le signal triangulaire est pré-amplifié pour élever le signal au dessus du bruit introduit par les différents éléments de la chaîne de lecture. Le signal pré-amplifié est transmis vers l'étage suivant, pour une mise en forme et aussi en parallèle pour le déclenchement de niveau 1.

Le temps de réponse du calorimètre ~ 400 ns est très grand comparé au temps de croisement des faisceaux qui est de 25 ns, ce qui ne permet pas d'intégrer directement

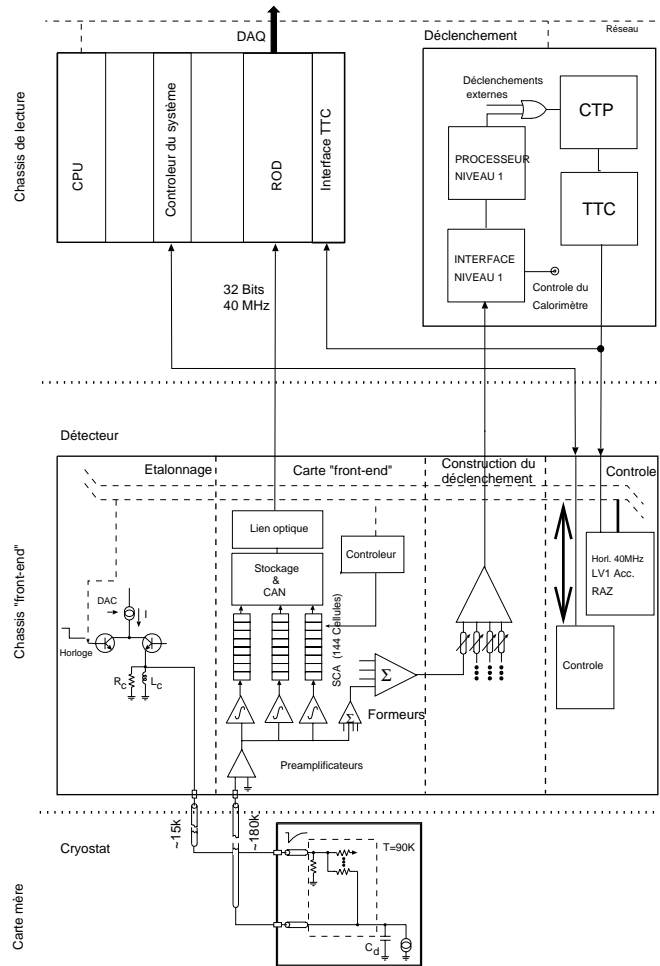


FIG. 3.19 – Schéma électronique de la chaîne de lecture : électronique proche du détecteur (électronique froide, FEB, carte d'étalonnage), électronique éloignée du détecteur (BE) et électronique du système de déclenchement de niveau 1.

la charge. Les signaux sont donc mis en forme par un filtre dipolaire (shaper) [109] de type $CR-RC^2$ avec une constante de temps $\tau_s = RC$ ce qui permet de réduire la bande passante des signaux et de les adapter à la fréquence d'échantillonnage. La fonction du filtre dipolaire est donnée par :

$$g(t) \propto (3(t/\tau_s)^2 - (t/\tau_s)^3)e^{-t/\tau_s}. \quad (3.2)$$

La première étape consiste en une différentiation du signal (CR) qui donne accès à son maximum et donc à l'énergie. L'intégrale du signal étant nulle après mise en forme, la contribution des signaux d'empilement est également nulle en moyenne. La seconde étape est une double intégration qui permet de filtrer les hautes fréquences et de réduire ainsi le bruit électronique. Cela élargit et lisse le signal autour du maximum. Le choix

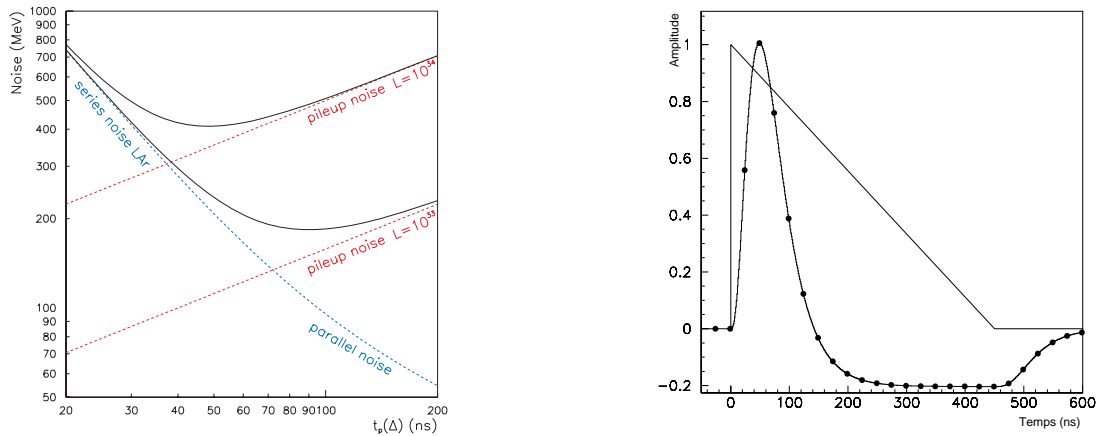


FIG. 3.20 – Optimisation du temps de mise en forme τ_s pour les scénarios de haute et basse luminosité (à gauche). La valeur de $t_p(\Delta)$, temps du pic après mise en forme pour une impulsion Δ , est directement reliée à celle de τ_s . Forme du signal avant mise en forme (triangle) et après (forme bipolaire) (à droite). Les points représentent les croisements de faisceau, espacés de 25 ns.

du temps de mise en forme τ_s permet de minimiser la contribution du bruit par rapport à celle du signal : plus τ_s est grand, plus le bruit à haute fréquence (bruit électronique) est réduit par les 2 intégrations, mais la contribution du bruit d'empilement est aussi plus importante, comme cela est représenté sur la figure 3.20 à gauche. Il faut donc optimiser τ_s qui dépend aussi de η et de la luminosité. Pour des raisons techniques, une valeur unique a été choisie de $\tau_s = 13$ ns.

Trois gains sont utilisés lors de la mise en forme. La grande gamme d'énergie (de 50 MeV à quelques TeV) nécessite un encodage du signal sur 16 bits. Par contre la suite de la chaîne travaille sur une logique à 12 bits car il n'existe pas de module

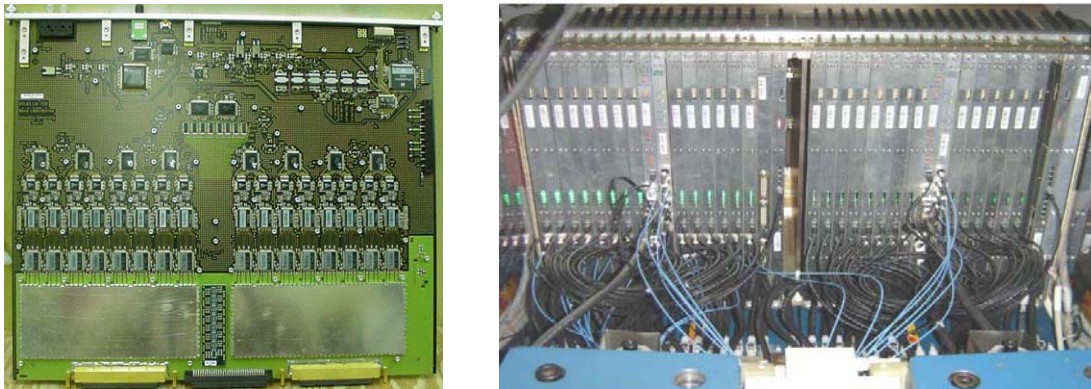


FIG. 3.21 – Carte électronique FEB (Front End Board) à gauche et le châssis où elles sont installées (à droite). Les châssis FEC (Front End Crate) sont situés à l'extérieur du cryostat.

de conversion analogique-numérique (Analogic to Digital Conversion) à 16 *bits*. Pour résoudre ce problème, les modules de mise en forme produisent en sortie des signaux avec 3 gains différents (bas, moyen et haut) dans les rapports 1:9.3:93. On peut alors traiter un signal d'une amplitude maximale sans effet de saturation en choisissant le gain le mieux adapté. La figure 3.20 (à droite) montre le signal avant (triangle) et après mise en forme (forme bipolaire).

3.5.4 Échantillonnage, stockage et numérisation

Le signal est ensuite échantillonné par pas de 25 ns (à 40 *MHz*) pour permettre une analyse de sa forme autour du maximum (voir figure 3.20), en prenant un échantillon près du maximum du pic à ± 2 ns. Les 5 échantillons (nombre maximal d'échantillons fixé à 31) autour du pic sont stockés dans un système de mémoire analogique composé de 144 capacités dans l'attente de la décision du déclenchement de niveau 1, qui arrive environ 2.0 μ s plus tard. Un circuit logique détermine le gain optimal d'amplification à partir de la valeur du maximum réglée pour être dans le troisième échantillon. Si



FIG. 3.22 – La carte électronique ROD (à gauche) est située dans la caverne USA15. Elle est composée de 4 unités de calcul (Process Unit) (à droite) possédant 2 DSP (Digital Signal Processor) chacun.

l'événement est accepté par le déclenchement de niveau 1, les signaux des 5 échantillons nécessaires à la reconstruction de l'énergie sont numérisés [110] par un convertisseur analogique-numérique ADC, puis envoyés par lien optique vers les cartes ROD [111] (ReadOut Driver) localisées dans la caverne USA15 (à côté de la caverne principale) pour la reconstruction de l'énergie (voir figure 3.22).

3.5.5 Reconstruction de l'énergie

Les données numériques des FEB arrivent par fibre optique sur les cartes ROD dont le rôle est de calculer l'énergie $E_{reconstruit}$, le temps d'arrivée $\tau_{reconstruit}$ et la qualité du signal. Des processeurs DSP (Digital Signal Processor) initialisés en mode "physique"

(5 échantillons dans ce cas là) effectuent les calculs suivants :

$$E_{reconstruit} = f_{ADC/GeV} \sum_{i=1}^{N_{\text{échantillons}}} a_i \cdot (ADC_i - \text{piédestal}) \quad (3.3)$$

$$\tau_{reconstruit} \cdot E_{reconstruit} = f_{ADC/GeV} \sum_{i=1}^{N_{\text{échantillons}}} b_i \cdot (ADC_i - \text{piédestal}) \quad (3.4)$$

où $f_{ADC/GeV}$ est un facteur de conversion des coups d'ADC vers les GeV , $N_{\text{échantillons}}$ est le nombre d'échantillons, ADC_i est la valeur du $i^{\text{ème}}$ échantillon en coups d'ADC, a_i et b_i sont les coefficients de filtrage optimal, qui sont décrits dans le chapitre 4 et qui sont optimisés pour minimiser le bruit, et piédestal est le nombre de coups d'ADC en l'absence d'énergie déposée dans la cellule considérée. Ces données sont ensuite envoyées aux modules ROB à l'entrée du système d'acquisition et du système de déclenchement de niveau 2. Si l'événement est accepté au niveau 2, il est ensuite traité par le filtre d'événement de haut niveau.

3.6 Performances du calorimètre électromagnétique

Les performances requises du calorimètre électromagnétique sont décrites ici. On se limite à la région $|\eta| < 2.5$ pour laquelle l'utilisation du détecteur interne permet l'identification des électrons et des photons et la très fine segmentation du compartiment avant permet la réjection du fond $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La région à grand $|\eta|$, $2.5 < |\eta| < 3.2$, est particulièrement importante pour le calcul de l'énergie transverse manquante et la reconstruction de l'énergie des jets.

3.6.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie (E en GeV) du calorimètre électromagnétique est donnée par la somme quadratique de contributions indépendantes :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.5)$$

où a/\sqrt{E} représente le terme d'échantillonnage (stochastique) et traduit les fluctuations sur la répartition de l'énergie de la gerbe électromagnétique entre le plomb et l'argon

terme	contribution
a (d'échantillonnage)	$\sim 0.1\sqrt{GeV}$
b (bruit)	$\sim 0.5 GeV$
c (constant)	$< 0.007\%$

TAB. 3.2 – Paramètres caractérisant la résolution en énergie à haute luminosité. A basse luminosité le terme de bruit ne vient que du bruit électronique et $b \sim 0.3 GeV$.

liquide. Il dépend de la fraction d'échantillonnage et est de l'ordre de 10%. Le pré-échantillonneur permet de garder ce terme petit en corrigeant les pertes d'énergie dans la matière en amont du calorimètre.

Le terme b/E est la contribution du bruit. À basse luminosité et pour un amas reconstruit dans une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.125$, il provient du bruit électronique de la chaîne de lecture et b est de l'ordre de 300 MeV . A haute luminosité un terme de bruit provenant de l'empilement des événements s'ajoute et b vaut environ 500 MeV .

Le terme constant c regroupe les non-uniformités de la réponse en énergie. Il domine la résolution à haute énergie et les contributions à ce terme sont résumées dans le tableau 3.3. Il dépend de la qualité de la construction, de l'étalonnage et de la stabilité lors du fonctionnement. Localement, c'est à dire pour une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$, il est

origine		contribution
mécanique (local)	absorbeur (épaisseur)	$< 0.20\%$
	argon (espacement électrode-absorbeur)	$< 0.15\%$
	forme accordéon (modulation ϕ)	$< 0.20\%$
étalonnage (local)	amplitude (précision de mesure)	$< 0.25\%$
	stabilité de la partie lecture	$\sim 0.10\%$
	différence signaux de physique et d'étalonnage	$< 0.20\%$
autres (global)	impuretés dans l'argon	$< 0.10\%$
	inhomogénéités de température	$\sim 0.20\%$
	variations de haute tension	$< 0.10\%$
total		$\sim 0.55\%$

TAB. 3.3 – *Origine des contributions au terme constant du calorimètre électromagnétique.*

inférieur à 0.5%. L'objectif sur l'ensemble du calorimètre est de maintenir ce terme en dessous de 0.7%.

Le tableau 3.2 résume la valeur des paramètres caractérisant la résolution en énergie. Les tests en faisceau ont montré qu'on obtient la résolution attendue. L'uniformité en énergie de la réponse doit être meilleure que 0.7% jusqu'à 300 GeV pour ne pas dégrader la résolution en masse des canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2e^+2e^-$. Pour reconstruire la masse des W' et des Z' , une linéarité de 1% est suffisante. Les tests en faisceau ont montré qu'on peut atteindre une uniformité de 0.5% pour une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.2$ [112, 113] et une linéarité de 0.2% [114] du calorimètre électromagnétique.

3.6.2 Résolution angulaire

La mesure de la position suivant η des particules est réalisée en faisant une moyenne pondérée de la position de l'amas reconstruit autour de la gerbe électromagnétique dans les compartiments avant et milieu. En combinant ces deux mesures on obtient une résolution angulaire d'environ $50 \text{ mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ [115]. Elle est nécessaire pour

minimiser la contribution angulaire à la largeur du pic de la masse invariante pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

3.6.3 Résolution temporelle

La résolution temporelle attendue est de l'ordre de 100 ps . Ceci permet de rejeter certains bruits de fond ou d'identifier des particules issues des désintégrations de particules avec un long temps de vie. Lors des tests en faisceau du calorimètre électromagnétique, une résolution de 70 ps a été obtenue pour des électrons de 70 GeV [116].

3.7 Système d'étalonnage

Les avantages d'un calorimètre à échantillonnage plomb-argon liquide sont la stabilité et l'uniformité du signal d'ionisation. Cependant il ne faut pas que la chaîne de lecture introduise des imperfections ($< 0.25\%$). Un système très précis d'étalonnage de la chaîne de lecture est nécessaire. On le décrit dans ce qui suit.

3.7.1 Le signal d'étalonnage

Pour étalonner la chaîne de lecture, on injecte un signal de calibration reproduisant autant que possible le signal triangulaire de physique. Les cartes d'étalonnages [117, 118] sont illustrées sur la figure 3.23 et elles sont situées dans les mêmes châssis FEC (Front End Crate) que les FEBs à la sortie du cryostat. Elles injectent ce signal au plus près de l'électrode de lecture pour simuler un dépôt d'énergie. Le signal d'étalonnage doit

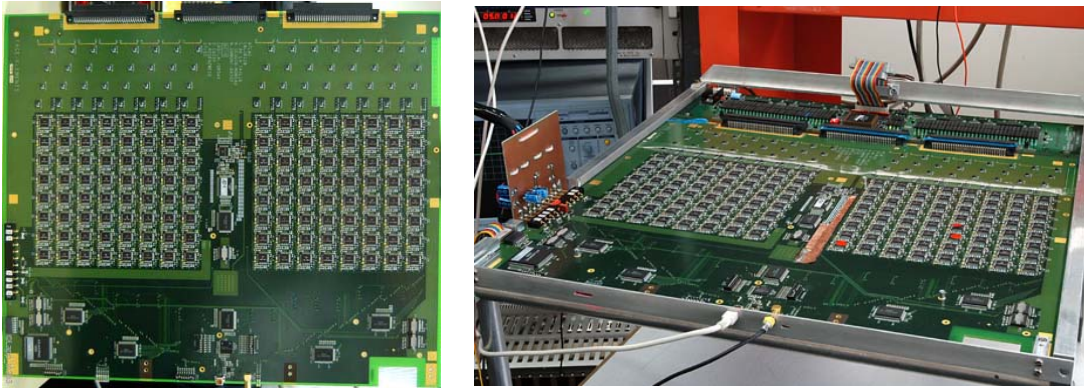


FIG. 3.23 – Carte électronique de calibration (à gauche) et lors d'un test de qualification au LAPP (à droite).

avoir un temps de montée rapide ($< 1 \text{ ns}$) et un temps de décroissance égal au temps de dérive des électrons ($\sim 450 \text{ ns}$). La carte d'étalonnage doit répondre aux contraintes suivantes :

- la non-linéarité doit être $< 0.1\%$ sur toute la gamme dynamique c'est à dire pour

- un courant de 200 nA à 10 mA;
- la dispersion de l'amplitude du signal sur tout le calorimètre électromagnétique doit être $< 0.2\%$;
- la synchronisation entre le signal d'étalonnage et le signal de physique doit être inférieure à ± 1 ns;
- la carte électronique d'étalonnage, placée dans les FEC, doit pouvoir tolérer les conditions d'irradiation du LHC et le champ magnétique d'ATLAS.

Le principe de fonctionnement de la carte d'étalonnage est le suivant : un convertisseur numérique-analogique DAC (Digital to Analogic Converter) permet de contrôler une source de courant à mieux que 0.1%. L'amplitude du signal délivré est directement proportionnelle à la valeur de DAC imposée. Ce courant charge une inductance que l'on décharge pour avoir le signal d'étalonnage. Celui-ci a une forme exponentielle proche de la forme triangulaire d'un signal d'ionisation :

$$V(t) = \frac{R_0}{2}(1 - f)I_p e^{-t/\tau_{exp}} \quad (3.6)$$

où $f = 2r_0/(2R_0 + 2r_0)$, R_0 est la résistance mise en parallèle à l'inductance, I_p est le courant continu traversant l'inductance, r_0 est la composante résistive de l'inductance L et $\tau_{exp} = 2L/(2R_0 + r_0)$. La figure 3.24 représente le schéma électronique du circuit générant le signal d'étalonnage.

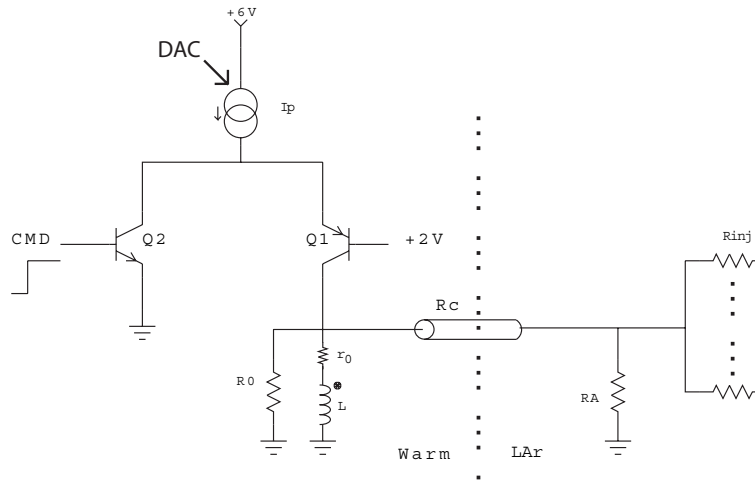


FIG. 3.24 – Schéma représentant le circuit électronique générant le signal d'étalonnage aussi proche que possible du signal de physique.

Le signal de réponse est ensuite amené à la sortie des électrodes par l'intermédiaire de résistances d'injection très précises et connues à $\pm 0.1\%$ qui sont situées sur les cartes mères. Le signal obtenu sur la couche signal des électrodes suit la même chaîne de lecture que le signal de physique. Pour pouvoir étudier la diaphonie, la distribution des lignes de calibration a une configuration d'injection telle que 2 cellules adjacentes ne sont pas

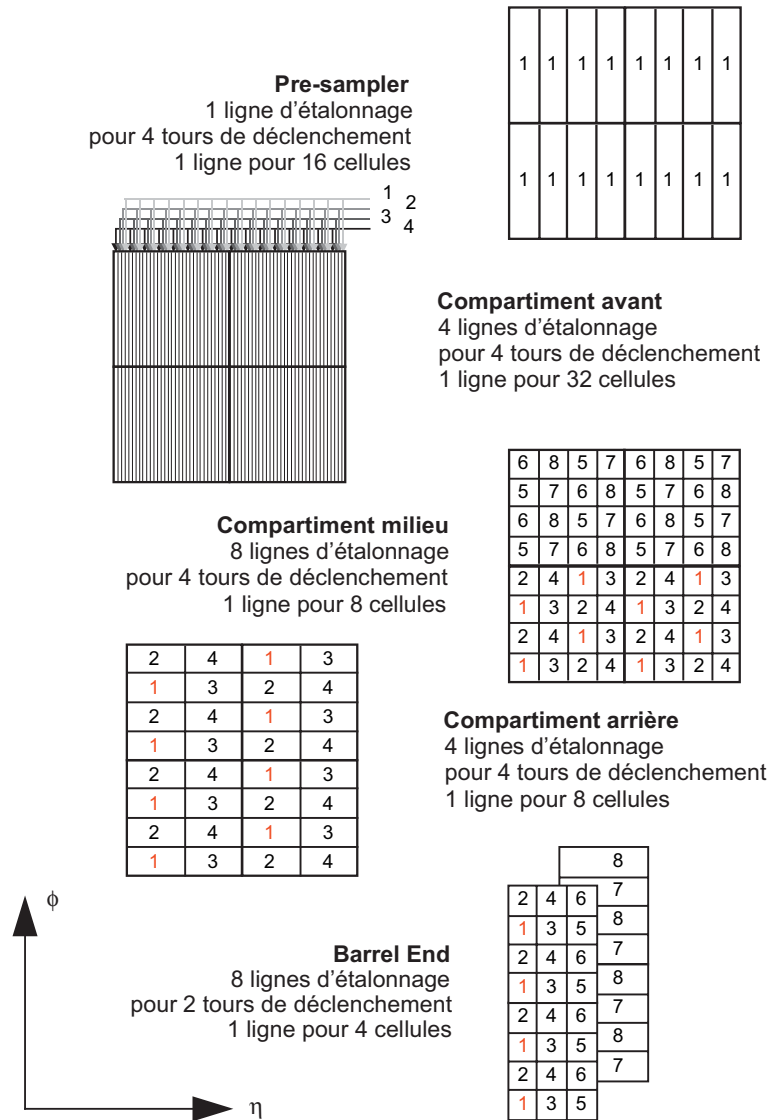


FIG. 3.25 – Schéma représentant les motifs d'étalonnage du calorimètre électromagnétique tonneau pour chaque compartiment. Les nombres dans chaque cellule de chaque compartiment représentent le numéro des lignes d'étalonnage. Toute les cellules connectées à une même ligne reçoivent le signal d'étalonnage en même temps.

pulsées par la même ligne de calibration [119] comme cela est montré par le schéma de la figure 3.25.

3.7.2 Procédures d'étalonnage

Lorsque le détecteur ATLAS ne prend pas de données de physique, le système d'étalonnage peut prendre différents types de données :

- Données "piédestal" : on mesure la réponse de l'électronique sans qu'aucun signal ne soit envoyé. Cela permet entre autres de calculer les matrices d'auto-corrélation du bruit (voir chapitre 4) entre les échantillons.
- Données "rampe" : on mesure la réponse des cellules en coups d'ADC pour des signaux injectés correspondant à différentes valeurs de DAC et pour les 3 gains.
- Données "retard" : on envoie 100 fois le même signal en introduisant un retard par pas de 1 ns [120]. Cette procédure permet de mesurer précisément la forme du signal d'étalonnage (forme d'étalonnage) et de le comparer au signal de physique (forme de physique) et cela pour différentes valeurs de DAC.

L'utilisation de données d'étalonnage pour la reconstruction de l'énergie est illustrée dans le cadre du test en faisceau au chapitre 4.

3.8 Tests électriques de qualification du calorimètre électromagnétique

Une procédure complète de tests à été mise en place pour qualifier tous les modules [121], car il est nécessaire de valider le fonctionnement du calorimètre avant que ne soit fermé le cryostat et que ne débute la prise de données. Une exposition de chaque cellule à un faisceau d'électrons est la manière la plus satisfaisante de vérifier les performances du détecteur, cependant pour des raisons de délai seulement 4 modules du tonneau et 3 des bouchons ont été testés en faisceau. Les tests électriques de qualification sont alors déterminants. Ils permettent de repérer les problèmes et ils servent aussi à vérifier la reproductibilité des caractéristiques de module à module. Ces tests permettent de cartographier l'ensemble du détecteur et d'observer les variations des propriétés électriques par rapport aux tests précédents introduits par la réalisation de la géométrie définitive. Ces tests ont été réalisés une dernière fois à la fin de la construction du calorimètre et avant sa descente dans la caverne d'ATLAS. Les tests ont été réalisés à température ambiante et sans argon ("à chaud") et après refroidissement, avec l'argon liquide ("à froid") pour mettre en évidence des problèmes liés aux contractions thermiques. Les résultats finals du test de qualification des cellules sont présentés.

3.8.1 Descriptions des tests électriques

Les tests électriques de qualification du calorimètre électromagnétique tonneau réalisés à la fin de la construction sont :

- TPA (Test Pulse Atlas), mesure indirecte de la capacité des cellules du détecteur pour déceler d'éventuels problèmes;
- TBF (Très Basse Fréquence), test de continuité électrique utilisé pour vérifier l'état des couches haute tension sur les électrodes;

- test haute tension, pour vérifier la tenue en tension des électrodes;
- mesure de résistances (des cellules);
- mesure de LC (des cellules);
- réflectométrie.

Ces tests sont réalisés à l'aide d'un banc de test où les tâches répétitives sont le plus possible automatisées.

3.8.1.1 Test TPA

Ce test permet de mesurer la capacité de chaque cellule et de déceler plusieurs types de problèmes :

- les cellules mortes,
- les cellules à problèmes (signal distordu, mauvaise adaptation ou amplitude due à un problème de résistance sur la carte mère),
- défaut sur la chaîne de calibration : carte, connecteur.

Pour réaliser ce test, on envoie un signal carré de 20 Volts d'amplitude et de 2 ns de temps de montée sur les cellules par les lignes de calibration arrivant sur la carte mère. Le temps de montée rapide simule le début d'un signal exponentiel d'étalonnage. La réponse de la cellule testée (signal de type charge capacitive) est lue par un oscilloscope numérique à travers une série de multiplexeurs connectés aux châssis. Le signal carré est réalisé au moyen d'une carte électronique appelée TPA. Le signal ainsi lu est, au premier ordre, un signal exponentiel croissant, dont le temps de montée dépend de la capacité de la cellule et de la valeur de la résistance d'étalonnage. Chaque cellule du détecteur est l'équivalent électrique d'un circuit RLC, où R est la résistance d'injection qu'on connaît très précisément alors que C et L sont la capacité et l'inductance de la cellule du détecteur. Le temps de montée de l'impulsion $\tau = RC$ est donc proportionnel à la capacité de la cellule du détecteur. On applique un filtre numérique de mise en forme (le même que celui appliqué par les cartes FEB) pour s'affranchir d'un certain nombre de parasites. La figure 3.26 représente le maximum du signal après sa mise en forme en fonction du numéro de cellule en η pour les différents compartiments et différentes lignes en ϕ d'un module "à chaud" et la figure 3.27 pour l'ensemble du calorimètre "à chaud". Sur ces figures, il est possible d'identifier différents type de problèmes :

- le signal nul traduit la rupture de la ligne de lecture;
- le signal est non nul mais faible : provient généralement d'une coupure de la tresse de masse du câble coaxial;
- le signal est trop haut : généralement la capacité du détecteur qui est mal connectée ou complètement déconnectée de la carte mère;
- le signal est nul sur une voie et toutes les autres voies pulsées par la même ligne de calibration ont un signal inattendu : le problème vient d'une résistance d'injection coupée ou ayant une mauvaise valeur;
- le signal des voies associées à une ligne d'étalonnage a un signal inattendu : le problème vient de la ligne de calibration. Si le signal est nul, la voie de calibration est morte.

Les tests TPA sont très puissants pour cartographier et identifier les différents types de problèmes.

3.8.1.2 Test TBF

Ce test a pour but de voir si la haute tension est bien distribuée jusqu'à l'électrode. On injecte un signal sinusoïdal de très basse fréquence dans une voie haute tension et on lit les voies correspondant à la zone alimentée où un signal est induit par couplage capacitif sur la couche signal de l'électrode. Ceci permet immédiatement de voir si un secteur de haute tension d'une électrode n'est pas alimenté.

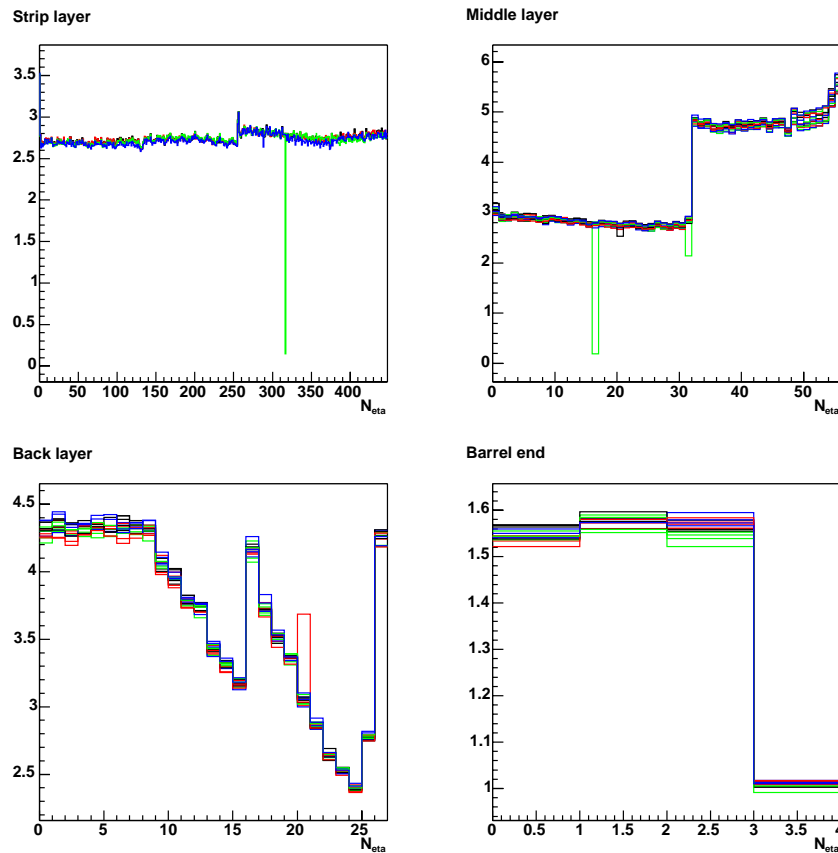


FIG. 3.26 – Maximum de l'amplitude après mise en forme du signal TPA pour un module de série du calorimètre électromagnétique tonneau "à chaud" en fonction du numéro des cellules en η pour les compartiments avant (1788 voies), milieu (896 voies) et arrière (432 voies) et l'extrémité du tonneau (64 voies). Les différentes courbes superposées correspondent aux différentes lignes en ϕ .

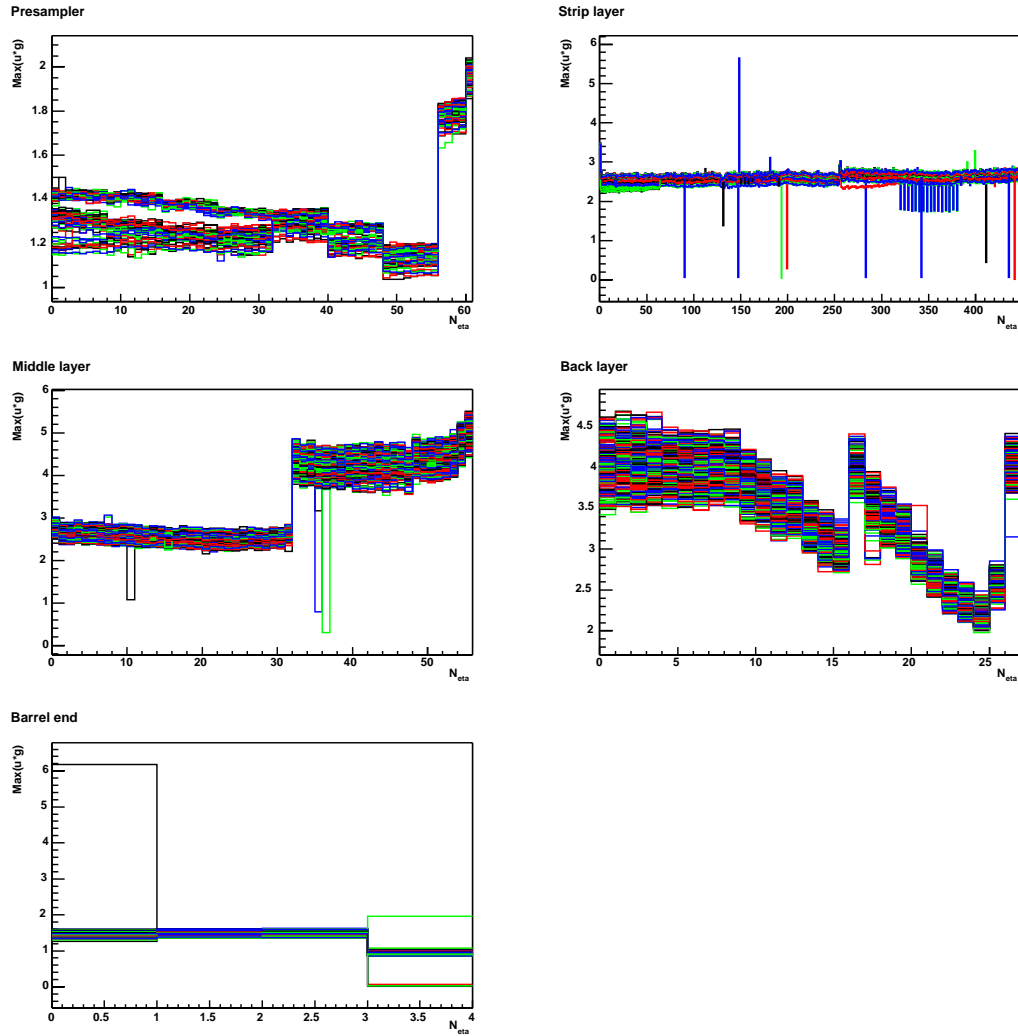


FIG. 3.27 – Maximum de l'amplitude après mise en forme du signal TPA pour tous les modules du calorimètre électromagnétique "à chaud" en fonction du numéro des cellules en η pour le pré échantillonneur (7808 voies), les compartiments avant (57216 voies), milieu (28672 voies), arrière (13824 voies) et l'extrémité du tonneau (2048 voies). Les différentes courbes superposées correspondent aux différentes lignes en ϕ .

3.8.1.3 Test haute tension

Les modules du calorimètre sont soumis à un test de haute tension "à chaud" à 1400 V et de courte durée. Ce test est répété "à froid" à 2000 V sur une durée de 5 jours. Il permet de faire une cartographie des régions pour lesquelles il y a des problèmes à maintenir la haute tension "à chaud" ou "à froid" et aussi de réparer les zones affectées avant l'envoi au CERN des modules

3.8.2 Résultats pour la partie tonneau

Les résultats des tests effectués avant la descente du calorimètre électromagnétique tonneau dans le puits sont présentés ici. Les résultats des tests TPA sont résumés dans le tableau 3.4 [79, 122, 123, 124] où les critères d'acceptation pour définir les cellules mortes pour l'étalonnage sont définis dans la note [125]. Les nombres de canaux défectueux "à chaud" ou "à froid" sont inférieurs à la limite de 0.05% pour les compartiments milieu et arrière, le pré-échantillonneur et les voies d'étalonnage. Pour le compartiment avant, la limite de 2 cellules par module est respectée. Cependant pour l'extension du tonneau, la limite de tolérance est dépassée. Cette partie du détecteur se prolonge dans les calorimètres électromagnétiques bouchons. Les cellules considérées comme mortes pour l'étalonnage ne sont pas forcément des cellules mortes pour la physique en particulier si la connexion est coupée avant la résistance d'injection.

Compartiment	nb total de cellules	nb de cellules mortes tolérées	cellules mortes "à chaud"	cellules mortes "à froid"
pré-échantillonneur	7808	4	0	0
avant	57216	64	9	11
milieu	28672	14	2	5
arrière	13824	6	0	4
extrémité	2048	1	3	3
voies d'étalonnage	8192	4	1	1

TAB. 3.4 – Ce tableau présente le nombre de canaux pour chaque compartiment en profondeur du calorimètre EM tonneau, le nombre maximum de défauts acceptables et le nombre observé lorsque le calorimètre est "à chaud" ou "à froid".

Pour la haute tension, il y a 224 lignes d'alimentation dont 32 lignes de secours. Chaque secteur est alimenté indépendamment par deux lignes de haute tension. Chaque secteur correspond à une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Chaque face de l'électrode est alimentée en haute tension. Les tests TBF ont montré que toutes les électrodes étaient correctement connectées à l'entrée de la haute tension. Lors de la construction et lorsque des problèmes de tenue en haute tension apparaissent, les électrodes sont isolées sur des voies de secours. Elles ne représentent que 0.02% et cela ne signifie pas, en cas de nouveau problème, que l'on perd 0.02% d'acceptance. Il n'y a jamais eu de problème de haute tension simultanément sur les 2 faces d'un même secteur de haute tension et il est toujours possible d'appliquer une tension plus faible. Dans ce cas le signal pourra être corrigé comme cela a été montré lors des tests en faisceau. Lors du réchauffement du calorimètre, de nouveaux problèmes de tenue à la haute tension sont apparus certainement dus à des mouvements des électrodes qui entrent en contact avec les absorbeurs. Ces problèmes devraient disparaître lors de la mise "à froid" du calorimètre [124, 126].

3.9 Conclusion

Le calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-argon liquide représente un atout majeur dans la recherche du Higgs. Ses caractéristiques sont la stabilité du signal d'ionisation, la rapidité de la réponse, l'herméticité et la segmentation en pseudo-rapidité optimisée suivant la profondeur. Pour un Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ la masse reconstruite, dans le canal $\gamma\gamma$, a une largeur de $\sim 1.62 \text{ GeV}/c^2$ [127].

La construction du calorimètre électromagnétique tonneau à échantillonnage plomb-argon liquide s'est terminée en juillet 2004. Des tests ont été réalisés pour vérifier ses performances. Nous avons montré que le nombre de cellules mortes pour l'étalonnage était en dessous des limites imposées.

Le calorimètre tonneau a été descendu dans la caverne et installé avec le calorimètre hadronique tonneau puis placé en position finale. Les services sont en cours d'installation ainsi que toute l'électronique proche du détecteur. L'électronique éloignée (BE) est déjà installée. Le calorimètre est refroidi et rempli d'argon liquide. Une dernière grande étape aura lieu avant les premières collisions : l'utilisation de muons cosmiques, puis des tests avec un faisceau de l'accélérateur pour comprendre la réponse des cellules du calorimètre électromagnétique tonneau et bouchon, et pour tester le code de reconstruction. Dans le chapitre 4, la méthode de reconstruction de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique lors de tests en faisceau est présentée.

*"So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig,
man muß sie für fertig erklären,
wenn man nach Zeit und Umständen
das Möglichste getan hat."*

*En fait, un tel travail ne sera jamais terminé,
il faut le déclarer comme terminé
quand on a fait son possible d'après
le temps et les circonstances.*

Johann Wolfgang von Goethe.

Chapitre 4

Reconstruction du signal et étalonnage du calorimètre électromagnétique lors du test en faisceau de 2004

4.1 Introduction

En 2004 a eu lieu le premier test en faisceau d'une tranche complète des régions centrale et vers l'avant du détecteur ATLAS. Des données d'électrons, de photons, de muons, de pions et de protons ont été prises entre le 17 mai et le 15 novembre 2004, permettant d'accumuler près de 90 millions d'événements pour des énergies allant de 1 *GeV* à 350 *GeV*.

C'est la première fois que toutes les versions finales des sous détecteurs d'ATLAS étaient testées ensemble et en utilisant le système d'acquisition central (DAQ). Une électronique presque finale a été utilisée pour chacun des sous détecteurs et a fonctionné pendant près de 6 mois. Pour la première fois, ATHENA a été utilisé pour simuler les ROD (reconstruction de l'énergie électromagnétique), pour traiter les données durant la chaîne de reconstruction, et pour calculer les constantes d'étalonnage. Des études sur le déclenchement de niveau 1 ont été réalisées lors de prises de données avec des paquets envoyés toutes les 24.95 *ns*.

Ceci a permis d'étudier les performances pour la reconstruction et l'identification des e^\pm , des γ , des π^\pm , des p et des μ^\pm mais aussi l'impact du champ magnétique, et la séparation e^\pm/π^\pm et p/π^\pm . L'effet de la matière devant les calorimètres, la reconstruction combinée des traces de muons par le détecteur interne et les chambres à muons, ainsi que la perte d'énergie des muons dans les calorimètres électromagnétique et hadronique ont été étudiés. Une validation du Monte Carlo avec les données du test en faisceau a été réalisée.

Dans ce chapitre, après une description du dispositif, nous détaillons la reconstruction et l'étalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique grâce à une

méthode de filtrage optimal. Ce travail a consisté à l'implémenter dans ATHENA du code nécessaire pour la méthode de filtrage optimal, et le valider lors du test en faisceau par la mesure de l'énergie et de la résolution du calorimètre électromagnétique. Ceci est réalisé dans un environnement combiné des détecteurs et dans une configuration proche de celle d'ATLAS au démarrage.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Production du faisceau

Pour la production des faisceaux d'électrons, de pions ou de muons, on utilise les infrastructures du LInear ACcelerator(LINAC), du Proton Synchroton Booster (PSB), du Proton Synchroton (PS) et du Super Proton Synchroton (SPS). La ligne de faisceau H8 [128] (zone nord du CERN) est créée en utilisant un faisceau de protons de plus de 400 GeV en provenance du SPS. Ce faisceau "primaire" bombarde une cible (béryllium, longueur $l > 300 mm$) et le faisceau "secondaire" a une énergie entre 10 GeV et 350 GeV . La seconde cible (plomb $e = 8 mm$ ou 16 mm , ou polyéthylène $e = 1000 mm$) associée à un absorbeur (air ou plomb) permet de fournir un faisceau "tertiaire" d'électrons (plomb et air) ou de pions (polyéthylène et plomb). Pour des énergies de 1 à 9 GeV on utilise une autre cible secondaire plus proche de la zone expérimentale. Le faisceau passe à travers un système d'aimants et de collimateurs qui permettent de sélectionner l'énergie. Dans la suite de ce chapitre on ne s'intéresse qu'aux cas où l'on utilise un faisceau d'électrons.

4.2.2 Une tranche complète d'ATLAS

Une tranche complète de la partie tonneau du détecteur ATLAS a été exposée à des faisceaux de particules dans la ligne H8 au CERN comme cela est illustré sur la figure 4.1 [129]. Lors de ce test combiné dans une configuration proche de celle d'ATLAS au démarrage, une grande expérience a été acquise dans tous les domaines (déclenchement, acquisition, étalonnage, environnement logiciel et base de donnée), qui est très importante pour la mise en route du détecteur et l'acquisition des premières données.

Dans l'ordre et comme cela est représenté sur le schéma de la figure 4.1 à droite, 3 compartiments de 6 modules de pixels suivis de 4 compartiments de 2 modules du SCT placés dans le champ d'un aimant, sont installés. Le champ magnétique de 1.4 T est orienté horizontalement, comme dans ATLAS, pour induire un déplacement vertical des particules chargées. Juste après l'aimant viennent 2 secteurs du TRT, chacun étant composé de 3 modules en profondeur. A cause de sa taille, le TRT n'est pas à l'intérieur de l'aimant.

Un module prototype du calorimètre électromagnétique tonneau est placé dans un cryostat rempli d'argon liquide à la suite du TRT. Suivent ensuite le calorimètre hadronique composé de 3 modules pour la partie tonneau et de 3 autres modules pour l'extension du tonneau dont un seul est un module prototype. Le calorimètre électroma-

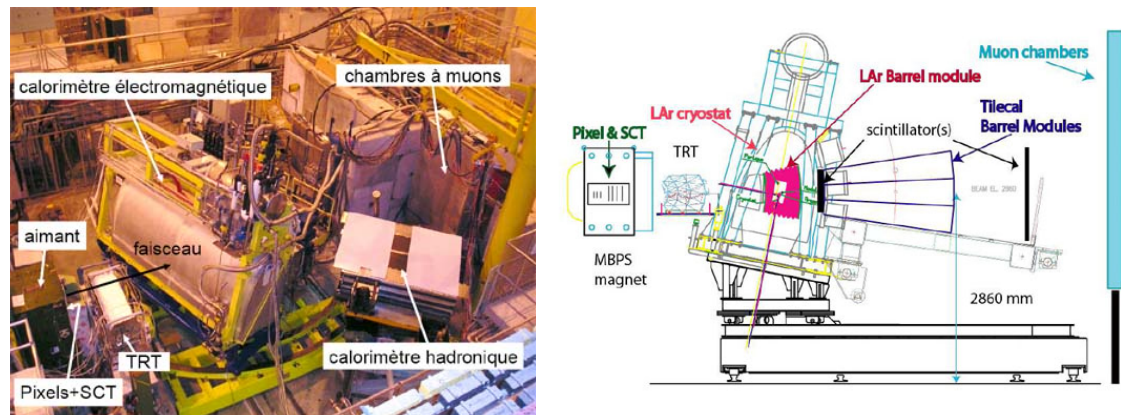


FIG. 4.1 – Photo de la tranche complète de la partie tonneau d'ATLAS dans la ligne H8 lors du test en faisceau de 2004 (à gauche) et un schéma (à droite) montrant ce même dispositif avec dans l'ordre : des modules du détecteur à pixels et du SCT à l'intérieur d'un aimant, puis des modules du TRT suivi d'un module du calorimètre électromagnétique dans son cryostat, de modules du calorimètre hadronique et une des chambres à muons.

gnétique et le calorimètre hadronique sont positionnés sur une table mobile permettant de faire varier la position d'impact du faisceau correspondant à une valeur de η au LHC comprise entre 0 et 1.4. La position suivant ϕ est fixe et l'origine du repère correspond au milieu du module du calorimètre électromagnétique en ϕ (sans champ magnétique).

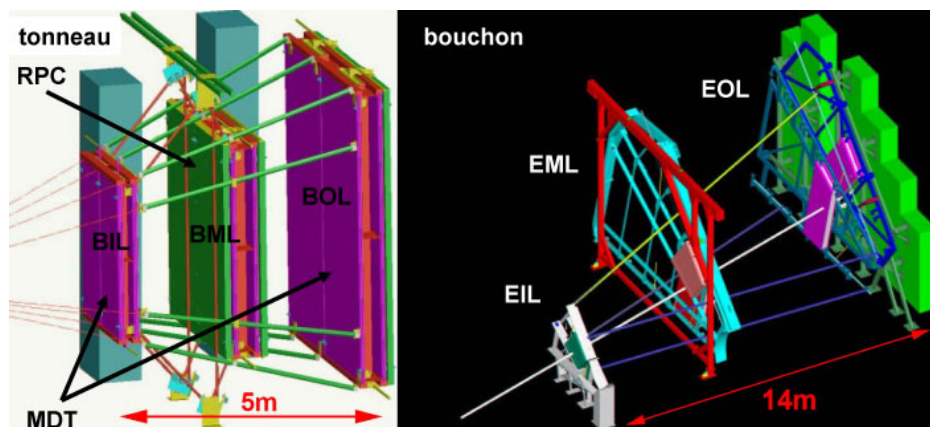


FIG. 4.2 – Schéma du spectromètre à muons pour la partie tonneau à gauche et pour la partie bouchon à droite utilisés lors du test en faisceau de 2004.

Plusieurs mètres plus loin se trouve le spectromètre [130, 131] à muons composé de stations de type BOS (Barrel Outer radius Short) comprenant une chambre de tubes à dérive (MDT) et une chambre à plaques résistives (RPC) pour l'étude du bruit, et une station en rotation de type BIL (Barrel Inner radius Long) pour l'étalonnage. Vient

ensuite un secteur tonneau (voir figure 4.2 à gauche) comprenant 6 chambres à muons tonneau MDT, dont 4 de type BML (Barrel Middle radius Long) et 2 de type BOL (Barrel Outer radius Long) installées en 3 couches. Ce secteur est aussi composé de 2 stations de déclenchement de type BML (Barrel Middle radius Long) et de 2 stations de type BOL (Barrel Outer radius Long) composées respectivement de 8 et 4 chambres RPC. Le secteur tonneau est suivi d'une chambre proportionnelle (CSC) et du secteur bouchon (voir figure 4.2 à droite) composé de 6 chambres MDT dont 2 de type EI (Endcap Inner radius), 2 de type EM (Endcap Middle radius) et 2 de type EO (Endcap Outer radius) installées en 3 couches. Ce secteur est aussi composé de 3 chambres à fils (TGC) (2 doublets et 1 triplet) pour le déclenchement. Les sections tonneau et bouchon servent à la reconstruction de précision et au déclenchement de niveau 1. Un aimant de 4 Tm est installé avant le secteur tonneau et un autre de 2 Tm est installé entre les première et deuxième couches bouchons.

