



Études sur la reconstruction des électrons et mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les canaux dileptoniques dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

Timothée Theveneaux-Pelzer

► To cite this version:

Timothée Theveneaux-Pelzer. Études sur la reconstruction des électrons et mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les canaux dileptoniques dans l'expérience ATLAS auprès du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : . tel-00730626v2

HAL Id: tel-00730626

<https://theses.hal.science/tel-00730626v2>

Submitted on 11 Sep 2012 (v2), last revised 15 Oct 2012 (v3)

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.

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

présentée par

Timothée Theveneaux-Pelzer

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité :

Particules, Noyaux, Cosmologie (ED 517)

**Études sur la reconstruction des électrons et
mesure de la section efficace de production
de paires de quarks top dans les canaux dileptoniques
dans l'expérience ATLAS auprès du LHC**

Soutenue le 2 juillet 2012 devant le jury composé de :

MM	Claude	CHARLOT	Rapporteur
	Frédéric	DERUE	Directeur de thèse
	Arnaud	LUCOTTE	Examineur
	Stéphane	MONTEIL	Rapporteur
	Jean-Paul	TAVERNET	Président
Mme	Manuella	VINCTER	Examinatrice

PhD THESIS
OF THE UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

presented by

Timothée Theveneaux-Pelzer

Submitted in fulfillment of the requirements for the degree of

DOCTEUR ÈS SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Speciality :

Particles, Nuclei, Cosmology (ED 517)

**Studies on electron reconstruction and
top quark pair production cross-section measurement
in dileptonic channels
in the ATLAS experiment at LHC**

Defended on July 2nd 2012 in front of the committee :

Mr	Claude	CHARLOT	Referee
	Frédéric	DERUE	Supervisor
	Arnaud	LUCOTTE	Examiner
	Stéphane	MONTEIL	Referee
	Jean-Paul	TAVERNET	President
Ms	Manuella	VINCTER	Examiner

חֲכָמִים יִצְפְּנוּ־דַעַת וּפִי־אֵוִיל מַחֲתָה קִרְבָּה:

Les sages tiennent la science en réserve, mais la bouche de l'insensé est une ruine prochaine.

Proverbe 9 :10

Remerciements

J'ai traversé ces quelques trois années de doctorat dans une ambiance particulièrement stimulante, à laquelle le contexte spatio-temporel a grandement contribué. Mes travaux ont commencé début Octobre 2009, soit deux mois à peine avant les premières collisions du LHC - le jour de mon 24^e anniversaire - et j'ai soutenu cette thèse deux jours avant l'annonce par les collaborations ATLAS et CMS de la découverte d'une particule neutre de masse 126.5 GeV, compatible avec le boson de Higgs. Par ailleurs, j'ai passé nombre de ces laborieuses journées dans mon bureau du LPNHE sur le campus de Jussieu, d'abord dans la très prestigieuse coupole - ce quasi-*open-space* que le monde nous envoyait, sacrifiée sur l'autel du désamiantage - puis au premier étage des locaux actuels faisant face à l'Institut du Monde Arabe, dans ce couloir si stratégique puisque joignant le domaine de l'administration et la cafétéria.

Ceci étant dit, il me paraît crucial pour la compréhension du sus-dit contexte de mentionner les personnes physiques qui ont contribué de façon positive et déterminante à la réussite de cette thèse, m'aidant de façon consciente ou inconsciente à surmonter les embûches nombreuses qui parsèment le chemin du doctorant. Le résultat de cet exercice complexe ne peut avoir le mérite de la brièveté, mais il va sans dire que cette liste ne saurait être exhaustive étant donné la multitude de coups de main et encouragements dont j'ai bénéficié. J'adresse mes plus sincères excuses à celles et ceux dont le soutien à mon égard aura échappé à ma vigilance.

Je tiens en premier lieu à remercier les membres du jury d'avoir fait le déplacement afin d'évaluer mon travail. Je remercie le président du jury, Jean-Paul Tavernet, d'avoir accepté avec enthousiasme cette tâche, Claude Charlot et Stéphane Monteil, rapporteurs, d'avoir lu en un temps record ces huit chapitres et de m'avoir donné quitus pour la soutenance, et enfin Arnaud Lucotte et Manuella Vincter, pour leurs commentaires avisés et leurs remarques bienveillantes.

Je témoigne ma gratitude aux membres du groupe ATLAS du LPNHE qui m'ont accueilli et aidé. En particulier, j'ai apprécié Philippe Schwemling dans son rôle de chef de groupe et de directeur de l'école doctorale. Merci à Didier pour son aide sur les hautes tensions et pour avoir relu le chapitre correspondant. José Ocariz, Mélissa Ridel, Sophie Trincaz-Duvoid, Tristan Beau, Sandro de Cecco, Yuji Enari, Lydia Roos, Irena Nikolic-Audit, Bertrand Laforge, Giovanni Marchiori, Marco Bomben, Nguyet Trinh et Eve Chareyre m'ont aidé chacun à leur manière. Je souhaite bon courage à Sylvestre Pires pour sa thèse, que j'ai apprécié d'avoir côtoyé.

Une phrase de remerciement pour la *team J/ψ*, Lydia Fayard, R.D. Schaeffer, Marthe Teinturier et Andrée Robichaud-Verroneau ; la période de travail avec eux fut très intense et stimulante, me donnant le sentiment d'exister au sein de cette grande collaboration. Merci également à Anna Kaczmarek pour le coup de main sur les premières données, et pour m'avoir chaleureusement accueilli à Cracovie.

J'exprime mes plus vifs remerciements envers mes professeurs, parmi lesquels Jacques Chauveau, Eli Ben-Haïm, et à nouveau Sophie Trincaz-Duvoid et Jean-Paul Tavernet. Ce sont en grande partie leurs enseignements qui m'ont fait choisir cette voie.

Merci à Jacques Dumarchez pour avoir assumé son rôle de "parrain" de thèse avec un réel intérêt. J'ai particulièrement apprécié ces conversations bisannuelles qui m'ont permis de faire le point régulièrement et de manière constructive.

Les équipes techniques du LPNHE ont facilité mon intégration au sein du laboratoire et ont résolu bien des problèmes. L'administration, et tout particulièrement Annick Guilloteau, Jocelyne Meurgey, Souad Rey, Véronique Joisin, Magali Carlosse et Sylvie Soulard. L'utilité de Michaël Roynel et Franck Leclercq au sein des services généraux est incontestée : merci à eux. Je n'oublie pas le pôle communication, avec Isabelle Cossin à qui je dois l'inoubliable visite de la distillerie de Cointreau à Anger, et Laurence Marquet qui m'a enseigné l'usage de la machine à relier les thèses : merci à elles. Mention spéciale à Vera de Sá-Varanda, que je remercie pour son initiation à l'expresso et à la *Moriond attitude*, ainsi que pour les conversations toujours excellentes pour le moral. Merci enfin au service informatique pour leurs aides ponctuelles respectives, François Legrand, Thomas Audo, Victor Mendoza et Patricia Warin-Charpentier.

Merci aux autres membres du LPNHE, doctorants ou non, pour leur considération, leur cordialité ou leur gentillesse.

Je remercie les membres de ma famille et en particulier mes parents pour leur soutien dans la difficulté et l'épreuve, à défaut de pouvoir me comprendre, moi et mon étrangeté.

Viennent ensuite les remerciements destinés à celles qui ont partagé mon bureau au cours de ces trois années. Stefania Bordoni m'a beaucoup aidé pour m'intégrer dans ATLAS ; je la remercie pour son aide technique et logistique, dès l'époque de la coupole. Flora Cellier-Holzem a réussi la prouesse me supporter face à face pendant deux ans. Je la remercie d'avoir fait preuve de patience malgré mes grimaces destinées à mon écran, mes jurons adressés à mes erreurs de programmation, et mes séances de pugilat avec mon clavier azerty. Dès son arrivée dans le bureau 15, Laura Zambelli s'est instantanément adaptée aux coutumes locales. Je la remercie pour sa sympathie à mon égard et lui suis reconnaissant pour ce gâteau aux carottes impromptu pour mes 26 ans, livré avec bougies juste après une présentation difficile au *top-fakes-meeting*.

Parmi elles, je remercie très chaleureusement Francesca Villa de m'avoir soutenu, écouté et supporté depuis 2009. L'assistance SMS/courriel/*chat*/réseaux sociaux dont j'ai bénéficié de sa part est une contribution majeure à cette thèse : elle m'a aidé à tenir le choc, bien qu'étant elle-même plongée dans des épreuves similaires. Quelqu'un parlait du *Villa* comme d'une unité de mesure de la bonne humeur, 1 *Villa* en désignant une très grande quantité. J'approuve entièrement cette analyse, et j'affirme que les quelques *nano-Villa* dont j'ai bénéficié ont été pour moi un inestimable atout pendant ces difficiles années. Son amitié est un bien très précieux. Je lui souhaite le meilleur pour l'après-thèse, ayant toute confiance en elle pour l'avenir.

Enfin, j'ai mesuré au cours de ces trois années le privilège d'avoir Frédéric Derue comme directeur de thèse. J'ai choisi de travailler avec lui après deux séances d'explication de son sujet de thèse, au cours desquelles je n'ai pas compris grand-chose. Je ne crois pas qu'il m'aurait été possible de trouver meilleur encadrant. Je lui exprime reconnaissance absolue. Il a toujours veillé à ce que je puisse aborder des thématiques variées pendant cette thèse, et le manuscrit reflète sa solidité dans la conduite de la recherche. Malgré les moments difficiles, je me suis senti valorisé grâce à lui. J'ai été considéré par lui comme un véritable collègue, plus que comme un exécutant. Un proverbe coréen dit à peu près : "Même une feuille blanche est plus légère si on la porte à deux". L'angoisse de la feuille blanche - ou du fichier vierge - ne m'a pas épargné, mais je l'ai surmontée grâce à lui. Merci.

Paris, 6 septembre 2012

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte phénoménologique en physique des particules	3
1.1 Cadre théorique	4
1.1.1 Aspects relativistes	4
1.1.2 Aspects quantiques	5
1.1.3 Description des systèmes en théorie quantique des champs	5
1.2 Le modèle standard de la physique des particules	7
1.2.1 Les fermions du modèle	8
1.2.2 Les interactions fondamentales	9
1.2.3 Mécanisme de Higgs	13
1.2.4 La matrice CKM	15
1.2.5 Les limites du modèle standard	16
1.3 La physique du quark top	20
1.3.1 Production de quark top dans un collisionneur hadronique	20
1.3.2 Désintégration du quark top	22
1.3.3 Quelques propriétés du quark top	22
2 L'expérience Atlas	25
2.1 Le LHC	26
2.1.1 Motivation	26
2.1.2 Structure du LHC	27
2.1.3 Caractéristiques du LHC	29
2.1.4 Opération du LHC depuis 2008	31
2.1.5 Les expériences auprès du LHC	34
2.2 Le détecteur Atlas	35
2.2.1 Système de coordonnées	36
2.2.2 Le trajectographe interne	37
2.2.3 Les calorimètres	39
2.2.4 Les spectromètres à muons	41
2.2.5 Les luminomètres	42
2.3 Le déclenchement, l'acquisition et le suivi de qualité	44
2.3.1 La prise de données	44
2.3.2 Le système de déclenchement	45
2.3.3 L'acquisition des données	46
2.3.4 Le suivi de qualité	47
2.4 Le modèle de calcul d'Atlas	48
2.4.1 Environnement logiciel	48

2.4.2	La reconstruction des données	48
2.4.3	Moyens de calcul et de stockage	49
3	Suivi des corrections à l'énergie relatives aux hautes tensions des calorimètres à argon liquide	51
3.1	Calorimétrie à argon liquide	52
3.1.1	Gerbes électromagnétiques et hadroniques	52
3.1.2	Ionisation de l'argon liquide et formation du signal	54
3.2	Les calorimètres à argon liquide d'ATLAS	56
3.2.1	Calorimètre électromagnétique	56
3.2.2	Calorimètres hadroniques bouchons	61
3.2.3	Calorimètres à l'avant	63
3.3	Influence des variations des hautes tensions sur l'énergie	66
3.3.1	Les hautes tensions dans les calorimètres à argon liquide	66
3.3.2	Variation de l'énergie mesurée en fonction de la tension appliquée	67
3.3.3	Variation de la vitesse de dérive et facteur de recombinaison	68
3.3.4	Calcul du facteur correctif	69
3.3.5	Cas particulier de l'EMEC	70
3.4	Procédure de correction de l'énergie	71
3.4.1	Suivi des facteurs correctifs	71
3.4.2	La base de données COOL	71
3.4.3	Exemple de la mise à jour effectuée le 29 juillet 2010	72
3.4.4	Evolution au cours de l'année 2010 et perspectives	76
4	Performances attendues de reconstruction et d'identification des électrons	79
4.1	Composition des événements simulés utilisés	81
4.2	Le déclenchement sur les électrons	85
4.2.1	Déclenchement au niveau L1	85
4.2.2	Déclenchement au niveau L2	86
4.2.3	Déclenchement au niveau EF	86
4.3	Reconstruction des électrons	87
4.3.1	La reconstruction des amas de cellules	87
4.3.2	La reconstruction des traces	87
4.3.3	L'algorithme de reconstruction standard	88
4.3.4	Les autres algorithmes de reconstruction	89
4.4	L'identification des électrons	90
4.4.1	Les variables discriminantes	90
4.4.2	L'identification standard	102
4.5	Performances attendues	104
4.5.1	Efficacités et facteurs de rejet	104
4.5.2	Les électrons de haut p_T	105
4.5.3	Les électrons de bas p_T	105
4.5.4	Etudes avec l'algorithme basé sur les traces	107
5	Performances d'identification des électrons évaluées à l'aide d'événements $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ sur les données 2010	109
5.1	Reconstruction des premiers événements $J/\psi \rightarrow ee$ et premières études	111
5.1.1	Données utilisées	111

5.1.2	Déclenchement	113
5.1.3	Études sur le J/ψ à l'aide de l'algorithme basé sur les traces	114
5.1.4	Premières études de performances pour les électrons de J/ψ avec les données 2010	121
5.2	Méthodologie de la mesure des efficacités d'identification	126
5.2.1	Les données utilisées	126
5.2.2	Adaptation des jeux de critères d'identification aux premières données	126
5.2.3	Méthode de "tag and probe"	127
5.2.4	Sélection des évènements	127
5.2.5	Efficacités et Facteurs d'échelle	128
5.2.6	Traitement des incertitudes	130
5.3	Mise en œuvre de la méthode et résultats	130
5.3.1	Soustraction du bruit de fond	130
5.3.2	Contribution de la production indirecte de J/ψ	139
5.3.3	Incertitudes systématiques	141
5.3.4	Résultats	144
5.4	Pour aller plus loin	146
5.4.1	Comparaison avec les efficacités extraites sur les échantillons W et Z	146
5.4.2	Possibilités d'amélioration de l'analyse sur les données 2011 et 2012	147
6	Les évènements $t\bar{t}$ dans les canaux leptoniques dans l'expérience ATLAS	149
6.1	Simulation d'évènements $t\bar{t}$ dans le modèle standard	150
6.1.1	Généralités	150
6.1.2	Fonctions de densité de partons	152
6.1.3	Prédiction de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$	153
6.1.4	Générateurs Monte-Carlo	154
6.1.5	Modélisation des évènements d'empilement	154
6.1.6	Échantillons de données simulées utilisés	155
6.2	Les bruits de fonds	155
6.2.1	Les évènements W +jets	156
6.2.2	Les évènements de Drell-Yan	158
6.2.3	Les évènements di-bosons	158
6.2.4	Les évènements <i>single-top</i>	158
6.2.5	Les leptons mal identifiés	160
6.3	Reconstruction et identification des objets	160
6.3.1	Déclenchement	161
6.3.2	Les électrons	162
6.3.3	Les muons	163
6.3.4	Les jets	164
6.3.5	Étiquetage des jets de b	165
6.3.6	L'énergie transverse manquante	165
7	Les électrons mal identifiés pour les études sur le quark top	167
7.1	Les électrons mal identifiés	168
7.1.1	Définition	168
7.1.2	Les sources de leptons mal identifiés	169
7.2	La méthode de la matrice	170
7.2.1	Principe de la méthode	170

7.2.2	Cas des canaux semi-leptoniques	171
7.2.3	Cas des canaux dileptoniques	172
7.2.4	Définition des critères d'identification relâchés	173
7.2.5	Les autres méthodes	174
7.3	Mesure des efficacités d'identification des électrons	174
7.3.1	Sélection des évènements	174
7.3.2	Soustraction du bruit de fond et mesure	175
7.3.3	Résultats	176
7.4	Mesure des taux de "faux électrons"	177
7.4.1	Sélection des évènements	178
7.4.2	Soustraction du bruit de fond et mesure	178
7.4.3	Influence de la composition des "faux électrons"	178
7.4.4	Résultats	181
7.4.5	Taux de "faux" électrons dans la région de signal	183
7.5	Estimation du nombre d'évènements contenant des leptons mal identifiés	184
7.5.1	Canal électron plus jets	185
7.5.2	Canaux dileptoniques	194
8	Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans les canaux di-leptoniques	199
8.1	Données utilisées	201
8.1.1	Données de collision	201
8.1.2	Données simulées	201
8.2	Sélection des évènements	202
8.2.1	Déclenchement et présélection	202
8.2.2	Critère sur le nombre de jets	202
8.2.3	Critère sur l'énergie transverse manquante	202
8.2.4	Critère sur la masse invariante des deux leptons	203
8.2.5	Critère sur la somme scalaire des impulsions	205
8.2.6	Synthèse des critères de sélection	205
8.3	Estimation du signal attendu et des bruits de fond	205
8.3.1	Évaluation des incertitudes	206
8.3.2	Estimations basées sur la simulation	208
8.3.3	Estimations basées sur les données	209
8.3.4	Synthèse des estimations	212
8.4	Mesure de la section efficace	219
8.4.1	Méthode de mesure	219
8.4.2	Résultats	220
8.4.3	Pour aller plus loin	223
	Conclusion	225
	Bibliographie	227

Liste des figures

1.1	Diagrammes de Feynman pour l'interaction d'un électron et d'un photon	6
1.2	Liste des particules du modèle standard	7
1.3	Constante de couplage forte en fonction de l'échelle d'énergie	13
1.4	Forme du potentiel de Higgs	14
1.5	Contraintes sur la masse du boson de Higgs induites par la masse du W et la masse du top	16
1.6	Liste des exclusions sur les modèles non-super-symétriques	18
1.7	Liste des exclusions sur les modèles super-symétriques	19
1.8	Fonctions de densité de partons CT10 pour $\mu = m_t$	20
1.9	Diagrammes de Feynman pour la production de paires $t\bar{t}$	21
1.10	Diagrammes de Feynman pour la production de quark top célibataire	21
1.11	Section efficace de production de paire $t\bar{t}$ en fonction de $\sqrt{s}$	23
2.1	Complexe des accélérateurs du CERN	28
2.2	Schéma en coupe transverse d'un dipole du LHC	29
2.3	Schéma du croisement des faisceaux	30
2.4	Luminosité intégrée en 2010	32
2.5	Luminosité intégrée en 2011	33
2.6	Nombre moyen d'interactions par croisement de paquets de protons en 2011 . . .	33
2.7	Luminosité intégrée en 2012	34
2.8	Schéma du détecteur ATLAS	35
2.9	Schéma du trajectographe interne	37
2.10	Schéma rapproché du trajectographe interne	38
2.11	Probabilité moyenne de donner un coup de haut seuil dans le TRT	39
2.12	Quantité de matière cumulée en amont des calorimètres	39
2.13	Schéma des calorimètres	40
2.14	Schéma des spectromètres à muons	42
2.15	Schéma de l'agencement des chambres à muons	43
2.16	Luminosité instantanée en fonction du temps pour un <i>fill</i> en 2010	45
2.17	Schéma de principe du système de déclenchement	45
2.18	Fraction de données de bonne qualité pour le déclenchement en 2011	48
2.19	Fraction de données de bonne qualité pour les sous-détecteurs en 2011	48
3.1	Processus d'interaction des électrons et des photons dans la matière	53
3.2	Schéma d'une gerbe électromagnétique	53
3.3	Schéma d'une gerbe hadronique	54
3.4	Ionisation de l'argon liquide au passage d'un électron	55
3.5	Dérive des charges dans l'argon liquide sous l'action du champ électrique	55

3.6	Courant d'ionisation avant et après mise en forme du signal	56
3.7	Représentation des calorimètres à argon liquide	57
3.8	Agencement des modules de l'EMB autour de l'axe du faisceau	57
3.9	Empilement en accordéon de l'EMB et détail de la structure	58
3.10	Vue d'une roue de l'EMEC	58
3.11	Géométrie en éventail de l'EMEC	59
3.12	Électrodes de signal pour l'EMCAL	60
3.13	Portion d'un module de l'EMB et granularité des cellules	60
3.14	Coupe transverse et longitudinale du HEC	62
3.15	Structure du HEC et de ses électrodes	63
3.16	Agencement des FCAL dans leur cryostat et détail de la matrice du FCAL1 . . .	64
3.17	Une électrode du FCAL1	65
3.18	Granularité des modules du FCAL	65
3.19	Énergie d'un amas calorimétrique en fonction de la tension appliquée	67
3.20	Tension nominale en fonction de η pour l'EMEC	71
3.21	Variation des facteurs correctifs en fonction de l'identifiant	72
3.22	Variation des facteurs correctifs pour l'EMBPS C	73
3.23	Facteurs correctifs pour l'EMBPS C	73
3.24	Variation des facteurs correctifs pour l'EMEC C	74
3.25	Facteurs correctifs pour l'EMEC C	75
3.26	Facteurs correctifs en fonction de l'identifiant	75
3.27	Carte d'occupation $\eta \times \phi$ dans le deuxième compartiment de l'EMCAL	76
3.28	Carte d'occupation $\eta \times \phi$ dans une zone de l'EMCAL affectée par une erreur de câblage	76
3.29	Distribution des facteurs correctifs en septembre 2009 et en novembre 2010 . . .	77
4.1	Section efficace attendue de production d'électrons en fonction de l'impulsion transverse	80
4.6	Grille des tours de déclenchement dans le calorimètre	85
4.7	Amas calorimétrique de déclenchement	86
4.8	Procédé de recherche des amas calorimétriques	87
4.9	Association d'un amas et d'une trace	88
4.10	Développement longitudinal d'une gerbe	89
4.11	Distribution de la fuite hadronique	92
4.12	Distribution de R_η	93
4.13	Distribution de $w_{\eta 2}$	94
4.14	Distribution de E_{ratio}	95
4.15	Distribution de w_{stot}	96
4.16	Distribution de n_{pixel} , n_{pixel} , n_{Si} et d_0	97
4.17	Distribution de n_{BL}	98
4.18	Distribution de f_{HT}	99
4.19	Distribution de $\Delta\eta$	99
4.20	Distribution de $\Delta\phi$	100
4.21	Distribution de E/p	100
4.22	Distribution du bit de conversion	101
4.23	Efficacités d'identification pour les électrons de Z	105
4.24	Efficacités d'identification et de reconstruction pour les électrons de J/ψ	106

5.1	Spectre en énergie transverse et masse invariante pour des électrons en 2010 . . .	110
5.2	Un évènement $J/\psi \rightarrow ee$ vu par ATLAS	112
5.3	Taux de déclenchement des menus de niveau L1 en fonction de la luminosité . . .	113
5.4	Distributions de masse invariante des paires de traces extraites d'évènements $J/\psi \rightarrow ee$ simulés	114
5.5	Distributions de masse invariante des paires de traces extraites d'évènements $J/\psi \rightarrow ee$ simulés, l'une des traces étant associée à un <i>softe</i>	115
5.6	Distributions de masse invariante des paires de traces extraites d'évènements simulés de biais minimum et $J/\psi \rightarrow ee$, les deux traces étant associées à un <i>softe</i> . .	116
5.7	Distributions de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données	116
5.8	Distributions de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données, avec critères <i>loose</i> ou "Calo-cuts"	117
5.9	Distributions de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données dans la zone $2 \text{ GeV} < m_{ee} < 4.1 \text{ GeV}$, avec critères "Calo-cuts"	118
5.10	Distribution de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données et de la simulation	119
5.11	Distributions de masse invariante pour des électrons de J/ψ obtenue lors des premières études en 2010, avec les critères d'identification <i>tight</i>	120
5.12	Distributions de masse invariante pour des électrons de J/ψ pour les premières études de performance	122
5.13	Distributions de variables cinématiques pour des électrons de J/ψ pour les premières études de performance	124
5.14	Distributions des variables discriminantes pour des électrons de J/ψ pour les premières études de performance	125
5.15	Distribution d'énergie transverse pour les sondes vérifiant les critères d'identification <i>tight</i>	129
5.16	Schéma de l'extraction du signal par ajustement ou par la méthode des <i>sidebands</i>	132
5.17	Distributions de masse invariante des paires de même charges et de charges opposées pour une sonde satisfaisant $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$	133
5.18	Distributions de masse invariante des paires de même charges et de charges opposées pour une sonde satisfaisant $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$	134
5.19	Ajustements des distributions de masse invariante pour une sonde satisfaisant $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$	135
5.20	Ajustements des distributions de masse invariante pour une sonde satisfaisant $7 \text{ GeV} < E_T < 10 \text{ GeV}$	136
5.21	Ajustements des distributions de masse invariante pour une sonde satisfaisant $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$	137
5.22	Ajustements des distributions de masse invariante pour une sonde satisfaisant $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$	138
5.23	Efficacités <i>medium</i> et <i>tight</i> en fonction de l'énergie transverse prédites par la simulation	139
5.24	Distributions de pseudo-temps de vie du J/ψ	140
5.25	Efficacités <i>medium</i> pour $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$ et $7 \text{ GeV} < E_T < 10 \text{ GeV}$ prédites pour des électrons de J/ψ <i>prompt</i> et <i>non-prompt</i>	140
5.26	Distributions des facteurs d'échelle <i>medium</i> et <i>tight</i> obtenus par variation des conditions d'ajustement, pour $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$ et $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$	142
5.27	Effet des correction d'échelle d'énergie sur les distributions de masse invariante .	143

5.28	Effet des correction d'échelle d'énergie sur les facteurs d'échelle	144
5.29	Efficacités <i>medium</i> et <i>tight</i> en fonction de E_T	145
5.30	Facteurs d'échelle en fonction de E_T pour les analyses $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$	148
6.1	Diagrammes de Feynman de production et de désintégration de paires $t\bar{t}$	151
6.2	Canaux de désintégrations des paires $t\bar{t}$ et rapports d'embranchements	151
6.3	Schéma représentatif d'une collision proton-proton	152
6.4	Fonctions de densité de partons CT10	153
6.5	Nombre moyen d'interactions par croisement de paquets	155
6.7	Schéma montrant les cellules dont l'énergie est sommée pour le calcul de l'isolation calorimétrique	163
6.8	Efficacités et facteurs de rejet pour les différents algorithmes d'étiquetage	165
7.1	Schéma de la reconstruction d'un pion comme un électron	169
7.2	Schéma de la désintégration d'un K^+ avec un muon dans l'état final	169
7.3	Schéma de la conversion d'un photon en paire e^+e^-	170
7.4	Schéma de principe du relâchement des critères d'identification	171
7.5	Ajustement de la masse invariante des paires e^+e^- pour la mesure d'efficacité	175
7.6	Efficacités pour les électrons	177
7.7	Distributions d'énergie transverse pour les trois définitions des critères " <i>loose</i> "	179
7.8	Distribution du rayon de conversion pour des électrons <i>medium</i>	180
7.9	Distribution du poids d'étiquetage des jets de b	180
7.10	Taux de faux électrons en fonction de E_T et en fonction de η , après correction, pour les différents lots	182
7.11	Taux de faux électrons en fonction de E_T et en fonction de η , après correction, pour les différents lots	184
8.1	Évènement $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$	200
8.2	Distributions du nombre de jets sans le critère sur cette variable	203
8.3	Distributions de l'énergie transverse manquante sans le critère sur cette variable	204
8.4	Distributions de la masse invariante des deux leptons sans le critère sur cette variable	204
8.5	Distributions de la somme scalaire des impulsions sans le critère sur cette variable	205
8.10	Opposé du logarithme du rapport de fonctions de vraisemblances pour la mesure de section efficace	220
8.11	Synthèse des mesures de section efficaces réalisées par la collaboration ATLAS et mesures présentées dans cette thèse	221
8.12	Synthèse des mesures de section efficaces réalisées par la collaboration CMS	222

Liste des tables

1.1	Liste des quarks du modèle standard	8
1.2	Liste des leptons du modèle standard	9
1.3	Liste des bosons de jauge du modèle standard	10
1.4	Section efficaces attendues pour les processus single-top	22
2.1	Principaux paramètres des faisceaux du LHC	31
2.2	Résolutions attendues et couverture en pseudo-rapidité	36
3.1	Dimensions et nombre des cellules de l'EMB	61
3.2	Dimensions et nombre des cellules de l'EMEC	62
3.3	Taille et nombre des cellules du HEC	64
3.4	Taille et nombre des cellules du FCAL	66
3.5	Valeurs des tensions nominales	68
3.6	Paramètres de la modélisation de la vitesse de dérive	69
3.7	Valeurs calculées de l'énergie mesurée par l'énergie réelle pour l'EMB	70
4.1	Liste des catégories d'électrons reconstruits	82
4.2	Origine des électrons reconstruits dans les échantillons di-jets et de biais minimum	82
4.3	Bornes des gammes de η et de E_T utilisées pour paramétrer les seuils des critères d'identification	102
4.4	Liste des coupures et noms des variables associées pour l'identification standard	103
4.5	Efficacité de reconstruction et produit de l'efficacité d'identification et de reconstruction pour des électrons issus de processus $Z \rightarrow ee$, et facteurs de rejet de jets pour les jeux de coupures standard, pour des objets satisfaisant $E_T > 20$ GeV et $ \eta < 2.5$	105
4.6	Efficacités d'identification et de reconstruction pour les électrons de J/ψ	106
4.7	Fraction d'électrons reconstruits pour chaque algorithme indépendamment et par les deux algorithmes simultanément	107
4.8	Efficacités d'identification pour l'algorithme standard uniquement et en ajoutant les électrons de l'algorithme basé sur les traces	107
5.1	Paramètres d'ajustement des distributions de masse invariante des électrons de J/ψ	123
5.2	Efficacités <i>medium</i> en fonction de E_T	145
5.3	Efficacités <i>tight</i> en fonction de E_T	146
5.4	Incertitudes relatives sur les facteurs d'échelle	146
5.5	Comparaison entre les efficacités obtenues dans les canaux $W \rightarrow e\nu$ et $J/\psi \rightarrow ee$ dans la gamme $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$	147
6.1	Rapport d'embranchements pour le W	150

6.2	Liste des échantillons $t\bar{t}$ utilisés, de leurs sections efficaces et de leurs facteurs-K .	156
6.3	Liste des échantillons W +jets, de leurs sections efficaces et de leurs facteurs-K .	157
6.4	Facteurs correctifs aux évènements W +jets pour l'asymétrie de charge	158
6.5	Liste des échantillons Z +jets, de leurs sections efficaces et de leurs facteurs-K . .	159
6.6	Liste des échantillons dibosons+jets, de leurs sections efficaces et de leurs facteurs-K	159
6.7	Liste des échantillons <i>single-top</i> , de leurs sections efficaces et de leurs facteurs-K	160
7.1	Bornes des gammes de η et de E_T utilisées pour paramétrer les efficacités	175
7.2	Efficacités d'identification des électrons en fonction de E_T	176
7.3	Efficacités d'identification des électrons en fonction de η	177
7.4	Nombre d'électrons sélectionnés au niveau " <i>loose</i> "	178
7.5	Taux de faux électrons en fonction de E_T , avant correction, pour les différents lots	181
7.6	Taux de faux électrons en fonction de E_T , après correction, pour les différents lots	181
7.7	Taux de faux électrons en fonction de η , après correction, pour les différents lots	182
7.8	Taux de faux électrons en fonction de E_T , moyennés sur les différents lots	183
7.9	Taux de faux électrons en fonction de η , moyennés sur les différents lots	183
8.1	Critères de sélection des évènements pour chaque canal dileptonique	205
8.2	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements $t\bar{t}$	209
8.3	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$	210
8.4	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	210
8.5	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements di-bosons	211
8.6	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements single top	211
8.7	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements "fakes"	212
8.8	Nombres attendus d'évènements pour chaque composante et nombres d'évènements observés, pour chaque canal	212
8.9	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements de bruit de fond . .	213
8.10	Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements	214
8.11	Valeurs mesurées pour la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$	221
8.12	Valeurs mesurées de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ et incertitudes relatives	223

Introduction

Le démarrage du LHC (Large Hadron Collider) à la fin de l'année 2009 a ouvert une nouvelle ère pour la physique des particules. Ce collisionneur fournit des collisions proton-proton et plomb-plomb en quatre points auxquels sont placés différents détecteurs. Il donne accès à des processus se produisant à l'échelle du TeV, repoussant la frontière en énergie pour la physique de précision.

ATLAS (A Torroïdal LHC ApparatuS) [1] est l'un des deux détecteurs généralistes optimisés pour la reconstruction et l'identification des leptons et des jets de haute impulsion transverse produits lors des collisions proton-proton. Le programme scientifique de cette expérience recouvre une large gamme de processus physiques du modèle standard de la physique des particules, et au-delà. Son objectif principal est de découvrir le boson de Higgs prévu par le modèle standard ou d'exclure son existence, et plus généralement d'apporter une réponse au problème de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2) \otimes U(1)$. De nombreux modèles théoriques plus complexes ont d'ores et déjà été explorés par le LHC, et de nouvelles contraintes sur la masse des possibles nouvelles particules ont été établies. Par ailleurs, des mesures de précision sur les paramètres comme la masse et la section efficace de production de particules comme les boson W et Z ou le quark top sont réalisées, permettant une amélioration des prédictions théoriques des processus du modèle standard ou de ces hypothétiques nouveaux modèles. Dans ce contexte, la physique du quark top est un domaine d'étude privilégié, d'une part car il est le seul quark qui se désintègre avant de s'hadroniser, et d'autre part car sa masse est plus élevée que la masse prédite pour le boson de Higgs au sein du modèle standard.

Les données de collision collectées depuis novembre 2009 ont fait l'objet d'études relatives à la compréhension du détecteur, parallèlement aux premières mesures de physique [2]. En particulier, l'étude des collisions proton-proton à une énergie de 7 TeV dans le référentiel du centre de masse produites depuis mars 2010 ont permis d'étudier la reconstruction et l'identification des électrons par le détecteur ATLAS. Pour l'ensemble des processus étudiés, les canaux ayant des leptons dans l'état final présentent en effet un intérêt majeur dans un environnement dominé par la production directe de jets.

La présente thèse décrit un ensemble d'études sur la reconstruction et l'identification des électrons et sur la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top. Ces travaux ont été réalisés depuis septembre 2009 pour mon doctorat au sein du groupe ATLAS du Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE) à Paris [3], sous la direction de Frédéric Derue. Ils s'inscrivent dans le cadre d'une des stratégies de recherche développée au sein du groupe, orientée sur électrons de basse impulsion transverse et des électrons de jets de quark b [4, 5, 6, 7] en vue de mesures autour du quark top, tout en s'appuyant sur la participation ancienne du groupe au développement du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, à son installation et à son suivi dans le temps [8, 9].

Le chapitre 1 donne un bref aperçu de la phénoménologie du modèle standard de la physique des particules et des enjeux pour les années à venir dans cette discipline, en mettant l'accent sur la physique du quark top.

Les deux chapitres suivant recouvrent les aspect instrumentaux de cette thèse. Le chapitre 2 présente l'expérience ATLAS dans son ensemble : le LHC et le détecteur ATLAS y sont décrits, sans omettre les aspects ayant trait à la collecte et au traitement des données. Le chapitre 3 aborde le suivi des corrections à l'énergie relatives aux hautes tensions des calorimètres à argon liquide réalisé dans le cadre d'une tâche technique pour la collaboration ; il est l'occasion d'une description détaillée de ce sous-détecteur crucial pour la détection des électrons, après un rappel des principes de la calorimétrie à argon liquide.

Les chapitres 4 et 5 résument les travaux menés autour de la reconstruction et de l'identification des électrons. Les performances attendues sont l'objet du chapitre 4 qui présente les études réalisées en 2009, à partir de données simulées. Les performances ont par ailleurs été étudiées sur les données collectées en 2010 avec une énergie dans le référentiel de centre de masse de 7 TeV, à partir d'événements $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ pour les électrons de basse impulsion transverse : ces études sont détaillées au chapitre 5.

Les trois derniers chapitres présentent les travaux menés sur les événements $t\bar{t}$ sur l'ensemble des données collectées en 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Le chapitre 6 précise comment sont abordés les processus $t\bar{t}$ dans l'expérience ATLAS, en particulier dans le cas des canaux leptoniques : une description des générateurs utilisés pour simuler les événements de signal et de bruit de fond est donnée et les procédures de reconstruction et d'identification des objets physiques présents dans l'état final pour les événements de ce type sont détaillées. Les études sur la reconstruction et l'identification des électrons ont été mises à profit pour estimer les contributions des événements de bruit de fond dus aux électrons mal identifiés dont il est question au chapitre 7 : ces estimations ont été réalisées grâce à la méthode la matrice. Enfin, le chapitre 8 présente une mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les canaux dileptoniques, réalisée dans le cadre de cette thèse.

Chapitre 1

Contexte phénoménologique en physique des particules

Les sciences sont des lunettes pour grossir les problèmes.

Louis Scutenaire

Sommaire

1.1	Cadre théorique	4
1.1.1	Aspects relativistes	4
1.1.2	Aspects quantiques	5
1.1.3	Description des systèmes en théorie quantique des champs	5
1.2	Le modèle standard de la physique des particules	7
1.2.1	Les fermions du modèle	8
1.2.2	Les interactions fondamentales	9
1.2.2.1	Interaction électromagnétique	10
1.2.2.2	Interaction faible	10
1.2.2.3	Unification électrofaible	12
1.2.2.4	Interaction forte	12
1.2.3	Mécanisme de Higgs	13
1.2.4	La matrice CKM	15
1.2.5	Les limites du modèle standard	16
1.3	La physique du quark top	20
1.3.1	Production de quark top dans un collisionneur hadronique	20
1.3.2	Désintégration du quark top	22
1.3.3	Quelques propriétés du quark top	22
1.3.3.1	Masse du quark top	22
1.3.3.2	Quelques propriétés des événements single-top	23
1.3.3.3	Quelques propriétés des événements $t\bar{t}$	23

Si la physique peut se définir comme l'art de décrire de manière quantitative la matière et son évolution dans le temps, la physique des hautes énergies en est une spécialité pour laquelle les systèmes étudiés ont des variations d'énergie non négligeables devant leur masse. De telles situations expérimentales sont apparues dès la fin du XIX^e siècle avec la découverte de la radioactivité naturelle, puis avec la découverte des rayons cosmiques. Parallèlement, l'évolution des idées en mécanique ont fait apparaître deux théories complémentaires, la relativité restreinte et la mécanique quantique, qui combinées sous le formalisme de la théorie quantique des champs permet une description de tels systèmes.

Ces découvertes ont repoussé les limites de la connaissance des constituants élémentaires de la matière. Un siècle de physique des particules a permis l'élaboration d'un modèle appelé modèle standard, dans lequel la matière est un assemblage de particules élémentaires qui interagissent entre elles au travers de quatre interactions fondamentales. Après un rappel du cadre théorique de la théorie quantique des champs, les aspects fondamentaux du modèle standard sont résumés dans ce chapitre, avant une présentation des aspects propres à la physique du quark top.

1.1 Cadre théorique

Les systèmes étudiés en physique des particules présentent des aspect quantiques et relativistes en raison des échelles d'énergie et de longueur mise en jeu. La description de tels systèmes est possible grâce au formalisme de la théorie quantique des champs.

1.1.1 Aspects relativistes

La relativité restreinte permet de décrire l'évolution des systèmes pour lesquels les vitesses caractéristiques sont proches de la vitesse de la lumière. Elle repose sur une généralisation du principe de relativité galiléen : l'ensemble des lois de la physique doivent s'exprimer de façon indifférenciée dans tous les référentiels Galiléens. Par ailleurs elle postule l'existence d'une vitesse limite c de propagation des interactions, qui est donc invariante par changement de référentiel d'inertie en vertu du principe de relativité. Dans ce cadre, le passage d'un système de coordonnées (x, y, z, t) lié à un référentiel d'inertie $\mathcal{R}$ à un système de coordonnées (x', y', z', t') relié à un autre référentiel d'inertie $\mathcal{R}'$ se déplaçant à une vitesse constante V par rapport à $\mathcal{R}$ selon l'axe x se fait de la façon suivante :

$$\begin{cases} x' = \gamma(x - \beta t) \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \gamma(ct - \beta x) \end{cases}, \quad (1.1)$$

où $\beta = \frac{V}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Les équations 1.1 définissent un cas particulier de transformation de Lorentz, dirigée selon un axe privilégié, ici l'axe x . D'après le principe de relativité et de vitesse limite, les lois de la physique doivent être invariantes par transformation de Lorentz. C'est le cas des équations de Maxwell qui décrivent de façon unifiée les phénomènes électromagnétiques, dès lors que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ - c'est à dire de la lumière - est égale à la vitesse limite.

Le formalisme de la relativité restreinte conduit à considérer la notion d'espace et la notion de temps de manière unifié : on parle d'espace temps de Minkowski, qui est un espace pseudo-euclidien à quatre dimensions, pour lequel une des coordonnées correspond au temps et les trois autres aux coordonnées d'espace. Chaque point dans cet espace est un événement, repéré par un

quadri-vecteur position $\tilde{r} = (ct, \vec{r})$ dans l'espace-temps de Minkowski. Cet espace est doté d'un produit pseudo-scalaire défini par $\tilde{r}_1 \cdot \tilde{r}_2 = ct_1 \cdot ct_2 - \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2$.