4.2.3 Les chambres à fils et les scintillateurs

Des chambres à fils et des scintillateurs sont utilisés lors des tests en faisceau et ils sont représentés sur la figure 4.3. Seuls les éléments utilisés pour les particules de haute énergie sont détaillés (les notes [129, 132] décrivent ces éléments ainsi que ceux utilisés dans le cas de particules de basse énergie (Very Low Energy)). Ce dispositif

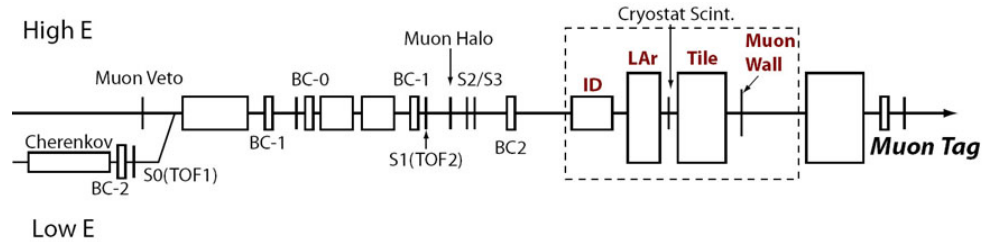


FIG. 4.3 – Schéma des éléments (chambres à fils, scintillateurs) utilisés sur la ligne H8 lors des tests en faisceau de 2004 d'une tranche du détecteur tonneau d'ATLAS [133].

est composé de 4 chambres à fils (BC-1, BC0, BC1 et BC2), chacune étant constituée de 2 plans perpendiculaires permettant la mesure de la trajectoire des particules du faisceau. Plusieurs scintillateurs sont aussi utilisés pour contrôler l'intensité et la qualité du faisceau et pour le déclenchement de la prise de données : un premier scintillateur S1 de dimensions $10 \times 10 \times 0.5 \text{ cm}^3$ et les 2 autres S2 et S3 de dimensions $5 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$. Un scintillateur appelé "muon halo" de dimensions $30 \times 32 \times 1.5 \text{ cm}^3$ avec un trou de 3.4 cm de diamètre et centré sur l'axe du faisceau est utilisé pour évaluer le halo des muons et des autres particules. Un scintillateur de 2 cm d'épaisseur est aussi placé entre le cryostat du calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique et est principalement utilisé pour rejeter les pions. Il est centré sur l'axe du faisceau, mesure 44 cm de largeur et couvre en hauteur la majeure partie des 3 modules du calorimètre hadronique. Enfin un dernier scintillateur appelé "muon tag" de dimensions $40 \times 40 \times 2.0$

cm^3 et placé avant les chambres à muons est utilisé pour déclencher sur les muons ou pour les sélectionner ou les rejeter dans les analyses. Les scintillateurs S1, S2 et S3 sont utilisés pour le déclenchement, qui est asynchrone avec la fréquence d'échantillonnage de 40.08 MHz , contrairement à la situation du LHC, où le système de déclenchement est synchrone par rapport à la fréquence d'échantillonnage.

4.3 Prises de données

Lors de ces 6 mois de tests en faisceau, plusieurs séquences de prises de données, appelées "run", ont eu lieu. Chaque séquence correspond à l'acquisition de données dans des conditions expérimentales fixes. Le nombre d'événements peut varier d'une séquence à l'autre. Il est de l'ordre de quelques dizaines de milliers d'événements et peut correspondre à différents types de particules (électrons, muons). L'énergie des particules varie entre 1 GeV et 350 GeV et la position en η dans les détecteurs va de 0 à 1.4. La position en ϕ est fixe, et elle correspond au milieu du module du calorimètre électromagnétique. Durant ces tests on peut distinguer différentes périodes correspondant à des moments où seulement certains des sous détecteurs ont pris des données, les autres sous détecteurs étant quand même présents dans le faisceau. Pour certaines périodes, tous les sous détecteurs ont fonctionné ensemble (période 8). Trois types de séquences de données ont été prises au cours d'une période :

- **séquences de piédestaux** : on mesure la réponse de la chaîne de lecture, sans qu'aucun signal ne soit envoyé, afin d'évaluer le bruit électronique (composantes cohérente et incohérente);
- **séquences d'étalonnage** : elles se déroulent en 2 étapes qui sont la procédure de rampes et la procédure de délais, qui sont décrites dans la section 4.4;
- **séquences de physique** : on déclenche l'acquisition avec les particules qui nous intéressent (électrons, muons, pions).

Les informations précises concernant tous les paramètres des différentes séquences sont décrites en détail dans la références [134].

4.4 Étalonnage électronique

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 3, le système d'étalonnage permet d'injecter au niveau de chaque cellule du calorimètre électromagnétique un signal dont la forme est proche du signal de physique puis de lire la réponse au travers de la chaîne de lecture. Cela permet de calculer les constantes et les formes d'étalonnage qui sont utilisées par la suite pour la reconstruction de l'énergie. L'obtention de ces quantités est décrite en détail dans la note [135].

4.4.1 Conversion coups d'ADC en DAC

Les séquences de rampes permettent de mesurer la réponse des cellules et plus particulièrement le maximum du signal à la sortie des FEB en coups d'ADC pour des

signaux d'entrée générés avec des valeurs de DAC croissantes. Ainsi on a une correspondance entre coups d'ADC et valeurs de DAC. On prend 6 échantillons du signal de sortie espacés de 24.95 ns (la fréquence des croisements au LHC est de 40.08 MHz) et l'ajustement d'une parabole corrigée permet d'en extraire le maximum (en coups d'ADC). On aura auparavant soustrait de la forme d'étalonnage (pour différentes valeurs de DAC) la forme du signal généré lorsque $\text{DAC}=0$ pour s'affranchir de l'effet de charge (le signal en sortie n'étant pas exactement nul) et du piédestal. La figure 4.4 montre la corrélation entre valeurs de DAC et coups d'ADC. Le plateau correspond à la saturation de l'ADC 12 bits (maximum : 4096) après soustraction du piédestal (~ 800). Pour obtenir le facteur de conversion $P(\text{ADC})_{(\text{ADC} \rightarrow \text{DAC})}$, on ajuste, avant saturation,

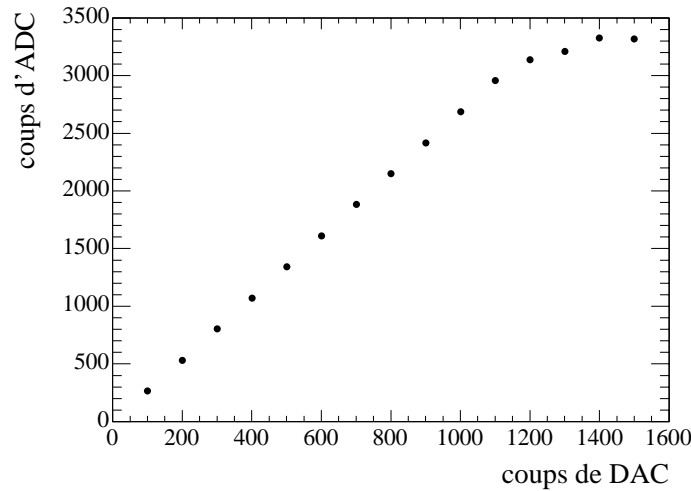


FIG. 4.4 – Réponse en coups d'ADC d'une cellule du compartiment milieu (n^0 en $\eta = 8$, n^0 en $\phi = 8$ en unités de cellule milieu) versus la valeur de DAC de l'impulsion injectée par la carte d'étalonnage.

un polynôme du second degré pour tenir compte des non-linéarités :

$$P(\text{ADC})_{(\text{ADC} \rightarrow \text{DAC})} = R_0 + R_1 \cdot \text{ADC} + R_2 \cdot \text{ADC}^2. \quad (4.1)$$

Ainsi pour un nombre de coups d'ADC à la sortie des FEB suite au passage d'une particule dans une cellule, on pourra déduire la valeur de DAC et donc le courant déposé dans cette même cellule.

4.4.2 Formes d'étalonnage

L'objectif est de reconstruire la forme du signal que l'on obtient après mise en forme à la sortie des FEB en fonction du temps pour un signal injecté proche de celui de la physique (triangle d'ionisation). Pour une valeur de DAC donnée on prend 27 échantillons du signal (32 pour ATLAS) espacés de 24.95 ns . On répète la procédure en

injectant le signal avec un retard de 1.04 ns grâce au TTCrx (carte électronique qui reçoit l'horloge et le signal de déclenchement de niveau 1 entre autres) et cela 24 fois. On obtient donc une forme d'étalonnage échantillonnée toute les $\sim 1 \text{ ns}$ comprenant 648 (800 pour ATLAS) points. On soustrait aussi la forme du signal généré pour DAC=0. La figure 4.5 montre la forme d'étalonnage pour différentes valeurs de DAC allant de 1000 (courbe avec le minimum) à 10000 (courbe avec le maximum) et ce pour une cellule du compartiment milieu. La partie négative de la forme d'étalonnage provient de la double dérivation réalisée lors de la mise en forme du signal. La saturation aura pour conséquence d'aplatir le maximum de cette courbe. Ces formes d'étalonnage sont importantes

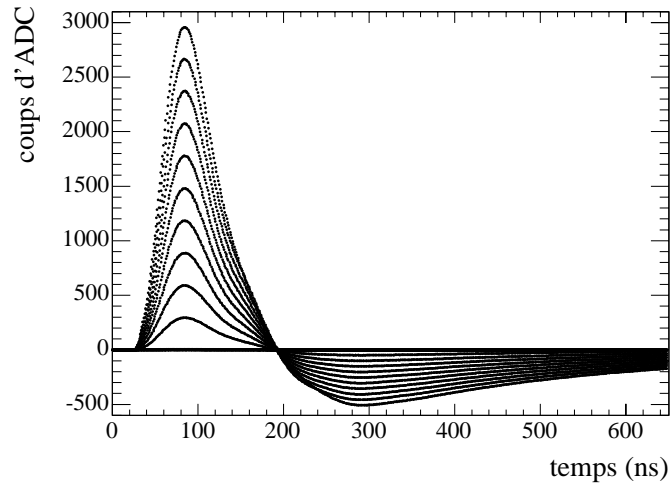


FIG. 4.5 – *Forme d'étalonnage après mise en forme pour différentes valeurs de DAC (DAC=1000 (minimum) à DAC=10000 (maximum)) pour une cellule du compartiment milieu n^0 en $\eta = 8$, n^0 en $\phi = 8$ en unités de cellule milieu).*

pour prédire les formes de physique qui sont ensuite utilisées par la méthode de filtrage optimal détaillée au paragraphe 4.6. Cette méthode effectue une somme linéaire des 5 échantillons centrés sur le maximum et les coefficients extraits sont optimisés pour que l'amplitude reconstruite ne soit pas biaisée par le bruit ou par un décalage en temps.

4.5 Reconstruction de la forme de physique

La forme de physique peut aussi être reconstruite avec les données de tests en faisceau ou prédite grâce à un modèle électrique du calorimètre électromagnétique (modélisation électrique de la cellule et de sa connectique).

4.5.1 Accumulation des données de physique

La forme de physique est donnée par le signal d'ionisation récolté dans une cellule de lecture en fonction du temps. Le faisceau étant asynchrone par rapport à la cadence de l'électronique d'acquisition (40.08 MHz), il est possible de reconstruire les formes de physique en échantillonnant par intervalles de $\sim 1 \text{ ns}$.

4.5.1.1 Reconstruction du temps

Pour pouvoir reconstruire les formes de physique, il faut déterminer le temps d'arrivée du signal d'ionisation. L'électronique d'acquisition prend 6 échantillons (propres au test en faisceau) espacés de 24.95 ns lors de la prise des données de physique. Les particules arrivent de manière aléatoire avec une phase comprise entre 0 et 24.95 ns (le faisceau est asynchrone). La phase est définie comme le temps entre le signal de déclenchement (donné par les scintillateurs) et le second coup de l'horloge 40.08 MHz comme cela est illustré sur la figure 4.6. Le temps pour chaque échantillon est calculé

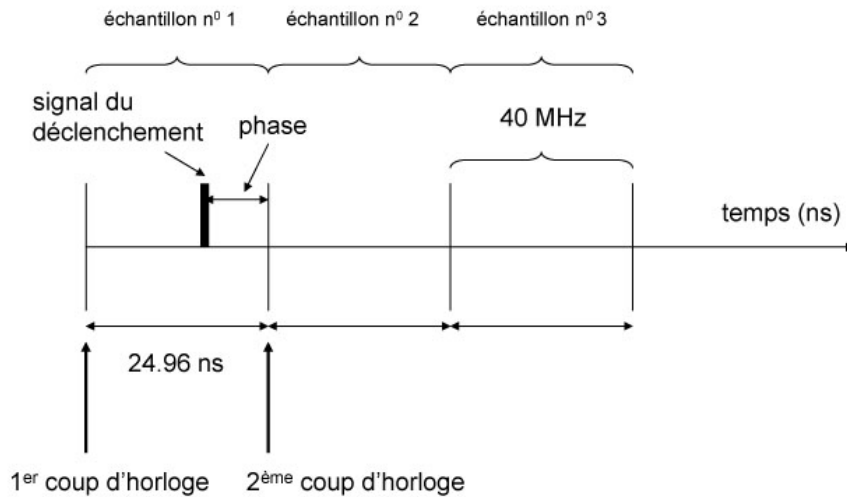


FIG. 4.6 – Schéma pour la reconstruction du temps pour le signal d'ionisation dans le calorimètre électromagnétique. L'électronique d'acquisition est déclenchée toutes les 24.95 ns , la phase étant définie entre le signal de déclenchement et le deuxième coup d'horloge.

de la façon suivante :

$$t_{\text{échantillon } N}(\text{ns}) = 24.95 \times \text{échantillon } N - \text{phase},$$

où *échantillon* N est le numéro de l'échantillon compris entre 1 et 6. Ainsi on va pouvoir reconstruire une forme de physique avec des valeurs en temps comprises entre 0 et 149.7

ns. Le même intervalle en temps de 1.04 *ns* est utilisé pour les formes de physique et celles d'étalonnage.

4.6 Méthode de filtrage optimal

Pour reconstruire l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique à partir des échantillons du signal produit par la gerbe électromagnétique incidente, plusieurs méthodes sont envisageables. Comme cela a été expliqué dans le chapitre 3, l'énergie est proportionnelle au maximum du signal. Il peut être reconstruit en prenant l'échantillon maximal, avec l'approximation que celui ci correspond au maximum de la courbe du signal et est donc très sensible aux légers décalages en temps. Une autre méthode consiste à ajuster une parabole sur les 3 échantillons d'amplitude maximale mais cette méthode est elle aussi biaisée et a besoin d'être corrigée (parabole corrigée).

La technique choisie par la collaboration ATLAS est une méthode de filtrage optimal OFC (Optimal Filtering Coefficient) [136, 137] pour reconstruire le pic du signal de façon non biaisée tout en minimisant les bruits électronique et d'empilement, en particulier à basse luminosité où le filtrage optimal permet de réduire le bruit d'un facteur 1.7. À haute luminosité, le filtre de mise en forme minimise le bruit et le filtrage optimal permet de minimiser le décalage en temps du maximum, ce qui est aussi vrai à basse luminosité. Ainsi, un poids a_i est assigné à chacun des échantillons permettant d'évaluer le maximum du signal comme cela est illustré par la formule suivante :

$$ADC_{pic} = \sum_{i=1}^{N_{\text{échantillon}}} a_i \cdot \left(\text{Échantillon}[i] - \text{Piédestal} \right), \quad (4.2)$$

où la valeur de l'échantillon i et le piédestal sont données en coups d'ADC.

La méthode permet d'extraire, en faisant une combinaison linéaire des échantillons, l'énergie E et le temps de départ du signal τ tout en minimisant le bruit.

Pour cela il est nécessaire de connaître la forme normalisée $g(t)$ du signal et sa dérivée $g'(t)$. On peut alors exprimer la valeur mesurée $S_i = S(t_i)$ du $i^{\text{ème}}$ échantillon comme suit :

$$S_i = Eg(t_i - \tau) + n_i \simeq Eg_i - E\tau g'_i + n_i \quad (4.3)$$

où n_i représente la composante de bruit du signal et $g_i^{(')} = g^{(')}(t_i)$.

Les deux estimateurs \widetilde{E} et $\widetilde{E}\tau$, respectivement l'énergie reconstruite et le produit de l'énergie par le temps de départ du signal sont utilisés. Ils sont donnés par la combinaison linéaire des $N_{\text{échantillon}}$ avec les coefficients a_i et b_i :

$$\widetilde{E} = \sum_i^{N_{\text{échantillon}}} a_i S_i \quad (4.4)$$

$$\widetilde{E}\tau = \sum_i^{N_{\text{échantillon}}} b_i S_i \quad (4.5)$$

où l'indice i varie de 0 au nombre d'échantillons ($N_{\text{échantillon}}$) enregistrés i.e. 5 dans le cas d'ATLAS.

L'amplitude est alors donnée par la valeur moyenne des estimateurs. Ces estimateurs sont donc non biaisés, c'est à dire que la valeur moyenne de $\widetilde{E} = E$ et que la valeur moyenne de $\widetilde{E\tau} = E\tau$:

$$E = \langle \widetilde{E} \rangle = \sum_i^{N_{\text{échantillon}}} (Ea_i g_i - E\tau a_i g'_i + a_i \langle n_i \rangle) \quad (4.6)$$

$$E\tau = \langle \widetilde{E\tau} \rangle = \sum_i^{N_{\text{échantillon}}} (Eb_i g_i - E\tau b_i g'_i + b_i \langle n_i \rangle). \quad (4.7)$$

Si l'on fait l'hypothèse que la contribution du bruit est en moyenne nulle i.e. $\langle n_i \rangle = 0$, et en utilisant les expressions E et $E\tau$ données par les équations 4.6 et 4.7 on peut dériver les contraintes suivantes sur les coefficients a_i et b_i :

$$\sum_i a_i g_i = 1, \quad \sum_i a_i g'_i = 0 \quad (4.8)$$

$$\sum_i b_i g_i = 0, \quad \sum_i b_i g'_i = -1. \quad (4.9)$$

On définit le bruit affectant l'amplitude E et $E\tau$ par la variance des estimateurs. Les variances des estimateurs \widetilde{E} et $\widetilde{E\tau}$ font intervenir les matrices d'auto-corrélation du bruit $\langle n_i n_j \rangle \equiv R_{ij}$ et s'expriment comme :

$$Var(\widetilde{E}) = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad (4.10)$$

$$Var(\widetilde{E\tau}) = \sum_{ij} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij}. \quad (4.11)$$

On calcule les coefficients a_i et b_i qui minimisent le bruit (la variance des estimateurs) tout en satisfaisant les contraintes 4.8 et 4.9. Ceci est réalisé au moyen des multiplicateurs de Lagrange en cherchant le minimum des fonctions définies ci-dessous:

$$I_{\widetilde{E}} \equiv \sum_{ij} R_{ij} a_i a_j - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \quad (4.12)$$

$$I_{\widetilde{E\tau}} \equiv \sum_{ij} R_{ij} b_i b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \quad (4.13)$$

où λ , κ , μ et ρ sont les multiplicateurs de Lagrange.

Les coefficients a_i et b_i qui minimisent $I_{\tilde{E}}$ et $I_{\tilde{E}\tau}$ s'expriment finalement, de façon vectorielle, comme

$$\vec{a} = \frac{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}' - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}'}{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}')^2} \quad (4.14)$$

$$\vec{b} = \frac{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}' - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}'}{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}')^2}. \quad (4.15)$$

Pour déterminer les coefficients de filtrage optimal a_i et b_i , il faut donc connaître la forme du signal g , sa dérivée g' et la matrice d'auto-corrélation du bruit R . La détermination de g et de sa dérivée sont des points critiques, car ils conditionnent les performances de reconstruction du calorimètre électromagnétique. Dans le cas d'ATLAS, les éléments de la matrice d'auto-corrélation du bruit R pourront être directement mesurés en utilisant des déclenchements aléatoires hors faisceau (bruit électronique) ou en faisceau (bruit électronique et empilement).

4.6.1 Reconstruction des formes de physique

Pour reconstruire les formes de physique pour chaque cellule (comme cela est illustré sur la figure 4.7), on doit appliquer des coupures. Tout d'abord on s'assure qu'il n'y ait pas de saturation de l'ADC ($ADC < 4095$). Le maximum de l'amplitude du signal est estimé par l'ajustement d'une forme parabolique sur les 3 échantillons avec les plus grandes valeurs d'ADC. Cependant il existe un biais systématique en fonction de la position des échantillons par rapport au maximum car la réponse du circuit de mise en forme n'est pas parabolique. Une correction est appliquée pour réduire ce biais. Ceci permet de reconstruire l'énergie avec une méthode rapide et simple.

On applique ensuite une coupure sur l'énergie dans chaque compartiment pour améliorer la qualité des formes de physique. On utilise un seuil de 1 GeV pour le pré-échantillonneur, les compartiments avant et arrière et un seuil de 7 GeV pour le compartiment milieu. Le seuil en énergie, contrairement à celui en nombre de coups d'ADC, ne dépend pas du gain. Au test en faisceau, l'énergie des particules comprise entre 1 et 300 GeV fait que seuls les gains haut et moyen sont utilisés.

Le changement de gain se fait automatiquement à partir du nombre de coups d'ADC dans le troisième échantillon. L'électronique a été réglée pour que le maximum soit dans le troisième échantillon, mais il arrive que ce ne soit pas le cas. Suivant que le maximum se situe dans le troisième ou le quatrième échantillon, le choix du gain n'est pas nécessairement le même. Ainsi on vérifie que le maximum du pic (en coups d'ADC) soit inférieur (supérieur) à un seuil en gain haut (en gain moyen). On enlève les événements ne respectant pas ces critères pour ne pas biaiser les formes de physique.

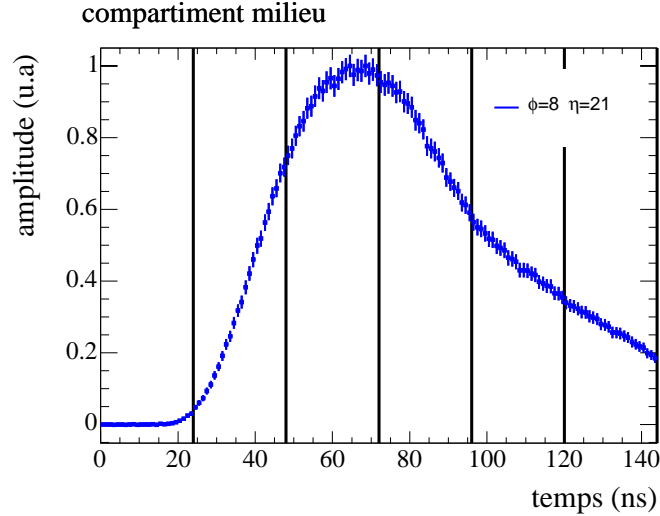


FIG. 4.7 – Exemple d'une forme de physique pour une cellule du compartiment à bas η (n^0 en $\phi = 8$, n^0 en $\eta = 21$ en unités de cellule milieu). L'amplitude (en coups d'ADC) est normalisée par le maximum et est représentée en fonction d'intervalles en temps de 1.04 ns. Les barres verticales illustrent les 6 échantillons.

Pour éliminer les cellules avec trop peu d'événements, on demande à avoir au moins 1000 entrées par forme de physique. Celles ci peuvent être normalisées par le maximum obtenu avec la méthode de la parabole corrigée.

4.6.2 Particularité du test en faisceau de 2004

Pendant le test en faisceau de 2004, le dispositif a évolué au cours du temps. En effet les différents sous détecteurs ont été progressivement combinés, avec pour conséquence des changements dans la longueur des câbles pour le déclenchement. Pour cette raison, les données du test en faisceau ont été divisées en 8 périodes.

Cela affecte par exemple la position du maximum de la forme de physique. Pour des raisons techniques, on n'utilise qu'une moitié du calorimètre électromagnétique à la fois. Chacune des périodes est appelée "période à bas η " pour $|\eta| < 0.8$ et "période à haut η " pour $|\eta| > 0.8$. Pour pouvoir produire les formes de physique sur l'ensemble du calorimètre électromagnétique, il faut utiliser des périodes durant lesquelles un balayage suivant η du calorimètre électromagnétique a été effectué avec un faisceau mono-énergétique de 250 GeV. Le balayage est effectué avec un pas de 0.025 en η .

Durant deux séquences de prises de données successives, décalées en η , les particules peuvent toucher les même cellules. Les formes de physique reconstruites pour une même cellule lors de deux séquences différentes sont alors fusionnées pour augmenter la statistique.

Pour seulement deux périodes on a un balayage en η avec un pas correspondant à une unité d'une cellule du compartiment milieu pour un même type de particule et pour une énergie fixe : la période 6 pour bas η et la période 7 à haut η .

Chaque module possède deux traversées de câbles étanches (Feed Through ou FT) qui effectuent la jonction entre la partie froide et la partie chaude. Les cellules avec les n^0 en $\phi = 0$ à 7 (8 premières lignes en ϕ pour le compartiment milieu) sont connectées au FT-1 et celles avec les n^0 en $\phi = 8$ à 15 (8 lignes suivantes pour le compartiment milieu)

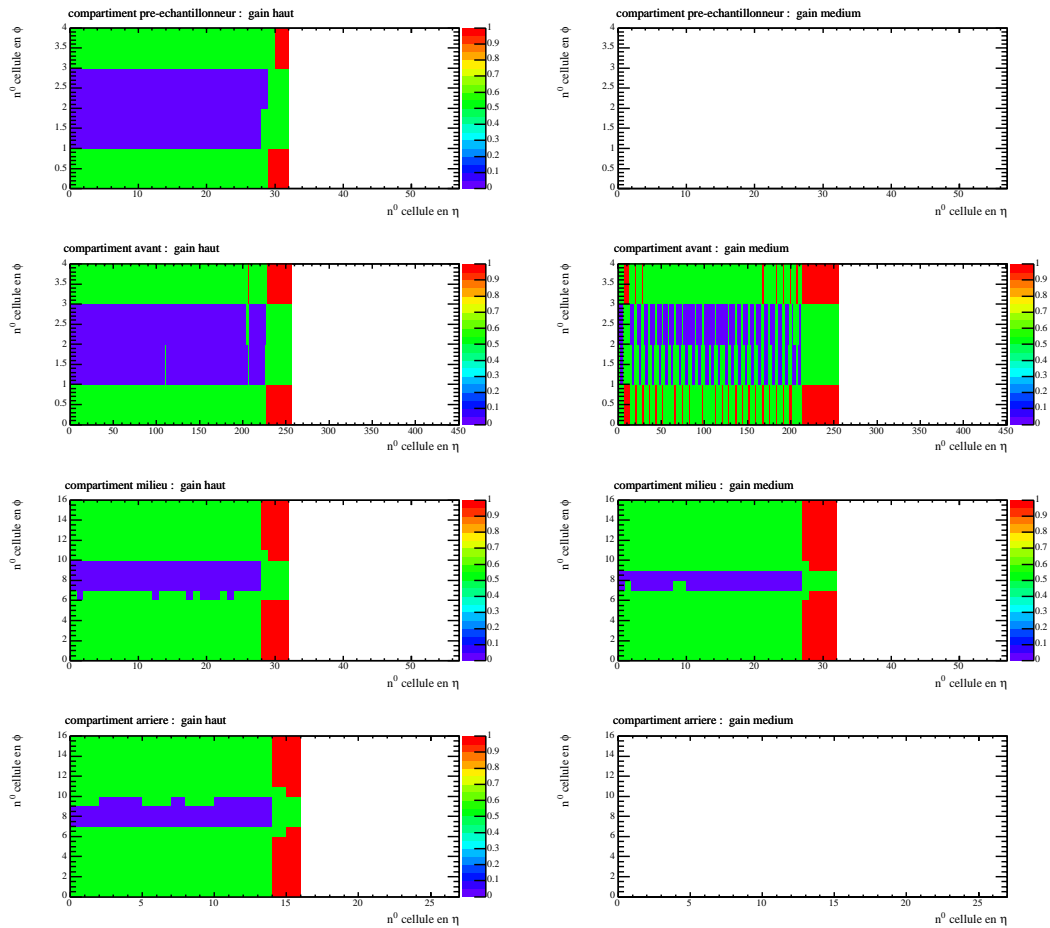


FIG. 4.8 – Cartographie (plan n^0 en η , n^0 en ϕ en unités de cellule pour chaque compartiment) montrant les formes de physique produites pour les différents compartiments du calorimètre électromagnétique pour les gains haut et moyen et pour bas η . Les zones bleues (foncé) correspondent aux formes qui ont pu directement être produites, en rouge (plus clair) celles récupérées des plus proches voisins et en vert (clair) celles récupérées après plusieurs itérations. A titre d'exemple $\eta = 0.8$ correspond à la cellule n^0 32 en η du compartiment milieu.

sont connectées au FT0. Durant ce faisceau test, il n'a pas été possible d'effectuer un balayage en ϕ des calorimètres. Le faisceau arrive au milieu du module du calorimètre suivant ϕ (entre FT-1 et FT0) et il ne balaye pas toute la zone suivant η . Dans le cas des cellules pour lesquelles une reconstruction de la forme de physique n'a pas été possible (manque de statistique, absence de données ...), on prend la forme de la cellule voisine en ϕ (pour un η fixe). S'il n'y en a pas, on prend la voisine en η (pour un ϕ fixe). Si

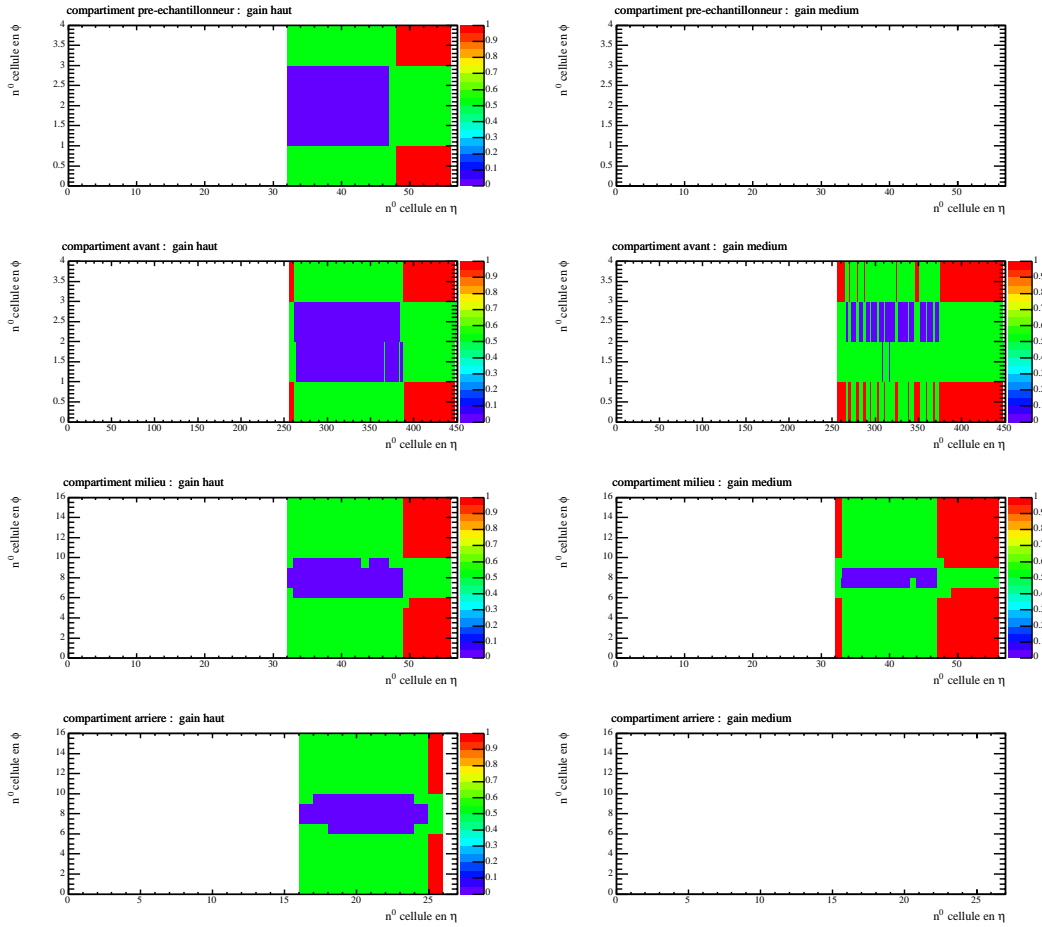


FIG. 4.9 – Cartographie (plan n^0 en η , n^0 en ϕ en unités pour chaque compartiment) montrant les formes de physique produites pour les différents compartiments du calorimètre électromagnétique pour les gains haut et moyen et pour haut η . Les zones bleues (foncé) correspondent aux formes qui ont pu directement être produites, en rouge (plus clair) celles récupérées des plus proches voisins et en vert (clair) celles récupérées après plusieurs itérations. A titre d'exemple $\eta = 1.4$ correspond à la cellule n^0 56 en η du compartiment milieu.

les deux premières procédures n'ont pas été possibles, on prend la forme de la cellule la

plus proche (voir figure 4.8 et figure 4.9). Il est nécessaire d'avoir ces formes de physique pour tout le calorimètre pour pouvoir en particulier reconstruire l'énergie des pions dont l'étalement de la gerbe est plus important que dans le cas des électrons. Ce problème est spécifique au test en faisceau de 2004 et pour ATLAS on aura des données pour toutes les cellules du calorimètre électromagnétique.

4.6.3 Résultats avec les données du test en faisceau 2004

Les formes de physique sont produites pour bas et haut η puis sont écrites dans une base de données, comme toutes les autres constantes d'étalonnage, avec un intervalle de validité (IOV). Il existe 8 périodes correspondant à 8 IOV délimitant entre autres les périodes de bas et haut η . Les formes de physique sont représentées sur les figures 4.10 et 4.11 pour bas η et sur les figures 4.12 et 4.13 pour haut η . Sur ces figures sont superposées des formes de physique correspondant à chaque moitié du calorimètre suivant ϕ . La principale différence vient de la décroissance de la courbe. En effet, les cartes électroniques de lecture (FEB) utilisées sont différentes. Les sorties de câbles sont elles aussi différentes pour les 2 demi-modules (FT-1 et FT0). Le réglage pour que le maximum soit dans le troisième échantillon dépend aussi de la carte électronique ce qui explique la différence entre la position des maxima.

À bas η , pour le pré échantillonneur et les compartiments avant et milieu, les formes ont une bonne allure. On observe cependant une plus grande dispersion dans la zone du maximum que dans les autres régions de la forme de physique.

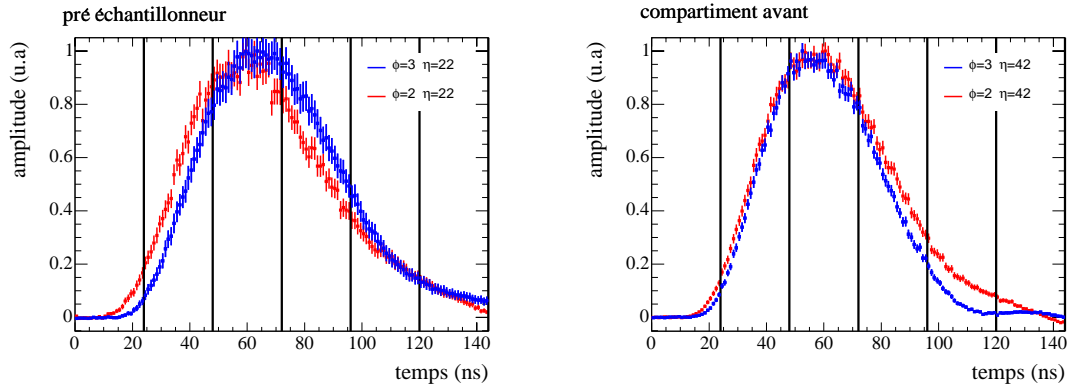


FIG. 4.10 – Formes de physique pour une période à bas η et pour des cellules du pré échantillonneur à gauche et pour le compartiment avant à droite. La courbe en rouge (foncé) correspond à la cellule n^0 en $\phi = 2$ en unités du pré échantillonneur (FT-1) et celle en bleu (clair) à la cellule n^0 en $\phi = 3$ en unités du compartiment avant (FT0).

Dans certains cas (voir figures 4.11 et 4.13 à droite), on observe des bosses dans la décroissance des formes de physique. Elles correspondent à des réflexions du signal dans les câbles. Pour certaines cellules, les formes de physique sont plus irrégulières à cause d'un manque de statistique. C'est le cas pour le compartiment arrière où l'énergie déposée est bien plus faible que dans les autres compartiments. Cependant elles sont

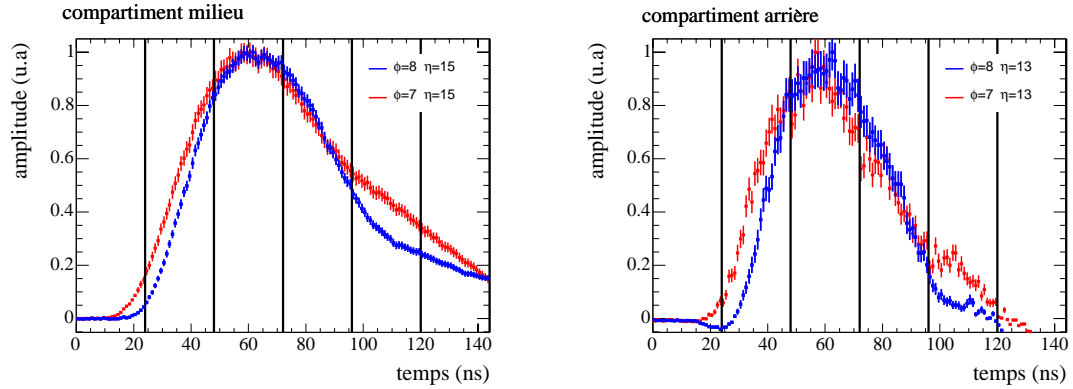


FIG. 4.11 – Formes de physique pour une période à bas η et pour des cellules des compartiments milieu à gauche et arrière à droite. La courbe en rouge (foncé) correspond à la cellule n^0 en $\phi = 7$ en unités du compartiment milieu (FT-1) et celle en bleu (clair) à la cellule n^0 en $\phi = 8$ en unités du compartiment arrière (FT0).

plus belles que les formes obtenues aux tests en faisceau de 2002 qui n'avaient pu être utilisées.

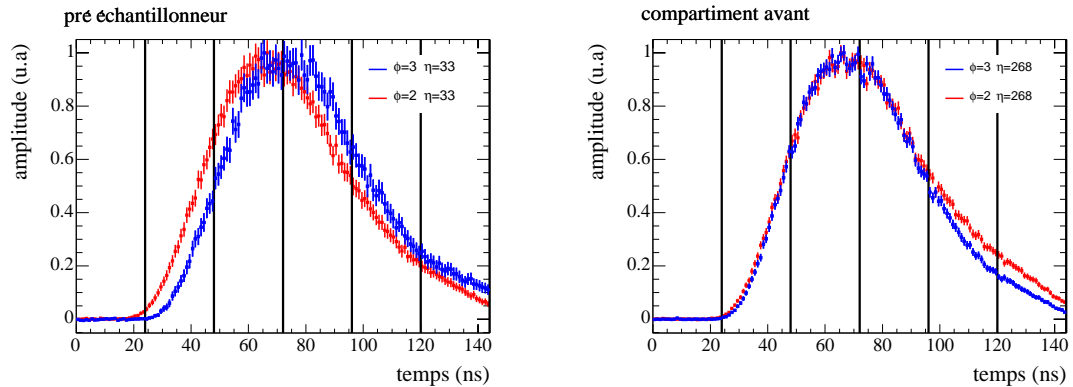


FIG. 4.12 – Formes de physique pour une période à haut η et pour pour des cellules du pré échantillonneur à gauche et pour le compartiment avant à droite. La courbe en rouge (foncé) correspond à la cellule n^0 en $\phi = 2$ en unités du pré-échantillonneur (FT-1) et celle en bleu (clair) à la cellule n^0 en $\phi = 3$ en unités du compartiment avant (FT0).

À haut η les formes de physique du compartiment milieu sont déformées après le maximum (voir figure 4.13 à gauche) et ce problème est plus visible pour le FT-1. Plusieurs hypothèses ont été soulevées, mais ce problème reste à ce jour incompris. Ceci va compromettre l'utilisation de données à haut η ($\eta > 0.8$). Malheureusement il n'existe que deux périodes avec un balayage en η , une pour bas η et une pour haut η .

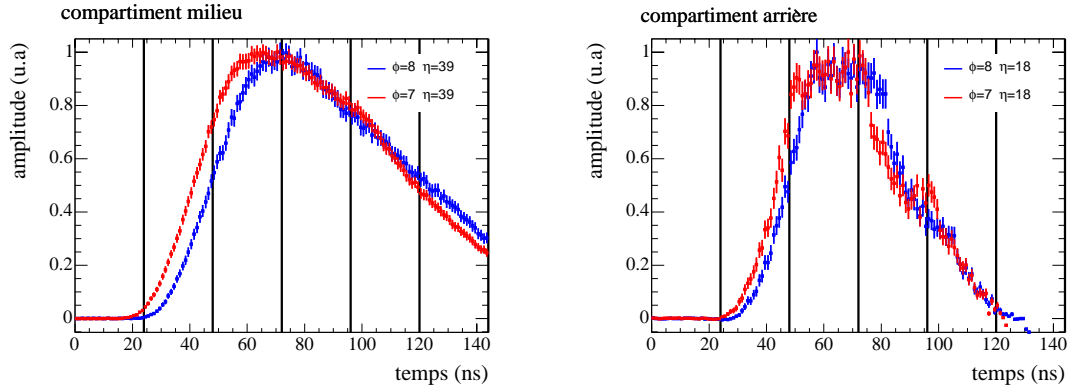


FIG. 4.13 – Formes de physique pour une période à haut η et pour des cellules des compartiments milieu à gauche et arrière à droite. La courbe en rouge (foncé) correspond à la cellule n^0 en $\phi = 7$ en unités du compartiment milieu (FT-1) et celle en bleu (clair) à la cellule n^0 en $\phi = 8$ en unités du compartiment arrière (FT0).

4.6.4 Prédiction du signal de physique

La méthode de filtrage optimal nécessite de connaître la forme g du signal de physique. Au test en faisceau, nous avons reconstruit g grâce à l'arrivée asynchrone des particules avec une très bonne finesse (6 échantillons + phase aléatoire) en prenant 144 intervalles en temps. Au LHC, le déclenchement sera ajusté de manière à ce que l'échantillon maximal soit au sommet de la forme de physique et le faisceau synchrone ne permettra pas de mesurer g avec autant de finesse (seulement 7 échantillons). Pour cette raison, une description électrique la plus complète du calorimètre électromagnétique a été réalisée [99] mais le modèle électrique n'est pas simple et nécessite d'introduire un grand nombre de paramètres pour tenir compte d'effets électriques complexes qui déforment le signal de physique. Ces paramètres deviennent difficiles à contraindre pour permettre un étalonnage fiable et précis. Une méthode semi analytique TCM (Time Convolution Method) a été développée [138, 139] pour prédire la forme normalisée du signal de physique à partir des formes d'étalonnage. Cette méthode est décrite et les résultats obtenus durant les tests en faisceau de 2004 sont présentés. Il existe aussi une autre méthode, RTM (Response Transformation Method) [140], qui consiste à utiliser uniquement la forme d'étalonnage pour prédire la forme de physique, mais elle n'est pas discutée ici.

4.6.4.1 Différence d'injection physique/étalonnage

Un schéma électrique équivalent simplifié d'une cellule du calorimètre est représenté sur la figure 4.14. Le courant induit par le passage d'une gerbe électromagnétique dans une cellule peut être modélisé par un générateur de courant de forme triangulaire au niveau de la capacité de détection C_d . Le signal est ensuite amené aux cartes électroniques en passant par des bandes de cuivre considérées comme purement inductives. Le signal

d'étalonnage, de forme exponentielle, est injecté le plus près possible de la cellule sur les cartes mères. L'inductance L_d des bandes et des cartes sépare les points d'injection du courant de physique de celui d'étalonnage. L'inductance varie en fonction de η et ceci est l'une des principales causes de non-uniformité. La différence entre les 2 signaux est notée :

$$\frac{M_{physique}}{M_{etalonnage}}$$

et est de l'ordre de quelques pourcent. Ainsi cette valeur est la correction à apporter aux données d'étalonnage. Comme on va le voir l'énergie est directement proportionnelle à ce rapport. Il est indispensable de bien mesurer cette quantité afin de garder une contribution au terme constant inférieure à 0.3%.

4.6.4.2 Description de la méthode

A partir de ce point nous travaillerons dans le domaine de Laplace. Ainsi la quantité dénotée $\tilde{X}(s)$ est la transformée de Laplace de la quantité $X(t)$:

$$\tilde{X}(s) = \int_0^{+\infty} e^{-st} X(t) dt. \quad (4.16)$$

Le signal de physique après mise en forme $P_{phys}(t)$ peut être exprimé comme la convolution du courant I_{phys} collecté sur l'électrode par les fonctions de transfert correspondant aux différents éléments de la chaîne de lecture. Dans l'espace de Laplace ceci se résume au produit des transformées de Laplace suivant:

$$\tilde{P}_{phys}(s) = \tilde{H}_{det}(s) \tilde{D}_{phys}(s) \tilde{I}_{phys}(s) \quad (4.17)$$

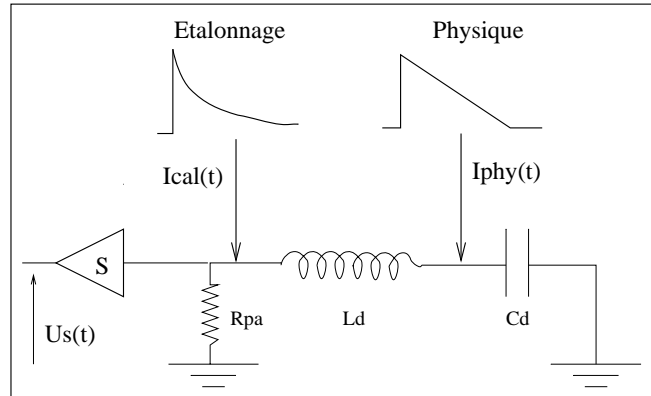


FIG. 4.14 – Schéma électrique équivalent et simplifié d'une cellule du calorimètre. Elle est vue par le signal comme une capacité C_d et une inductance L_d . Les points d'injection des signaux d'étalonnage et d'ionisation sont représentés. La tension de sortie $U_s(t)$ est lue à la sortie du circuit de mise en forme.

où $\tilde{I}_{phys}(s)$ est la transformée de Laplace du courant de physique, $\tilde{D}_{phys}(s)$ est la réponse du circuit de la figure 4.14 pour le point d'injection du signal de physique et $\tilde{H}_{det}(s)$ la fonction de transfert décrivant le chemin électrique commun à la physique et à l'étalonnage. La fonction $\tilde{H}_{det}(s)$ inclut tous les effets induits par les câbles et l'électronique de lecture qui ne sont pas bien connus et qui sont difficiles à décrire avec un modèle électrique. Ces fonctions s'expriment comme:

$$\tilde{I}_{phys}(s) = I_{phys}^0 \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-s\tau_d}}{s^2\tau_d} \right) \quad (4.18)$$

$$\tilde{D}_{phys}(s) = \frac{w_0^2}{s^2 + w_0^2 s (\tau_r + \tau) + w_0^2} \quad (4.19)$$

avec $w_0^2 = 1/(L_d C_d)$ la fréquence propre du circuit, $\tau_r = r C_d$ et $\tau = R_{pa} C_d$.

Une relation similaire peut être écrite pour le signal d'étalonnage après mise en forme:

$$\tilde{P}_{cal}(s) = \tilde{H}_{det}(s) \tilde{D}_{cal}(s) \tilde{I}_{cal}(s) \quad (4.20)$$

où $\tilde{I}_{cal}(s)$ est la transformée de Laplace du courant d'étalonnage, $\tilde{D}_{cal}(s)$ est la réponse du circuit de la figure 4.14 pour le point d'injection du signal d'étalonnage et $\tilde{H}_{det}(s)$ la même fonction de transfert que celle de l'équation 4.17. Ces fonctions s'expriment comme:

$$\tilde{I}_{cal}(s) = I_{cal}^0 \left(\frac{f}{s} + (1-f) \frac{\tau_c}{1+s\tau_c} \right) \quad (4.21)$$

$$\tilde{D}_{cal}(s) = \frac{s^2 + w_0^2 + s w_0^2 \tau_r}{s^2 + w_0^2 s (\tau_r + \tau) + w_0^2}. \quad (4.22)$$

En faisant le rapport des équations 4.20 et 4.17, il est possible d'éliminer la fonction inconnue $\tilde{H}_{det}(s)$ et d'obtenir la relation suivante reliant $\tilde{P}_{phys}(s)$ à $\tilde{P}_{cal}(s)$:

$$\tilde{P}_{phys}(s) = \tilde{G}(s) \tilde{P}_{cal}(s) \quad (4.23)$$

$$\text{avec } \tilde{G}(s) \equiv \tilde{R}_s(s) \tilde{R}_d(s) \equiv \frac{\tilde{I}_{phys}(s) \tilde{D}_{phys}(s)}{\tilde{I}_{cal}(s) \tilde{D}_{cal}(s)}. \quad (4.24)$$

La fonction $\tilde{G}(s)$ dépend des rapports $\tilde{R}_s(s)$ et $\tilde{R}_d(s)$. Le premier représente la différence de forme entre le signal de physique et le signal d'étalonnage injecté. Le second représente la différence de point d'injection entre les deux signaux. Avec la modélisation du détecteur considérée (figure 4.14), ces rapports s'expriment comme suit:

$$\tilde{R}_s(s) = \frac{\tau_d s + e^{-\tau_d s} - 1}{s\tau_d} \frac{s\tau_c + 1}{s\tau_c + f} \quad (4.25)$$

$$\tilde{R}_d(s) = \frac{w_0^2}{w_0^2 + \tau_r w_0^2 s + s^2}. \quad (4.26)$$

En revenant dans l'espace des temps, la relation 4.23 devient:

$$P_{phys}(t) = \int_0^t G(t - \theta) P_{cal}(\theta) d\theta. \quad (4.27)$$

Le signal de physique $P_{phys}(t)$ peut être exprimé comme la convolution en temps du signal d'étalonnage P_{cal} avec la fonction $G(t)$.

La fonction $G(t)$ est calculée analytiquement à partir de $\tilde{G}(s)$ (voir équation 4.24) en effectuant une transformation de Laplace inverse. Ce calcul a été réalisé dans la référence [138, 139]. Dès lors, nous sommes capables de prédire la forme du signal de physique à partir de celui d'étalonnage. La fonction $G(t)$, ainsi que le signal prédit, dépend de 5 paramètres provenant de la modélisation électrique: τ_c , τ_d , f , w_0 et τ_r .

Les valeurs de ces paramètres ne sont pas toutes précisément connues, en particulier τ_d , w_0 et τ_r . Pour contraindre ces paramètres et être capable de prédire la forme du signal de physique pour chacune des voies de lecture, la méthode retenue consiste à ajuster les signaux prédits aux signaux de physique reconstruits durant les périodes de test en faisceau.

4.6.4.3 Procédure d'ajustement

On peut maintenant prédire les formes de physique à partir de la méthode décrite précédemment en utilisant les formes d'étalonnage. Ainsi pour chaque cellule le signal prédit est ajusté aux données en minimisant un χ^2 [141] :

$$\chi^2 = \overline{y}^2 - \frac{(\overline{f}^t \overline{y})^2}{\overline{f}^2} \quad (4.28)$$

où \overline{y} et \overline{f} sont les vecteurs contenant respectivement les échantillons de la forme de physique et ceux de la forme de physique prédites. Cette minimisation est de loin l'étape la plus longue. Au test en faisceau, la forme de physique est échantillonnée toutes les ~ 1 ns, alors qu'au LHC, il n'y aura que 7 échantillons, dont un synchronisé au maximum de la forme.

Des réflexions au niveau des câbles de lecture déforment le signal en affectant principalement sa décroissance. Comme les réflexions ne sont pas prises en compte dans le modèle électrique que l'on utilise, l'ajustement est effectué seulement dans une fenêtre comprise entre 0 et 100 pas de 1.04 ns pour le pré-échantillonneur, 120 pas pour le compartiment avant, 70 pas pour le compartiment milieu et 140 pas pour le compartiment arrière.

Les formes de physique prédites sont calculées à l'aide de la relation 4.27 où la convolution entre la forme d'étalonnage et la fonction $G(t)$ est évaluée par un algorithme de trapèze, simple et rapide. Le signal de physique prédit est ensuite extrapolé en utilisant des courbes polynomiales de type "spline" [93] pour permettre le décalage de cette courbe d'un retard $t_{physique}$ non entier et ainsi permettre un meilleur ajustement aux données à mieux que 1 ns.