Par ailleurs, en dynamique relativiste l'énergie et l'impulsion d'une particule de masse m ayant un boost de Lorentz γ par rapport à un référentiel sont données par les équations suivantes :

$$E = \gamma mc^2 \quad \text{et} \quad \vec{p} = \gamma \vec{\beta} mc, \quad (1.2)$$

avec $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, où $\vec{v}$ est la vitesse de la particule. Les équations 1.2 définissent une relation univoque d'une part entre l'énergie et la masse et d'autre part entre l'impulsion et la masse, les facteurs γ et β étant sans dimension. Par conséquent, l'énergie, l'impulsion et la masse peuvent être considérées comme ayant la même dimension, c'est pourquoi on prend généralement la convention $c = 1$. L'énergie et l'impulsion sont prises sous la forme d'un quadri-vecteur énergie-impulsion $\tilde{\mathcal{P}} = (E, \vec{p})$, dont la pseudo-norme est égale à la masse du système. La masse est invariante par transformation de Lorentz, respectant ainsi le principe de relativité.

1.1.2 Aspects quantiques

La mécanique quantique quant à elle est utilisée pour la description des systèmes pour lesquels les actions caractéristiques sont du même ordre de grandeur que la constante de Planck h . Elle fut introduite au XX^e siècle pour rendre compte du caractère discret des échanges matière-rayonnement et permettre une description cohérente des atomes. Les systèmes physiques sont décrits par cette théorie grâce à des vecteurs dans un espace Hermitien, et les grandeurs physiques par des opérateurs agissant dans cet espace. Les valeurs possibles o_i pour le résultat d'une mesure d'une grandeur physique $\mathcal{O}$ réalisée sur un système physique représenté par un vecteur $|\psi\rangle$ sont données par les valeurs propres de l'opérateur associé O . La densité de probabilité d'obtenir chaque valeur o_i est égale au produit Hermitien du vecteur propre associé $|v_i\rangle$ à cette valeur et du vecteur d'état associé au système physique considéré : $\langle v_i | \psi \rangle$.

Les inégalités de Heisenberg - qui sont une des conséquences des postulats de la théorie quantique - donnent une limite inférieure égale à la constante de Planck réduite $\hbar = h/(2\pi)$ au produit des distributions des valeurs obtenues pour deux grandeurs conjuguées au sens de la mécanique analytique, lors de mesures successives réalisées sur des systèmes représentés par le même vecteur dans l'espace des états. Par exemple, dans le cas d'une coordonnée cartésienne X et de l'impulsion P_X selon cette direction, l'inégalité de Heisenberg s'écrit :

$$\Delta X \cdot \Delta P_X \geq \hbar. \quad (1.3)$$

L'équation 1.3 donne une correspondance univoque entre la position et l'impulsion. Par conséquent, il est légitime dans un cadre quantique de considérer que l'impulsion est de même dimension que l'inverse d'une longueur, c'est pourquoi on prend généralement la convention $\hbar = 1$.

L'espace des états d'un système physique étant un espace vectoriel, toute combinaison linéaire de vecteurs représentant un état du système représente un autre état du système. Cette caractéristique appelée principe de superposition est à l'origine des interférences pour les systèmes quantiques.

1.1.3 Description des systèmes en théorie quantique des champs

La théorie quantique des champs réalise la synthèse de la relativité restreinte et de la mécanique quantique. Son utilisation est appropriée lorsque les interactions entre les particules considérées ont lieu sur des échelles de distances de l'ordre de la longueur de Compton $l_c = \frac{h}{mc}$

pour des particules de masse m . Les particules sont décrites comme des champs d'opérateurs formant des représentations du groupe de Poincaré, qui contient les rotations et les translations dans l'espace-temps de Minkowski, ainsi que le renversement du temps et la réflexion dans l'espace. Les bosons de spin 0 sont décrits par des champs scalaires, les fermions de spin 1/2 par des champs de bi-spineurs de Dirac et les bosons de spin 1 par des champs de quadri-vecteurs. Chaque particule dont tous les nombres quantiques additifs (comme la charge électrique ou le nombre baryonique) sont non nuls sont chacune associées à une anti-particule qui est décrite par le même champ.

En plus du nombre quantique de spin et de la masse, une particule est caractérisée par d'autres nombres quantiques qui correspondent à des charges conservées sous l'effet de transformations de jauge. Par exemple, la charge électrique correspond à l'invariance par la transformation de jauge des interactions électromagnétiques, exprimée sous une forme classique par les équations de Maxwell. Dans le formalisme de la théorie quantique des champs, les transformations de jauge correspondent à des groupes de Lie dont l'algèbre détermine la nature et les propriétés des interactions entre les particules.

La dynamique des système est déterminée par le principe de moindre action à partir d'un Lagrangien dont la forme et les paramètres déterminent la physique du modèle. En particulier, l'intensité de chaque interaction est déterminée par une constante de couplage sans dimension. Les calculs des grandeurs physiques mesurables relatives à des processus étudiés dans le cadre du modèle standard comme les sections efficaces ou les largeurs de désintégrations sont réalisés à partir du Lagrangien, grâce au formalisme de l'intégrale de chemin. Ces calculs prennent compte de l'ensemble des chemins possibles et notamment des interactions multiples entre les particules pour passer de l'état initial à l'état final lors du processus considéré. Pour tous les chemins considérés - symbolisés par des diagrammes de Feynman - les particules dans l'état initial et dans l'état final doivent avoir des quadri-vecteurs égaux à leur masses respectives, contrairement aux particules intermédiaires ; dans ce dernier cas on parle de particules virtuelles, ou hors couche de masse. Des chemins différents peuvent interférer entre eux de façon constructive ou destructive. Les calculs peuvent parfois être approchés de manière perturbative en ne prenant en compte que les chemins présentant au plus un nombre déterminé d'interactions entre l'état initial et l'état final. C'est le cas lorsque les constantes de couplage des interactions à l'œuvre dans le processus considéré sont très inférieures à 1 (couplage faible).

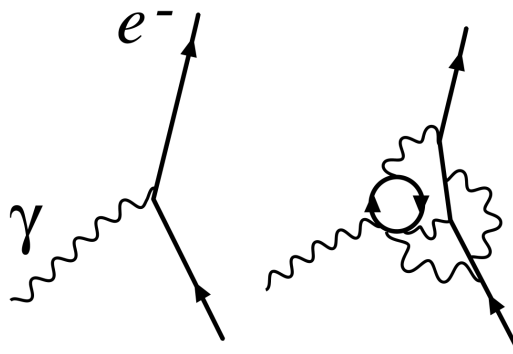


FIGURE 1.1: Diagrammes de Feynman pour l'interaction d'un électron et d'un photon à l'ordre des arbres (à gauche) et à un ordre supérieur (à droite).

Certains calculs d'intégrales en théorie quantique des champs peuvent faire apparaître des divergences pour des grandeurs physiques finies. Pour résoudre ce problème un procédé de régularisation des divergences est appliqué, appelé renormalisation. La renormalisation peut être réalisée grâce à diverses techniques. Un des critères important pour un modèle (i.e. pour un Lagrangien) visant à décrire des processus physiques est sa renormalisabilité, dont dépend la possibilité de faire des calculs prédictifs. Le processus de renormalisation est mis en œuvre pour une échelle d'énergie donnée, appelée échelle de renormalisation, qui doit être choisie proche des énergies en jeu lors du processus étudié afin de simplifier les calculs. Une des conséquences de ce choix d'échelle est la variabilité des constantes physiques comme les constantes de couplage des interactions ou les charges électriques des particules selon l'échelle d'énergie. Cela est dû aux fluctuations quantiques dont l'importance varie avec l'énergie, ce qui peut être interprété comme une manifestation de l'inégalité de Heisenberg pour le temps caractéristique des fluctuations et l'échelle d'énergie. La figure 1.1 montre le diagramme de Feynman le plus simple (i.e. à l'ordre des arbres) pour l'interaction d'un électron et d'un photon - qui détermine la charge électrique de l'électron - et un diagramme de Feynman représentant un chemin plus complexe, faisant intervenir d'avantages d'interactions entre l'état initial et l'état final.

Du fait de cette variabilité, l'échelle d'énergie doit être précisée lorsque que la valeur d'une constante physique est donnée. Par exemple, la constante de couplage de l'interaction forte est en générale donnée pour une échelle d'énergie égale à la masse du boson Z (cf. infra).

1.2 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules décrit la matière comme un assemblage de fermions de spin $1/2$ interagissant entre eux grâce à trois interactions fondamentales véhiculées par des bosons de spin 1 : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. L'interaction gravitationnelle est décrite indépendamment dans le cadre classique de la théorie de la relativité générale, mais pas par le modèle standard, aucune manifestation quantique de la gravitation n'ayant été mise en évidence à ce jour. Par ailleurs, l'existence d'un boson de spin 0 appelé boson de Higgs est prédite par le modèle, mais n'a pas encore été observé à ce jour. La figure 1.2 donne la liste des particules élémentaires du modèle standard.

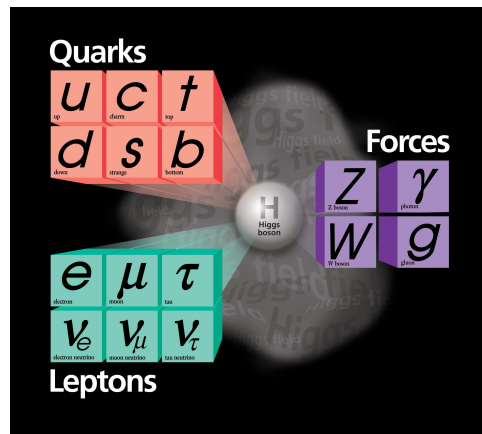


FIGURE 1.2: Liste des particules du modèle standard. Les quarks (en haut, à gauche) et les leptons (en bas, à gauche) sont montrés, ainsi que les bosons-vecteurs (à droite). L'hypothétique boson de Higgs est également montré.

1.2.1 Les fermions du modèle

L'évolution d'un champ fermionique $\phi(x)$ est régie par l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (1.4)$$

où les γ^μ sont les matrices de Dirac et m la masse de la particule décrite par le champ ψ . Cette équation de la dynamique correspond à un Lagrangien de la forme suivante :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi. \quad (1.5)$$

Le terme $\bar{\psi}i\gamma^\mu \partial_\mu \psi$ est le terme de propagation et $m\bar{\psi}\psi$ le terme de masse. Ce dernier peut être mis sous une forme faisant apparaître la décomposition du bi-spineur en projection chirale $\psi = \psi_L + \psi_R$ où ψ_L (resp. ψ_R) est la composante de chiralité gauche (resp. droite) :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R). \quad (1.6)$$

Les fermions du modèle standard sont séparés en deux catégories : les quarks qui sont sensibles à l'interaction forte, et les leptons qui ne le sont pas.

La table 1.1 donne la liste des quarks au nombre de 6 - on parle de saveur de quark pour distinguer chacun d'eux. Le modèle des quarks fut introduit dans les années 60 afin d'expliquer la spectroscopie des hadrons successivement découverts et leurs propriétés. Ils sont classés en trois générations, chacune contenant deux quarks qui forment un doublet d'isopin faible (cf. section 1.2.2), un quark de charge $+2/3$ et un quark de charge $-1/3$. La première génération contient les quarks up (u) et down (d) et sont les constituants des protons et neutrons présents dans les noyaux des atomes. La seconde génération contient les quarks charmé (c) et étrange (s) ; l'existence du quark charmé fut postulée afin d'expliquer la non-conservation de la parité par l'interaction faible, grâce au mécanisme de GIM. Elle fut confirmée par la découverte du J/ψ résonance $c\bar{c}$ de plus basse masse. La troisième génération contient les quarks top (t) et bottom (b). L'existence d'une troisième génération de quarks fut proposée pour expliquer la violation de la symétrie CP par l'interaction faible (cf. section 1.2.2).

Génération	Particule	Q	m
1ère	u	$+2/3$	$2.49^{+0.81}_{-0.79}$ MeV
	d	$-1/3$	$5.05^{+0.75}_{-0.95}$ MeV
2ème	c	$+2/3$	$1.27^{+0.07}_{-0.09}$ GeV
	s	$-1/3$	101^{+29}_{-21} MeV
3ème	t	$+2/3$	173.3 ± 0.9 GeV
	b	$-1/3$	$4.19^{+0.18}_{-0.06}$ GeV

TABLE 1.1: Liste des quarks du modèle standard, classés par génération. La charge (Q) et la masse (m) sont indiquées pour chaque particule [10, 11].

Outre les propriétés données dans la table 1.1, les quarks possèdent une propriété appelée couleur : chaque quark est rouge, vert ou bleu. En revanche, en raison de la phénoménologie de l'interaction forte, seuls des états physiques neutres de couleur appelés hadrons sont directement observables ; les baryons sont constitués de trois quarks de couleur différentes, et les mésons d'un quark et d'un anti-quark. La saveurs des quarks composant les hadrons et les nombres quantiques

des hadrons déterminent la spectroscopie du modèle standard. Les masses des quarks varient de quelques MeV pour la première génération à plus de 170 GeV pour le quark top. Elles sont mesurées à partir des paramètres expérimentaux des hadrons grâce à des extrapolations théoriques, à l'exception du top qui ne forme pas de hadrons (cf. section 1.3).

La table 1.2 donne la liste des leptons. Comme pour les quarks, ils sont classés en trois générations, chacune contenant un lepton de charge -1 et un lepton neutre appelé neutrino. Chaque génération est associée à une saveur leptonique. La première génération contient l'électron e^- et le neutrino électronique ν_e . Cette génération de leptons entre également en jeu pour la composition de la matière ordinaire, puisque les cortèges électroniques des atomes sont à l'origine de la structure de la matière à l'échelle moléculaire. La deuxième génération contient le muon μ^- et le neutrino électronique ν_μ . Contrairement à l'électron, le muon est instable, et se désintègre par interaction faible via $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ dans près de 100 % des cas, avec une durée de vie de l'ordre de 10^{-6} s. La troisième génération est constituée par le tau τ^- et par le neutrino tauique ν_τ . Le tau est instable, et se désintègre par interaction faible via $\tau^- \rightarrow W \nu_\tau$ avec une durée de vie de l'ordre de 10^{-13} s, la topologie de l'état final étant déterminée par la désintégration du W .

Génération	Particule	Q	m
1ère	ν_e	0	< 2 eV
	e	-1	511.0 keV
2ème	ν_μ	0	< 0.19 MeV
	μ	-1	105.7 MeV
3ème	ν_τ	0	< 18.2 MeV
	τ	-1	1.777 GeV

TABLE 1.2: Liste des leptons du modèle standard, classés par génération. La charge (Q) et la masse (m) sont indiquées pour chaque particule. Pour les leptons chargés, les incertitudes relatives sur les masses sont inférieures à 10^{-6} , et pour les neutrinos les limites sur les masses effectives sont données [10].

Les masses des leptons chargés données dans la table 1.2 sont mesurées de façon directe. Par ailleurs, les limites supérieures sur les masses des neutrinos sont données. Le modèle standard prévoit que les neutrinos ont une masse nulle car le terme de masse couple l'état de chiralité gauche et l'état de chiralité droite d'un fermion, et aucun neutrino d'hélicité¹ droite n'a été observé expérimentalement. Ce fait est en réalité une des manifestation de la structure de l'interaction faible

1.2.2 Les interactions fondamentales

Le modèle standard décrit trois des quatre interactions fondamentales. Ces interactions sont caractérisées par des groupes de Lie dont l'algèbre détermine leur phénoménologie; le Lagrangien doit être invariant sous une transformation de jauge correspondant à ce groupe. Cette description fait apparaître naturellement des bosons de spin 1 qui transmettent ces interactions fondamentale. La table 1.3 donne une liste de ces bosons-vecteurs avec leurs caractéristiques expérimentales.

¹L'hélicité qui est la projection du spin sur la direction de propagation est équivalente à la chiralité en limite ultra-relativiste, limite toujours vérifiée pour les situations expérimentales impliquant les neutrinos.

Interaction fondamentale	Particule	Q	m
Électromagnétique	γ	0	$< 10^{-18}$ eV
Faible	$W^\pm$	± 1	80.399 ± 0.023 GeV
	Z	0	91.1876 ± 0.0021 GeV
Forte	g	0	0

TABLE 1.3: Liste des bosons de jauge du modèle standard, classés par interaction fondamentale. La charge (Q) est indiquée. Pour les W et Z les masses mesurées sont indiquées et pour le γ la limite supérieure expérimentale est donnée. Pour les gluons (g) la valeur théorique $m=0$ est indiquée [10].

1.2.2.1 Interaction électromagnétique

L'interaction électromagnétique agit sur les leptons chargés. Son groupe de jauge associé est $U(1)$. La transformation de jauge pour un fermion de charge $+1$ représenté par le champ ψ s'écrit :

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha}. \quad (1.7)$$

Cette transformation est locale : la phase α dépend de la position. C'est pourquoi, afin d'assurer l'invariance du Lagrangien par cette transformation il est nécessaire de remplacer dans l'équation 1.5 la dérivation ∂_μ par la dérivation covariante D_μ , définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu. \quad (1.8)$$

Le terme de propagation de l'équation 1.5 devient alors $\bar{\psi}i\gamma^\mu D_\mu\psi$. Le champ A_μ représente un boson de spin 1, qui est le vecteur de l'interaction électromagnétique. Il se transforme sous une transformation de jauge $U(1)$ de la façon suivante :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (1.9)$$

Ce boson est associé à un terme cinétique $-\frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu}$ dans le Lagrangien, où le terme $A_{\mu\nu}$ est défini par :

$$A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.10)$$

La dérivation covariante (cf. équation 1.8) introduit un terme d'interaction entre le fermion et le boson de jauge, de la forme $ie\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$. La constante sans dimension e est la constante de couplage de l'interaction électromagnétique.

Un terme de masse pour le boson, de la forme $-\frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu$ ne peut être introduit dans le Lagrangien car il n'est pas invariant sous la transformation de jauge : cela traduit le fait que le photon est de masse nulle.

1.2.2.2 Interaction faible

Dans le cas de l'interaction faible, le groupe, de jauge est $SU(2)$. Pour tenir compte de la violation de la symétrie de parité lors des processus se produisant par interaction faible, les transformations de jauge associées n'agissent que sur la partie gauche des fermions : cette interaction n'agit que sur les fermions gauches (et les anti-fermion droits), c'est pourquoi le groupe de jauge est désigné par $SU(2)_L$. Les trois générateurs de ce groupe sont les matrices

$T^i = \frac{\sigma_i}{2}$, où les σ_i sont les matrices de Pauli ($i = 1, 2, 3$). Pour chacune des trois générations, la partie gauche des deux fermions (resp. des deux quarks) est représentée sous la forme de doublets $l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$ (resp. $q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$). La structure en doublet revient à introduire un nouveau nombre quantique T appelé isospin, par analogie au spin. Les fermions gauches ont un isospin $1/2$ (doublet) et les fermions droits un isospin 0 (singulet). Pour les fermions gauches, la troisième composante de l'isospin est $T_3 = +1/2$ pour les quarks de charge $+2/3$ et les neutrinos et $T_3 = -1/2$ pour les quarks de charge $-1/3$ et les leptons de charge -1 .

Les doublets f_L d'isospin faible se transforment sous l'action de $SU(2)_L$ de la façon suivante :

$$f_L \rightarrow f'_L = e^{i\vec{T}\vec{\theta}} f_L, \quad (1.11)$$

où les trois phases θ^i ($i = 1, 2, 3$) dépendent de la position, comme dans le cas $U(1)$. En revanche, les singulets droits $f_r = u_R, d_R, e_R, \dots$ sont inchangés sous l'action de $SU(2)_L$. Le Lagrangien est rendu invariant sous ces transformations en introduisant une dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{T}\vec{W}_\mu, \quad (1.12)$$

qui remplace la dérivation partielle ∂_μ dans le terme de propagation des fermions gauches. g est la constante de couplage de l'interaction faible. Les champs W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) sont les bosons de jauge de spin 1 qui se transforment selon :

$$W_\mu^i \rightarrow W_\mu^i - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^i - \epsilon^{ijk} \alpha^j W_\mu^k. \quad (1.13)$$

Les bosons W_μ^i sont associés à un terme cinétique $-\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}$ où $W_{\mu\nu}^i$ est défini par :

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (1.14)$$

En raison du caractère non commutatif du groupe $SU(2)$ le terme cinétique des bosons de jauge introduit des couplages entre eux, contrairement au cas électromagnétique où les photons ne peuvent interagir directement entre eux.

Comme pour le cas électromagnétique, les termes de masse des bosons de jauge ne sont pas invariant selon les transformations du groupe $SU(2)$. Par ailleurs, les termes de masse pour les fermions de la forme $m(\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R)$ (cf. équation 1.6) ne le sont pas non plus puisqu'ils couplent la partie gauche et la partie droite. Le mécanisme de Higgs décrit à la section 1.2.3 permet de résoudre ce problème.

La dérivée covariante fait apparaître dans le Lagrangien les termes d'interaction entre les bosons de jauge et les fermions gauches. La somme des termes faisant intervenir W^1 et W^2 est $-g\bar{f}_L \gamma^\mu (T^1 W_\mu^1 + T^2 W_\mu^2) f_L$. Cette somme peut être mise sous la forme suivante :

$$-\frac{g'}{2} \bar{f} \gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^1 + iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 - iW_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} f_L, \quad (1.15)$$

qui fait apparaître deux bosons de jauge :

$$W^\pm = W_\mu^1 \mp iW_\mu^2. \quad (1.16)$$

Le terme anti-diagonal dans la formule 1.15 montre que les bosons $W^\pm$ sont couplés à deux fermions gauches de composantes T_3 opposées. Les bosons $W^\pm$ sont donc chargés électrique-

ment : ils correspondent aux bosons W observés expérimentalement (cf. table 1.3). Ce terme d'interaction faible par courant chargé peut se mettre sous une forme qui ne fait pas apparaître explicitement la partie gauche des fermions, par exemple dans le cas des quarks u et d :

$$-\frac{g}{2\sqrt{2}}(\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma^5)dW_\mu^+ + \bar{d}\gamma^\mu(1-\gamma^5)uW_\mu^-), \quad (1.17)$$

où $(1-\gamma^5)$ est le projecteur de chiralité gauche des fermions.

1.2.2.3 Unification électrofaible

L'interaction électromagnétique et l'interaction faible sont en réalité unifiées au sein du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. La dérivation covariante pour un fermion appartenant à une représentation de ce groupe s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^i T^i - ig'Y B_\mu. \quad (1.18)$$

Y est l'hypercharge faible, définie par $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$, où Q est la charge électrique et T_3 la troisième composante d'isospin faible. Elle apparaît comme la charge associée au groupe $U(1)_Y$, et le boson B_μ est le boson de jauge de ce groupe. Les bosons neutres W_μ^3 et B_μ sont mélangés :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

L'angle de mélange θ_W appelé angle de Weinberg est défini par $\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$. Les nouveaux champs A_μ et Z_μ correspondent respectivement au photon et au Z (cf. table 1.3). Le terme d'interaction électrofaible par courant neutre pour un fermion peut alors se mettre sous la forme :

$$-g\sin\theta_W \bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu Q\psi - \frac{g}{2\cos\theta_W} \bar{\psi}\gamma^\mu ((T_3 - 2\sin^2\theta_W Q) - T_3\gamma^5) Z_\mu \psi. \quad (1.20)$$

On retrouve la constante de couplage électromagnétique en posant $e = g\sin\theta_W$.

1.2.2.4 Interaction forte

L'interaction forte qui agit uniquement sur les quarks est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). L'introduction de la notion de couleur permet de résoudre le problème posé par le caractère apparemment indiscernable des trois quarks u de même état de spin qui composent le hadron Δ^{++} de spin $3/2$, semblant violer le principe de Pauli.

Le groupe de jauge de l'interaction forte est $SU(3)_C$. Les générateurs de ce groupe sont les matrices de Gell-Man λ_α ($\alpha = 1, \dots, 8$). Les quarks sont transformés par $SU(3)$ de la façon suivante :

$$q \rightarrow e^{i\tau^\alpha \lambda_\alpha/2} q. \quad (1.21)$$

La dérivation covariante est donnée par :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{\lambda_\alpha}{2} G_\mu^\alpha, \quad (1.22)$$

g_s est la constante de couplage de l'interaction forte. Les champs G_μ^α ($\alpha = 1, \dots, 8$) sont les bosons de jauge de l'interaction forte, appelés gluons. Ils se transforment selon :

$$G_\mu^\alpha \rightarrow G_\mu^\alpha - \frac{1}{g-s} \partial_\mu \tau^\alpha + f^{\alpha\beta\gamma} \tau^\beta G_\mu^\gamma, \quad (1.23)$$

où les $f^{\alpha\beta\gamma}$ sont les constantes de structures du groupe $SU(3)$.

Le terme cinétique pour les gluons est $-\frac{1}{4}G_{\alpha}^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^{\alpha}$, où $G_{\mu\nu}^{\alpha}$ est défini par :

$$G_{\mu\nu}^{\alpha} = \partial_{\mu}G_{\nu}^{\alpha} - \partial_{\nu}G_{\mu}^{\alpha} + g_s f^{ijk} G_{\mu}^{\beta} G_{\nu}^{\gamma}. \quad (1.24)$$

De façon similaire au cas $SU(2)$, le terme cinétique des bosons de jauge introduit des couplages entre eux. Enfin, les gluons sont de masse nulle : un terme de masse violerait l'invariance de jauge $SU(3)$.

La principale différence avec les interactions électrofaibles est le sens de variation de la constante de couplage avec l'énergie. En effet, la renormalisation dans le cas $SU(3)$ a pour conséquence la divergence de cette constante de couplage lorsque l'énergie diminue. La figure 1.3 montre la variation de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie. Cette divergence explique le confinement des quarks dans les hadrons : on ne peut observer un quark libre. De plus, cette dépendance rend impossible les calculs perturbatifs en chromodynamique quantique à basse énergie lorsque la constante de couplage est supérieure à 1 puisque la série de perturbation n'est dans ce cas pas convergente. On distingue donc deux régimes en QCD selon que les calculs perturbatifs sont possibles ou non (cf. section 6.1.1).

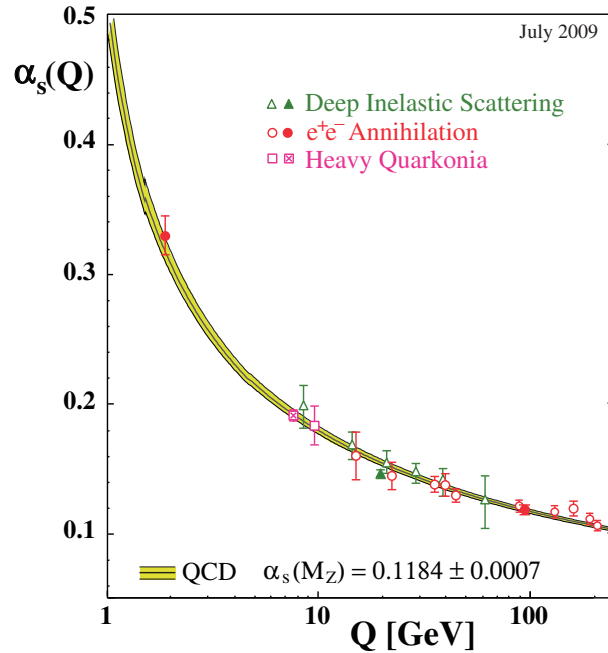


FIGURE 1.3: Variation de la constante de couplage forte en fonction de l'échelle d'énergie. La prédiction théorique représentée avec son incertitude (bande jaune) est comparée avec divers résultats expérimentaux, détaillés dans la référence [12].

1.2.3 Mécanisme de Higgs

La description des interactions électrofaibles à travers l'invariance de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ pose problème car cette invariance implique que les 4 bosons de jauge soient de masse nulle, ainsi que les fermions. L'expérience montre au contraire que ces particules ont une masse : la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisée et seule l'invariance par transformation du groupe de jauge électromagnétique $U(1)_{em}$ est respectée. Il est néanmoins possible d'introduire des termes de

masse dans le Lagrangien du modèle standard qui soient invariant sous ce groupe de jauge. Pour cela est introduit champ complexe qui est un doublet d'isospin faible :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ = \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_0 = \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Dans le Lagrangien du modèle standard est ajouté un terme associé à ce doublet de la forme :

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi). \quad (1.26)$$

Le potentiel V est de la forme :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.27)$$

La brisure de symétrie a lieu dès lors que la valeur moyenne dans le vide de la composante neutre du doublet $\langle \phi_0 \rangle$ est non nulle ; c'est le cas lorsque le paramètre $-\mu^2$ est négatif et on a alors $\langle \phi_0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$, avec $v = \sqrt{\mu^2 \lambda}$. La figure 1.4 montre la forme du potentiel selon le signe de $-\mu^2$. Le potentiel est toujours symétrique mais l'état de plus basse énergie ne l'est pas lorsque $-\mu^2$ est négatif.

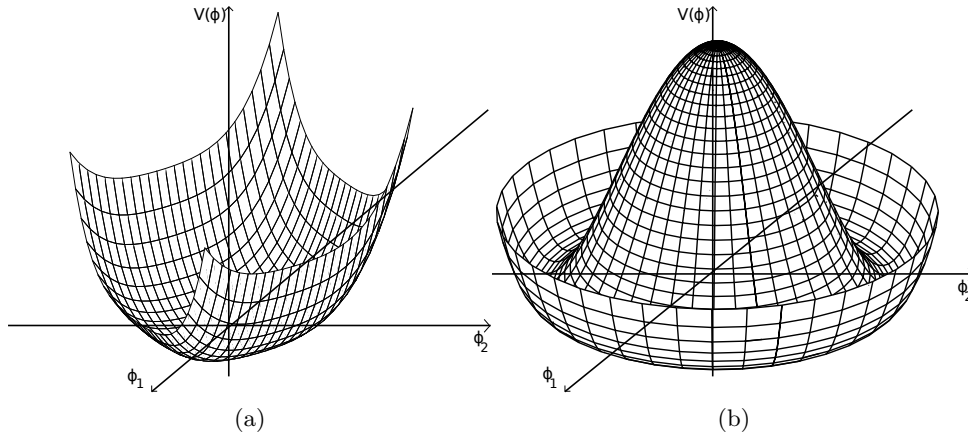


FIGURE 1.4: Forme du potentiel V à deux dimensions dans le cas $-\mu^2 > 0$ (a) et dans le cas $-\mu^2 < 0$ (b).

Les masses des bosons de jauge apparaissent en développant le champ ϕ autour de sa valeur moyenne dans le vide. Une transformation de jauge $U(x)$ de $SU(2)_L$ bien choisie permet de mettre le champ ϕ sous la forme $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$ où $h(x)$ est un champ scalaire réel qui correspond à un boson de spin 0, le boson de Higgs (H). La masse m_H de ce boson est donnée par le développement du terme lié au potentiel V :

$$m_H = \sqrt{-2v^2}. \quad (1.28)$$

Le terme $(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)$ qui fait intervenir la dérivation covariante définie par l'équation 1.18 contient les termes de masse des bosons $W^\pm$ et Z : $\frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{\mu-}$ et $\frac{1}{2} (\frac{g^2 + g'^2}{4} v^2) Z_\mu Z^\mu$. On démontre que le rapport entre la masse du Z et celle du W est $\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W$, conformément aux observations expérimentales. Par ailleurs, il n'y a pas de terme de masse pour le photon.

Les masses des fermions apparaissent en introduisant dans le Lagrangien un terme de Yukawa entre les fermions et le doublet de Higgs. Dans le cas des quarks de type up et down, ces termes s'écrivent :

$$-\lambda_u^i q_L^i \phi u_R^i - \lambda_d^i q_L^i \phi d_R^i, \quad (1.29)$$

où chaque q_L^i ($i = 1, 2, 3$) représente le doublet d'isospin faible composé de la partie gauche des deux quarks de la i ème génération et chaque u_R^i (resp. d_R^i) le singulet d'isospin faible composé du quark de type up (resp. down) de la i ème génération. Les termes de masse correspondants s'obtiennent en développant le doublet de Higgs autour de sa valeur moyenne dans le vide :

$$-\frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_u^i q_L^i u_R^i - \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_d^i q_L^i d_R^i. \quad (1.30)$$

Il est notable que dans le cas du quark top, la constante de Yukawa λ_{top} est proche de 1 : pour $v \simeq 246$ GeV déduite de mesures indépendantes, la valeur moyenne dans le vide est $\frac{v}{\sqrt{2}} \simeq 173$ GeV ce qui est très proche de la valeur mesurée expérimentalement pour la masse du top [11]. Dans le cas des leptons, les termes de masse s'écrivent de la même manière :

$$-\frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_e^i l_L^i e_R^i. \quad (1.31)$$

La différence avec les quarks est qu'aucune expérience n'a pu mettre en évidence l'existence de neutrinos droits : il n'y a donc pas de terme de masse pour les neutrinos qui sont de masse nulle dans le modèle standard.

Les termes d'interaction du champ de Higgs h avec les bosons et les fermions se déduisent naturellement de la même façon que pour les termes de masse. Le couplage entre les bosons de jauge massifs et le boson de Higgs est proportionnel au carré de la masse de ces bosons, et le couplage entre chaque fermion massif et le boson de Higgs est proportionnel à la masse de ce fermion. Pour cette raison, la masse du quark top et du boson W sont des paramètres particulièrement importants pour le calcul des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs. La figure 1.5 montre les contraintes induites par la masse du W et du quark top sur la masse du boson de Higgs, utilisant des analyses menées jusqu'en 2010 - la plage de masse possible pour le boson de Higgs a été depuis réduite par les collaborations ATLAS et CMS [14, 15].

1.2.4 La matrice CKM

La description des interactions électrofaibles donnée aux deux sections précédentes ne fait pas intervenir de couplage entre les quarks de générations différentes. Néanmoins il est possible d'introduire deux transformations unitaires agissant respectivement sur les trois quarks de type up et down :

$$u_L^i = U_u^{ij} u_L^j \quad \text{et} \quad d_L^i = U_d^{ij} d_L^j. \quad (1.32)$$

Dans ce cas, le terme d'interaction faible par courant chargé dans le Lagrangien (cf. équation 1.17) se réécrit sous la forme :

$$-\frac{g}{2\sqrt{2}} (\overline{u_L^i} \gamma^\mu V_{ij} d_L^j W_\mu^+ + \overline{d_L^j} \gamma^\mu V_{ij}^\dagger u_L^i W_\mu^-), \quad (1.33)$$

où la matrice V est définie par $V_{ij} = (U_u^\dagger U_d)_{ij}$. Il y a donc non-conservation de la saveur des quarks par courant chargé dès lors que la matrice V est non-diagonale ; c'est le cas dans le modèle standard où la matrice V est appelée matrice de CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

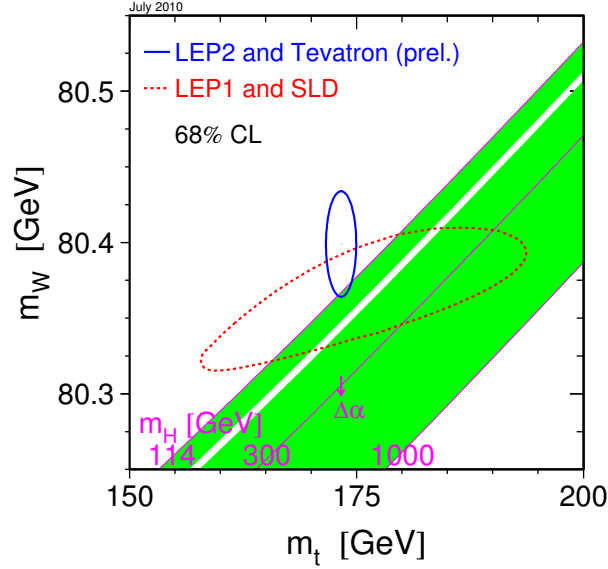


FIGURE 1.5: Contraintes sur la masse du boson de Higgs induites par la masse du W et la masse du top [13]. Le contour en pointillés donne les contraintes obtenues grâce aux données des collaborations LEP1 et SLD, le contour plein donne celles obtenues grâce aux données des collaborations LEP2 et Tevatron. La plage de masse possible pour le boson de Higgs est déduite des mesures des collaborations CDF et D0 réalisées jusqu'en 2010.

La matrice CKM possède trois paramètres réels qui sont les angles de rotation dans l'espace des saveurs et un paramètre complexe qui est responsable de la violation de CP dans le secteur des quarks. Historiquement, la troisième génération de quarks fut proposée par Kobayashi et Maskawa pour expliquer ce phénomène observé expérimentalement.

Les amplitudes des neuf termes V_{ij} de la matrice CKM peuvent être déterminés en étudiant des processus dépendants de ces amplitudes, grâce à un ajustement global de l'ensemble des mesures disponibles et en imposant les contraintes du modèle standard (comme le nombre de générations de quarks limité à 3) [10] :

$$\begin{pmatrix} 0.97428 \pm 0.00015 & 0.2253 \pm 0.0007 & 0.00347^{+0.00016}_{-0.00012} \\ 0.2252 \pm 0.0007 & 0.97345^{+0.00015}_{-0.00016} & 0.0410^{+0.0011}_{-0.0007} \\ 0.00862 \pm^{+0.00026}_{-0.00020} & 0.0403^{+0.0011}_{-0.0007} & 0.999152^{+0.000030}_{-0.000045} \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

Mesurer ces amplitudes sans imposer les contraintes du modèle standard permet de tester l'unitarité de la matrice CKM, et donc de sonder l'existence d'une quatrième famille de quarks.

1.2.5 Les limites du modèle standard

Le modèle standard laisse plusieurs questions ouvertes. En premier lieu, il est établi expérimentalement que les neutrinos ont une masse non nulle grâce à l'observation de leurs oscillations. En effet, le changement de saveur d'un neutrino au cours de sa propagation n'est possible que si ils ont une masse non nulle. Une matrice similaire à la matrice CKM pour le secteur des quarks appelée PMNS (pour Pontecorvo-Maki-Nagata-Sakagawa) contient les paramètres caractéris-

tiques de ce phénomène. Une solution pour pallier à cette incohérence du modèle standard consiste à décrire les neutrinos non pas comme des fermions de Dirac mais comme des fermions de Majorana ; dans ce dernier cas, les neutrinos seraient identifiés à leur anti-particule. Si les neutrinos ont une telle propriété, la désintégration nucléaire double β sans neutrino est autorisée ; c'est en cherchant à observer ce phénomène violant la conservation du nombre leptonique que cette ambiguïté dans la description des neutrinos pourrait être levée. Par ailleurs, des modèles de types *see-saw* introduisent des neutrinos droits de masse très élevée (par exemple de l'ordre de l'échelle de grande unification) afin d'expliquer la très faible masse des neutrinos.

Une autre lacune du modèle standard est le traitement différencié des quarks et des leptons. Des modèles dits de grande unification (GUT, *Grand Unified Theories*) permettent de décrire les quarks et les leptons sous une même représentation d'un groupe de jauge dont $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes C$ serait un sous groupe. Ces théories grandes unifiées se caractérisent par l'existence de nouvelles particules. Une classe de théories grandes unifiées sont les théories dites super-symétriques. Elles introduisent une symétrie entre les fermions et les bosons. À chaque fermion du modèle standard est associé un partenaire super-symétrique qui est un boson, et réciproquement. Ces théories permettent également d'unifier les constantes de couplage pour une certaine échelle d'énergie.

Par ailleurs, l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le modèle standard, et aucune manifestation quantique de cette interaction n'a à ce jour été observée. Cette interaction est décrite aux échelles macroscopiques par la théorie de la relativité générale, qui décrit le champ gravitationnel comme étant un tenseur de spin 2. La gravitation y est vue comme un effet de courbure de l'espace temps et non comme une interaction dans un espace-temps de Minkovski. Les modèles super-symétriques prennent en compte la gravitation mais d'autres approches sont possibles. Par exemple, les modèles de dimensions supplémentaires interprètent la faiblesse du couplage par interaction gravitationnelle est interprétée comme l'existence de dimensions supplémentaires dans lesquelles l'intensité de cette interaction est diluée. Par ailleurs, la gravitation quantique à boucles utilise la description en relativité générale comme point de départ à la quantification du champ gravitationnel.

Enfin, la recherche des nouvelles particules prédites par ces différents modèles pourrait permettre d'apporter une réponse sur la nature de la matière noire, dont l'existence est déduite des mesures sur la dynamique des galaxies mais n'a jamais été démontrée par des observations directes. Cette matière non baryonique qui semble n'interagir avec la matière ordinaire que par l'interaction gravitationnelle pourrait être constituée de nouvelles particules prédites par les différents modèles au delà du modèle standard, comme les particules massives stables interagissant faiblement prédites par des modèles super-symétriques. La figure 1.6 (resp. 1.7) donne la liste des exclusions de nouvelles particules obtenue par ATLAS jusqu'en mars 2012, pour plusieurs types de modèles non super-symétriques (resp. super-symétriques). Les mesures menées au LHC ont réduit l'espace des phases des paramètres pour de nombreux modèles.