4.6.4.4 Résultats avec les données du test en faisceau de 2004

Les données prises lors des tests en faisceau de 2004 ont permis de valider l'implémentation du code pour l'accumulation des formes de physique, les formes de physique prédites et le calcul des coefficients de filtrage optimal. Les valeurs choisies pour les différents paramètres du modèle électrique ainsi que leur état durant la procédure d'ajustement sont résumés dans le tableau 4.1. Certains paramètres ont été optimisés lors d'études précédentes et d'autres sont donnés par les caractéristiques des cartes d'étalement. La superposition de la forme de physique et de la forme de physique prédite

paramètre	τ_d (ns)	τ_c (ns)	f	t_{calib}	t_{phys} (ns)	ω_0 (ns^{-1})	τ_r (ns)
valeur initiale (FT0)	450	430	0.065	-	10	0.184	1
valeur initiale (FT-1)	"	330	"	-	"	"	"
statut	fixé	fixé	fixé	fixé	libre	libre	libre

Tab. 4.1 – Paramètres utilisés par l'algorithme de prédiction du signal de physique, leur statut dans la procédure d'ajustement (libre ou fixe) et leur valeur.

est illustrée sur les figures 4.15, 4.16, 4.17, 4.18, 4.19 et 4.20 à bas η ($\eta < 0.8$). La qualité dégradée des données à haut η ($\eta > 0.8$) n'a pas permis d'obtenir des ajustements satisfaisants. Les caractéristiques de la forme du signal (temps de montée, décroissance) changent d'un compartiment à l'autre. Cela s'explique par les changements de la surface des cellules entre les différents compartiments et entraîne donc une variation de la capacité des cellules. Les résidus calculés pour chaque intervalle sont aussi représentés, multipliés par un facteur d'échelle (échelle à droite sur les figures).

Pour le pré échantillonneur on obtient un bon ajustement comme cela est illustré sur

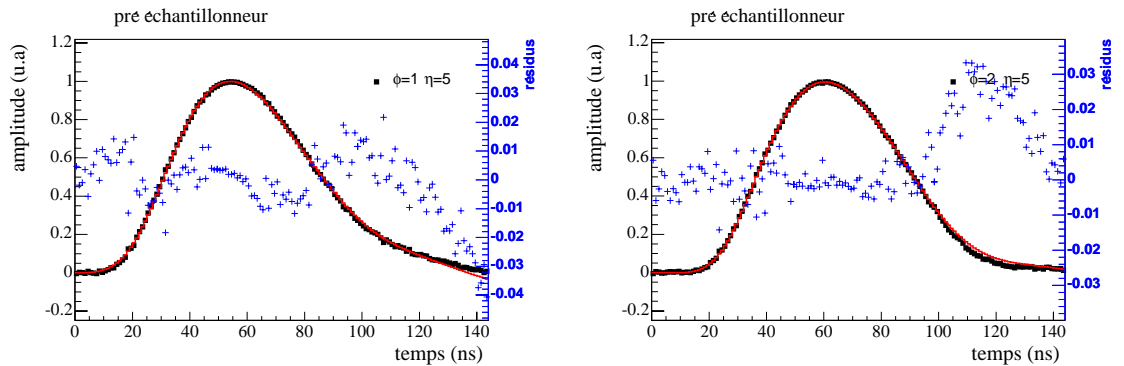


FIG. 4.15 – Résultats de la procédure d'ajustement pour deux cellules à bas η du pré-échantillonneur. Sur chaque graphique est représenté la forme de physique prédite (ligne rouge) superposée à la forme de physique normalisée par le maximum (carrés noirs). Les résidus sont aussi tracés (croix bleues). La courbe à gauche correspond à la cellule n^0 en $\eta = 5$ et la cellule n^0 en $\phi = 1$ (FT-1) et celle à droite à la cellule n^0 en $\eta = 5$ et la cellule n^0 en $\phi = 2$ (FT0) en unités de cellule du pré-échantillonneur.

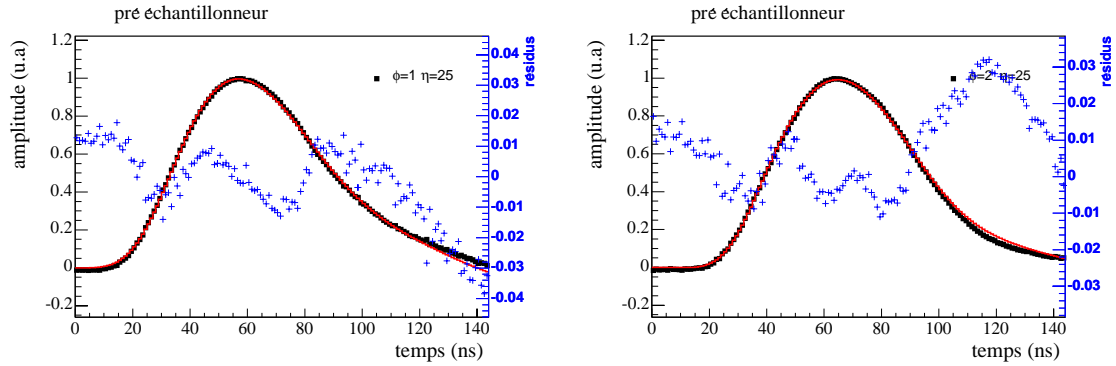


FIG. 4.16 – Résultats de la procédure d’ajustement pour deux cellules à bas η du pré-échantillonneur. Sur chaque graphique est représenté la forme de physique prédite (ligne rouge) superposée à la forme de physique normalisée par le maximum (carrés noirs). Les résidus sont aussi tracés (croix bleues). La courbe à gauche correspond à la cellule n^0 en $\eta = 25$ et la cellule n^0 en $\phi = 1$ (FT-1) et celle à droite à la cellule n^0 en $\eta = 25$ et la cellule n^0 en $\phi = 2$ (FT0) en unités de cellule du pré-échantillonneur.

les figures 4.15 et 4.16, avec une valeur maximale de 2% pour les résidus au maximum et de 1% pour la valeur moyenne. Les résidus sont plus grands qu’au test en faisceau de 2002 mais cela vient de la moins bonne qualité des formes de physique. Les résidus au maximum de la courbe doivent être maintenus aussi petits que possible pour ne pas introduire de biais important au niveau de la reconstruction de l’énergie.

Pour le compartiment avant les résultats des ajustements et les valeurs des résidus sont illustrés sur les figures 4.17 et 4.18. La valeur maximale est de 2% pour les

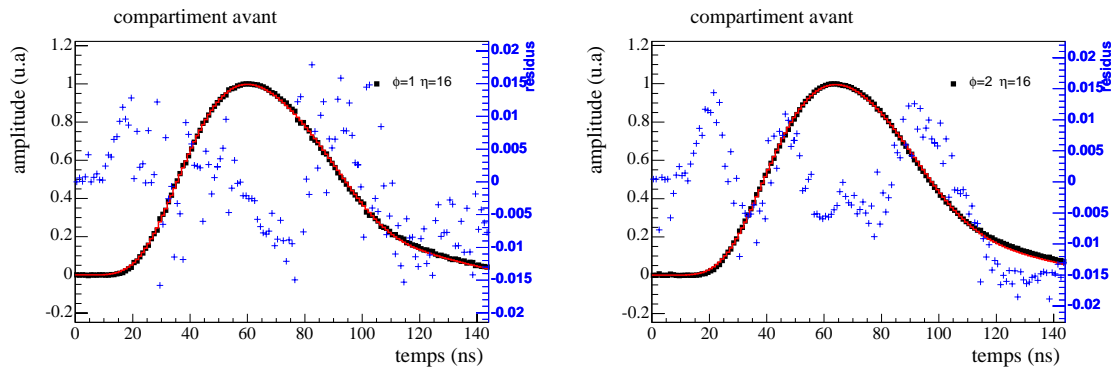


FIG. 4.17 – Résultats de la procédure d’ajustement pour deux cellules à bas η du compartiment avant. Sur chaque graphique est représenté la forme de physique prédite (ligne rouge) superposée à la forme de physique normalisée par le maximum (carrés noirs). Les résidus sont aussi tracés (croix bleues). La courbe à gauche correspond à la cellule n^0 en $\eta = 16$ et la cellule n^0 en $\phi = 1$ (FT-1) et celle à droite à la cellule n^0 en $\eta = 16$ et la cellule n^0 en $\phi = 2$ (FT0) en unités de cellule du compartiment avant.

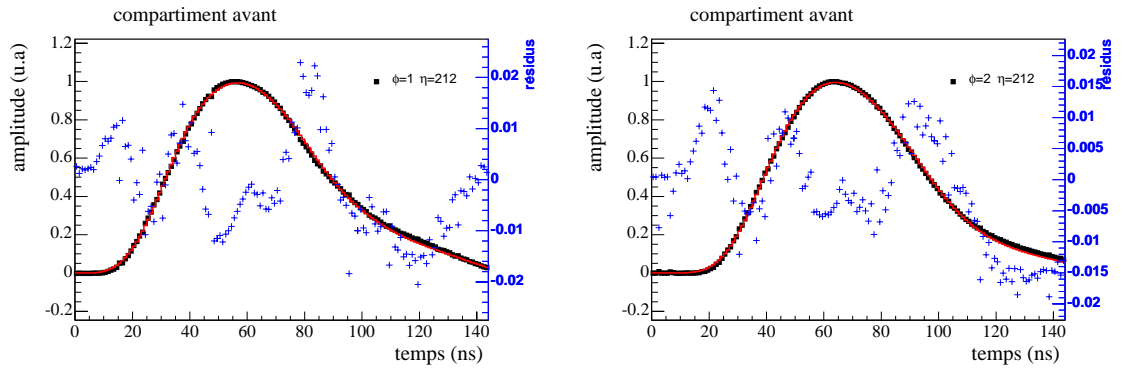


FIG. 4.18 – Résultats de la procédure d’ajustement pour deux cellules à bas η du compartiment avant. Sur chaque graphique est représentée la forme de physique prédite (ligne rouge) superposée à la forme de physique normalisée par le maximum (carrés noirs). Les résidus sont aussi tracés (croix bleues). La courbe à gauche correspond à la cellule n^0 en $\eta = 212$ et la cellule n^0 en $\phi = 1$ (FT-1) et celle à droite à la cellule n^0 en $\eta = 212$ et la cellule n^0 en $\phi = 2$ (FT0) en unités de cellule du compartiment avant.

résidus au maximum et de 1% pour la valeur moyenne. Mais là aussi cela dépend de la dispersion des points de la forme de physique aux alentours du maximum. Pour le pré-échantillonneur et le compartiment avant on n’observe pas de variation de la qualité de l’ajustement en fonction de η .

Pour le compartiment milieu, les résultats de l’ajustement sont illustrés sur les figures 4.19 et 4.20. La valeur maximale de 2.5% pour les résidus au maximum et de 1% pour

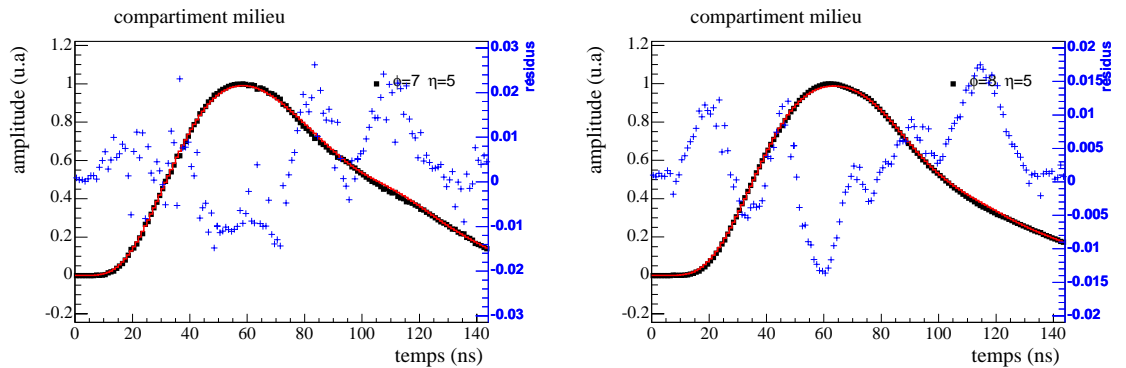


FIG. 4.19 – Résultats de la procédure d’ajustement pour deux cellules à bas η du compartiment milieu. Sur chaque graphique est représentée la forme de physique prédite (ligne rouge) superposée à la forme de physique normalisée par le maximum (carrés noirs). Les résidus sont aussi tracés (croix bleues). La courbe à gauche correspond à la cellule n^0 en $\eta = 5$ et la cellule n^0 en $\phi = 7$ (FT-1) et celle à droite à la cellule n^0 en $\eta = 5$ et la cellule n^0 en $\phi = 8$ (FT0) en unités de cellule du compartiment milieu.

la valeur moyenne.

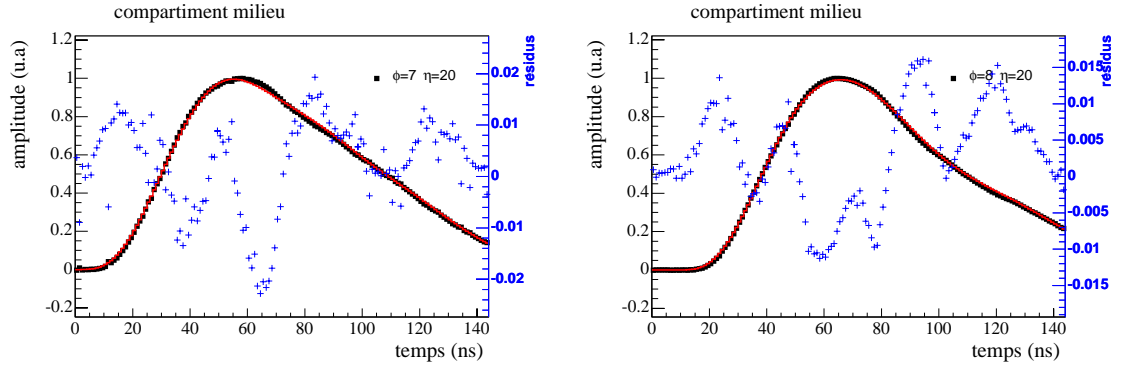


FIG. 4.20 – Résultats de la procédure d’ajustement pour deux cellules à bas η du compartiment milieu. Sur chaque graphique est représentée la forme de physique prédite (ligne rouge) superposé à la forme de physique normalisée par le maximum (carrés noirs). Les résidus sont aussi tracés (croix bleues). La courbe à gauche correspond à la cellule n^0 en $\eta = 20$ et la cellule n^0 en $\phi = 7$ (FT-1) et celle à droite à la cellule n^0 en $\eta = 20$ et la cellule n^0 en $\phi = 8$ (FT0) en unités de cellule du compartiment milieu.

4.6.4.5 Discussion

Les formes de physique sont différentes pour les deux moitiés de module (FT-1 et FT0) correspondant à des cartes électroniques (FEB) avec des amplificateurs différents. La dispersion autour du maximum est plus importante pour le FT-1 que pour le FT0. En effet le faisceau est légèrement décalé vers le FT0 au lieu d’être centré entre les 2 FT. Il a été montré que la région autour du maximum de la forme de physique s’aplatit si le faisceau n’arrive pas directement au centre de la cellule. Ceci pourrait expliquer la plus grande dispersion autour du maximum pour le FT-1.

Pour le compartiment arrière (à bas η), malgré l’amélioration des formes de physique par rapport au précédent test en faisceau de 2002, les ajustements obtenus sont de mauvaise qualité et ne sont donc pas illustrés ici. On extrait quand même des coefficients de filtrage optimal à partir des formes de physique prédite.

Pour tous les compartiments pour haut η ($\eta > 0.8$) la qualité des formes de physique, avec de nombreuses bosses, n’est pas bonne, et la production des coefficients de filtrage optimal n’a pas été étudiée. Pour cette période, la reconstruction de l’énergie avec par exemple la méthode de la parabole corrigée est aussi difficile.

Pour garder une contribution sur le terme constant inférieure à 0.3% , il faut un signal prédit avec des résidus inférieurs à 1% et une erreur au maximum de la forme prédite inférieure à 0.5% [99].

La procédure d’ajustement a été implementée, adaptée aux caractéristiques du test en faisceau de 2004 et validée. Les résidus au maximum sont un peu plus importants que lors des précédents tests en faisceau (au maximum de $\sim 2\%$) mais sont dus à des formes

de physique de moins bonne qualité. Certains problèmes ne sont pas encore compris.

4.7 Reconstruction de l'énergie

4.7.1 Reconstruction de l'énergie d'une cellule

Dans ATLAS, le calcul de l'énergie E , du temps τ et du χ^2 se fait au niveau des ROD (Read Out Driver) par les DSP (Digital Signal Processor). Les constantes d'étalonnage nécessaires aux calculs sont récupérées par les ROD dans une base de données. Au test en faisceau, les échantillons ont été enregistrés sur bande puis l'énergie a été calculée dans ATHENA, qui simule le fonctionnement des ROD. L'énergie déposée dans une cellule est calculée de la façon suivante :

$$E(MeV) = f_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot f_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot \frac{M_{physique}}{M_{etalonnage}} \cdot P(ADC_{pic})_{(ADC \rightarrow DAC)}, \quad (4.29)$$

où les différents termes sont définis ici :

- Le facteur $f_{DAC \rightarrow \mu A}$ permet de faire la conversion de $DAC \rightarrow \mu A$ et dépend de la résistance d'injection de la carte mère :

$$f_{DAC \rightarrow \mu A}(\mu A/DAC) = \frac{76.295 \mu A}{R_{injection}}. \quad (4.30)$$

Il y a une valeur de résistance d'injection par cellule donc autant de facteurs dans la base de données.

- Le facteur $f_{\mu A \rightarrow MeV}$ convertit le courant déposé en énergie. Il dépend de la fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide :

$$f_{\mu A \rightarrow MeV}(MeV/\mu A) = \frac{1}{I/\varepsilon \cdot f_{echantillonnage}}, \quad (4.31)$$

où I/ε est le facteur de conversion d'une énergie en courant et $f_{echantillonnage}$ est la fraction d'échantillonnage pour les électrons, c'est à dire la fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide. Pour $f_{echantillonnage}$, 3 valeurs sont choisies : 2 pour les régions avec la géométrie en accordéon ($\eta < 0.8$ et $\eta > 0.8$) et 1 valeur pour le pré-échantillonneur.

- Le facteur $\frac{M_{physique}}{M_{etalonnage}}$ corrige la différence entre le maximum de la forme de physique et celle d'étalonnage.
- Le facteur de rampe, $P(ADC)_{(ADC \rightarrow DAC)}$, permet de convertir des coups d'ADC en DAC.
- Enfin ADC_{pic} est le maximum du signal d'ionisation après mise en forme en coups d'ADC. Il peut être obtenu par la méthode de filtrage optimal ou par d'autres types de méthodes (e.g. parabole corrigée).

4.7.2 Reconstruction de l'énergie d'un amas

L'objectif est de reconstruire l'énergie en utilisant les coefficients de filtrage optimal pour valider la chaîne de reconstruction spécifique au test en faisceau et la qualité des coefficients en comparant la résolution avec la méthode simple de la parabole. Pour reconstruire l'énergie des électrons de 180 et 250 GeV :

- Un amas de taille fixe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ (en unité de cellules milieu) est utilisé dans le compartiment milieu et autour de la cellule la plus énergétique.
- Des poids ont été appliqués à l'énergie des cellules du pré-échantillonneur (α_1) et du compartiment arrière (α_3) pour compenser les pertes d'énergie dues aux matériaux inertes en amont du calorimètre et les fuites à l'arrière :

$$E(MeV) = \alpha_1.E_{\text{pré-échantillonneur}} + E_{\text{compartiment avant}} + E_{\text{compartiment milieu}} + \alpha_3.E_{\text{compartiment arrière}},$$

le calcul est décrit dans les notes [113, 142, 143].

- Aucune correction raffinée n'a été appliquée e.g les corrections géométriques (modulations en ϕ et en η), l'effet d'amas, ...[113, 142].

L'analyse avec les coefficients de filtrage optimal obtenus en utilisant seulement la forme d'étalonnage pour prédire la forme de physique (méthode RTM) et les corrections raffinées pour les données de 2004 est présentée dans la note [142].

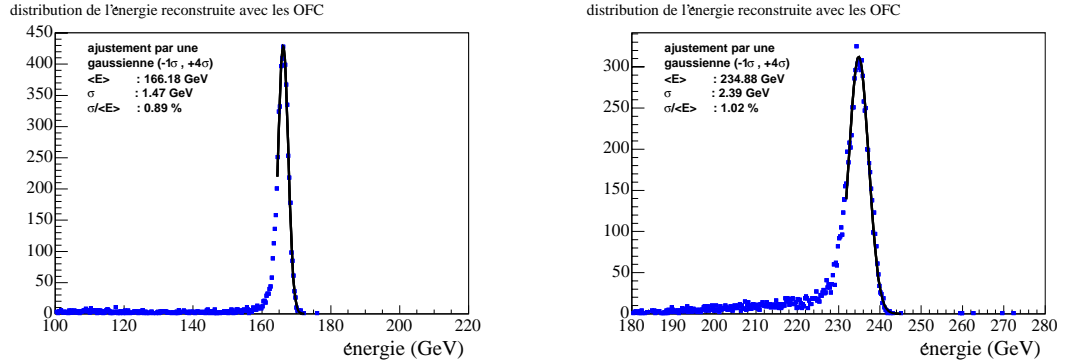


FIG. 4.21 – Distribution de l'énergie d'électrons de 180 GeV à $\eta = 0.085$ à gauche et d'électrons de 250 GeV à $\eta = 0.059$ à droite, reconstruits en utilisant les coefficients de filtrage optimal (OFC TCM). La valeur moyenne $\langle E \rangle$, l'écart standard σ et la résolution $\sigma/\langle E \rangle$ en ajustant une gaussienne entre -1σ et $+4\sigma$ sont aussi donnés. Des coupures courantes [144] ont été appliquées pour la sélection..

4.7.3 Résultats

L'énergie reconstruite en utilisant les coefficients de filtrage optimal pour des électrons de 180 (250) GeV , pour $\eta = 0.085$ (0.059) et $\eta = 0.287$ (0.294) (position de l'amas)

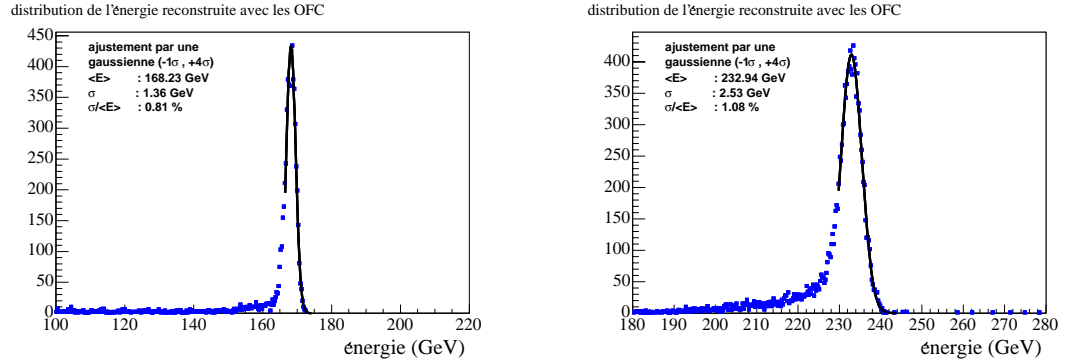


FIG. 4.22 – Distribution de l'énergie d'électrons de 180 GeV à $\eta = 0.287$ à gauche et d'électrons de 250 GeV à $\eta = 0.294$ à droite, reconstruits en utilisant les coefficients de filtrage optimal (OFC TCM). La valeur moyenne $\langle E \rangle$, l'écart standard σ et la résolution $\sigma/\langle E \rangle$ en ajustant une gaussienne entre -1σ et $+4\sigma$ sont aussi donnés. Des coupures courantes [144] ont été appliquées pour la sélection.

est illustrée sur les figures 4.21 et 4.22. L'énergie moyenne reconstruite est inférieure à l'énergie du faisceau (électrons de 180 et 250 GeV). Cela vient en partie des fuites d'énergie en dehors de l'amas. En effet un amas de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ n'est pas suffisant pour contenir toute l'énergie de la particule incidente, et les pertes estimées par Monte Carlo pour les électrons sont de l'ordre de 5% [142]. Les paramètres du modèle élec-

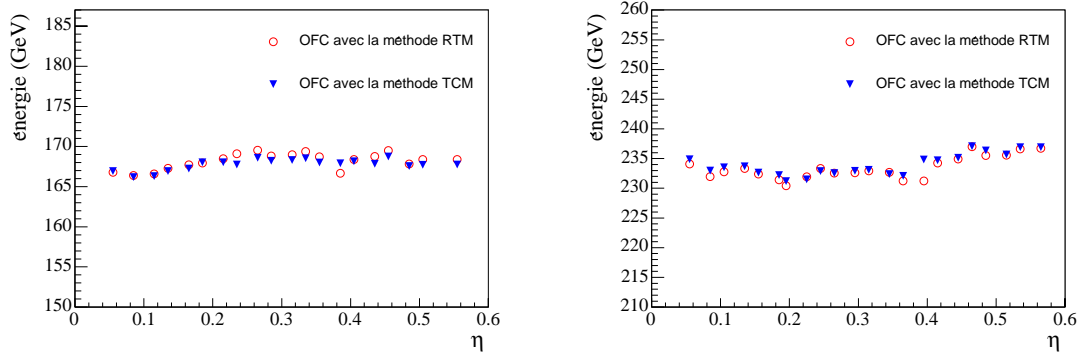


FIG. 4.23 – Énergie reconstruite (en GeV) avec les coefficients de filtrage optimal (OFC) avec la méthode utilisant les formes d'étalonnage (RTM) et les formes d'étalonnage et de physique pour des électrons de 180 GeV et 250 GeV en fonction de la position du faisceau suivant η pour la moitié du calorimètre électromagnétique ($\eta < 0.8$).

trique sont eux aussi responsables du décalage en énergie. Cependant l'échelle absolue d'énergie du calorimètre n'est pas étudiée ici.

La résolution en utilisant les coefficients de filtrage optimal est de $\sigma/\langle E \rangle = 1.08\%$

(1.15)% avec la méthode de la parabole corrigée pour $\eta \sim 0.290$ et des électrons de 250 GeV. L'utilisation des coefficients de filtrage optimal permet d'obtenir une résolution légèrement meilleure que la méthode de la parabole corrigée. Aussi, les résultats avec

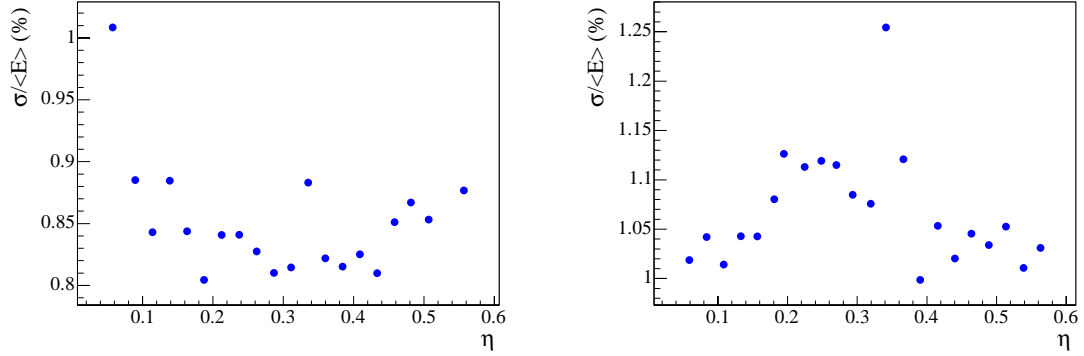


FIG. 4.24 – Résolution (en %) calculée lors de l'utilisation des coefficients de filtrage optimal pour reconstruire l'énergie des électrons de 180 GeV à gauche et de 250 GeV à droite en fonction de la position du faisceau suivant η pour la première moitié du calorimètre électromagnétique.

les coefficients de filtrage optimal produits à partir des formes de physique prédites avec les méthodes RTM sont comparables avec ceux présentés ici. Les corrections raffinées permettent ensuite d'atteindre des résolutions comparables [142] à celles obtenues lors du test en faisceau de 2002 (0.5%-0.7%) [112, 113]. Sur la figure 4.23 est représentée l'énergie reconstruite en fonction de la position suivant η dans le détecteur pour $\eta < 0.6$. On observe une variation de l'ordre de $\sim 2\%$ pour des électrons de 180 GeV et de $\sim 3\%$ pour des électrons de 250 GeV.

Sur la figure 4.24 est illustrée la résolution en fonction de la position suivant η dans le détecteur. La résolution moyenne est de 0.85% pour des électrons de 180 GeV de 1.1% pour des électrons de 250 GeV. La différence pour $0.35 < \eta < 0.4$ vient de deux cellules mortes dans le compartiment avant. Cela affecte aussi l'énergie moyenne. Cet effet peut être corrigé.

4.8 Conclusion et stratégie pour les premières collisions

La reconstruction de l'énergie dans les cellules du calorimètre électromagnétique est primordiale pour le programme de physique du détecteur ATLAS au LHC. La méthode présentée permet de prédire la forme de physique du calorimètre électromagnétique à partir de la forme d'étalonnage. Elle utilise une convolution en temps. Les coefficients de filtrage optimal sont ensuite produits et utilisés pour la reconstruction de l'énergie. Le code a été migré dans ATHENA, adapté aux conditions du test en faisceau de 2004 et a été validé. Une grande partie du travail a été l'adaptation aux caractéristiques de ce test en faisceau et la validation. L'utilisation d'outils et de méthodes communs a été

généralisée. Après l'optimisation des coupures, les formes de physique ont été écrites dans la base de données. L'écriture et la lecture dans la base de données a été quelque peu délicate. Les coefficients de filtrage optimal (OFC) ont ensuite été produits, après validation du code, et écrits dans la base de données. La dernière étape a été de valider la reconstruction de l'énergie en utilisant les coefficients. En effet il faut choisir les OFC avec la bonne phase et pouvoir les utiliser pour toutes les périodes du test en faisceau. L'évolution de la configuration du test en faisceau n'a pas simplifié notre travail. Même si certains problèmes ne sont pas compris à l'heure actuelle, il a été montré que la méthode fonctionne à bas η . L'augmentation de matière en amont du calorimètre et le fait que le faisceau ne soit pas centré sur les cellules du compartiment milieu dégradent quelque peu les performances.

La simplicité et la robustesse de la méthode permettent d'envisager son utilisation pour les premières données. Cependant des études sont nécessaires pour évaluer l'impact sur la résolution et l'uniformité si on n'utilise que 5 échantillons pour prédire les formes de physique (ce qui est le cas pour ATLAS où le faisceau est synchrone). Pour cela, il faut accumuler les données.

On peut aussi étudier la résolution et l'uniformité si l'on prédit les formes de physique à partir des formes d'étalonnage et des paramètres du modèle ($\tau_c, \omega_0 \dots$) en prenant les valeurs mesurées lors des tests de mise en route du détecteur. Ceci nous permet d'avoir les coefficients avant même les premières données.

Une cartographie des cellules à problèmes ou mortes ainsi que la mesure des paramètres électriques des cellules et des formes d'étalonnage sont nécessaires. Les tests de mise en route et l'étude des données de muons cosmiques permettront d'avoir ces informations avant les premières collisions.

Ainsi, il faut adapter les codes de reconstruction et de prédiction des formes de physique du test en faisceau (un seul module) pour pouvoir les utiliser dans ATLAS (32 modules) et produire des coefficients qui permettront de reconstruire l'énergie dans le calorimètre électromagnétique en 2007 .

*"Nur wer nicht sucht,
ist vor Irrtum sicher."*

*Seulement celui qui ne cherche pas
est assuré de ne pas se tromper.*

Albert Einstein.

Chapitre 5

Identification des leptons τ par leurs désintégrations hadroniques

5.1 Introduction

Pour la recherche du Higgs et de la nouvelle physique, une reconstruction et une identification excellentes des leptons sont cruciales. Pour le lepton τ , cela est plus difficile car il occupe une place à part. Les leptons τ se désintègrent leptoniquement et hadroniquement. Dans le premier cas il est difficile de différencier lors de la reconstruction et de l'identification un $e(\mu)$ d'un $\tau \rightarrow e(\mu) \bar{\nu} \nu_\tau$. Dans le deuxième cas, il est possible de reconstruire et d'identifier les leptons τ dans leur mode hadronique mais la reconstruction des hadrons est délicate. Dans les deux cas l'énergie emportée par le neutrino ν_τ n'est accessible que par l'intermédiaire de la mesure de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T . De nombreux canaux de physique contiennent des leptons τ dans leur état final d'où leur importance. Différentes caractéristiques permettent de séparer les jets τ des autres jets, c'est à dire les jets *QCD* et les jets de quarks lourds.

Deux algorithmes d'identification des τ hadroniques existent : le code officiel d'ATLAS, *TauRec* puis un nouvel algorithme *Tau1P3P*. Dans ce chapitre les 2 algorithmes sont étudiés et comparés. Une première étude est réalisée avec les données simulées lors du *DC2* (Data Challenge 2) et au format *CBNT* (ComBined Ntuple). Cependant il est nécessaire de faire une comparaison en utilisant les mêmes outils et les mêmes définitions pour le calcul de l'efficacité et de la réjection. Ceci est possible en utilisant des données plus récentes au format réduit (*AOD*).

Une revue de la physique accessible avec les τ et de ses caractéristiques est tout d'abord présentée. Puis les deux algorithmes pour la reconstruction et l'identification des jets τ sont expliqués. Ce chapitre présente ensuite l'étude des performances de ce deuxième et tout nouvel algorithme *Tau1P3P*, et la comparaison avec l'algorithme officiel *TauRec*.

5.2 Physique accessible avec les leptons τ

Plusieurs canaux de physique, du Modèle Standard aux modèles exotiques en passant par la SUSY, possèdent des leptons τ dans leur état final.

Pour la recherche du boson de Higgs du MS de basse masse $\sim 120 \text{ GeV}/c^2$, la production par fusion de bosons vecteurs faibles [57] suivie de la désintégration en une paire de leptons τ joue un rôle important :

$$qqH \rightarrow qq\tau\tau.$$

Ce canal est décrit et étudié au chapitre 6. Il est important d'avoir des bonnes performances pour l'identification des τ et en particulier un bon facteur de réjection des jets.

Ceci est vrai aussi dans le cas de la recherche du Higgs au-delà du Modèle Standard comme par exemple pour la production de Higgs dans le MSSM (Minimal SuperSymmetric Model)[145, 146] :

$$\begin{aligned} A^0/H^0 &\rightarrow \tau\tau \\ H^\pm &\rightarrow \tau^\pm + \nu_\tau \end{aligned}$$

pour un Higgs chargé plus léger que le quark *top* et pour de grandes valeurs de $\tan\beta$.

Pour la recherche de nouvelles particules comme par exemple celles prédites par la SUSY, les τ se désintégrant hadroniquement jouent un rôle important. À grand $\tan\beta$, les τ sont produits en grand nombre lors de la désintégration en cascade de sparticules [147] :

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_2^0 &\rightarrow \tilde{\tau}\tau \rightarrow \tau\tau\tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{\chi}_2^\pm &\rightarrow \nu_\tau\tilde{\tau}^\pm \rightarrow \nu_\tau\tau^\pm\tilde{\chi}_1^0. \end{aligned}$$

De plus, les désintégrations $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ et $Z \rightarrow \tau\tau$ peuvent être utilisées lors du démarrage du LHC pour l'étude des performances de l'identification des jets τ et pour la calibration des calorimètres.

La distribution de l'énergie transverse des produits visibles de la désintégration hadronique des τ dans leur mode hadronique dépend du processus et cela est illustré sur la figure 5.1. Pour $Z \rightarrow \tau\tau$, l'énergie transverse visible moyenne est de 34 GeV alors que pour un processus SUSY comme $A/H \rightarrow \tau\tau$ elle est de 209 GeV pour $m_{A/H} = 800 \text{ GeV}/c^2$. La reconstruction et l'identification des jets τ doit couvrir une grande gamme d'énergie transverse. La distribution en $|\eta|$, représentée sur la figure 5.2, est elle aussi différente suivant le canal de physique.

5.3 Désintégrations hadroniques du τ

Le τ fut le dernier lepton découvert (en 1975 à SLAC [148, 149, 150]). C'est le lepton le plus massif, $m_\tau = 1776.99_{-0.26}^{+0.29} \text{ MeV}/c^2$. Contrairement aux autres leptons, il a un faible temps de vie $\tau = (290.6 \pm 1.1) \times 10^{-15} \text{ s}$ et une grande longueur de vol $c\tau = 87.11 \mu\text{m}$. Le τ se désintègre par l'intermédiaire d'un courant faible chargé. Il est le seul lepton à pouvoir se désintégrer hadroniquement, et sa masse élevée rend possible les désintégrations sous forme de résonances telles que : π , K , ρ , K^* ou a_1 .

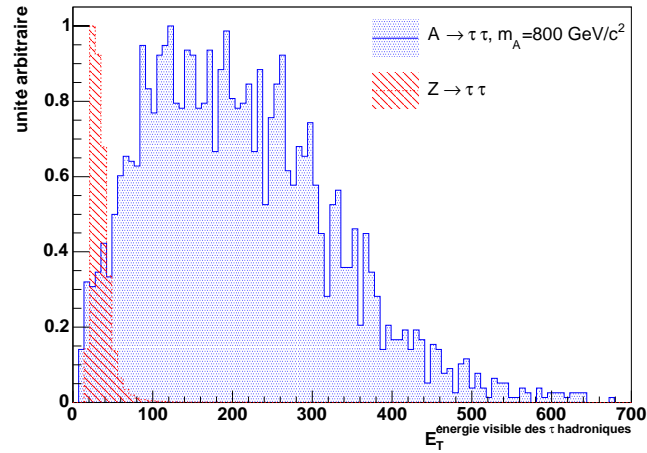


FIG. 5.1 – Distribution de l'énergie transverse visible des τ dans leur mode hadronique pour différents processus : $Z \rightarrow \tau\tau$, et SUSY $A/H \rightarrow \tau\tau$ avec $m_A = 800 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan\beta = 35$. E_T est l'énergie transverse visible des τ se désintégrant hadroniquement calculée à partir de la vérité du Monte Carlo. La valeur moyenne de E_T est de 34 GeV pour $Z \rightarrow \tau\tau$ et de 209 GeV pour $A/H \rightarrow \tau\tau$.

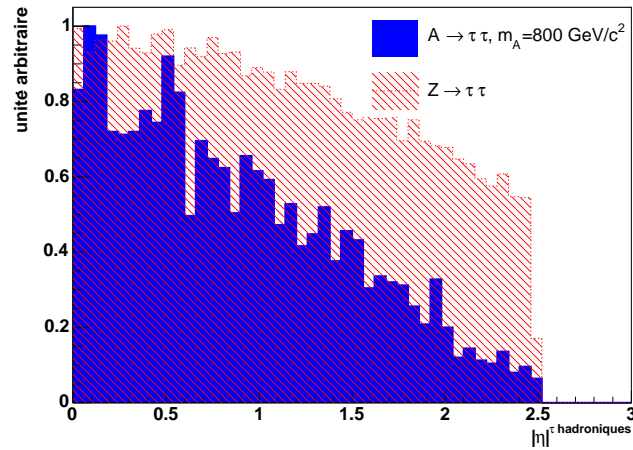


FIG. 5.2 – Distribution en $|\eta|$ des τ dans leur mode hadronique pour différents processus : $Z \rightarrow \tau\tau$, et SUSY $A/H \rightarrow \tau\tau$ avec $m_A = 800 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan\beta = 35$. η est la pseudo-rapacité des τ se désintégrant hadroniquement calculée à partir de la vérité du Monte Carlo et dans l'acceptance du détecteur interne d'ATLAS ($|\eta| < 2.5$).

Les principaux modes de désintégration du τ sont montrés dans le tableau 5.1. L'identification des leptons τ dans leur mode leptonique est très difficile. La signature avec un électron ou un muon avec de l'énergie manquante dans l'état final possède un grand nombre de bruits de fond (e , μ). Comme on peut en déduire du tableau 5.1, 77 % des désintégrations hadroniques ne possèdent qu'une seule trace chargée. Dans ce cas, il est très difficile de rechercher un vertex déplacé dans le détecteur interne. Le mode $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ représente 24 % des désintégrations hadroniques avec une trace chargée contre 76 % pour les modes $\tau^\pm \rightarrow n\pi^0 \pi^\pm \nu_\tau$. Dans le cas de 3 traces chargées, le mode $\tau^\pm \rightarrow 3\pi^\pm \nu_\tau$ domine avec 68% sur $\tau^\pm \rightarrow 3\pi^\pm n\pi^0 \nu_\tau$ avec 32%. La fraction

Type		rappports d'embranchement
désintégrations leptoniques	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.84 %
	$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.36 %
désintégrations hadroniques avec 1 particule chargée	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	11.06 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.42 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9.17 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	1.08 %
	$\tau^- \rightarrow K^- n\pi^0 \nu_\tau$	1.56 %
	$\tau^- \rightarrow h^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	1.05 %
désintégrations hadroniques avec 3 particules chargées	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9.47 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4.37 %
	$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	5.5×10^{-3} %
	$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	2.3×10^{-4} %
désintégrations hadronique avec 5 particules chargées	$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- h^+ h^- \nu_\tau$	8.2×10^{-4} %
	$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- h^+ h^- n\pi^0 \nu_\tau$	1.8×10^{-4} %
	autres	1.61 %

TAB. 5.1 – Les principaux modes de désintégrations du lepton τ [5], où h^\pm signifie π^\pm ou K^\pm . Les conjugués de charge ne sont pas représentés.

d'événements restants provient de modes avec des rapports d'embranchement faibles ($\ll 1\%$). Les leptons τ se désintégrant hadroniquement sont séparés entre ceux avec une trace chargé (1P pour "1 prong", $\sim 77\%$) et ceux avec 3 traces chargées (3P pour "3 prongs", $\sim 23\%$). On néglige les autres modes avec 5 traces chargées ou plus (contribution $\ll 1\%$).

Les jets QCD représentent le bruit de fond le plus important dans la recherche de jets τ . En effet les 2 types de jets se ressemblent : traces chargées, hadrons chargés et neutres. Cependant les jets τ possèdent certaines caractéristiques qui permettent de les distinguer des autres jets :

- Les jets τ contiennent une ou trois traces chargées contre une multiplicité plus élevée pour les jets QCD .
- Le jet τ est plus fin que les autres jets.
- Le nombre de particules neutres est plus faible dans les jets τ avec seulement 17 %

des désintégrations qui contiennent plus de $1 \pi^0$.

Pour identifier un jet τ , des variables permettant une bonne réjection des jets QCD sont utilisées. Des candidats τ sont recherchés dans un premier temps à l'aide d'un des deux algorithmes. Puis des coupures sont appliquées sur les variables caractéristiques choisies pour l'identification. On peut alors optimiser l'efficacité de sélection et la réjection des jets QCD en construisant par exemple un maximum de vraisemblance. L'algorithme officiel, *TauRec* est d'abord présenté suivi d'un nouvel algorithme, *Tau1P3P*.

5.4 Échantillons MC et reconstruction

Cette analyse a été réalisée avec la version 11.0.41 d'ATHENA [90] (la dernière au moment de l'écriture) pour la simulation et la reconstruction. Les échantillons Monte Carlo sont issus de la nouvelle production MC effectuée dans le cadre du CSC (Computing Service Commissioning). La géométrie du détecteur ATLAS utilisée dans la simulation MC avec *Geant 4* [94] correspond à celle attendue au démarrage du LHC, c'est à dire avec les 3 couches de pixels et sans les roues C du TRT. Ce sont les échantillons officiels les plus récents d'ATLAS pour l'analyse, et qui ont été produits au moment de l'écriture. Le tableau 5.2 représente les échantillons, la statistique et les générateurs

échantillon	générateur	quantité	production	m_A
$A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l h$	PYTHIA	3×10^3	CSC	$800 \text{ GeV}/c^2$
$Z \rightarrow e e$	HERWIG	10×10^3	CSC	-
$Z \rightarrow \mu \mu$	HERWIG	10×10^3	CSC	-
$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow l h \cancel{E}_T$	PYTHIA	50×10^3	CSC	-
dijets QCD J2 $35 < E_T < 70 \text{ GeV}$	PYTHIA	10×10^3	CSC	-
dijets QCD J3 $70 < E_T < 140 \text{ GeV}$	PYTHIA	10×10^3	CSC	-
dijets QCD J5 $280 < E_T < 500 \text{ GeV}$	PYTHIA	10×10^3	CSC	-

TAB. 5.2 – Échantillons utilisés pour l'étude des performances pour l'identification des τ et pour l'étude de la réjection des jets QCD , des électrons et des muons.

utilisés: PYTHIA [53, 151] et HERWIG [54]. Les objets pour l'analyse, les AOD [92], ont été reproduits avec les paramètres standards par défaut à partir des ESD (Event Summary Data)[92] pour pouvoir y inclure les variables du nouvel algorithme Tau1P3P.

5.5 Algorithme de reconstruction des τ : TauRec

TauRec est l'algorithme officiel utilisé dans ATLAS pour la reconstruction des τ dans leurs modes hadroniques. Un dépôt calorimétrique est recherché par un algorithme de fenêtre coulissante "sliding window" [152] pour former un candidat τ . Depuis peu il est aussi possible de former un candidat τ à partir d'une trace de bonne qualité extrapolée dans le calorimètre ou à partir d'un dépôt énergétique recherché par un

algorithme topologique [153]. Ces nouvelles possibilités sont en cours d'étude et ne sont pas présentées ici.

5.5.1 Algorithme initié par un dépôt calorimétrique

L'algorithme TauRec [154] cherche un candidat τ en partant d'amas énergétiques recherchés par l'algorithme "sliding window". Ces amas sont recherchés avec une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ sur une grille dont chaque case est une tour composée de la somme de l'énergie du calorimètre électromagnétique et du calorimètre hadronique. La granularité de ces tours est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Les amas doivent être suffisamment

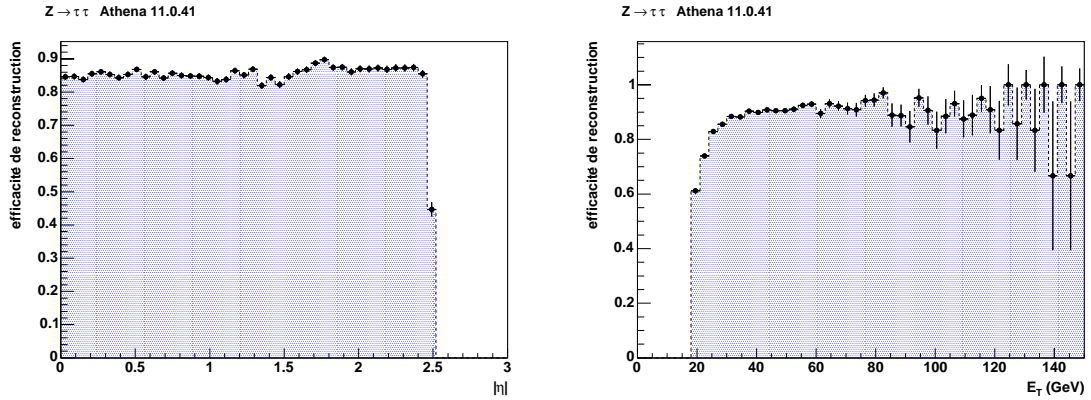


FIG. 5.3 – Efficacité de reconstruction pour les jets τ en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. On obtient une efficacité moyenne de 85.1% avec les données de "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

énergétiques et on demande que $E_T > 15 \text{ GeV}$. On recherche à associer ces amas à au moins une trace chargée de bonne qualité avec un $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ et à l'intérieur d'un cône $\Delta R = \sqrt{(\phi_{\text{trace}} - \phi_{\text{amas}})^2 + (\eta_{\text{trace}} - \eta_{\text{amas}})^2} = 0.3$. Les traces sont reconstruites à l'aide de l'algorithme iPatTracks [155]. Un amas calorimétrique associé à au moins une trace est appelé candidat τ . La plupart des candidats τ sont principalement des jets QCD , mais aussi des électrons qui développent leur gerbe plus tard ou avec un fort rayonnement de freinage ("Bremsstrahlung") et des muons interagissant dans les calorimètres. Cependant en exploitant les propriétés des jets τ , des variables caractéristiques sont calculées et servent par la suite à l'identification proprement dite. Les candidats τ sont reconstruits dans l'acceptance du détecteur interne $|\eta| < 2.5$. La figure 5.3 représente l'efficacité de reconstruction des candidats τ pour $Z \rightarrow \tau\tau$. L'efficacité de reconstruction chute pour $E_T < 30 \text{ GeV}$. Dans ce cas, une trace n'a pas pu être associée à l'amas (trace non reconstruite ou en dessous du seuil de p_T par exemple).

5.5.2 Variables discriminantes pour l'identification des τ

Contrairement aux jets QCD , un τ se désintégrant hadroniquement donne un jet fin bien collimaté de faible multiplicité. Des variables discriminantes exploitant ces caractéristiques sont décrites en détail dans ce qui suit.

5.5.2.1 Variables calorimétriques

– Rayon électromagnétique R_{EM} :

Le jet τ dans ses désintégrations hadroniques est caractérisé par un jet mince avec un plus petit profil de gerbe dans la direction transverse que les jets QCD . Pour exploiter la finesse du jet τ , on définit le rayon électromagnétique :

$$R_{EM} = \frac{\sum_{cellules} E_T^{cellule} \cdot \Delta R^{cellule}}{\sum_{cellules} E_T^{cellule}} \quad (5.1)$$

où $\Delta R^{cellule} = \sqrt{(\phi_{cellule} - \phi_{amas})^2 + (\eta_{cellule} - \eta_{amas})^2}$. On somme toutes les cellules de l'amas appartenant au calorimètre électromagnétique (pré-échantillonneur, compartiments avant, milieu et arrière) avec $\Delta R^{cellule} < 0.4$. La figure 5.4 représente la distri-

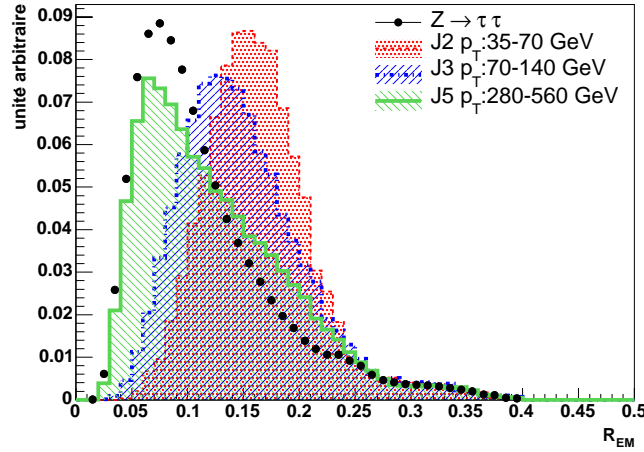


FIG. 5.4 – Distribution du rayon électromagnétique R_{EM} pour les candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

bution du R_{EM} pour les jets τ et pour les jets QCD . Les cellules ont des tailles variables, de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$ pour une cellule du compartiment avant du tonneau du calorimètre électromagnétique à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ pour une cellule du compartiment arrière des bouchons électromagnétiques (voir chapitre 3 pour plus de détails). Grâce à cette variable, la séparation entre le signal et le bruit de fond est bonne lorsque les

jets QCD ont un faible p_T (J2), et moins bonne à grand p_T (J5) quand les jets ont un grand boost et qu'ils sont plus étroits.