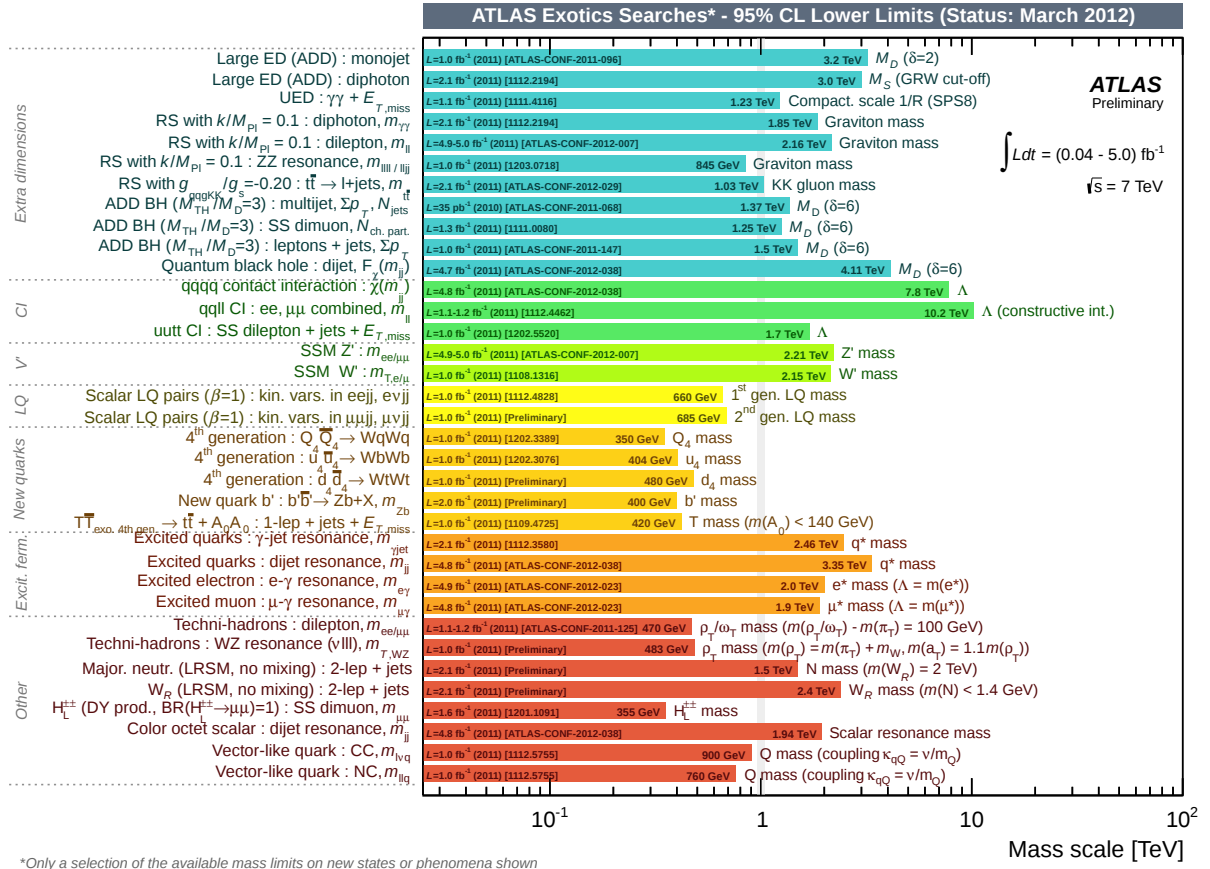


FIGURE 1.6: Liste des exclusions mises par la collaboration ATLAS jusqu'en mars 2012 sur les masses des particules prévues par différents modèles au delà du modèle standard non supersymétriques.

1.2 Le modèle standard de la physique des particules

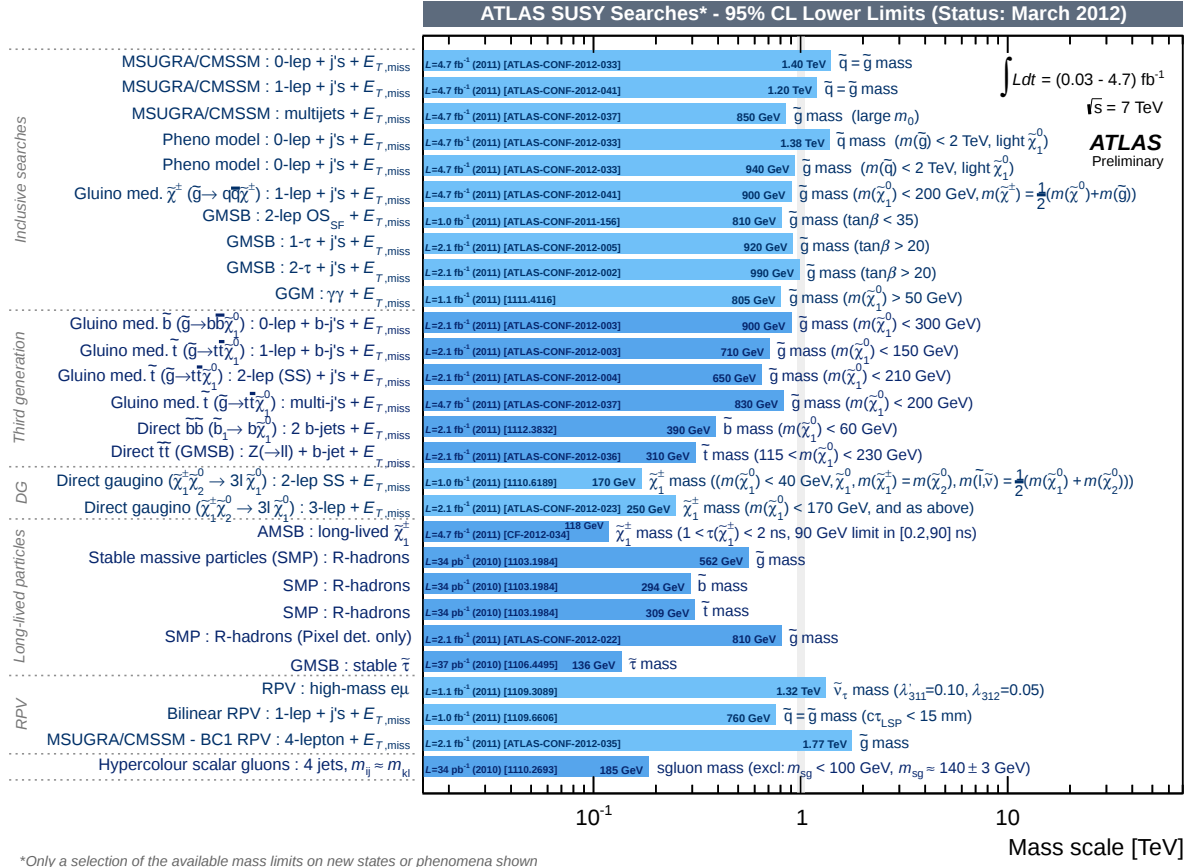


FIGURE 1.7: Liste des exclusions mises par la collaboration ATLAS jusqu'en mars 2012 sur les masses des particules prévues par différents modèles au delà du modèle standard supersymétriques.

1.3 La physique du quark top

Comme tous les quarks, le top ne peut être observé de manière directe. En revanche, il est le seul pour lequel on puisse mesurer les caractéristiques de ses produits de désintégration de façon directe car il ne s'hadronise pas, ce qui en fait un objet d'étude particulièrement intéressant.

1.3.1 Production de quark top dans un collisionneur hadronique

Le quark top est majoritairement produit par paires $t\bar{t}$ par l'interaction forte. Les protons entrant en collision sont constitués de quarks et de gluons, appelés partons. Le processus de production de paires $t\bar{t}$ fait intervenir un parton de chaque proton entrant en collision. La dynamique des partons à l'intérieur d'un proton est régie par la QCD non perturbative, contrairement à l'interaction entre les deux partons entrant en collision. Les fonctions de densité de parton donnent les densités de probabilité de trouver un parton d'un certain type emportant une fraction d'impulsion longitudinale du proton. La figure 1.8 montre les distributions des fonctions de densité de parton pour des protons en fonction de la fraction d'impulsion, pour une échelle d'énergie égale à la masse du quark top.

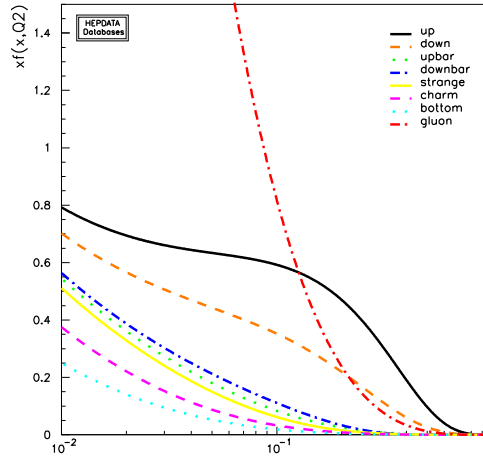


FIGURE 1.8: Fonctions de distribution de partons dans un proton résultant de l'évaluation CT10, pour une échelle d'énergie égale à la masse du top $\mu = m_t$. Le produit de la fonction de distribution et de la fraction d'impulsion $x.f(x)$ est montré en fonction de x pour chaque type de parton.

Une paire $t\bar{t}$ peut être produite lorsque l'énergie disponible lors de l'interaction entre deux partons i et j emportant des fractions d'impulsion respectives x_i et x_j est au moins égale à deux fois la masse du top, soit :

$$\sqrt{x_i x_j s} \geq 2m_t, \quad (1.35)$$

où $\sqrt{s}$ est l'énergie de la collision dans le référentiel dans le centre de masse. Considérant le cas où les deux partons emportent la même fraction d'impulsion longitudinale de leurs protons respectifs $x_i \simeq x_j$ et une valeur de s correspondant à la situation du LHC en 2010 et 2011 (i.e. $\sqrt{s} = 7$ TeV), on montre que la fraction d'impulsion doit être de l'ordre de 0.05. Pour ces valeurs de fractions d'impulsion longitudinale, les gluons dominent comme le montre la figure 1.8, par conséquent les voies de production de paires $t\bar{t}$ dominantes sont celles impliquant des gluons dans l'état initial. Les diagrammes de Feynman à l'ordre des arbres pour la production de paires $t\bar{t}$ pour des collisions proton-proton sont représentés à la figure 1.9. Le processus de création

de paires a lieu par fusion d'une paire quark anti-quark (figure 1.9a) ou bien par fusion de gluons (figures 1.9b et 1.9c). Au LHC, la fusion de gluons représente 82 % (resp. 90 %) de la production de paires $t\bar{t}$ pour $\sqrt{s} = 7$ TeV (resp. $\sqrt{s} = 14$ TeV), tandis qu'au Tevatron qui est un collisionneur $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, ce mode de production ne représente que 15 % [16, 17].

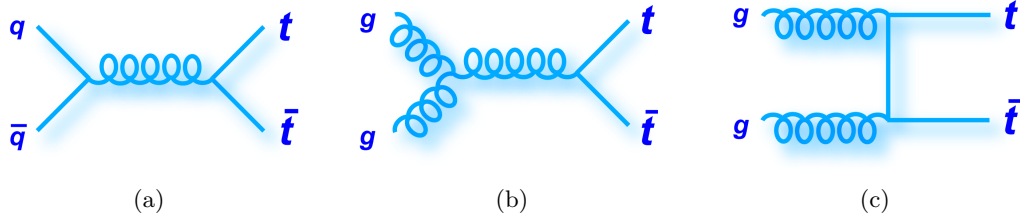


FIGURE 1.9: Diagrammes de Feynman pour la production de paires $t\bar{t}$ à l'ordre des arbres par fusion de paire de quarks (a) et par fusion de gluons (b), (c).

Le quark top peut également être produit individuellement par l'interaction faible. On parle de production de quark top célibataire, ou *single top*. La figure 1.10 montre les diagrammes de Feynman de production de quark top célibataire à l'ordre des arbres. On distingue le mode de production par la voie s (figures 1.10a), par la voie t (figures 1.10b et 1.10c) et par production associée Wt (figures 1.10d et 1.10e).

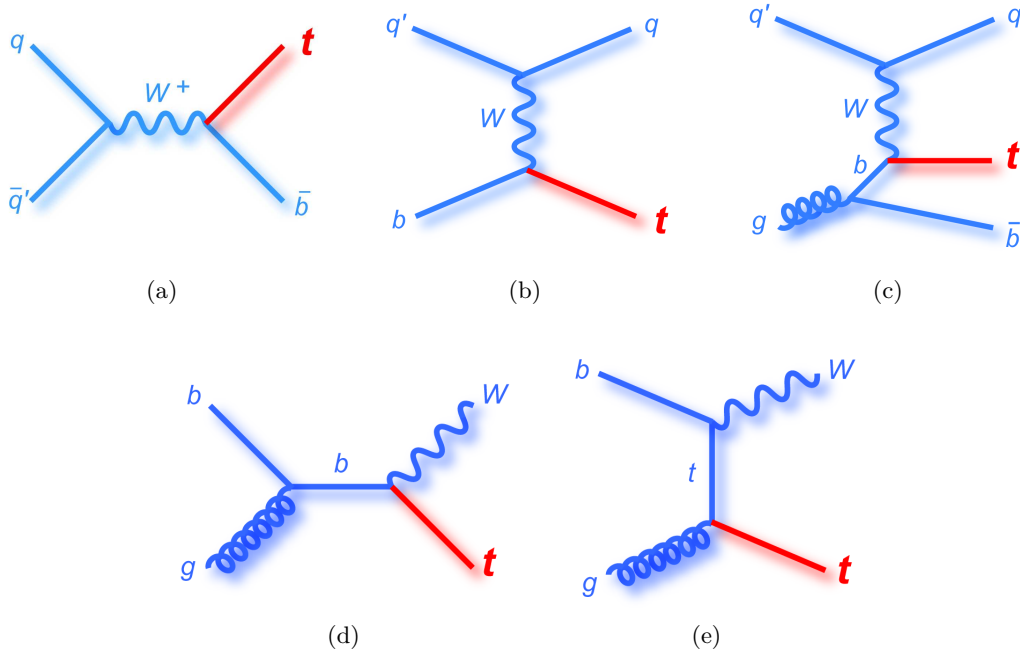


FIGURE 1.10: Diagrammes de Feynman pour la production de quark top célibataire à l'ordre des arbres dans la voie s (a), dans la voie t (b), (c) et par production associée Wt (d), (e).

La table 1.4 donne les sections efficaces attendues pour les processus de production de quark top célibataire. La voie s est celle pour laquelle la section efficace est la plus faible, car le W virtuel est fortement hors couche de masse.

Voie	Section efficace attendue
s	4.6 ± 0.2 pb
t	$64.6^{+2.6}_{-1.7}$ pb
Wt	15.7 ± 1.2 pb

TABLE 1.4: Section efficaces attendues pour les processus single-top pour une énergie de 7 TeV dans le référentiel du centre de masse, pour la voie s [18], pour la voie t [19] et pour la production associée Wt [20].

1.3.2 Désintégration du quark top

En raison de sa masse qui est plus élevée que toutes les autres particules élémentaires connues, le quark top est le seul quark à pouvoir se désintégrer en produisant un boson W sur sa couche de masse, pas interaction faible. Par ailleurs, sa durée de vie est environ 20 fois plus faible que l'échelle de temps typique de l'interaction forte, donc il ne s'hadronise pas contrairement aux autres quarks. La désintégration du quark top a lieu via $t \rightarrow Wb$ dans plus de 99 % des cas, les autres modes de désintégrations étant $t \rightarrow Ws$ et $t \rightarrow Wd$. Ceci est dû à la valeur de l'élément V_{tb} de la matrice CKM, dont la valeur de la norme est supérieure à 0.999 [10] si l'on impose les contraintes du modèle standard (3 générations de quarks). Les produits de désintégrations d'un quark top sont donc déterminés par le W qui se désintègre par voie leptonique dans un tiers des cas. Une description plus complète de la topologie des événements $t\bar{t}$ est donnée à la section 6.1.1.

1.3.3 Quelques propriétés du quark top

1.3.3.1 Masse du quark top

La masse du quark top est un paramètre fondamental du modèle standard car il entre en compte dans le calcul des corrections radiatives pour divers processus et en particulier pour la production du boson de Higgs. En effet, la valeur élevée de cette masse implique un couplage fort avec le champ de Higgs. Le quark top est la seule particule élémentaire du modèle standard qui est plus massif que le boson de Higgs - en tenant compte des prédictions sur la masse de celui-ci. De plus sa masse est à peu près égale à la valeur moyenne dans le vide résultant de la brisure spontanée de symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, ce qui suggère que le top puisse jouer un rôle particulier dans ce processus. Par exemple, dans les modèles de type top-color une résonance $t\bar{t}$ joue le rôle du boson de Higgs ; la recherche de telles résonances est l'un des objectifs de recherches pour l'expérience ATLAS [21].

La masse du quark top est mesurée grâce aux événements $t\bar{t}$ par les collaborations CDF et D0 [11], avec une incertitude inférieure à 1 % :

$$m_{\text{top}} = 173.2 \pm 0.9 \text{ GeV}. \quad (1.36)$$

Une ambiguïté existe sur la définition de cette masse. On distingue la masse au pôle qui entre en compte dans l'expression du Lagrangien du modèle standard et la masse renormalisée, qui tient compte des corrections radiatives et dépend de l'échelle de renormalisation [17, 22, 23]. La masse du quark top mesurée est en général interprétée comme la masse au pôle.

1.3.3.2 Quelques propriétés des événements single-top

Les événements single-top ont été mis en évidence pour la première fois en 2009 par les collaborations CDF et D0 dans des collisions proton-antiproton à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [24, 25]. La section efficace pour l'ensemble de ces processus est environ 25 fois plus grande au LHC à $\sqrt{s} = 7$ TeV qu'au Tevatron [26]. En particulier la section efficace attendue pour la production associée Wt est plus de 100 fois plus grande, ce qui devrait permettre l'observation de ce canal au LHC [27].

Les événements single-top donnent accès à la polarisation du boson W issu de sa désintégration. Une telle mesure a été réalisée par la collaboration ATLAS en 2011 [28].

De plus, pour les collisionneurs proton-proton, les processus de fusion de quarks font intervenir obligatoirement un anti-quark de la mer, contrairement au cas des collisionneurs proton-antiproton, où deux quarks de valence peuvent intervenir. Pour cette raison, les voies s et t de production de quark top célibataires présentent une asymétrie de charge en raison de la contribution des quarks de valence. Le rapport attendu entre la section efficace attendue pour la production d'un t et d'un $\bar{t}$ est d'environ 2.2 pour la voie s et 1.9 pour la voie t [18, 19]. La valeur mesurée de ce facteur d'asymétrie dans la voie t effectuée par la collaboration ATLAS avec l'intégralité des données collectées en 2011 donne une valeur compatible avec la valeur attendue [29].

1.3.3.3 Quelques propriétés des événements $t\bar{t}$

La valeur de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ peut être prédite grâce à des calculs théoriques approchés, dont une présentation est donnée à la section 6.1.3. Les dernières prédictions donnent la valeur $\sigma_{t\bar{t}} = 166.78^{+16.5}_{-17.8}$ pb pour $\sqrt{s} = 7$ TeV. La figure 1.11 montre la variation de la section efficace en fonction de l'énergie dans le référentiel du centre de masse pour un collisionneur proton-proton. Une mesure précise de la valeur de la section efficace

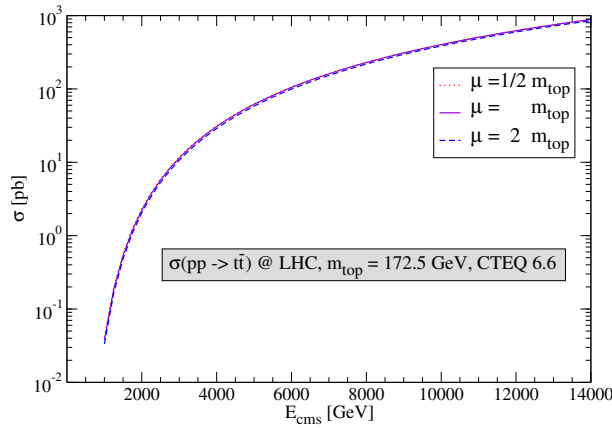


FIGURE 1.11: Section efficace de production de paire $t\bar{t}$ pour des collisions proton-proton en fonction de l'énergie dans le référentiel du centre de masse, calculée à l'ordre NNLO approchée pour une masse $m_t = 172.5$ GeV et pour différentes échelles de renormalisation, comme indiqué dans la référence [30].

pourrait permettre de faire apparaître une déviation par rapport aux prédictions, ce qui serait une manifestation indirecte de processus au delà du modèle standard. Par ailleurs, plusieurs méthodes de mesure de la masse du top dépendent de la mesure de la section efficace [31, 32, 33].

Le chapitre 8 a pour objet la mesure de cette section efficace à partir des données collectées en 2011.

Une propriété des événements $t\bar{t}$ observable au LHC est la corrélation de spin entre le t et le $\bar{t}$. Comme le top ne forme pas de résonance avant de se désintégrer, l'information sur le spin de ce quark est accessible grâce aux distributions angulaires de ses produits de désintégration, contrairement au cas des autres quarks où la corrélation est perdue du fait de l'hadronisation. La mesure réalisée par la collaboration ATLAS avec une fraction des données collectées en 2011 est compatible avec les prédictions théoriques [34].

Enfin, contrairement aux événements single-top, les processus $t\bar{t}$ produisent autant de t que de $\bar{t}$. Néanmoins la section efficace différentielle de production présente une asymétrie de charge en fonction de la différence de rapidité du t et du $\bar{t}$. Cette asymétrie est due aux interférences entre le diagramme de production $t\bar{t}$ par fusion de quarks à l'ordre des arbres (cf. figure 1.9a) et des diagrammes à des ordres supérieurs [35]. Une mesure des observables relatives à cette asymétrie a été réalisée par la collaboration ATLAS grâce à l'intégralité des données collectées en 2011 et les résultats obtenus sont compatibles avec les prédictions dans le cadre du modèle standard. Cette étude détaillée dans la référence [36] utilise notamment l'estimation des événements contenant des faux leptons dans l'état final réalisée pour la collaboration dans le cadre de cette thèse (cf. chapitre 7).

Chapitre 2

L'expérience Atlas

ÉVÈNEMENT ou ÉVÉNEMENT n. m. XVe siècle.

Dérivé savant, sur le modèle d'avènement, du latin evenire, « sortir, se produire », de venire, « venir ».

Dictionnaire de l'Académie française, neuvième édition.

Sommaire

2.1	Le LHC	26
2.1.1	Motivation	26
2.1.2	Structure du LHC	27
2.1.3	Caractéristiques du LHC	29
2.1.4	Opération du LHC depuis 2008	31
2.1.5	Les expériences auprès du LHC	34
2.2	Le détecteur Atlas	35
2.2.1	Système de coordonnées	36
2.2.2	Le trajectographe interne	37
2.2.2.1	Le détecteur à pixels	37
2.2.2.2	Le trajectographe à micro-pistes de silicium	37
2.2.2.3	Le trajectographe à rayonnement de transition	38
2.2.2.4	Performance attendue pour la mesure de l'impulsion	39
2.2.3	Les calorimètres	39
2.2.3.1	Les calorimètres à argon liquide	40
2.2.3.2	Le calorimètre à tuiles	40
2.2.3.3	Performance attendue pour la mesure de l'énergie	41
2.2.4	Les spectromètres à muons	41
2.2.4.1	Les chambres utilisées pour la détection des muons	41
2.2.4.2	Les chambres utilisées pour le déclenchement avec les muons	42
2.2.4.3	Performance attendue pour la mesure de l'impulsion	42
2.2.5	Les luminomètres	42
2.3	Le déclenchement, l'acquisition et le suivi de qualité	44
2.3.1	La prise de données	44
2.3.2	Le système de déclenchement	45

2.3.3	L'acquisition des données	46
2.3.4	Le suivi de qualité	47
2.4	Le modèle de calcul d'Atlas	48
2.4.1	Environnement logiciel	48
2.4.2	La reconstruction des données	48
2.4.3	Moyens de calcul et de stockage	49

L'expérience ATLAS est une collaboration internationale regroupant plus de 3000 physiciens et ingénieurs dont environ 1000 étudiants, provenant de 174 laboratoires de 38 pays. En France, six laboratoires de l'IN2P3 et un département du CEA sont impliqués dans ce projet. Cette expérience est installée auprès du collisionneur de protons LHC. La conception et la construction du détecteur ATLAS fut réalisée à partir de la fin des années 1980 jusqu'au début des années 2000. L'objectif scientifique de cette expérience est de répondre à certaines des grandes questions en physique des particules laissées ouvertes par les expériences de la génération précédente (cf. chapitre 1).

Dans ce chapitre sont décrites les caractéristiques principales du LHC. Puis, une description simplifiée du détecteur ATLAS est donnée. Enfin, le formatage et la production des données sont présentés ainsi que le modèle de calcul de l'expérience ATLAS.

2.1 Le LHC

Le *Large Hadron Collider* (LHC) est un accélérateur de particules circulaire utilisant la technologie supraconductrice situé au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) à la frontière Franco-Suisse, près de Genève [37]. Utilisé pour réaliser des collisions entre des protons mais aussi entre des ions de plomb, il est construit à 100 m sous la surface dans le tunnel qui abrita le LEP (*Large Electron Positron collider*), en service de 1989 à 2000. L'énergie des collisions dans le référentiel du centre de masse qui était de 7 TeV en 2010 et 2011 a atteint 8 TeV en 2012, tandis que la luminosité instantanée a dépassé $5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ cette même année, ce qui constitue à double titre un record pour un collisionneur hadronique.

2.1.1 Motivation

Le LHC succède à plusieurs générations de collisionneurs qui ont permis de valider la description de la matière et de ses interactions par le modèle standard. Le but de cet accélérateur est d'une part de valider ce modèle aux nouvelles énergies étudiées mais surtout de découvrir - ou d'exclure - le boson de Higgs ou tout autre particule permettant de comprendre le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, et plus généralement de mettre en évidence de nouveaux processus. Les nouvelles particules prédites par les modèles au delà du modèle standard ont généralement des masses plus grandes que l'ensemble des particules élémentaires découvertes à ce jour. Des collisionneurs fonctionnant avec une énergie dans le centre de masse et une luminosité instantanée de plus en plus élevées sont donc nécessaires à l'avancement des connaissances dans ce domaine. Au delà des énergies du LEP, le rayonnement synchrotron pour les collisions e^+e^- limite l'utilisation de collisionneurs circulaires compte tenu des contraintes technologiques et budgétaires. C'est pourquoi le principe de l'utilisation du tunnel construit pour le LEP pour réaliser des collisions hadroniques fut étudié dès 1984 [38]. Les pertes d'énergie d'une particule relativiste dues au rayonnement synchrotron sont en effet proportionnelles à l'inverse de sa masse à la puissance 4. Ce projet fut définitivement accepté et sa mise en œuvre put débuter dès l'arrêt du LEP en 2000.

Les précédents collisionneurs hadroniques réalisaient des collisions proton-antiproton. Le SPS (*Super Proton Synchrotron*) au CERN, avec une énergie par faisceau de 450 GeV soit $\sqrt{s} = 0.9$ TeV a permis la découverte des bosons $W^\pm$ et Z^0 en 1983. Le Tevatron à Fermilab (Chicago), fournissant des collision à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV jusqu'en septembre 2011, a permis la découverte du quark top en 1995, étant à l'époque le seul accélérateur d'énergie suffisante pour produire des paires $t\bar{t}$. Les collisions proton-proton furent néanmoins préférées pour le LHC en raison de la difficulté de produire un taux d'antiprotons suffisant : la luminosité au LHC aurait été environ 100 fois plus faible avec des collisions proton-antiproton. Les collisions de particules de même charge rendent nécessaire l'utilisation de deux anneaux indépendants avec des aimants dipolaires de polarité opposées situés dans ces cryostats séparés, ce qui constitue un inconvénient en raison du coût d'un tel dispositif. Ce problème fut contourné grâce à la mise au point d'aimants dipolaires spéciaux autour des deux tubes à vide mais baignant dans un seul cryostat (cf. section 2.1.2).

Par opposition aux collisions e^+e^- , les collisions proton-proton mettent en jeux des particules composites dans l'état initial. Par conséquent le processus d'interaction inélastique d'intérêt (dit processus dur) est accompagné de la production d'un ensemble de particules : on parle d'évènement sous-jacent, ce qui limite la possibilité de réaliser des mesures de précision. De plus, pour chaque collision l'énergie disponible pour le processus dur n'est pas connue car l'impulsion du proton est répartie entre les partons. L'énergie en jeu n'étant pas constante donne néanmoins accès à un grand éventail de possibilités de découvertes.

2.1.2 Structure du LHC

Avant d'entrer en collision au sein des détecteurs, les protons du LHC sont produits puis accélérés par un réseau d'accélérateurs existant antérieurement à la mise en service du LHC. Comme pour la plupart des collisionneurs actuels, les deux faisceaux de protons du LHC ne sont pas continus mais une succession (trains) de paquets (*bunches*) de protons. Les protons sont produits à partir d'hydrogène gazeux ionisé et sont accélérés dans un premier temps à 750 keV. Ils sont ensuite accélérés par un accélérateur linéaire, le LINAC 2, pour atteindre une énergie de 50 MeV. Puis, ils entrent dans le PSB (*Proton Synchrotron Booster*) où ils sont accélérés jusqu'à 1.4 GeV. Les protons sont ensuite injectés dans le PS (*Proton Synchrotron*) où les paquets sont formés et accélérés jusqu'à 26 GeV, avant d'être injectés dans le SPS (*Super Proton Synchrotron*) qui les accélère à 450 GeV. Les paquets sont finalement injectés dans le LHC en deux endroits, formant deux faisceaux circulant en sens inverse. Le LHC accélère ensuite les paquets à l'aide des cavités radiofréquence, leur faisant atteindre leur énergie finale. L'énergie acquise par les protons à chaque tour est de 485 keV.

La figure 2.1 est un schéma du système d'accélérateurs du CERN et montre la taille de ces accélérateurs ainsi que la nature des particules qu'ils accélèrent. Le LHC est également un collisionneur d'ions plomb. Les ions sont produits puis accélérés selon une chaîne d'accélérateurs spécifiques avant d'être injectés dans le PS puis le SPS et enfin le LHC. Les différents accélérateurs utilisés pour le LHC sont utilisés pour d'autres programmes de physique, fournissant notamment des collisions sur cible fixe utiles pour des expériences de physique hadronique (COMPASS, NA61/SHINE), des faisceaux de neutrinos (CGNS) ou d'ions lourds pour des expériences de physique nucléaire (ISOLDE).

Le LHC est constitué d'une succession de 1232 électroaimants dipolaires conçus pour permettre la circulation des deux faisceaux de protons en sens inverse. La figure 2.2 montre un schéma technique d'un dipôle du LHC. Les deux tubes à vide sont entourés chacun d'un électroaimant constitué d'un alliage Nbi supraconducteur refroidi par de l'hélium superfluide à une

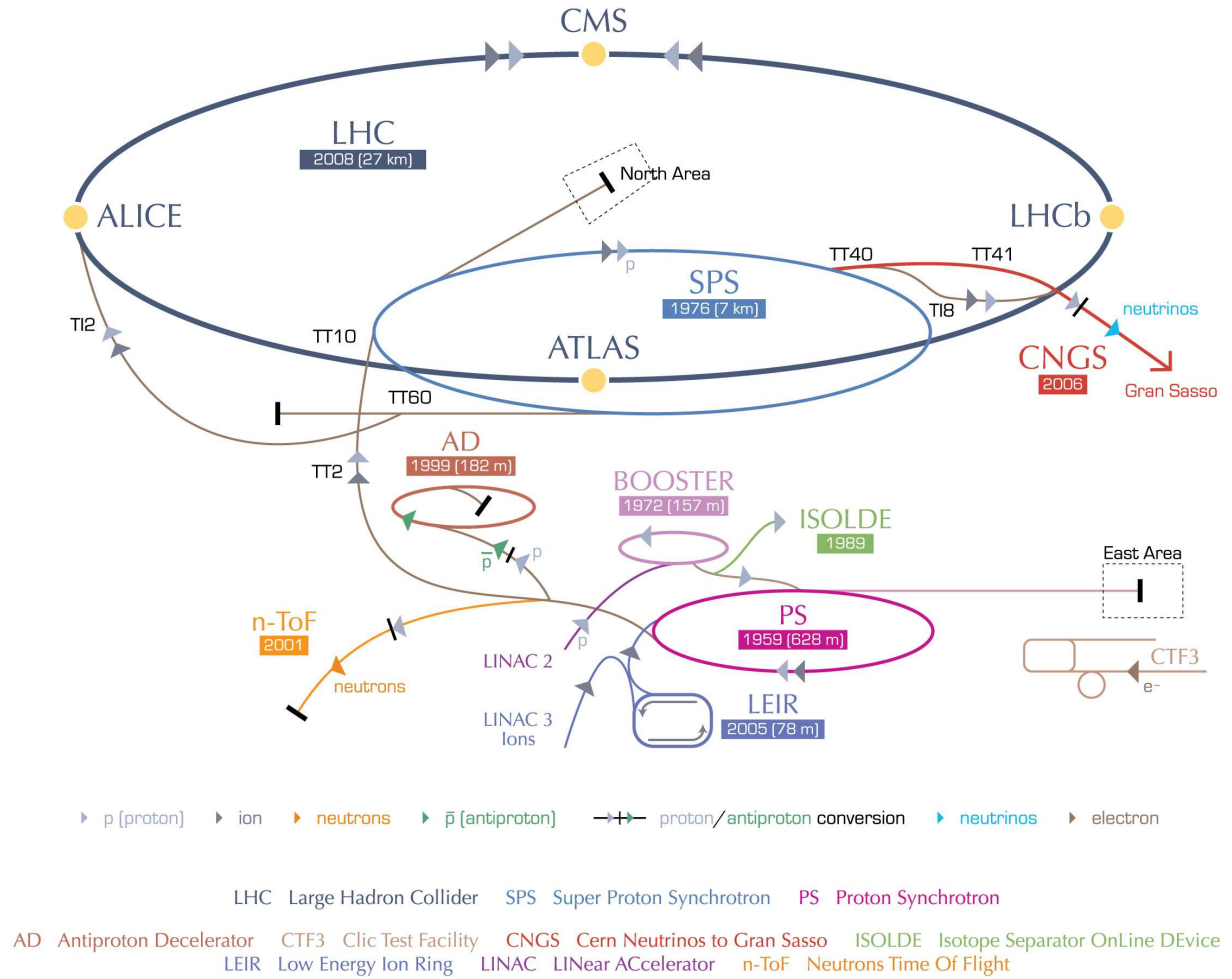


FIGURE 2.1: Complexe des accélérateurs du CERN. La date de mise en service des accélérateurs est indiquée. Les protons circulant dans le LHC sont d'abord accélérés dans le LINAC 2, puis dans le booster, puis dans le PS, puis dans le SPS, puis enfin dans le LHC.

température de 1.9 K et sont situés dans le même cryostat. Le champ magnétique maximal est de 8.4 T pour une intensité de courant électrique pouvant atteindre 12 kA, dans les conditions nominales. D'autres aimants sont présents pour focaliser les faisceaux et corriger leurs déviations.

Le LHC est divisé en huit sections rectilignes ou *octants* dédiées à différents usages. La figure 2.3 est un schéma de ces huit octants montrant en particulier l'emplacement des quatre détecteurs. Les octants 1 et 5 contiennent chacun un point de croisement des faisceaux (points 1 et 5) où sont situés les détecteurs ATLAS et CMS respectivement. Les octants 2 et 8 contiennent un point de croisement des faisceaux (point 2 et 8) où sont situés les détecteurs ALICE et LHCb respectivement ; en ces octants sont injectés les faisceaux circulant respectivement dans le sens horaire et trigonométrique. Les octants 3 et 7 contiennent chacun un système d'aimants et de collimateurs permettant de réaliser le nettoyage des faisceaux pour éliminer les protons ayant une trop grande dispersion d'impulsion ou dont la trajectoire s'éloigne trop de l'orbite nominale du LHC. Les deux systèmes de cavités radiofréquence (RF) - un pour chacun des deux faisceaux - sont situés dans l'octant 4. L'octant 6 est dédié aux deux systèmes d'évacuation des faisceaux, permettant de protéger le LHC et les expériences.

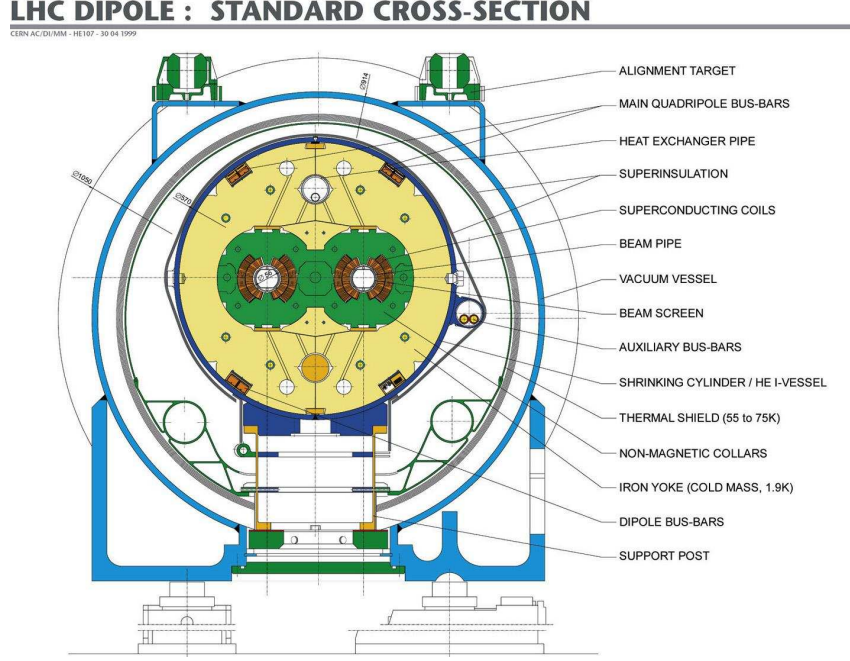


FIGURE 2.2: Schéma en coupe transverse d'un dipole du LHC.

2.1.3 Caractéristiques du LHC

Le LHC est conçu pour fournir des collisions proton-proton à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 14 TeV, même si celles utilisées dans le cadre de cette thèse ont eu lieu avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 7 TeV. Cette énergie est limitée par l'intensité maximale du courant électrique que peuvent subir les bobines supraconductrices des électroaimants dipolaires. En effet le champ magnétique nécessaire pour maintenir les protons sur orbite est d'autant plus intense que leur énergie est grande. L'énergie de chacun des faisceaux au sortir du SPS est de 450 GeV, ce qui permet au LHC de produire des collisions à $\sqrt{s} = 0.9$ TeV sans accélération supplémentaire.

Une autre caractéristique importante du LHC est sa luminosité, qui sera jusqu'à environ 1000 fois plus grande que celle des machines de ce type l'ayant précédé. Le nombre d'occurrences d'un processus physique donné par unité de temps lors de collisions peut se décomposer sous la forme suivante :

$$n = \mathcal{L}\sigma \quad (2.1)$$

où le terme σ est la section efficace du processus et caractérise l'interaction donnant lieu à ce processus physique tandis que le terme $\mathcal{L}$ est la luminosité de la machine et dépend uniquement des caractéristiques des faisceaux entrant en collision. On parle de luminosité intégrée sur une période donnée pour désigner la grandeur $L = \int \mathcal{L} dt$ et par opposition de luminosité instantanée pour désigner $\mathcal{L}$. La section efficace des processus physiques que l'on cherche à mettre en évidence au LHC est très faible, c'est pourquoi une luminosité très élevée est requise. Pour un collisionneur symétrique à trains de paquets de protons, la luminosité instantanée $\mathcal{L}$ est donnée par l'équation suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.2)$$

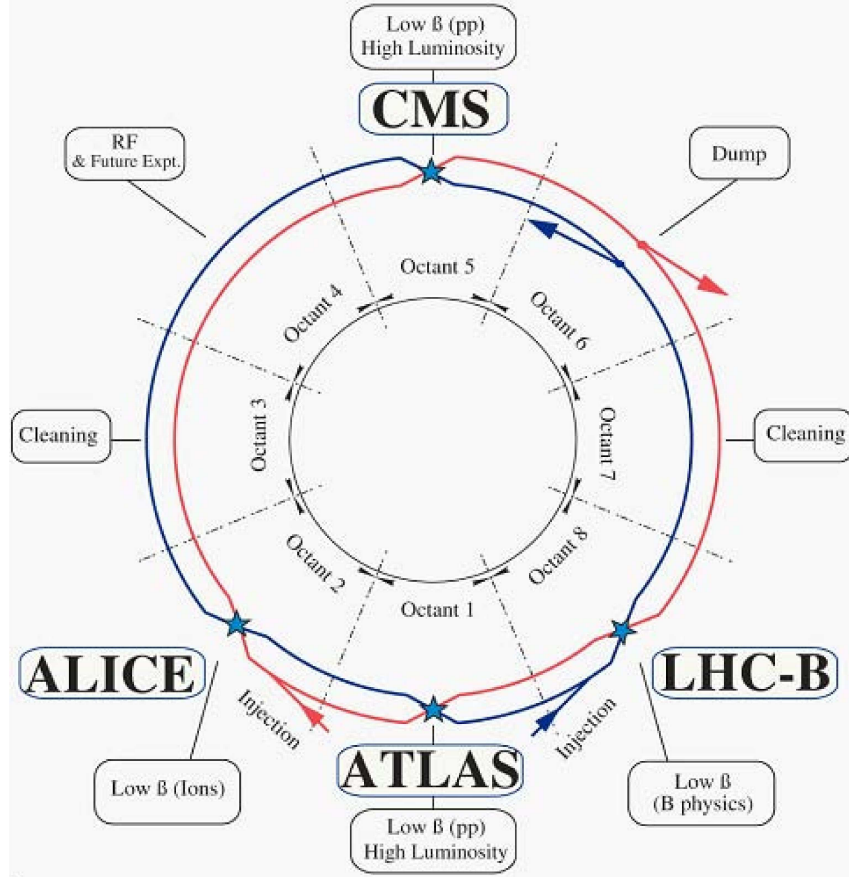


FIGURE 2.3: Schéma du LHC montrant les deux faisceaux se croisant aux quatre points de collisions correspondant aux quatre détecteurs. La séparation du LHC en huit secteurs est indiquée.

où sont considérés des faisceaux gaussiens et de mêmes largeurs dans les deux directions transverses x et y . Dans l'équation 2.2, les paramètres sont le nombre N_b de protons par paquet, le nombre n_b de paquets par faisceau, la fréquence f_{rev} de révolution des paquets (i.e. le nombre de tours par unité de temps), le facteur de Lorentz γ_r , l'émittance transverse normalisée des faisceaux ϵ_n , la valeur β^* de la fonction β au point de collision et le facteur F de réduction de luminosité géométrique due à l'angle de croisement entre les faisceaux au point de collision. La fonction β caractérise l'amplitude des oscillations des protons autour de l'orbite nominale du LHC et l'émittance transverse normalisée la dispersion dans le plan transverse des protons. Le facteur F est donné par :

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2.3)$$

où θ_c est l'angle de croisement des faisceaux, σ_z la taille longitudinale moyenne des paquets et σ^* leur taille transverse moyenne. L'angle de croisement est dû au fait que les faisceaux circulent parallèlement l'un à l'autre, et la réduction de luminosité est une conséquence du caractère non frontale des collisions entre les paquets.