– **Critère d'isolation dans les calorimètres ΔE_T^{12} :**

Les jets τ sont bien collimatés alors que les jets QCD le sont moins. On utilise une région entre 2 cônes de $0.1 < \Delta R^{cellule} < 0.2$, pour définir le critère d'isolation dans les calorimètres :

$$\Delta E_T^{12} = \frac{\sum_{cellules} E_T^{cellule} (0.1 < \Delta R^{cellule} < 0.2)}{\sum_{cellules} E_T^{cellule} (\Delta R^{cellule} < 0.4)} \quad (5.2)$$

où l'on somme toutes les cellules de l'amas appartenant au calorimètre électromagnétique. Comme cela est illustré sur la figure 5.5 et comme dans le cas de R_{EM} , cette

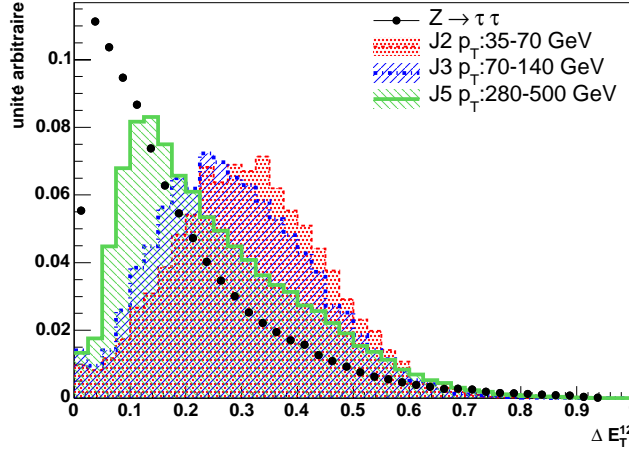


FIG. 5.5 – Distribution du critère d'isolation dans les calorimètres ΔE_T^{12} pour les candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

variable permet de bien séparer le signal des jets QCD de bas p_T (J2), mais est moins performante à grand p_T (J5). Dans un environnement plus chargé de $qqH \rightarrow qq\tau\tau$ (WBF), la séparation est encore plus difficile. Dans ce cas la taille de la région d'isolation pourrait être diminuée et être adaptée à l'échantillon considéré.

– **Nombre de cellules touchées suivant η du compartiment avant : N_{avant}**

Le nombre de cellules touchées dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique tonneau et suivant η est plus important pour les jets QCD que pour les jets τ . On compte le nombre de cellules dans le compartiment avant suivant η du calorimètre électromagnétique, autour du centre de l'amas avec $\Delta R^{cellule} < 0.4$ et avec

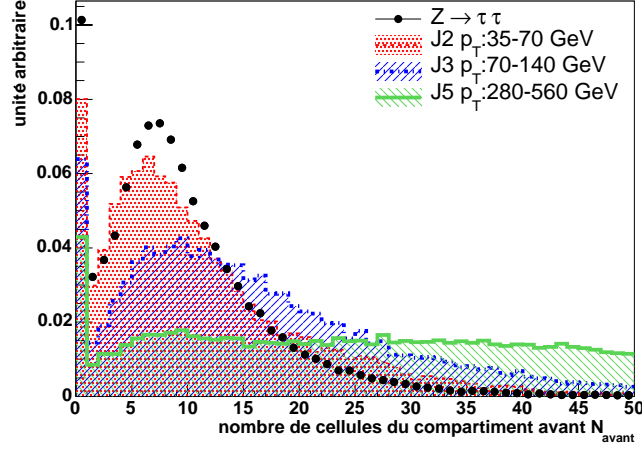


FIG. 5.6 – Distribution du nombre de cellules touchées suivant η du compartiment avant N_{avant} pour les candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

suffisamment d'énergie déposée $E_T > 200 \text{ MeV}$. La figure 5.6 montre la distribution de cette variable N_{avant} . La séparation entre le signal et le bruit de fond dijets est meilleure pour de grandes valeurs de p_T (J5) car le nombre de cellules touchées dans le compartiment avant est plus important pour les jets QCD que pour les jets τ . Certains τ ne déposent pas d'énergie dans le premier compartiment ($N_{avant} = 0$), ce qui survient principalement lors de la désintégration d'un τ en un seul π^\pm .

– Largeur de l'énergie transverse suivant η : $\Delta\eta^2$

La largeur de l'énergie transverse déposée suivant η pour le compartiment avant du calorimètre électromagnétique est définie de la manière suivante :

$$\Delta\eta^2 = \frac{\sum_{cellules} E_T^{cellule} \cdot (\Delta\eta^{cellule})^2}{\sum_{cellules} E_T^{cellule}} - \frac{(\sum_{cellules} E_T^{cellule} \cdot \Delta\eta^{cellule})^2}{(\sum_{cellules} E_T^{cellule})^2} \quad (5.3)$$

où $\Delta\eta^{cellule} = (\eta_{cellule} - \eta_{amas})$. On somme toutes les cellules de l'amas appartenant au calorimètre électromagnétique avec $\Delta R^{cellule} < 0.4$. La figure 5.7 montre que cette variable est efficace pour la réjection des jets QCD de bas p_T (J2), mais l'est moins à haut p_T (J5) lorsque les jets QCD , de boost plus important, sont plus collimatés comme le sont les jets τ .

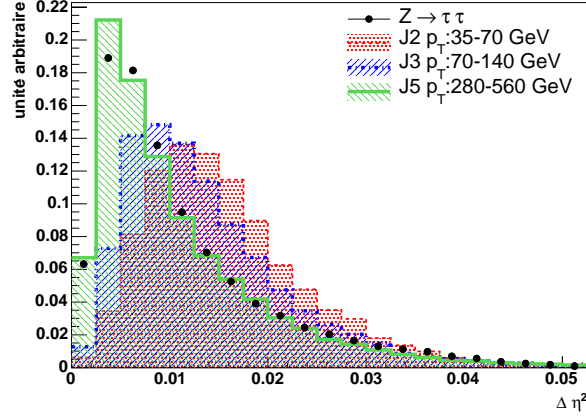


FIG. 5.7 – Distribution de $\Delta\eta^2$ pour les candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

– **Centralité :** $E_T^{1/4}$

La centralité représente l'énergie transverse déposée dans un cône de $\Delta R^{cellule} = 0.1$ sur celle déposée dans un cône de $\Delta R^{cellule} = 0.4$, centrés sur l'amas. On la définit comme :

$$E_T^{1/4} = \frac{\sum_{cellules} E_T^{cellule}(\Delta R < 0.1)}{\sum_{cellules} E_T^{cellule}(\Delta R^{cellule} < 0.4)}. \quad (5.4)$$

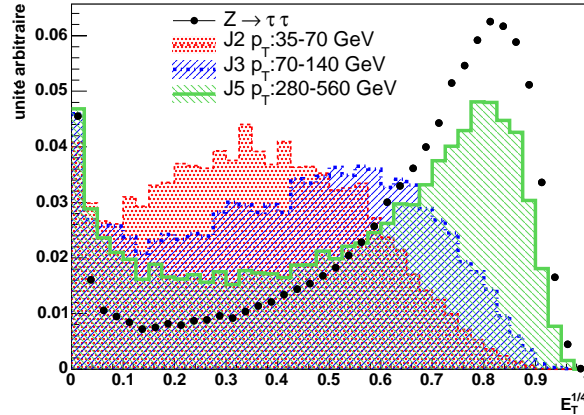


FIG. 5.8 – Distribution de $E_T^{1/4}$ pour les candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

On somme toutes les cellules des calorimètres électromagnétiques et hadroniques appartenant à l'amas. Pour un jet τ la majeure partie de l'énergie est comprise à l'intérieur d'un petit cône ($\Delta R^{cellule} = 0.1$) et $E_T^{1/4}$ tend vers 1 comme cela est montré sur la figure 5.8. À haut p_T (J5), cette variable est peu discriminante car les jets QCD sont de plus en plus collimatés à cause du boost plus important.

5.5.2.2 Variables associées au détecteur interne

– Nombre de traces chargées associées aux candidats τ : N_{trace}

Comme il a été mentionné, 77%, 22.5% et 0.5% des désintégrations hadroniques du τ ont respectivement 1, 3 et 5 traces chargées. Le nombre de traces de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ dans un cône $\Delta R^{cellule} = 0.3$ centré sur l'amas est une variable importante pour rejeter les jets QCD qui ont une multiplicité plus élevée. Les jets QCD ont un plus grand nombre de

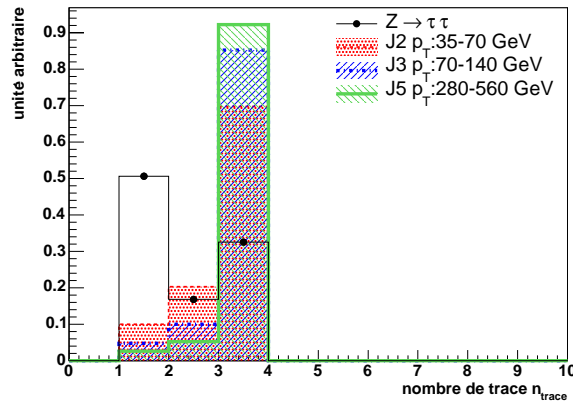


FIG. 5.9 – Distribution du nombre de traces pour les candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

candidats avec 2 ou 3 traces chargées comme cela est illustré sur la figure 5.9. Seuls les candidats τ avec 1, 2 ou 3 traces chargées sont gardés au niveau des AOD. Les traces sont reconstruites avec iPatTrack[155], qui dans un premier temps associe des coups dans les différentes couches du détecteur interne (pixels, SCT) pour former des amas, puis associe les amas entre eux pour former des traces. Les traces de bonne qualité sont extrapolées jusqu'au TRT puis combinées avec les informations de celui-ci. Pour être de bonne qualité, les traces doivent satisfaire les critères suivants : il faut au moins 6 amas par trace dans les détecteurs de silicium, pas plus de 3 amas en commun avec une autre trace et un $\chi^2 > 0.001$. De plus les traces avec des amas dans les 2 couches de pixels les plus internes et associées au TRT peuvent avoir jusqu'à 3 trous. Un trou est défini comme un coup manquant le long de la trace dans les détecteurs à silicium ou le TRT. Par contre pour les autres traces, 1 seul trou est autorisé lors de l'association des amas

des différents compartiments.

– **Charge du candidat τ : c_τ**

La distribution de la charge est représentée sur la figure 5.10. Elle est obtenue en faisant la somme de la charge des traces associées à l’amas. Pour les jets τ , on voit clairement

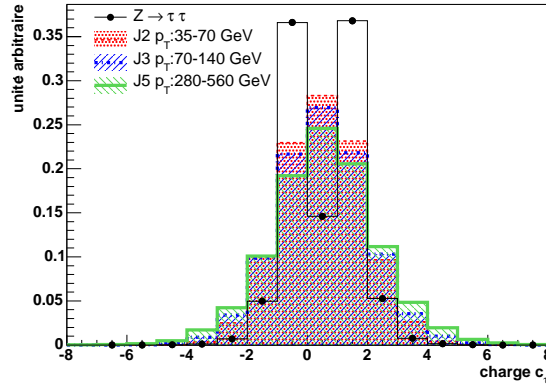


FIG. 5.10 – *Distribution de la charge des candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l’unité.*

que dans la plupart des cas, la charge est de ± 1 . Les autres cas sont dus à une mauvaise reconstruction des traces, à une trace qui est rejetée parce que son p_T est en dessous du seuil ou lorsqu’une des traces est en dehors de l’acceptance du détecteur interne.

– **La signification statistique du pseudo paramètre d’impact signé par le temps de vie : d_0/σ_{d_0}**

Le pseudo paramètre d’impact est la distance minimale d’approche d’une trace par rapport à l’axe des faisceaux dans le plan (x,y) : d_0 . On obtient sa signification statistique en divisant d_0 par son erreur : σ_{d_0} . Le signe de d_0 est positif (négatif) si la désintégration a lieu dans le sens du vol (dans le sens opposé du vol). Finalement, le tout est signé par $\text{signe}[\sin(\text{cluster} - \text{trace})]$, qui utilise la différence entre les angles azimuthaux de l’amas calorimétrique et de la trace vue dans le détecteur central (voir [154] pour plus de détails). Pour les jets QCD , la distribution d_0/σ_{d_0} est centrée sur 0, alors que pour les jets τ , la valeur moyenne de la distribution est positive : les produits de désintégration du τ se dirigent en moyenne dans le même sens que le vol du τ . Cette variable n’est pas disponible au niveau des AOD et n’est pas donc pas représentée.

– **Rapport E_T sur p_T pour la trace de plus haut p_T : E_T/p_T**

Le p_T d’un jet QCD est réparti relativement uniformément parmi ses traces contrairement au p_T d’un jet τ . Pour ce dernier, la trace chargée principale (la plus énergétique)

emporte une grande fraction de l'énergie. Aussi les jets QCD sont composés d'une quantité importante de particules neutres, alors que les jets τ en ont peu : principalement des π^0 . La figure 5.11 représente la distribution de E_T/p_T pour les jets τ et les jets

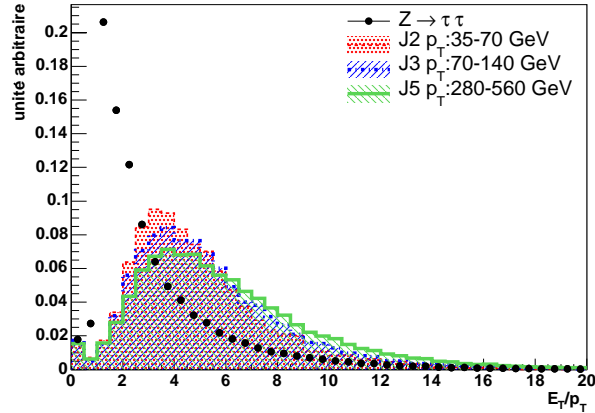


FIG. 5.11 – Distribution du rapport E_T sur p_T où p_T est l'impulsion transverse de la trace de plus haut p_T et E_T est l'énergie transverse des candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

QCD , où p_T est l'impulsion transverse de la trace de plus haut p_T et E_T est l'énergie transverse du candidat τ . Le pic se situe autour de 1 pour les jets τ , comme on s'y attend dans le cas d'un τ se désintégrant en π^\pm . Les jets τ avec un rapport supérieur à 1 se désintègrent avec des particules neutres ou avec 3 particules chargées. Cette variable permet de bien séparer les jets τ des jets QCD .

5.5.3 Identification des τ

Lors de la recherche des candidats τ , seules deux coupures sont appliquées : l'énergie transverse de l'amas calorimétrique doit être au-dessus d'un seuil en E_T et l'amas doit être associé à 1, 2 ou 3 traces chargées. Pour l'identification des jets τ et la réjection des jets QCD , on peut appliquer des coupures séquentielles sur les variables discriminantes, et dans *TauRec* il est possible d'appliquer une coupure sur un maximum de vraisemblance.

Dans *TauRec*, le maximum de vraisemblance utilisé est construit à partir de 8 variables. Les 3 variables discrètes définies précédemment sont utilisées : N_{trace} , le nombre de cellules du compartiment avant suivant η touchées N_{avant} et la charge du candidat τ c_τ . Puis les 5 autres variables continues sont aussi utilisées : R_{EM} , ΔE_T^{12} , $\Delta\eta$, d_0/σ_{d_0} et E_T/p_T . Le maximum de vraisemblance appelé "Likelihood2004" [154], est construit à partir d'échantillons de SUSY $A \rightarrow \tau\tau$ et de jets QCD , dans 11 intervalles en E_T définis par les bornes suivantes : 15, 28, 44, 62, 88, 134, 218, 334, 434, 600 GeV , et

$E_T > 600 \text{ GeV}$. Pour une efficacité moyenne donnée (de 20% à 70%), les coupures à appliquer sur le maximum de vraisemblance en fonction de l'intervalle en E_T ont été évaluées. La figure 5.12 représente la distribution du maximum de vraisemblance pour les candidats provenant de $Z \rightarrow \tau\tau$ et des jets QCD . Sur la figure 5.13, les efficacités

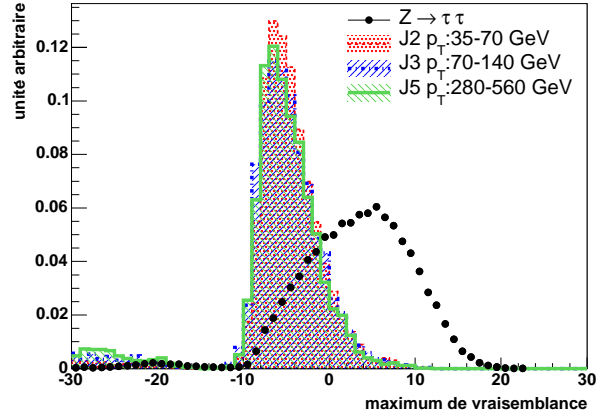


FIG. 5.12 – Distribution du maximum de vraisemblance des candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

de reconstruction et d'identification des τ hadroniques en fonction de $|\eta|$ et de E_T sont représentées. On remarque une pente dans l'efficacité en fonction de η et une baisse de statistique à grand E_T . Le premier effet vient du fait que les coupures que l'on applique

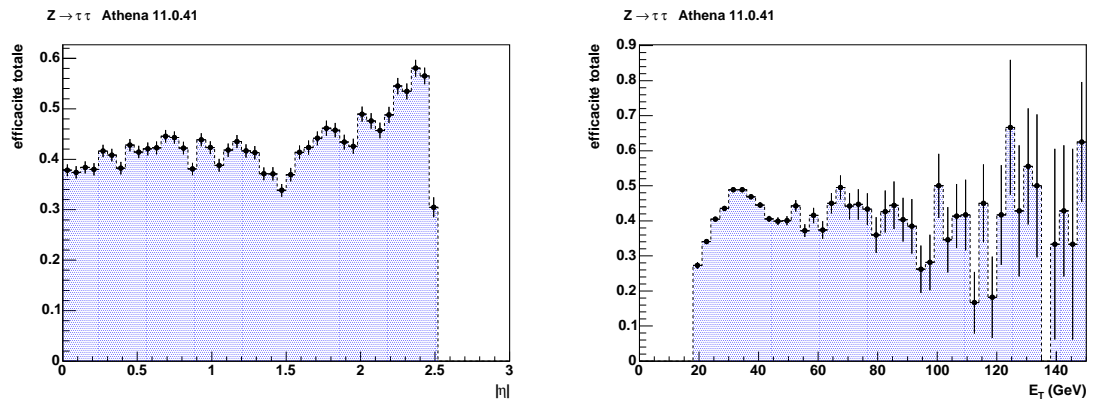


FIG. 5.13 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les jets τ en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. On obtient une efficacité moyenne de 42.3% avec les données de "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont tracées.

sur le maximum de vraisemblance ont été optimisées avec des échantillons $A/H \rightarrow \tau\tau$ qui n'ont pas la même distribution en η que les événements $Z \rightarrow \tau\tau$ (comme cela a été montré sur la figure 5.2). Le second effet s'explique par le fait que pour $Z \rightarrow \tau\tau$ la valeur moyenne de la distribution en E_T est de 34 GeV , d'où le peu de statistique à grand E_T .

5.5.4 Facteur de réjection

Les événements qui peuvent être identifiés comme des jets τ sont les jets QCD , les électrons développant tardivement leur gerbe ou ceux avec un important bremsstrahlung, et les muons interagissant dans les calorimètres hadroniques.

Pour rejeter les électrons et les muons, les variables calculées pour leur identification peuvent être utilisées, de même que les informations du TRT qui permettent de distinguer les électrons des pions. Plus simplement, on vérifie que le candidat τ n'a pas déjà été identifié comme un électron ou un muon par les algorithmes spécialement dédiés à cela. Pour l'étude du facteur de réjection des jets QCD , on enlève les électrons et les muons en utilisant la vérité du Monte Carlo.

La réjection des jets QCD est plus difficile. Comme on le voit sur la figure 5.12, on peut avoir une bonne séparation entre les jets τ et les jets QCD , c'est à dire un grand facteur de réjection des jets QCD , mais cela dépend de l'efficacité que l'on veut. La

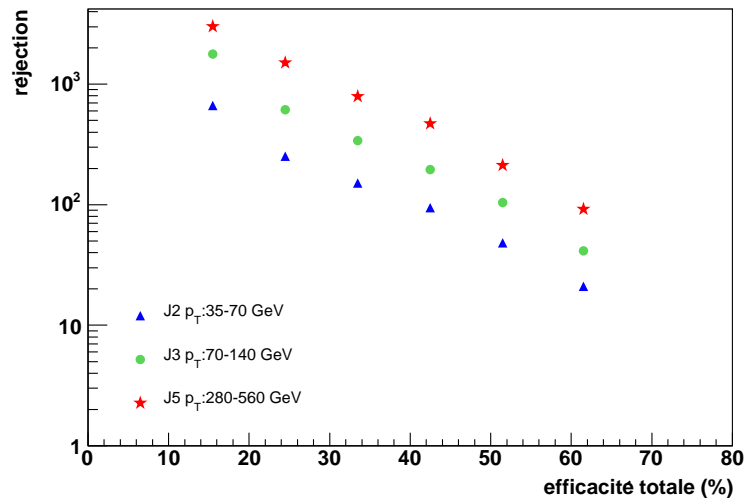


FIG. 5.14 – Facteur de réjection des jets QCD en fonction de l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets τ obtenu avec des événements di-jets QCD (différentes plages en p_T).

figure 5.14 montre le facteur de réjection pour les jets QCD en fonction de l'efficacité d'identification des jets τ . Le facteur de réjection, outre la dépendance attendue en

fonction de l'efficacité, dépend aussi fortement de la gamme en énergie des jets QCD . Ainsi pour une même efficacité de 42%, le facteur de réjection des jets QCD est de ~ 100 pour $35 \leq p_T \leq 70 \text{ GeV}$ contre un facteur de réjection de ~ 500 pour $280 \leq p_T \leq 460 \text{ GeV}$.

5.5.5 Étalonage de l'énergie des τ par pondération des dépôts calorimétriques

La réponse des calorimètres est étalonnée à l'échelle électromagnétique. Ainsi la réponse (h) pour les hadrons est d'environ 15% plus faible que celle (e) des électrons puisque $e/h \sim 1.3$ [156] (calorimètres non compensés). L'énergie des candidats τ est déterminée en utilisant la méthode de pondération des dépôts calorimétriques "à la H1" [157]. Chaque poids dépend de l'énergie déposée dans la cellule, de sa position en η et de son compartiment. L'énergie corrigée peut s'écrire de la façon suivante :

$$E^{reconstruit} = \sum_{cellules} w_{cellule}(E_{cellule}/V_{cellule}) \cdot E_{cellule} \quad (5.5)$$

où $w_{cellule}$ est un poids qui dépend de la densité en énergie dans la cellule considérée. On somme l'énergie des cellules des calorimètres dans 16 intervalles en $\log(E_{cellule}/V_{cellule})$ et ce pour les différentes régions des calorimètres : le pré-échantillonneur et les compartiments avant du calorimètre électromagnétique tonneau et bouchon (4), les compartiments milieu et arrière du calorimètre électromagnétique pour $|\eta| < 0.8$ et $|\eta| > 0.8$ (4), le calorimètre hadronique tonneau et l'extension du tonneau (2), le calorimètre hadronique bouchon pour $|\eta| < 2.5$ et $|\eta| > 2.5$ (2). Un seul poids est utilisé pour les calorimètres électromagnétique (1) et hadronique (1) vers l'avant, pour l'espace entre les calorimètres hadroniques tonneau et bouchon (1) et pour la correction du cryostat (1). Les poids dépendent de $E_{cellule}/V_{cellule}$ et sont ajustés en utilisant une fonction de la forme :

$$w_{cellule}(E_{cellule}/V_{cellule}) = a + bi + ci^2, \quad (5.6)$$

où $i = f(E_{cellule}/V_{cellule})$ et la dépendance en $E_{cellule}/V_{cellule}$ est logarithmique. Les poids sont obtenus en minimisant la déviation par rapport à la vérité du Monte Carlo définie ci-dessous :

$$\chi^2 = \sum_{\text{événements}} \left(\sum_{cellules} \frac{w_{cellule}(E_{cellule}/V_{cellule}) \cdot E_{cellule}}{E_{MC}} - 1 \right)^2. \quad (5.7)$$

Cette méthode a été utilisée lors de tests en faisceau avec des pions et donne de bons résultats [158]. La figure 5.15 montre la distribution de $(E_T^{reconstruit} - E_T^{vrai} \tau \text{ visible}) / E_T^{vrai} \tau \text{ visible}$, avec des jets τ étalonnés et la vraie énergie visible des τ pour $Z \rightarrow \tau\tau$.

La distribution est une gaussienne avec une résolution de 10.4%. Cette distribution devrait être centrée sur zéro mais un décalage de -1.8% est observé. Ce décalage pourrait s'expliquer par le fait que les poids ont été calculés à partir d'échantillons $A/H \rightarrow \tau\tau$, pour lesquels les distributions en E_T sont différentes de celles de $Z \rightarrow \tau\tau$.

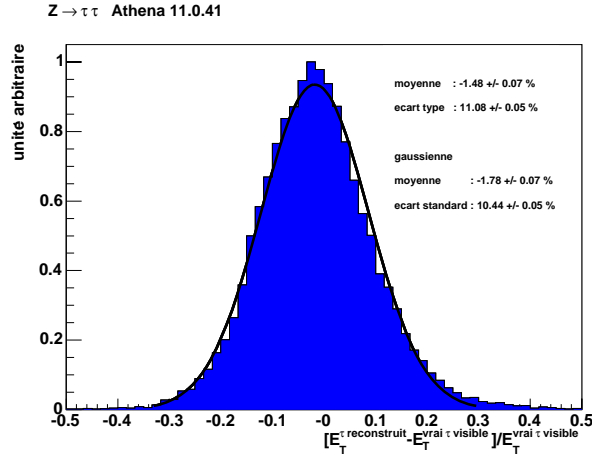


FIG. 5.15 – Distribution de $(E_T^{\tau \text{ reconstruit}} - E_T^{\tau \text{ vrai visible}}) / E_T^{\tau \text{ vrai visible}}$ des candidats τ provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et où l'un des τ se désintègre en hadrons. La distribution est légèrement décalée de -1.8% . L'étalonnage a été réalisé avec $A/H \rightarrow \tau\tau$.

Ce décalage est plus faible pour $A/H \rightarrow \tau\tau$ et n'existait pas avec ATHENA 10.0.1 et pour $qqH \rightarrow qq\tau\tau$.

L'algorithme TauRec pour l'identification des τ dans leur mode hadronique donne de bons résultats. Il a beaucoup évolué ces dernières années pour être plus flexible et offre la possibilité d'être initié par différents objets, en plus d'un dépôt calorimétrique. Pour l'identification, on applique des coupures sur les variables discriminantes, ou sur un maximum de vraisemblance. Il reste cependant à implémenter des variables pour la réjection des électrons et voir ce que l'on peut faire pour la réjection des muons. L'expérience acquise au Tevatron par la collaboration D0 pour l'identification des jets τ a été utile pour raffiner l'algorithme *TauRec*.

5.6 Algorithme de reconstruction des τ : Tau1P3P

5.6.1 Introduction

Comme il a été mentionné plus tôt, la multiplicité des τ dans leur mode hadronique est faible comparée à celle des jets. Les jets τ se désintègrent principalement en π^\pm et π^0 . C'est afin d'exploiter ces caractéristiques qu'un nouvel algorithme Tau1P3P a été conçu. L'acceptance a été étudiée, au niveau de la vérité du MC, pour différents seuils sur l'énergie transverse visible des τ hadroniques et sur le p_T du π^\pm , pour des candidats avec 1 π^\pm . En baissant le seuil en $E_T^{\tau \text{ vrai visible}}$ et en ajoutant un seuil sur l'impulsion de la trace chargée $p_T^{\pi^\pm}$, on garde une acceptance comparable mais néanmoins systématiquement plus faible. Cela est illustré dans le tableau 5.3 pour des événements $Z \rightarrow \tau\tau$.

La figure 5.16 illustre la résolution en énergie pour des pions obtenue avec le calo-

Selection/acceptance	$(\pi^\pm, n\pi^0)$	$(\pi^\pm, 0\pi^0)$	total
$E_T^{visible} > 20 \text{ GeV}$	38.3%	8.4%	46.7%
$E_T^{visible} > 30 \text{ GeV}$	19.2%	3.4%	22.6%
$E_T^{visible} > 40 \text{ GeV}$	6.7%	1.4%	8.1%
$p_T^{\pi^\pm} > 10 \text{ GeV}/c$	38.9%	15.6%	44.5%
$E_T^{visible} > 20$ et $p_T^{\pi^\pm} > 10 \text{ GeV}/c$	23.2%	8.4%	31.6%
$E_T^{visible} > 30$ et $p_T^{\pi^\pm} > 10 \text{ GeV}/c$	13.3%	3.4%	16.7%
$E_T^{visible} > 40$ et $p_T^{\pi^\pm} > 10 \text{ GeV}/c$	5.0%	1.4%	6.4%

TAB. 5.3 – Acceptance des τ hadroniques avec une trace chargée pour des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ pour différents seuils sur l'énergie visible et sur le p_T de la trace du π^\pm . Une caractéristique de la vérité du Monte Carlo dans les AOD avec ATHENA 11.0.41 est que les π^0 ne sont pas présents (on ne voit que les 2 photons issus du π^0 et qui sont mélangés aux photons rayonnés par le τ). Pour cette raison sont montrés les chiffres présentés dans la note [159] et obtenus avec de plus anciennes données .

rimètre hadronique et la résolution en impulsion obtenue pour le détecteur interne en fonction de p_T . La résolution dans le détecteur interne (dans le calorimètre hadronique) est meilleure pour $P_T < 140 \text{ GeV}/c$ (pour $P_T > 140 \text{ GeV}/c$). L'idée est d'utiliser cette caractéristique pour étalonner l'énergie des jets τ grâce à une technique dite du flux d'énergie (energy flow) où l'on utilise à la fois l'information du détecteur interne et l'information des calorimètres.

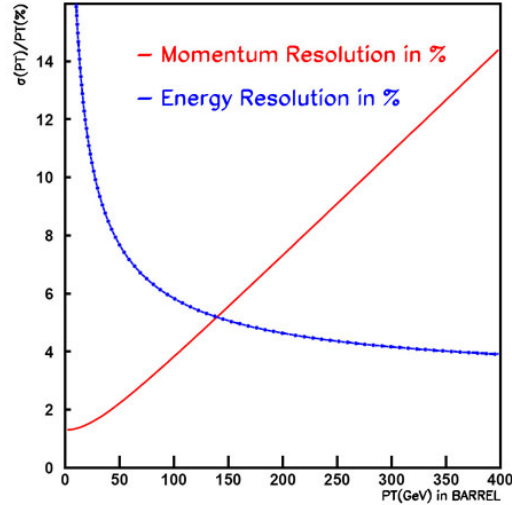


FIG. 5.16 – Résolution en énergie dans le calorimètre hadronique et résolution en impulsion transverse pour le détecteur interne en fonction de p_T , pour des pions et pour $\eta = 0$ [160].

5.6.2 Algorithme initié par une trace

Le nouvel algorithme Tau1P3P [159, 161, 162] est initié par une trace de bonne qualité et de grande impulsion transverse $p_T > 9 \text{ GeV}/c$ identifiée par l'algorithme iPatTracks [155]. Une trace de bonne qualité doit satisfaire à un certain nombre de critères qui ont été énoncés au paragraphe 5.5.2.2. On demande aussi que cette trace ne soit pas identifiée comme étant un électron ou un muon. Les outils pour une telle identification n'étant pas encore disponibles, la vérité du Monte Carlo est utilisée. On cherche ensuite le nombre de traces de bonne qualité avec un $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ à l'intérieur d'un cône $\Delta R^{\text{cellule}} = 0.4$ autour de la trace principale.

Ce seuil relativement haut sur les traces voisines permet d'identifier des τ hadroniques avec 3 traces chargées sans en rejeter un nombre trop important malgré la présence de traces de plus faible impulsion transverse provenant des événements de biais minimum et sous jacents (événements d'empilement).

Les candidats τ avec une trace chargée, dénotés τ^{1P} sont traités par l'algorithme *Tau1P* alors que ceux avec 3 traces chargées notés τ^{3P} sont traités par l'algorithme *Tau3P*. De même que pour TauRec, les bruits de fond pour l'identification des τ dans leur mode hadronique sont principalement les jets *QCD* puis les électrons et les muons. Puis on détermine des variables discriminantes qui serviront par la suite à l'identifica-

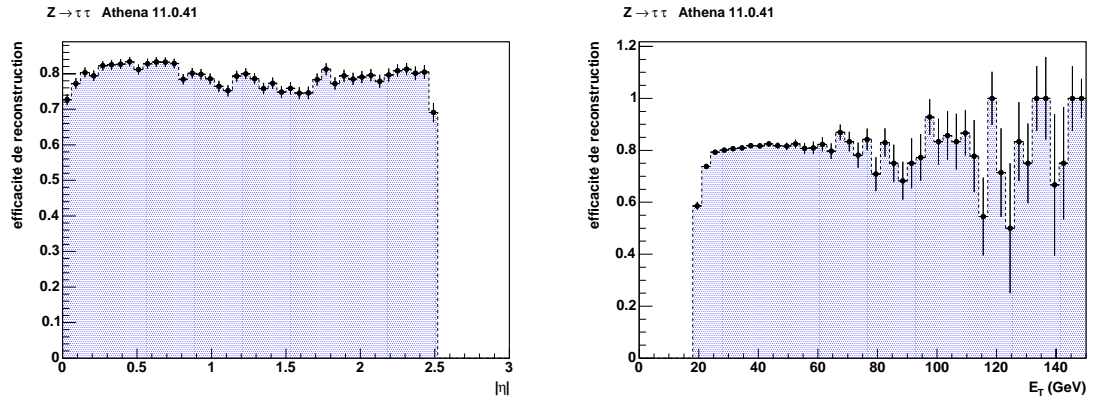


FIG. 5.17 – Efficacité de reconstruction pour les candidats τ^{1P} en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) venant du signal $Z \rightarrow \tau\tau$. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec un π^\pm de $p_T > 9 \text{ GeV}/c$. On obtient une efficacité moyenne de 79.1% avec les données "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées .

tion proprement dite. Les candidats τ sont reconstruits dans l'acceptance du détecteur interne $|\eta| < 2.5$. La figure 5.17 représente l'efficacité de reconstruction des candidats τ^{1P} et la figure 5.18 représente l'efficacité de reconstruction des candidats τ^{3P} pour $Z \rightarrow \tau\tau$. La sélection de candidats avec 1 ou 3 traces chargées et avec une grande impulsion transverse pour la trace principale est relativement restrictive. En effet l'efficacité de reconstruction des candidats τ^{1P} est de 79.1% et de 60.2% pour les candidats τ^{3P} . L'efficacité est normalisée par rapport aux candidats τ^{1P} ou τ^{3P} , c'est à dire que

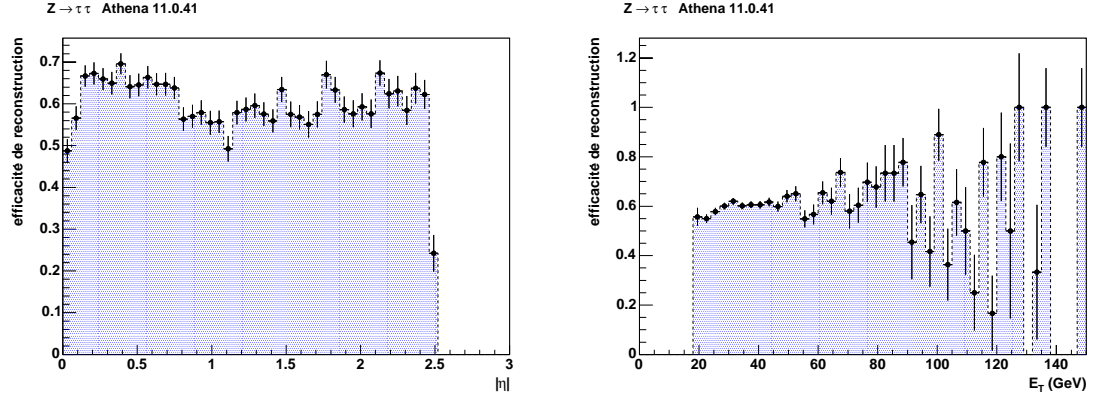


FIG. 5.18 – Efficacité de reconstruction pour les candidats τ^{3P} en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) venant du signal $Z \rightarrow \tau\tau$. On obtient une efficacité moyenne de 60.2% avec les données "CSC" (ATHENA 11.0.41). Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9 \text{ GeV}/c$. Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées .

l'on sélectionne les τ hadroniques au niveau du MC avec 1 ou 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9 \text{ GeV}/c$ et les autres traces chargées avec $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. Par la suite on traitera séparément les candidats classifiés en type Tau1P et Tau3P, pour le calcul des variables discriminantes mais aussi pour les coupures d'identification.

5.6.3 Variables discriminantes pour l'identification des τ

Plusieurs variables discriminantes peuvent être utilisées pour séparer un jet τ de jets QCD . La séparation $\Delta R^{cellule}$ entre la composante électromagnétique de l'énergie venant des particules neutres (principalement π^0) et la composante hadronique venant des particules chargées (principalement π^\pm) est très petite, même si le π^0 se désintègre en 2 photons avec un certain angle d'ouverture. À partir de ces caractéristiques on peut définir des variables discriminantes, comme pour TauRec, que l'on va maintenant décrire en détail.

5.6.3.1 Variables calorimétriques

Avec l'algorithme Tau1P3P, comme on ne part pas d'un amas calorimétrique, on va utiliser les cellules à l'intérieur d'un cône $\Delta R^{cellule} = 0.2$ autour de la graine. Dans le cas de τ^{1P} , la trace sert de graine (le η et ϕ sont donnés par ceux de la trace au vertex). Pour τ^{3P} , le barycentre des 3 traces sert de graine. Un seuil sur l'énergie minimale déposée dans chaque cellule est appliqué, $E_T > 200 \text{ MeV}$.

– Rayon électromagnétique: R_{EM}

On exploite la caractéristique de jet fin avec un petit profil de gerbe dans la direction transverse pour le jet τ . On utilise le rayon électromagnétique qui est défini de la manière

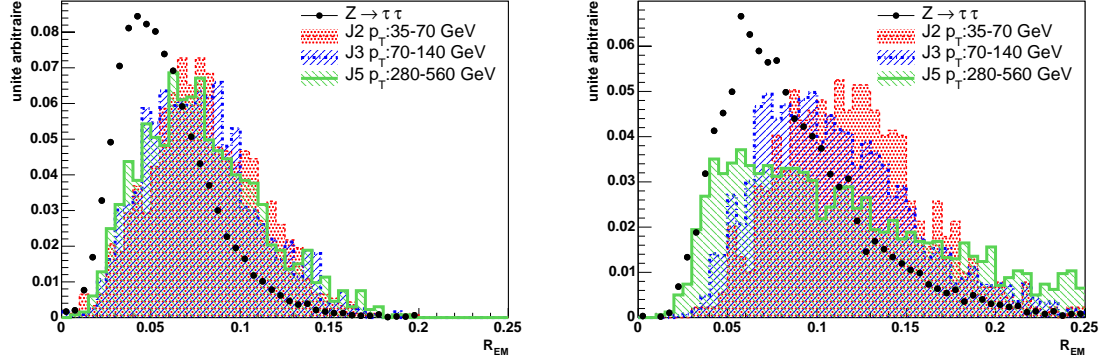


FIG. 5.19 – Distribution du rayon électromagnétique R_{EM} pour les candidats τ^{1P} à gauche et les candidats τ^{3P} à droite provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

suivante :

$$R_{EM} = \frac{\sum_{cellules} E_T^{cellule} \cdot \Delta R^{cellule}}{\sum_{cellules} E_T^{cellule}} \quad (5.8)$$

où $\Delta R^{cellule} = \sqrt{(\phi_{cellule} - \phi_{graine})^2 + (\eta_{cellule} - \eta_{graine})^2}$. On remarque que c'est la même définition que pour *TauRec* sauf que l'amas a été remplacé par la graine. Pour le reste de cette section, ce sera toujours le cas. On fait donc la somme sur toutes les cellules autour de la graine appartenant aux 3 premiers compartiments du calorimètre électromagnétique (pré-échantillonneur, compartiments avant et milieu) et avec $\Delta R^{cellule} < 0.4$. La figure 5.19 représente la distribution du R_{EM} pour les jets τ et pour les jets QCD pour les candidats τ^{1P} à gauche et pour les candidats τ^{3P} à droite. Cette variable permet de séparer le signal du bruit de fond à petit p_T (J2) mais est moins efficace à grand p_T (J5) quand les τ et les jets ont un grand boost. De plus, la séparation est meilleure à bas p_T pour les candidats τ^{1P} que pour les candidats τ^{3P} .

– Fraction d'énergie transverse déposée : ΔE_T^{12}

Les jets τ étant bien collimatés, on utilise la fraction d'énergie déposée entre 2 cônes $0.1 < \Delta R^{cellule} < 0.2$ par rapport à l'énergie totale :

$$\Delta E_T^{12} = \frac{\sum_{cellules} E_T^{cellule} (0.1 < \Delta R^{cellule} < 0.2)}{\sum_{cellules} E_T^{cellule} (\Delta R^{cellule} < 0.2)} \quad (5.9)$$

où l'on fait la somme sur toutes les cellules appartenant aux calorimètres situées entre deux cônes $0.1 < \Delta R^{cellule} < 0.2$ et à l'intérieur du cône $\Delta R^{cellule} = 0.2$. Comme cela est illustré sur la figure 5.20 et comme dans le cas du R_{EM} , cette variable permet une bonne séparation à petit p_T mais est moins performante à grand p_T , lorsque les jets sont

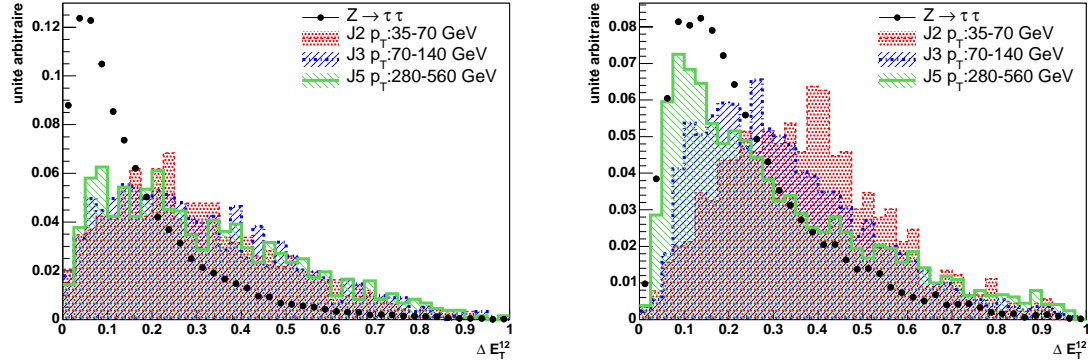


FIG. 5.20 – Distribution de la fraction d'énergie transverse déposée dans les calorimètres ΔE_T^{12} pour les candidats τ^{1P} à gauche et les candidats τ^{3P} à droite provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

collimatés. De plus la séparation entre les jets τ et les jets QCD reconstruits comme des candidats τ^{3P} est moins importante que dans le cas où ils sont reconstruits comme des candidats τ^{1P} .

– **Nombre de cellules touchées suivant η du compartiment avant : N_{avant}**

Le nombre de cellules touchées dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique tonneau et suivant η est plus important pour les jets τ . Pour exploiter cette caractéristique, on compte le nombre de cellules dans le compartiment avant et suivant η , autour de la graine donnée par la ou les traces. On demande à ce que $\Delta R^{cellule} < 0.2$

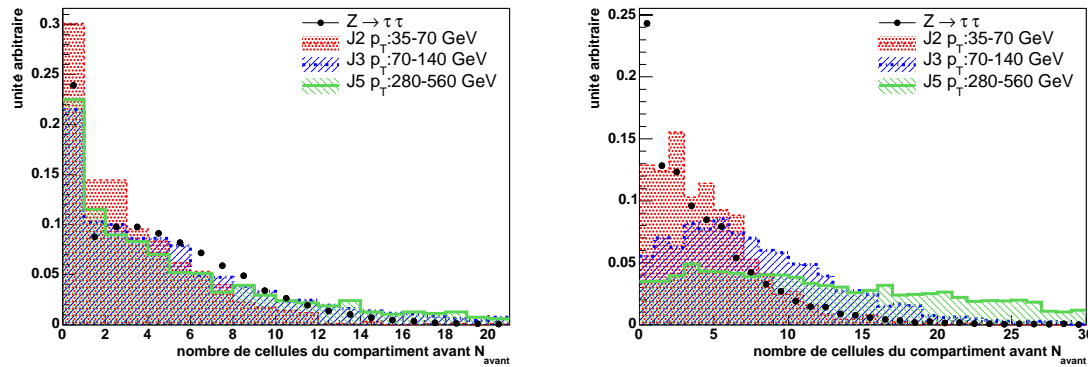


FIG. 5.21 – Distributions du nombre de cellules suivant η du compartiment avant touchées N_{avant} pour les candidats τ^{1P} à gauche et les candidats τ^{3P} à droite, provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

et $E_T > 200 \text{ MeV}$. La figure 5.21 montre la distribution du nombre de cellules touchées dans le compartiment avant. Pour les jets *QCD* à grand p_T , le nombre de cellules est plus important que pour les τ pour les candidats τ^{3P} . Pour un nombre important de cas, les τ ne déposent pas d'énergie dans le compartiment avant comme cela a été expliqué pour *TauRec*. Pour les candidats τ^{1P} , la variable n'est pas très discriminante.

– **Largeur de l'énergie transverse suivant η : $\Delta\eta^2$**

La largeur de l'énergie transverse déposée dans le compartiment avant est définie comme la variance suivant η pondérée par l'énergie déposée dans la cellule considérée du compartiment avant (même définition que *TauRec*) :

$$\Delta\eta^2 = \frac{\sum_{\text{cellules}} E_T^{\text{cellule}} \cdot (\Delta\eta^{\text{cellule}})^2}{\sum_{\text{cellules}} E_T^{\text{cellule}}} - \frac{(\sum_{\text{cellules}} E_T^{\text{cellule}} \cdot \Delta\eta^{\text{cellule}})^2}{(\sum_{\text{cellules}} E_T^{\text{cellule}})^2} \quad (5.10)$$

où $\Delta\eta^{\text{cellule}} = (\eta_{\text{cellule}} - \eta_{\text{graine}})$. On somme toutes les cellules autour de la graine appartenant au compartiment avant du calorimètre électromagnétique avec $\Delta R^{\text{cellule}} < 0.2$. La figure 5.22 montre que la largeur dans le calorimètre est plus discriminante pour des jets *QCD* à bas p_T , puisque la distribution pour les jets τ est proche de zéro contrairement aux jets *QCD* où cela est moins prononcé. Par contre cette variable est moins discriminante à grand p_T quand, à cause d'un boost plus important, les jets *QCD* deviennent plus collimatés.

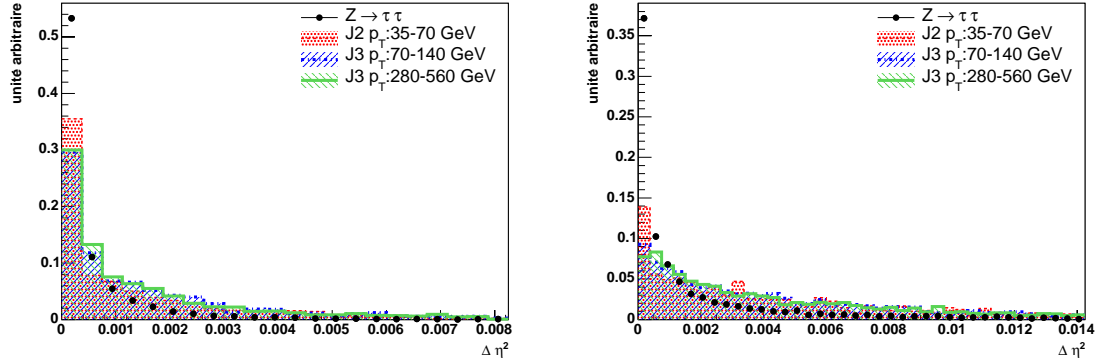


FIG. 5.22 – Distributions de $\Delta\eta^2$ pour les candidats τ^{1P} à gauche et les candidats τ^{3P} à droite, provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets *QCD* avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

– Critère d'isolation avec les calorimètres : $\Delta E_T^{Isolation}$

Le critère d'isolation est défini de la façon suivante :

$$\Delta E_T^{Isolation} = \frac{\sum_{cellules} (E_T^{cellule EM} + E_T^{cellule Had})^{0.2 < \Delta R^{cellule} < 0.4}}{\sum_{cellules} (E_T^{cellule})^{\Delta R^{cellule} < 0.4}} \quad (5.11)$$

où l'on fait la somme sur toutes les cellules autour de l'amas appartenant aux calorimètres pour $0.2 < \Delta R^{cellule} < 0.4$. Comme cela est illustré sur la figure 5.23 cette variable permet une bonne séparation entre les jets τ et les jets QCD à bas p_T mais devient moins performante à haut p_T où les distributions deviennent semblables autant pour les candidats τ^{1P} que pour les candidats τ^{3P} . Cette variable est légèrement plus discriminante pour les candidats τ^{1P} qui sont plus collimatés, que pour les candidats τ^{3P} .

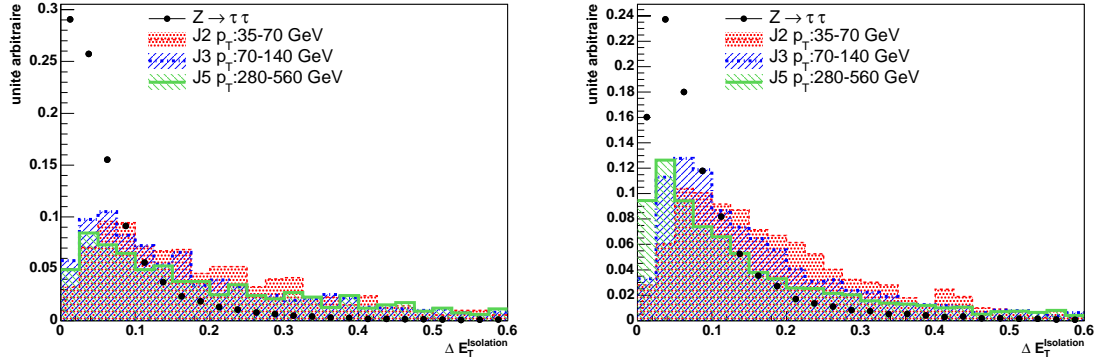


FIG. 5.23 – Distributions du critère d'isolation dans les calorimètres pour les candidats τ^{1P} à gauche et les candidats τ^{3P} à droite, provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

5.6.3.2 Variables associées au détecteur interne

– Rapport $E_T^{chargée Had}$ sur p_T pour la trace de plus haut p_T : $E_T^{chargée Had} / p_T$

On veut aussi un accord minimal entre l'impulsion de la trace principale et l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique. Pour cela on calcule le rapport entre $E_T^{chargée Had}$ calculée dans un cône de $\Delta R^{cellule} = 0.2$ autour de la trace principale dans le calorimètre hadronique et $p_T^{trace principale}$. La figure 5.24 représente la distribution de $E_T^{chargée Had} / p_T$ pour les jets τ et les jets QCD . Cette variable permet une bonne séparation entre les jets τ et les jets QCD à moyen et grand p_T pour les candidats τ^{3P} mais elle est peu discriminante pour les candidats τ^{1P} qui ont des distributions semblables.