La table 2.1 donne les paramètres principaux du LHC. Le LHC est conçu pour atteindre une luminosité instantanée de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cela sera réalisé grâce à un nombre de paquets de protons de 2808, d'un nombre de protons par paquets de l'ordre de 10^{11} et une séparation temporelle de 25ns, soit un espacement de 7.5 m entre les paquets. À chaque croisement de

	2010-2011	nominal
Énergie des faisceaux [TeV]	7	14
Champ magnétique dipolaire [T]	4.2	8.4
Luminosité instantanée [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	2×10^{32} (2010) - 3.65×10^{33} (2011)	10^{34}
Facteur γ relativiste	3730	7461
Nombre de paquets	jusqu'à 368	2808
Espacement temporel des paquets [ns]	≥ 150 (2010) - ≥ 50 (2011)	25
Nombre de protons par paquets	$1.2 \cdot 10^{11}$	$1.15 \cdot 10^{11}$
Rayon moyen [μm]	de 40 à 100 en 2010	16.6
Longueur moyenne des paquets [cm]	de 3.5 à 6.0	7.55
Angle de croisement [μrad]	200	300
Durée de vie [h]	6 en moyenne, jusqu'à 26 en 2011	22

TABLE 2.1: Principaux paramètres des faisceaux du LHC pour les conditions de fonctionnement en 2010 et 2011, et pour les conditions de fonctionnement nominales.

paquets plusieurs interactions proton-proton peuvent avoir lieu : on parle d'évènements d'empilement (*pile-up*). Le nombre moyen d'évènements d'empilement attendu par croisement de paquets dans les conditions nominales est de l'ordre de 25, et le détecteur ATLAS est conçu pour en réduire l'impact sur les analyses de physique.

En plus des processus physiques présentant un intérêt, des collisions mettant en jeu des interactions bien connues auront lieu, avec des sections efficaces jusqu'à 10^9 fois plus grandes. La section efficace d'interaction inélastique non diffractive au LHC dans les conditions nominales de fonctionnement est estimée à 70 mb, et la fréquence moyenne d'interaction attendue est de l'ordre de 10^9 Hz. Les collisions peuvent être des collisions "molles", dites de biais minimum (*minimum bias*), résultant d'interactions à longue distance entre les protons et produisant des particules avec une grande impulsion longitudinale, ou bien des collisions frontales, dues aux interactions à courte portée et produisant des particules avec une importante impulsion transverse. Dans ce deuxième cas l'interaction "dure" entre les partons des deux protons peut aboutir à la création de particules massives, qu'elles soient connues comme le quark top ou les bosons W et Z ou bien hypothétiques comme le boson de Higgs. Néanmoins ce type de collisions est largement dominé par la production de jets résultant de la fragmentation de quarks et de gluons par interaction forte, c'est pourquoi l'étude de canaux de désintégrations de ces particules massives avec des leptons ou des photons dans l'état final est souvent privilégiée par rapport à l'étude de canaux de désintégrations hadroniques.

2.1.4 Opération du LHC depuis 2008

L'incident de 2008

La mise en service du LHC a débuté avec la circulation dans chaque sens de faisceaux de protons de 450 GeV le 10 septembre 2008. Le 19 septembre, après plusieurs jours dédiés à divers réglages, un incident est survenu lors de la montée en énergie des faisceaux. L'existence d'une résistivité anormalement élevée à une jonction entre deux aimants a provoqué l'apparition d'une tension de 1 V lors de la montée en intensité du courant dans les bobines de l'électroaimant concerné, pour une intensité de 9 kA. Cette résistance anormale a provoqué la formation d'un arc électrique qui a perforé l'enceinte de confinement de l'hélium qui s'est déversé dans le vide d'isolation du cryostat, entraînant la dégradation de 53 aimants dans les octants 3 et 4 [39, 40].

Une période de réparation de plus d'un an fut nécessaire avant de pouvoir démarrer les collisions en novembre 2009. Durant cette période des mesures de résistance des jonctions du même type que celle ayant fait défaut ont été effectuées, mais ces mesures n'ont pu être réalisées que pour une fraction seulement des aimants car devant être réalisées après remontée de la température des circuits. Pour les aimants ayant été maintenus à la température de l'hélium superfluide, des extrapolations ont été réalisées à partir des mesures de résistances à froid. Les résultats des inspections effectuées au cours de cette année de délai ont contraint à reporter les collisions à $\sqrt{s} = 14$ TeV après une période de plus d'un an à compter de décembre 2012, durant laquelle une inspection complète de tous les aimants sera réalisée.

Le démarrage en 2009

Les premières collisions à $\sqrt{s} = 0.9$ TeV ont été réalisées le 23 novembre 2009. Puis, l'énergie fut portée pendant quelques jours à la valeur record de $\sqrt{s} = 2.76$ TeV jusqu'à la fin du mois de décembre 2009, marquant l'arrêt du LHC pendant l'hiver.

En 2010

Les premières collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV ont eu lieu le 20 mars 2010, après quelques semaines de mise en service. La luminosité instantanée délivrée par le LHC pour les collisions proton-proton crût de façon presque exponentielle au cours de l'année 2010, passant de $\mathcal{L} \simeq 10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à $\mathcal{L} = 2.1 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, grâce notamment à l'augmentation du nombre de paquets par faisceau - passant de 1 à 36 - ou la diminution du paramètre β^* . La figure 2.4 montre la luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2010 en fonction du temps. Les données enregistrées par ATLAS au cours de l'année 2010 correspondent à une luminosité intégrée de 45 pb^{-1} . Le mois de novembre fut consacré aux collisions plomb-plomb avec une énergie dans le référentiel du centre de masse par nucléon $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, permettant la collecte de données correspondant à une luminosité intégrée de $9.17 \mu\text{b}^{-1}$.

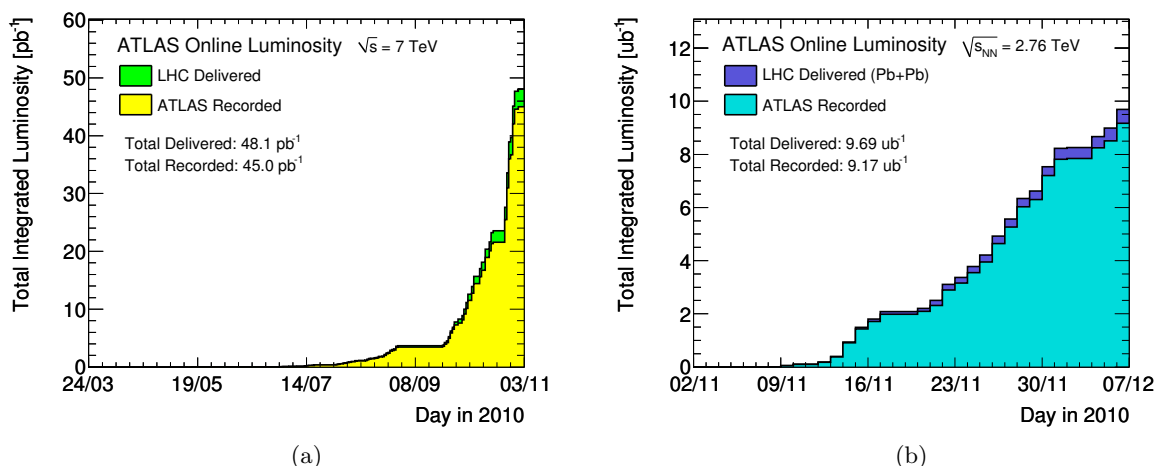


FIGURE 2.4: Luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2010 en fonction du temps pour les collisions proton-proton (a) et pour les collisions plomb-plomb (b).

En 2011

En 2011, le LHC a également produit des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, la luminosité atteignant $\mathcal{L} = 3.65 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ fin novembre 2011. Le nombre de paquets par faisceaux a atteint 1331 à la fin de l'année 2011. Par ailleurs, l'espacement entre les paquets fut de 50 ns - contre au minimum 150 ns en 2010. La figure 2.5 montre la luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2011 en fonction du temps. Les données enregistrées par ATLAS au cours de l'année 2011 correspondent à une luminosité intégrée de 5.25 fb^{-1} . Les données collectées au mois de novembre pour les collisions plomb-plomb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV correspondent à une luminosité intégrée de $158 \mu\text{b}^{-1}$.

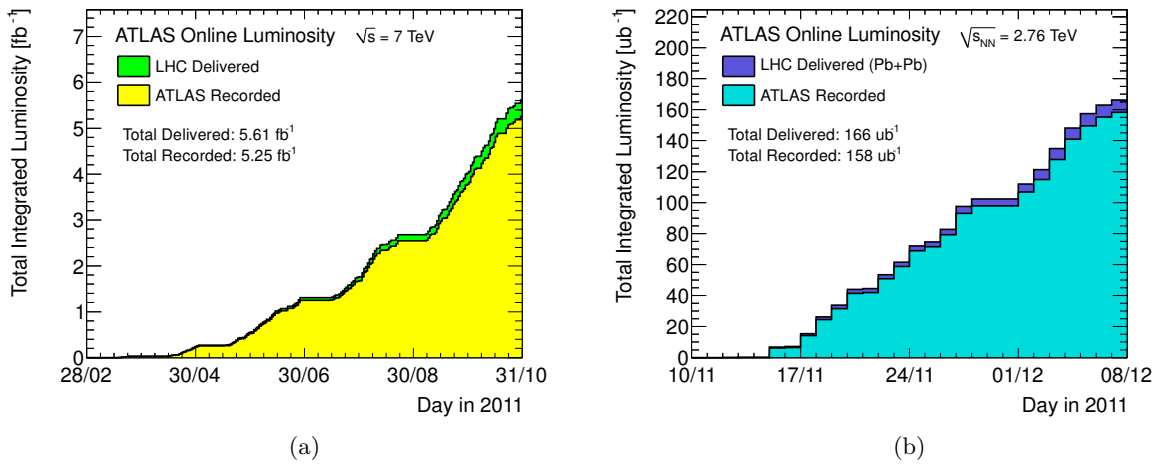


FIGURE 2.5: Luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS en 2011 en fonction du temps pour les collisions proton-proton (a) et pour les collisions plomb-plomb (b).

L'augmentation de la luminosité instantanée vint de pair avec l'augmentation du nombre moyen d'interactions par croisement de paquet $\langle \mu \rangle$. La figure 2.6 montre la distribution de $\langle \mu \rangle$ au cours de l'année 2011. La distribution est montrée pour les événements enregistrés avant

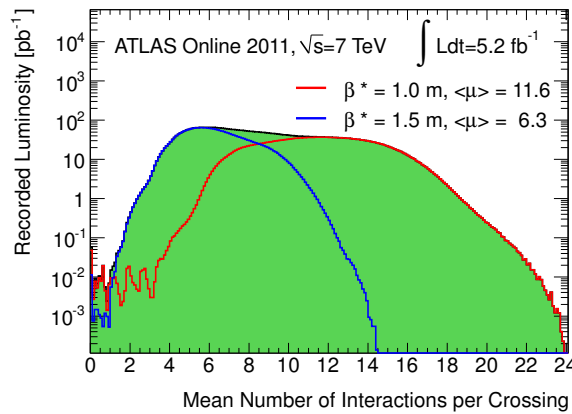


FIGURE 2.6: Nombre moyen d'interactions par croisement de paquets de protons en 2011. Les distributions sont normalisées à la luminosité intégrée.

et après un arrêt technique de septembre qui a vu le paramètre β^* passer de 1.5 m à 1.0 m.

Le nombre moyen d'interactions par croisement fut presque doublé après ce arrêt technique, passant de 6.3 à 11.6, alors qu'il était inférieur à 2 en 2010.

En 2012

Pendant l'année 2012, le LHC délivre des collisions à $\sqrt{s} = 8$ TeV. La décision d'augmenter l'énergie des faisceaux fut prise en tenant compte des contraintes de sûreté d'une part et de l'augmentation de la section efficace des processus physiques d'autre part - en particulier de la production de boson de Higgs. La figure 2.7 montre la luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS jusqu'au 12 mai 2012 en fonction du temps. La luminosité intégrée des données collectées à cette date est de 0.8 fb^{-1} et l'objectif en 2012 est de collecter $\sim 15 \text{ fb}^{-1}$.

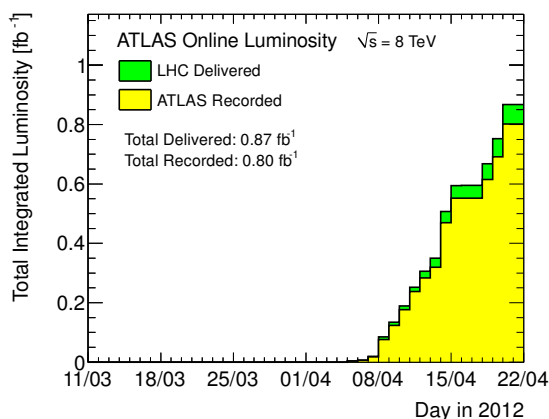


FIGURE 2.7: Luminosité intégrée fournie par le LHC et collectée par ATLAS jusqu'au 12 mai 2012 en fonction du temps.

2.1.5 Les expériences auprès du LHC

Le LHC délivre des collisions en quatre points, correspondant à quatre expériences distinctes. Les expériences ATLAS (A Torroïdal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoïd) sont deux expériences dites généralistes dont l'objet est d'étudier l'ensemble des processus physiques en jeu lors des collisions pp , qu'ils soient connus, décrits par le modèle standard, ou qu'ils n'aient jamais été observés auparavant. Les détecteurs de ces expériences diffèrent par leur conception et donc par leurs performances ; elles sont complémentaires car les stratégies employées pour réaliser les mêmes mesures sont différentes. L'expérience LHCb (LHC beauty) est une expérience dédiée à l'étude de la physique des saveurs lourdes, en particulier des mésons B. L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) a pour objet principal l'étude du plasma de quark-gluons formé lors de collisions d'ions plomb. Pour tenir compte des capacités d'acquisition de ces deux derniers détecteurs, la luminosité instantanée délivrée aux points de collision des expériences ALICE et LHCb est réduite grâce à des paramètres de croisement des faisceaux différents. Deux autres expériences plus petites sont dédiées à l'observation des particules émises à haute pseudo-rapacité. TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross-section Measurement) est située à ~ 150 m du point de collision de CMS et LHCf (LHC forward) à ~ 150 m du point de collision d'ATLAS.

2.2 Le détecteur Atlas

La conception du détecteur ATLAS [41, 42, 43] est dictée par les objectifs de découverte du projet LHC ainsi que par la haute luminosité et le grand nombre d'évènements d'empilement par croisement de paquets. Le détecteur doit avoir une réponse rapide, une granularité fine et une électronique résistante aux radiations afin de faire face aux taux important d'interactions. Il doit offrir une grande couverture en pseudo-rapacité et en azimuth, et permettre d'identifier les muons, les électrons, les photons, les taus et les jets. La trajectographie doit assurer une mesure des impulsions des particules chargées avec une bonne résolution ainsi qu'une efficacité permettant de reconstruire les vertex secondaires de désintégration. La calorimétrie doit déterminer avec une grande précision l'énergie des jets, des électrons et des photons ainsi que l'énergie transverse manquante. Le système de spectromètres à muons doit mesurer l'impulsion des muons avec une bonne résolution. Enfin, Le système de déclenchement doit permettre de sélectionner des évènements d'intérêt tout en réduisant la fréquence d'acquisition.

Le détecteur ATLAS a une structure classique d'un détecteur généraliste auprès d'un collisionneur symétrique. Il est composé d'un assemblage de plusieurs sous-détecteurs, chacun constitué d'une partie centrale en forme de cylindre autour de l'axe du faisceau appelée tonneau (*barrel*) et de deux parties périphériques perpendiculaires à l'axe du faisceau appelées bouchons (*end-cap*). La longueur totale d'ATLAS est d'environ 44 m et son diamètre de l'ordre de 25 m. La figure 2.8 est un schéma le représentant sur lequel l'emplacement des différents sous-systèmes est indiqué, ainsi que le système de coordonnées. La table 2.2 résume les performances des

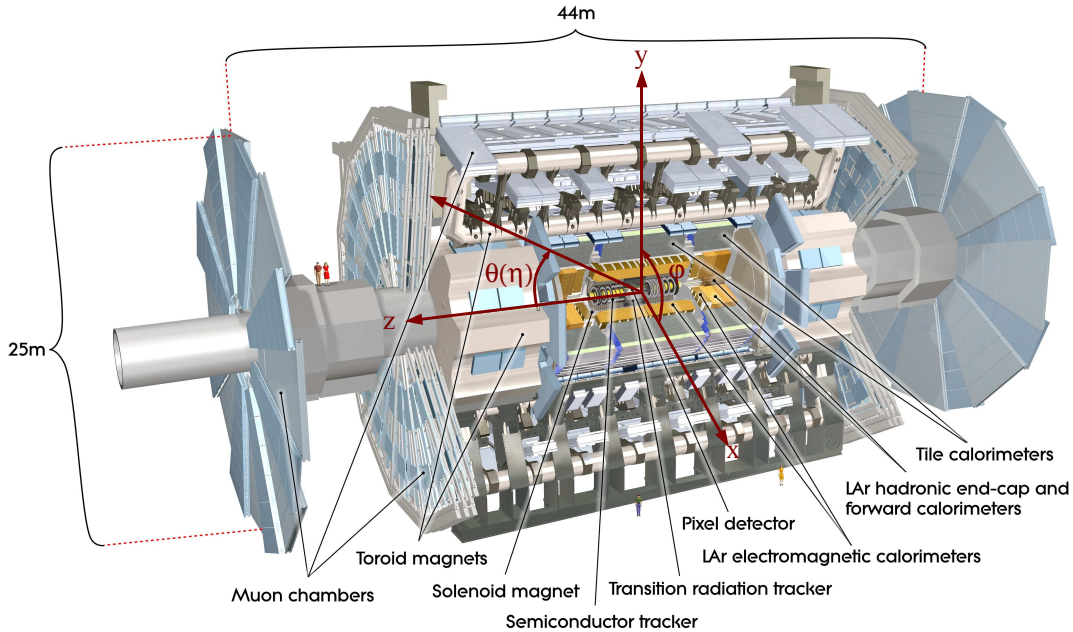


FIGURE 2.8: Schéma du détecteur ATLAS. Le système de coordonnées cartésiennes est montré, ainsi que les angles polaires θ et azimutal ϕ et la pseudo-rapacité $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$.

sous-détecteurs qui sont décrits dans la suite de ce chapitre.

Sous-détecteur	Résolution attendue	Couverture en pseudo-rapidité	
		Mesure	Déclenchement (L1)
Trajectographe	$\sigma(p_T)/p_T = 0.05\% (p_T/\text{GeV}) \oplus 1\%$	$ \eta < 2.5$	
Calorimètres			
électromagnétique	$\sigma(E_T)/E_T = 10\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 30\%/(E/\text{GeV}) \oplus 0.7\%$	$ \eta < 3.2$	$ \eta < 2.5$
hadronique	$\sigma(E_T)/E_T = 50\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 3\%$	$ \eta < 3.2$	$ \eta < 3.2$
à l'avant (hadrons)	$\sigma(E_T)/E_T = 100\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
à l'avant (électrons)	$\sigma(E_T)/E_T = 30\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 5\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètres à muons	$\sigma(p_T)/p_T = 10\%$ à $p_T = 1 \text{ TeV}$	$ \eta < 2.7$	$ \eta < 2.4$

TABLE 2.2: Résolutions attendues pour la mesure de l'énergie ou de l'impulsion pour chaque sous-détecteur et couverture en pseudo-rapidité [41, 44].

2.2.1 Système de coordonnées

Le système de coordonnées utilisé dans ATLAS est un système cartésien direct ayant pour origine le point d'interaction, au centre du détecteur. L'axe z est confondu avec l'axe du faisceau tandis que les axes x et y sont dans un plan transverse à la direction du faisceau. L'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC et l'axe y pointe vers la surface. On repère un point dans le détecteur par le triplet (x, y, z) ou bien par le triplet (R, ϕ, z) où $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ est la distance radiale à l'axe du faisceau et ϕ est l'angle azimutal dans le plan (x, y) (cf. figure 2.8).

L'énergie-impulsion $\tilde{P}$ des particules issues des collisions est décomposée en une partie transverse $\tilde{P}_T$ dont la composante spatiale $\vec{p}_T$ est transverse à l'axe du faisceau et une partie longitudinale $\tilde{P}_L$ dont la composante spatiale $\vec{p}_L$ est longitudinale :

$$\tilde{P} = \tilde{P}_T + \tilde{P}_L = \begin{pmatrix} E_T \\ p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_L \\ p_L^x \\ p_L^y \\ p_L^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_T \\ p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_L \\ 0 \\ 0 \\ p_z \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

. La relation $m = \sqrt{\tilde{p}_T^2 + E_T^2}$ définit l'énergie transverse E_T de manière univoque pour une particule de masse m .

La direction des particules issues de la collision peut être repérée par l'angle polaire θ avec l'axe z , ou plutôt par la pseudo-rapidité η définie par :

$$\eta = -\ln \left| \tan \frac{\theta}{2} \right| \quad (2.5)$$

Pour une particule de masse donnée, le triplet (p_T, η, ϕ) définit de façon univoque son énergie-impulsion. Son énergie s'exprime en fonction de son énergie transverse et de sa pseudo-rapidité :

$$E = E_T \cosh(\eta) \quad (2.6)$$

2.2.2 Le trajectographe interne

Au plus proche du tube du faisceau, le trajectographe interne est immergé dans un champ magnétique de 2 T créé par un aimant solénoïdal d'une longueur de 5.3 m et d'un diamètre de 2.5 m, permettant de courber la trajectoire des particules chargées [45, 46, 47]. Il est composé de trois sous-systèmes utilisant des technologies différentes, agencés comme indiqué sur la figure 2.9.

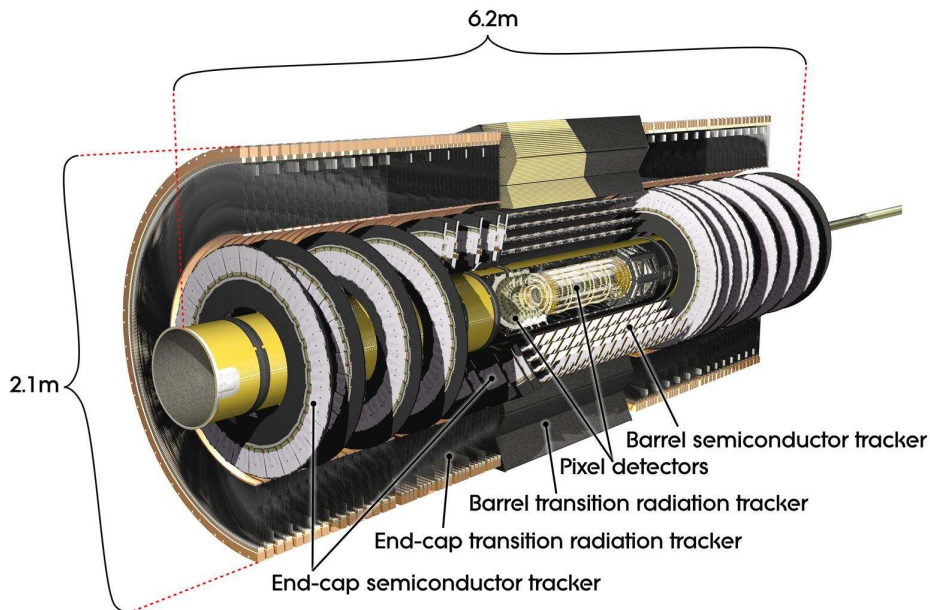


FIGURE 2.9: Schéma du trajectographe interne d'ATLAS.

2.2.2.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est situé au plus proche du point d'interaction. Il s'agit d'un détecteur de précision qui participe à la reconstruction des traces et joue un rôle majeur dans la reconstruction des vertex primaires et secondaires. Il est composé dans sa partie tonneau de 3 couches cylindriques et dans sa partie bouchon de deux séries de trois disques, permettant de couvrir la zone $|\eta| < 2.5$ (cf. figure 2.10). La couche la plus proche du point de collision est appelée couche-b (*b-layer*) car elle joue un rôle décisif dans la reconstruction des vertex secondaires produits par les désintégrations des mésons B, et donc dans l'étiquetage des jets de b. La précision attendue pour la position est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et de l'ordre de $115 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale (resp. radiale) pour le tonneau (resp. les bouchons). Le détecteur à pixels possède environ 80.4 millions de voies de lecture, contribuant pour une grande part au volume de données produit par ATLAS.

2.2.2.2 Le trajectographe à micro-pistes de silicium

Le trajectographe à micro-pistes de silicium appelé SCT (*Semi-Conducteur Tracker*) participe comme le détecteur à pixel à la reconstruction des trajectoires des particules chargées, en fournissant typiquement 4 points d'impacts par trace. Chaque module de ce détecteur est composé de deux bandes de silicium placées dos-à-dos, fournissant un point d'impact pour les

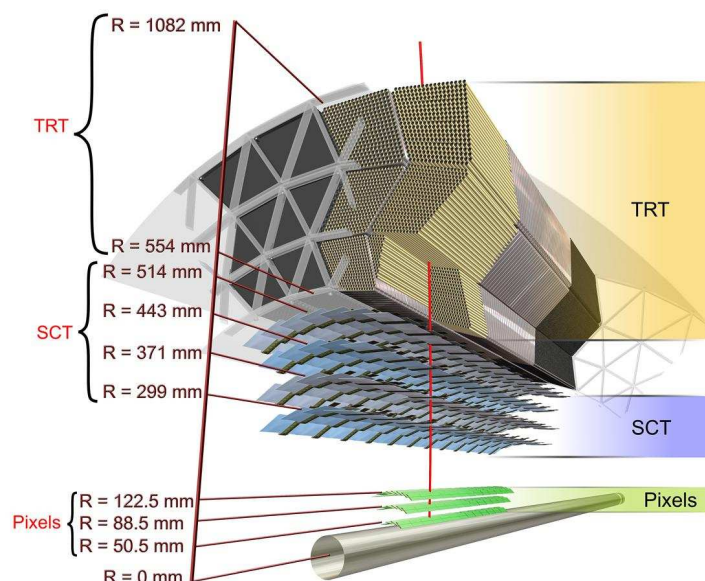


FIGURE 2.10: Vue approchée du trajectographe interne d'ATLAS selon une coupe transverse.

traces le traversant. Le SCT comporte 4 couches de modules disposés en cylindre dans la partie tonneau et deux séries de 9 disques dans la partie bouchon. La zone de couverture du SCT s'étend jusqu'à $|\eta| = 2.5$. La précision attendue pour la position est de l'ordre de $17 \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et de l'ordre de $580 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale (resp. radiale) pour le tonneau (resp. les bouchons). Le SCT possède environ 6.3 millions de voies de lecture.

2.2.2.3 Le trajectographe à rayonnement de transition

Situé le plus à l'extérieur, le trajectographe à rayonnement de transition appelé TRT (*Transition Radiation Tracker*) fournit un grand nombre de points d'impacts - environ 36 par trace - améliorant la résolution de l'impulsion. Il est constitué d'un ensemble de pailles entourées de matière, disposées selon la direction du faisceau dans la partie tonneau et selon la direction radiale dans les deux bouchons. Les pailles contiennent un mélange gazeux à base de xénon qui est ionisé au passage des particules chargées. Une cascade d'électrons est produite sous l'effet du champ électrique créé entre la paroi de chaque tube et l'anode centrale, fournissant ainsi un point d'impact dans le plan $R - \phi$, avec une précision attendue pour la position de l'ordre de $130 \mu\text{m}$. La zone de couverture du TRT s'étend jusqu'à $|\eta| = 2.0$, offrant une acceptation réduite par rapport au détecteur à pixels et au SCT. Le TRT fournit environ 350 000 voies de lecture.

Outre son pouvoir de reconstruction des traces, le TRT dispose d'une capacité d'identification des électrons. En effet, les particules chargées traversant le radiateur constitué par la matière entourant les pailles peuvent éjecter les électrons de cœur du cortège électroniques des atomes, induisant une cascade de photons X due à la transition des électrons des couches périphériques vers les couches internes. Les photons X ionisent le mélange gazeux contenu dans les pailles, amplifiant le signal d'ionisation. La probabilité pour une particule de produire un tel rayonnement de transition dépend de son facteur γ de Lorentz. C'est pourquoi des seuils

sur l'amplitude des signaux collectés ont été définis pour réaliser une discrimination entre les électrons et les hadrons chargés. La figure 2.11 montre la probabilité moyenne de donner un coup de haut seuil dans le TRT pour des électrons, des muons et des pions, en fonction de leur facteur γ . Pour une énergie donnée, le facteur γ est plus grand pour un électron que pour un pion, donc la probabilité pour un électron de donner un coup de haut seuil est plus grande.

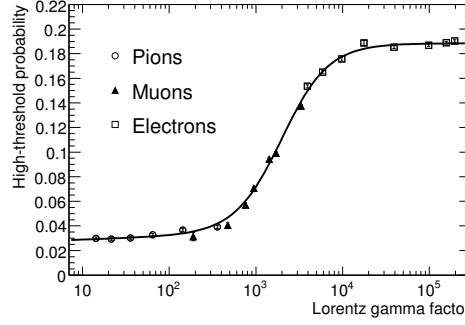


FIGURE 2.11: Probabilité moyenne de donner un coup de haut seuil dans le TRT pour un électron, un pion et un hadron, pour une gamme d'énergie comprise entre 2 et 350 GeV, comme mesurée à partir de tests en faisceaux [41].

2.2.2.4 Performance attendue pour la mesure de l'impulsion

La résolution attendue pour la mesure de l'impulsion pour l'ensemble du trajectographe est donnée par :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = a \sqrt{p_T} \oplus b \quad (2.7)$$

où $a \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{GeV}^{-1}$ et $b = 1\%$.

2.2.3 Les calorimètres

Les calorimètres sont des instruments de mesure de l'énergie des particules qui les atteignent. Ils sont utilisés pour mesurer l'énergie et la position des électrons, des photons et des hadrons,

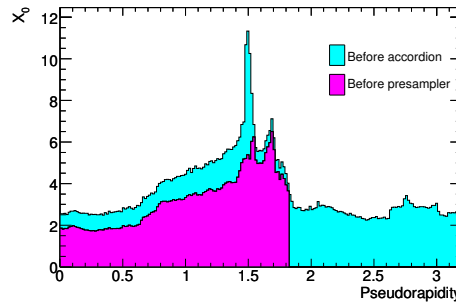


FIGURE 2.12: Quantité de matière cumulée en amont des calorimètres, en unité de longueur de radiation X_0 , en fonction de η .

mais également pour l'identification de ces particules. La quantité de matière cumulée en amont des calorimètres est due à la présence du trajectographe et des supports (cf. figure 2.12). Elle est à

l'origine de la conversion des photons en paires e^+e^- créant une ambiguïté pour la reconstruction des électrons (cf. chapitre 4), et des pertes d'énergie des électrons par rayonnement de freinage.

La figure 2.13 est un schéma représentant le système de calorimétrie d'ATLAS. Les calorimètres d'ATLAS sont des calorimètres à échantillonnage [48]. Deux technologies sont utilisées, la calorimétrie à argon liquide et la calorimétrie à scintillateurs.

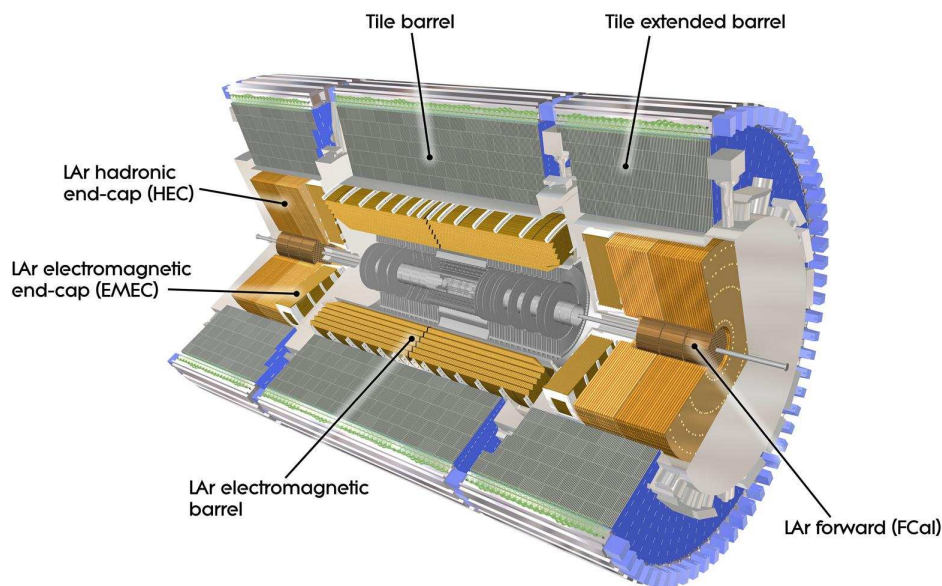


FIGURE 2.13: Schéma des calorimètres d'ATLAS.

2.2.3.1 Les calorimètres à argon liquide

Les calorimètres à argon liquide sont des calorimètres pour lesquels un bain d'argon liquide est utilisé comme milieu actif [49]. Cette technologie est utilisée dans ATLAS pour le calorimètre électromagnétique ainsi que pour le calorimètre hadronique bouchon et pour les calorimètres à l'avant. Les calorimètres à argon liquide fournissent près de 170 000 voies de lecture. On trouvera une description détaillée des calorimètres à argon liquide au chapitre 3.

2.2.3.2 Le calorimètre à tuiles

Le calorimètre hadronique tonneau appelé calorimètre à tuiles (*Tile calorimeter*) est un calorimètre à scintillateurs [50]. Il est formé d'une alternance de tuiles en polystyrène dopé constituant le milieu actif et de couches d'acier constituant le milieu passif. La lumière ultraviolette produite par les molécules du milieu actif excitées lors du passage des gerbes hadroniques constitue le signal, qui est acheminé vers des photomultiplicateurs grâce à des fibres optiques. Le calorimètre à tuiles est segmenté en trois compartiments en profondeur. Il est divisé en une partie tonneau (*barrel*) pour la zone $|\eta| < 1.0$ et en deux tonneaux étendus (*extended barrel*) pour la zone $0.8 < |\eta| < 1.7$. Le calorimètre à tuiles fournit près de 10 000 voies de lecture.

2.2.3.3 Performance attendue pour la mesure de l'énergie

La résolution attendue pour l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique est donnée par :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus \frac{b}{E_T} \oplus c \quad (2.8)$$

où $a = 0.1 \text{ GeV}^{1/2}$, $b = 0.3 \text{ GeV}$ et $c = 0.7\%$. Le terme a/E_T est le terme d'échantillonnage dû à la fraction d'énergie des gerbes mesurée, le terme b/E_T est essentiellement dû au bruit de la chaîne d'électronique et le terme constant est dû aux non-uniformités, à la qualité de l'étalonnage et à la linéarité de réponse en énergie.

Pour le calorimètre hadronique, la résolution est donnée par :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus b \quad (2.9)$$

où $a = 0.5 \text{ GeV}^{1/2}$ et $b = 0.07\%$.

Pour les calorimètres à l'avant à argon liquide, la résolution est donnée par :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus b \quad (2.10)$$

avec $a = 1 \text{ GeV}^{1/2}$ et $b = 0.1\%$ dans le cas des hadrons et avec $a = 0.3 \text{ GeV}^{1/2}$ et $b = 0.05\%$ dans le cas des électrons [44].

2.2.4 Les spectromètres à muons

Le système de spectrométrie à muons est immergé dans un champ magnétique toroïdal créé par 3 systèmes d'aimants, un pour le tonneau ($|\eta| < 1.4$) et un pour chacun des deux bouchons ($1.6 < |\eta| < 2.7$) [51, 52, 53]. Chaque système est constitué de 8 bobines supraconductrices. Le champ magnétique créé est orthogonal à la trajectoire des muons issus des collisions, permettant une mesure de leur impulsion. L'intensité du champ magnétique n'est pas uniforme. Le pouvoir de flexion (*bending power*) varie de 1.5 à 5.5 Tm pour le tonneau et de 1.7 à 7.5 Tm pour les bouchons. Le suivi dans le temps de l'intensité du champ est assuré par un ensemble d'environ 1 800 sondes de Hall.

La figure 2.14 est un schéma du système de chambres à muons, situé dans la partie la plus externe du détecteur ATLAS. Quatre technologies de détection sont utilisées.

2.2.4.1 Les chambres utilisées pour la détection des muons

Les chambres utilisées pour la détection des muons proprement dite sont de deux types. Des tubes à dérive appelés MDT (*Monitored Drift Tubes*) sont utilisés dans la région $|\eta| < 2.7$. Ces tubes en aluminium au centre desquels est situé un fil de tungstène porté à 3 kV sont remplis d'un mélange gazeux à base d'argon. La résolution spatiale attendue est d'environ $35 \mu\text{m}$ dans la direction R et d'environ 5 mm dans la direction ϕ .

Les MDT sont formées de 3 couches successives dans le tonneau et dans les bouchons, sauf dans la région $|\eta| > 2.0$ des bouchons où seules les deux couches externes sont présentes. Des chambres proportionnelles multi-fils plus rapides appelées CSC (*Cathode Strip Chambers*) viennent compléter les MDT dans cette région où un plus grand flux de particules est attendu. Les CSC sont constituées de fils d'anode disposés dans la direction radiale et de cathodes seg-

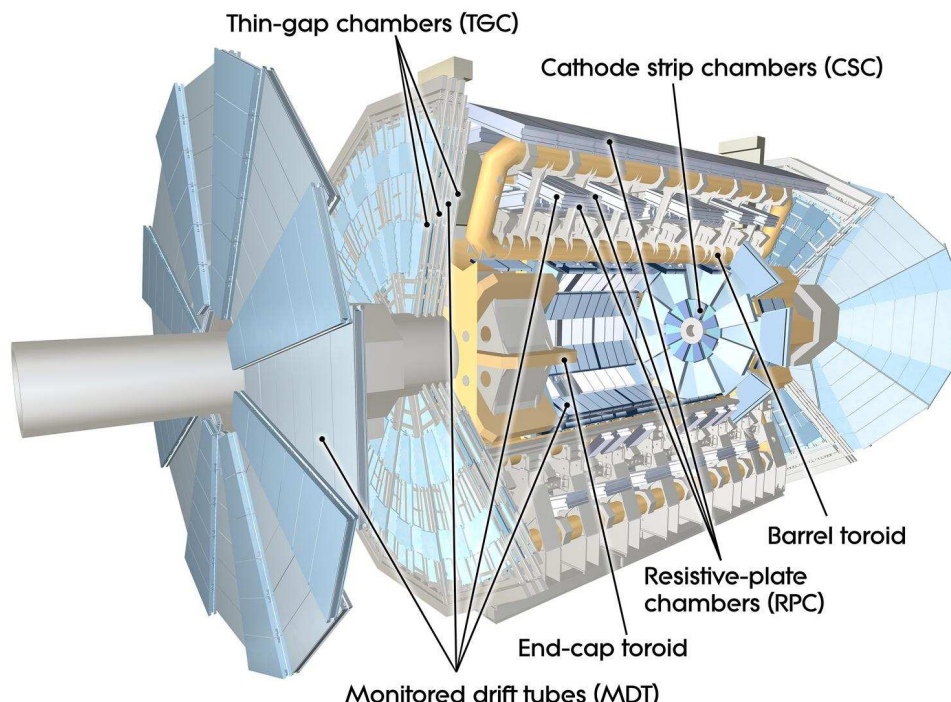


FIGURE 2.14: Schéma des spectromètres à muons d'ATLAS. Les aimants toroïdaux sont représentés en jaune.

mentées, baignant dans un mélange gazeux à base d'argon. La résolution spatiale attendue est d'environ $40\ \mu\text{m}$ dans la direction R et d'environ $5\ \text{mm}$ dans la direction ϕ .

2.2.4.2 Les chambres utilisées pour le déclenchement avec les muons

Deux autres types de chambres à muons sont utilisées pour le déclenchement. Dans le tonneau ($|\eta| < 1.05$) le déclenchement est réalisé grâce à des chambres à plaques résistives appelées RPC (*Resistive Plate Chambers*). Elles sont constituées de plaques parallèles entre lesquelles un mélange gazeux est ionisé au passage d'un muon, créant une cascade d'ionisation qui dérive sous l'effet d'un champ électrique. Le temps de collection du signal attendu est inférieur à $2\ \text{ns}$. Dans les bouchons ($1.05 < |\eta| < 2.4$) elles sont remplacées par les TGC (*Thin Gap Chambers*) de conception similaire mais permettant une meilleure résistance aux radiations dans cette région à plus grand flux de particules. La figure 2.15 montre l'agencement des chambres à muons de différents types dans un plan perpendiculaire au champ magnétique imposé par les aimants toroïdaux.

2.2.4.3 Performance attendue pour la mesure de l'impulsion

La résolution pour l'impulsion des muons mesurée par les spectromètres à muons est de l'ordre de $\sigma(p_T)/p_T = 10\%$ pour des muons dont l'impulsion transverse de l'ordre de $1\ \text{TeV}$.

2.2.5 Les luminomètres

Trois sous-détecteurs sont dédiés à la mesure de la luminosité instantanée correspondant aux collisions produites par le LHC au sein du détecteur ATLAS au cours du temps.

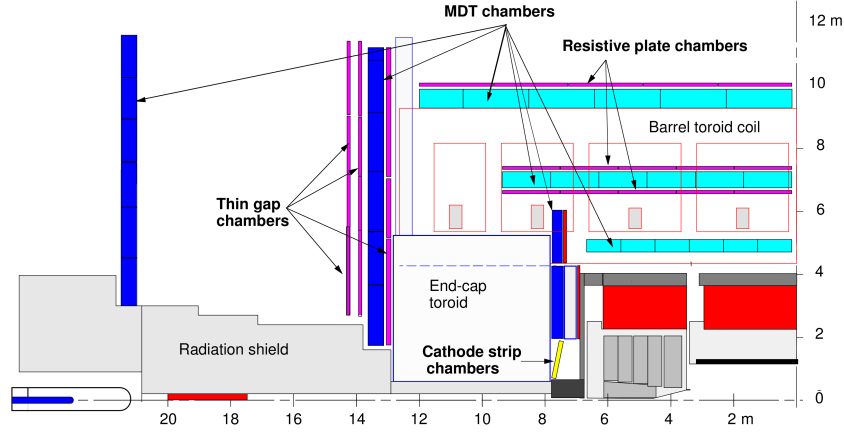


FIGURE 2.15: Schéma de l'agencement des chambres à muons dans un plan perpendiculaire au champ magnétique toroïdal.

- LUCID (*L*uminosity measurement using *C*erenkov *I*ntegrating *D*etector) est composé de deux parties placées à 17 m de part et d'autre du point de collision. Il est constitué de tubes d'aluminium entourant le tube du faisceau et contenant du perfluorobutane gazeux (C_4F_{10}) dans lesquels les particules issues des collisions émettent un rayonnement Cerenkov, détecté par des photo-multiplicateurs. LUCID est le principal luminomètre utilisé dans ATLAS.
- ALFA (*A*bsolute *L*uminosity *F*or *A*TLAS) est situé à 240 m de part et d'autre du point de collision. Il est constitué de pots romains [54] placés à 1 mm au minimum des faisceaux.

Ces détecteurs ont pour objet la mesure de la section efficace totale d'interaction inélastique proton-proton σ . En effet la luminosité instantanée peut s'écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f_r}{\sigma}, \quad (2.11)$$

où μ est le nombre moyen de collisions inélastiques par croisement de paquets, n_b le nombre de croisements de paquets par tours de l'anneau et f_r la fréquence de révolution des paquets dans l'anneau. Le détecteur ALFA est un luminomètre absolu, qui mesure la luminosité grâce au théorème optique, qui relie l'amplitude de diffusion élastique aux petites angles à la section efficace totale. Ce détecteur est toujours en phase de tests en 2012 et n'est donc pas utilisé pour les études présentées dans cette thèse. En revanche, le détecteur LUCID permet une détermination relative de la luminosité. En effet, ce détecteur a une efficacité ϵ limitée : le nombre moyen de collisions inélastiques par croisement de paquets observé est $\mu_{vis} = \mu\epsilon$ avec $0 < \epsilon < 1$. La formule 2.11 peut être réécrite en faisant apparaître une section efficace visible $\sigma_{vis} = \sigma\epsilon$:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_{vis} n_b f_r}{\sigma_{vis}}. \quad (2.12)$$

LUCID doit être calibré afin de déterminer le paramètre σ_{vis} . Pour cela, des prises de données dédiées appelées *scans de Van der Meer* sont mises en œuvre, durant lesquelles la position relative dans le plan (x, y) des deux faisceaux est modifiée par paliers. En effet, la luminosité

dépend du profil de la surface de croisement des faisceaux dans les direction x (Σ_x) et y (Σ_y) :

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y}, \quad (2.13)$$

où n_1 et n_2 sont le nombre de protons par paquet dans chaque faisceau. Le produit $n_1 n_2$ appelé produit de charge des protons (*bunch charge product*) est déterminé de façon indépendante, et la variation de la position des faisceaux permet une détermination directe de Σ_x et Σ_y .

L'incertitude relative sur la luminosité instantanée pour les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2011 est de 3.9% et est dominée par la détermination du produit de charge des protons [55, 56, 57].

2.3 Le déclenchement, l'acquisition et le suivi de qualité

Le déclenchement, l'acquisition et le suivi de qualité des données font l'objet de procédures complexes permettant une utilisation optimale des potentialités du détecteur.

2.3.1 La prise de données

La prise de données est contrôlée en permanence par une douzaine de physiciens appelés *shifters* opérant dans la salle de contrôle située au CERN, dans un bâtiment localisé près du détecteur, à la surface. Le rôle des *shifters* est de suivre en direct l'état d'un ou plusieurs sous-système au cours du temps afin de pouvoir prévenir l'un des nombreux experts en charges de sous-systèmes spécifiques et devant être disponibles en permanence. Par ailleurs, les *shifters* doivent consigner en temps réel les événements survenus comme les défaillances des hautes tension des calorimètres afin de donner un premier aperçu de la qualité des données collectées. Enfin, lorsqu'aucune période de collisions n'est prévue avant plusieurs heures, les *shifters* peuvent être amenés à procéder à l'étalonnage d'un sous-système. Ces procédures de calibrations sont facilitées par des interfaces logicielles appropriées. Les *shifters* se relaient de façon continue toutes les 8 heures pendant toute la période normale de prise de données, prévue en général de février à décembre.

Les données enregistrées sont regroupées en *runs*. Chaque *run* possède un numéro d'identifiant propre (*runnumber*). Outre les *runs* dédiés à la prise de données de collisions, des *runs* sont dédiés à l'étalonnage des sous-détecteurs ou à la prise de données issues des rayons cosmiques. Lorsqu'il est décidé par les responsables des accélérateurs du CERN de procéder à des collisions proton-proton dans le LHC, il est procédé à la production de faisceaux grâce à la chaîne d'accélérateurs décrite en 2.1.2 : on parle de *fill* (remplissage). Dans ce cas le détecteur ATLAS est mis dans la configuration lui permettant d'enregistrer les données de collisions. Lorsque les faisceaux atteignent le LHC, leur énergie est de 450 GeV. Puis, une fois que le réglages ont été effectués, l'énergie de chacun des faisceaux est portée à l'énergie de 3.5 TeV (4 TeV en 2012) grâce aux cavités radio-fréquences. Enfin, les faisceaux sont croisés aux 4 points de collisions, débutant ainsi la période de prise de données de collisions. Au cours d'un *run* de collisions, la luminosité instantanée décroît à cause de la diminution du nombre de protons dans les paquets due aux collisions. La figure 2.16 représente l'évolution de la luminosité intégrée au cours d'un *fill* auquel il fut procédé le 23 août 2010. En dehors des périodes d'arrêt technique du LHC pour maintenance, il est procédé à un environ un *fill* par jour. Un *fill* a une durée typique de 10 heures, mais il peut être interrompu si les paramètres de stabilité des faisceaux l'exigent.

Les données collectées lors d'un *run* de collisions regroupées en séquences appelées *lumiblock* d'une durée grossièrement optimisée pour que la luminosité intégrée correspondant aux évène-

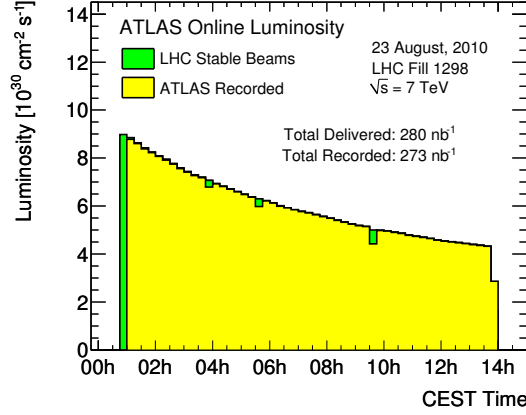


FIGURE 2.16: Luminosité instantanée en fonction du temps pour un *fill* le 23 août 2010.

ments enregistrés pendant chaque *lumiblock* soit à peu près identique. La durée des *lumiblock* est d'environ 120 secondes en 2010 et 60 secondes en 2011 et 2012. La définition des *lumiblock* permet l'étiquetage des données selon leur qualité estimée ultérieurement (cf. 2.3.4).

2.3.2 Le système de déclenchement

Dans les conditions nominales de fonctionnement, la fréquence des croisements de paquets sera de 40 MHz (espacement temporel des paquets de 25 ns), produisant environ 10^9 collisions par seconde. Par ailleurs, le détecteur ATLAS dans son ensemble fournit environ 100 millions de voies d'électronique. Par conséquent, le système de déclenchement doit permettre de réduire la fréquence d'acquisition à environ 200 Hz, afin de maintenir le volume des données traitées et enregistrées dans les limites des capacités de traitement et de stockage. Pour cela, une sélection rapide des événements relatifs à des processus physiques d'intérêt doit être réalisée en utilisant les informations produites par le détecteur.

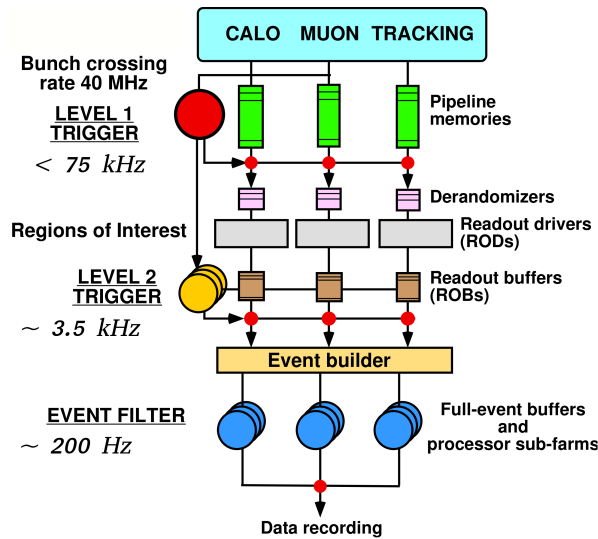


FIGURE 2.17: Schéma de principe du système de déclenchement d'ATLAS.

Le système de déclenchement est organisé en trois niveaux L1, L2 et EF qui utilisent des informations de complexité croissante, comme indiqué sur le schéma de principe figure 2.17. Le niveau L1 est un système de déclenchement matériel tandis que les niveaux L2 et EF appelés communément HLT (*High Level Trigger*) sont des systèmes de déclenchement logiciels. Une description plus détaillée du déclenchement pour les événements contenant des électrons dans l'état final est donnée au chapitre 4.

Le premier niveau appelé L1, opère un déclenchement au niveau matériel de manière rapide pour réduire la fréquence d'enregistrement des événements à 75 kHz. Il utilise les calorimètres et des spectromètres à muons (RPC et TGC). Les informations relatives à la localisation des dépôts d'énergie sont évaluées en se basant sur une granularité réduite, et lorsque de l'énergie déposée dans une zone est supérieure à un certain seuil, une région d'intérêt ou RoI (*Region of Interest*) est créée. Selon les caractéristiques simples des RoI comme le sous-détecteur concerné ou les seuils de déclenchements, différentes chaînes de déclenchement de niveau L1 (ou *menus*) ont été définies au préalable. Lorsqu'un événement satisfait les critères de déclenchement d'un menu donné, il est susceptible d'être sélectionné par le niveau L1 pour être transmis au niveau L2. Néanmoins, pour maintenir le taux d'événements sous la limite des capacités de traitement de 75 kHz, une fraction d'événement doit être rejetée de façon aléatoire pour chaque menu. La fraction d'événement ainsi rejetés est appelé *pre-scale*. La durée maximale de prise de décision du niveau L1 est de $2\mu s$.

Le niveau L2 élabore une décision de déclenchement en utilisant des informations provenant de l'ensemble des sous-détecteurs. La granularité la plus fine des calorimètres et de l'ensemble des chambres à muons sont utilisés, ainsi que le trajectographe interne. L'information sur la localisation des RoI fournie par le niveau L1 initie une reconstruction simplifiée des électrons, photon, muons taus et jets, et des critères d'identification sont appliqués sur ces objets. Des menus de niveau L2 sont définis selon le type et le nombre d'objets ainsi reconstruits et selon les critères d'identification satisfaits par eux. De façon similaire au niveau L1, une fraction d'événement est aléatoirement rejetée : le taux d'événements sélectionnées ne doit pas dépasser 3.5 kHz. La décision de déclenchement est prise en un temps ne dépassant pas 40 ms.

Le dernier niveau de déclenchement est appelé EF (*Event Filter*). Une reconstruction complète en-ligne est opérée à ce stade, en utilisant les mêmes algorithmes de reconstruction et d'identification des objet que pour le traitement hors-ligne des données. La fréquence maximale d'enregistrement des événements sélectionnés par le niveau EF après *pre-scale* est de l'ordre de 200 Hz en moyenne. Ce taux d'événements est limité par les capacités de stockage et de traitement des données et peut atteindre 400 Hz lorsque des périodes de quelques heures de prise de données alternent avec des périodes sans collision. La décision de déclenchement au niveau EF est prise en quelque secondes.

Les différents types de *menus* définissent différents flots de données (*stream*). Par exemple, les événements dont l'acquisition est déclenchée par des *menus* sélectionnant des muons seront enregistrés via le flot de données "physics_Muons", et ceux dont l'acquisition est déclenchée par des *menus* sélectionnant des électrons ou des photons seront enregistrés via le flot de données "physics_Egamma".

2.3.3 L'acquisition des données

Au cours de l'opération du détecteur, l'acquisition des données est dirigée par un système appelé DAQ (Data AcQuisition system). Le DAQ est responsable du suivi du fonctionnement du détecteur et du système de déclenchement ainsi que de l'enregistrement des données produites. Ce système est suivi en temps réel par un *shifter* dans la salle de contrôle. Un autre système

appelé DCS (*Detector Control System*) contrôle l'ensemble des infrastructure relatives à chaque sous-détecteur, et donne en temps réel les informations aux *shifter* leur permettant d'identifier si un système est défaillant.

Un système appelé *run control* est responsable de l'activation et la désactivation des systèmes de prises de données. Son suivi est assuré par un *shifter* en salle de contrôle. Par exemple, lorsqu'une période de calibration pour un sous-détecteur a lieu, le *shifter* met le sous-détecteur en configuration de prise de données séparément du reste du détecteur. Il peut également désactiver des applications logicielles de suivi défaillantes : cela peut arriver notamment lorsqu'il est procédé à une mise à jour logicielle en période de tests.

2.3.4 Le suivi de qualité

Les données collectées lors des collisions peuvent être affectées par des problèmes survenus auprès de certains systèmes. Il est nécessaire de pouvoir identifier ces données problématiques afin de pouvoir les exclure des analyses de physique ou bien de leur accorder un traitement spécial comme l'application de corrections *ad-hoc*. Depuis 2010, une procédure d'étalonnage d'une durée d'environ 36 heures est mise en œuvre entre l'enregistrement des données brutes et la reconstruction (cf. section 2.4.2). Immédiatement après l'acquisition des données, un lot de données correspondant à une fraction équivalente à environ 10% de l'ensemble (*express stream*) est reconstruit, permettant d'extraire des informations utiles pour estimer la qualité des données. Cette procédure de suivi de qualité, communément désignée par l'acronyme DQ (*Data Quality*) est réalisée hors-ligne par d'autres *shifters* après la prise de données. Pour cela, les informations consignées par les *shifters* en salle de contrôle sont utilisées ainsi qu'un certain nombre d'informations quantitatives à l'aide de graphiques générés de façon automatique. Les *shifters* doivent étiqueter les *lumiblock* (cf. 2.3.1) selon que les données correspondantes sont considérées comme bonne, mauvaise ou utilisable après un traitement spécial. Par exemple, lorsqu'une chute de haute tension intervient dans une zone d'un des calorimètres à argon liquide le *shifter* en salle de contrôle identifie les *lumiblock* affectés et le *shifter* de suivi des données procède à un examen précis des données concernées. Ce travail permet également de réaliser une exclusion des objets reconstruits dans une zone temporairement ou définitivement défaillante d'un sous-détecteur. Après cette période de suivi de qualité, la reconstruction est réalisée sur l'ensemble des données (*bulk stream*) en tenant compte des diverses corrections. Ultérieurement à la première reconstruction des données il peut être procédé à une nouvelle reconstruction (*reprocessing*) prenant en compte des informations détaillées sur les zones défaillantes, permettant de réintégrer une certaine quantité de données qu'il n'avait pas été possible d'utiliser pour l'analyse après le premier traitement.

La figure 2.18 montre la fraction de données produites par les différents types de menus de déclenchement étiquetées comme étant de bonne qualité au cours de l'année 2011. La fraction de bonne qualité est proche de 100% pour l'ensemble des types de menus.

La figure 2.19 montre la fraction de quantités de données étiquetées comme étant de bonne qualité pour les différents sous-détecteurs au cours de l'année 2011. Cette fraction varie de 97.5% à 99.8% et est calculée après récupérations des données préalablement rejetées lors de la première reconstruction. Selon les analyses de physique, il y a des besoins différents de qualités de données : par exemple pour des processus physiques sans muons dans l'état final il n'est pas nécessaire que les chambres à muons soient opérationnelles pendant la prise des données utilisées. C'est pourquoi des listes contenant les *runnumber* et *lumiblock* adéquats appelées GRL (*Good Run List*) sont définies selon les critères exigés par les analyses.

L1			HLT						
Muon	Calo	CTP	electron	photon	muon	tau	jet	b-jet	missing E _T
99.0	100	99.8	99.3	99.3	100	99.9	98.6	99.9	99.3
Luminosity weighted relative fraction of good trigger data quality delivery during 2011 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between 13 March and 30 October (in %).									

FIGURE 2.18: Fraction de quantités de données étiquetées comme étant de bonne qualité pour les différents types de menus de déclenchement, pour l'ensemble des prises de données de l'année 2011 pour des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les quantités de données sont normalisées aux luminosités intégrées correspondantes.

ATLAS 2011 p-p run												
Inner Tracking			Calorimeters				Muon Detectors				Magnets	
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC	Solenoid	Toroid
99.8	99.6	99.2	97.5	99.2	99.5	99.2	99.4	98.8	99.4	99.1	99.8	99.3
Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2011 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 13 th and October 30 th (in %), after the summer 2011 reprocessing campaign												

FIGURE 2.19: Fraction de quantités de données étiquetées comme étant de bonne qualité pour les différents sous-détecteurs, pour l'ensemble des prises de données de l'année 2011 pour des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les quantités de données sont normalisées aux luminosités intégrées correspondantes.

2.4 Le modèle de calcul d'Atlas

2.4.1 Environnement logiciel

L'environnement logiciel utilisé par la collaboration pour la reconstruction des données, pour la simulation et pour le traitement des bases de données relatives aux informations sur les conditions du détecteur (cf. 3.4.2) est appelé ATHENA [58]. Cet environnement basé sur le logiciel GAUDI [59] - développé conjointement par les collaborations LHCb et ATLAS - est constitué de bibliothèques logicielles programmées pour l'essentiel grâce au langage C++. Le langage python est utilisé pour la création des procédures de calcul utilisant ces bibliothèques. Au fur et à mesure du développement, des versions successives d'ATHENA sont mises à disposition et distribuées sur les sites de la grille de calcul (cf. 2.4.3). Une version majeure d'ATHENA est produite environ tous les six mois, mais des versions intermédiaires existent, utilisées principalement par les développeurs du code : des versions de développement à un rythme approximatif d'une par mois et des versions quotidiennes, compilées chaque nuit. Le système d'exploitation utilisé est une distribution linux développée au CERN (Scientific Linux [60]).

2.4.2 La reconstruction des données

Les données brutes produites par les 100 millions de voies d'électroniques du détecteur sont écrites sous un format appelé RAW. Elles représentent un volume important : chaque évènement occupe 1.6 Mio d'espace, et le flux attendu pour ce type de données est d'environ 1 Pto par an. Le processus de reconstruction a pour objet de transformer ces données brutes en données contenant des objets élaborés, comme les particules reconstruites (électrons, muons...). La reconstruction

est réalisée en trois grandes étapes. Dans un premier temps des algorithmes de recherche de forme sont mis en œuvre séparément dans chaque sous-détecteur, permettant d'obtenir des cellules ou des amas de cellules dans les calorimètres et des traces dans le trajectographe ou dans les spectromètres à muons. Puis, les informations provenant de l'ensemble des sous-détecteurs sont combinées pour réaliser une meilleure estimation des paramètres cinématiques des particules et calculer les variables nécessaires à leur identification. Le format des données issues de ces deux étapes est appelé ESD (*Event Summary Data*) ; un événement occupe sous ce format un volume d'environ 1 Mio. La troisième étape est la préparation de l'analyse au cours de laquelle les informations issues des étapes précédentes sont exploitées pour créer des objets correspondant aux particules physiques (électrons, photons, muons, jets) mais aussi à l'énergie transverse manquante. Elle permet de réduire la quantité d'informations comme par exemple la localisation des points d'impacts dans le trajectographe ou des dépôts d'énergie dans chaque cellule des amas calorimétriques associés aux électrons reconstruits. Le format des données produites lors de cette dernière étape est appelé AOD (*Analysis Object Data*). Le volume occupé par un événement au format AOD est de l'ordre de 100 kio. Différents types d'AOD sont produits selon les analyses de physique en incluant uniquement les informations utiles pour ces analyses.

Le format AOD était initialement destiné à l'analyse finale, mais ce format a pour inconvénient sa taille trop importante et la nécessité d'utiliser ATHENA pour lire les fichiers de données. C'est pourquoi un format simplifié appelé D3PD (*Derived Physics Data*¹) fut élaboré en 2009. Les fichiers au format D3PD sont directement lisibles par le logiciel ROOT, largement utilisé par les physiciens pour les analyses de physique. Un événement occupe un volume de l'ordre de 10 kio au format ROOT.

Pour le cas spécifique de la simulation, il peut être distingué au moins trois phases : la génération des événements, la simulation proprement dite et la reconstruction. La génération des événements simulés est réalisée à l'aide de divers logiciels de générations d'événements de processus du modèle standard ou de nouvelle physique, interfacés avec ATHENA ; ceux utilisés dans le cadre de cette thèse pour les études sur les quarks sont présentés au chapitre 6. Puis, la réponse du détecteur est simulée à l'aide d'une modélisation du détecteur basée sur GEANT 4 [61]. La présence d'événements d'empilement est prise en compte dans la simulation des événements pour 2011 et 2012, en tenant compte des nombres moyens d'interactions par croisement de paquets (cf. 2.1.4). Enfin, la reconstruction est réalisée selon les mêmes procédures décrites plus haut pour les données de collision, en commençant par la production de données au format ESD. La simulation est réalisée par vagues successives, selon les améliorations de la compréhension de la géométrie du détecteur et des algorithmes de reconstruction ou selon les changements des conditions de prise de données. Pour l'analyse des données de collisions produites en 2011, 4 vagues de données simulées ont ainsi été produites à l'heure actuelle.

2.4.3 Moyens de calcul et de stockage

Le projet LHC s'appuie sur un ensemble de ressources de calcul et de stockage de données distribuées à travers le monde appelé grille de calcul, au sein du projet WLCG (*World LHC Computing Grid*). Ces ressources sont organisées selon une architecture en 4 niveaux appelés *Tiers*. Chaque *Tier* est composé d'un élément de calcul (*computing element*) et d'un élément de stockage (*storage element*). Certains sites de la grille de calcul fournissent des ressources à plusieurs expériences du LHC ou à d'autres projets, selon l'origine de leurs moyens de financement. Certaines ressources sont partagées entre plusieurs expériences du LHC ou avec d'autres

¹Les formats D1PD et D2PD ont été des étapes intermédiaires dans l'élaboration du format D3PD.

projets, selon l'origine de leur moyens de financement. Les aspects relatifs à l'expérience ATLAS sont décrits ici.

Le *Tier-0* est localisé au CERN. Il est dédié à la première reconstruction et au stockage des données issues du détecteur ATLAS qui sont ensuite transmises aux différents Tiers-1 à travers le monde. La reconstruction au Tier-0 et la distribution des données est suivie en temps réel par un *shifter* en salle de contrôle. Les éléments de la grille de calcul sont regroupés en nuages correspondant approximativement² à des zones géographiques. Chacun des 11 nuages possède un *Tier-1* - le *Tier-1* du nuage français est situé au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon. La vocation des *Tier-1* est la reconstruction des événements et le stockage à long terme des données, sur bandes magnétiques. Leur cahier des charges leur imposent d'être opérationnels 24h/24 et 7j/7. Les données reconstruites par les *Tiers-1* sont transmises aux *Tier-2* qui leur sont associés. Les *Tier-2* totalisent une puissance de calcul totale sensiblement équivalente à l'ensemble des *Tier-1*. Ils sont utilisés pour la simulation et pour l'analyse de données. Leurs contraintes opérationnelles sont moins strictes que les *Tier-1* (jours ouvrables). Le nombre de *Tier-2* du nuage français était de 14 en 2011. Enfin, les *Tier-3* sont des sites mises à la disposition des utilisateurs pour l'analyse, au niveau des instituts, sans contrainte opérationnelles. La structure en nuages décrite plus haut est en constante évolution ; en particulier, certains *Tier-2* satisfaisant des critères de solidité peuvent directement échanger des données entre eux sans passer par les *Tier-1*. Le LPNHE est lui-même impliqué dans l'élaboration et le suivi de ces moyens de calcul, notamment à travers le projet local de *Tier-2/Tier-3* (GRIF-UPMC) [6].

De nombreux outils sont mis à disposition des utilisateurs de la grille de calcul. L'outil PanDA [62, 63] (*Production and Distributed Analysis system*) est une architecture logicielle permettant le lancement des procédures de calcul sur la grille, utilisant le logiciel ATHENA (pathena) ou non (prun). Ces procédures de calcul sont lancées par des experts pour la production coordonnée des données, mais également de façon individuelle par les utilisateurs pour l'analyse finale, comme ce fut largement le cas dans le cadre de cette thèse. PanDA contient des outils de suivi des procédures de calcul lancées sur la grille (pbook, panda monitor). L'outil DQ2 [64] (Don Quijote 2) est un ensemble de commandes permettant notamment de lister les fichiers de données produits sur la grille de calcul et leur caractéristiques comme leur taille et leur localisation afin de les télécharger localement le cas échéant. L'outil AMI [65] (ATLAS Metadata Interface) est une base de donnée dédiée au stockage des méta-données associées aux données produites de manière coordonnées (cf. 2.4.2). Le maintien de cette base de données est essentiel pour l'analyse car elle contient notamment pour chaque échantillon les informations sur les données de départ, sur les versions de logiciel utilisées, sur le nombre de fichiers contenus dans l'échantillon ou sur l'état de complétude de l'échantillon concerné.

Les outils d'analyse disponibles pour les utilisateurs sont en constante évolution pour tenir compte des évolutions des besoins de stockage et des améliorations des outils logiciels de base.

²Les sites chinois, japonais et roumains font partie du nuage français.

Chapitre 3

Suivi des corrections à l'énergie relatives aux hautes tensions des calorimètres à argon liquide

“Try not. Do. Or do not. There is no try.”

“N’essaie pas. Fais le. Ou ne le fais pas. Il n’y a pas d’essai.”

Yoda

STARWARS episode V, the empire strikes back

Sommaire

3.1	Calorimétrie à argon liquide	52
3.1.1	Gerbes électromagnétiques et hadroniques	52
3.1.2	Ionisation de l’argon liquide et formation du signal	54
3.2	Les calorimètres à argon liquide d’ATLAS	56
3.2.1	Calorimètre électromagnétique	56
3.2.2	Calorimètres hadroniques bouchons	61
3.2.3	Calorimètres à l’avant	63
3.3	Influence des variations des hautes tensions sur l’énergie	66
3.3.1	Les hautes tensions dans les calorimètres à argon liquide	66
3.3.2	Variation de l’énergie mesurée en fonction de la tension appliquée	67
3.3.3	Variation de la vitesse de dérive et facteur de recombinaison	68
3.3.4	Calcul du facteur correctif	69
3.3.5	Cas particulier de l’EMEC	70
3.4	Procédure de correction de l’énergie	71
3.4.1	Suivi des facteurs correctifs	71
3.4.2	La base de données COOL	71
3.4.3	Exemple de la mise à jour effectuée le 29 juillet 2010	72
3.4.4	Evolution au cours de l’année 2010 et perspectives	76

Les calorimètres à argon liquide d'ATLAS jouent un rôle essentiel pour la reconstruction et l'identification des particules. En particulier, le calorimètre électromagnétique a pour fonction la mesure de l'énergie et de la position des électrons et des photons et est largement utilisé pour la reconstruction et l'identification des électrons ainsi que pour le rejet des bruits de fonds (cf. chap. 4). Ces calorimètres à échantillonnage utilisent l'argon comme milieu actif et des métaux lourds (plomb, cuivre ou tungstène) comme milieu passif.

La conception du système de calorimétrie est le fruit de travaux d'optimisation des performances basés sur la simulation et sur les tests en faisceaux [48, 49]. Ce chapitre résume les principales caractéristiques des calorimètres à argon liquide, après avoir brièvement rappelé les principes de la calorimétrie.

Les mesures d'énergies sont tributaires de l'imposition de hautes tensions dans le milieu actif, dont les variations dans le temps sont prises en compte grâce à des facteurs de correction. Dans le cadre de cette thèse, un travail de surveillance des hautes tensions des calorimètres à argon liquide fut réalisé par son auteur en tant que tâche dite de qualification pour la collaboration¹, lors de la première année de prise de données de collision. Ce chapitre décrit dans un premier temps les principes généraux de la calorimétrie à argon liquide avant de détailler la structure des calorimètres à argon liquide d'ATLAS. Il est ensuite consacré à l'étude de l'influence des variations des hautes tensions sur l'énergie mesurée et à la procédure de correction développée.

3.1 Calorimétrie à argon liquide

Le principe des calorimètres à échantillonnage utilisant l'argon liquide comme milieu actif s'est développé dans les années 1970 [66]. Il repose sur l'ionisation de l'argon liquide par des particules secondaires créées par le passage dans la matière des particules incidentes dont on cherche à mesurer l'énergie.

3.1.1 Gerbes électromagnétiques et hadroniques

Le passage des particules à travers la matière se traduit par une perte progressive de leur énergie au fur et à mesure de leur progression dans le milieu traversé. Cette perte d'énergie est due à la création de particules secondaires en cascade sous l'effet de processus qui dépendent de la nature des particules incidentes et de leur énergie. La cascade de particules forme une gerbe dont l'énergie est mesurée par le calorimètre.

Dans le cas des photons, des électrons et des positons, les processus font intervenir l'interaction électromagnétique. La figure 3.1 montre la variation de ces différents processus en fonction des énergies des particules. Pour les énergies supérieures à ~ 10 MeV, les processus dominants sont la conversion des photons en paire e^+e^- et l'émission de photons par rayonnement de freinage des électrons et positons (*Bremsstrahlung*). Pour des énergies inférieures, les processus dominants sont l'ionisation du matériau, les phénomènes de diffusion, ou l'annihilation des positons au contact du nuage électronique des atomes du milieu. Ces processus à plus basse énergie participent à l'élargissement latéral de la gerbe. Le passage des électrons et des photons dans la matière est caractérisé par la longueur de radiation X_0 . Elle est définie comme la distance moyenne parcourue par un électron dont l'énergie est divisée par e à cause du *Bremsstrahlung* et est aussi égal au libre parcours moyen multiplié par $7/9$ pour un photon avant d'être converti en

¹Tout membre de la collaboration doit effectuer un travail d'intérêt général, lui donnant droit d'être signataire des publications utilisant les données d'ATLAS.

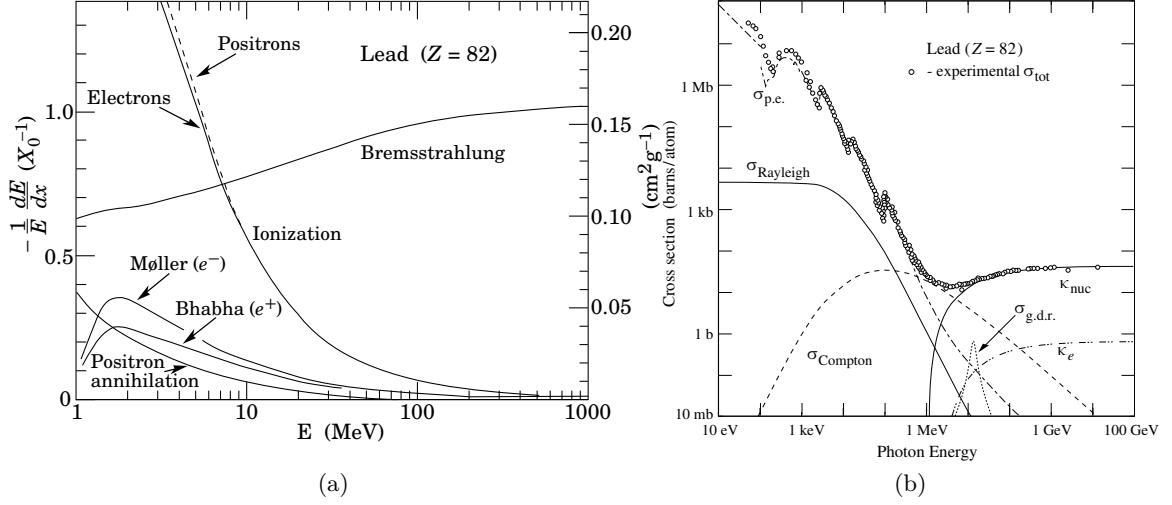


FIGURE 3.1: (a) : fraction d'énergie perdue par longueur de radiation pour les électrons et les positons en fonction de leur énergie à travers le plomb, pour différents processus d'interaction. (b) : section efficace d'interaction des photons en fonction de leur énergie à travers le plomb, pour différents processus.

paire e^+e^- . La figure 3.2 montre le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique créée par un photon.

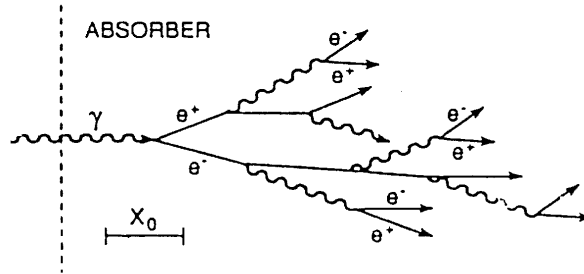


FIGURE 3.2: Schéma du développement d'une gerbe électromagnétique créée par un photon dans un milieu absorbeur.

Dans le cas des hadrons, les processus mis en jeu ne font pas seulement intervenir l'interaction électromagnétique, mais aussi les interactions fortes et faibles. Une fraction de l'énergie des hadrons incidents est perdue par interaction électromagnétique, principalement par les désintégrations des mésons neutres légers en paire de photons ($\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$). Cette fraction dépend de l'énergie incidente : elle est de l'ordre de 30% pour des énergies du hadron incident de 10 GeV mais peut atteindre 60% pour des énergies de l'ordre de 100 GeV. Cela constitue un défi pour l'identification des électrons (cf. Chapitre 4). Par ailleurs, une partie de l'énergie est dissipée lors des processus de désintégration des mésons chargés en paire muons neutrino ($\pi, K \rightarrow \mu\nu_\mu$). Cette perte représente environ 1% pour des énergies de l'ordre de 40 GeV. Enfin, le reste de l'énergie est dissipée par les interactions nucléaires des hadrons avec les noyaux des atomes du milieu. Le passage des hadrons dans la matière est caractérisé par la longueur d'interaction nucléaire λ_I , définie comme la distance moyenne parcourue par un hadron avant de subir une interaction nucléaire. La figure 3.3 représente le développement d'une gerbe hadronique créée

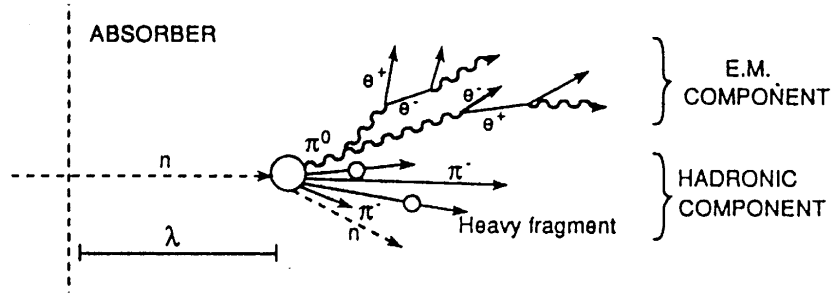


FIGURE 3.3: Schéma du développement d'une gerbe hadronique créée par un neutron dans un milieu absorbeur. Les composantes électromagnétiques et hadroniques sont indiquées.

par l'interaction d'un neutron avec le milieu absorbeur. Les composantes électromagnétique et hadronique de la gerbe sont montrées. Les gerbes hadroniques sont plus étendues du fait de la diversité des processus mis en œuvre.

3.1.2 Ionisation de l'argon liquide et formation du signal

Les calorimètres d'ATLAS sont des calorimètres à échantillonnage ; seule une fraction de l'interaction des processus d'interaction décrits plus haut donne lieu à un signal. Ils sont constitués par l'alternance de matériaux actifs, pour lesquels l'énergie déposée par les particules secondaires est mesurée, et de matériaux passifs ou absorbeurs, dans lesquels les gerbes se développent sans donner lieu à un signal. Ainsi, la résolution en énergie de ces calorimètres est moins bonne que celle d'un calorimètre homogène car l'énergie effectivement mesurée n'est qu'une fraction de l'énergie totale déposée par la particule incidente. Néanmoins, cette conception éprouvée pour des expériences de ce type répond aux contraintes d'encombrement, de résistance aux radiations, de stabilité dans le temps et de linéarité [67]. De plus elle permet d'avoir une granularité fine, optimisée pour la séparation des bruits de fonds des électrons ou des photons.

Tandis que le milieu actif du calorimètre hadronique tonneau est constitué de scintillateurs, il est constitué d'argon liquide pour les calorimètres dont il est question dans ce chapitre. Le signal résulte de l'ionisation de l'argon liquide présent entre les couches d'absorbeur par les particules secondaires créées lors du développement de la gerbe (cf. figure 3.4). Les particules secondaires créées dans les gerbes ionisent l'argon liquide en paires électron-ion qui dérivent sous l'effet du champ créé par une haute tension, créant par effet capacitif un courant électrique dans une électrode. En raison de leur faible mobilité dans l'argon liquide, les ions Ar^+ ont une vitesse de dérive plus lente que les électrons, c'est pourquoi leur effet sur l'intensité du courant électrique mesuré est négligeable [68].

L'énergie déposée dans une cellule du calorimètre est proportionnelle à la quantité de charge collectée. La figure 3.5 représente le processus de dérive des électrons dans l'argon liquide. L'intensité du courant électrique créé dépend du nombre de charges N créées, de la vitesse de dérive V_d de ces charges, de la taille d de l'interstice d'argon. Dans le cas d'un électron créé à une distance x de l'électrode et dérivant vers elle, l'intensité du courant électrique s'écrit :

$$i(t) = \frac{Nq_e}{t_d} \text{ pour } 0 < t < t_d, \quad (3.1)$$

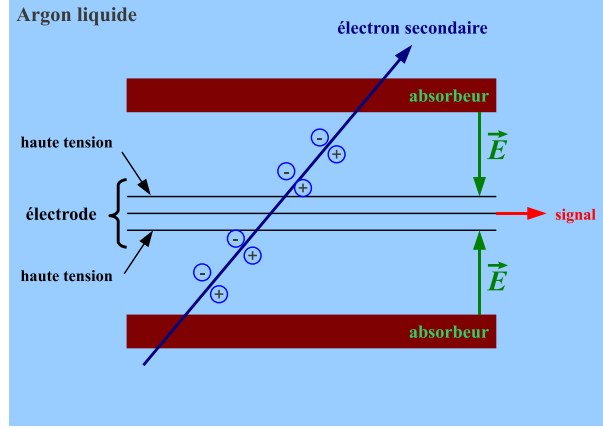


FIGURE 3.4: Schéma de principe de l'ionisation de l'argon liquide lors du passage d'un électron secondaire dans un interstice d'argon liquide du calorimètre. Les charges dérivent sous l'effet du champ électrique créé entre l'électrode et les absorbeurs. Le schéma représente le cas du calorimètre électromagnétique où une électrode est composée de deux couches externes de haute tension et une couche interne pour le signal.

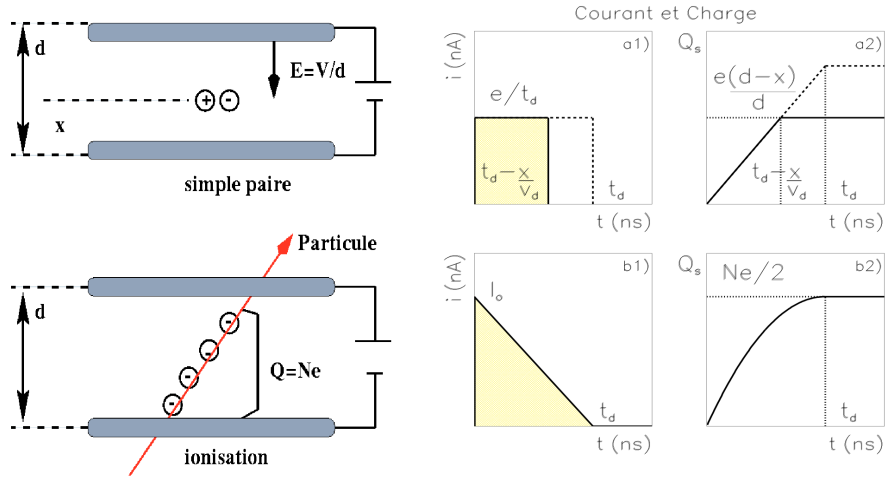


FIGURE 3.5: Dérives des charges créées par l'ionisation des interstices d'argon liquide lors du développement de la gerbe. En haut : dans le cas d'une simple paire. En bas : dans le cas d'une ionisation continue et uniforme de l'argon liquide. Le courant et la charge créés par influence sont indiqués à droite.

où $t_d = x/V_d$ est le temps de dérive de l'électron. Dans le cas d'une ionisation continue et uniforme de l'interstice, l'intensité du courant électrique s'écrit :

$$i(t) = Nq_e \frac{V_d}{d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \text{ si } 0 < t < t_d, \quad (3.2)$$

où $t_d = d/V_d$ est le temps de dérive total des électrons.