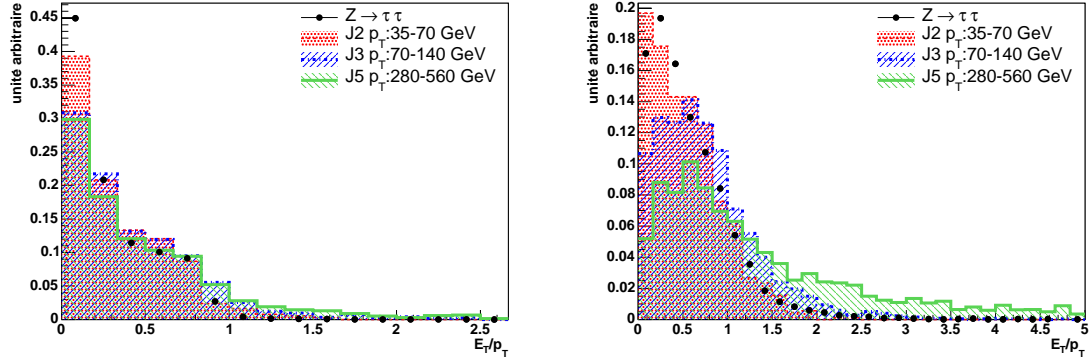


FIG. 5.24 – Distributions du rapport $E_T^{chargée Had}$ sur p_T pour les candidats τ^{1P} à gauche et les candidats τ^{3P} à droite, provenant du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) et du bruit de fond (événements di-jets QCD avec différentes plages en p_T). Pour le p_T on prendra celui de la trace principale. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

5.6.4 Reconstruction de l'énergie en associant les calorimètres au détecteur interne

La résolution sur l'impulsion transverse en utilisant le détecteur interne est meilleure que celle sur l'énergie en utilisant l'information du calorimètre hadronique comme cela est illustré sur la figure 5.16, et ce jusqu'à une énergie de $\sim 140 GeV$. Ainsi l'échelle d'énergie est définie en utilisant l'information du détecteur interne et celle des calorimètres par une méthode de flux d'énergie "energy flow" [159, 161, 162, 163], qui a été utilisée au *LEP* et au *Tevatron*. Avec cette méthode on exploite le fait que les jets τ se désintègrent principalement en 1 ou 3 π^\pm et $n\pi^0$. La composante hadronique de l'énergie visible vient seulement des π^\pm alors que la composante électromagnétique de l'énergie vient principalement des $n\pi^0$. Le τ hadronique est un jet fin où l'énergie est concentrée dans un petit cône même si les trajectoires des particules chargées sont incurvées dans le champ magnétique et malgré la séparation angulaire entre les 2 γ provenant du π^0 .

L'énergie transverse déposée dans les calorimètres peut être décomposée et décrite par la formule suivante :

$$\begin{aligned}
 E_T^{calorimètres} &= E_T^{amas EM} + E_T^{neutre EM} \\
 &+ E_T^{chargée EM} + E_T^{chargée Had}
 \end{aligned}
 \tag{5.12}$$

avec les différentes catégories qui sont définies de la manière suivante :

– $E_T^{amas EM}$:

On utilise comme graine la position des amas électromagnétiques avec $E_T > 200 MeV$ qui ne sont pas associés à une trace de bonne qualité et avec peu de fuite d'énergie vers le calorimètre hadronique. On détermine l'énergie transverse de la cellule la plus proche du centre de l'amas et ce pour le pré-échantillonneur et les compartiments avant et

milieu du calorimètre électromagnétique dans une fenêtre de 2×3 tours, de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0375 \times 0.0375$, centrée sur la cellule centrale de l'amas.

– $E_T^{neutre EM}$:

On somme l'énergie des cellules à l'intérieur d'un cône $\Delta R = 0.2$ centré sur la trace de bonne qualité en enlevant l'énergie de la cellule la plus proche de la trace. On n'utilisera que le pré-échantillonneur et les compartiments avant et milieu.

– $E_T^{chargée EM}$:

On somme l'énergie transverse de la cellule la plus proche de la trace extrapolée dans le pré-échantillonneur, et les compartiments avant, milieu et arrière du calorimètre électromagnétique dans une tour de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0375 \times 0.0375$ autour du point d'impact de la trace.

– $E_T^{chargée Had}$:

L'énergie transverse est collectée en prenant l'énergie des cellules à l'intérieur d'un cône $\Delta R^{cellule} = 0.2$ autour du point d'impact de la trace extrapolée dans les compartiments du calorimètre hadronique. Le rapport $E_T^{chargée Had}/p_T^{trace}$ est utilisé pour mettre en évidence si la particule chargée interagit tôt, et dans ce cas appliquer une correction à l'énergie.

De la même façon que ci dessus, la méthode du flux d'énergie définit l'échelle d'énergie des candidats τ^{1P} et τ^{3P} , et l'énergie transverse est donnée par :

$$E_T^{flux} = E_T^{amas EM} + E_T^{neutre EM} + \sum_{traces} p_T^{trace} + \sum_{traces} \left(res E_T^{trace(s) chargée(s) EM} \right) + res E_T^{neutre EM}. \quad (5.13)$$

Idéalement la composante neutre électromagnétique vient de la déposition de l'énergie des $n\pi^0$ et les composantes électromagnétique et hadronique chargées viennent des π^\pm . Par rapport à $E_T^{calorimètres}$, on remplace $E_T^{chargée EM}$ et $E_T^{chargée Had}$ par l'impulsion des traces chargées. La contribution des $n\pi^0$ est normalement comprise dans $E_T^{amas EM}$ et $E_T^{neutre EM}$. Il faut apporter des corrections si le π^\pm interagit précocement et que le π^0 et le π^\pm se chevauchent. La première correction $res E_T^{trace chargée EM}$ permet de tenir compte des fuites d'énergie vers les cellules étiquetées autour de la trace chargée dues aux gerbes de photons. La seconde correction prend en compte le double comptage des fuites d'énergie électromagnétique de la trace chargée au delà du cône défini précédemment. Ces corrections sont décrites en détail dans la note [163].

Les distributions de $(E_T^\tau \text{ reconstruit} - E_T^{\text{vrai } \tau \text{ visible}})/E_T^{\text{vrai } \tau \text{ visible}}$ pour les candidats τ^{1P} et τ^{3P} sont représentées sur la figure 5.25. La résolution est de 10.1% pour les candidats τ^{1P} ce qui est du même ordre de grandeur que la résolution obtenue avec *TauRec* par la méthode "à la H1". On observe aussi un décalage de la distribution de -1.7% qui est du même ordre de grandeur que ce que l'on obtient pour *TauRec*. Dans 76% des désintégrations hadroniques, on a un voire plusieurs π^0 . La résolution en énergie est dominée par la résolution du calorimètre électromagnétique. Pour les candidats τ^{3P} , où seulement 32% des τ possèdent des π^0 , la résolution est meilleure puisque dominée

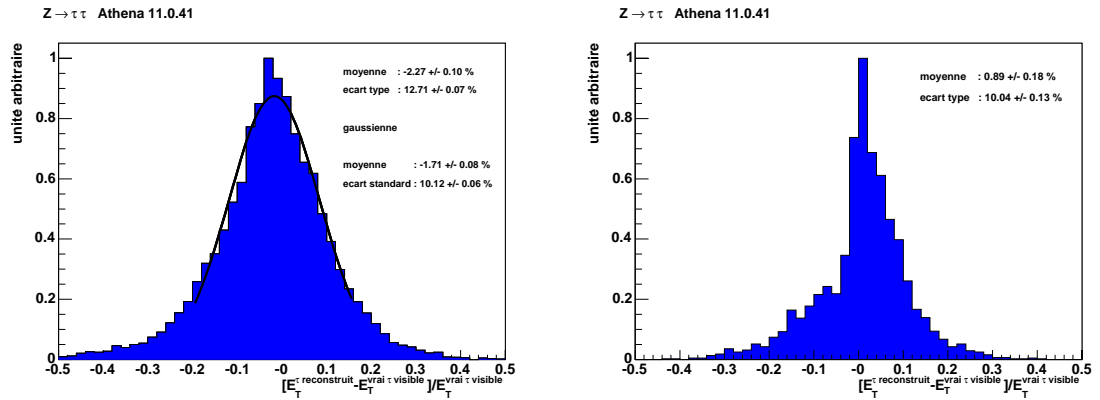


FIG. 5.25 – Distributions de : $(E_T^{\tau \text{ reconstruit}} - E_T^{\tau \text{ visible}})/E_T^{\tau \text{ visible}}$, avec à gauche les candidats τ^{1P} et les candidats τ^{3P} à droite. Les candidats τ proviennent du signal ($Z \rightarrow \tau\tau$) où l'un des τ se désintègre en hadrons. La résolution est de 10.1% pour les candidats τ^{1P} .

par celle du détecteur interne. Toutefois, les queues et l'asymétrie de la distribution prouvent que les corrections que l'on applique (chevauchement entre π^\pm et π^0) ne sont pas encore optimales. Cet algorithme récent est toujours en cours de développement.

5.6.5 Identification des τ

Lors de la reconstruction, seules deux coupures sont appliquées : l'impulsion de la trace principale doit être au-dessus d'un seuil en p_T et le candidat τ doit avoir 1 ou 3 traces chargées. Pour l'identification des jets τ et la réjection des jets QCD , on peut appliquer des coupures séquentielles sur les variables discriminantes ou construire un discriminant à partir de ces mêmes variables.

variables discriminantes	coupure pour Tau1P	coupure pour Tau3P
$N_{\text{cellules compartiment avant}}$	< 15	< 15
$\Delta\eta$	< 0.004	< 0.004
ΔE_T^{12}	< 0.4	< 0.6
R_{EM}	< 0.08	< 0.08
E_T/p_T	< 1.0	< 1.0
$\Delta E_T^{\text{isolation}}$	< 0.15	< 0.25

TAB. 5.4 – Variables discriminantes et seuils des coupures appliquées séquentiellement pour les candidats τ^{1P} à gauche et τ^{3P} à droite, utilisés pour l'identification des jets τ et pour la réjection du bruit de fond (jets QCD).

La technique de classification à multi-variables appelé PDE-RS (Range Searching) [164] est basée sur l'estimation d'une densité de probabilité (PDE). Les variables sont combinées en un "discriminant" sur lequel on applique une coupure pour séparer le

signal du bruit de fond. Le discriminant est construit à partir de 6 variables ; 1 variable discrète : nombre de cellules du compartiment avant suivant η dans lesquelles de l'énergie a été déposée N_{avant} ; et 5 variables continues : R_{EM} , ΔE_T^{12} , $\Delta\eta$, $\Delta E_T^{Isolation}$ et E_T/p_T . Le discriminant n'étant pas encore intégré dans ATHENA, et donc dans les AOD, il ne sera pas utilisé par la suite. Cependant il est prometteur pour la séparation entre les jets τ et les jets QCD .

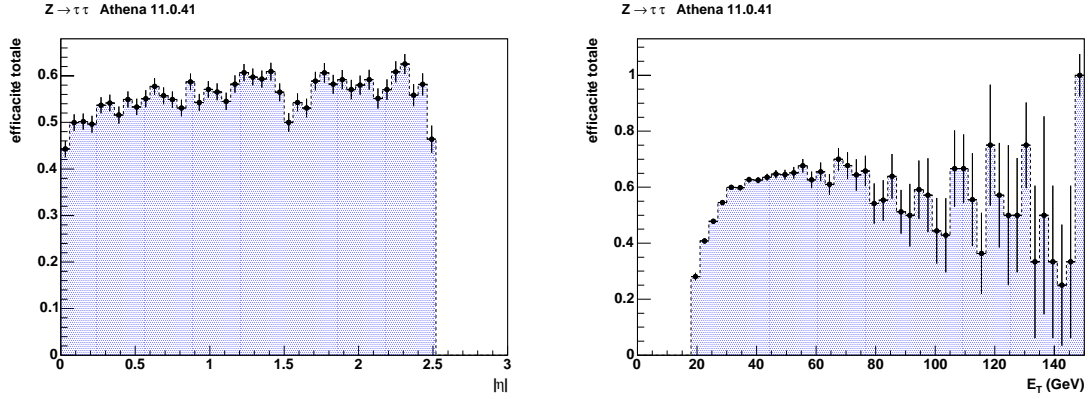


FIG. 5.26 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les jets τ reconstruits avec Tau1P en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 1 π^\pm et $p_T > 9$ GeV/c. On obtient une efficacité de 55.5% avec les données de "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées .

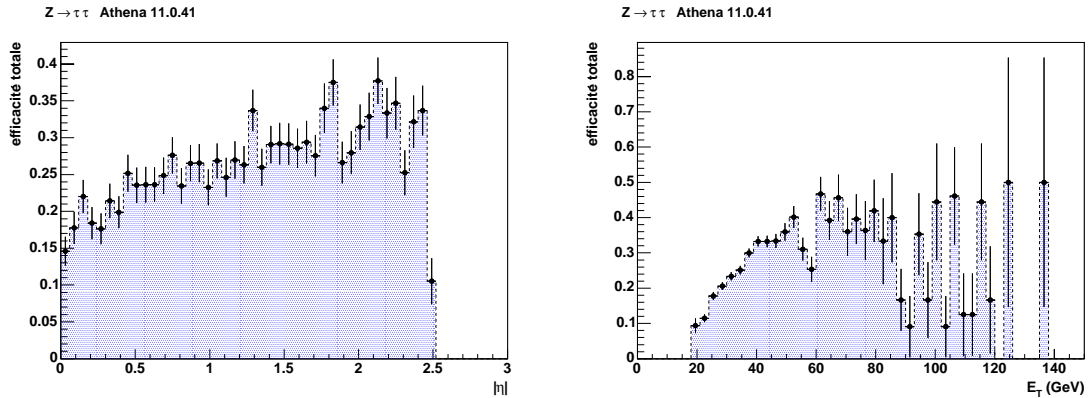


FIG. 5.27 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les jets τ reconstruits avec Tau3P en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9$ GeV/c et les autres avec $p_T > 2$ GeV/c. On obtient une efficacité de 26.1% avec les données de "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

Pour l'identification et la réjection, des coupures séquentielles, définies dans le tableau 5.4, sont donc appliquées sur les variables discriminantes et sont utilisées par la suite lors de la comparaison entre les deux algorithmes. Seules les coupures sur les variables ΔE_T^{12} et $\Delta E_T^{Isolation}$ diffèrent pour *Tau1P* et *Tau3P*. Les figures 5.26 et 5.27 représentent l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets τ pour les candidats provenant de $Z \rightarrow \tau\tau$ et en appliquant des coupures sur les variables discriminantes de manière séquentielle.

On remarque une légère pente dans l'efficacité en fonction de $|\eta|$ et du E_T . On obtient une efficacité de 55.5% pour les candidats τ^{1P} et de 26.1% pour les candidats τ^{3P} . Ces efficacités sont normalisées par rapport aux événements avec 1 ou 3 pions chargés avec au moins un pion de $p_T > 9 \text{ GeV}/c$ et les autres avec $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. Les variables discriminantes ne permettent pas une bonne séparation du signal et des bruits de fond pour les candidats τ^{3P} .

5.6.6 Facteur de réjection

Les bruits de fond pour l'identification des jets τ sont les mêmes que pour *TauRec* : les jets *QCD*, les électrons et les muons. On enlève les électrons et les muons en utilisant la vérité du Monte Carlo. Dans le futur, l'idée est d'utiliser les informations du TRT et des chambres à muons pour rejeter les traces associées à un électron ou à un muon. Plusieurs études sont en cours comme par exemple l'utilisation des variables utilisées pour l'identification des électrons et des muons [165].

Les jets *QCD* sont la source principale du bruit de fond. La bonne séparation entre les jets τ et les jets *QCD*, c'est à dire un grand facteur de réjection des jets *QCD*, dépend de l'efficacité d'identification des jets τ que l'on veut. Le tableau 5.5 montre le

Algorithme	di-jets QCD (J2)	di-jets QCD (J3)	di-jets QCD (J5)
	$35 < p_T < 70 \text{ GeV}$	$70 < p_T < 140 \text{ GeV}$	$280 < p_T < 560 \text{ GeV}$
<i>Tau1P</i>	84	86	230
<i>Tau3P</i>	136	56	7

TAB. 5.5 – *Facteur de réjection des jets QCD pour différentes plages en p_T et calculé avec Tau1P et Tau3P pour l'identification des τ hadroniques . Les efficacités de reconstruction et d'identification sont respectivement de 55.5% et de 26.1% .*

facteur de réjection pour les jets *QCD* pour différentes gammes en énergie et pour les 2 algorithmes. On observe une grande dépendance en fonction de la gamme en énergie des jets *QCD*. En effet pour *Tau1P*, le facteur de réjection augmente avec p_T et a une valeur raisonnable alors que pour *Tau3P* il diminue très rapidement et a une valeur critique à grande impulsion transverse. La différence du facteur de réjection entre *Tau1P* et *Tau3P* s'explique par le fait que pour les jets *QCD* à grand p_T , les variables ne sont pas très discriminantes pour les candidats τ^{3P} contrairement aux candidats τ^{1P} . A titre d'exemple, en utilisant un discriminant (PDE-RS), on a pour les candidats τ^{1P} (τ^{3P}) une efficacité de reconstruction et d'identification de 62% (20%) et un facteur de réjection de 170 (170) pour $35 < E_T < 70 \text{ GeV}$ [166].

5.7 Comparaison des performances pour l'identification des τ entre TauRec et Tau1P3P

Après avoir décrit en détail les algorithmes TauRec et Tau1P3P, leurs performances pour la reconstruction et l'identification des jets τ et la réjection des jets QCD sont comparées ici. Après une première comparaison avec *TauRec* [159], il était important de faire l'étude avec les mêmes données mais aussi d'utiliser les mêmes définitions pour calculer les efficacités et le facteur de réjection. Une version récente d'ATHENA (ATHENA 11.0.41) et des données nouvellement produites ont été utilisées. La comparaison est effectuée avec un échantillon $Z \rightarrow \tau\tau$ et des échantillons de jets QCD . Il est difficile de comparer entre elles les variables discriminantes de *TauRec* et *Tau1P3P*, car elles ont chacune leur propre définition. Pour la comparaison, des coupures séquentielles sont appliquées, même si elles ne donnent pas d'aussi bons résultats qu'une méthode de vraisemblance ou que le calcul d'une densité de probabilité et d'un discriminant.

5.7.1 Efficacité

Dans un premier temps regardons l'efficacité de reconstruction des jets τ . Comme cela est illustré sur la figure 5.28, l'efficacité de reconstruction est meilleure, 85.1% en moyenne, pour *TauRec* et est seulement de 54.6% pour *Tau1P3P*. L'efficacité en fonction de E_T pour *TauRec* atteint très rapidement environ 90%, alors que pour *Tau1P3P* l'évolution est beaucoup plus lente avant d'atteindre une efficacité d'environ 60%. En effet, par construction, *Tau1P3P* est beaucoup plus restrictif en demandant une trace avec un $p_T > 9 \text{ GeV}/c$, et avec aucune trace ou 2 traces associées avec un $p_T > 2 \text{ GeV}$. On peut comparer l'efficacité de reconstruction en ne sélectionnant que les candidats associés à un τ hadronique avec 1 ou 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9 \text{ GeV}/c$ et les autres

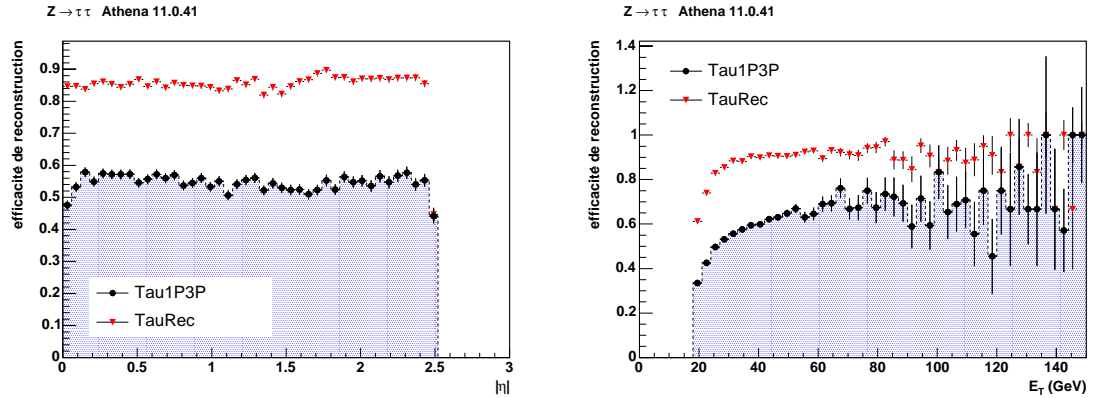


FIG. 5.28 – Efficacité de reconstruction des jets τ reconstruits avec *Tau1P3P* (ronds noirs) et *TauRec* (triangles rouges) en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. On obtient une efficacité de reconstruction de 54.6% avec *Tau1P3P* et de 85.1% pour *TauRec* en utilisant les données "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

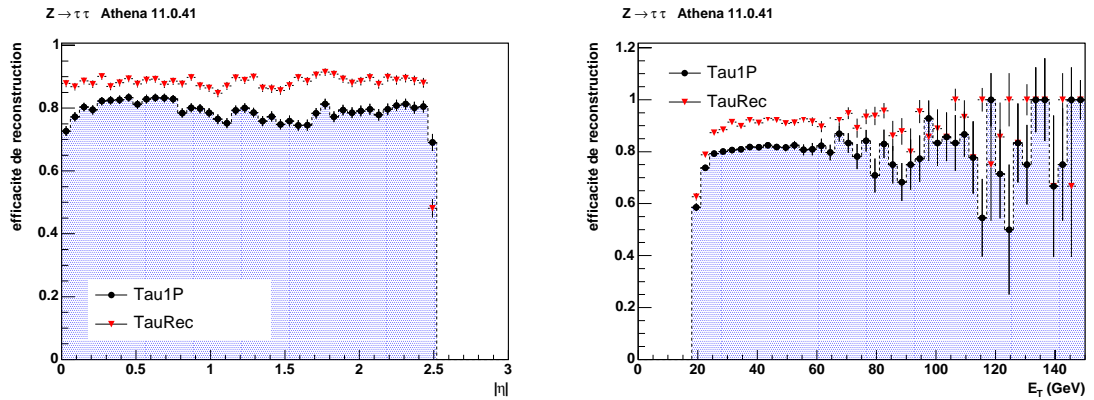


FIG. 5.29 – Efficacité de reconstruction des jets τ reconstruits avec *Tau1P* (ronds noirs) et *TauRec* (triangles rouges) en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 1 π^\pm et $p_T > 9 \text{ GeV}/c$. On obtient une efficacité de reconstruction de 79.1% avec *Tau1P* et de 87.9% pour *TauRec* en utilisant les données "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

avec $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ (en appliquant ces mêmes critères pour *TauRec* et pour *Tau1P* et *Tau3P*). Dans ce cas et comme cela est montré sur la figure 5.29, on voit que l'efficacité de reconstruction est de $\sim 87.9\%$ pour *TauRec*, et de $\sim 79.1\%$ pour *Tau1P*. Dans le cas avec 3 traces chargées, voir la figure 5.30, les résultats sont sensiblement les mêmes

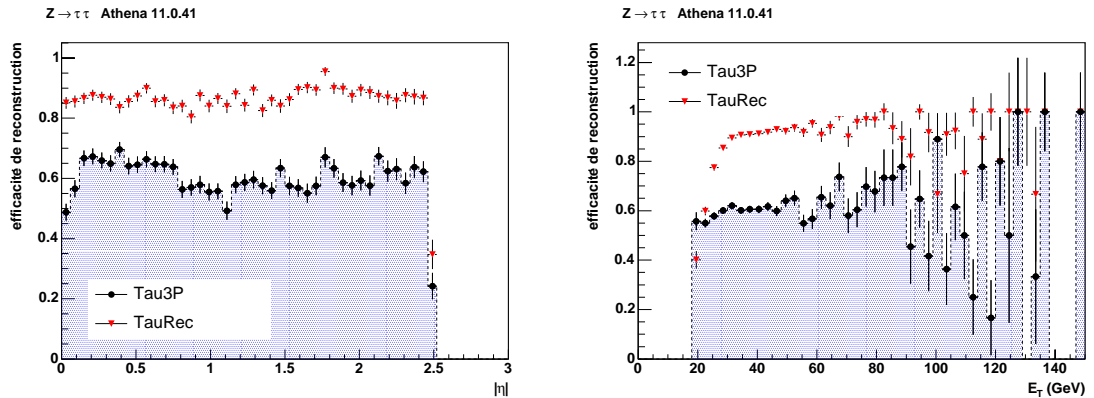


FIG. 5.30 – Efficacité de reconstruction des jets τ reconstruits avec *Tau3P* (ronds noirs) et *TauRec* (triangles rouges) en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9 \text{ GeV}/c$ et les autres avec $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. On obtient une efficacité de reconstruction de 60.2% avec *Tau3P* et de 86.1% pour *TauRec* en utilisant les données "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

que précédemment avec $\sim 86.1\%$ pour $TauRec$ et de $\sim 60.2\%$ pour $Tau3P$.

Pour comparer les efficacités de $TauRec$ et de $Tau1P3P$ sur un pied d'égalité, on applique des coupures séquentielles résumées dans le tableau 5.6. L'utilisation de méthodes différentes peut introduire un biais (coupure, dépendant de l'intervalle en p_T , sur maximum de vraisemblance pour $TauRec$ et discriminant pour $Tau1P3P$). Cette manière de faire n'est pas la plus optimale, mais elle permet de comparer les deux algorithmes.

variables discriminantes	seuil pour Tau1P	seuil pour Tau3P	seuil pour TauRec
$N_{cellule\ compartiment\ avant}$	< 15	< 15	< 15
$\Delta\eta^2$	< 0.004	< 0.004	< 0.04
ΔE_T^{12}	< 0.4	< 0.6	< 0.25
R_{EM}	< 0.08	< 0.08	< 0.11
E_T/p_T	< 1.0	< 1.0	< 6
$\Delta E_T^{Isolation}$	< 0.15	< 0.25	-
c_τ	-	-	< 3

TAB. 5.6 – Variables discriminantes et seuils des coupures pour les candidats τ^{1P} , τ^{3P} [162] et τ^{TauRec} (inspirées de [154]), utilisées pour l'identification des jets τ et pour la réjection du bruit de fond (jets QCD) en utilisant les coupures appliquées séquentiellement. Les coupures pour $TauRec$ ont été optimisées pour obtenir la même efficacité que $Tau1P3P$.

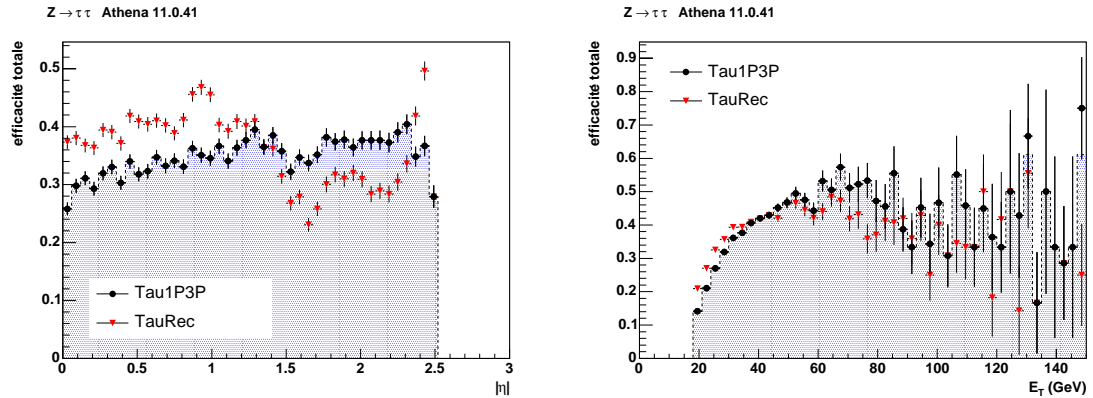


FIG. 5.31 – Efficacité de reconstruction et d'identification des jets τ reconstruits avec $Tau1P3P$ (rond noir) et $TauRec$ (triangle rouge) en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $Z \rightarrow \tau\tau$. On obtient une efficacité de reconstruction et d'identification de 34.5% avec $Tau1P3P$ et de 36.8% pour $TauRec$ en utilisant les données "CSC" (ATHENA 11.0.41). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

Le choix des variables se base sur des notes concernant $TauRec$ [154] et $Tau1P3P$ [162]. Seule une variable diffère: c_τ est utilisée pour $TauRec$ alors que $Tau1P3P$ utilise $\Delta E_T^{Isolation}$. D'autres choix pour les variables discriminantes sont aussi possibles

cependant dans cette étude on se limitera à un seul jeu de variables.

La figure 5.31 montre l'efficacité d'identification et de reconstruction pour *TauRec* et *Tau1P3P* en fonction de $|\eta|$ et du E_T . L'efficacité de reconstruction et d'identification est de 34.5% avec *Tau1P3P* et de 36.8% avec *TauRec*. Les coupures pour *TauRec* ont été optimisées de manière à obtenir une efficacité à peu près identique à celle de *Tau1P3P*. Pour ce dernier, on observe une grande dépendance en η et son efficacité est légèrement supérieure (inférieure) à celle de *Tau1P3P* pour $|\eta| < 1.5$ ($|\eta| > 1.5$). Pour les 2 algorithmes, la dépendance en E_T est similaire avec un manque de statistique à haut E_T . L'énergie transverse moyenne des jets τ est d'environ 35 GeV et pour évaluer les performances à plus haut E_T , il faut utiliser des échantillons tel que $A/H \rightarrow \tau\tau$ avec $m_A = 800$ GeV où la distribution couvre une grande gamme de valeurs en énergie transverse. Cet échantillon n'était pas disponible avec suffisamment de statistique lors de ce travail. On rappelle que dans les 2 cas, les coupures sont optimisées de manière à avoir des efficacités semblables. Ainsi on peut comparer le facteur de réjection qui est le critère le plus important dans l'identification.

5.7.2 Réjection des jets QCD

Le facteur de réjection des jets *QCD* est tout aussi important que l'efficacité d'identification et de reconstruction. Ce facteur dépend beaucoup de l'efficacité totale : en effet plus les coupures sont sévères plus l'efficacité est faible et plus le facteur de réjection est grand. On peut avoir une idée du facteur de réjection en appliquant les coupures de

	di-jets QCD (J2)	di-jets QCD (J3)	di-jets QCD (J5)	$Z \rightarrow \tau\tau$
p_T (GeV)	$35 < p_T < 70$	$70 < p_T < 140$	$280 < p_T < 560$	-
<i>Tau1P</i>	$R = 84$	$R = 86$	$R = 230$	$\epsilon = 29.0\%$
<i>Tau3P</i>	$R = 136$	$R = 56$	$R = 7$	$\epsilon = 5.5\%$
<i>TauRec</i>	$R = 29$	$R = 20$	$R = 49$	$\epsilon = 36.8\%$

TAB. 5.7 – Facteur de réjection des jets *QCD* pour différentes plages en p_T pour *Tau1P* pour lequel on a une efficacité de reconstruction et d'identification de 29.0%, et pour *Tau3P* avec une efficacité totale de 5.5% et enfin pour *TauRec* avec une efficacité de 36.8% .

manière séquentielle. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.7. Pour une efficacité totale à peu près identique (34.5% pour *Tau1P3P* et de 36.8% pour *TauRec*), le facteur de réjection avec *Tau1P3P* est meilleur que celui obtenu avec *TauRec* et ce pour toute la plage en p_T , sauf pour *Tau3P* à grand p_T .

Il est aussi intéressant de voir le facteur de réjection en comparant *TauRec* avec *Tau1P* et *Tau3P* séparément. Pour cela on s'intéresse aux candidats avec 1 ou 3 traces chargées. Comme précédemment, on optimise les coupures de *TauRec* pour obtenir l'efficacité totale de *Tau1P* puis de *Tau3P* (voir tableau 5.8). Les résultats sont présentés dans les tableaux 5.9 et 5.10, et l'on voit que pour une même efficacité le facteur de réjection est meilleur avec *Tau1P* et *Tau3P* sauf à grand p_T pour *Tau3P*. Les coupures

variables discriminantes	seuil pour TauRec	seuil pour TauRec
	1 trace chargée	3 traces chargées
$N_{\text{cellule compartiment avant}}$	< 25	< 25
$\Delta\eta^2$	< 0.04	< 0.04
ΔE_T^{12}	< 0.2	< 0.2
R_{EM}	< 0.12	< 0.10
E_T/p_T	< 6	< 6
c_τ	< 3	< 3

TAB. 5.8 – Variables discriminantes et seuils des coupures pour les candidats τ^{TauRec} (inspirées de [154]), utilisées pour l'identification des jets τ et pour la réjection du bruit de fond (jets QCD) en utilisant les coupures appliquées séquentiellement. Les coupures pour *TauRec* ont été optimisées pour obtenir la même efficacité que *Tau1P* et *Tau3P* respectivement, en sélectionnant les τ hadroniques avec 1 ou 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9$ GeV/c et les autres avec $p_T > 2$ GeV/c au niveau de la vérité du MC.

	di-jets QCD (J2)	di-jets QCD (J3)	di-jets QCD (J5)	$Z \rightarrow \tau\tau$
p_T (GeV)	$35 < p_T < 70$	$70 < p_T < 140$	$280 < p_T < 560$	-
<i>Tau1P</i>	$R = 84$	$R = 86$	$R = 230$	$\epsilon = 55.5\%$
<i>TauRec</i>	$R = 22$	$R = 12$	$R = 16$	$\epsilon = 54.9\%$

TAB. 5.9 – Facteur de réjection des jets QCD pour différentes plages en p_T et efficacités de reconstruction et d'identification des jets τ calculés pour *Tau1P* et *TauRec*. On utilise des coupures séquentielles. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 1 π^\pm avec $p_T > 9$ GeV/c au niveau de la vérité du MC.

	di-jets QCD (J2)	di-jets QCD (J3)	di-jets QCD (J5)	$Z \rightarrow \tau\tau$
p_T (GeV)	$35 < p_T < 70$	$70 < p_T < 140$	$280 < p_T < 560$	-
<i>Tau3P</i>	$R = 136$	$R = 56$	$R = 7$	$\epsilon = 26.1\%$
<i>TauRec</i>	$R = 39$	$R = 17$	$R = 19$	$\epsilon = 27.6\%$

TAB. 5.10 – Facteur de réjection des jets QCD pour différentes plages en p_T et efficacités de reconstruction et d'identification des jets τ calculés pour *Tau3P* et *TauRec*. On utilise des coupures séquentielles. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9$ GeV/c et les autres avec $p_T > 2$ GeV/c au niveau de la vérité du MC.

sur *TauRec* ont été optimisées pour obtenir la même efficacité que *Tau1P* et *Tau3P* et non pas pour maximiser le facteur de réjection.

On va maintenant comparer les performances de *Tau1P3P* avec les coupures séquentielles et de *TauRec* avec le maximum de vraisemblance (méthode optimisée). Les tableaux 5.11 et 5.12 montrent le facteur de réjection obtenu avec *TauRec* en utilisant une coupure sur le maximum de vraisemblance de manière à avoir la même efficacité que *Tau1P* et *Tau3P*. Pour les candidats avec une trace chargée, le facteur de réjection est

	di-jets QCD (J2)	di-jets QCD (J3)	di-jets QCD (J5)	$Z \rightarrow \tau\tau$
p_T (GeV)	$35 < p_T < 70$	$70 < p_T < 140$	$280 < p_T < 560$	-
<i>Tau1P</i>	$R = 84$	$R = 86$	$R = 230$	$\epsilon = 55.5\%$
<i>TauRec</i>	$R = 101$	$R = 219$	$R = 478$	$\epsilon = 56.2\%$

TAB. 5.11 – Facteur de réjection des jets QCD pour différentes plages en p_T et efficacités de reconstruction et d'identification des jets τ calculés pour *Tau1P* et *TauRec*. On utilise des coupures séquentielles pour *Tau1P* et une coupure sur le maximum de vraisemblance pour *TauRec*. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 1 π^\pm avec $p_T > 9$ GeV/c au niveau de la vérité du MC.

	di-jets QCD (J2)	di-jets QCD (J3)	di-jets QCD (J5)	$Z \rightarrow \tau\tau$
p_T (GeV)	$35 < p_T < 70$	$70 < p_T < 140$	$280 < p_T < 560$	-
<i>Tau3P</i>	$R = 136$	$R = 56$	$R = 7$	$\epsilon = 26.1\%$
<i>TauRec</i>	$R = 40$	$R = 89$	$R = 181$	$\epsilon = 24.9\%$

TAB. 5.12 – Facteur de réjection des jets QCD pour différentes plages en p_T et efficacités de reconstruction et d'identification des jets τ calculés pour *Tau3P* et *TauRec*. On utilise des coupures séquentielles pour *Tau3P* et une coupure sur le maximum de vraisemblance pour *TauRec*. Pour le calcul de l'efficacité, on sélectionne les τ hadroniques avec 3 π^\pm dont 1 avec $p_T > 9$ GeV/c et les autres avec $p_T > 2$ GeV/c au niveau de la vérité du MC.

comparable à petit p_T , et meilleur d'un facteur ~ 2 à moyen et grand p_T , pour *TauRec*. Pour les candidats avec 3 traces chargées le facteur de réjection est meilleur pour *Tau3P* à petit p_T , mais devient meilleur pour *TauRec* à moyen et grand p_T . Comme on peut le voir ici et comme on s'y attend, la méthode optimisée pour l'identification des τ dans leur mode hadronique donne un meilleur facteur de réjection que la méthode des coupures séquentielles.

L'algorithme *Tau1P3P* semble plus efficace pour rejeter les jets QCD que celui de *TauRec*, lorsqu'on applique les coupures de manière séquentielle. Cependant une comparaison en utilisant pour chaque algorithme la meilleure méthode d'identification est nécessaire pour pouvoir conclure. On peut voir avec *TauRec* que le facteur de réjection varie fortement entre la méthode d'identification avec les coupures et celle du maximum de vraisemblance optimisée suivant la gamme en p_T des jets QCD. Cette étude doit aussi être étendue à d'autres échantillons pour couvrir un spectre plus large en énergie transverse à la fois pour le signal et les bruits de fond

5.7.3 Discussion et conclusion

L'efficacité de reconstruction du nouvel algorithme *Tau1P3P* peut être un facteur limitant. On pourrait relâcher la condition sur le nombre de traces pour garder les candidats avec 2 traces seulement, ou les critères pour sélectionner une trace de bonne qualité, ou encore le seuil de l'impulsion transverse. Ainsi, l'utilisation de méthodes plus

raffinées d'identification permettent d'avoir une efficacité totale plus grande qu'avec des coupures séquentielles et avec le même ordre de grandeur pour le facteur de réjection. Cependant *Tau1P3P* permet d'avoir un meilleur facteur de réjection que *TauRec* pour une même efficacité, mais aussi permet de reconstruire distinctement les candidats avec 1 ou 3 traces chargées, même si l'algorithme *TauRec* a une meilleure efficacité de reconstruction des jets τ . En utilisant une identification à l'aide de coupures séquentielles sur les variables discriminantes il apparaît que *Tau1P3P* a un meilleur facteur de réjection. De plus, la résolution en énergie pour les candidats *Tau3P* est meilleure en utilisant un algorithme de flux d'énergie alors que pour les candidats *Tau1P* et *TauRec* elles sont semblables. Cependant cette étude préliminaire doit être approfondie en comparant les résultats lorsque la méthode optimale d'identification est employée et en utilisant d'autres échantillons tels que $A/H \rightarrow \tau\tau$, $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ ou $H \rightarrow \tau\tau$ que nous allons étudier dans le chapitre suivant.

5.8 Déclenchement sur les τ hadroniques

Le déclenchement sur les τ est important en particulier pour la recherche du Higgs et de SUSY au LHC. Pour des τ se désintégrant leptoniquement (électrons ou muons) on utilise les critères (menus) de sélection pour les électrons ou les muons. Ainsi il est possible de déclencher sur un τ leptonique pour des canaux di- τ tel que $Z \rightarrow \tau\tau$ ou $H \rightarrow \tau\tau$ et de sélectionner l'autre τ se désintégrant hadroniquement. Cependant pour des canaux tel que $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, si l'on veut sélectionner un τ hadronique, on doit déclencher sur l'énergie transverse manquante et sur un jet τ . Ce type de déclenchement est particulièrement important pour la physique des premières données et nous allons donner les grandes lignes de ce qui est en cours de développement.

5.8.1 Déclenchement de niveau 1

Le déclenchement de niveau 1 pour les τ dans leur mode hadronique est une sélection électronique. Les informations des calorimètres sont utilisées pour former des tours de déclenchement de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. L'amas est défini par 2×2 tours composant le noyau d'une fenêtre de granularité de 4×4 tours du calorimètre électromagnétique et hadronique. Les 12 tours électromagnétiques et hadroniques entourant l'amas sont utilisées pour l'isolation. Cela permet de définir les régions d'intérêt RoI (Regions of Interest).

5.8.2 Déclenchement de niveau 2

Pour le déclenchement de niveau 2, comme pour le filtre d'événements, on se base sur le code de reconstruction des τ se désintégrant hadroniquement. On choisit les variables les plus discriminantes, qui sont l'énergie totale, le rayon électromagnétique R_{EM} , la largeur de l'énergie transverse suivant η , $\Delta\eta^2$, le nombre de cellules du compartiment avant du calorimètre électromagnétique N_{avant} , et le critère d'isolation dans les calorimètres. Le déclenchement de niveau 2 est actuellement en développement. Il se base

sur l'algorithme *TauRec* et adapte ses spécificités au niveau 2 (variables discriminantes, étalonnage "à la H1"). Une étude est en cours pour utiliser les caractéristiques de l'algorithme *Tau1P3P* et pour l'adapter au déclenchement.

5.8.3 Filtre d'événements

Après confirmation de la région d'intérêt (RoI) par le niveau 2, l'événement est envoyé au filtre d'événements qui tout comme le niveau 2 fonctionne en utilisant une ferme d'ordinateurs. Finalement, le filtre d'événements utilise le code de reconstruction *TauRec*. On a maintenant accès à la granularité complète et aux dernières constantes de calibration et d'alignement. Des résultats préliminaires donnent un facteur de réjection de ~ 200 pour une efficacité de 50% après toute la chaîne. On pourra définir l'efficacité de déclenchement pour le processus $Z \rightarrow \tau\tau$, dans le cas semi-leptonique en déclenchant sur un lepton et dans le cas totalement hadronique en déclenchant sur un τ hadronique.

5.9 Conclusion

Les τ dans leur mode hadronique jouent un rôle important pour la recherche du Higgs et de SUSY au LHC. Un premier algorithme *TauRec* a une bonne efficacité de reconstruction et, pour une efficacité d'identification de $\sim 50\%$, donne un bon facteur de réjection des jets *QCD* (~ 100). Le nouvel algorithme *Tau1P3P* malgré une efficacité de reconstruction plus faible possède un meilleur facteur de réjection des jets *QCD* et une meilleure résolution en énergie pour les candidats *Tau3P* en utilisant une méthode de flux d'énergie. Ce nouvel algorithme en cours de développement est intéressant mais une étude plus poussée utilise plusieurs types de processus pour couvrir une région plus large en E_T . Il faut aussi refaire cette étude avec des échantillons proprement générés, simulés et reconstruits. En effet lors de cette étude plusieurs problèmes ont été mis en évidence (temps de vie nulle pour le τ , désintégration des τ sans tenir compte des corrélations de spin, mauvais étalonnage de l'énergie des τ , etc.) et leur impact sur les performances des deux algorithmes est difficile à évaluer. Ces dernières années l'identification des τ a beaucoup évolué avec l'apparition du nouvel algorithme *Tau1P3P* et l'amélioration importante de *TauRec*. Nous allons maintenant voir dans le chapitre 6, un exemple de canal avec des τ se désintégrant hadroniquement dans la recherche du Higgs du Modèle Standard.

"Kto szuka nie błądzi."

Celui qui cherche trouve.

proverbe polonais.

Chapitre 6

Recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard produit par fusion de bosons vecteurs faibles

6.1 Introduction

Au LHC le boson de Higgs du Modèle Standard, s'il existe, sera principalement produit par fusion de gluons (voir figure 1.12, chapitre 1) mais à cause d'un important bruit de fond QCD, il sera difficile de le voir dans certains canaux de désintégration, même si leur rapport d'embranchement (voir figure 1.16, chapitre 1) est grand e.g $H \rightarrow b\bar{b}$ ou $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Deux des trois canaux pour la découverte du Higgs de faible masse sont $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $t\bar{t}H$ avec $H \rightarrow b\bar{b}$ où l'un des quarks *top* se désintègre leptoniquement. La production du Higgs via la fusion bosonique faible (WBF pour Weak Boson Fusion), $qq \rightarrow qqVV \rightarrow qqH$ où $V=W,Z$, représente 10 à 20% de la production totale dans le Modèle Standard pour un Higgs de masse intermédiaire (115-145 *GeV*), et devient plus importante pour un Higgs lourd. Récemment il a été montré que la production WBF suivie de $H \rightarrow \tau\tau$ avec un des τ se désintégrant leptoniquement et l'autre hadroniquement, pouvait contribuer de manière importante à la découverte d'un Higgs léger [167, 168]. La section efficace de production pour $m_H \sim 110 - 150 \text{ GeV}/c^2$ est de l'ordre de quelques picobarns. Les événements sont caractérisés par l'émission de 2 jets produits à grand $|\eta|$, qui s'ajoutent aux produits de désintégration de l'état final. Une autre caractéristique est la suppression d'activité hadronique dans la région à petit $|\eta|$ car les bosons émis sont des singlets de couleur. L'étiquetage de ces 2 jets vers l'avant et l'absence de jets dans la région centrale jouent un rôle primordial pour la réduction des bruits de fond.

6.2 Motivations, objectifs et réalisation

Plusieurs études [57, 169, 170, 171] ont été réalisées avec la simulation rapide ATLF-FAST [95] confirmant tout l'intérêt de ce canal. Cependant un traitement plus détaillé

des différents sous détecteurs, en utilisant la simulation complète et les algorithmes de reconstruction des particules, est nécessaire afin de caractériser de manière plus réaliste la reconstruction de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T , l'identification des leptons (e , μ), l'identification des jets τ et la reconstruction des jets vers l'avant. L'analyse effectuée dans ce chapitre est basée sur celle réalisée dans la note [169]. Notre motivation était de refaire cette analyse avec la simulation rapide pour étudier les bruits de fond avec de nouveaux générateurs et puis de la refaire dans le cadre de la simulation complète. L'état d'avancement et de développement du code de simulation complète (avec *Geant* 4 [94]) et de reconstruction ont très fortement influencé l'avancement de ce travail ainsi que les résultats.

L'analyse avec la simulation rapide ATLFAST hors ATHENA [90] est d'abord présentée. Puis une première analyse avec la simulation complète utilisant *Geant* 3 [172] et les données au format CBNT (ComBined Ntuple) a été réalisée mais n'est pas présentée ici. Finalement, l'étude avec la simulation complète utilisant *Geant* 4, et la comparaison avec la simulation rapide ATHENA-ATLFAST et les données au format AOD, est détaillée.

6.3 Signature et bruit de fond

La signature recherchée d'un événement du signal et les bruits de fond sont présentés ici. Le signal est décrit au premier ordre de la théorie par le diagramme de Feynman, représenté sur la figure 6.1, $qq \rightarrow qq(W^\pm W^\mp, Z^0 Z^0) \rightarrow qqH$, c'est à dire fusion de $W^\pm W^\mp$ ou de $Z^0 Z^0$, où les bosons faibles sont émis par les quarks entrants.

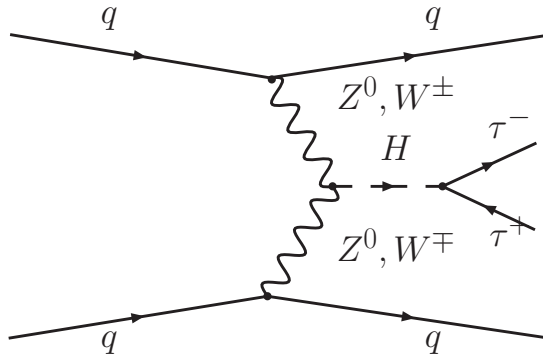


FIG. 6.1 – Diagramme de Feynman au premier ordre de la théorie pour la production de Higgs par fusion de bosons vecteurs faibles.

6.3.1 Signature expérimentale d'un événement de signal

Les jets associés aux deux quarks ayant rayonné les bosons W ou Z et caractérisant la production WBF sont utilisés pour identifier le signal. Ils sont observés dans les

régions vers l'avant et vers l'arrière du détecteur. Le canal $H \rightarrow \tau\tau$, où l'un des τ se désintègre leptoniquement ($\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$) et l'autre hadroniquement (appelé par la suite jet τ) est en particulier intéressant (voir figure 6.2). Il représente un rapport d'embranchement combiné $\text{RE}(\tau\tau \rightarrow lep had) \simeq 45\%$. L'état final est composé d'un nombre important de particules et est caractérisé par :

- deux jets vers l'avant et l'arrière provenant de la production WBF,
- un jet τ central,
- un lepton isolé central,
- et de l'énergie transverse manquante venant des 3 neutrinos ($\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ et ν_l).

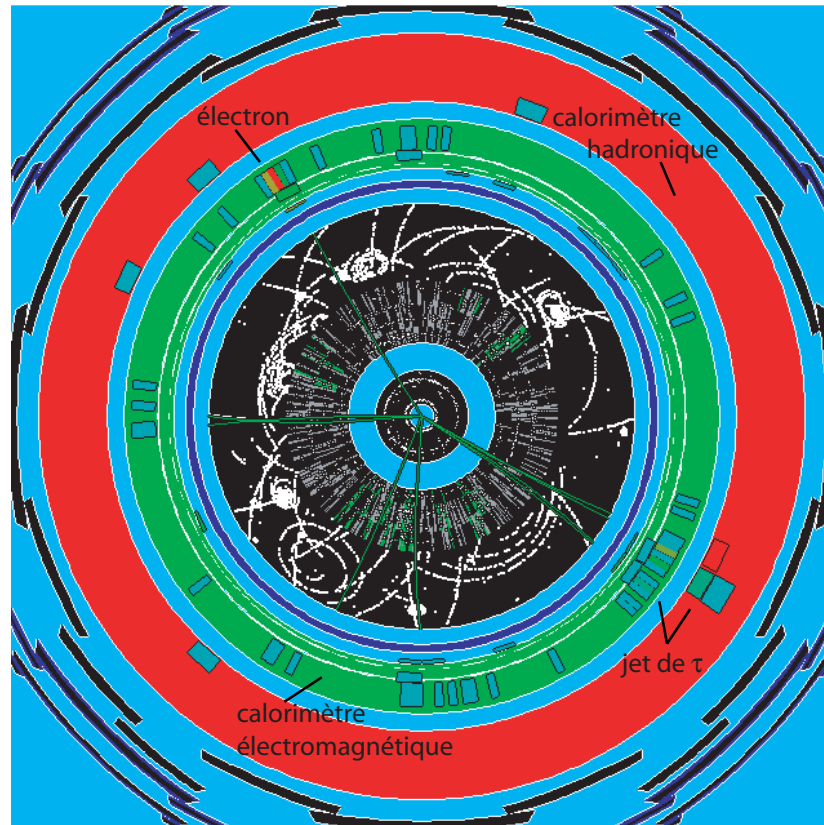


FIG. 6.2 – Représentation graphique avec ATLANTIS [173] d'un événement $H \rightarrow \tau\tau$ produit par WBF. L'un des τ se désintègre leptoniquement : $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ (électron visible en haut à gauche) et l'autre hadroniquement : $\tau^+ \rightarrow hadron(s) \bar{\nu}_\tau$ (jet de τ visible en bas à droite).

Les quarks de valence entrants irradient chacun un boson vecteur, et ces bosons fusionnent en un boson de Higgs. Pour pouvoir produire un Higgs, ces bosons doivent avoir une énergie $\geq m_H c^2/2$. La valeur moyenne de la distribution en énergie des quarks sortants est de $\sim 417 \text{ GeV}$ (figure 6.3 à gauche). La figure 6.3 (à droite) montre la dis-

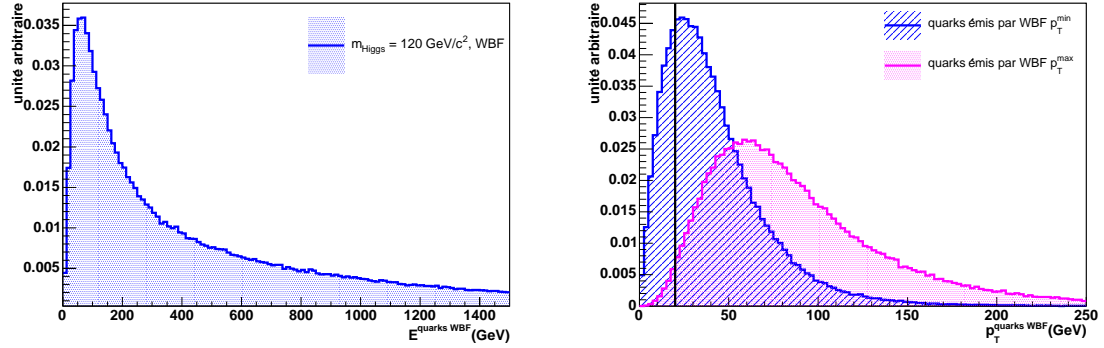


FIG. 6.3 – Distribution de l'énergie $E^{quarks WBF}$ (à gauche) et en $p_T^{quarks WBF}$ (à droite) des quarks sortants au niveau partonique et pour $m_{Higgs} = 120 \text{ GeV}/c^2$. Les distributions sont normalisées à l'unité. La barre verticale (à droite) représente le seuil de reconstruction en p_T des jets. La valeur moyenne de $E^{quarks WBF}$ est de 417 GeV.

tribution en p_T de ces 2 quarks. Comme l'impulsion transverse transférée aux bosons est de l'ordre de $p_T \sim m_{W,Z,c}$, les jets finaux sont faiblement diffusés et donc émis dans les régions de grande rapidité (figure 6.4 à gauche) avec une masse invariante de $\sim 626 \text{ GeV}$ (figure 6.4 à droite).

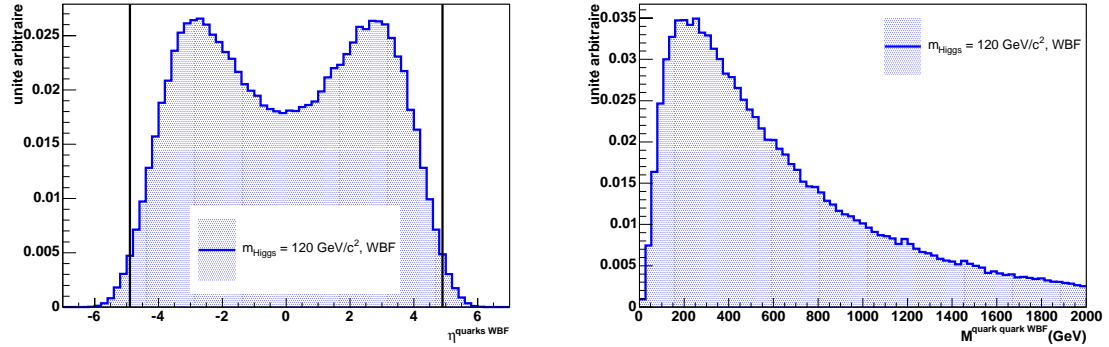


FIG. 6.4 – Distribution en η (à gauche) et distribution de la masse invariante (à droite) des quarks sortants. Distribution au niveau partonique, normalisée à l'unité et pour $m_{Higgs} = 120 \text{ GeV}/c^2$. Les barres verticales (à gauche) représentent l'acceptance du détecteur suivant η . La valeur moyenne de $M^{quarkquark WBF}$ est de 626 GeV.

Une autre caractéristique intéressante de la fusion de bosons vecteurs est que l'interaction entre les deux quarks initiaux se fait par échange d'un singlet de couleur, ce qui se traduit par l'absence d'activité hadronique dans la région centrale contrairement à ce qui se passe pour la plupart des processus de bruit de fond qui impliquent des échanges de couleur. La production WBF avec 2 jets vers l'avant et l'arrière, et l'absence d'activité hadronique dans la région centrale possède des caractéristiques intéressantes pour

réduire le bruit de fond. De plus, le signal $qq \rightarrow qqH$ tend à produire un Higgs central. Ses produits de désintégration, jet τ et lepton, se trouvent donc préférentiellement dans la région centrale du détecteur. Le τ se désintégrant hadroniquement peut être distingué des autres jets comme cela a été exposé au chapitre 5. Une bonne identification de ces jets est nécessaire pour ce canal. Enfin la présence des neutrinos va se traduire par de l'énergie transverse manquante. Les différentes coupures appliquées pour la sélection du signal sont discutées plus loin.

6.3.2 Les bruits de fond irréductibles

Le bruit de fond irréductible [168, 174] a exactement la même signature que le signal : c'est à dire des processus avec un lepton isolé (électron, muon), un jet τ , de l'énergie manquante et 2 jets vers l'avant et l'arrière. Le bruit de fond principal provient d'une

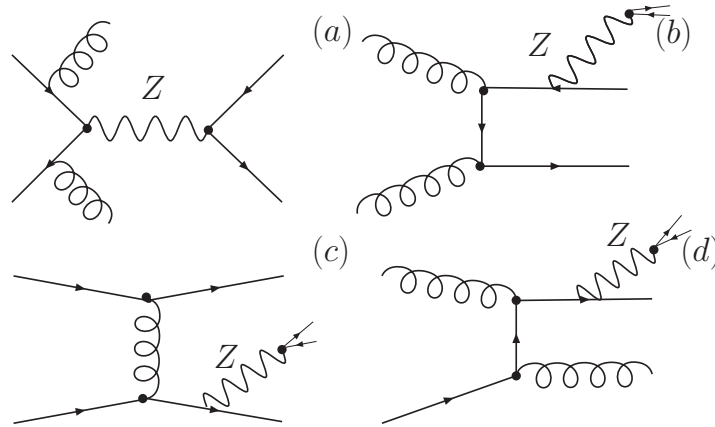


FIG. 6.5 – Diagrammes de Feynman au premier ordre de la théorie pour le fond irréductible "QCD Zjj ".

part des corrections QCD aux diagrammes de Drell-Yann $q\bar{q} \rightarrow (\gamma, Z) \rightarrow \tau^+\tau^-$ avec émission de 2 jets dans l'état final. Ce bruit de fond inclut les processus suivants, dont les diagrammes de Feynman sont représentés sur la figure 6.5 :

$$\begin{aligned} qq' &\rightarrow qq'Z \rightarrow qq'\tau^+\tau^- (c) \\ gg &\rightarrow q\bar{q}Z \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^- (d) \end{aligned}$$

dominés par l'échange d'un gluon ou d'un quark par la voie t et tous les processus tels que :

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\rightarrow gg(\gamma, Z) \rightarrow gg\tau^+\tau^- (a) \\ gg &\rightarrow q\bar{q}Z \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^- (b). \end{aligned}$$

Ces processus sont appelés par la suite "QCD Zjj ".

Il faut aussi inclure les processus où un seul jet dur est produit et où le second jet,

plus mou, est issu des radiations dans l'état initial :

$$\begin{aligned} qg &\rightarrow qZ \rightarrow q\tau^+\tau^- \text{ (a)} \\ q\bar{q} &\rightarrow gZ \rightarrow g\tau^+\tau^- \text{ (b)}. \end{aligned}$$

Les diagrammes de Feynman représentés sur la figure 6.6 sont appelés "QCD Zj".

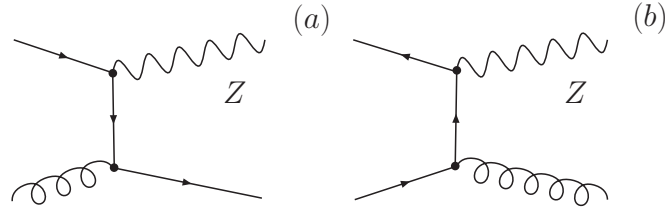


FIG. 6.6 – Diagramme de Feynman au premier ordre pour le fond irréductible "QCD Zj". Le second jet est issu des radiations dans l'état initial.

D'autres processus peuvent aussi être inclus, comme "QCD Zjjj".

D'autre part, le bruit de fond principal vient du "Bremsstrahlung" d'un γ ou d'un Z lors de la diffusion quark-(anti) quark avec l'échange d'un boson électrofaible par la voie t , et pour lequel $Z, \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$:

$$qq' \rightarrow qq'\tau^+\tau^- \text{ (c)}$$

dont le diagramme de Feynman est illustré sur la figure 6.7 (c), appelé "EW Zjj".

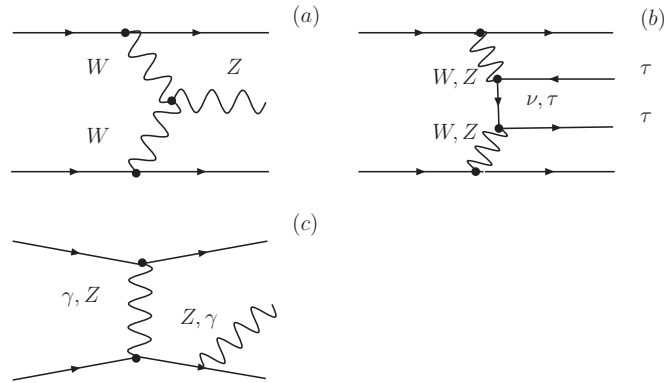


FIG. 6.7 – Exemples de diagrammes de Feynman au premier ordre pour le fond irréductible "EW Zjj".

Ce bruit de fond électrofaible inclut aussi la fusion de bosons faibles (figure 6.7 (a)), l'échange d'un τ ou d'un ν_τ par la voie t (figure 6.7 (b)), ou encore l'échange de γ/Z par la voie s (pas illustré). Le bruit de fond "EWjj" est difficile à réduire par les coupures, car il possède les mêmes caractéristiques (p_T , couleur) que le signal. Dans tous les cas, on considère l'un des τ se désintégrant leptoniquement et l'autre τ se désintégrant hadroniquement.

6.3.3 Les bruits de fond réductibles

Le bruit de fond réductible [168] a la même signature expérimentale que le signal, mais ceci est dû à une mauvaise identification de certaines particules. Ainsi le bruit de fond réductible peut venir de tout processus avec 2 jets, un lepton isolé (électron, muon), de l'énergie manquante et un jet fin provenant d'un quark léger ou d'un quark b qui serait mal identifié comme étant un jet τ .

Un premier bruit de fond réductible vient de la production d'un W avec l'émission de jets QCD appelé " $QCD Wjj$ ". Ainsi pour Wjj , les 2 jets durs sont identifiés comme étant les jets vers l'avant et l'arrière, le troisième jet, provenant des radiations dans l'état initial, peut être identifié comme un jet τ et le W se désintègre leptoniquement : $W \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$. Il faut aussi considérer la production d'un W associé à un seul jet dur, avec les deux autres jets issus des radiations dans l'état initial, appelé " $QCD Wj$ ". La figure 6.6 montre des exemples de diagrammes de Feynman au premier ordre, si on remplace le Z par un W . De même on peut inclure les processus " $QCD Wjjj$ ". On note que le bruit de fond dominant avant les coupures de sélection est le fond réductible " $QCD Wj$ ".

Un autre processus à considérer est la production de paires $t\bar{t}$, avec $t \rightarrow W^+b$ ($\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$) et au moins un W se désintégrant leptoniquement. Ceci donne un lepton et de l'énergie transverse manquante, deux jets b et un jet ou un jet τ . Un des jets b peut

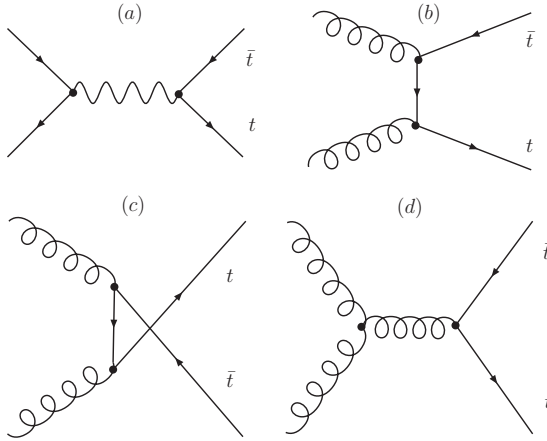


FIG. 6.8 – Exemple de diagrammes de Feynman au premier ordre pour le fond réductible " $t\bar{t}$ ". Le processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ (a) et les processus $g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}$ (b), (c) et (d), représentent respectivement 13% et 87% de la production totale.

être identifié comme un jet τ . Les 2 jets b peuvent aussi être identifiés comme les jets vers l'avant et l'arrière. Les processus de production de paires $t\bar{t}$ sont :

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\rightarrow t\bar{t} \\ g\bar{g} &\rightarrow t\bar{t} \end{aligned}$$

appelé " $t\bar{t}$ " et les diagrammes de Feynman sont illustrés sur la figure 6.8. Dans le cas où

la paire $t\bar{t}$ est produite en association avec 2 jets, le processus est appelé " $t\bar{t}jj$ ". Deux jets durs sont produits et peuvent être identifiés comme les jets vers l'avant.

6.4 Génération des événements avec la simulation rapide

Cette étude a été réalisée dans l'hypothèse de 3 années de fonctionnement de LHC à basse luminosité ($L = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ donnant une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$). Les données ont été produites avec le programme de simulation rapide du détecteur ATLFAST [95] auquel ont été apportées quelques corrections en particulier pour les τ . Pour la génération des événements on utilise principalement le générateur PYTHIA [53, 151] avec la paramétrisation CTEQ5L des fonctions de structure. Pour l'hadronisation des quarks et des gluons produits par l'interaction partonique, le modèle de fragmentation de Lund est utilisé. Les processus de rayonnement initial et final, ISR et FSR (bremsstrahlung de gluons et de photons), sont aussi simulés. Les résonances sont désintégrées suivant les rapports d'embranchement standards. On utilise les bibliothèques TAUOLA [175] et PHOTOS [176] pour tenir compte respectivement des effets de corrélations de spin entre les deux τ et des radiations dans l'état final pour les leptons. Le signal et la plupart des bruits de fond ont été générés avec PYTHIA 6.205, TAUOLA 2.6 (corrélation de spin des τ) et PHOTOS 2.5.

6.4.1 Signal

Le signal (WBF) est simulé avec PYTHIA 6.205 (LO) par les processus ISUB=124 (fusion WW) et ISUB=123 (fusion ZZ) pour un Higgs de masse $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. Aucune coupure cinématique n'est appliquée lors de la génération du signal. De plus le Higgs est forcé à se désintégrer en paires de τ . Les leptons τ se désintègrent ensuite

$m_H \text{ (GeV}/c^2)$	115	120	130	140	150	160	170
$\sigma(qq \rightarrow qqH) \times RE(H \rightarrow \tau\tau) \text{ (fb)}$	384	340	241	143	67	14	3

TAB. 6.1 – Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement (RE) $H \rightarrow \tau\tau$, en fb, en fonction de la masse du boson de Higgs, calculée avec PYTHIA 6.205.

librement en utilisant TAUOLA et PHOTOS. Pour $m_H \geq 150 \text{ GeV}/c^2$, comme cela est illustré dans le tableau 6.1, le produit $\sigma(qq \rightarrow qqH) \times RE(H \rightarrow \tau\tau)$ est trop faible et les canaux de désintégration W^+W^- et ZZ deviennent dominants (voir figure 1.16). Avec PYTHIA 6.205, le produit $\sigma \times RE$ est plus élevé que pour PYTHIA 6.152 utilisé dans [169]. Cela s'explique par des valeurs différentes des masses effectives des quarks [177]. Le calcul à l'ordre supérieur (NLO) donne une correction de l'ordre de 10% sur la section efficace. Au niveau de l'analyse on s'intéresse au cas où l'un des τ se désintègre leptoniquement $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et l'autre hadroniquement ($RE \simeq 45 \%$). Il existe aussi une étude pour le canal lepton-lepton ($RE \simeq 12\%$) [178]. Près de 10^5 événements sont générés avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ et passés à travers ATLFAST, la simulation rapide.

6.4.2 Bruit de fond

Les bruits de fond irréductibles sont produits au premier ordre (LO) avec PYTHIA mais aussi avec un générateur à éléments de matrice (ME) interfacé avec PYTHIA :

- QCD Zj , avec $Z \rightarrow \tau\tau$. $q\bar{q} \rightarrow gZ$ (MSUB=15) et $qg \rightarrow qZ$ (MSUB=30)
- EW Zjj , avec $Z \rightarrow \tau\tau$. Éléments de matrice (ME) générés par D. Zeppenfeld et interfacé avec PYTHIA [179, 180].
- QCD Zjj , avec $Z \rightarrow \tau\tau$. Éléments de matrice (ME) générés par D. Zeppenfeld et interfacé avec PYTHIA [179, 180].

processus	$\sigma \times RE$ (pb)	nombre d'événements	générateur
QCD Zj	1739	16×10^6	PYTHIA 6.205
EW Zjj	1.12	1×10^6	ME+PYTHIA 6.152
QCD Zjj	1455	2×10^6	ME+PYTHIA 6.152

Tab. 6.2 – *Caractéristiques du fond irréductible généré : $\sigma \times RE$ (pb), nombre d'événements et générateur utilisé. Les événements QCD Zj ont été générés avec une coupure sur l'impulsion transverse, $p_T > 10$ GeV du processus dur.*

Les propriétés des bruits de fond Zj et Zjj sont résumées dans le tableau 6.2. La génération des événements Monte Carlo $Z+n$ jets où $n \geq 1$ est trop coûteuse en temps de calcul si tous les éléments de matrice sont calculés. Pour cela on utilise une combinaison entre les éléments de matrice (ME) pour les processus durs et la "gerbe de partons" (Parton Shower) avec PYTHIA ou HERWIG [54] pour les processus mous. PYTHIA est utilisé pour générer les événements *QCD Zj* , alors qu'une combinaison ME+PYTHIA, est utilisée pour les *EW Zjj* et *QCD Zjj* . Cette combinaison engendre un problème de double comptage d'événements. En effet, la simulation de la gerbe partonique peut rajouter des jets durs aux événements générés : un événement généré $Z+1$ jet (Zjj) devient $Z+2$ jets (Zjj) après la gerbe partonique, et un événement généré $Z+2$ jets (Zjj) devient $Z+3$ jets ($Zjjj$), et ainsi de suite. Lorsque les échantillons Zj (en réalité $Zj+Zjj$) et Zjj (en réalité $Zjj+Zjjj$) sont combinés, certains événements sont donc comptés deux fois.

Les générateurs tels que MadGraph/MadEvent [181] et MadCUP [182] ont été étudiés pour générer des événements " Zjj " [183], mais ils souffrent aussi des problèmes de double comptage. Cependant une méthode appelée CKKW [184] permet une meilleure association entre ME and PS et supprime les problèmes de double comptage. Cette solution est implémentée dans le générateur SHERPA [185] et empêche que des jets durs soient rajoutés lors de la gerbe partonique. De la même manière, le générateur ALPGEN [186] (*QCD*) utilise le programme MLM [187]. Les deux générateurs sont utilisés maintenant dans ATLAS [183, 188].

Des événements, notés par convention $Z + n$ jets (QCD) $n = 0, \dots, 5$, générés avec ALPGEN 2.05 sont analysés ici. Deux productions, l'une exclusive de $Z + nj$ avec $n = 0..4$ et l'autre inclusive de $Z + 5j$ sont utilisées. Les échantillons sont décrits dans le tableau 6.3, le programme HERWIG 6.507 dans ATHENA 11.0.42 est utilisé pour

processus	$\sigma \times RE$ (pb)	nombre d'événements	générateur
$Z + 0j$	821.9	8.2×10^6	ALPGEN+HERWIG
$Z + 1j$	182.2	1.8×10^6	"
$Z + 2j$	61.8	4.1×10^6	"
$Z + 3j$	19.0	1.2×10^6	"
$Z + 4j$	5.4	2.7×10^5	"
$Z + \geq 5j$	3.4	2.0×10^5	"

TAB. 6.3 – Caractéristiques du fond irréductible $Z + nj$ généré avec ALPGEN 2.05 interfacé avec HERWIG 6.507 dans ATHENA 11.0.42 : $\sigma \times RE$ (pb), nombre d'événements et générateur utilisé. Les événements ont été générés avec une coupure sur l'impulsion transverse, $p_T^{\text{parton}} > 20$ GeV du processus dur, $p_T^{\text{lepton}} > 5$ GeV et $|\eta| < 3$ pour les leptons, et m_U compris entre 40 et 200 GeV.

simuler la gerbe partonique. Les corrections à l'ordre supérieur de la théorie (NLO) sont de l'ordre de 30%. Contrairement à tous les autres échantillons étudiés, les événements de biais minimum et sous-jacents (événements d'empilement) ont été inclus. Ils ont été générés avec des paramètres ajustés et extrapolés à partir des résultats du Tevatron. Ceci a un impact sur l'efficacité des coupures et donc on traitera à part ce bruit de fond, en évaluant l'effet des événements d'empilement superposés au signal.

Les bruits de fond réductibles sont des processus avec un lepton et plus de deux jets. Deux processus générés avec PYTHIA sont considérés (voir tableau 6.4):

- QCD Wj, avec $W \rightarrow l \nu_l$ avec $l = e, \mu$.
 $q\bar{q} \rightarrow qW$ (MSUB=16) et $q\bar{q} \rightarrow gW$ (MSUB=31).
- $t\bar{t} \rightarrow Wb Wb$, avec un $W \rightarrow l \nu_l$ ($l = e, \mu, \tau$) et l'autre W se désintègre librement. MSEL=6 production de $t\bar{t}$ (MSEL=6).

processus	$\sigma \times RE$ (pb)	nombre d'événements	coupure (GeV)	générateur
QCD Wj	1.32×10^4	2.0×10^6	$10 < p_T < 30$	PYTHIA 6.205
	3.77×10^3	2.8×10^6	$30 < p_T < 60$	"
	1.03×10^3	4.0×10^6	$60 < p_T < 100$	"
	354.2	6.0×10^6	$p_T > 100$	"
$t\bar{t}$	265.3	22×10^6	-	"

TAB. 6.4 – Caractéristiques du fond réductible généré : $\sigma \times RE$ (pb), nombre d'événements, coupures et générateur utilisé. Une coupure est appliquée sur le processus dur au niveau de la génération.

Un quark léger ou un jet b, venant respectivement de la désintégration du W ou du quark t , ou encore des radiations dans l'état initial/final, peuvent être identifiés comme un jet τ . Il faudrait aussi produire $W + nj$ avec $n = 2..5$ avec ALPGEN et $t\bar{t} + nj$ $n = 0,1$ avec MC@NLO pour décrire correctement ces bruits de fond réductibles, mais la production étant très longue, ils n'ont pas été générés. De plus il sera montré qu'après toutes les coupures de l'analyse, ce bruit de fond n'est pas dominant.

6.5 Description des coupures de l'analyse

Une première analyse a été réalisée au niveau partonique [167]. Une autre a suivi, pour tenir compte des caractéristiques du détecteur ATLAS [169]. Dans un premier temps, cette analyse est reproduite avec PYTHIA 6.205 et ATLFast 2.0. Le programme de simulation rapide ATLFast paramétrise les performances des sous-détecteurs, permettant d'estimer les dépôts d'énergie dans les cellules des différents calorimètres, d'identifier les γ , e , μ et les jets (jets b et jets τ), et de reconstruire l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T . La pré-sélection pour $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l \nu_l \nu_\tau + had \nu_\tau$ produit par WBF avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ consiste à sélectionner les événements avec un lepton isolé (électron ou muon), un jet τ et au moins 2 jets hadroniques.

6.5.1 Identification des électrons et des muons

Les électrons et les muons sont identifiés par ATLFast dans l'acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$) avec une efficacité de reconstruction et d'identification de $\sim 90\%$. Un lepton est considéré comme isolé si l'amas d'énergie déposée est suffisamment éloigné des autres amas ($\Delta R > 0.4$) et si l'énergie transverse déposée dans un cône $\Delta R = 0.2$ autour du lepton est en dessous d'un seuil $E_T < 10 \text{ GeV}$. Le lepton issu d'un des τ doit avoir une énergie transverse minimale :

$$E_T^e > 25 \text{ GeV} \text{ ou } p_T^\mu > 20 \text{ GeV}.$$

Cette dernière coupure est notée "C1", et les autres (6.5.2 voir à 6.5.6) sont ainsi notées C_i . Cette condition est requise par le système de déclenchement (LVL1 et HLT). La figure 6.9 montre la distribution de l'énergie transverse des électrons et de l'impulsion transverse des muons pour le signal et les bruits de fond : $QCD Zjj$, Wj et $t\bar{t}$.

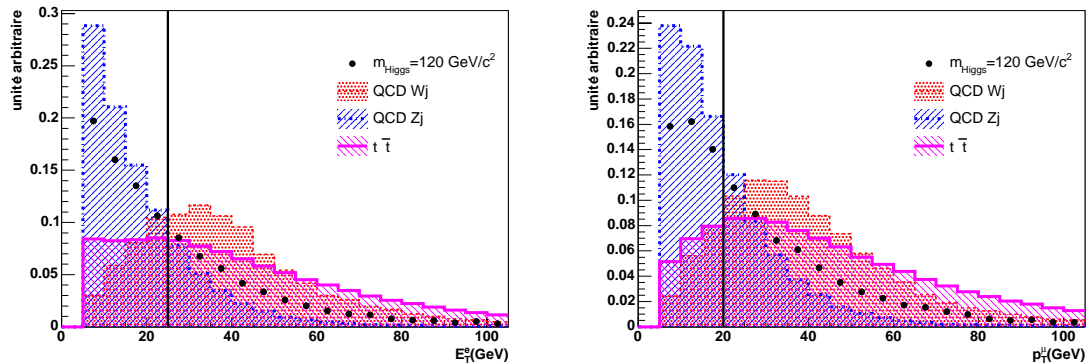


FIG. 6.9 – Distribution de E_T pour les électrons (à gauche) et de p_T pour les muons (à droite) normalisée à l'unité pour le signal et les bruits de fond. La barre verticale représente le seuil minimum requis par le système de déclenchement.

6.5.2 Identification des τ se désintégrant en hadrons

Pour ce canal, l'identification des τ se désintégrant en hadrons est cruciale, ainsi que le facteur de réjection des jets. Le nombre de jets produits à la fois dans le signal et le bruit de fond est en effet important. Les jets τ sont reconstruits dans un cône $\Delta R = 0.4$ et dans l'acceptance du détecteur interne $|\eta| < 2.5$. On utilise ATLFast-b pour identifier les jets τ . Pour une efficacité donnée d'identifier des jets τ et une plage en

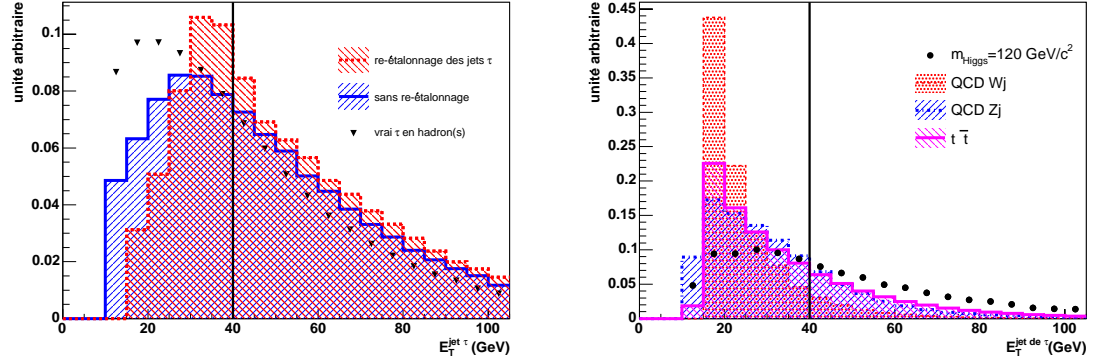


FIG. 6.10 – Distribution du E_T des jets τ reconstruits, avec ou sans étalonnage, et pour les produits de désintégration visibles des vrais τ se désintégrant en hadrons (à gauche) et distribution des jets τ sans ré-étalonnage pour le signal et les bruits de fond (à droite). Distributions normalisées à l'unité.

E_T^τ , ATLFast-b donne un facteur de réjection. Celui-ci avait été évalué précédemment avec une simulation complète du détecteur. Une efficacité de $\epsilon_\tau = 50\%$ est utilisée dans l'analyse, à laquelle est associé un facteur de réjection moyen des jets de ~ 100 . Des études avec la simulation complète [189] ont montré que le nombre de faux jets τ i.e jet identifié comme un τ mais n'étant pas un vrai τ , est important à bas E_T . On demande que :

$$E_T^{\text{jet de } \tau} > 40 \text{ GeV (C2)}.$$

Dans ATLFast, l'énergie des jets reconstruits est décalée par rapport à leur vraie énergie. Ceci est dû à la méthode de calcul de l'échelle d'énergie des jets. ATLFast-b permet de ré-étalonner tous les jets. Cependant, les jets τ sont traités comme les autres jets (hadroniques) et cette méthode, plutôt que d'améliorer la mesure de l'énergie, la dégrade [190]. La figure 6.10 à gauche illustre la distribution en $E_T^{\text{jet de } \tau}$ pour le vrai τ et pour les τ reconstruits avec et sans ré-étalonnage. Clairement, il faudrait qu'ATLFast-b offre un ré-étalonnage spécifique aux jets τ , mais comme ce n'est pas le cas, le reste de l'étude en simulation rapide est effectuée sans ré-étalonnage. La figure 6.10 (à droite) montre la distribution en E_T des jets de τ pour le signal et les bruits de fond.

6.5.3 Recherche des jets vers l'avant

L'étiquetage des 2 jets vers l'avant et l'arrière permet de réduire les bruits de fond dans le cas du Higgs produit par WBF . Les jets sont reconstruits avec ATLFast dans l'acceptance des calorimètres hadroniques $|\eta| < 4.9$, à l'intérieur d'un cône de $\Delta R = 0.4$ et ré-étalonnés avec ATLFast-b. On sélectionne les 2 jets de plus haute énergie transverse E_T . On applique ensuite une correction de l'efficacité de reconstruction des jets en fonction de η et de E_T , grâce à DICECORR [191], qui a été paramétré à partir de la simulation complète et qui prend en compte les effets d'empilement. Les 2 jets

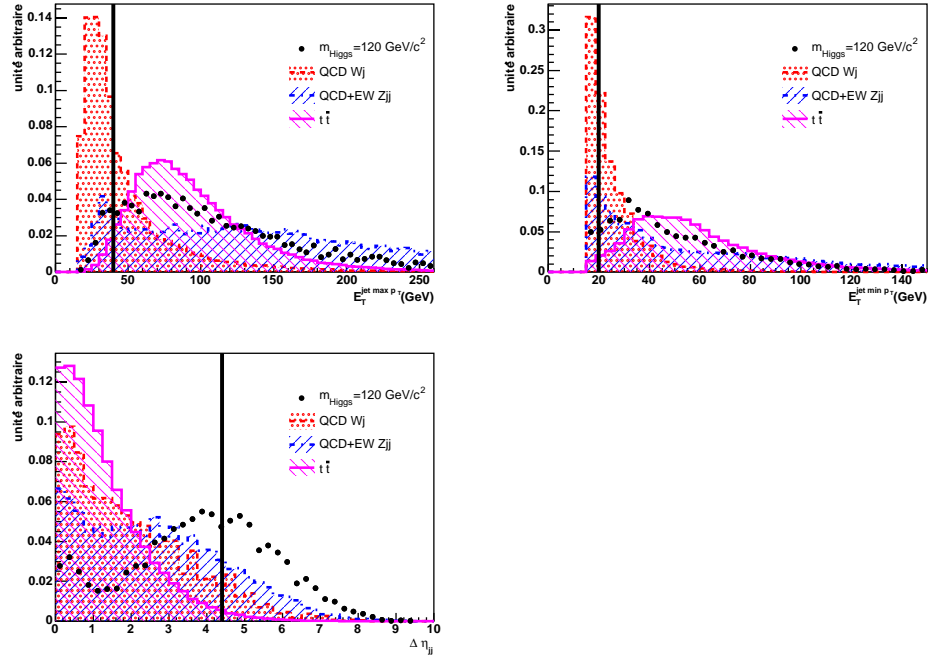


FIG. 6.11 – Distribution du E_T pour les 2 jets étiquetés de plus grand E_T vers l'avant (en haut à gauche et à droite) pour le signal et les bruits de fond. Distribution de $\Delta\eta_{jj}$ (en bas à gauche) pour le signal et les bruits de fond. La barre verticale représente la coupure que l'on applique dans cette analyse.

vers l'avant et l'arrière doivent être suffisamment énergétiques et bien séparés l'un de l'autre. Ainsi, les coupures suivantes sont appliquées :

$$E_T^{j1} > 40 \text{ GeV}, E_T^{j2} > 20 \text{ GeV}$$

$$\Delta R_{jj} \geq 0.7, \Delta R_{jl,jh} \geq 0.7 \text{ et } \Delta R_{lh} \geq 0.7 \text{ (C3-1)}$$

où $j1$ représente le jet de E_T maximum, $j2$ le deuxième jet de E_T maximum, j représente $j1$ et $j2$, l représente le lepton issu d'un τ (électron ou muon) et h le jet τ . De plus les

2 jets étiquetés doivent être séparés du lepton et du jet τ suivant η :

$$\Delta\eta_{jl} > 0.7, \Delta\eta_{jh} > 0.7 \text{ (C3-2).}$$

$$\eta_{j, \eta \min} + 0.7 < \eta_{l,h} < \eta_{j, \eta \max} - 0.7$$

puis le lepton et le jet τ doivent se situer entre les 2 jets suivant η . Les 2 jets durs doivent se situer dans des hémisphères opposés :

$$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} < 0 \text{ (C3-3).}$$

Enfin les 2 jets étiquetés doivent être séparés en η de :

$$\Delta\eta_{j1j2} = |\eta_{j1} - \eta_{j2}| \geq 4.4 \text{ (C3-4).}$$

Ces coupures permettent de séparer le signal du bruit de fond (voir figures 6.11). Cette dernière coupure est très efficace pour supprimer une grande partie des événements $t\bar{t}$ mais ne rejette qu'une fraction des événements $QCD Wj$, $EW Zjj$ et $QCD Zjj$ comme cela est montré sur la figure 6.11 (en bas à gauche).

6.5.4 Approximation collinéaire et reconstruction de la masse invariante de la paire de leptons τ

Il est possible de reconstruire la masse invariante $m_{\tau\tau}$ malgré la présence de neutrinos dans la désintégration des τ , dans le cadre de l'approximation collinéaire. Elle consiste

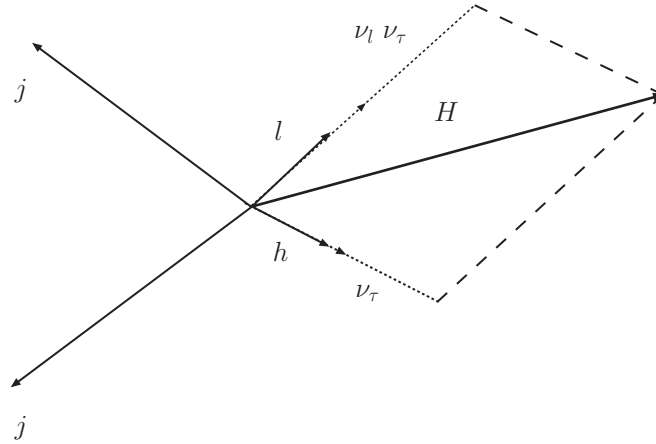


FIG. 6.12 – Schéma représentant le système $\tau-\tau$ dans l'approximation collinéaire pour la reconstruction de $m_{\tau\tau}$.

à dire que le(s) neutrino(s) des désintégrations du τ est(sont) collinéaire(s) avec les produits de désintégration visibles des τ , comme cela est illustré sur la figure 6.12. Le Higgs étant produit avec un p_T moyen de 84 GeV (voir figure 6.13) les τ ont un "boost"

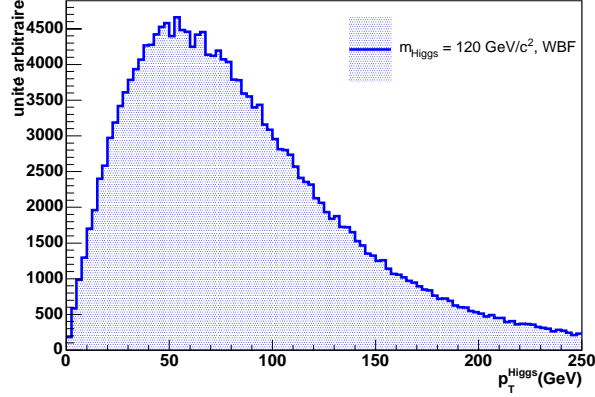


FIG. 6.13 – Distribution de l'impulsion transverse p_T^{Higgs} pour $m_{Higgs} = 120 \text{ GeV}/c^2$. La distribution est normalisée à l'unité. La valeur moyenne de p_T^{Higgs} est de 84 GeV .

et leurs produits de désintégration sont pratiquement collinéaires. La conservation de l'impulsion transverse totale peut s'écrire :

$$\vec{p}_T^{Higgs} = \vec{p}_T^{\tau 1} + \vec{p}_T^{\tau 2} = \vec{p}_T^l + \vec{p}_T^h + \vec{p}_T^{\cancel{E}} = \frac{\vec{p}_T^l}{x_l} + \frac{\vec{p}_T^h}{x_h} \quad (6.1)$$

où x_l et x_h représentent les fractions de l'impulsion emportée par les produits de désintégration visibles de $\tau \rightarrow l \nu_l \nu_\tau$ et $\tau \rightarrow had \nu_\tau$. En résolvant l'équation 6.1, on obtient :

$$x_l = \frac{(p_T^l)_y \cdot (p_T^h)_x - (p_T^h)_y \cdot (p_T^l)_x}{(p_T^{Higgs})_y \cdot (p_T^h)_x - (p_T^h)_y \cdot (p_T^{Higgs})_x} \quad (6.2)$$

$$x_h = \frac{(p_T^l)_y \cdot (p_T^h)_x - (p_T^h)_y \cdot (p_T^l)_x}{(p_T^l)_y \cdot (p_T^{Higgs})_x - (p_T^{Higgs})_y \cdot (p_T^l)_x} \quad (6.3)$$

La figure 6.14 montre les diagrammes de dispersion de x_l versus x_h pour le signal et les bruits de fond. Si les 2 τ ne sont pas dos à dos, on peut calculer x_l et x_h à partir de l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T . Cependant la reconstruction de \cancel{E}_T est délicate et représente un défi expérimental. Il est alors possible de reconstruire la masse invariante du Higgs dans l'approximation collinéaire :

$$\begin{aligned} m_{\tau\tau} &= \sqrt{2(E_l + E_{\nu_l})(E_h + E_{\nu_h}) \cdot (1 - \cos \theta_{lh})} = \frac{m_{lh}}{\sqrt{x_l x_h}} \\ &\approx \frac{2p_l \cdot p_h}{\sqrt{x_l x_h}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

où θ_{lh} est l'angle d'ouverture entre le lepton et le jet τ . Pour éliminer les solutions non-physiques dues à la résolution du détecteur, on demande que :

$$x_{l,h} > 0 \text{ et } \cos \theta_{lh} > -0.9 \text{ (C4-1).}$$

Pour les bruits de fond et le signal, les solutions $x_{l,h}$ sont parfois supérieures à 1 e.g reconstruction avec un faux jet τ (ce qui donne une solution non physique). De plus la valeur de x_l devrait être plus faible que celle de x_h , puisque la désintégration leptonique est associée à 2 neutrinos. Ainsi on demande :

$$x_l < 0.75 \text{ et } x_h < 1.0 \text{ (C4-2)}.$$

Ces coupures sont efficaces contre les bruits de fond réductibles $t\bar{t}$ et $QCD Wj$ comme cela est illustré sur la figure 6.14.

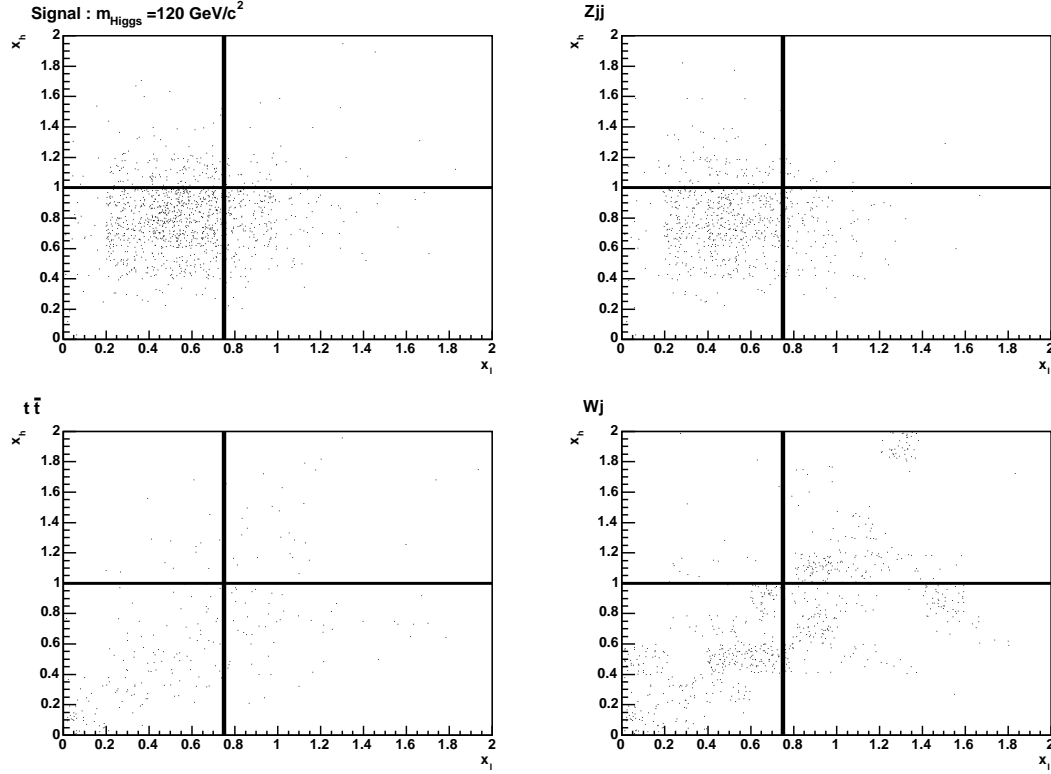


FIG. 6.14 – Diagrammes de dispersion de x_l en fonction de x_h après les coupures C-1 à C-3, pour le signal en haut à gauche, pour les fonds irréductibles $EW Zjj$ en haut à droite, et pour le fond réductible, $t\bar{t}$ et $QCD Wj$ en bas. Les barres horizontales et verticales représentent les coupures.

6.5.5 Coupures de réjection du fond

Pour combattre le bruit de fond réductible, on impose une coupure sur la masse transverse calculée à partir de l'impulsion transverse du lepton, de l'énergie et de l'impulsion transverse manquantes. Pour cela on demande :

$$m_T(l\not{p}_T) = \sqrt{(E_T^l + \cancel{E}_T)^2 - (\vec{p}_T^l + \vec{\cancel{p}}_T)^2} < 30 \text{ GeV}/c^2 \text{ (C5)}.$$

La distribution de $m_T(l, \cancel{p}_T)$ est illustrée sur la figure 6.15 à gauche. Elle permet de rejeter des événements provenant d'un processus avec un W . A ce niveau de l'analyse le nombre d'événements des bruits de fond réductibles, $t\bar{t}$ et $QCD Wj$, dans une fenêtre en masse invariante $m_{\tau\tau}$ à plus ou moins un sigma est négligeable.

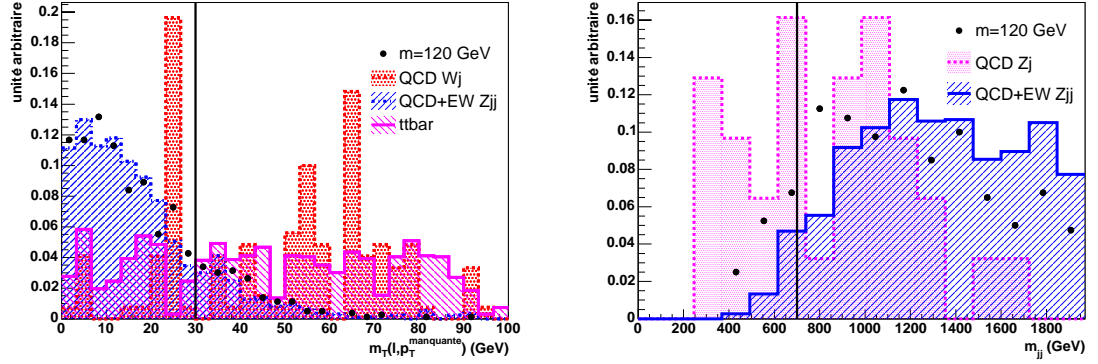


FIG. 6.15 – Distribution de la masse transverse $m_T(l, \cancel{p}_T)$ du système lepton, impulsion transverse manquante pour le signal et les bruits de fond (à gauche) et distribution de la masse invariante m_{jj} pour les bruits de fond irréductible $QCD Zj$, $QCD Zjj$ et $EW Zjj$ (à droite). Les distributions sont normalisées à l'unité.

La topologie de notre signal avec 3 neutrinos dans l'état final implique une grande énergie manquante. De plus pour de faibles \cancel{E}_T , les τ sont principalement dos à dos et difficiles à reconstruire. On requiert :

$$\cancel{E}_T > 30 \text{ GeV} \text{ (C6).}$$

Cette coupure permet de réduire la queue de distribution provenant des fonds irréductibles : $QCD Zj$, Zjj et $EW Zjj$.

Une coupure sur la masse invariante des 2 jets vers l'avant permet de réduire le fond irréductible $QCD Zj$, $QCD Zjj$ et $EW Zjj$. On impose une coupure sur la masse m_{jj} :

$$m_{jj} > 700 \text{ GeV} \text{ (C7),}$$

comme cela est illustré sur la figure 6.15 à droite.

6.5.6 Veto sur les jets centraux et fenêtre en masse

Pour la production du Higgs par WBF , il n'y a pas d'échange de couleur entre les quarks initiaux. La cohérence dans le flux de couleur entre les gluons de bremsstrahlung initiaux et finaux entraîne une suppression de l'activité hadronique dans la région centrale entre les 2 jets identifiés vers l'avant et l'arrière [192]. Pour la plupart des processus QCD , il y a échange de couleur par la voie t , ce qui entraîne des radiations de gluons mous dans la région centrale. Cette caractéristique du signal est exploitée et un veto

sur les jets de la région centrale est appliqué :

$$\text{veto sur les jets avec } p_T^{jets} > 20 \text{ GeV et } \eta_{j \eta \min} + 0.7 < \eta^{jets} < \eta_{j \eta \max} - 0.7 \text{ (C8)}.$$

Cette coupure définie dans la note [167] dépend de la résolution du détecteur et du nombre d'événements d'empilement. Elle doit être adaptée à la luminosité.

Finalement, on définit une fenêtre en masse qui permet de réduire tous les bruits de fond. Elle tient compte de la résolution de la masse invariante $\tau\tau$ et des queues dans la distribution du pic du Z du fond irréductible :

$$[m_{Higgs} - 10, m_{Higgs} + 15](\text{GeV}/c^2) \text{ (C9)}.$$

Cette coupure dépend de la masse du Higgs et de la résolution du détecteur.

6.6 Résultat dans le cadre de la simulation rapide du détecteur ATLAS

Les tableaux 6.5 et 6.6 montrent la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement pour le signal et les différents bruits de fond après chaque coupure. Même

coupsures	notation	Signal (fb)	$QCD Wj$ (fb)	$t\bar{t}$ (fb)
génération	-	340.9	1840.0×10^4	26.5×10^4
pré-sélection	-	29.7	6.65×10^4	1.76×10^4
déclenchement	C1	14.3	5.28×10^4	1.32×10^4
sélection τ	C2	6.89	4.85×10^3	3.89×10^3
étiquetage des jets	C3	2.06	51.6	21.7
reconstruction $m_{\tau\tau}$	C4	1.24	8.01	4.27
m_T	C5	1.00	2.39	1.04
\cancel{E}_T	C6	0.75	2.07	0.91
m_{jj}	C7	0.67	1.69	0.57
veto sur les jets	C8	0.60	0.36	0.10
fenêtre en masse	C9	0.51	0.01*	0.00*
$N_{\text{événements}}^{30 \text{ fb}^{-1}}$	C9	15.3	0.3*	0.0*
$N_{\text{échantillon}}^{\text{événements}}$	C9	156	0.2*	0.0*

TAB. 6.5 – $\sigma \times RE(\text{fb})$ pour le signal ($m_{Higgs} = 120 \text{ GeV}/c^2$) et les bruits de fond réductibles "QCD Wj" et " $t\bar{t}$ " produits avec PYTHIA après les différentes coupures. Le nombre d'événements après toutes les coupures et celui attendu pour 30 fb^{-1} sont aussi présentés. L'étoile * signifie que le nombre en question a été extrapolé en relâchant la coupure sur les leptons τ (C2).

si le code d'ATLFAST-b a été modifié et que la version de PYTHIA est plus récente, on retrouve les mêmes chiffres que dans la note [169] avant la fenêtre en masse.

Les bruits de fond dominants après toutes les coupures sont " $QCD Zj$ " et " $QCD Zjj$ ". Il est important de bien comprendre la queue de distribution de ces fonds dominants. On pourra étudier précisément la forme de cette queue de distribution en regardant le processus de Drell Yann $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$ dans les données. Les fonds QCD

coupures	notation	$QCD Zj$ (fb)	$QCD Zjj$ (fb)	$EW Zjj$ (fb)
générateur	-	PYTHIA	ME	ME
génération	-	173.9×10^4	145.5×10^4	1.12×10^3
pré-sélection	-	1.66×10^4	2.74×10^4	58.25
déclenchement	C1	5032.88	8644.15	21.76
selection τ	C2	1095.03	2130.84	8.13
étiquetage des jets	C3	12.61	29.10	1.45
reconstruction $m_{\tau\tau}$	C4	7.40	16.00	0.91
m_T	C5	6.19	12.36	0.76
\cancel{E}_T	C6	3.37	9.45	0.60
m_{jj}	C7	1.85	9.45	0.58
veto sur les jets	C8	1.09	8.73	0.56
fenêtre en masse	C9	0.11	0.20*	0.03
$N_{\text{événements}}^{30 \text{ fb}^{-1}}$	C9	3.3	6.0*	0.9
$N_{\text{échantillon}}^{\text{événements}}$	C9	1	0.2*	24

TAB. 6.6 – $\sigma \times RE(fb)$ pour les bruits de fond irréductibles : " $QCD Zj$ ", " $QCD Zjj$ " et " $EW Zjj$ " après les différentes coupures. Le nombre d'événements après toutes les coupures et celui attendu pour 30 fb^{-1} sont aussi représentés. L'étoile * signifie que le nombre en question a été extrapolé en relâchant la coupure sur les leptons τ (C2).