Les temps de dérive total des électrons pour des cellules du calorimètre électromagnétique sont de l'ordre de 400 ns, ce qui est peu adapté pour le LHC où la fréquence de croisement des paquets de protons est 40 MHz, soit un croisement tous les 25 ns. C'est pourquoi, plutôt qu'intégrer la charge collectée sur cette durée, on utilise l'intensité maximale I_0 , qui est proportionnelle

à la charge totale collectée :

$$I_0 = Nq_e \frac{V_d}{d}. \quad (3.3)$$

Cette valeur maximale est atteinte en un temps très rapide, environ 1 ns [68]. Le signal en sortie des électrodes a une forme triangulaire. Il est ensuite pré-amplifié puis mis en forme grâce à une chaîne d'électronique pour laquelle la procédure de calibration est décrite en [7]. La figure 3.6 montre le signal d'ionisation avant et après mise en forme du signal. La forme bipolaire permet de réduire les effets dus à l'empilement des signaux.

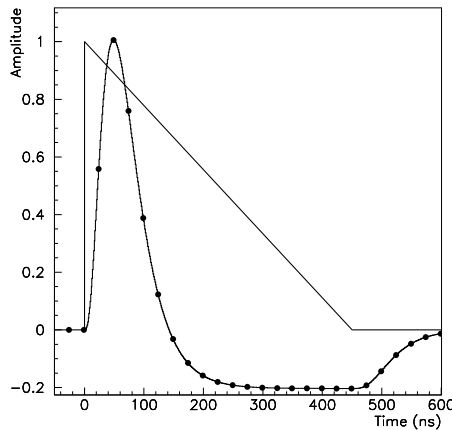


FIGURE 3.6: Amplitude du courant dans une cellule du calorimètre central généré par une impulsion triangulaire et après mise en forme bipolaire du signal, en fonction du temps. Les points correspondent à l'échantillonnage de 25 ns. L'amplitude maximale est normalisée à 1 et le niveau de référence est 0. L'intégrale du signal d'ionisation après mise en forme est nulle.

3.2 Les calorimètres à argon liquide d'ATLAS

Le système de calorimétrie à argon liquide est composé de 3 calorimètres de caractéristiques techniques différentes : le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique bouchon et les calorimètres à l'avant. La figure 3.7 représente les différents sous-systèmes au sein du détecteur, chacun étant divisé en deux parties selon le signe de la pseudo-rapacité : la partie A désigne la région $\eta > 0$ et la partie C la région $\eta < 0$.

3.2.1 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EMCAL) a une structure en accordéon qui fait son originalité. Cette géométrie permet une bonne herméticité - pas de zone morte selon l'angle ϕ , peu selon η - ainsi qu'une fine segmentation latérale. L'EMCAL est divisé en une partie centrale, le tonneau appelé EMB (*ElectroMagnetic Barrel*) dans la zone $|\eta| < 1.475$ et deux bouchons appelés EMEC (*ElectroMagnetic End-Cap*) dans la zone $1.375 < |\eta| < 3.2$. Ces sous-détecteurs sont placés dans des cryostats séparés : un cryostat central pour l'EMB et deux cryostats pour chacune des deux parties de l'EMEC. La zone $1.37 < |\eta| < 1.52$ est une région de transition entre l'EMB et l'EMEC qui est en général exclue des analyses impliquant les électrons et les photons (cf. section 5.1.4.1).

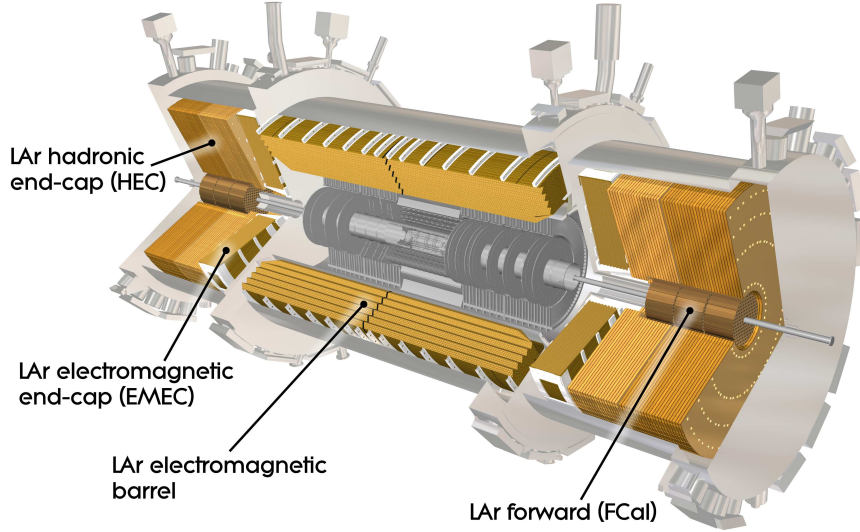


FIGURE 3.7: Représentation des calorimètres à argon liquide d'ATLAS.

L'EMB est constitué d'un empilement d'électrodes pliées en accordéon, disposées en alternance avec des absorbeurs en plomb et regroupées en 16 modules pour chaque moitié (A ou C) de l'EMB. La figure 3.8 montre l'agencement des modules autour de l'axe du faisceau. La

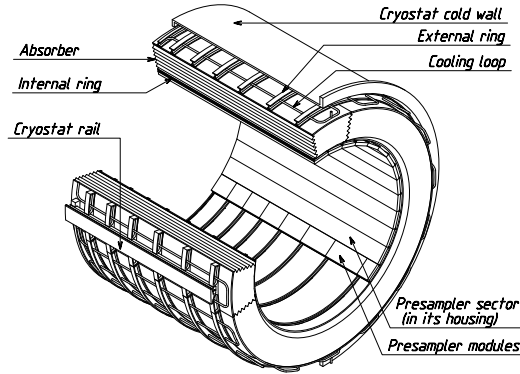


FIGURE 3.8: Agencement des modules en accordéon de l'EMB autour de l'axe du faisceau. L'emplacement des modules de pré-échantillonneurs est également indiqué.

structure en accordéon peut introduire des variations de la fraction d'échantillonnage et donc une possible non-uniformité de la réponse. Pour garder une bonne résolution en énergie, la taille de l'interstice d'argon est maintenue constante : l'angle de l'accordéon est modifié selon la profondeur comme l'indique la figure 3.9. Par ailleurs, l'épaisseur des absorbeurs est réduite dans la zone $|\eta| > 0.8$ par rapport à la zone $|\eta| < 0.8$, passant de 1.5 mm à 1.1 mm afin de tenir compte de la variation de la quantité de matière du fait de la géométrie projective.

L'EMEC est composé de deux parties (A et C) formées par l'empilement autour de l'axe du faisceau d'électrodes et d'absorbeurs regroupés en huit modules. Chaque partie est divisée en

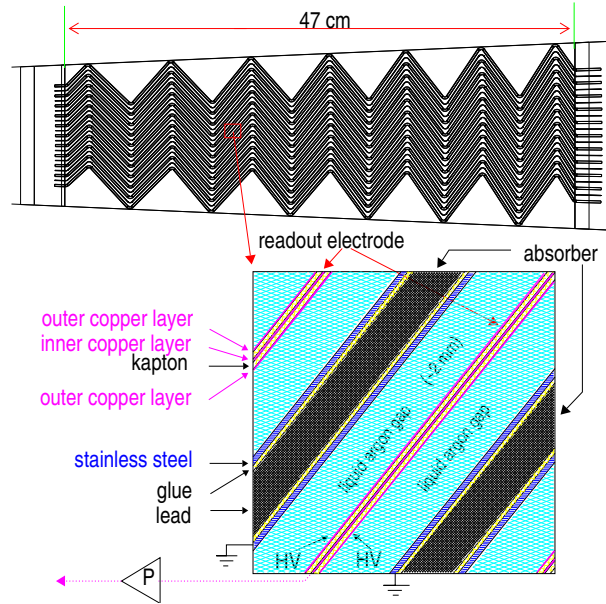


FIGURE 3.9: Haut : empilement en accordéon des absorbeurs et des électrodes formant le tonneau de l'EMB. La face d'entrée des particules est vers la gauche. Bas : détail de la structure en accordéon. Les absorbeurs en plomb couvert d'acier inoxydable alternent avec les interstices remplis d'argon qui contiennent chacun une électrode.

deux roues coaxiales, la roue externe ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et la roue interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$). La figure 3.10 représente l'une des deux parties. Contrairement au cas de l'EMB, l'axe de pliure des

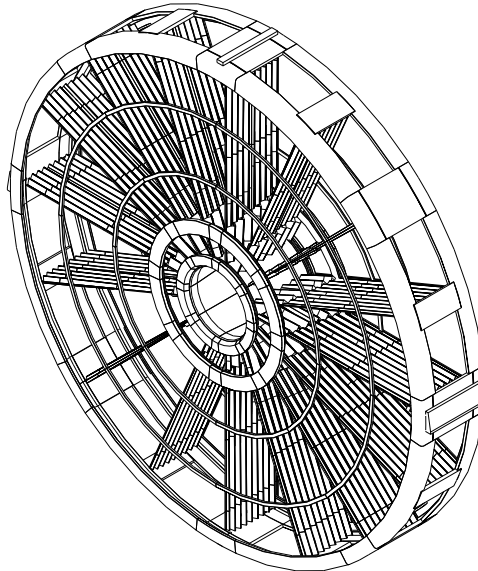


FIGURE 3.10: Vue générale d'une des roues de l'EMEC. Seuls quelques absorbeurs sont montrés.

électrodes est parallèle à la direction radiale et non à l'axe du faisceau. Par conséquent, la taille

de l'interstice d'argon liquide entre les absorbeurs diminue lorsque la pseudo-rapacité augmente : elle passe de 2.7 mm pour la zone $1.375 < |\eta| < 1.5$ à 1.2 mm pour la zone $2.3 < |\eta| < 2.5$ dans la roue externe. La figure 3.11 est un schéma technique montrant d'une part l'agencement des deux roues par rapport à l'axe du faisceau et d'autre part la variation de la taille de l'interstice en fonction de la distance à l'axe du faisceau.

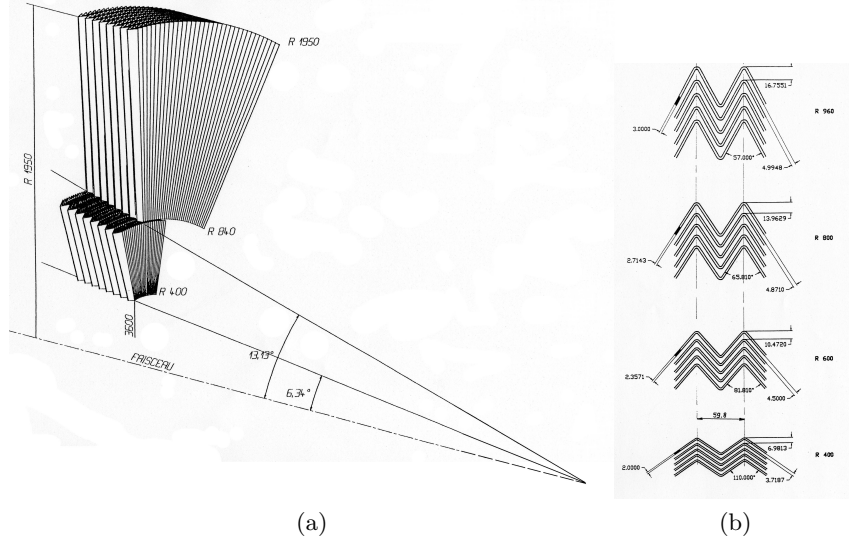


FIGURE 3.11: Schéma de principe de l'EMEC avec la géométrie en éventail [68]. (a) : agencement de l'alternance des absorbeurs et des électrodes constituant les roues interne et externe autour de l'axe du faisceau. (b) : variation de l'épaisseur de l'interstice entre les absorbeurs en fonction de la distance radiale à l'axe du faisceau. Les distances sont indiquées en mm.

Les électrodes de l'EMCAL sont composées d'un assemblage de trois couches en cuivre séparées par un isolant en Kapton®² : deux couches externes pour imposer la haute tension et une couche centrale pour collecter le signal [8, 9]. L'épaisseur de chaque électrode est de l'ordre de 275 μm . La figure 3.12 montre les électrodes de l'EMB et de l'EMEC avant leur pliage, faisant apparaître leur segmentation longitudinale et transverse.

Les électrodes de signal sont divisées en trois compartiments dans le sens longitudinal par rapport à la trajectoire des particules produites lors des collisions, en plus du pré-échantillonneur (cf. figure 3.12). Le signal issu de plusieurs électrodes est sommé dans la direction ϕ pour chaque compartiment et pour chaque zone de pseudo-rapacité. La figure 3.13 montre une portion d'un module de l'EMB et détaille la granularité des cellules. La taille des cellules des trois compartiments est optimisée pour remplir les objectifs du détecteur en terme de performances.

- Le compartiment avant (*layer 1*) est finement segmenté : les cellules ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1$ (pour $|\eta| < 1.4$) optimisée pour la discrimination γ/π^0 car elle permet de séparer les gerbes proches issues des désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$; la profondeur de ce compartiment correspond à environ 4 longueurs de radiation.
- Le compartiment du milieu (*layer 2*) est moins finement segmenté dans la direction η mais d'avantage dans la direction ϕ : les cellules ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$

²Polyimide fabriqué par Dupont de Nemours

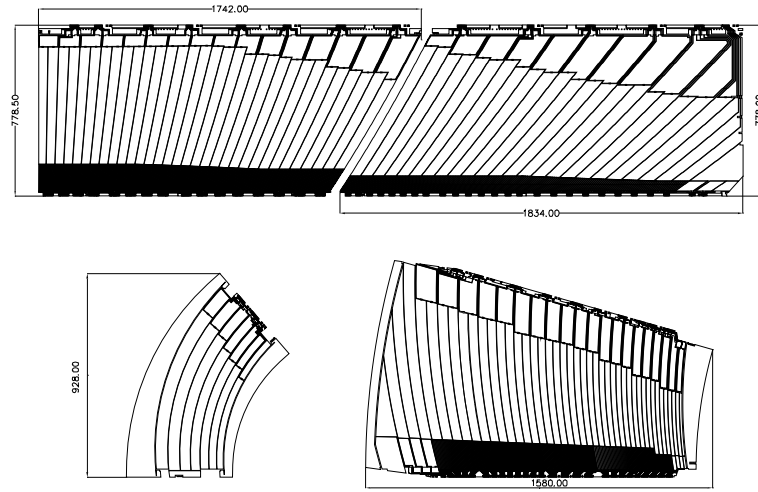


FIGURE 3.12: Schéma des électrodes de signal avant pliage pour le calorimètre électromagnétique. En haut : électrode pour l'EMB, séparée en deux parties, à gauche pour $|\eta| < 0.8$ et à droite pour $0.8 < |\eta| < 1.4$. En bas : électrode pour l'EMEC, séparée en deux parties, à gauche pour $2.5 < |\eta| < 3.2$ (roue interne) et à droite pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ (roue externe). La face d'entrée des particules incidentes se situe en bas pour chaque électrode. Les électrodes sont pliées en accordéon de haut en bas.

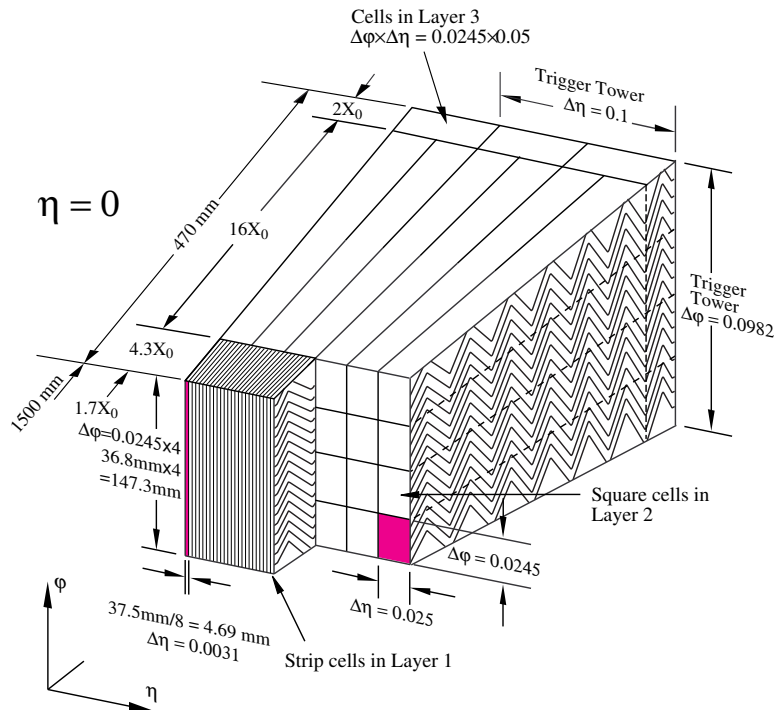


FIGURE 3.13: Schéma d'une portion d'un module de l'EMB où les différents compartiments sont montrés. La granularité dans les directions η et ϕ sont indiquées.

(pour $|\eta| < 1.4$) ; les électrons et photons déposent la majeure partie de leur énergie dans ce compartiment dont la profondeur correspond à entre 18 et 24 longueurs de radiation.

- Le compartiment arrière (*layer 3*) a une granularité plus grossière, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$; ce compartiment dont la profondeur correspond à environ 2 longueurs de radiation à $\eta = 0$ est utilisé pour estimer les pertes dues aux gerbes électromagnétiques non entièrement contenues dans le compartiment précédent.

Ces trois compartiments sont complétés par un pré-échantillonneur placé en amont, dans la région $|\eta| < 1.52$, permettant d'estimer les pertes d'énergies dans la matière située entre le point d'interaction et le calorimètre. La granularité des cellules de l'EMB est détaillée table 3.1.

compartiment	couverture en η	taille des cellules		nombre de cellules
		$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	
pré-échantillonneur	$ \eta < 1.52$	~ 0.025	$\pi/32$	7808
1er compartiment	$ \eta < 1.4$	0.025/8	$\pi/32$	57216
	$1.4 < \eta < 1.475$	0.025	$\pi/128$	1536
2ème compartiment	$ \eta < 1.4$	0.025	$\pi/128$	28672
	$1.4 < \eta < 1.475$	0.075	$\pi/128$	512
3ème compartiment	$ \eta < 1.35$	0.05	$\pi/128$	13824
total				109568

TABLE 3.1: Dimensions des cellules pour chacun des compartiments et pour le pré-échantillonneur de l'EMB, par zone de pseudo-rapacité. Le nombre de cellules par zone est également indiqué, ainsi que le nombre total.

Comme pour l'EMB, la roue externe de l'EMEC est segmentée en trois compartiments dans la zone $1.5 < |\eta| < 2.5$, en plus d'une zone $1.375 < |\eta| < 1.5$ couverte par deux compartiments seulement. La roue externe couvre la zone $1.5 < |\eta| < 2.5$ et est segmentée en deux compartiments. Un pré-échantillonneur est placé perpendiculairement à l'axe du faisceau, couvrant la zone $1.5 < |\eta| < 1.8$. Le détail de la granularité des cellules de l'EMEC est donné table 3.2.

3.2.2 Calorimètres hadroniques bouchons

Le calorimètre hadronique bouchon appelé HEC (*hadronic end-cap*) est constitué de deux bouchons A et C formés par l'empilement d'absorbeurs en cuivre perpendiculairement à l'axe du faisceau. Chacun des deux bouchons est divisé en deux roues, une roue avant appelée HEC1 au plus proche du centre du détecteur et une roue arrière HEC2 située derrière. Chaque bouchon est situé dans le même cryostat que l'EMEC. Chaque roue est divisée en 32 modules selon l'angle ϕ . Chaque module est divisé en une section avant et une section arrière. La figure 3.14 est un schéma technique de la structure du HEC. La section avant du HEC1 comporte 9 absorbeurs et la section arrière 16, tandis que la section avant du HEC2 comporte 9 absorbeurs et la section arrière 8. L'épaisseur des absorbeurs est de 25 mm pour le HEC1 et de 50 mm pour le HEC2, sauf pour le premier absorbeur du HEC1 et pour le premier absorbeur du HEC2 qui ont une épaisseur de 2.5 mm et 25 mm, respectivement.

La figure 3.15a montre l'empilement des absorbeurs et des électrodes formant un module du HEC1. Dans les interstices situés entre les absorbeurs sont placés les électrodes de haute tension

compartiment	couverture en η	taille des cellules		nombre de cellules
		$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	
pré-échantillonneur	$1.5 < \eta < 1.8$	0.025	$\pi/32$	1536
1er compartiment	$1.375 < \eta < 1.425$	0.050	$\pi/32$	128
	$1.425 < \eta < 1.5$	0.025	$\pi/32$	384
	$1.5 < \eta < 1.8$	0.025/8	$\pi/32$	12288
	$1.8 < \eta < 2.0$	0.025/6	$\pi/32$	6144
	$2.0 < \eta < 2.4$	0.025/4	$\pi/32$	8192
	$2.4 < \eta < 2.5$	0.025	$\pi/32$	512
	$2.5 < \eta < 3.2$	0.1	$\pi/32$	896
2ème compartiment	$1.375 < \eta < 1.425$	0.050	$\pi/128$	512
	$1.425 < \eta < 2.5$	0.025	$\pi/128$	22016
	$2.5 < \eta < 3.2$	0.1	$\pi/32$	896
3ème compartiment	$1.5 < \eta < 2.5$	0.05	$\pi/128$	10240
total				63744

TABLE 3.2: Dimensions des cellules pour chacun des compartiments et pour le pré-échantillonneur de l'EMEC, par zone de pseudo-rapacité. Le nombre de cellules par zone est également indiqué ainsi que le nombre total.

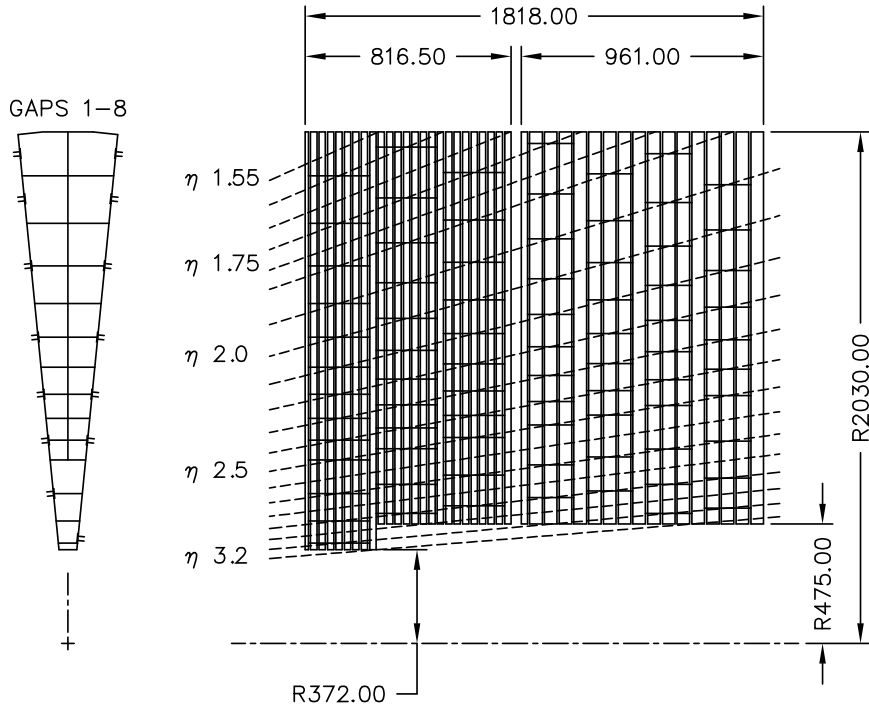


FIGURE 3.14: A gauche : schéma en coupe transverse de la première section du HEC1, montrant la granularité des cellules ; la face d'entrée des particules est perpendiculaire au plan du schéma. A droite : vue en coupe longitudinale du HEC, montrant la séparation entre le HEC1 et le HEC2 ; la face d'entrée des particules est située à gauche.

et de signal baignant dans l'argon liquide. La figure 3.15b montre la structure d'un interstice. Deux électrodes de haute tension entourent une électrode centrale, elle-même constituée d'une couche centrale destinée à collecter le signal et de deux couches externes pour la haute tension. Ainsi, chaque électrode de signal est associée à quatre électrodes de haute tension distinctes, et non deux comme dans le cas de l'EMCAL. On trouvera une description détaillée des électrodes en [69].

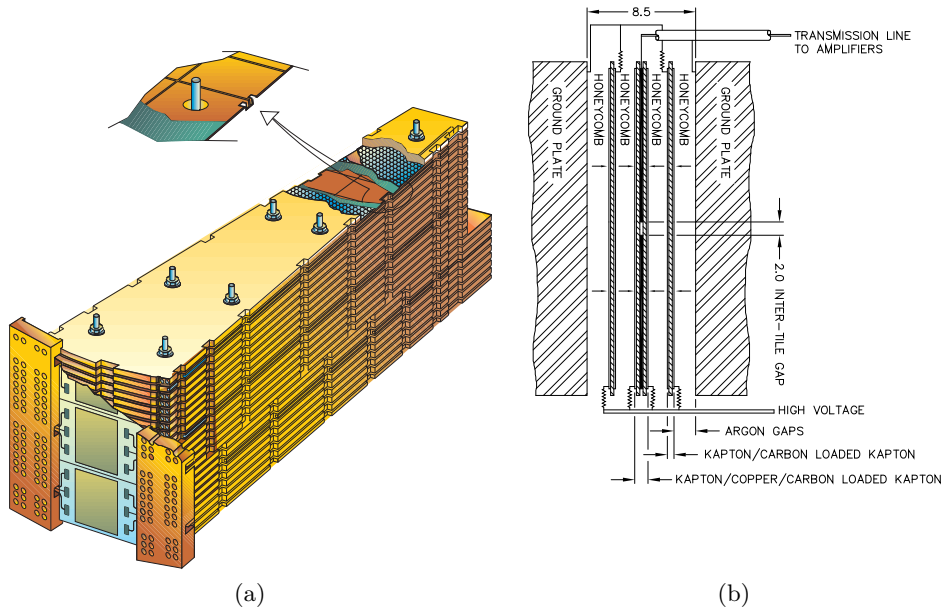


FIGURE 3.15: (a) : schéma montrant un module du HEC1 ainsi que le détail de la structure des électrodes. (b) : schéma montrant l'arrangement des électrodes de lecture et de haute tension entre deux absorbeurs, pour le calorimètre hadronique bouchon. Chaque électrode de signal est associée à 4 électrodes de haute tension.

Les modules sont divisés en cellules comme indiqué sur la figure 3.14 (gauche). La taille $\Delta\phi$ des cellules est deux fois plus grande pour $|\eta| > 2.5$. Par ailleurs les signaux collectés dans les interstices de chacun des 4 secteurs sont sommés. La granularité des cellules de l'HEC est détaillée table 3.3 ainsi que le nombre de cellules par secteur.

3.2.3 Calorimètres à l'avant

Les calorimètres à l'avant, appelés FCAL (*Forward CALorimeters*) sont situés dans la zone $3.1 < |\eta| < 4.9$. Ils sont constitués de trois modules pour chaque partie A et C : un module électromagnétique (FCAL1) et deux modules hadroniques (FCAL2 et FCAL3). La figure 3.16a montre la disposition des trois FCAL dans leur cryostat partagé avec l'EMEC et le HEC. Les FCAL sont constitués d'une matrice d'un matériau jouant le rôle d'absorbeur. Dans le cas du FCAL1, au plus proche de la collision, la matrice est en cuivre tandis que pour les FCAL 2 et 3 la matrice est essentiellement en tungstène. La matrice est traversée par des trous cylindriques parallèles à l'axe du faisceau dans lesquels sont insérés les électrodes, comme indiqué dans la figure 3.16b.

couche	couverture en η	taille des cellules		nombre de cellules
		$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	
HEC1 (1ère section)	$1.5 < \eta < 2.5$	0.1	$\pi/32$	1280
	$2.5 < \eta < 3.3$	0.2	$\pi/16$	256
HEC1 (2ème section)	$1.5 < \eta < 2.5$	0.1	$\pi/32$	1280
	$2.5 < \eta < 3.1$	0.2	$\pi/16$	192
HEC2 (1ère section)	$1.6 < \eta < 2.5$	0.1	$\pi/32$	1152
	$2.5 < \eta < 3.1$	0.2	$\pi/16$	192
HEC2 (2ème section)	$1.7 < \eta < 2.5$	0.1	$\pi/32$	1024
	$2.5 < \eta < 3.3$	0.2	$\pi/16$	256
total				5632

TABLE 3.3: Taille des cellules pour chacune des quatre sections de l'HEC, par zone de pseudo-rapidité. Le nombre de cellules par zone est également indiqué ainsi que le nombre total.

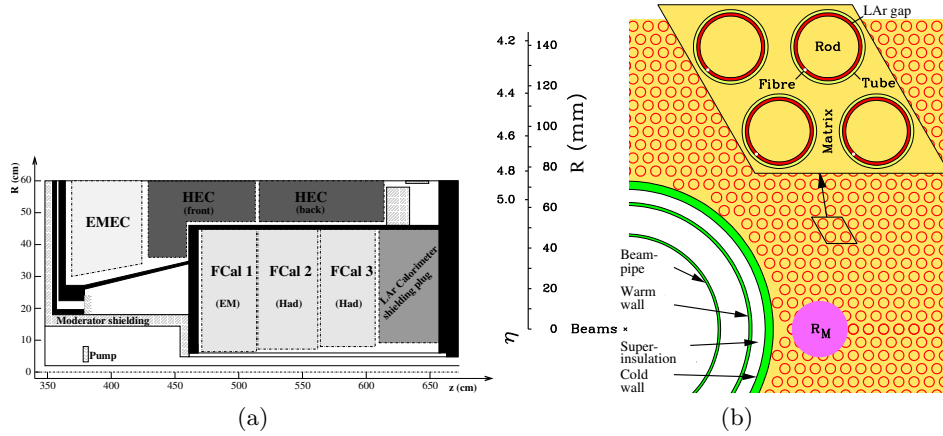


FIGURE 3.16: (a) : schéma montrant les trois modules FCAL dans le cryostat partagé avec l'EMEC et le HEC. (b) : vue en coupe de la structure du FCAL1 montrant la matrice de cuivre ainsi que les tubes constituant les électrodes.

La structure des électrodes est détaillée figure 3.17 dans le cas du FCAL1. Chaque tube est constitué d'une paroi reliée à la masse, et d'une partie centrale fournissant la tension induisant la dérive des charges, séparés par une fibre en polyétheréthércétone (PEEK) enroulée autour de la partie centrale. Les charges d'ionisation dérivent dans l'interstice entre ces deux parties rempli d'argon. La taille des interstice est de 0.269 mm pour le FCAL1, 0.376 mm pour le FCAL2 et de 0.508 mm pour le FCAL3.

La figure 3.18 montre la granularité de chacun des FCAL. Les cellules sont constituées de l'assemblage d'un nombre variable de tubes, donnant une forme irrégulière aux cellules.

La granularité approximative des cellules du FCAL est détaillée table 3.4. En raison de la forme irrégulière des cellules des FCAL, les dimensions des cellules sont données selon les coordonnées x et y. Une description plus détaillée des FCAL est donnée dans la référence [70].

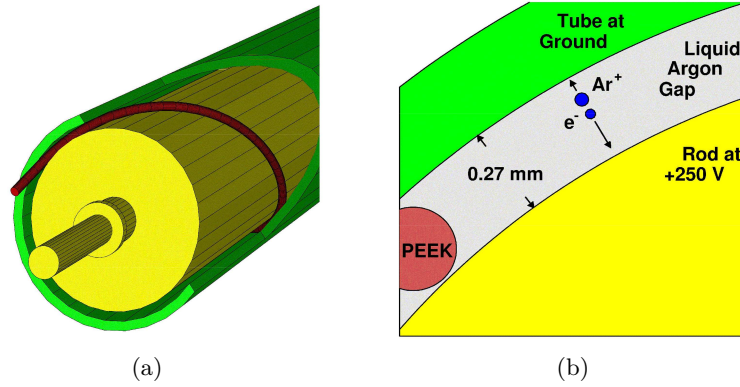


FIGURE 3.17: (a) : schéma d'une électrode du FCAL1. (b) : vue détaillée d'une électrode du FCAL1, montrant la dérive des charges dans l'interstice d'argon liquide.

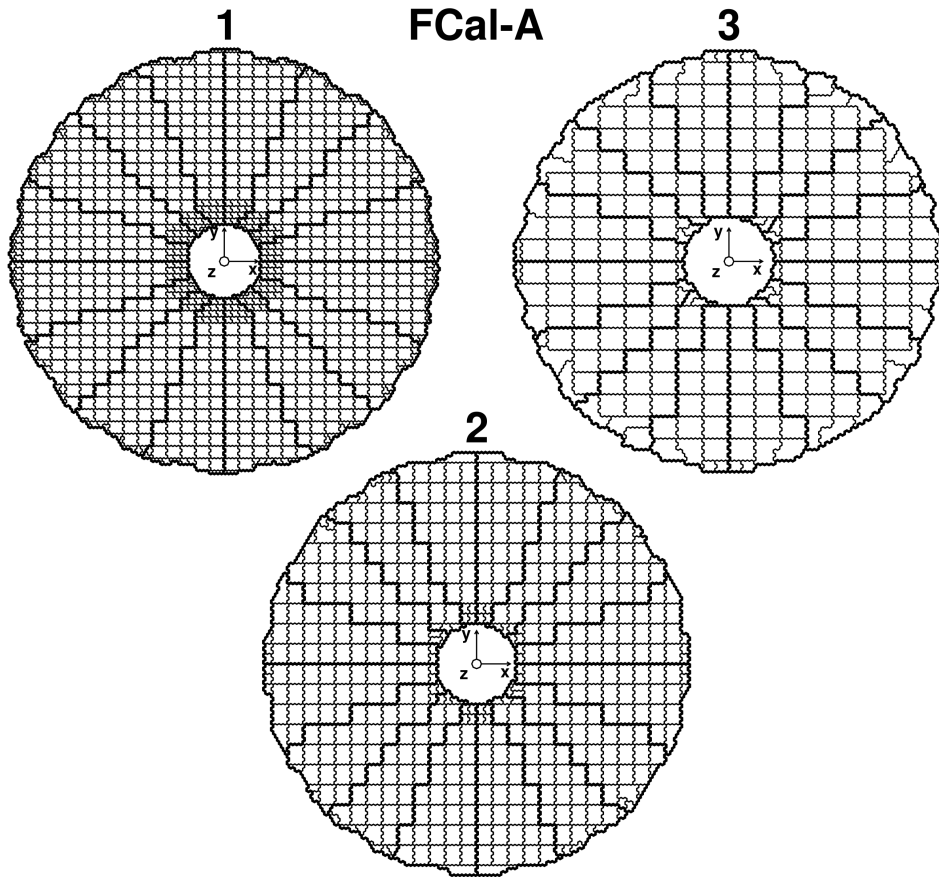


FIGURE 3.18: Schéma des FCAL 1 (haut, gauche), 2 (bas) et 3 (haut, droite).

module	couverture en η	taille des cellules $\Delta x[\text{mm}]$ $\Delta y[\text{mm}]$		nombre de cellules
FCAL1(em)	$3.15 < \eta < 4.3$	3.0	2.6	1372
	$3.1 < \eta < 3.15$	~ 4 fois plus fin		292
	$4.3 < \eta < 4.83$	idem		352
FCAL2(had)	$3.24 < \eta < 4.5$	3.3	4.2	800
	$3.2 < \eta < 3.24$	~ 4 fois plus fin		104
	$4.5 < \eta < 4.81$	idem		96
FCAL3(had)	$3.32 < \eta < 4.6$	5.4	4.7	440
	$3.29 < \eta < 3.32$	~ 4 fois plus fin		28
	$4.6 < \eta < 4.75$	idem		40
total				3524

TABLE 3.4: Taille approximative des cellules pour chacun des modules du FCAL. Les tailles sont données selon les coordonnées x et y plutôt que η et ϕ en raison de la forme des cellules du FCAL. Le nombre de cellules par zone est également indiqué, ainsi que le nombre total.

3.3 Influence des variations des hautes tensions sur l'énergie

3.3.1 Les hautes tensions dans les calorimètres à argon liquide

La distribution des hautes tensions sur l'ensemble des électrodes des calorimètres à argon liquide est prévue pour assurer un champ électrique d'intensité égale pour toutes les cellules de chaque sous-détecteur. Les électrodes de haute tension sont alimentées par des modules situés à l'extérieur des calorimètres. Ces modules peuvent subir des défaillances, provoquant une baisse de la différence de potentiel imposé entre l'électrode et l'absorbeur relié à la masse, par rapport à la valeur nominale. Au cours de la prise de données, plusieurs effets peuvent se produire :

- de petites fluctuations de la tension, de l'ordre de 0.01 % ; ces variations sont sans conséquence sur les mesures réalisées par le détecteur ;
- des chutes subites et substantielles appelées *trip*, pouvant aller jusqu'à l'extinction du module ; dans ce cas il est immédiatement procédé à la remise à la tension nominale de la ligne concernée, dans la mesure du possible.

Il peut arriver que les modules de haute tension ne puissent pas atteindre leur tension nominale, soit après un *trip* soit de manière chronique (module défaillant) ; dans de tels cas la tension délivrée par le module peut être mise sous tension réduite, voire être mise à 0 V. Le module concerné peut voir sa tension chuter en raison d'une conductivité accidentelle entre l'électrode et la masse (court-circuit) entraînant l'augmentation du courant délivré ; la tension chute alors car les modules ne sont pas capables de délivrer une telle puissance. Pour remédier à de tels problèmes le module peut être remplacé par un module dit *hôpital*, prévu pour délivrer un courant important.

Un module de haute tension alimente plusieurs électrodes. Par ailleurs, il y a dans chaque cellule plusieurs électrodes qui sont alimentées de façon indépendante ; ainsi dans le cas où l'une des électrodes n'est plus alimentée, le champ électrique subsiste dans les interstices, permettant

de mesurer l'énergie déposée dans la cellule malgré la mise à 0 V de l'électrode. La table 3.5 donne les valeurs nominales des différences de potentiel appliquées pour chacun des sous-détecteurs. Dans le cas de l'EMEC, les différentes valeurs sont données pour chaque zone de pseudo-rapidité, pour la roue interne et pour la roue externe.

3.3.2 Variation de l'énergie mesurée en fonction de la tension appliquée

L'influence des variations des hautes tensions sur l'énergie reconstruite des cellules fut étudiée à partir de tests en faisceaux [71]. La figure 3.19 montre la variation de l'énergie reconstruite en fonction de la tension appliquée lors de tests en faisceaux pour un module de l'EMB et pour un module de l'EMEC. Dans le cas de l'EMB (figure 3.19a) où la tension nominale est de 2 kV, l'énergie reconstruite est multipliée par un facteur ~ 0.77 lorsque la tension est réduite de moitié, pour des électrons de 245 GeV ou de 100 GeV. Dans le cas d'un module de l'EMEC pour lequel la tension nominale est de 2.2 kV (figure 3.19b), l'énergie reconstruite est multipliée par le même facteur (~ 0.77) lorsque la tension appliquée est divisée par 2.

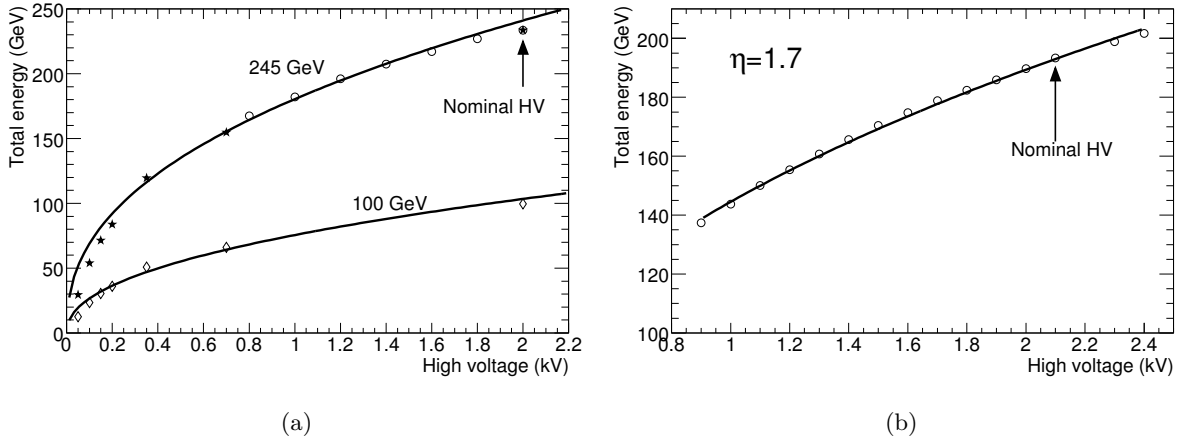


FIGURE 3.19: Variation de l'énergie de l'amas calorimétrique mesurée en fonction de la tension appliquée. (a) : avec un module de l'EMB pour des électrons de 245 GeV (cercles), pour des électrons de 100 GeV (losanges) ainsi que pour des électrons de 100 GeV normalisée à l'énergie mesurée pour des électrons de 245 GeV à la tension nominale de 2 kV (étoiles). (b) : avec un module de l'EMEC pour des électrons de 193 GeV. Ces données sont ajustées par des fonctions de la forme $E_{\text{mes}} = a \times U^b$.