Zjj et Wj ayant une faible statistique il ne reste plus aucun événement après toutes les coupures. On baisse la coupure pour le déclenchement des leptons τ (C2) afin qu'il reste des événements à la fin de l'analyse, puis on extrapole le nombre d'événements après la coupure (C9) en connaissant l'efficacité de la coupure (C2). On remarque que le fond " $QCD Zjj$ " produit avec les éléments de matrice (ME) a une contribution deux fois plus importante que " $QCD Zj$ " produit avec PYTHIA. Avec PYTHIA un seul jet dur est produit, le second provenant de la radiation de gluons dans l'état final. Aussi, même si sa section efficace est relativement faible, le fond " $EW Zjj$ " est présent après toutes les coupures.

Même si les événements des bruits de fond réductibles ont été générés en très grand nombre, il n'en reste plus aucun après toutes les coupures. Le seuil sur l'impulsion des leptons τ est baissé (C2) pour extrapoler le nombre d'événements après toute les coupures. La contribution du fond réductible reste négligeable comme l'ont aussi montré les études précédentes. Il a été montré que le générateur MC@NLO [193, 194] donne une meilleure description pour le fond $t\bar{t} + jets$ [195]. Cependant ce n'est pas le fond dominant et malgré une augmentation de 20%, la conclusion reste inchangée.

Une des incertitudes les plus importantes vient de la simulation des fonds irréductibles " $QCD Zj$ " et " $QCD Zjj$ " pour lesquels il existe un problème de double comptage. On ne peut pas simplement sommer les échantillons. Il faut alors étudier les échantillons utilisant la méthode CKKW ou MLM pour l'association entre le ME et la gerbe de partons i.e l'échantillon généré avec ALPGEN (QCD).

coupures	notation	$Z + 0j$ (fb)	$Z + 1j$ (fb)	$Z + 2j$ (fb)
générateur	-	ALPGEN	ALPGEN	ALPGEN
génération	-	82.2×10^4	18.2×10^4	61.8×10^3
pré-sélection	-	9.08×10^3	5.17×10^3	4.30×10^3
déclenchement	C1	2.45×10^3	1.55×10^3	1.40×10^3
sélection τ	C2	6.93×10^2	4.60×10^2	4.37
étiquetage des jets	C3	2.50	3.20	2.97
reconstruction $m_{\tau\tau}$	C4	1.00	2.52	2.52
m_T	C5	1.00	2.22	1.43
\cancel{E}_T	C6	0.20	1.01	0.81
m_{jj}	C7	0.10	0.50	0.64
veto sur les jets	C8	0.10	0.50	0.15
fenêtre en masse	C9	0.10	0.10	0.11
nbre d'évts pour $30 fb^{-1}$	C9	3.0	3.0	3.3
nbre d'évts pour l'échantillon	C9	1	1	1

TAB. 6.7 – $\sigma \times RE(fb)$ pour les bruits de fond irréductibles : " $Z + 0j$ ", " $Z + 1j$ " et " $Z + 2j$ " après les différentes coupures. ALPGEN est utilisé avec HERWIG pour la gerbe de partons. Le nombre d'événements après toutes les coupures et celui attendu pour $30 fb^{-1}$ sont aussi représentés.

L'étude réalisée avec le bruit de fond irréductible $Z + n$ jets correctement généré avec ALPGEN, est montrée séparément car la simulation inclut les événements de biais minimum et des événements sous-jacents. Un exemple est illustré avec ces événements sur la figure 6.16, avec la distribution en E_T des 2 jets étiquetés vers l'avant et l'arrière. L'effet sur le signal est négligeable. L'addition d'énergie provenant des événements d'empilement fait que les coupures pour le déclenchement des leptons sont un peu moins sévères. Les coupures de l'étude précédente ont été optimisées pour des événements simulés sans l'addition des événements d'empilements. Les tableaux 6.7 et 6.8 montrent la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement pour les bruits de fond irréductibles $Z + n$ jets après chaque coupure. Les bruits de fond dominants sont $Z + 0$, $Z + 1$ et $Z + 2$ jets avec une contribution de respectivement 0.10, 0.10 et 0.11 fb. L'étude montre que les événements $Z + 2$ jets simulés avec ALPGEN sont deux fois moins importants après les coupures de l'analyse que ceux générés avec des éléments de matrice (ME) ou à cause du problème de l'association entre les ME et la gerbe de partons on a en réalité Zjj et $Zjjj$. La contribution de Zj généré avec PYTHIA est identique à $Z + 1$ jets mais souffre du même problème (mélange entre Zj et Zjj). Après toutes les coupures, la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement du bruit de fond

coupures	notation	$Z + 3j$ (fb)	$Z + 4j$ (fb)	$Z + 5j$ (fb)
générateur	-	ALPGEN	ALPGEN	ALPGEN
génération	-	19.0×10^3	5.4×10^3	3.4×10^3
pré-selection	-	1.4×10^3	4.1×10^2	2.5×10^3
déclenchement	C1	5.1×10^2	1.6×10^2	1.0×10^2
selection τ	C2	2.0×10^2	69.63	52.87
étiquetage des jets	C3	2.94	0.99	0.68
reconstruction $m_{\tau\tau}$	C4	1.90	0.68	0.34
m_T	C5	1.69	0.57	0.24
\cancel{E}_T	C6	1.01	0.48	0.15
m_{jj}	C7	0.66	0.35	0.13
veto sur les jets	C8	0.21	0.06	0.006*
fenêtre en masse	C9	0.03*	0.02	0.0*
nbre d'évts pour 30 fb^{-1}	C9	0.9*	0.6	0.0*
nbre d'évts pour l'échantillon	C9	1.8*	1	0*

TAB. 6.8 – $\sigma \times RE(\text{fb})$ pour les bruits de fond irréductibles : " $Z + 3j$ ", " $Z + 4j$ " et " $Z + 5j$ " après les différentes coupures. ALPGEN est utilisé avec HERWIG pour la gerbe de partons. Le nombre d'événements après toutes les coupures et celui attendu pour 30 fb^{-1} sont aussi représentés. L'étoile * signifie que le nombre en question a été extrapolé en relâchant la coupure sur les leptons (électron, muon) (C1).

irréductible $Z + n$ jets généré avec ALPGEN est de 0.36 fb , ce qui est comparable à la somme des échantillons $QCD Zj$ et Zjj générés avec ME+PYTHIA qui est de 0.31 fb (voir tableau 6.6). Les bruits de fond $Z + 3$, $Z + 4$ et $Z + 5$ jets sont négligeables.

La masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal et les bruits de fond $Z + n$ jets après les

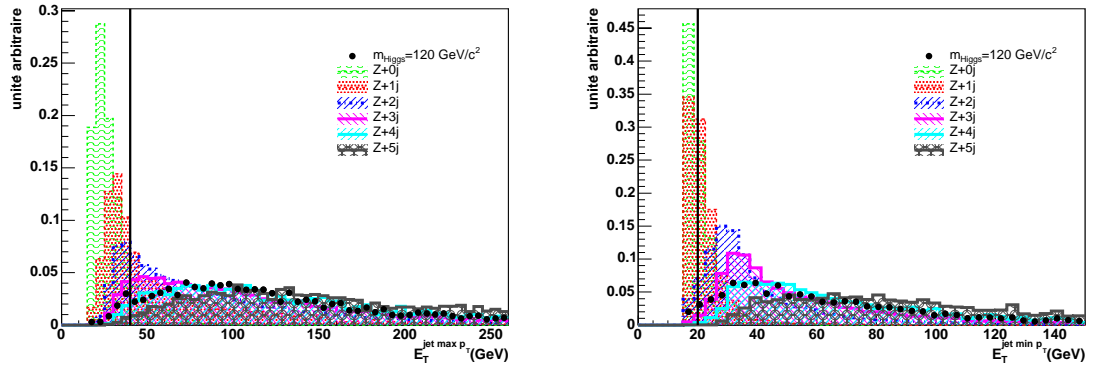


FIG. 6.16 – Distribution en E_T pour les 2 jets étiquetés de plus grand E_T vers l'avant et l'arrière (en haut à gauche et à droite) pour les bruits de fond $Z + n$ jets. La barre verticale représente la coupure que l'on applique dans cette analyse. Les distributions sont normalisées à l'unité.

coupures C1 à C4 est illustré sur la figure 6.17 à gauche où l'on voit clairement le pic de masse du Z. La figure à droite montre la distribution de la masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal avant l'utilisation d'une fenêtre en masse et pour 30 fb^{-1} . La valeur moyenne et

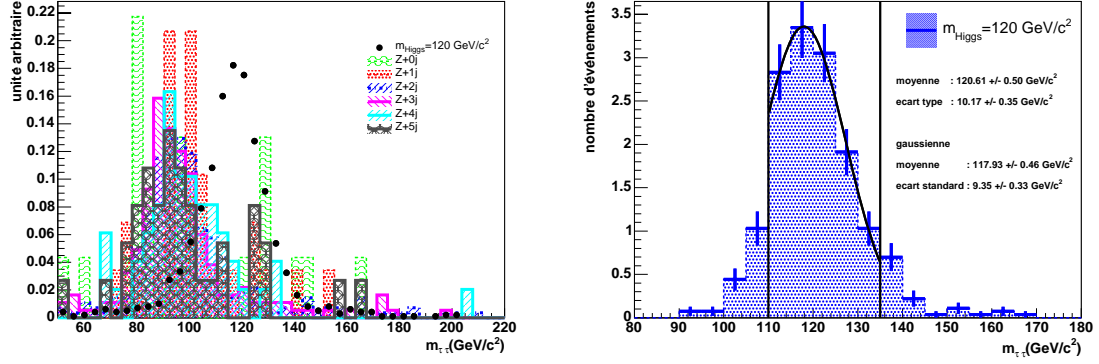


FIG. 6.17 – Distribution de la masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal $m_{\text{Higgs}} = 120 \text{ GeV}/c^2$ et les bruits de fond Z + n jets après les coupures C1-C4 à gauche. Les distributions sont normalisées à l'unité. Distribution de la masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal avant la fenêtre en masse (C1-C8) et pour 30 fb^{-1} (156 événements) à droite. Les barres verticales représentent la coupure de fenêtre en masse que l'on applique dans cette analyse.

l'écart type de la gaussienne ajustée à la distribution $m_{\tau\tau}$ dans l'intervalle de la fenêtre en masse sont de $117.9 \text{ GeV}/c^2$ et de $9.4 \text{ GeV}/c^2$ après toutes les coupures. Le léger décalage par rapport à la masse générée $m_{\text{Higgs}} = 120 \text{ GeV}/c^2$ peut être attribué entre autres à l'énergie transverse manquante qui est délicate à reconstruire, puis au mauvais étalonnage de l'énergie des jets τ .

La signification statistique S/\sqrt{B} , est utilisée comme estimateur. Si $S/\sqrt{B} \geq 5(3)$, pour $S > 10$, il y a découverte (mise en évidence) du canal recherché. Pour un boson de Higgs de masse $120 \text{ GeV}/c^2$ et pour 30 fb^{-1} , la signification statistique S/\sqrt{B} dans

$m_H \text{ (GeV}/c^2)$	120	120
échantillon bruit de fond	$Zj + Zjj + (Wj + tt)$	$Z + n \text{ jets} + (Wj + tt)$
S	15.3	15.3
B	10.5	12.0
S/B	1.46	1.275
signification statistique S/\sqrt{B}	4.7	4.4

TAB. 6.9 – Nombre d'événements de signal et de bruit de fond pour 30 fb^{-1} et $m_{\text{Higgs}} = 120 \text{ GeV}/c^2$, ainsi que S/B et S/\sqrt{B} pour les événements de bruit de fond générés avec PYTHIA (Wj , QCD Zj et tt) et ME + PYTHIA (QCD et EW Zjj) dans un cas et pour ceux générés avec PYTHIA (Wj et tt), ALPGEN (QCD $Z + n \text{ jets}$) et ME + PYTHIA (EW Zjj).

l'hypothèse d'une distribution gaussienne est représentée dans le tableau 6.9. L'utilisation du fond irréductible Zj et Zjj (ME+PYTHIA) donne $S/\sqrt{B} = 4.7$, mais il y a un problème de double comptage. Le bruit de fond $Z+n$ jets sans double comptage incluant les événements d'empilement donne $S/\sqrt{B} = 4.4$. Toutefois dans ce cas, le signal n'a pas été généré avec le bruit d'empilement. Une étude avec un échantillon de signal simulé avec PYTHIA 6.162 et des événements d'empilement a démontré que le nombre d'événements de signal après toutes les coupures est sensiblement le même ($+ \sim 3\%$).

Le boson de Higgs avec une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ a de fortes chances d'être découvert s'il existe ($S/\sqrt{B} \sim 5$) avec 30 fb^{-1} , comme cela vient d'être montré. C'est la première fois que l'on utilise un fond irréductible incluant les événements d'empilement et ne souffrant pas des problèmes de double comptage. Ce canal bien que difficile reste très compétitif pour la recherche d'un boson de Higgs de basse masse, comprise entre 115 et $140 \text{ GeV}/c^2$ [57, 169, 170, 171].

6.7 Etude dans le cadre de la simulation complète du détecteur ATLAS

La simulation rapide n'est qu'une version simplifiée de la réponse du détecteur et ne tient pas compte par exemple de la jonction entre la partie tonneau et les bouchons des calorimètres. Il est important de refaire cette analyse de physique avec la simulation complète pour comparer les performances et confirmer les résultats. Cette analyse est réalisée en utilisant les objets réduits pour l'analyse : les AOD. Dans un premier temps, on s'attarde sur la sélection des objets de notre signal : leptons, jets τ , jets et \cancel{E}_T .

échantillon	générateur	quantité	production	m_{Higgs}
$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l h \cancel{E}_T(WBF)$	PYTHIA	5×10^3	Rome	$115 \text{ GeV}/c^2$
$Z \rightarrow e e$	HERWIG	50×10^3	Rome	-
$Z \rightarrow \mu \mu$	PYTHIA	50×10^3	Rome	-
$Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow l h \cancel{E}_T$	PYTHIA	50×10^3	Rome	-
QCD jets $17 < E_T < 35 \text{ GeV}$	PYTHIA	20×10^3	Rome	-
QCD jets $35 < E_T < 70 \text{ GeV}$	PYTHIA	20×10^3	Rome	-
QCD jets $70 < E_T < 140 \text{ GeV}$	PYTHIA	20×10^3	Rome	-
QCD jets $140 < E_T < 280 \text{ GeV}$	PYTHIA	20×10^3	Rome	-
QCD jets $280 < E_T < 500 \text{ GeV}$	PYTHIA	20×10^3	Rome	-

TAB. 6.10 – Description et caractéristiques des échantillons obtenus avec la simulation complète. Pour évaluer les performances d'identification des électrons, des muons, des τ , des jets et de l'énergie manquante on utilise les échantillons : $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow \tau\tau$, les jets QCD et le signal $H \rightarrow \tau\tau$. Pour le signal on utilise $m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

6.7.1 Les événements Monte Carlo

On utilise les événements générés par ATLAS pour les analyses de physique présentées à Rome en juin 2005 lors du "ATLAS Physics Workshop". La simulation complète a été réalisée avec Geant4 et une configuration du détecteur avec seulement 2 couches du détecteur à pixels au lieu de 3 et avec le TRT seulement jusqu'à $|\eta| = 2$. Dans ce cas la simulation et la digitisation ont été réalisées avec ATHENA 9.4.0 et la reconstruction avec ATHENA 10.0.1. Ces échantillons sont énumérés et détaillés dans le tableau 6.10.

6.7.2 Identification des électrons

L'identification des électrons dans ATLAS consiste à chercher un amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique (EM) avec une taille fixe ("sliding window" [152]) $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ (en unités de cellules du compartiment milieu du calorimètre électromagnétique) associé à une trace. Pour obtenir une bonne séparation entre les électrons et les jets, on applique un certain nombre de coupures sur le profil de la gerbe électromagnétique (énergie dans le premier compartiment du calorimètre EM, énergie dans le calorimètre hadronique, largeur de la gerbe dans le second compartiment du calorimètre EM, etc.) et sur la qualité de la trace [196]. Pour l'identification des électrons on applique les coupures suivantes :

$$E_T > 20 \text{ GeV} \text{ et } |\eta| < 2.5$$

forme de la gerbe et qualité de la trace [196]

isolation: $E_T^c < 15 \text{ GeV}$ dans un cône $\Delta R = 0.45$.

Normalement les informations données par le TRT seraient aussi utilisées pour améliorer l'identification. Mais les informations du TRT ne sont pas utilisées à cause d'un problème lors de la simulation. L'efficacité chute pour $|\eta| \sim 1.5$, ce qui correspond à une zone où

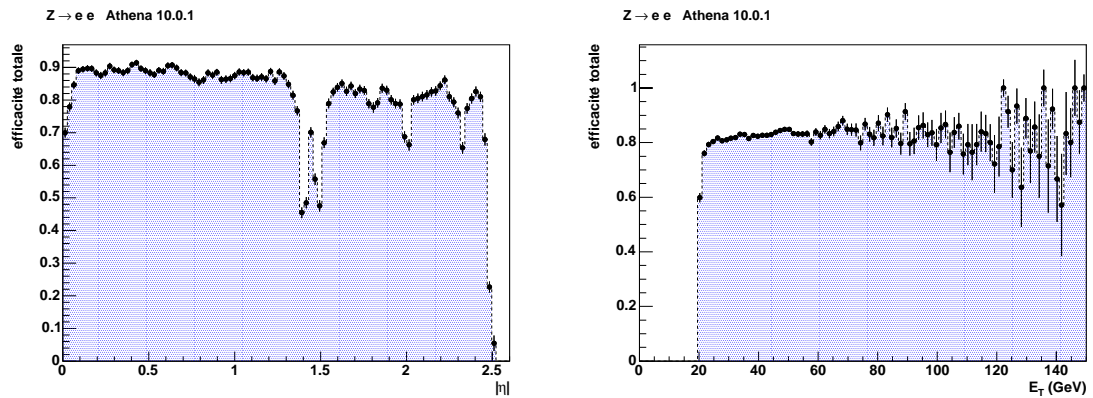


FIG. 6.18 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les électrons en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et de E_T (à droite) pour $Z \rightarrow ee$, reconstruit avec ATHENA 10.0.1 ("Rome"). On obtient une efficacité moyenne de 82.3%. Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

se situe l'électronique des calorimètres et où passent les câbles des services du détecteur interne entre la partie tonneau et les parties bouchons. On remarque aussi une plus faible efficacité pour $|\eta| \sim 2.0$ et pour $|\eta| \sim 2.3$, comme cela est illustré sur la figure 6.18, due à un problème des coupures sur la forme des gerbes, qui ne sont plus adaptées après le décalage des bouchons de 4 cm par rapport à leur position nominale.

6.7.3 Identification des muons

Les muons sont identifiés en combinant les informations du spectromètre à muons, du détecteur interne et des calorimètres. MOORE (Muon Oriented Object REconstruction) permet la reconstruction des traces dans le spectromètre à muons. MuID (Muon IDentification) permet d'associer la trace du spectromètre à muons avec la trace correspondante dans le détecteur interne, en extrapolant la trace vue dans le détecteur interne et en tenant compte du champ magnétique complexe et des informations des calorimètres [197]. Un χ^2 est calculé et le candidat avec le meilleur χ^2 est gardé. Pour l'identification des muons on applique les coupures suivantes :

$$E_T > 20 \text{ GeV} \text{ et } |\eta| < 2.7$$

$$\chi^2/(\text{degré de liberté}) < 20 \text{ et } E_T^\mu(\Delta R = 0.45)/E^\mu < 1.0 \text{ pour l'isolation.}$$

A cause de problèmes de simulation de l'électronique dans les chambres CSC, l'efficacité est faible dans la région $|\eta| > 1.9$ (voir figure 6.19 à gauche) et le nombre de faux muons devient très important pour $|\eta| > 1.5$. On se limite donc à $|\eta| < 1.5$ pour la distribution en p_T (voir figure 6.19 à droite).

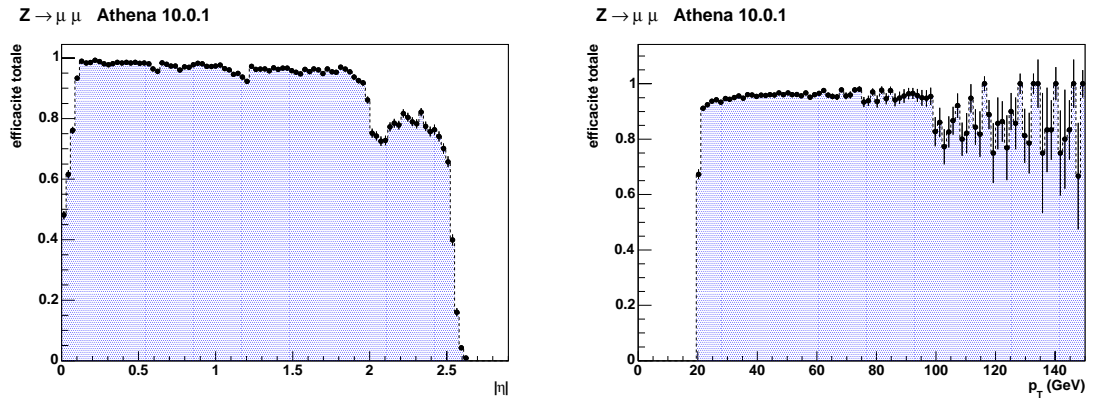


FIG. 6.19 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les muons en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du p_T pour $|\eta| < 1.5$ (à droite) pour $Z \rightarrow \mu\mu$, reconstruit avec ATHENA 10.0.1 ("Rome"). On obtient une efficacité moyenne de 94.9% pour $|\eta| < 1.5$. Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

6.7.4 Identification des τ se désintégrant en hadrons

Pour l'identification des jets τ on utilise la méthode officielle (TauRec) décrite dans le chapitre 5. Bien que *Tau1P3P* soit un algorithme prometteur, notamment pour la

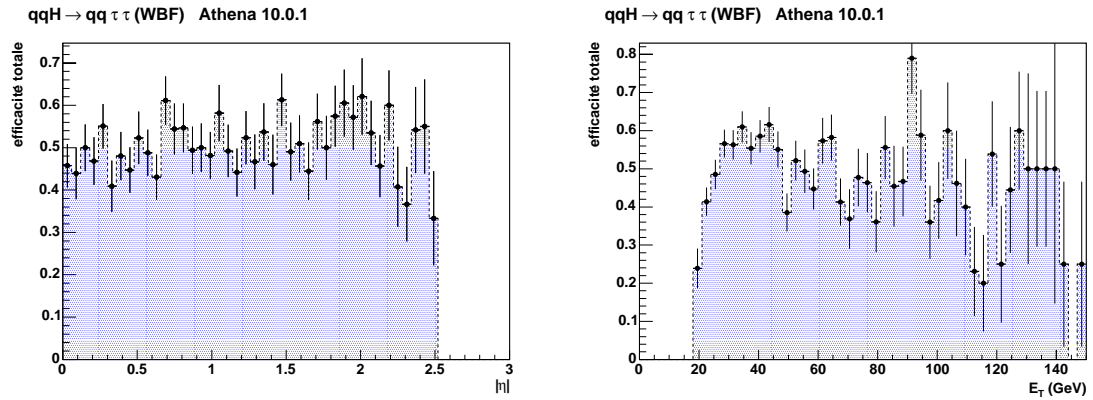


FIG. 6.20 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les $\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$ en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et en fonction de E_T (à droite) pour $H \rightarrow \tau\tau$ (WBF) et reconstruit avec ATHENA 10.0.1 ("Rome"). On obtient une efficacité de 50.2% avec une pureté de 86.2%. Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

réjection des bruits de fond, on ne l'utilise pas ici. De plus il n'est pas disponible avec la version 10.0.1 d'ATHENA. On applique une coupure sur le maximum de vraisemblance qui dépend de l'intervalle en E_T , optimisée pour avoir une efficacité moyenne de reconstruction et d'identification de 50% avec les événements $A/H \rightarrow \tau\tau$. Pour les événements WBF, l'efficacité est illustrée sur la figure 6.20. On enlève les candidats τ ayant été identifiés comme un électron ou un muon. Comme il existe certains problèmes entraînant une moins bonne identification des électrons et des muons, on enlève aussi les $\tau \rightarrow e \nu_e, \mu \nu_\mu, \nu_\tau$ en utilisant la vérité. L'étalonnage de l'énergie des τ hadro-

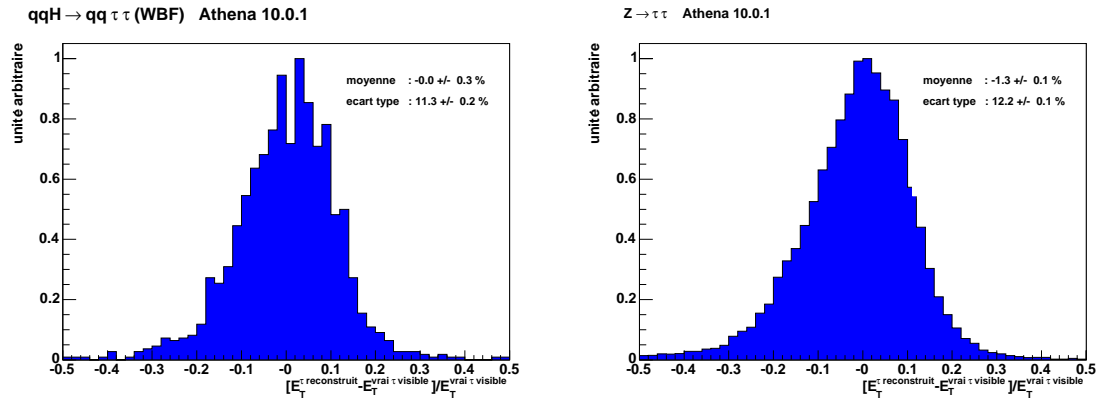


FIG. 6.21 – A gauche est représenté la distribution $(E_T^{\text{reconstruit}} - E_T^{\text{vrai } \tau \text{ visible}}) / E_T^{\text{vrai } \tau \text{ visible}}$ (GeV) pour $H \rightarrow \tau\tau$ et à droite $Z \rightarrow \tau\tau$ avec l'ancien étalonnage des τ hadroniques. La valeur moyenne est de -0.02% pour $H \rightarrow \tau\tau$ et de -1.3% pour $Z \rightarrow \tau\tau$.

niques est réalisé grâce à la méthode dite à la "H1" décrite en 5.5.5. Pour les jets τ des données de "Rome", simulés avec *Geant 4*, on applique un facteur 1.08 [198] pour le ré-étalonnage de l'énergie transverse des τ , puisque l'étalonnage avait été réalisé en utilisant des poids dérivés à partir d'événements simulés avec *Geant 3*. Les distributions de $(E_T^{\tau \text{ reconstruit}} - E_T^{\tau \text{ visible}})/E_T^{\tau \text{ visible}}$ pour $H \rightarrow \tau\tau$ et $Z \rightarrow \tau\tau$ sont représentées sur la figure 6.21. Ces distributions sont asymétriques, contrairement aux résultats du chapitre 5 (voir section 5.5.5) et cela est dû aux poids d'étalonnage calculés pour *Geant 3* appliqués sur les données *Geant 4*. Pour l'identification des τ on applique les coupures suivantes :

$$p_T > 40 \text{ GeV} \text{ et } |\eta| < 2.5$$

$$N_{\text{trace } p_T > 2 \text{ GeV}/c} \leq 3$$

coupure sur le maximum de vraisemblance pour avoir $\epsilon_\tau = 50\%$.

Pour une efficacité $\epsilon_\tau = 50\%$, le facteur de réjection des jets R_j est de l'ordre de 100. Il sera discuté et illustré par la suite.

6.7.5 Identification des jets

L'algorithme de cône [199] est utilisé pour reconstruire les jets, avec un cône de $\Delta R = 0.7$ et un étalonnage de l'énergie des jets à la "H1". On enlève ensuite les candidats jets ayant déjà été identifiés comme des électrons, des muons ou des τ hadroniques. Sur

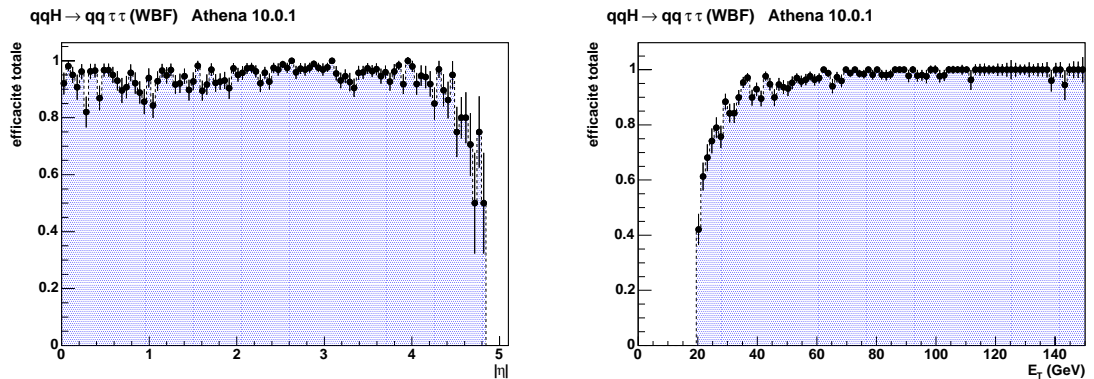


FIG. 6.22 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les jets en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et du E_T (à droite) pour $qqH \rightarrow qq\tau\tau$. On obtient une efficacité totale de 94.2% avec les données de "Rome" (ATHENA 10.0.1). Les erreurs statistiques calculées suivant la loi binomiale sont aussi tracées.

la figure 6.22, l'efficacité de reconstruction et d'identification pour les jets est illustrée en fonction de $|\eta|$ (à gauche) et de E_T (à droite). Comme pour les jets τ , l'étalonnage de l'énergie des jets est effectué avec des poids qui ont été calculés avec *Geant 3*. La distribution de $(E_T^{\text{jet reconstruit}} - E_T^{\text{parton}})/E_T^{\text{parton}}$ est illustrée sur la figure 6.23. Pour l'identification des jets on applique les coupures suivantes :

$$E_T > 20 \text{ GeV} \text{ et } |\eta| < 5.0.$$

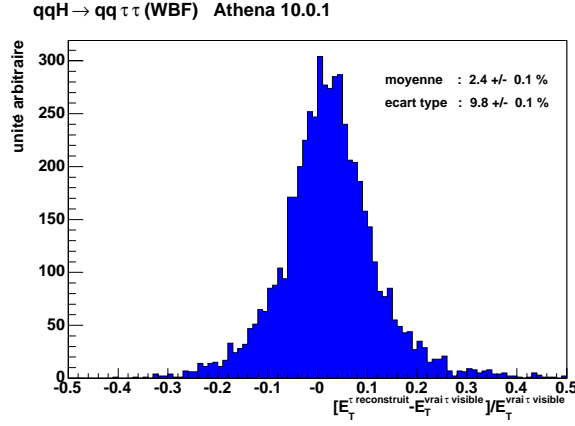


FIG. 6.23 – Distribution $(E_T^{jet\ reconstruit} - E_T^{vrai\ parton})/E_T^{vrai\ parton}$ pour $qqH \rightarrow \tau\tau$ (WBF) avec $m_{Higgs} = 115\text{ GeV}$ avec les données de "Rome" (ATHENA 10.0.1).

6.7.6 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

Certaines particules ne sont pas détectables (ou interagissent faiblement) comme les neutrinos. Cependant la somme vectorielle des impulsions transverses de toutes les

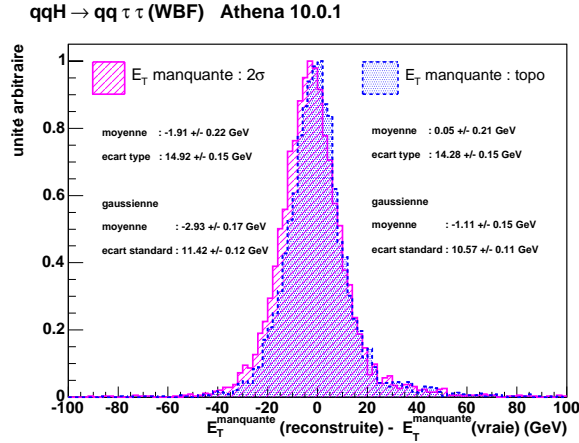


FIG. 6.24 – Distribution de $(\cancel{E}_T^{reconstruite} - \cancel{E}_T^{vraie})$ pour $H \rightarrow \tau\tau$ avec un $\tau \rightarrow had \nu_\tau$ et l'autre $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et avec $m_{Higgs} = 115\text{ GeV}$ pour ATHENA 10.0.1. En ajustant les distributions par des gaussiennes (qui ne sont pas tracées pour plus de clarté), on obtient pour les distributions: $\langle \Delta \cancel{E}_T \rangle^{topo} = -1.1\text{ GeV}$, $\sigma^{topo} = 10.6\text{ GeV}$ et $\langle \Delta \cancel{E}_T \rangle^{2\sigma} = -2.9\text{ GeV}$, $\sigma^{2\sigma} = 11.4\text{ GeV}$.

particules doit être nulle. On appelle "énergie transverse manquante" \vec{E}_T le vecteur opposé à la somme vectorielle des projections des dépôts énergétiques. La reconstruction de l'énergie manquante dans un environnement hadronique très dense est délicate. C'est la somme de 3 composantes :

$$E_T^x(y) = E_T^{x(y)}(\text{calorimètres}) + E_T^{x(y)}(\text{cryostat}) + E_T^{x(y)}(\text{muons}) \quad (6.5)$$

où $E_T^x(y)(\text{calorimètres})$ est calculé à partir de l'énergie déposée dans tous les calorimètres, $E_T^x(y)(\text{cryostat})$ est une correction pour l'énergie perdue dans le cryostat et $E_T^x(y)(\text{muons})$ est déterminée à partir de l'impulsion des muons corrigée de l'énergie déposée dans les calorimètres. L'énergie dans les calorimètres peut être étalonnée à la "H1" avec un seuil de 2σ au dessus du bruit qui est imposé sur l'énergie déposée dans chaque cellule (appartenant aux calorimètres électromagnétique et hadronique). Dans ce cas l'énergie transverse manquante est appelée : $E_T^{2\sigma}$. L'énergie peut aussi être déterminée par l'algorithme topologique [153]. Toutes les cellules dans lesquelles l'énergie déposée dépasse un certain seuil au dessus du bruit, et situé dans le voisinage d'un maximum local, sont utilisées. Ce dernier algorithme donne de meilleurs résultats pour le calcul de l'énergie transverse manquante, E_T^{topo} [200] comme cela est illustré sur la figure 6.24.

6.7.7 Comparaison avec la simulation rapide

La simulation rapide est effectuée avec une paramétrisation des performances obtenues avec la simulation complète il y a plusieurs années. La comparaison entre les efficacités de reconstruction et d'identification des simulations complète et rapide permet de mieux appréhender les résultats obtenus avec l'analyse de physique. L'idée est de ré-utiliser l'information de la vérité stockée au niveau des AOD pour faire tourner la simulation rapide et faire une comparaison entre les simulations rapide et complète sur les mêmes événements. Cela n'étant pas encore possible, des événements ont été générés en utilisant les mêmes générateurs, processus, coupures et filtres pour le Higgs WBF ($m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$, 32×10^3 événements) et pour les échantillons de di-jets (J1 à J5, 48×10^3 événements chacun).

Electrons

Pour les électrons l'efficacité moyenne de reconstruction et d'identification est plus faible (79.0%) dans le cadre de la simulation complète que dans le cadre de la simulation rapide (93.8%) comme il est illustré sur la figure 6.25 à gauche. De plus celle-ci ne reproduit pas le trou dans l'efficacité à $|\eta| \sim 1.5$ qui correspond à une zone où se situe l'électronique des calorimètres et où passent les câbles des services du détecteur interne entre la partie tonneau et les parties bouchons. La résolution en énergie (voir figure 6.25 à droite) est plus optimiste et certainement moins réaliste dans le cadre de la simulation rapide. Comme cela a été mentionné précédemment, plusieurs problèmes affectent la reconstruction et l'identification des électrons (voir paragraphe 6.7.2).

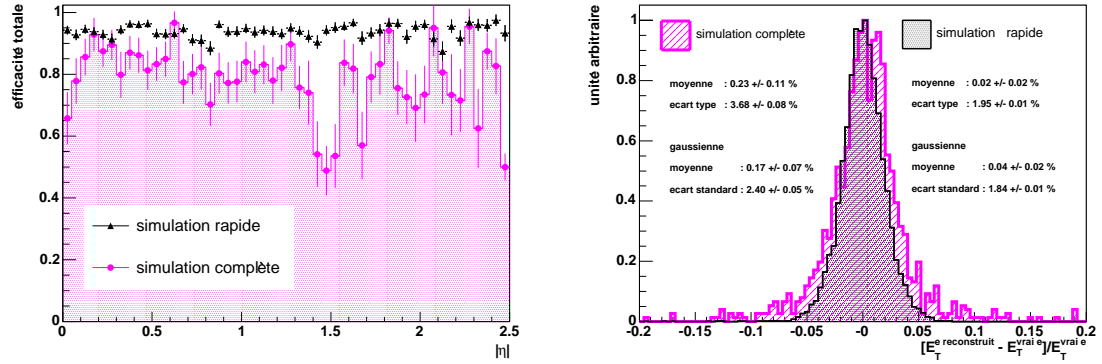


FIG. 6.25 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les électrons en fonction de $|\eta|$ (à gauche) pour la simulation rapide et la simulation complète. Distribution de $(E_T^{e \text{ reconstruit}} - E_T^{e \text{ vrai}})/E_T^{e \text{ vrai}}$ (à droite) avec la simulation rapide et la simulation complète. On utilise $qqH \rightarrow qq\tau\tau$ avec un $\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$ et l'autre $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et avec $m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

Muons

Pour les muons l'efficacité de reconstruction et d'identification pour la simulation complète est supérieure à celle pour la simulation rapide, mis à part pour $|\eta| > 1.9$, où l'efficacité chute à cause d'un problème lors de la simulation de l'électronique (voir paragraphe 6.7.3). Elle est représentée sur la figure 6.26 à gauche et l'efficacité moyenne est de 85.7% pour la simulation complète et de 91.8% pour la simulation rapide, pour $|\eta| < 2.5$. De plus la simulation rapide ne tient pas compte de la zone réservée aux

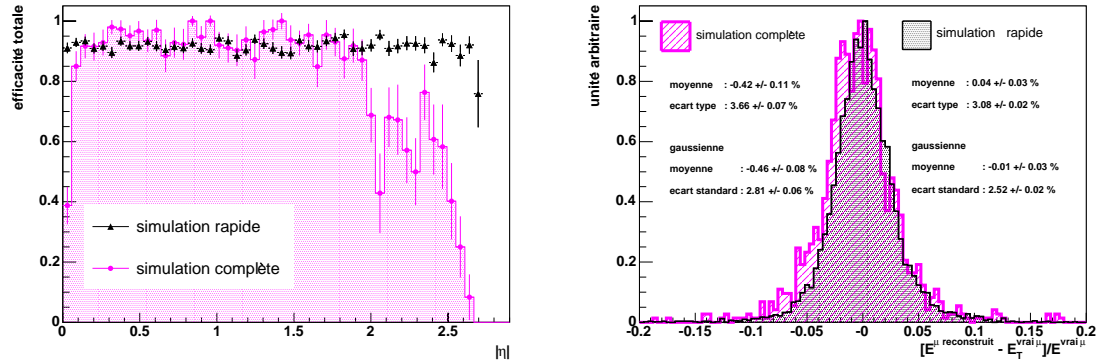


FIG. 6.26 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les muons en fonction de $|\eta|$ (à gauche) pour la simulation rapide et la simulation complète. Distribution de $(E_T^{\mu \text{ reconstruit}} - E_T^{\mu \text{ vrai}})/E_T^{\mu \text{ vrai}}$ (à droite) avec la simulation rapide et la simulation complète. On utilise $qqH \rightarrow qq\tau\tau$ avec un $\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$ et l'autre $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et avec $m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

services à $\eta \sim 0$ où l'efficacité totale chute pour la simulation complète. La résolution en énergie est meilleure pour la simulation rapide que pour la simulation complète comme cela est illustré sur la figure 6.26 à droite.

Jets τ

Pour les jets τ une efficacité d'identification et de reconstruction de $\sim 50\%$ a été choisie pour la simulation rapide et la simulation complète (coupure sur le maximum de vraisemblance). L'efficacité d'identification et de reconstruction est illustrée sur la figure 6.27 à gauche. Elle est de $\sim 50\%$ pour la simulation rapide et pour la simulation complète. La résolution est plus optimiste pour la simulation rapide (7.5%) que pour la simulation complète (9.9%). La distribution $(E_T^{\tau \text{ reconstruit}} - E_T^{\text{vrai } \tau})/E_T^{\text{vrai } \tau}$, représentée sur la figure 6.27 à droite, pour la simulation rapide n'est pas symétrique et est décalée car il n'y a pas de re-étalonnage des jets de τ . Un étalonnage spécifique aux jets τ serait vraiment nécessaire pour la simulation rapide.

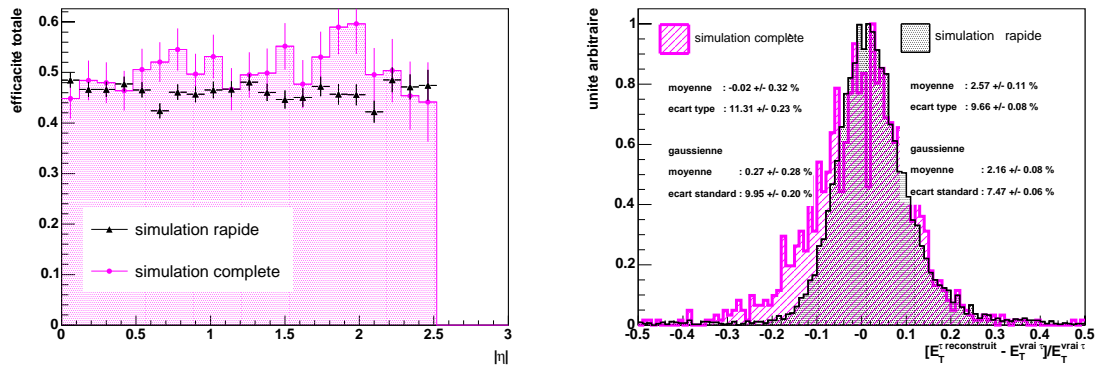


FIG. 6.27 – Efficacité de reconstruction et d'identification des τ dans leur mode hadronique en fonction de $|\eta|$ (à gauche) pour la simulation rapide et la simulation complète. Distribution de $(E_T^{\tau \text{ reconstruit}} - E_T^{\text{vrai } \tau})/E_T^{\text{vrai } \tau}$ (à droite) avec la simulation rapide et la simulation complète. On utilise $qqH \rightarrow qq\tau\tau$ avec un $\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$ et l'autre $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et avec $m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

La figure 6.28 illustre les facteurs de réjection pour les événements di-jets en fonction de l'efficacité d'identification des jets τ . Pour une gamme de p_T entre 140 et 500 GeV (p_T entre 17 et 140 GeV), la paramétrisation utilisée par la simulation rapide donne un facteur de réjection $R_j \sim 100$ (50) pour une efficacité totale $\epsilon_\tau = 50\%$ (50%). Si l'on compare les simulations complète et rapide, on remarque un bon accord pour la réjection, pour ϵ_τ compris entre 40 et 60%. Le facteur de réjection est même plus élevé dans la simulation complète pour $\epsilon_\tau = 60\%$ et 70%. Pour une efficacité entre 20 et 40% on observe un facteur de réjection plus faible qui devient à peu près constant pour la simulation complète à cause de variables discriminantes mal reconstruites. Ceci n'est pas en accord avec la simulation rapide et avec le chapitre 5, ni avec les résultats présentés dans les notes [201] et [202]. Toutefois, les résultats du chapitre 5 avec ATHENA 11.0.41

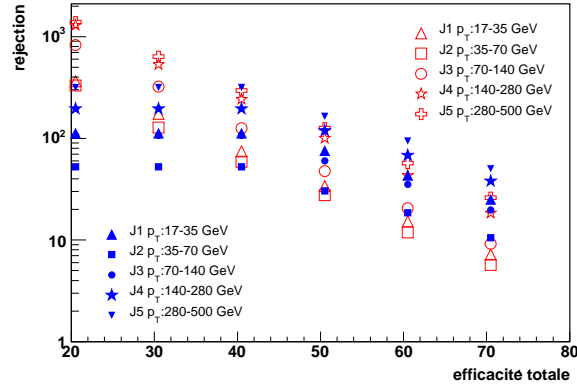


FIG. 6.28 – Facteur de réjection des jets QCD (jet provenant d'un quark ou d'un gluon) en fonction de l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets τ (en %) pour des échantillons de jets QCD (J1 à J5) avec différentes plages en p_T . Les événements de simulation rapide sont représentés par des symboles vides (rouges) et ceux de simulation complète par des symboles pleins (bleus).

sont en accord avec les résultats présentés dans la note [201] et plus récemment dans la note [202]. Pour une efficacité de reconstruction et d'identification de 50%, le facteur de réjection est du même ordre de grandeur que pour les simulations rapide et complète.

Jets

Pour les jets, comme cela est illustré sur la figure 6.29, la situation est plus délicate. En effet on voit que pour la simulation rapide on a un palier dans l'efficacité en fonction

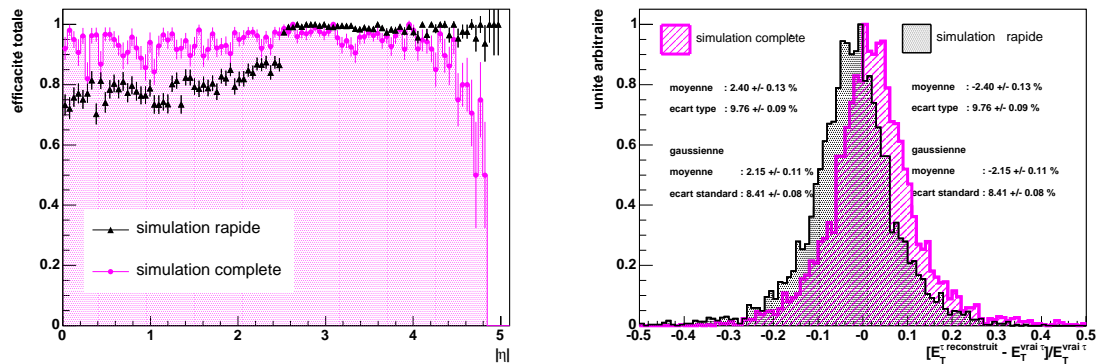


FIG. 6.29 – Efficacité de reconstruction et d'identification pour les jets en fonction de $|\eta|$ (à gauche) pour les simulations rapide et complète. Distribution de $(E_T^{\text{parton}} - E_T^{\text{jet reconstruit}}) / E_T^{\text{parton}}$ (à droite) avec les simulations rapide et complète. Pour $qqH \rightarrow qq\tau\tau$ avec un $\tau \rightarrow \text{had } \nu_\tau$ et l'autre $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et avec $m_{\text{Higgs}} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

de $|\eta|$ avec une très bonne efficacité ($\sim 100\%$) pour $|\eta| > 2.5$. Par contre pour $|\eta| < 2.5$, l'efficacité est basse pour la simulation rapide et ne représente pas la bonne réponse des calorimètres. Cette caractéristique n'existe pas dans la version d'ATLFAST hors ATHENA. Pour la simulation complète, l'efficacité est assez uniforme. Pour la résolution en énergie de la simulation rapide, la distribution est légèrement décalée vers la gauche. Pour la simulation complète, la résolution est moins bonne et la distribution est décalée vers la droite. Une caractéristique qui n'est pas reproduite par la simulation rapide est la décroissance rapide à grand $|\eta|$ de l'efficacité de reconstruction des jets (d'où la nécessité d'utiliser DICECORR). Ceci est important dans le cadre de la production du Higgs par WBF où l'on a 2 jets vers l'avant et l'arrière.

Energie transverse manquante

Sur la figure 6.30 la résolution pour l'énergie transverse manquante est illustrée, pour les simulations complète (E_T^{topo}) et rapide. Pour la simulation complète on obtient $\langle \Delta E_T \rangle^{topo} = -1.1 \text{ GeV}$ et $\sigma^{topo} = 10.6 \text{ GeV}$ alors que pour la simulation rapide on a : $\langle \Delta E_T \rangle^{atlfast} = 1.2 \text{ GeV}$ et $\sigma^{atlfast} = 8.1 \text{ GeV}$. La simulation rapide est de nouveau plutôt optimiste.

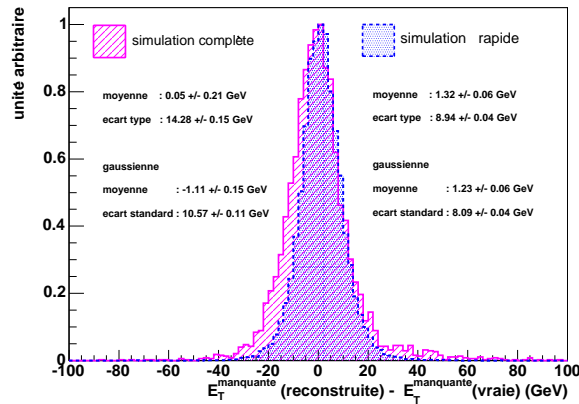


FIG. 6.30 – Distribution de $(E_T^{reconstruite} - E_T^{vraie})$ obtenue avec la simulation rapide et la simulation complète (E_T^{topo}). On utilise $qqH \rightarrow qq\tau\tau$ avec un $\tau \rightarrow had \nu_\tau$ et l'autre $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau, \mu \nu_\mu \nu_\tau$ et avec $m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$.

6.7.8 Efficacité des coupures

L'efficacité des coupures pour le signal est étudiée, et ce pour les simulations rapide et complète. Cela est représenté dans le tableau 6.11. Tout d'abord les chiffres présentés dans le cadre de la simulation rapide sont en très bon accord avec ceux présentés au début de ce chapitre, mis à part pour la pré-sélection et la coupure pour le déclenchement. Pour la simulation rapide dans ATHENA, les événements sont sélectionnés grâce

un filtre demandant un lepton (électron ou muon) avec une énergie transverse $E_T > 5$ GeV . Ceci permet de simuler rapidement ou complètement les événements avec un τ se désintégrant en électron ou muon, et l'autre en hadrons. Dans la première partie de ce chapitre, aucune sélection n'avait été appliquée.

coupures (%)		$\epsilon_{coupure}(\%)$ (nbr)	$\epsilon_{coupure}(\%)$ (nbr)	$\epsilon_{coupure}(\%)$ (nbr)
simulation	-	rapide	complète	complète
m_{Higgs} (GeV/c ²)	-	115	115	115
\cancel{E}_T	-	$\cancel{E}_T^{allfast}$	\cancel{E}_T^{topo}	\cancel{E}_T^{vraie}
pré-sélection	-	97 ± 4 (3448)	95 ± 6 (438)	95 ± 6 (438)
déclenchement	C1	90 ± 4 (3097)	92 ± 6 (402)	91 ± 6 (402)
sélection τ	C2	55 ± 3 (1657)	46 ± 4 (186)	46 ± 4 (186)
étiquetage des jets	C3	34 ± 3 (523)	34 ± 5 (63)	34 ± 5 (63)
reconstruction $m_{\tau\tau}$	C4	64 ± 8 (309)	46 ± 10 (29)	70 ± 14 (44)
m_T	C5	85 ± 12 (261)	79 ± 22 (23)	84 ± 19 (37)
\cancel{E}_T	C6	87 ± 13 (202)	83 ± 26 (19)	92 ± 22 (34)
m_{jj}	C7	95 ± 15 (178)	95 ± 31 (18)	91 ± 23 (31)
veto sur les jets	C8	95 ± 15 (154)	94 ± 32 (17)	87 ± 22 (27)
fenêtre en masse	C9	86 ± 14 (133)	47 ± 22 (8)	74 ± 22 (20)

TAB. 6.11 – L'efficacité des coupures $\epsilon = \text{nombre d'événements après la coupure} / \text{nombre d'événements avant la coupure}$ (en %) pour le signal $qqH \rightarrow qq\tau\tau$. Cela est illustré pour la simulation rapide $m_{Higgs} = 115$ GeV/c² et pour la simulation complète $m_{Higgs} = 115$ GeV/c² en utilisant différentes énergies transverses manquantes : \cancel{E}_T^{topo} et \cancel{E}_T^{vraie} .