Sur la figure 3.19 sont indiqués les ajustements de ces données par une fonction de la forme :

$$E_{\text{mes}}(U) = a \times U^b, \quad (3.4)$$

où E_{mes} est l'énergie mesurée et U la tension appliquée. Les paramètres obtenus pour l'ajustement dans le cas de l'EMB sont $a = 13.3 \pm 0.2$ et $b = 0.38 \pm 0.1$ lorsque U est exprimé en Volts et E_{mes} en GeV. La valeur du paramètre b est identique dans le cas de l'EMEC. On peut reformuler l'équation 3.4 pour exprimer la variation d'énergie mesurée par rapport à l'énergie obtenue

Sous-détecteur	Zone en $ \eta $ et tension appliquée en volts						
EMB Tension	0-1.475 +2000						
EMEC (externe) Tension	1.375-1.5 +2500	1.5-1.6 +2300	1.6-1.8 +2100	1.8-2.0 +1700	2.0-2.1 +1500	2.1-2.3 +1250	2.3-2.5 +1000
EMEC (interne) Tension	2.5-2.8 +2300				2.8-3.2 +1800		
EMB presampler Tension	0-1.52 +2000						
EMEC presampler Tension	1.5-1.8 -2000						
HEC Tension	1.5-3.2 +1800						
FCAL1 Tension	3.1-4.9 +250						
FCAL2 Tension	3.1-4.9 +375						
FCAL3 Tension	3.1-4.9 +500						

TABLE 3.5: Valeurs nominales pour les hautes tensions des calorimètres à argon liquide.

lorsque la tension appliquée est à sa valeur nominale U_{nom} :

$$\frac{E_{\text{mes}}(U)}{E_{\text{mes}}(U_{\text{nom}})} = \left(\frac{U}{U_{\text{nom}}} \right)^b, \quad (3.5)$$

avec $b = 0.38$. Dans le cas simple où il n'y aurait qu'une seule ligne de haute tension par cellule, il faudrait donc multiplier l'énergie reconstruite par un facteur correctif donné par :

$$f(U) = \left(\frac{U}{U_{\text{nom}}} \right)^b. \quad (3.6)$$

Dans le cas général où plusieurs lignes de haute tension sont présentes pour une même cellule, le facteur correctif s'écrit :

$$f(U_1, \dots, U_n) = \frac{n}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{U_i}{U_{\text{nom}}} \right)^b}, \quad (3.7)$$

où n est le nombre de lignes de haute tension pour la cellule et U_i la tension appliquée pour la ligne i . Par exemple, dans le cas de l'EMCAL, lorsqu'une des deux lignes de haute tension associée à une électrode ne délivre plus de tension et que l'autre ligne fonctionne à sa tension nominale, le nombre de charges collectées est divisé par deux puisque seule la moitié d'un interstice est soumis à un champ électrique ; il faut dans ce cas multiplier l'énergie mesurée par un facteur 2. Dans le cas de l'HEC, si l'une des quatre lignes de haute tension est à 0 V et que les trois autres fonctionnent normalement, il faut multiplier l'énergie par 4/3, puisque la quantité de charges collectées diminue d'un quart.

3.3.3 Variation de la vitesse de dérive et facteur de recombinaison

Cette approche empirique est complétée par la compréhension des effets influençant la collection des charges produites par l'ionisation de l'argon liquide. En effet, l'énergie déposée dans une cellule est proportionnelle à la quantité de charges produites, qui est mesurée grâce à l'intensité maximale du courant électrique induit par la dérive de ces charges sous l'influence du champ

électrique comme indiqué plus haut. Cette valeur maximale dépend de la vitesse de dérive des électrons dans l'argon liquide. Des études sur la variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique appliqué et de la température de l'argon ont été menées avant le début de la construction du détecteur [72, 73] et ont abouti à une paramétrisation de la vitesse de dérive V_d de la façon suivante :

$$V_d(T, ||\vec{E}||) \propto (P_1(T - T_0) + 1)(P_3 \cdot ||\vec{E}|| \cdot \ln(1 + \frac{P_4}{||\vec{E}||}) + P_5 ||\vec{E}||^{P_6}) + P_2(T - T_0), \quad (3.8)$$

où T est la température de l'argon liquide et $||\vec{E}|| = U/d$ le champ électrique imposé par la tension U dans l'interstice d'épaisseur d . Les paramètres P_i ($i = 1, \dots, 6$) ont donc été déterminés lors de ces mesures, et leurs valeurs sont données dans la table 3.6.

paramètre	valeur mesurée
P_1	$-0.01481 \pm 0.00095 \text{ K}^{-1}$
P_2	$-0.0075 \pm 0.0028 \text{ K}^{-1}$
P_3	$0.141 \pm 0.023 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$
P_4	$12.4 \pm 2.7 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$
P_5	$1.627 \pm 0.078 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}^{-P_6}$
P_6	0.317 ± 0.021
T_0	90.371 K

TABLE 3.6: Valeurs mesurées pour la paramétrisation de la vitesse de dérive des électrons donnée par l'équation 3.8.

Il doit être par ailleurs tenu compte de la recombinaison des paires $e^- - Ar^+$ pendant la dérive des électrons. Cet effet tend à diminuer la quantité de charges collectées par l'électrode de signal par rapport à la quantité de charges émises par l'ionisation de l'argon liquide. Des travaux réalisés en 1987 [74] ont montré que dans l'argon liquide, le rapport entre la quantité de charges collectées Q_p par la quantité de charges émises Q_0 est donné par :

$$R_{\text{comb}}(||\vec{E}||) = \frac{Q_p(||\vec{E}||)}{Q_0(||\vec{E}||)} = \frac{\ln(1 + C/||\vec{E}||)}{C/||\vec{E}||}, \quad (3.9)$$

où $C = 0.84 \text{ kV.cm}^{-1}$ est un paramètre mesuré expérimentalement.

3.3.4 Calcul du facteur correctif

De l'équation 3.3 donnant l'intensité maximale en fonction de la quantité de charge $Q_0 = Nq_e$ produite par l'ionisation, on déduit le rapport entre l'énergie mesurée pour un champ électrique $||\vec{E}||$ par rapport à celle mesurée pour la valeur nominale $||\vec{E}||_{\text{nom}}$:

$$R(||\vec{E}||, ||\vec{E}||_{\text{nom}}) = \frac{E_{\text{mes}}(||\vec{E}||)}{E_{\text{mes}}(||\vec{E}||_{\text{nom}})} = \frac{R_{\text{comb}}(||\vec{E}||) \times V_d(T, ||\vec{E}||)}{R_{\text{comb}}(||\vec{E}||_{\text{nom}}) \times V_d(T, ||\vec{E}||_{\text{nom}})}. \quad (3.10)$$

La table 3.7 donne les valeurs calculées pour ce rapport dans le cas de l'EMB, soit une tension nominale $U_{\text{nom}} = 2000 \text{ V}$ et un interstice de taille $d = 2.09 \text{ mm}$. Pour une tension appliquée de

1000 V, on trouve un rapport de 0.7626, proche de la valeur $R \simeq 0.77$ évoquée en 3.3.2 obtenue dans le cas d'une division par 2 de la tension appliquée.

HV(V)	$E_{\text{mes}}/E_{\text{nom}}$
2000	1.
1800	0.9606
1600	0.9190
1400	0.8754
1200	0.8224
1000	0.7626
900	0.7290
800	0.6906
700	0.6527
600	0.6065
500	0.5556
400	0.4961
300	0.4270
200	0.3390
150	0.2829
100	0.2135
50	0.1209

TABLE 3.7: Rapport $E_{\text{mes}}/E_{\text{nom}}$ de l'énergie mesurée par l'énergie réelle déposée dans une cellule des calorimètres à argon liquide, dans le cas simplifié d'une seule ligne de haute tension. Les valeurs données ont été calculées en tenant compte des mesures de la vitesse de dérive des électrons dans l'argon liquide [73] et du facteur correctif relatif à la recombinaison des électrons [74].

Dans le cas de l'EMB qui comporte le plus grand nombre de cellules des calorimètres à argon liquide, les facteurs correctifs sont évalués de façon simplifiée grâce à une extrapolation logarithmique des rapports données dans la table 3.7. De façon similaire à l'équation 3.7, le facteur correctif appliqué dans le cas de n lignes de hautes tensions par cellule sera donc :

$$f(U_1, \dots, U_n) = \frac{n}{\sum_{i=1}^n R(U_i, U_{\text{nom}})}. \quad (3.11)$$

3.3.5 Cas particulier de l'EMEC

La géométrie de l'EMEC présente une variation de la taille de l'interstice entre les absorbeurs, selon la pseudo-rapacité. Dans la mesure où le champ électrique imposé dans ces interstices doit être le même, il est nécessaire d'adapter la tension imposée selon η . La figure 3.20 montre la tension nominale appliquée dans l'EMEC en fonction de la pseudo-rapacité. La tension est ajustée par paliers selon des pas en η et par conséquent le champ électrique imposé varie. Pour tenir compte de cet effet dû à la géométrie et non aux variations dans le temps des valeurs des hautes tensions, il est appliqué une correction similaire à celle dont il est question plus haut. La valeur de ce facteur correctif est donné pour chaque secteur S pour lequel la haute tension est

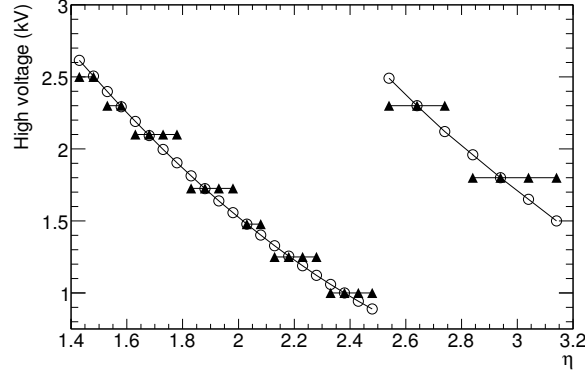


FIGURE 3.20: Variation de la tension nominale en fonction de la pseudo-rapacité dans l'EMEC. La tension pour laquelle le champ électrique serait de même intensité pour toutes les cellules est indiquée par les cercles. La tension effectivement appliquée est représentée par les triangles.

identique par la fonction suivante :

$$g(\eta, S) = \frac{\beta_S}{1 + \alpha_S(\eta - \eta_S)}, \quad (3.12)$$

où η est la pseudo-rapacité de la cellule, η_S celle du centre du secteur S et où les paramètres α_S et β_S dépendent du secteur. Ce facteur correctif est appliqué quelque soient les déviations de la tension par rapport à la valeur nominale, déviations pour lesquelles le facteur correctif donné par l'équation 3.11 est prévu.

3.4 Procédure de correction de l'énergie

3.4.1 Suivi des facteurs correctifs

Le calcul des facteurs correctifs et la compréhension des divers effets mis en jeu ont été l'objet de travaux préalables à la mise en route du calorimètre. Dans le cadre de cette thèse, un suivi des facteurs correctifs au cours de l'année 2010 fut réalisé, permettant de déclencher leur mise à jour lorsque des changements significatifs étaient observés. Pour cela, les facteurs correctifs furent recalculés toutes les 12 heures et comparés aux valeurs précédemment utilisées pour corriger les énergies mesurées. Lorsque les différences observées étaient supérieures à 1% un examen attentif des causes possibles a permis de déterminer si les variations observées étaient temporaires, comme dans le cas d'un *trip* ou dans le cas de tests réalisés pendant des arrêts techniques, ou bien si ces variations étaient permanentes. Dans ce dernier cas, les nouvelles valeurs de facteurs correctifs étaient implémentées dans la base de données COOL décrite ci-après.

3.4.2 La base de données COOL

Les données relatives aux conditions de fonctionnement du détecteur au cours du temps sont stockées dans une base de données appelée COOL [75]. Il s'agit d'une base de données par intervalle de validité, ou IOV (*Interval Of Validity*). La valeur d'un paramètre au cours du temps n'est pas échantillonnée de façon régulière mais uniquement lorsqu'un changement de ce paramètre intervient. La valeur d'un paramètre est identifiée de façon unique par son IOV défini

par les dates de début et de fin de validité, par le nom du paramètre et par la version de la base de données. Le système de base de données COOL pour stocker les conditions du détecteur est commun aux expériences ATLAS et LHCb.

3.4.3 Exemple de la mise à jour effectuée le 29 juillet 2010

Le travail de suivi effectué au cours de l'année 2010 dans le cadre de cette thèse est illustré à travers l'exemple de la mise à jour des facteurs correctifs du 29 juillet 2010. Une mise à jour précédente avait été faite le 20 mai. Puis, il avait été procédé pendant un arrêt technique du LHC à des interventions sur certains modules de haute tension qui ont été mis à 0 V pour maintenance, puis ont été remplacés. Une première mise à jour des facteurs correctifs fut réalisée le 22 juillet mais d'autres interventions ont été réalisées avant la reprise des collisions, nécessitant une mise à jour le 29 juillet.

Les cellules des calorimètres à argon liquide sont repérées à l'aide d'un identifiant unique, qui permet de déterminer leur position. La figure 3.21 montre la distribution des différences de facteurs correctifs en fonction de l'identifiant pour chaque cellule, entre le 20 mai et le 29 juillet. Ce graphique fut produit de façon automatique toutes les 12 heures au cours de l'année 2010. La présence de différences absolues supérieures à 0.01 impose une mise à jour de la base de données, juste avant le redémarrage des collisions.

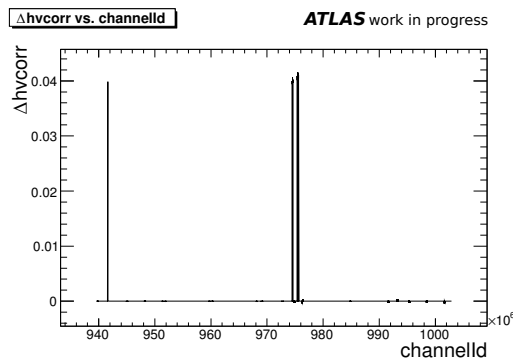


FIGURE 3.21: Variation absolue des facteurs correctifs des cellules en fonction de leurs identifiants entre le 20 mai et le 29 juillet 2010.

L'examen attentif de la localisation des changements observés permet de corrélérer ces variations aux évolutions subies par les modules de hautes tensions. La figure 3.22 montre la variation absolue en fonction de η et ϕ des facteurs correctifs pour les cellules du pré-échantillonneur de la partie C de l'EMB. 32 cellules ont vu leur facteur correctif changer, passant de 1 à 1.4. Cela est dû à la mise sous tension réduite d'un module alimentant des lignes de haute tensions dans cette partie du détecteur (1600 V au lieu de 2000 V). La distribution des nouveaux facteurs correctifs pour cette zone est montrée figure 3.23. Plusieurs zones ont un facteur correctif proche de 2 car l'une des deux couches de haute tension est mise à 0 V dans ces zones.

La figure 3.24 montre la variation absolue des facteurs correctifs pour les cellules de certaines régions de l'EMEC C. On constate un changement de l'ordre de +0.4 pour des cellules autour de $\phi \simeq 2$. Après examen, ces changements sont dus à la mise sur module hôpital d'un module alimentant les cellules en question. Ce changement affecte 40 cellules du premier compartiment, 64 cellules du deuxième compartiment et 32 cellules du troisième compartiment. La distribution des nouveaux facteurs correctifs pour ces cellules est montrée figure 3.25. Comme pour le pré-échantillonneur de l'EMB, des zones où le facteur correctif n'est pas à 1 sont visibles. Les

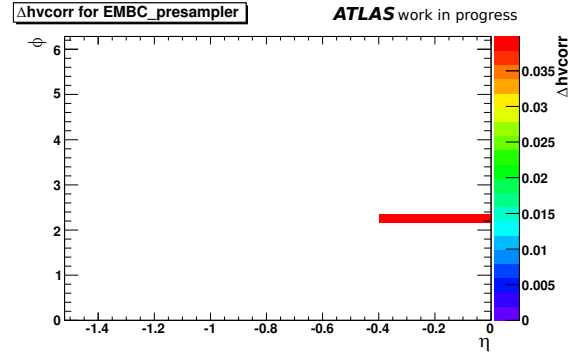


FIGURE 3.22: Variation absolue en fonction de η et ϕ des facteurs correctifs pour les cellules du pré-échantillonneur de la partie C de l'EMB.

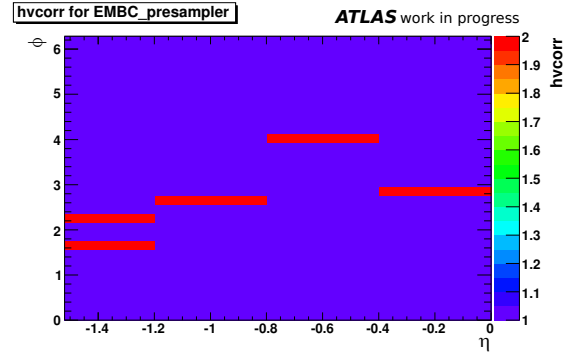


FIGURE 3.23: Facteurs correctifs en fonction de η et ϕ pour les cellules du prééchantillonneur de la partie C de l'EMB.

structures observées sur ces graphiques sont dues au fait qu'un même module alimente des électrodes de hautes tensions pour plusieurs cellules à la fois.

La distribution des facteurs correctifs recalculés en fonction de l'identifiant de chaque cellule est montrée figure 3.26. Après toutes les vérifications, ces valeurs ont été implémentées dans la base de données COOL.

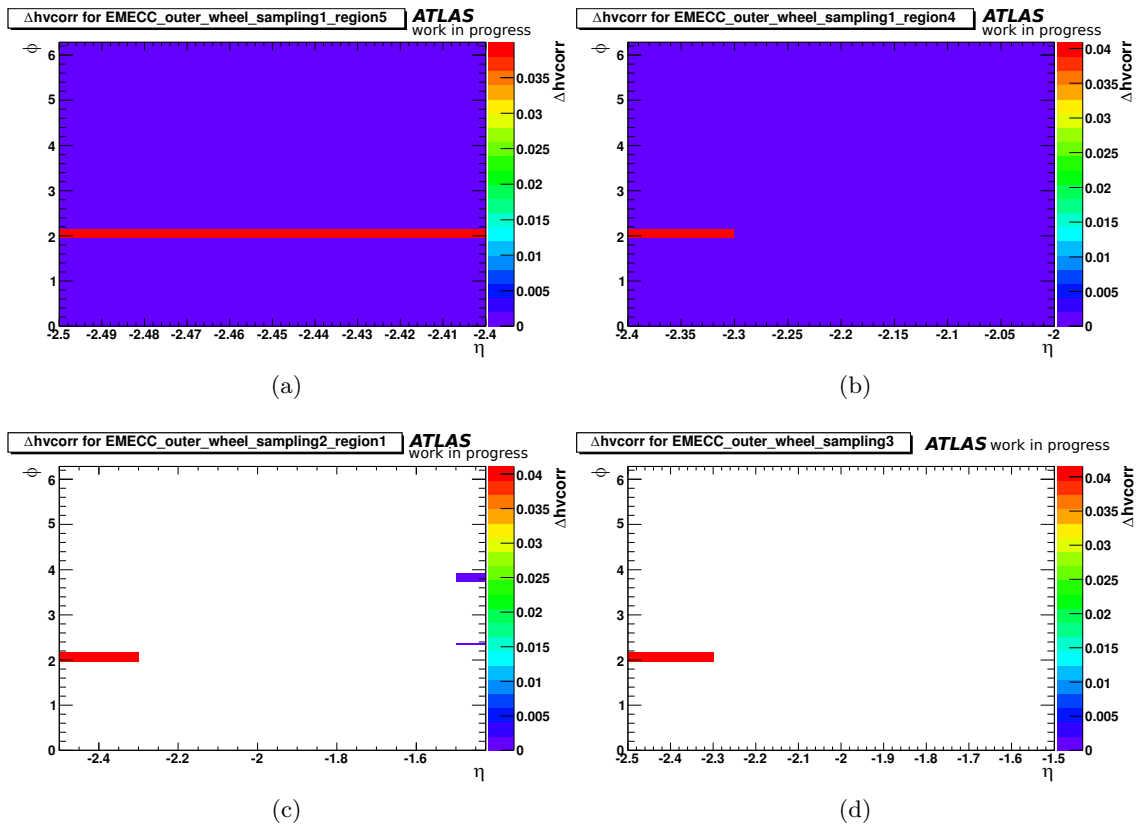


FIGURE 3.24: Variation absolue en fonction de η et ϕ des facteurs correctifs pour les cellules de la partie C de la roue externe de l'EMEC, dans la zone $-2.5 < \eta < -2.4$ (a) et $-2.4 < \eta < -2$ (b) du premier compartiment, dans la zone $-2.5 < \eta < -1.425$ du deuxième compartiment (c) et dans le troisième compartiment (d).

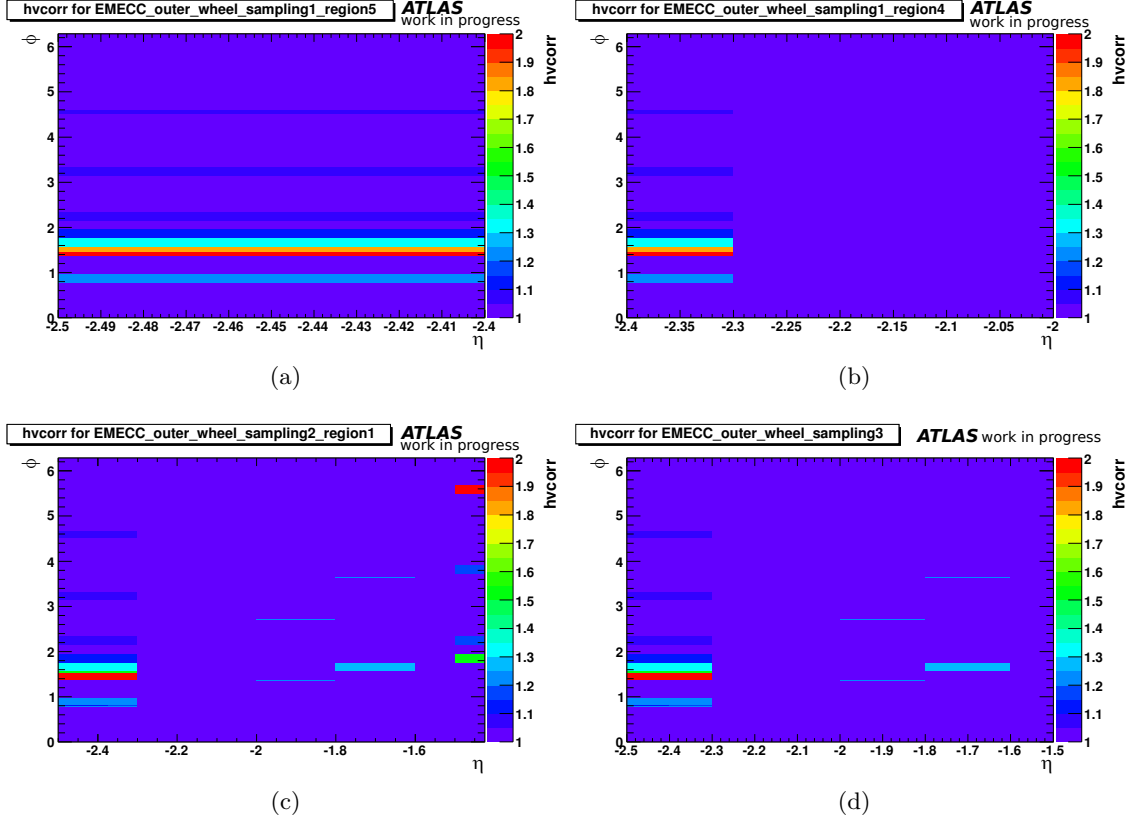


FIGURE 3.25: Facteurs correctifs en fonction de η et ϕ pour les cellules de la partie C de la roue externe de l'EMEC, dans la zone $-2.5 < \eta < -2.4$ (a) et $-2.4 < \eta < -2$ (b) du premier compartiment, dans la zone $-2.5 < \eta < -1.425$ du deuxième compartiment (c) et dans le troisième compartiment (d).

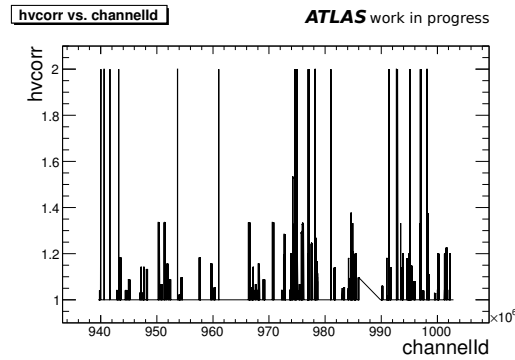


FIGURE 3.26: Facteurs correctifs des cellules en fonction de leurs identifiants calculés le 29 juillet 2010 et mis à jour dans la base de données COOL.

3.4.4 Evolution au cours de l'année 2010 et perspectives

Les premières données de collision à $\sqrt{s} = 7$ TeV collectées en 2010 ont permis à la collaboration ATLAS d'effectuer des études sur la qualité de la réponse du calorimètre électromagnétique [76]. La figure 3.27 est une carte d'occupation du calorimètre électromagnétique réalisée en avril 2010. L'occupation d'une cellule est définie comme la fraction d'événements avec une énergie dépassant 5 fois le bruit d'électronique, mesuré à l'aide de *menus* de déclenchements aléatoires. L'occupation typique est de l'ordre de 10^{-4} .

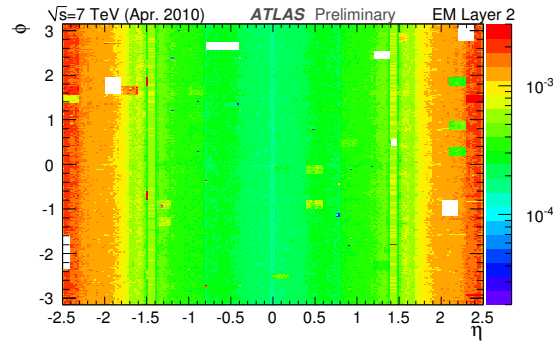


FIGURE 3.27: Carte d'occupation $\eta \times \phi$ dans le deuxième compartiment de l'EMCAL dans la région $|\eta| < 2.5$, pour environ $5 \cdot 10^6$ événements de collision à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La granularité du graphique correspond à la taille des cellules. Dans la zone $1.375 < |\eta| < 1.475$ couverte simultanément par l'EMB et l'EMEC, seules les cellules de l'EMB sont montrées.

Dans la figure 3.27 les zones blanches (environ 1.4 % du total) sont des régions où le système de lecture est inopérant. La plupart des autres cellules chaudes ou froides ont été mises en évidence lors de la procédure d'étalonnage [77]. Environ 0.1 % des cellules présentent des

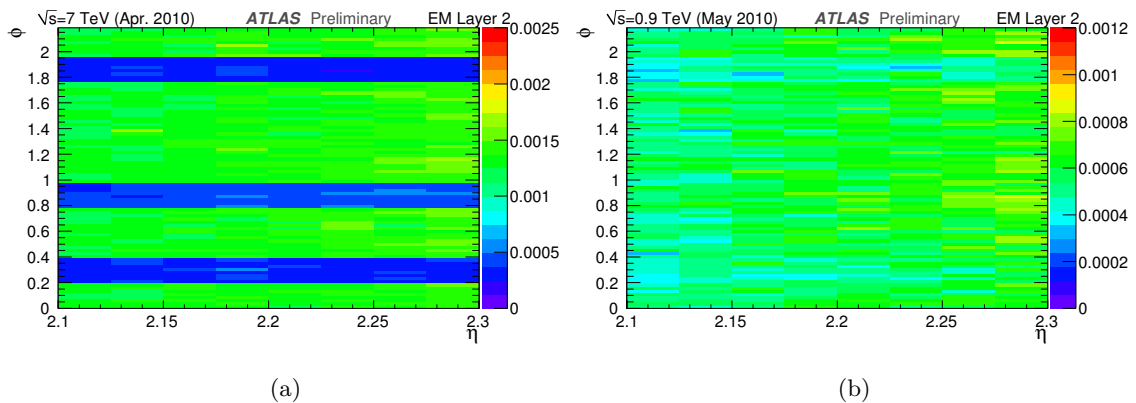


FIGURE 3.28: Carte d'occupation $\eta \times \phi$ dans le deuxième compartiment de l'EMCAL dans une région affectée par un échange de câble, avant (a) et après (b) correction de l'erreur de câblage.

problèmes d'acquisition ou une électronique bruitée et sont exclues pour la reconstruction des électrons et des photons, et environ 6 % des cellules ont une haute tension non nominale. Dans ce dernier cas, la procédure de correction de l'énergie décrite dans ce chapitre augmente non seulement l'énergie déposée par les particules dans ces cellules mais également la composante de bruit : comme le seuil est fixe, l'occupation augmente. L'information nécessaire à la prise en

compte de cette augmentation du bruit est mise à jour dans la base de données en même temps que les facteurs correctifs. Pour 4 régions il fut constaté qu'à l'inverse l'occupation est réduite, indiquant un problème. avec pour conséquence une mauvaise valeur de haute tension appliquée pour ces régions, et donc l'utilisation d'un mauvais facteur correctif. La figure 3.28 montre ces régions, avant et après la correction de cette erreur de câblage. Les facteurs correctifs ont pu être changés pour les événements enregistrés avant l'identification de cette erreur matérielle lors d'une nouvelle reconstruction des données (*reprocessing*).

Au cours de l'année 2010, 12 mises à jour des facteurs correctifs dans la base de données ont été effectuées, la première le 22 février et la dernière le 6 novembre. La figure 3.29 montre la distribution des facteurs correctifs utilisés juste avant le démarrage du LHC fin septembre 2009 [77] et ceux utilisés à la fin de la prise de données, fin novembre 2010. Le travail de suivi réalisé en 2010 a été poursuivi au sein de la collaboration en 2011 et 2012, de façon plus automatisée.

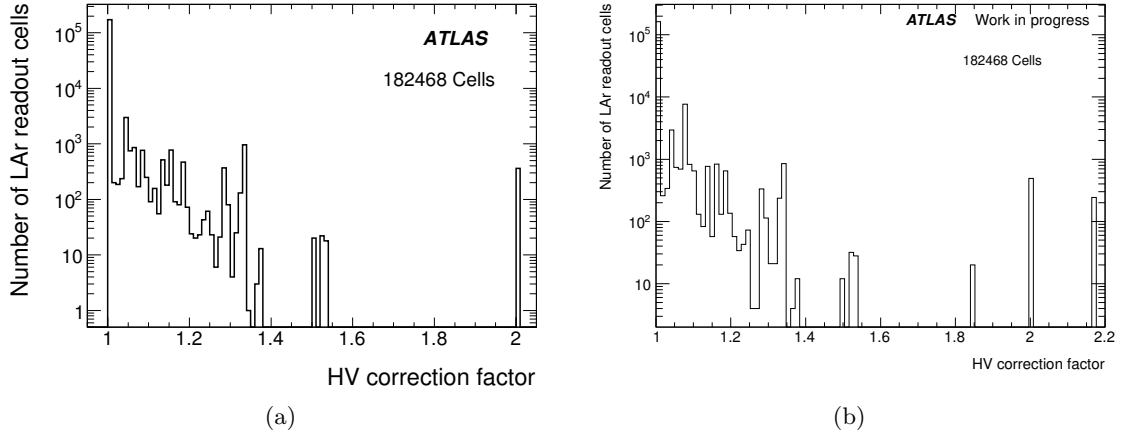


FIGURE 3.29: Distribution des facteurs correctifs appliqués fin septembre 2009 (a), au moment de la mise en route du calorimètre [77], et fin novembre 2010 (b), juste avant la mise à l'arrêt après la première année de prise de données.

Dans les analyses qui utilisent les électrons ou les photons, des critères de qualité sont appliqués sur les amas de cellules du calorimètre utilisés pour la reconstruction de ces particules. Ces critères permettent d'éliminer des amas de mauvaise qualité ou de faux amas liés à des problèmes matériels. Certains critères sont liés à des problèmes temporaires d'intégrité de lecture des données ou à des bouffées de bruit (*noise bursts*), d'autres concernent des zones précises défaillantes du calorimètre. Des cartes de régions défaillantes sont construites spécifiant pour chaque zone par exemple si la carte frontale est défaillante ou si les valeurs des hautes tensions imposées sont non-nominales ou nulles. A l'heure actuelle les critères appliqués dans les analyses sont basés sur le bon fonctionnement des cartes frontales et sur le fait d'avoir des cellules non alimentées en haute tension. La présence de zones où les hautes tensions n'ont pas leur valeur nominale n'est pas pris en compte mais des études sont en cours pour évaluer l'influence de ces zones sur le terme constant de la résolution en énergie dans des événements $Z \rightarrow ee$, notamment dans le cadre d'une thèse au sein du LPNHE.

Chapitre 4

Performances attendues de reconstruction et d'identification des électrons

I dettagli fanno la perfezione e la perfezione non è un dettaglio.
Les détails font la perfection et la perfection n'est pas un détail.

Leonardo da Vinci

Sommaire

4.1	Composition des évènements simulés utilisés	81
4.2	Le déclenchement sur les électrons	85
4.2.1	Déclenchement au niveau L1	85
4.2.2	Déclenchement au niveau L2	86
4.2.3	Déclenchement au niveau EF	86
4.3	Reconstruction des électrons	87
4.3.1	La reconstruction des amas de cellules	87
4.3.2	La reconstruction des traces	87
4.3.3	L'algorithme de reconstruction standard	88
4.3.4	Les autres algorithmes de reconstruction	89
4.3.4.1	L'algorithme de reconstruction basé sur les traces	89
4.3.4.2	Utilisation des amas topologiques	90
4.4	L'identification des électrons	90
4.4.1	Les variables discriminantes	90
4.4.1.1	Les variables utilisant le calorimètre électromagnétique	91
4.4.1.2	Les variables utilisant le trajectographe	97
4.4.1.3	Les variables utilisant l'association entre la trace et l'amas	99
4.4.1.4	Discrimination des électrons de conversion	100
4.4.2	L'identification standard	102
4.5	Performances attendues	104
4.5.1	Efficacités et facteurs de rejet	104
4.5.2	Les électrons de haut p_T	105
4.5.3	Les électrons de bas p_T	105
4.5.4	Etudes avec l'algorithme basé sur les traces	107

Les événements contenant des électrons¹ dans l'état final représentent une signature caractéristique de nombreuses analyses de physique du programme de l'expérience Atlas. Les électrons isolés, de haute impulsion transverse, permettent un déclenchement relativement aisé.

On utilise les électrons isolés dans tout le programme de physique du LHC, comme par exemple pour les mesures de précision sur les bosons W et Z et sur le quark top ou la recherche du boson de Higgs se désintégrant en 4 leptons. La figure 4.1 montre la section efficace de production d'électrons en fonction de leur impulsion transverse vraie, pour différentes sources d'électrons. A basses impulsions transverses on trouve le J/ψ et l' Υ . Dans des zones intermédiaires on trouve la production inclusive d'électrons par des quarks lourds et le Drell-Yan ; ces sources constituent d'importants bruits de fond pour les analyses de physique. A plus hautes impulsions transverses le spectre est dominé par les électrons issus de la désintégration des bosons W et Z, et des électrons de très hautes impulsions transverses pourraient être produits par des processus de nouvelle physique.

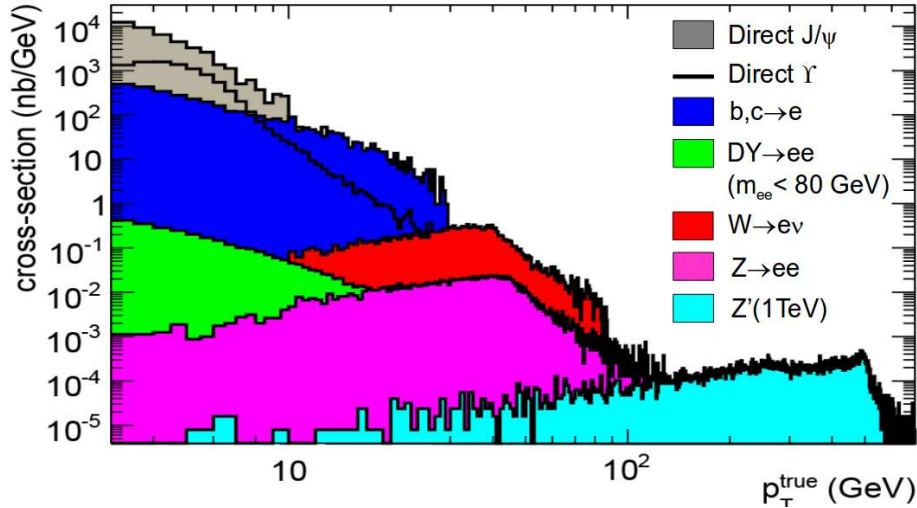


FIGURE 4.1: Section efficace attendue de production d'électrons en fonction de leur impulsion transverse vraie, à partir de données simulées à $\sqrt{s} = 7$ TeV [78].

Un grand nombre de ces canaux de physique sont utilisés pour parfaire la connaissance des performances des sous-détecteurs mis en œuvre pour la reconstruction des électrons comme le trajectographe interne et le calorimètre électromagnétique. L'étude des résonances se désintégrant en paires e^+e^- permet d'extraire un lot pur d'électrons de haute impulsion transverse avec le boson Z mais aussi à plus basses énergies transverse avec le J/ψ ou l' Υ . Dans le cadre de cette thèse, ces lots purs d'électrons sont utilisés sur les données de collision pour estimer l'efficacité d'identification des électrons avec le J/ψ dans le chapitre 5 et avec le Z dans le chapitre 7. Enfin, la reconstruction d'électrons dans les jets peut signaler la présence d'un quark b ou c. La connaissance de tels électrons est exploitée dans le chapitre 7 pour estimer le taux de faux électrons de signal dans les analyses relatives au quark top.

L'environnement difficile dans lequel ces analyses sont effectuées (bruit de fond QCD, collisions d'empilement) implique des contraintes sévères sur la reconstruction des électrons. Un

¹Par commodité, on désignera par *électrons* dans la suite de cette thèse soit un électron, soit son antiparticule le positon.

facteur de rejet des jets de l'ordre de 10^5 tout en maintenant une bonne identification des électrons isolés est nécessaire à la réalisation de beaucoup de ces analyses.

La collaboration ATLAS a entrepris en 2009 de déterminer une dernière fois l'état des performances des électrons avant le démarrage du LHC, grâce à des études basées sur des données simulées pour des collisions avec une énergie dans le référentiel de centre de masse de 10 TeV. Le premier travail mené dans le cadre de cette thèse a consisté en une contribution à la note publique relative à ces analyses [79]. Cette contribution a porté sur les performances à basse énergie à l'aide d'événements $J/\psi \rightarrow ee$, mais des travaux ont également été menés sur l'étude des performances à haute énergie à partir d'événements $Z \rightarrow ee$. Par ailleurs, une analyse portant sur les performances de l'algorithme de reconstruction initié par les traces à l'aide d'événements $J/\psi \rightarrow ee$ et d'événements contenant des électrons issus de la désintégration semi-leptonique de quarks b fut partiellement incluse dans une note interne préalable [80].

Après une description des données simulées utilisées pour réaliser ces études, le système de déclenchement pour des électrons est détaillé. Puis, les méthodes de reconstruction et d'identification sont présentées. Enfin, les résultats de ces études de performance sont exposés.

4.1 Composition des événements simulés utilisés

L'étude présentée dans ce chapitre fut menée à partir de données simulées correspondant à des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 10 TeV. Le choix de cette énergie fut dicté par la perspective de réaliser des collisions à cette énergie lors du redémarrage, après l'incident de 2008 (cf. section 2.1.4). La version 14.2.0.2 d'ATHENA pour la génération, la version 14.2.10.1 pour la simulation, et la version 15.3.1.6 pour la reconstruction sont utilisées. Les échantillons de données ont été produits grâce au générateur Pythia [81].

Pour étudier les électrons de signal, des échantillons $Z \rightarrow ee$, $J/\psi \rightarrow ee$ et $\Upsilon \rightarrow ee$ ont été utilisés. Pour l'échantillon $Z \rightarrow ee$, au moins un électron, au niveau générateur, avec $|\eta| \leq 2.8$ est requis dans l'état final, tandis que pour les échantillons $J/\psi \rightarrow ee$ et $\Upsilon \rightarrow ee$, deux électrons sont requis avec $|\eta| \leq 2.7$ et $p_T > 3$ GeV dans l'état final. Pour étudier les bruits de fond, un échantillon di-jets communément appelé JF17 (*jet filtered 17*) est utilisé. Il s'agit d'un échantillon inclusif qui inclut tous les processus durs QCD ($qq \rightarrow qq$, $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $q\bar{q} \rightarrow gg$, $gg \rightarrow qq$ et $gg \rightarrow gg$), la production de saveur lourde ($q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ et $gg \rightarrow Q\bar{Q}$), la production de photons directs ($q\bar{q} \rightarrow q\gamma$ et $gg \rightarrow q\gamma$) et la production de bosons W et Z . Au niveau partonique, les jets doivent avoir une impulsion transverse au moins égale à 15 GeV et une rapidité comprise entre -2.7 et 2.7. Un filtre est appliqué au niveau du générateur, requérant au moins une zone de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.12 \times 0.12$ contenant un ensemble de particules stables (muons et neutrinos exceptés) dont l'énergie transverse totale est supérieure à 17 GeV, dans la zone $|\eta| < 2.7$. Un échantillon dit de biais minimum (*minimum bias*) est également utilisé, permettant d'étudier les bruits de fond à plus basse énergie. Ces événements sont le résultat des mêmes processus mais aucun critère de sélection n'est appliqué au niveau partonique et le seuil en énergie transverse du filtre est abaissé à 6 GeV. Enfin, un échantillon d'événements $b\bar{b}$ avec au moins un électron d'énergie transverse supérieure ou égale à 5 GeV est utilisé pour étudier les électrons produits par désintégration semi-leptonique des hadrons B .

Les électrons sont classifiés en électrons isolés, non isolés, électrons de conversion et faux électrons. La table 4.1 donne la liste des catégories d'électrons et leur origine. Les électrons dits isolés forment des gerbes isolées dans le calorimètre électromagnétique; c'est le cas des électrons produits par les désintégrations des bosons W et Z . Les électrons isolés mais de basses impulsions transverses, comme ceux issus du J/ψ ou du Υ ont des gerbes plus larges qu'il sera plus difficile de différencier de celles de hadrons. Les gerbes formées par les électrons non-isolés

ont un voisinage avec des dépôts substantiels d'énergie ; c'est le cas pour des électrons de bruit de fond comme les électrons produits dans les jets de b ou de c . Les électrons dits de conversion sont issus de la conversion des photons mais également d'autres processus comme les désintégrations Dalitz. Enfin, les faux électrons sont principalement des hadrons chargés identifiés à tort comme des électrons. La table 4.2 donne, pour chacune des trois catégories d'électrons reconstruits leur répartition selon leur origine, dans les échantillons di-jets et de biais minimum.