Si l'on regarde la simulation complète pour $m_{Higgs} = 115$ GeV/c² et \cancel{E}_T^{topo} , on a un bon accord avec la simulation rapide sauf au niveau de la reconstruction de la masse de la paire de leptons τ (C4) et de la fenêtre en masse (C9), où les efficacités sont bien inférieures. Comme on l'a vu lors de l'étude des performances, l'énergie transverse manquante est une observable très délicate à reconstruire mais très importante. Si l'on substitue la valeur reconstruite par la vraie valeur, on retrouve des résultats comparables à la simulation rapide et cela est montré sur la figure 6.31 où sont illustrées les distributions de x_l et x_h pour les simulations rapide et complète (avec \cancel{E}_T^{topo} et \cancel{E}_T^{vraie}).

On observe aussi une valeur un peu plus faible de l'efficacité de la coupure sur l'énergie des jets τ (C2), mais comme cela a été montré, les performances d'identification et de reconstruction des jets τ sont légèrement différentes entre la simulation rapide et la simulation complète. Aussi pour la simulation complète la statistique disponible pour cet échantillon est réduite.

Les échantillons des bruits de fond irréductible QCD $Z+n$ jets n'ont pas été générés avec la simulation complète et ils n'ont donc pas pu être étudiés.

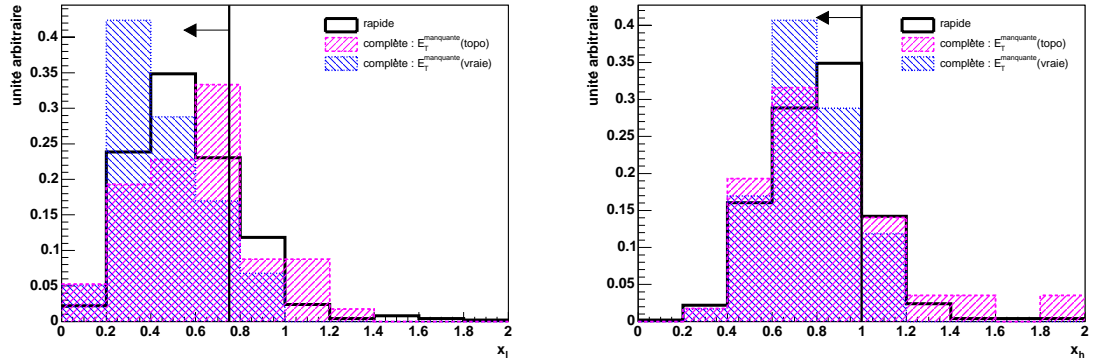


FIG. 6.31 – Distribution des variables x_l à gauche et x_h à droite nécessaires pour la reconstruction de la masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal $qqH \rightarrow \tau\tau$ dans le cadre de la simulation rapide ($m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$) et de la simulation complète ($m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$) en utilisant \cancel{E}_T reconstruit et la vraie \cancel{E}_T .

6.7.9 Reconstruction de la masse du Higgs

La figure 6.32 représente la masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal dans le cadre de la simulation rapide ($m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$) et de la simulation complète ($m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$) en utilisant \cancel{E}_T^{topo} (à gauche), puis \cancel{E}_T^{topo} et \cancel{E}_T^{vraie} (à droite). Il y a une différence

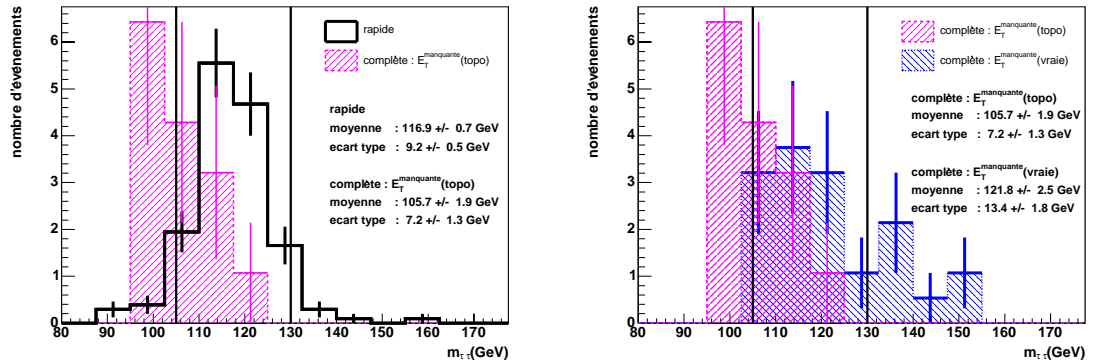


FIG. 6.32 – Distribution de la masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le signal $qqH \rightarrow \tau\tau$ ($m_{Higgs} = 115 \text{ GeV}/c^2$) dans le cadre de la simulation rapide et de la simulation complète \cancel{E}_T^{topo} à gauche et dans le cadre de la simulation complète en utilisant \cancel{E}_T^{topo} et \cancel{E}_T^{vraie} à droite.

entre la simulation rapide et complète qui vient des différentes performances pour la reconstruction de \cancel{E}_T . Le pic de masse en utilisant \cancel{E}_T^{topo} est décalé vers la gauche avec une valeur moyenne de la distribution de $105.7 \text{ GeV}/c^2$ alors qu'elle est de $121.8 \text{ GeV}/c^2$ en utilisant \cancel{E}_T^{vraie} . On voit toute l'importance de bien reconstruire \cancel{E}_T .

6.7.10 Systématiques

L'effet systématique le plus important vient de la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Une perte de 18% du signal est observée entre les simulations rapide et complète, au niveau de la coupure C4. On observe aussi un décalage de $11 \text{ GeV}/c^2$ dans la distribution de la masse invariante $m_{\tau\tau}$. Pour le moment, c'est l'effet le plus important dans cette analyse et une étude approfondie doit être poursuivie si on veut évaluer l'impact pour la découverte du Higgs du Modèle Standard de basse masse

Le deuxième effet systématique vient de l'incertitude théorique sur les bruits de fond, en particulier du bruit de fond irréductible $Z + n$ jets. Le problème de double comptage concernant les échantillons PYTHIA et ME+PYTHIA est résolu en utilisant le générateur ALPGEN associé à CKKW. Toutefois, un effet négligeable a été observé quant au résultat final pour les bruits de fond dominants. Pour les corrections d'ordres supérieurs, elles sont évaluées à environ 10%, ce qui nous donne une idée de l'incertitude théorique actuelle sur les bruits de fond.

Un autre effet systématique important vient de l'étalonnage de l'énergie des jets τ , où une différence de 2 GeV sur la valeur moyenne de la distribution de l'énergie des jets τ , ainsi qu'une différence de 2 GeV sur la résolution de la même distribution, affectent la reconstruction et l'identification des τ dans leur mode hadronique. De cette manière, environ 10% du signal est perdu.

La description des événements d'empilement est aussi délicate. A première vue, l'ajout de ces événements a un impact négligeable sur l'analyse. Ainsi l'addition des événements d'empilement se traduit par 3% d'événements de signal en plus à la fin de l'analyse. Mais à haute luminosité, le veto sur les jets dans la région centrale supprime une grande partie du signal à cause de ces événements d'empilement (en moyenne 2.3 à basse luminosité contre 23 à haute luminosité).

Dans cette étude, les bruits de fond ont été produits en grande quantité (plusieurs dizaines de millions d'événements) et dans certains cas ils correspondent au nombre d'événements pour 30 fb^{-1} . Cependant après toutes les coupures de l'analyse il reste peu voire pas d'événements de bruit de fond, entraînant une erreur statistique importante.

6.7.11 Conclusion de la comparaison entre la simulation rapide et la simulation complète

Les performances pour la reconstruction sont dans l'ensemble plutôt bonnes même s'il reste certains problèmes connus qui ont été corrigés par la suite. Le point encore délicat concerne la reconstruction de l'énergie transverse manquante. C'est la première fois que les performances des simulations rapide et complète ont été comparées en utilisant les AOD et le même code d'analyse.

6.8 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, on a vu que le canal où le Higgs est produit par fusion de bosons vecteurs faibles et où un τ se désintègre en lepton et l'autre en hadron doit

permettre une découverte à 5σ du Higgs pour une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$. Cependant une étude plus approfondie du fond irréductible est nécessaire, car à l'heure actuelle les erreurs statistiques sur les bruits de fond sont grandes. Les résultats préliminaires avec la simulation complète ne sont pas en contradiction avec les résultats obtenus avec la simulation rapide. Cependant les performances de reconstruction et d'identification ne sont pas encore optimales. La systématique expérimentale la plus importante est la reconstruction de l'énergie transverse manquante qui a un impact à la fois sur l'efficacité du signal et sur la résolution en masse invariante reconstruite du boson de Higgs. Le suivi des performances de reconstruction et d'identification et l'étude du signal et des bruits de fond avec la simulation complète devraient permettre de voir si on a la possibilité de découvrir le Higgs à 5σ avec seulement 30 fb^{-1} . Cette analyse a suivi les évolutions et les formats des données pour la simulation rapide comme pour la simulation complète et s'inscrit aussi comme une validation des performances pour la reconstruction et l'identification des particules.

"Kysyvä ei tieltä eksy."

*Celui qui pose des questions
ne sort pas du droit chemin.*

proverbe finlandais.

Conclusion

La recherche du boson de Higgs est l'une des palpitantes quêtes de la physique des particules. La preuve expérimentale de la brisure de la symétrie électrofaible est l'un des objectifs majeurs du détecteur ATLAS auprès du LHC, qui pourra explorer toute la gamme de masses possibles pour le boson de Higgs ($100 - 1000 \text{ GeV}/c^2$). La théorie ainsi que les mesures électrofaibles prédisent un Higgs léger. Dans ce cas les canaux de désintégration privilégiés exigent de très bonnes performances du calorimètre électromagnétique. Un de ces canaux est la production d'un Higgs par fusion de bosons vecteurs faibles (WBF) se désintégrant en une paire de τ .

Les résultats présentés dans ce mémoire de thèse portent sur quatre sujets et ils ont été obtenus pendant une période de transition correspondant à la fin de la construction des sous détecteurs, au début de l'installation dans le puits et des tests de mise en route. Durant cette période la simulation complète du détecteur ATLAS a été utilisée pour les études de physique et de nouveaux formats de données sont apparus. La grille de calcul mondiale est progressivement devenue fonctionnelle. Les sujets d'étude sont :

- La cartographie finale des cellules à problème du calorimètre électromagnétique tonneau. Ces tests électriques de qualification ont permis de faire l'état des lieux des cellules mortes ou à problèmes et ainsi de montrer que le calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS était conforme au cahier des charges avec seulement 23 cellules mortes sur un total de 109568.
- L'obtention des coefficients de filtrage optimal pour le test en faisceau après la migration du code informatique dans l'environnement logiciel d'ATLAS. Ces coefficients permettent de réduire le bruit d'empilement et le bruit électronique et de prendre en compte, pour l'étalonnage, les effets dus à la variation des paramètres électriques de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. La mise en oeuvre de cette méthode dans l'environnement logiciel d'ATLAS a été réalisée et validée dans le cadre du test en faisceau de 2004 et ce malgré la difficulté liée au faisceau asynchrone et à l'évolution du dispositif au cours du temps. Cette méthode pourra être utilisée au début, mais elle nécessite des données, et ne pourra pas être utilisée dès le démarrage.
- L'étude de la reconstruction et de l'identification des τ dans leur mode hadronique. Ce travail a été commencé tout en participant au développement d'un nouvel algorithme pour la reconstruction et l'identification des τ dans leur mode hadronique. Ainsi on a pu comparer pour la première fois l'ancien et le nouvel algorithme en utilisant le même cadre de travail. On a montré qu'il était prometteur

grâce à la reconstruction distincte des deux types de candidats τ (τ^{1P} et τ^{3P}), avec un meilleur facteur de réjection des jets QCD et ce malgré une efficacité de reconstruction plus faible.

- L'étude du boson de Higgs du Modèle Standard produit par fusion de bosons vecteurs faibles, se désintégrant en une paire de leptons τ et dans le canal semi-leptonique. Une étude avec la simulation rapide a été effectuée avec, pour la première fois, une nouvelle description plus réaliste du fond irréductible $Z + n$ jets. Dans un deuxième temps, l'étude avec la simulation complète a permis de montrer que ce canal était toujours compétitif, même si les performances de la reconstruction et de l'identification ne sont pas celles attendues. Ce travail a permis de confirmer la possibilité pour ATLAS de découvrir le boson de Higgs de basse masse ($115 < m_{Higgs} < 145 \text{ GeV}/c^2$).

Le fabuleux projet du LHC avec, entre autres l'expérience ATLAS, est sur la dernière ligne droite avant le démarrage du LHC en été 2007. La phase de mise en route a déjà bien commencé après l'intégration d'une bonne partie du système à muons alors que les aimants et les calorimètres électromagnétiques sont déjà en place. En surface le détecteur interne est en cours d'assemblage. La prochaine étape importante est la prise de données avec des muons cosmiques avec la partie tonneau du détecteur. Une phase passionnante est en train de s'ouvrir aux physiciens d'ATLAS avec l'enregistrement des premières données de cosmiques, les premiers faisceaux de protons et enfin les premières collisions proton-proton. Cela devrait, on l'espère, amener à des découvertes importantes dans les 10 prochaines années pour la communauté de la physique des hautes énergies.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow. "*Partial symmetries of weak interactions*". *Nucl. Phys.*, **22**, 579, (1961).
- [2] A. Salam and J.C Ward. "*Electromagnetic and weak interactions*". *Phys. Lett.*, **13**, 168, (1964).
- [3] S. Weinberg. "*A model of leptons*". *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1264, (1967).
- [4] S. Weinberg. "*The making of the standard model*". *Eur. Phys. J.*, **C34**, 5, (2004).
- [5] S. Eidelman *et al.* "*Review of Particle Physics*". *Phys. Lett.*, **B592**, 1, (2004).
- [6] G. Altarelli. "*A QCD primer*". *hep-ph/0204179*, (2002).
- [7] A. Pich. "*Quantum chromodynamics*". *hep-ph/9505231*, (1995).
- [8] F. Englert and R. Brout. "*Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*". *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 321, (1964).
- [9] P. W. Higgs. "*Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons*". *Phys. Rev.*, **145**, 1156, (1966).
- [10] T. Kibble. "*Symmetry breaking in non-abelian gauge theories*". *Phys. Rev.*, **155**, 1554, (1967).
- [11] N. Cabibbo. "*Unitarity symmetry and leptonic decays*". *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 531, (1963).
- [12] M. Kobayashi and T. Maskawa. "*CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*". *Prog. Theor. Phys.*, **49**, 65, (1973).
- [13] C. Quigg B. W. Lee and H. B. Thacker. "*Weak interactions at very high energies : The role of the Higgs-boson mass*". *Phys. Rev.*, **D16**, 1519, (1977).
- [14] G. Wilson G. Kenneth and J. Kogut. "*The renormalization group and the ϵ expansion*". *Phys. Rept.*, **12**, 75, (1974).
- [15] M. Sher. "*Electroweak potential and vacuum stability*". *Phys. Rept.*, **179**, 273, (1989).
- [16] G. Ridolfi G. Isidori and A. Strumia. "*On the metastability of the Standard Model vacuum*". *Nucl. Phys.*, **B609**, 387, (2001).
- [17] A. Djouadi. Private communication.
- [18] T. Hambye and K. Riesselmann. "*Matching conditions and Higgs boson mass upper bounds reexamined*". *Phys. Rev.*, **D55**, 7255, (1997).
- [19] The LEP Collaborations (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL), the LEP Electroweak Working Group, and the SLD Heavy Flavour Group. "*A combination of preli-*

- inary Electroweak measurements and constraints on the Standard Model". *hep-ex/0412015*, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>.
- [20] V. M. Abazov *et al.* [D0]. "A precision measurement of the mass of the top quark". *Nature*, **429**, 638, (2004).
- [21] H. Haber M. Carena J. Conway and J. Hobbs. "Report of the Higgs Working Group for RUN II at the Tevatron". *hep-ph/0010338*.
- [22] ALEPH collaboration. "ALEPH: A detector for electron-positron annihilation at LEP". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A294**, 121, (1990).
- [23] The LEP Collaboration (ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL). "Search for the Standard Model Higgs boson at LEP". *Phys. Lett*, **B565**, 61, (2003).
- [24] P. H. Garbincius for the Tevatron collaboration. "Tevatron Collider Operations and Plans". *Rencontres de Moriond*, <http://moriond.in2p3.fr/EW/2004/>.
- [25] F. J. Hasert *et al.* [GARGAMELLE]. "Observation of neutrino like interaction without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment". *Phys. Lett.*, **B46**, 138, (1973).
- [26] G. Arnison *et al.* [UA1]. "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV". *Phys. Lett.*, **B122**, 103, (1983).
- [27] M. Banner *et al.* [UA2]. "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p - \bar{p}$ collider". *Phys. Lett.*, **B122**, 476, (1983).
- [28] G. Arnison *et al.* [UA2]. "Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider". *Phys. Lett.*, **B126**, 398, (1983).
- [29] P. Bagnaia *et al.* [UA2]. "Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p - \bar{p}$ collider". *Phys. Lett.*, **B129**, 130, (1983).
- [30] D. Decamp *et al.* [ALEPH]. "A precise determination of the number of families with light neutrinos and of the Z boson partial widths". *Phys. Lett.*, **B235**, 399, (1990).
- [31] S. Abachi *et al.* [D0]. "Observation of the top quark". *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2632, (1995).
- [32] F. Abe *et al.* [CDF]. "Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions". *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2626, (1995).
- [33] M. Kopa for the CDF and D0 collaboration. "Top Quark Physics". *Rencontres de Moriond, EW Interactions and Unified Theories*, <http://moriond.in2p3.fr/EW/2006/>.
- [34] Abdelhak A. Djouadi. "The anatomy of electro-weak symmetry breaking. II: The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model". *hep-ph/0503173*.
- [35] W. Hollik S. Heinemeyer and G. Weiglein. "QCD corrections to the masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the minimal supersymmetric standard model". *Phys. Rev.*, **D58**, 091701, 1998.

- [36] W. Hollik S. Heinemeyer and G. Weiglein. "*The masses of the neutral CP-even Higgs bosons in the MSSM: accurate analysis at the two-loop level*". *Eur. Phys. J.*, **C9**, 343, 1999.
- [37] O. Brüning *et al.* "*LHC Design Report. Vol. I: The LHC main ring*". CERN-2004-003.
- [38] O. Brüning *et al.* "*LHC Design Report. Vol. III: The LHC LHC injector chain*". CERN-2004-003.
- [39] O. Brüning *et al.* "*Design performance*". EDMS Id : CERN-0000020013v.0.
- [40] The ATLAS Collab. "*ATLAS Technical Proposal*". CERN/LHCC/94-43.
- [41] The CMS Collab. "*CMS Technical Proposal*". CERN/LHCC/94-38.
- [42] The LHCb Collab. "*LHCb Technical Proposal*". CERN/LHCC/98-4.
- [43] The ALICE Collab. "*ALICE: Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN*". CERN/LHCC/95-71.
- [44] The TOTEM Collab. "*TOTEM Technical Design Report*". CERN/LHCC/2004-002.
- [45] The LUCID Collab. "*A technical description of LUCID luminosity detector*". ATL-UL-ES-0001.
- [46] The LHC study group. "*The large hadron collider, conceptual design report*". CERN-AC-95-05.
- [47] The ATLAS Collab. "*Detector and physics performance technical design report*". CERN/LHCC/98-14.
- [48] H. B. Nielsen Z. Koba and P. Olesen. "*Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions*". *Nucl. Phys.*, **B40**, 317, (1972).
- [49] G. Arnison *et al.*[UA5]. "*Transverse momentum spectra for charged particles at the Cern $p - \bar{p}$ collider*". *Phys. Lett.*, **B118**, 167, (1982).
- [50] G. J. Alner *et al.*[UA1]. "*Scaling violation favoring high multiplicity event at 540 GeV cms energy*". *Phys. Lett.*, **B138**, 304, (1984).
- [51] D. Acosta *et al.* [CDF]. "*The underlying event in hard interactions at the tevatron $p - \bar{p}$ collider*". *Phys. Rev.*, **B70**, 072002, (2004).
- [52] A. Moraes I. Dawson and C. Buttar. "*Minimum bias and underlying event events : towards the LHC*". *Czec. Phys. J.*, **54** ,Suppl. A, 221, (2004).
- [53] T. Sjöstrand *et al.* "*High energy physics event generation with PYTHIA 6.1*". *Comp. Phys. Com.*, **135**, 238, 2001.
- [54] G. Marchesini S. Moretti K. Odagiri P. Richardson M.H Seymour G. Corcella, I. G. Knowles and B.R Webber. "*HERWIG 6, an event generator for hadron reaction with interfering gluons*". *JHEP*, **0101**, 010, 2002.
- [55] J. R. Forshaw J. M. Butterworth and M. H. Seymour. "*Multiparton interactions in Photoproduction at Hera*". *Zeit. für Phys.*, **C72**, 637, 1996.
- [56] A. Djouadi. "*The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model*". *hep-ph/0503172*, (2005).
- [57] S. Asai *et al.* "*Prospects for the search for a standard model Higgs boson in ATLAS using vector boson fusion*". *Eur. Phys. J.*, **C32** ,19, (2004).

- [58] S. Abdullin *et al.* [CMS]. "Summary of the CMS potentiel for the Higgs boson discovery". CMS/NOTE-2003-0033, (2003).
- [59] The ATLAS Collab. "ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report I". CERN/LHCC/99-14.
- [60] The ATLAS Collab. "ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report II". CERN/LHCC/99-15.
- [61] D. Cavalli and S. Resconi. "Combined analysis of $A \rightarrow \tau\tau$ event from direct and associated bbA production ". ATL-PHYS-2000-005, (2000).
- [62] T. Thomas. "Study of heavy MSSM Higgs bosons A/H in hadronic τ -decays un ATLAS". ATL-PHYS-2003-003, (2003).
- [63] D. Zeppenfeld. "Measurement of the Higgs properties at the LHC". **hep-ph/0005151**.
- [64] D. Zeppenfeld. "Higgs couplings at the LHC". **hep-ph/0203123**.
- [65] M. Dürrssen *et al.* "Extracting Higgs boson couplings from LHC data". CERN-PH-TH/2004-103.
- [66] M. Dürrssen *et al.* "Determination of Higgs boson couplings at the LHC". **hep-ph/0407190**.
- [67] The ATLAS Collab. "ATLAS Inner Detector Technical Design Report I". CERN/LHCC/97-16.
- [68] The ATLAS Collab. "ATLAS Inner Detector Technical Design Report II". CERN/LHCC/97-17.
- [69] The ATLAS Collab. "ATLAS Pixel Detector Technical Design Report". CERN/LHCC/98-13.
- [70] M. Garcia-Sciveres. "The ATLAS pixel detector". ATL-COM-INDET-2004-004.
- [71] A. Rozanov. Private communication.
- [72] J. N. Jackson and the ATLAS SCT collab. "The ATLAS semiconductor tracker (SCT)". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A541**, 89, (2005).
- [73] J. N. Jackson and the ATLAS TRT collab. "Status of design and construction of the Transition Radiation Tracker (TRT) for the ATLAS experiment at LHC". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A522**, 131, (2004).
- [74] D. Froidevaux. Private communication.
- [75] The ATLAS Collab. "ATLAS Central Solenoïd Technical Design Report". CERN/LHCC/98-21.
- [76] H. J. ten Kate and the ATLAS Magnet collab. "The ATLAS superconducting magnet system : status of construction and installation". to be published in *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, (2006).
- [77] The ATLAS Collab. "ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report". CERN/LHCC/96-40.
- [78] The ATLAS Collab. "ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report". CERN/LHCC/96-41.

- [79] the ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter group. "*Construction, assembly and test of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter*". *Nucl. Instrum. Meth.*, **558**, 388, (2006).
- [80] F. Djama. Private communication.
- [81] The ATLAS Collab. "*ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*". *CERN/LHCC/96-42*.
- [82] V. Giangiobbe. Private communication.
- [83] C. Oram. Private communication.
- [84] K. Jon-And V. Giangiobbe, P. Johansson and C. Santoni. "*Hadronic calorimeter performance in ATLAS combined testbeam 2004*". ATLAS-TILECAL-PUB-2005-008, (2005).
- [85] the ATLAS Hadronic Calorimeter group. "*Hadron energy reconstruction for the ATLAS calorimetry in the framework of the non-parametrical method*". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A480**, 508, (2002).
- [86] P. Krieger. Private communication.
- [87] G. Oakham. Private communication.
- [88] S. Barabov *et al.* "*Estimation of radiation background, impact on detectors, activation and shielding optimization in ATLAS*". ATLAS-GEN-2005-001.
- [89] The ATLAS Collab. "*ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*". *CERN/LHCC/97-22*.
- [90] The ATLAS Computing Group. "*Computing Technical Design Report-TDR*". *CERN/LHCC/2005-022*.
- [91] W. Lavrijsen-M. Marino D. Quarrie C. Leggett, P. Calafigura. "*The Athena control framework in production, ne development and lesson learned*". **Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP)**, <http://chep2004.web.cern.ch/chep2004/>.
- [92] K. A. Assamagan *et al.* "*Final report of the ATLAS AOD/ESD definition task force*". ATLAS-SOFT-2004-006, (2003).
- [93] B. Bellenot-R. Brun P. Canal O. Couet G. Ganis A. Gheata M. Goto E. Offermann V. Onuchin I. Antcheva, M. Ballintijn and F. Rademakers. "*ROOT version 3.10/02*". <http://root.cern.ch/>.
- [94] J. Alison *et al.* "*Geant 4: a simulation toolkit*". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A506**, 250, (2003).
- [95] D. Froidevaux E. Richter-Was and L. Poggioli. "*ATLFAST 2.0: A fast simulation package for ATLAS*". ATLAS-PHYS-98-131.
- [96] LGC collaboration. "*LCG: Worldwide LHC Computing Grid*". <http://lgc.cern.ch/lgc/>.
- [97] D. GREEN. "*The Physics of Particle Detectors*". Cambridge University Press, 2000.
- [98] C. W. Fabjan and F. Gianotti. "*Calorimetry for particle physics*". *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 4, 2003.

- [99] L. Neukermans. "*Etalonnage du Calorimètre Electromagnétique d'ATLAS et Recherche du Boson de Higgs dans ses Désintégrations Invisibles*". Thèse de doctorat, **LAPP - T- 2002/02**, Université Claude Bernard, Lyon I, (2002).
- [100] W. R Nelson *et al.* "*Electron-included cascade showers in copper and lead at 1 GeV*". *Phys. Rev.*, **149**, 201, 1966.
- [101] RD3 Collab. "*Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an 'accordion' geometry*". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A309**, 438, 1991.
- [102] M. Aharrouche *et al.* "*Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*". *Nucl. Instrum. Meth.*, to be published, 2006.
- [103] S. Nicoleau. "*Désintégration du boson de Higgs en électrons et photons : optimisation et étalonnage du calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS*". Thèse de doctorat, **LAPP - T- 97/02**.
- [104] P. Perrodo. "*Mesure de rapports de branchement du b en τ avec le détecteur ALEPH, Mise au point et construction du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS*". Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, **LAPP - H- 2004/02**, Université de Savoie, (2004).
- [105] M. Escalier-L. Fayard M. Kado B. Laforge et G. Unal C. Reifen, F. Derue. " *γ/π^0 separation in the 1st compartment of the ATLAS EM calorimeter with DC2 data*". ATLAS-PHYS-INT-2005-005, (2005).
- [106] P. Barrillon. "*Construction du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et étude de ses performances*". Thèse de doctorat, **CPPM - T- 2002/02**, Université Claude Bernard, Lyon I, (2002).
- [107] L. Hinz. "*Etude expérimentale des performances du module 0 du calorimètre électromagnétique bouchon d'ATLAS. Etude de la corrélation de spin dans la production des paires $t\bar{t}$ au LHC*". Thèse de doctorat, **CPPM- T- 2001/04**, Université de la méditerranée, Aix-Marseille II, (2001).
- [108] B. Belhorma. "*Tests et étude des performances du pré-échantillonneur central d'ATLAS*". Thèse de doctorat, **ISN 00-104**, Université Joseph Fourier - Sciences et géographie, Grenoble I, (2000).
- [109] J.P. Richer N. Seguin-Mareau R.L. Chase, C. de La Taille. "*A fast monolithic shaper for the ATLAS E.M. calorimeter*". ATLAS-LARG-95-010.
- [110] I. Nikolic L. Serin Y. Jacquier, C. de La Taille. "*Strengths and weaknesses of digital filtering*". ATLAS-LARG-97-080.
- [111] The ATLAS back end electronics collaboration. "*The ATLAS liquid argon calorimeter back end electronics*". *Nucl. Instrum. Meth.*, to be published.
- [112] B. Aubert *et al.* "*Performance of the barrel module 0 of the ATLAS electromagnetic calorimeter*". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A500**, 202, (2003).
- [113] O. Gaumer. "*Analyse de l'uniformité des modules de série du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Recherche de bosons supplémentaires neutres*". Thèse de doctorat, **LAPP-T-2004/05**, Université de Savoie - Physique des particules, (2004).

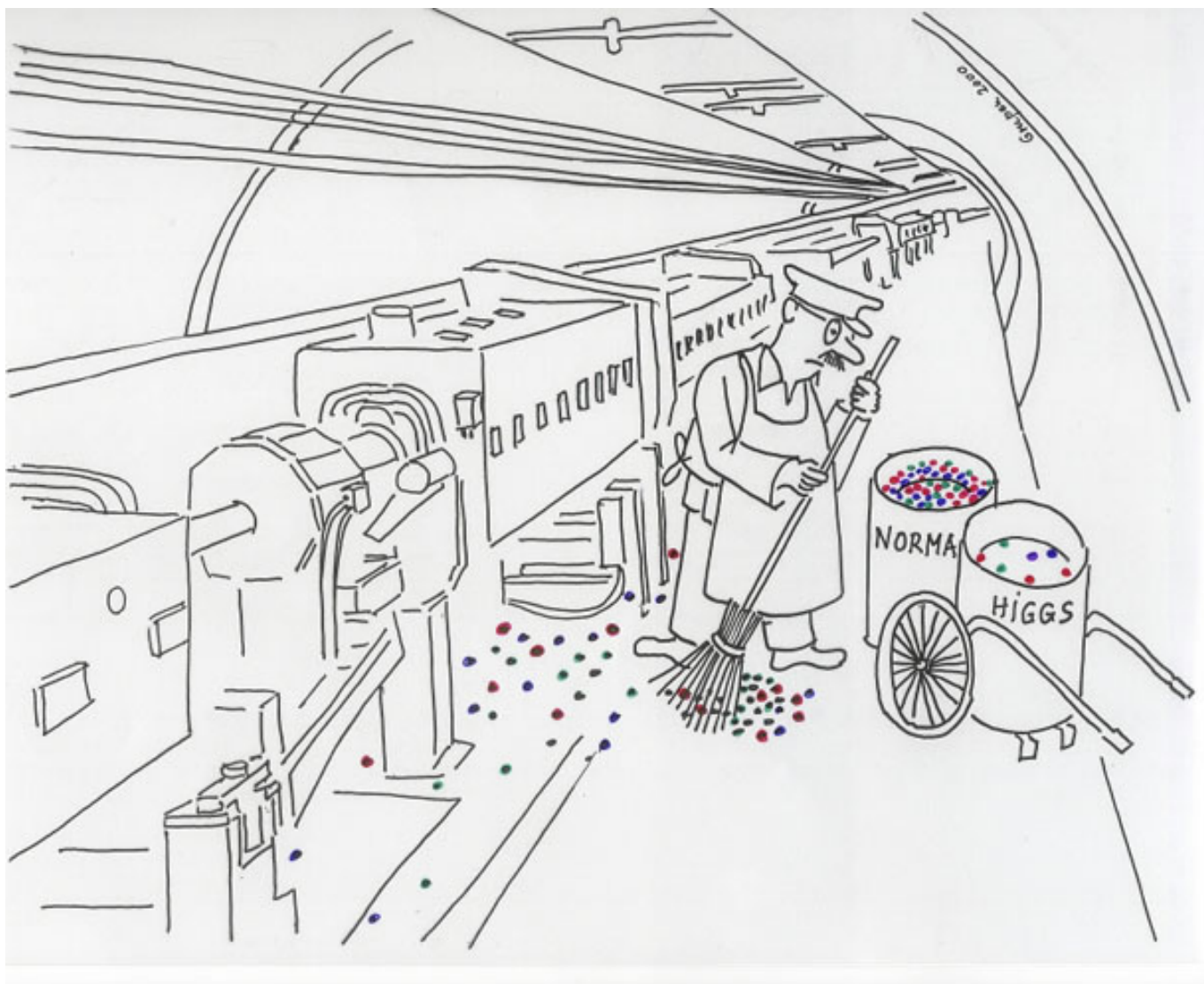
- [114] G. Graziani. *"Linearity of the response to test beam electrons for EM Barrel module P13"*. ATL-LARG-2004-001.
- [115] R. Sacco. *"Position resolution of an ATLAS electromagnetic calorimeter module"*.
- [116] I. Nikolic-Audit. *"Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter"*. ATL-LARG-2004-002.
- [117] C. de La Taille G. Martin-Chassard M. Moynot P. Perrodo G. Perrot N. Seguin-Moreau L. Serin J. Colas, J. P. Coulon and I. Wingerter-Seez. *"The LARG Calorimeter Calibration Board"*. ATL-LARG-2000-0006.
- [118] M. Moynot P. Perrodo G. Perrot-I. Wingerter-Seez C. de La Taille G. Martin-Chassard N. Seguin-Moreau J. Colas, N. Dumont-Dayot and L. Serin. *"The ATLAS Calorimeter Calibration Board"*. CERN-OPEN-2000-058.
- [119] N. Massol C. de La Taille L. Serin P. Pralavorio J. Colas, R. Lafaye and D. Sauvage. *"Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter"*. ATL-LARG-2000-004.
- [120] N. Massol. *"ATLAS calibration delay chip study"*. ATL-ELEC-2004-001.
- [121] N. Massol. *Conception et mise au point de la procédure de qualification du calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat, **LAPP - T- 2000/02**, Université de Savoie - Physique expérimentale et instrumentation, (2000).
- [122] F. Tarrade. *Analyse des tests électriques TPA pour la qualification du calorimètre électromagnétique*. Diplôme d'étude approfondie, Ecole doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon, Lyon I, (2003).
- [123] D. Lacour and P. Perrodo. *"Electrical tests on the ATLAS barrel electromagnetic liquid argon calorimeter"*. ATL-LARG-INT-2005-003.
- [124] S. Biaffioni *et al.* *"Commissioning of the EMB detector in building 180"*. ATL-AB-ON-0001, 2003.
- [125] P. Perrodo *et al.* *"Criteria for the commissioning of the ATLAS liquid argon barrel electromagnetic calorimeter in building 180"*. ATL-AB-2003-020.
- [126] D. Lacour D. Fournier, L. Hervas and P. Perrodo. *"Electrical tests done in UX15 on the EMB calorimeter to understand HV problems"*. ATL-AB-TN-0002, 2006.
- [127] M. Consonni M. Bettinelli, L. Carminati and G.F Tartarelli. *"Analysis of the inclusive $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel with DC1 sample"*. ATL-PHYS-PUB-2006-016.
- [128] B. Chauchaix *et al.* *"User's manual to the beam line in the North area"*. <http://nahandbook.web.cern.ch/nahandbook/default/>.
- [129] Test beam coordination. *"ATLAS barrel combined run in 2004. Test beam setup and its evolutions"*. ATC-TTC-IN-2005-0001.
- [130] The H8 muon community. *"Proposed measurement program for H8 2004 muon system test"*. ATL-COM-MUON-2004-006.
- [131] E. Etzion and S. Rosati. *"System test of the ATLAS muon spectrometer in the H8 beam at the CERN SPS"*. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf.*, **Vol. 1**, 216, (2004).

- [132] V. Giangiobbe P. Johansson L. Pribyl B. Di Girolamo, A. Dotti and M. Volpi. "Beamline instrumentation in the 2004 combined ATLAS testbeam". *ATL-TECH-PUB-2005-001*.
- [133] A. Gesualdi Mello *et al.* "Overview of the High Level Trigger electron and photon selection for the ATLAS experiment at the LHC". *ATL-COM-DAQ-2005-024*.
- [134] The ATLAS LArg Collaborations. "ATLAS liquid argon calorimeter". http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/Comb_TB/CBT_Barrel/index.html.
- [135] M. Fanti R. Lafaye W. Lampl S. Laplace D. Prieur F. Tarrade M. Aleksa, M. Delmastro and I. Wingerter-Seez. "ATLAS combined testbeam: computation of the electronic calibration constants for the electromagnetic calorimeter". *ATL-COM-LARG-2006-003*.
- [136] Cleland, W.E. and Stern, E.G. *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A338** (1994) 467-497.
- [137] R. Zitoun. "Use of optimal filtering in the 1999 data". *ATL-LARG-2001-003*.
- [138] D. Prieur. "Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointant dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB". Thèse de doctorat, **LAPP-T-2005/03**, Université Claude Bernard Lyon 1 - Physique des particules, (2005).
- [139] D. Prieur. "Optimal Filtering Coefficient for LARG electromagnetic calorimeter". *ATL-LARG-PUB-2005-001*.
- [140] M. Delmastro D. Banfi and M. Fanti. "Cell reponse equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals". *SN-ATLAS-2005-054*.
- [141] P. Perrodo L. Neukermans and R. Zitoun. "Understanding the ATLAS electromagnetic barrel shapes and absolute electronic calibration". *ATL-LARG-2001-0038*.
- [142] M. Aharrouche. "Etude des performances du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Mesure de $\sin^2 \theta_{eff}$ à partir de l'asymétrie avant-arrière dans le canal $pp \rightarrow Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ dans ATLAS". Thèse de doctorat, **to be published**, Université de Savoie - Physique des particules, (2006).
- [143] P. Perrodo. "Material between the presampler and the EMB module 0". *ATL-LARG-2001-002*.
- [144] I. Riu and H. Hakobyan. Private communication.
- [145] D. Cavalli and G. Negri. "Extension of the study of $A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \text{lepton} - \text{hadron}$ in the the high m_A region". *ATL-COM-PHYS-2003-009*.
- [146] S. Moretti K.A. Assamagan, J. Guasch and S. Peñaranda. "Determining the ratio of the $H^+ \rightarrow \tau\nu$ to $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ decay rates for large $\tan\beta$ at the Large Hadron Collider". *ATL-COM-PHYS-2004-016*.
- [147] F.E. Paige I. Hinchliffe and L. Vacavant. "Full simulation of Hadronic τ 's in SUSY events in the ATLAS detector". *ATL-COM-PHYS-2002-037*.
- [148] M. L. Perl *et al.* "Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation". *Phys. Rev. Lett*, **35**, 1489, 1975.

- [149] M. L. Perl *et al.* "Properties of anomalous $e\mu$ events produced in e^+e^- annihilation". *Phys. Lett.*, **63B**, 466, 1976.
- [150] M. L. Perl *et al.* "Properties of the proposed τ charged lepton". *Phys. Lett.*, **70B**, 487, 1977.
- [151] T. Sjöstrand *et al.* "PYTHIA 6.2, Physics and manual". **hep-ph/0108264**.
- [152] S. Laplace *et al.* "Sliding Window Clustering". <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/SlidingWindowClustering/>.
- [153] S. Menke *et al.* "Topological Clustering". <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TopologicalClustering/>.
- [154] M. Heldman and D. Cavalli. "An improved τ -identification for the ATLAS experiment". *ATL-COM-PHYS-2006-010*.
- [155] M. Elsing N. C. Nektarios, R. Clift and A. Poppleton. "ATLAS inner detector performance". *ATL-INDET-2004-002*.
- [156] Y. A. Kulchitsky, M. V. Kuzmin, and V. B. Vinogradov. "The e/h method of energy reconstruction for combined calorimeter". *hep-ex/9912014*.
- [157] F. Paige. Private communication.
- [158] M. Cobal *et al.* "Analysis result of the April 1996 combined test of The LArgon and TILECAL barrel calorimeter prototypes". *ATL-TILECAL-98-168*.
- [159] H. Przysieczniak E. Richter-Was and F. Tarrade. "Exploring hadronic τ identification with DC1 data samples: a track based approach". *ATL-PHYS-2004-030*.
- [160] C. Iglesias and M. Bosman. "Study of jet composition at particle level and its implications for energy flow algorithms". *ATL-COM-PHYS-2004-029*.
- [161] E. Richter-Was and T. Szymocha. "Hadronic τ identification with track based approach: the $Z \rightarrow \tau\tau$, $W \rightarrow \tau\nu$ and di-jets from DC1 data samples". *ATL-PHYS-PUB-2005-005*.
- [162] L. Janyst and E. Richter-Was. "Hadronic τ identification with track based approach: optimisation with multi-variate method". *ATL-COM-PHYS-2005-044*.
- [163] P. Nevski D. Froidevaux and E. Richter-Was. "Energy-flow studies for hadronic τ -decays using DC1 data samples". *ATL-COM-PHYS-2005-044*.
- [164] T. Carli and B. Koblitz. "A multi-variate discrimination technique based on range searching". *Nucl. Instrum. Meth.*, **A583**, 41, (2003).
- [165] Z. Czycula and M. Dam. "Electron suppression in hadronic one-prong decay". *ATL-COM-PHYS-2006-017*.
- [166] L. Janyst E. Richter-Was and T. Szymocha. "The tau1P3P algorithm: implementation in Athena and performance with CSC data samples". *ATL-COM-PHYS-2006-029*.
- [167] D. Zeppenfeld D. L. Rainwater and K. Hagiwara. "Searching for $H \rightarrow \tau\tau$ in weak boson fusion at the LHC". *Phys. Rev.*, **D59**, 014037, 1999.
- [168] D. L. Rainwater. "Intermediate-mass Higgs searches in weak boson fusion". **hep-ph/9908378**, 1999.
- [169] R. Mazini. "Searching for $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau + hX$ by Vector Boson Fusion in ATLAS". *ATL-PHYS-2003-004*.

- [170] J. Kanzaki T. Takemoto, S. Asai and R. Tanaka. "*Study of $H \rightarrow \tau\tau$ (lepton and hadron mode) via Vector Boson Fusion in ATLAS*". ATL-COM-PHYS-2003-007.
- [171] K. Cramner. "*Searching for new physics: contributions to LEP and the LHC*". CERN-THESIS-2005-011.
- [172] R. Brun *et al.* "*GEANT detector description and simulation tool*". CERN Program Library, (1994).
- [173] H. Drevermann *et al.* G. Taylor. "*ATLANTIS, an event display for the Atlas experiment*". <http://atlantis.web.cern.ch/atlantis/>.
- [174] R. Szalapski D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld. "*Probing color-singlet exchange in $Z+2$ -jet events at the CERN LHC*". *Phys. Rev.*, **D54**, 6680, 1996.
- [175] S. Jadach *et al.* "*The tau decay library, TAUOLA: version 2.4*". *Comp. Phys. Com.*, **76**, 361, 1993.
- [176] E. Barberio and Z. Was. "*PHOTOS: an universal Monte Carlo for QED radiative corrections. version 2.0*". *Comp. Phys. Com.*, **79**, 291, 1994.
- [177] T. Sjöstrand. Private communication.
- [178] M. Klute. "*A study of the weak boson fusion with $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ and $\tau \rightarrow e(\mu)\nu_{e,(\mu)}\nu_\tau$* ". ATL-COM-PHYS-2002-009.
- [179] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld. "*Observing $H \rightarrow W^{(*)}W^{(*)} \rightarrow e^\pm\mu^\mp p_T$ in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC*". *Phys. Rev.*, **D60**, 113004, 1999.
- [180] M. Klute *et al.* "*Monte Carlo Runs: Background for Higgs-bosons in weak boson fusion*". <http://klute.home.cern.ch/klute/higgs/mcarlo>.
- [181] F. Maltoni and T. Stelzer. "*MadEvent: Automatic event generation with MadGraph*". *JHEP*, **02**, 027, 2003.
- [182] D. Zeppenfeld *et al.* "*The Madison Collection of User Processes*". <http://pheno.physics.wisc.edu/Software/MadCUP/>.
- [183] K. Cranmer *et al.* "*Partons shower and matrix element matching in QCD $Z+2$ jets production*". ATL-COM-PHYS-2003-042.
- [184] R. Kuhn S. Catani, F. Krauss and B. R. Webber. "*QCD matrix elements + parton showers*". *JHEP*, **11**, 063, 2000.
- [185] F. Krauss A. Schaelicke S. Schumann T. Gleisberg, S. Hoeche and J. Winter. "*SHERPA 1.alpha., a proof-of-concept version*". *JHEP*, **0402**, 056, 2004.
- [186] F. Piccinini R. Pittau M. L. Mangano, M. Moretti and A. D. Polosa. "*ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*". *JHEP*, **0307**, 001, 2003.
- [187] M. Mangano. "*Merging multijet matrix elements and shower evolution in hadronic collisions*". <http://mlm.home.cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf>.
- [188] B. Mellado *et al.* "*Generation of Z +jets with SHERPA for the ATLAS Physics Workshop 2005*". ATL-COM-PHYS-2005-005.
- [189] D. Cavalli and S. Resconi. " *τ -jet separation in the ATLAS detector*". ATL-PHYS-98-008.

- [190] D. Cavalli and G. Negri. "*Extension of the study of $A/H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{lepton} - \text{hadron}$ in the high m_A region*". ATL-PHYS-2003-009.
- [191] D. Costanzo V. Casini and I. Vivarelli. "*Forward tagging and jet veto studies for Higgs events produced via vector boson fusion*". ATL-COM-PHYS-2002-003.
- [192] J. D. Bjorken. "*Rapidity gaps and jets as a new-physics signature in very-high-energy hadron-hadron collisions*". *Phys. Rev.*, **D47**, 101, (1993).
- [193] S. Frixione and B. R Webber. "*Matching NLO QCD computations and partons shower simulations*". *JHEP*, **0206**, 029, 2002.
- [194] P. Nason S. Frixione and B. R Webber. "*Matching NLO QCD computations and partons showers in heavy flavour production*". *JHEP*, **0308**, 007, 2003.
- [195] Y. Q. Fang *et al.* "*A study of the $t\bar{t}$ background at the LHC*". ATL-PHYS-2004-035.
- [196] F. Derue and C. Serfon. "*Electron/jet separation with DC1 data*". ATL-COM-PHYS-2004-074, on utilise pour la sélection isEM & $\times 0.7FF = 0$.
- [197] D. Fassouliotis *et al.* "*Muon identification using the MUID package*". ATL-COM-MUON-2003-003.
- [198] M. Heldmann *et al.* "*Know problems*". <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TauRec/>.
- [199] C. Gerald *et al.* "*Run II Jet Physics: Proceeding of the run II QCD and weak boson physics workshop*". hep-ex/0005012.
- [200] B. Mellado *et al.* "*Missing E_T reconstruction with $Z \rightarrow \nu\nu$* ". Jet/ETmiss meeting 25/02/05.
- [201] D. Cavalli and S. Resconi. " *$\tau - \text{jets}$ separation in ATLAS detector*". ATL-PHYS-98-118.
- [202] M. Heldmann and D. Cavalli. "*An improved τ -identification for the ATLAS experiment*". ATL-COM-PHYS-2006-010.



Claus Grupen (2000)
Dans le tunnel du LHC en 2008 ...

**Étalonnage du calorimètre électromagnétique tonneau.
Identification des leptons τ et recherche d'un boson de Higgs dans le canal
 $q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q} \tau\tau$ dans l'expérience ATLAS au LHC.**

Résumé:

Le Modèle Standard est la théorie qui décrit le mieux les interactions fondamentales. Cependant le mécanisme de Higgs et son boson associé n'ont pas encore été découverts. Le calorimètre électromagnétique jouera un rôle prépondérant dans sa découverte, s'il existe.

Dans une première partie, une cartographie finale des cellules à problèmes du tonneau du calorimètre électromagnétique a été réalisée.

Ensuite, le code pour l'étalonnage du calorimètre a été migré dans l'environnement logiciel d'ATLAS (ATHENA), puis il a été testé et validé avec les données du test en faisceau de 2004. Dans ce code, des coefficients de filtrage optimal, qui permettent de reconstruire l'énergie déposée dans le calorimètre tout en minimisant les bruits électronique et d'empilement, sont déterminés pour chaque cellule. Pour cela, un modèle avait été développé pour prédire la forme du signal de physique à partir de celui d'étalonnage.

Dans une troisième partie, l'étude et la comparaison de deux algorithmes pour la reconstruction et l'identification des τ dans leur mode hadronique ont été réalisées.

Enfin dans une quatrième partie, l'étude de l'un des canaux les plus importants pour la recherche d'un Higgs du Modèle Standard de basse masse ($115 < m_{Higgs} < 145 \text{ GeV}/c^2$) a été effectuée, à savoir la production du Higgs par fusion de bosons vecteurs faibles, suivie de sa désintégration en une paire de leptons τ . Cette étude a été menée pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} avec des données de simulation rapide et complète du détecteur ATLAS. Une étude du fond dominant $Z+n$ jets ($n \leq 5$) a aussi été réalisée.

Mots-clé : ATLAS, Calorimétrie électromagnétique, Étalonnage, Filtrage optimal, Identification, τ Hadronique, Higgs, WBF, jets.

**Calibration of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter.
Identification of the τ leptons and search for a Higgs boson in the channel
 $q\bar{q}H \rightarrow q\bar{q} \tau\tau$ in the ATLAS experiment at LHC.**

Abstract:

The Standard Model is the theory which describes the fundamental interactions most accurately. However, the Higgs mechanism and its associated boson have not yet been discovered. The ATLAS electromagnetic calorimeter will play an important role in its discovery if it exists.

In the first part of this work, a final mapping of all barrel electromagnetic calorimeter cells, and in particular the problematic ones, was made.

Then, the code for the calorimeter calibration was migrated into the ATLAS software environment (ATHENA), where it was tested and validated with the 2004 test beam data. In this code, the optimal filtering coefficients, which enable to reconstruct the energy deposited in the calorimeter while minimizing the electronic and pile-up noises, are calculated. For this, a model was developed to predict the physics signal waveform from the calibration waveform.

In a third part, two algorithms for reconstructing and identifying τ leptons in their hadronic decay mode were studied and compared.

Finally in a fourth part, one amongst the most important Standard Model Higgs production and decay channels was investigated, namely the weak boson fusion production followed by the Higgs decay into a tau lepton pair, for a low mass Higgs ($115 < m_{Higgs} < 145 \text{ GeV}/c^2$). This study was performed for 30 fb^{-1} of integrated luminosity using fast and fully simulated data. A study of the dominant background $Z + n$ jets ($n \leq 5$) was also performed.

Keywords : ATLAS, Electromagnetic calorimetry, Calibration, Optimal filtering, Hadronic τ , Higgs, WBF, jets.