Catégorie	Type de particule	Origine
Isolé	Électron	W, Z, t, τ, μ
Non-isolé	Électron	$J/\psi, b, c$
Conversion	Électron	γ , Dalitz, hadron léger
Faux électron	Hadron chargé	

TABLE 4.1: Liste des catégories d'électrons reconstruits. L'origine des électrons de chaque catégorie est indiquée [82].

Di-jets			Biais minimum	
Isolés	Non-isolés	Conversions	Non-isolés	Conversions
W - 75.0 %	b - 38.7 %	γ - 97.8 %	b - 39.3%	γ - 98.4 %
Z - 20.9 %	c - 60.6 %	Dalitz - 1.8 %	c - 59.7%	Dalitz - 1.3 %
t - <0.1 %	J/ψ - 0.7 %	hadron léger - 0.4 %	J/ψ - 1.0%	hadron léger - 0.3 %
τ - 4.1 %				

TABLE 4.2: Origine des électrons reconstruits dans les échantillons di-jets et de biais minimum [82].

La figure 4.2 donne les distributions cinématiques au niveau du générateur (p_T et η) des électrons de signal de l'échantillon $Z \rightarrow ee$. Les distributions correspondantes pour les électrons de conversion et pour les hadrons sont extraites de l'échantillon di-jet. La distribution d'impulsion transverse pour les électrons de Z fait apparaître un maximum Jacobien autour de 40 GeV. La figure 4.3 donne les distributions cinématiques au niveau du générateur (p_T et η) des électrons de signal de l'échantillon $J/\psi \rightarrow ee$. Les distributions correspondantes pour les électrons de conversion et pour les hadrons sont extraites de l'échantillon de biais minimum. Le maximum de la distribution d'impulsion transverse est entre 3 et 4 GeV. Le lot d'électrons de J/ψ est utilisé pour étudier les électrons de basse impulsion transverse ($p_T \lesssim 20$ GeV). La figure 4.4 donne les distributions cinématiques au niveau du générateur (p_T et η) des électrons de signal de l'échantillon $\Upsilon \rightarrow ee$. Les distributions correspondantes pour les électrons de conversion et pour les hadrons sont extraites de l'échantillon de biais minimum. Les distributions sont très similaires à celles des électrons de J/ψ . La figure 4.5 donne les distributions cinématiques au niveau du générateur (p_T et η) des électrons non isolés de l'échantillon $b\bar{b}$. Les distributions correspondantes pour les électrons de conversion et pour les hadrons sont extraites de l'échantillon de biais minimum. Le maximum de la distribution d'impulsion transverse est autour de 8 GeV, plus élevé que pour les électrons de J/ψ ou d' Υ .

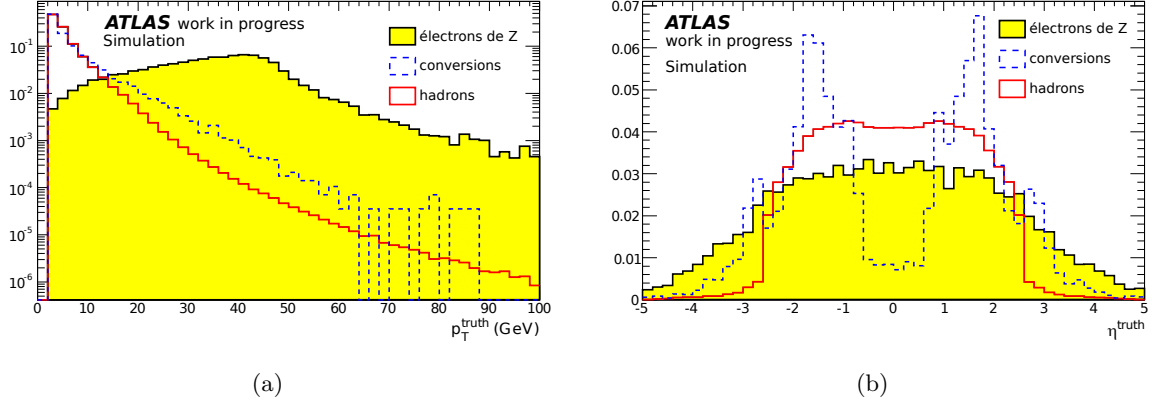


FIGURE 4.2: Distributions normalisées d'impulsion transverse (a) et de pseudo-rapidité (b) pour des électrons de signal (hachuré), pour des électrons de conversion (ligne pointillée) et pour des hadrons (ligne simple). Les électrons de signal proviennent de l'échantillon $Z \rightarrow ee$, les composantes de bruit de fond de l'échantillon di-jets.

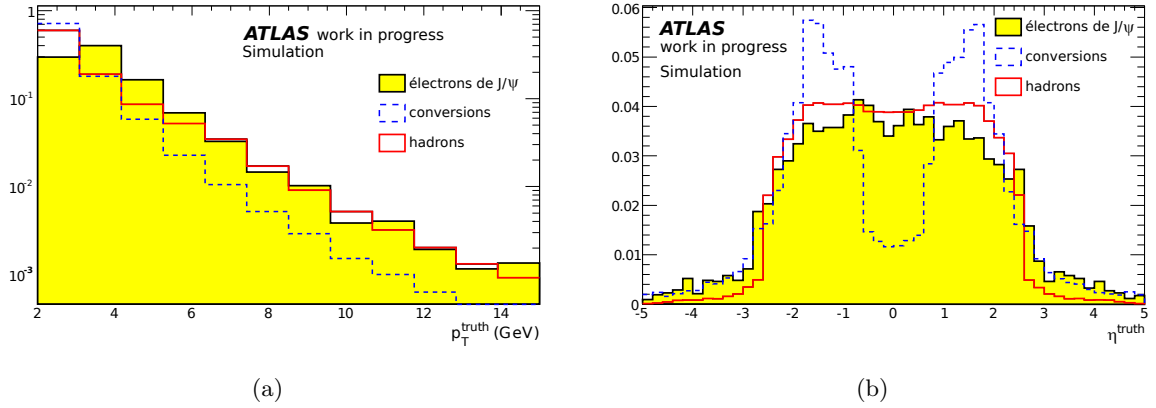


FIGURE 4.3: Distributions normalisées d'impulsion transverse (a) et de pseudo-rapidité (b) pour des électrons de signal (hachuré), pour des électrons de conversion (ligne pointillée) et pour des hadrons (ligne simple). Les électrons de signal proviennent de l'échantillon $J/\psi \rightarrow ee$, les composantes de bruit de fond de l'échantillon de biais minimum.

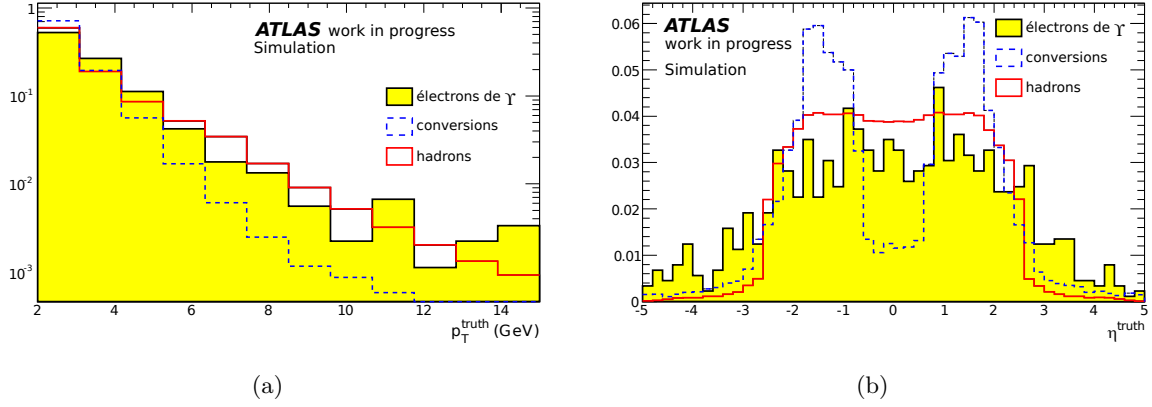


FIGURE 4.4: Distributions normalisées d'impulsion transverse (a) et de pseudo-rapidité (b) pour des électrons de signal (hachuré), pour des électrons de conversion (ligne pointillée) et pour des hadrons (ligne simple). Les électrons de signal proviennent de l'échantillon $\Upsilon \rightarrow ee$, les composantes de bruit de fond de l'échantillon de biais minimum.

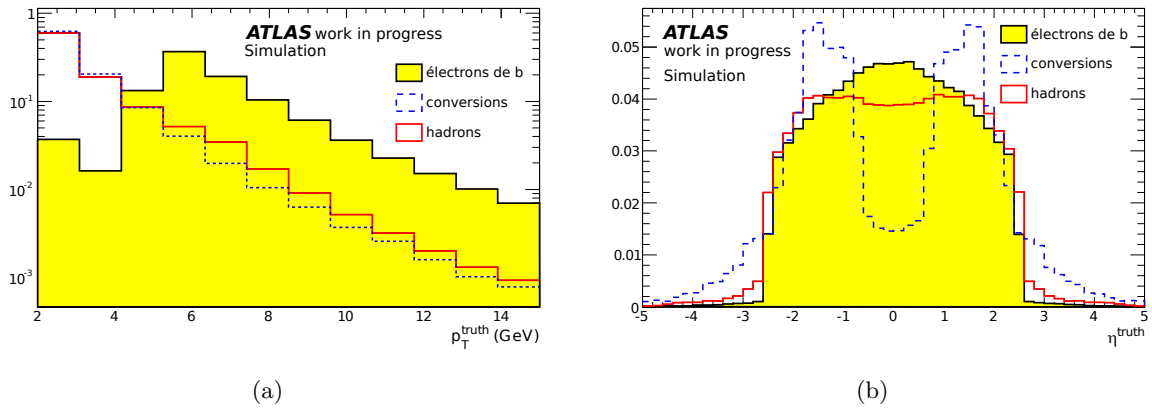


FIGURE 4.5: Distributions normalisées d'impulsion transverse (a) et de pseudo-rapidité (b) pour des électrons provenant de la désintégration semi-leptonique d'un hadron B (hachuré), pour des électrons de conversion (ligne pointillée) et pour des hadrons (ligne simple). Les électrons de hadron B proviennent de l'échantillon $b\bar{b}$, les composantes de bruit de fond de l'échantillon de biais minimum.

4.2 Le déclenchement sur les électrons

Comme indiqué à la section 2.3.2, le système de déclenchement d'ATLAS est constitué de 3 niveaux, L1, L2 et EF. Le déclenchement pour les électrons utilise les informations du calorimètre et du trajectographe interne [83]. Une partie des procédures de déclenchement est commune aux électrons et aux photons dans la mesure où les signatures de ces particules dans le calorimètre électromagnétique ont de fortes similitudes.

4.2.1 Déclenchement au niveau L1

Le niveau L1 étant un niveau purement matériel et très rapide (décision de déclenchement prise en moins de $2 \mu s$), seuls des objets simples peuvent être utilisés à ce stade. En particulier aucune information issue du trajectographe n'est utilisée. Le système de déclenchement de premier niveau utilisant les calorimètres est appelé *L1Calo* [84, 85]. Il est commun au déclenchement pour les électrons, les photons, les jets et les taus, mais seuls les aspects concernant les électrons et les photons sont décrits ici.

En entrée de ce système de déclenchement est utilisé un ensemble de 7168 "tours de déclenchement" (*trigger towers*), basées sur une granularité réduite de chacun des calorimètres. Dans la région de pseudo-rapacité couverte par l'algorithme standard de reconstruction des électrons ($|\eta| < 2.5$) les tours ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$, mais la granularité diminue quand η augmente, comme indiqué figure 4.6. Les énergies des cellules à l'intérieur de chaque tour sont sommées de façon analogique.

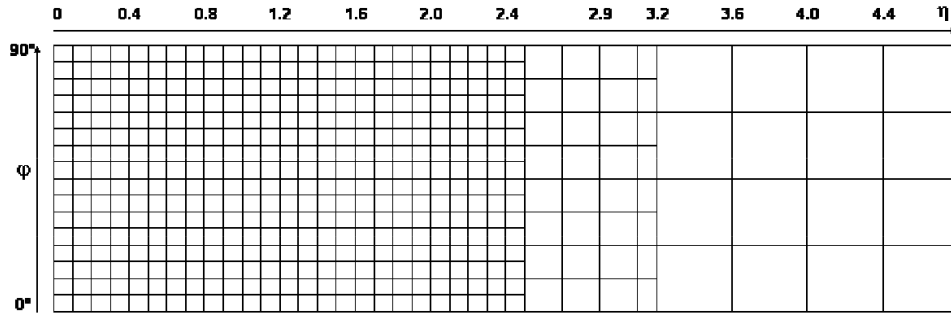


FIGURE 4.6: Représentation de la grille des tours de déclenchement pour un quart des calorimètres ($0^\circ < \phi < 90^\circ$) dans la région $\eta > 0$.

Des amas calorimétriques de 4×4 tours sont formés grâce à une identification de maxima locaux d'énergie. Comme indiqué figure 4.7, un amas est divisé en :

- un cœur formé par les 2×2 tours centrales de l'amas
- un anneau d'isolation électromagnétique formé par les 12 tours électromagnétiques autour du cœur
- un cœur hadronique formé par les 2×2 tours hadroniques centrales
- un anneau d'isolation hadronique formé par les 12 tours hadroniques autour du cœur

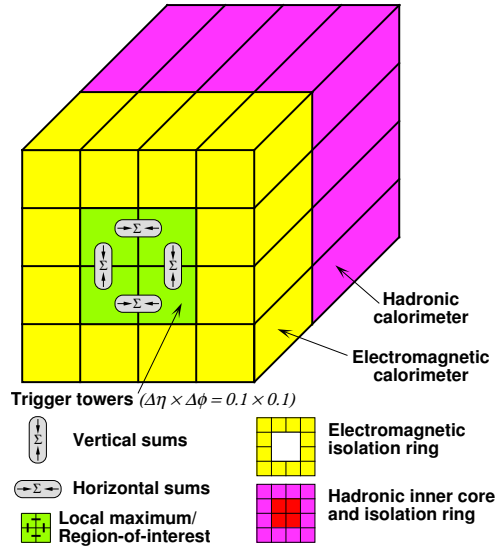


FIGURE 4.7: Représentation d'un amas calorimétrique de 4×4 tours de déclenchement et des différentes régions examinées par les algorithmes.

Si 2 tours contigües situées dans le cœur de l'amas ont une énergie combinée dépassant un seuil prédéfini, le cœur de l'amas définit une région d'intérêt (*region of interest*, RoI) et l'acquisition est amorcée. Plusieurs configurations (ou *menus*) sont programmées, avec différents seuils de déclenchement. Des critères d'isolation électromagnétique ou hadronique peuvent également être appliqués afin de limiter la bande passante lorsque la luminosité augmente. Dans ce cas une coupure sur l'énergie transverse contenue dans l'anneau d'isolation électromagnétique, ou sur le cœur ou l'anneau d'isolation hadroniques sont appliquées. De tels critères d'isolation ne furent utilisés qu'à partir de la deuxième moitié de la prise de données de l'année 2011 (cf. section 6.3.1). Les informations concernant la localisation des RoIs sélectionnées sont transmises au niveau L2 dans le cas où l'évènement est sélectionné.

4.2.2 Déclenchement au niveau L2

Une reconstruction rapide des électrons est effectuée au niveau L2 (décision de déclenchement prise en moins de 40ms), en utilisant la granularité complète des calorimètres ainsi que le trajectographe. Une procédure de reconstruction rapide, avec des algorithmes spécifiques, est effectuée : une trace est associée à un amas calorimétrique. Au niveau L2 les amas sont de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$, soit une taille correspondant à 3×7 cellules du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique². Les amas sont centrés sur la cellule la plus énergétique du deuxième compartiment dans la RoI considérée. Les traces sont reconstruites avec un algorithme indépendant de celui utilisé hors-ligne pour satisfaire les critères de rapidité de la décision.

4.2.3 Déclenchement au niveau EF

Le déclenchement au niveau EF utilise les mêmes algorithmes de reconstruction et d'identification que ceux utilisés hors-ligne et décrits par la suite. Les coupures d'identification appliquées sont néanmoins légèrement relâchées afin de minimiser les effets dus aux paliers d'efficacité de déclenchement des électrons reconstruits hors-ligne.

²Les tailles des fenêtres sont généralement données en nombre de cellules du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, selon η et ϕ . Sauf mention contraire, cette convention est utilisée par la suite.

4.3 Reconstruction des électrons

La reconstruction des électrons est réalisée en associant des amas de cellules du calorimètre électromagnétique à des traces dans le détecteur interne.

4.3.1 La reconstruction des amas de cellules

L'algorithme de reconstruction standard des électrons et des photons utilise des amas de cellules reconstruits dans la région $|\eta| < 2.5$ à l'aide d'un algorithme de fenêtre glissante (*sliding-window*). La figure 4.8 schématise les étapes de cet algorithme de fenêtre glissante. Dans un premier temps, le plan η, ϕ est quadrillé en tours (*calotower*) de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$, correspondant à la taille des cellules du deuxième compartiment. Les énergies des cellules contenues dans chaque tour sont sommées. Les cellules des trois compartiments sont de tailles différentes, par conséquent lorsqu'une cellule n'est pas entièrement recouverte par une cellule du deuxième compartiment, son énergie est répartie entre les différentes tours à proportion de leur part incluse. Dans un deuxième temps, des graines d'énergies transverses supérieures à 2.5 GeV sont recherchées dans une fenêtre glissante de taille 3×5 tours. Lorsqu'une graine est trouvée, sa position η, ϕ est calculée comme le barycentre de chaque cellule pondérée par leur énergie. Enfin, les amas finaux rectangulaires sont construits autour de chaque graine. La taille de ces amas a été optimisée afin de minimiser les effets de bruits électronique et d'empilement, tout en capturant un maximum de l'énergie déposée par les électrons. Les amas ont une dimension 3×7 dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons dans le plan $\eta \times \phi$, en nombre de cellules du deuxième compartiment. La dimension dans la direction ϕ est plus grande que dans la direction η dans le tonneau afin de capturer l'énergie perdue par les électrons par rayonnement de freinage dans le trajectographe. La dimension selon η est plus grande dans les bouchons que dans le tonneau car le rayon de Molière correspond à un plus grand nombre de cellules³ [82].

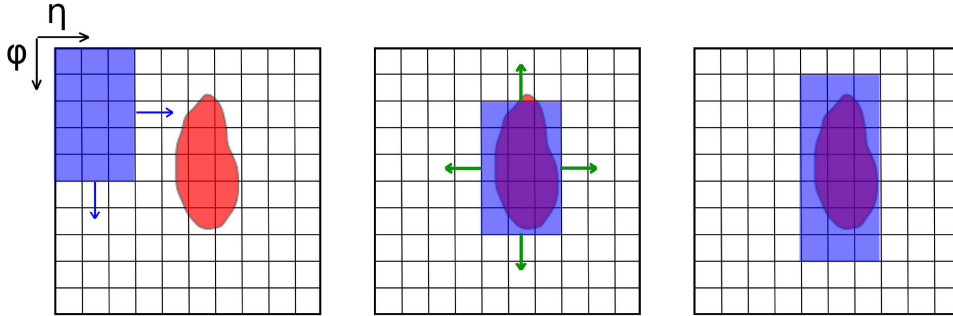


FIGURE 4.8: Procédé de recherche des amas calorimétriques : glissement d'une fenêtre de 3×5 tours (gauche), identification d'un amas par maximisation de l'énergie transverse (centre) et réévaluation de la taille de l'amas selon l'endroit du calorimètre concerné, représenté ici pour un électron dans le calorimètre électromagnétique tonneau (droite).

4.3.2 La reconstruction des traces

La procédure de reconstruction des traces permet de mesurer la trajectoire des particules chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV, dans la zone $|\eta| < 2.5$. Durant une étape

³Le rayon de Molière est défini comme le rayon du cylindre contenant 90 % de l'énergie de la gerbe électromagnétique [10]. Il caractérise son extension latérale.

de pré-traitement, les données brutes issues du détecteur à pixels et du SCT sont converties en amas et les données issues du TRT sont traduites en cercles de dérives calibrés. Les amas du SCT sont convertis en points de l'espace (un amas pour chacune des faces de chaque module). Puis, les traces sont reconstruites en trois phases [86]. La reconstruction "dedans-dehors" (*inside-out*) commence par un ajustement des points d'impact dans les pixels et dans le SCT ; les traces sont étendues au TRT après l'application de certains critères de qualité, concernant par exemple le nombre d'amas partagés par plusieurs traces, ou le nombre modules traversés par une trace reconstruite sans produire d'amas. Cette étape est efficace pour la reconstruction des vertex primaires, grâce à la grande précision de détecteur à pixels et du SCT. Dans un deuxième temps, la reconstruction "dehors-dedans" (*outside-in*) commence au contraire par les points d'impact dans le TRT et extrapole les traces vers les points d'impact dans le SCT et le détecteur à pixels. Cette étape est efficace notamment pour la reconstruction des électrons de conversion. Enfin, la dernière étape permet de reconstruire les traces associés uniquement à des points d'impact dans le TRT. Les traces sont ajustées à l'aide d'un filtre de Kalman [87].

4.3.3 L'algorithme de reconstruction standard

Un "objet" électron est défini par l'association d'un amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique et d'une trace dans le trajectographe interne. Les traces sont extrapolées au niveau du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, et la position du point d'impact de la trace à ce niveau est comparée à la position du barycentre de l'amas (cf. figure 4.9). Une coupure est appliquée sur la différence de pseudo-rapacité $\Delta\eta$ et sur la différence d'azimut $\Delta\phi$ entre la trace et l'amas : il y a association si $\Delta\eta < 0.05$ et si $-0.1 < \Delta\phi < 0.05$ pour un e^+ et si $-0.1 < -\Delta\phi < 0.05$ pour un e^- . La fenêtre en $\Delta\phi$ est asymétrique et dépend de la charge de l'électron pour tenir compte de la courbure de sa trajectoire sous l'effet du champ magnétique solénoïdal. Dans le cas où plusieurs traces sont associées au même amas, sont privilégiées les

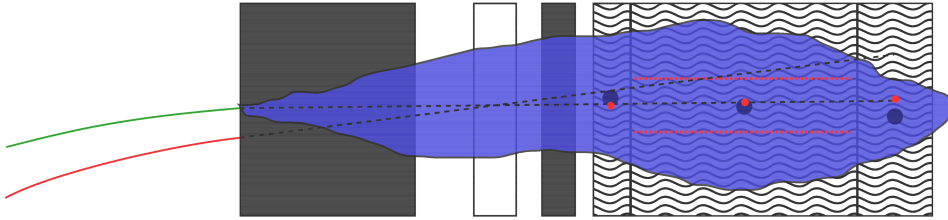


FIGURE 4.9: Association d'un amas et d'une trace. Les traces sont extrapolées au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique et une coupure sur la position relative de la trace et de l'amas est appliquée.

traces avec le plus grand nombre de coups dans les détecteurs à silicium, et en cas d'ambiguïté la trace pour laquelle la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ est minimale. Les amas associés à aucune trace sont considérés comme des photons.

La position est déterminée pour chaque compartiment de l'amas grâce au barycentre des cellules pondérées par leurs énergies, dans chaque compartiment. La pseudo-rapacité η et l'azimut ϕ sont données par :

$$\eta = \frac{\sum_i (\eta_i E_i)}{\sum_i (E_i)}, \quad \phi = \frac{\sum_i (\phi_i E_i)}{\sum_i (E_i)}, \quad (4.1)$$

où η_i et ϕ_i sont les coordonnées de la cellule i .

La figure 4.10 montre le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique avec le détecteur. L'énergie de l'amas est la somme de trois termes :

$$E_{\text{amas}} = E_{\text{front}} + E_{\text{cal}} + E_{\text{back}}. \quad (4.2)$$

E_{front} est l'énergie déposée en amont du calorimètre (cf. section 2.2.3), E_{cal} celle déposée dans le calorimètre et E_{back} celle déposée après le calorimètre. Ces trois termes sont déterminés à l'aide d'une paramétrisation mise au point à partir de simulation et de tests en faisceaux. Le terme E_{cal} est calculé à partir des cellules de l'amas, mais une correction est appliquée pour tenir compte de l'énergie déposée à l'extérieur de la fenêtre [88].

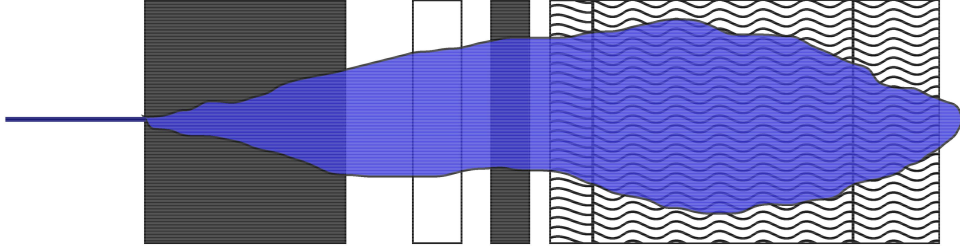


FIGURE 4.10: Développement longitudinal d'une gerbe créée par l'interaction d'un électron avec le détecteur. Le pré-échantillonneur (en blanc) permet d'estimer l'énergie déposée dans la matière se trouvant en amont du calorimètre (en noir).

L'énergie de l'électron est finalement calculée comme étant $E_{\text{amas}}/\text{ch}(\eta_{\text{trace}})$ si la trace a au moins 4 points d'impact dans le détecteur à pixel et dans le SCT, et comme E_{amas} sinon, η_{trace} étant la pseudo-rapacité de la trace.

4.3.4 Les autres algorithmes de reconstruction

4.3.4.1 L'algorithme de reconstruction basé sur les traces

L'algorithme *soft*e développé en partie au LPNHE [6] propose une alternative à l'algorithme standard puisque ce sont les traces qui sont utilisées comme graines de départ, et non les amas. Cet algorithme fut développé à l'origine pour la reconstruction des électrons dans les jets, en particulier pour réaliser l'étiquetage des jets de b . Il a été retravaillé par la suite pour être utilisé en complément de l'algorithme standard, pour reconstruire les électrons que celui-ci pouvait manquer (typiquement en dessous de 5 GeV). Il est conçu pour la reconstruction d'électrons d'impulsion transverse au moins égale à 0.5 GeV mais pour réduire la contribution des faux électrons, seules les traces d'impulsion transverse au moins égale à 2 GeV sont considérées. Ces traces doivent satisfaire de stricts critères de qualité : au moins neuf points d'impacts dans les détecteurs à silicium dont au moins deux dans le détecteur à pixels et un dans la couche la plus interne. De plus, 20 points d'impacts dans le TRT sont requis ; par conséquent les traces doivent être dans la région couverte par le TRT ($|\eta| < 2.01$). Les traces sont extrapolées au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. Autour de ce point est construit un amas de même taille que pour l'algorithme standard. Des critères de pré-sélection sont appliqués pour réduire le nombre de faux électrons reconstruits.

- Le rapport de l'énergie reconstruite dans le cœur de la gerbe dans le premier compartiment et de l'énergie totale de l'amas doit satisfaire $E_1(\text{core})/E > 0.03$.

- Le rapport de l'énergie reconstruite dans le cœur de la gerbe dans le troisième compartiment et de l'énergie totale de l'amas doit satisfaire $E_3(\text{core})/E < 0.5$.
- Le rapport de l'énergie de l'amas et de l'impulsion de la trace doit satisfaire $E/p > 0.7$.

Les performances attendues pour cet algorithme ont été étudiées sans le cadre de cette thèse et sont présentées dans la section 4.5.4.

4.3.4.2 Utilisation des amas topologiques

Une autre alternative repose sur l'utilisation comme graine d'amas topologiques plutôt que d'amas reconstruits à partir d'une fenêtre glissante [89]. Les amas topologiques sont reconstruits autour d'une cellule dans le deuxième compartiment du calorimètre dont l'énergie $|E_{\text{cell}}|$ est supérieure à 4σ , où σ est le bruit électronique attendu dans la cellule. Autour de cette cellule sont agrégées les cellules environnantes dont l'énergie dépasse 2σ . À partir de l'amas ainsi formé est réalisée la même association trace-amas que pour l'algorithme standard, et l'amas final est de même taille. Cet algorithme est également plus efficace que l'algorithme standard à basse impulsion transverse et fut utilisé pour la reconstruction des premiers événements $J/\psi \rightarrow ee$ (cf. chapitre 5).

Par ailleurs, ces amas sont utilisés pour la reconstruction des électrons dans la partie avant du détecteur ($2.5 < |\eta| < 4.9$) (algorithme *forward*). La charge de ces électrons ne peut être déterminée car cette zone de pseudo-rapacité n'est pas couverte par le trajectographe.

4.4 L'identification des électrons

Une fraction substantielle des particules reconstruites en tant qu'électron n'en sont pas. Ces particules doivent être rejetées grâce à un processus d'identification des "vrais" électrons. L'identification des électrons dans ATLAS repose sur un ensemble de variables discriminantes utilisant les informations du calorimètre et du trajectographe interne. Ces variables sont présentées dans cette section.

4.4.1 Les variables discriminantes

Les variables d'identification des électrons doivent offrir un bon pouvoir discriminant vis à vis des différentes particules pouvant être reconstruites à tort comme des électrons de signal : les hadrons, qui peuvent déposer jusqu'à 50% de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique⁴ et les électrons issus de la conversion d'un photon en paire e^+e^- ou les électrons issus de processus Dalitz, qui ont la même signature dans le calorimètre électromagnétique que les électrons de signal. De plus, les électrons non-isolés produits par des désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds dans les jets - qui selon les processus physiques étudiés peuvent être considérés comme du signal ou du bruit de fond - sont difficiles à distinguer des hadrons, car leurs gerbes électromagnétiques se développent dans un environnement hadronique. Les variables discriminantes utilisées combinent les informations provenant des calorimètres et du trajectographe.

Sauf mention contraire, les distributions des variables discriminantes montrées dans la suite sont issues de la note publique [79] ou bien de l'étude préparatoire menée dans le cadre de cette thèse. Elles sont basées sur des données simulées. Un outil de la collaboration appelé

⁴En raison des processus de désintégrations des hadrons légers en paires de photons $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ ou $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

MCTruthClassifier, utilisé pour tous les leptons et les photons, permet d'associer à une particule reconstruite une particule du générateur. L'association (*truth-matching*) est réalisée si l'électron reconstruit est située dans une zone de taille $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ autour de la particule vraie.

4.4.1.1 Les variables utilisant le calorimètre électromagnétique

Grâce à sa structure, le calorimètre électromagnétique offre un pouvoir discriminant majeur. Les variables basées sur le dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique ainsi que sur le premier et sur le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique permettent d'utiliser les caractéristiques du développement longitudinal et transversal des gerbes électromagnétiques. Les fenêtres du calorimètre électromagnétique à partir desquelles sont calculées les variables calorimétriques sont centrées sur la cellule dont l'énergie transverse est la plus grande.

Fuite hadronique

Les gerbes créées par les électrons dans les calorimètres ne déposent qu'une faible part de leur énergie dans le calorimètre hadronique, typiquement moins de 2% pour les électrons, soit par leur faible énergie soit étant arrêtées par les parois du cryostat pour les électrons de plus haute énergie. Le calorimètre électromagnétique correspond à environ 24 longueurs de radiation, tandis que la quantité de matière à la sortie du calorimètre électromagnétique ne correspond qu'à 2 longueurs d'interaction. C'est pourquoi la fuite hadronique R_{had} est utilisée pour distinguer les électrons des hadrons. Cette variable est définie comme le rapport de l'énergie reconstruite dans le calorimètre hadronique dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.2 \times 0.2$ par l'énergie reconstruite dans le calorimètre électromagnétique⁵. Les distributions de cette variable pour des électrons de Z et pour des jets ainsi que pour des électrons de J/ψ et pour des pions sont données figure 4.11 (haut). On constate que le pouvoir discriminant de cette variable est moindre pour les électrons de J/ψ de plus basse impulsion transverse. Les distributions de cette variable pour des électrons et des hadrons sont montrées figure 4.11 (bas), pour différentes gammes d'énergies transverses. La distribution de cette variable est d'autant plus étalée pour des électrons que leur impulsion transverse est faible, diminuant son pouvoir discriminant.

Utilisation du deuxième compartiment

Les gerbes électromagnétiques sont moins larges que les gerbes hadroniques ce qui permet d'utiliser le développement latéral et la largeur latérale dans la direction η comme variables discriminantes.

Le développement latéral de la gerbe dans la direction η noté R_η est défini comme le rapport de l'énergie reconstruite dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique dans une fenêtre de taille 3×7 par celle reconstruite dans une fenêtre 7×7 . Les distributions de cette variable pour des électrons de Z et pour des jets ainsi que pour des électrons de J/ψ et pour des pions sont données figure 4.12 (haut). Les gerbes créées par les électrons de plus basse énergie sont plus étendues, expliquant le plus faible pouvoir discriminant pour les électrons de J/ψ . Les distributions de cette variable pour des électrons et des hadrons sont montrées figure 4.12 (bas), pour différentes gammes d'énergies transverses.

La largeur latérale de la gerbe dans la direction η est le moment d'ordre 2 des pseudo-rapidités des cellules du deuxième compartiment situées dans une fenêtre 3×5 autour de la

⁵Dans la région $|\eta| < 0.8$ et $|\eta| > 1.37$ il n'est considéré que l'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique pour calculer cette variable, désignée dans ce cas par R_{had1} .

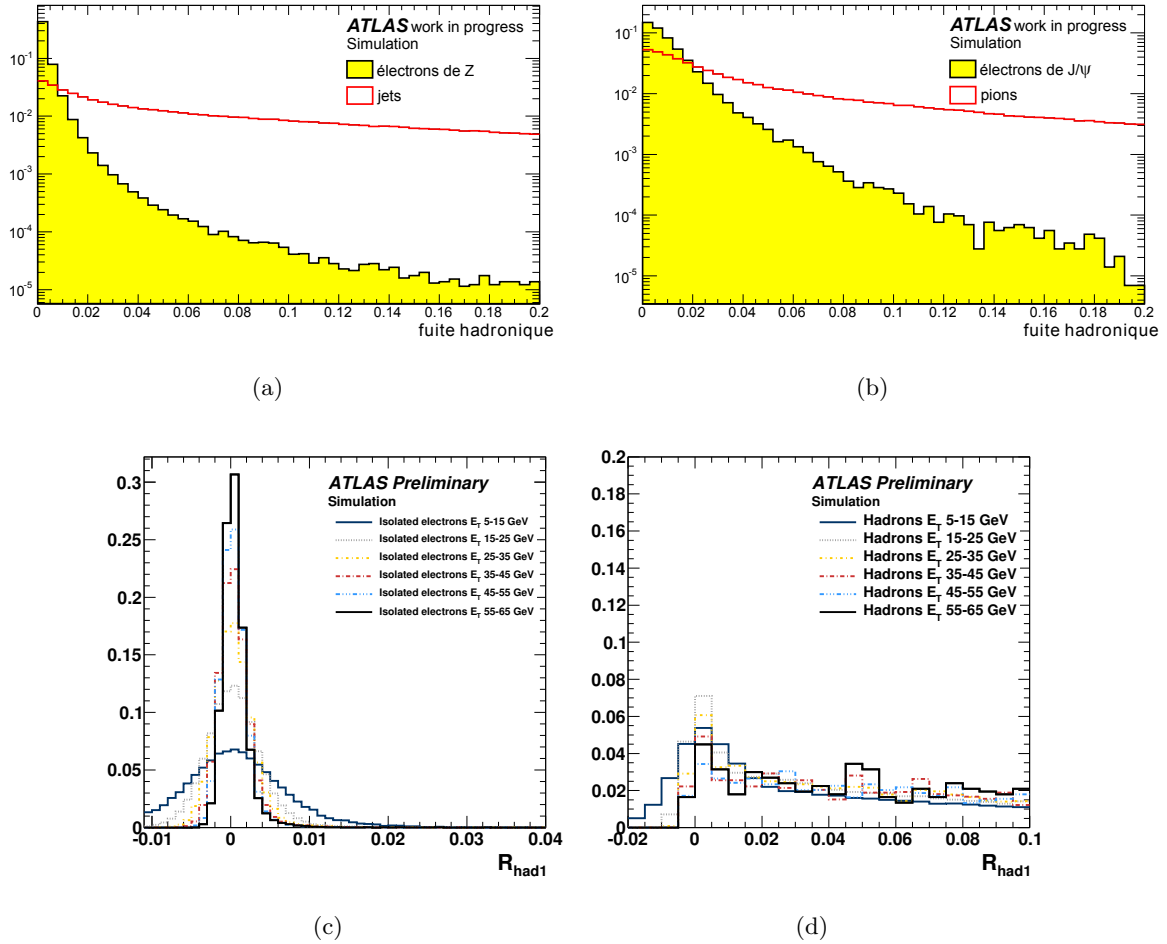


FIGURE 4.11: Haut : distribution de la fuite hadronique pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein). Bas : distribution de la variable R_{had1} pour des électrons isolés (c) et pour des hadrons (d) pour différentes énergies transverses.

cellule de plus haute énergie : $w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i}\right)^2}$. Les distributions de cette variable pour des électrons de Z et pour des jets ainsi que pour des électrons de J/ψ et pour des pions sont données figure 4.13 (haut). La plus grande largeur de gerbe pour les électrons de J/ψ se traduit également par un plus faible pouvoir discriminant. Les distributions de cette variable pour des électrons et des hadrons sont montrées figure 4.13 (bas), pour différentes gammes d'énergies transverses.

Utilisation du premier compartiment

Le premier compartiment du calorimètre électromagnétique est plus finement segmenté que le deuxième. Cette caractéristique permet d'exploiter la structure du début du développement des gerbes électromagnétiques. La forme latérale de la gerbe dans le premier compartiment est exploitée lorsqu'au moins 0.5% de l'énergie de l'amas est reconstruite dans ce compartiment, pour la zone $|\eta| < 2.35$ où la granularité est suffisante.

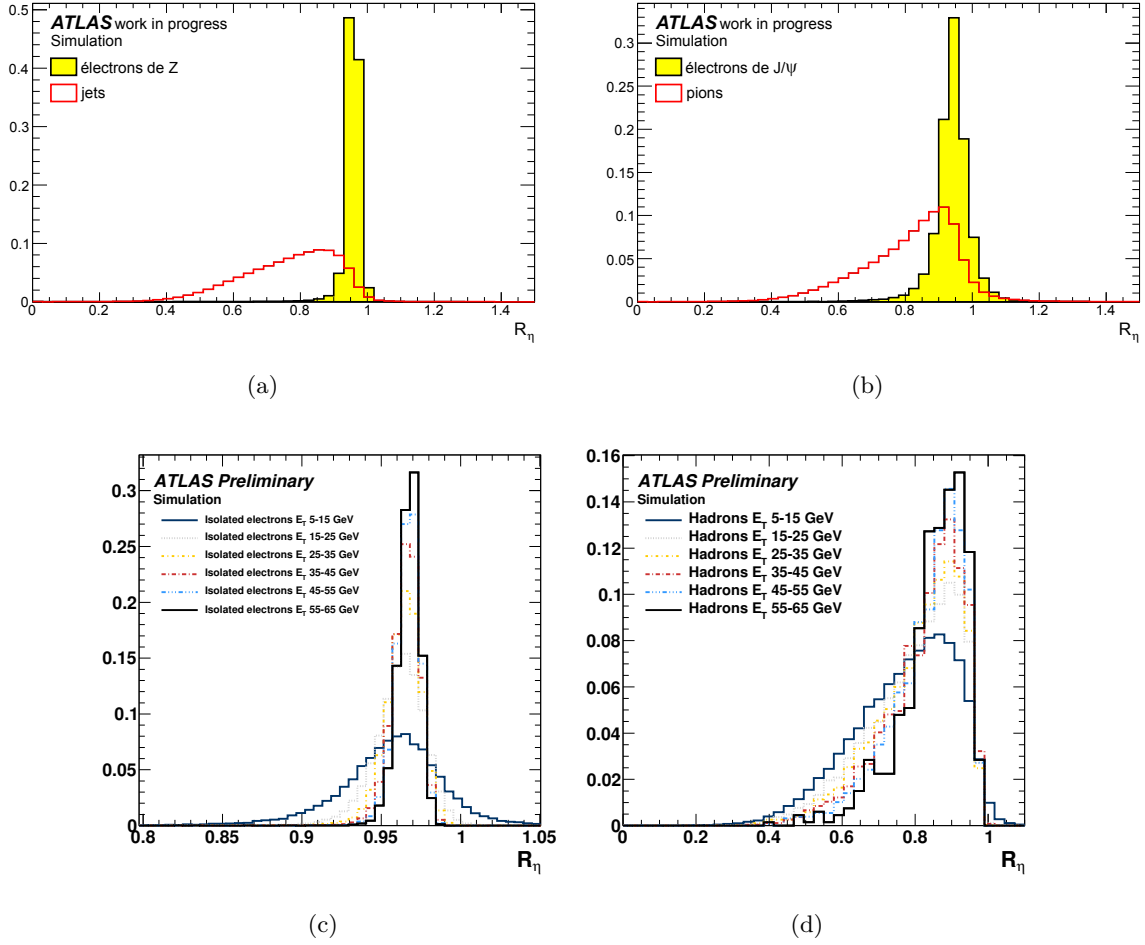


FIGURE 4.12: Haut : distribution de la variable R_η pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein). Bas : distribution de la variable R_η pour des électrons isolés (c) et pour des hadrons (d) pour différentes énergies transverses.

La variable E_{ratio} est définie comme la différence des deux plus grands dépôts d'énergie de l'amas dans le premier compartiment divisée leur somme. Cette variable permet de rejeter les amas contenant deux gerbes électromagnétiques très proches, issues par exemple d'un processus $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$. Le pouvoir discriminant de cette variable est moindre pour les électrons de J/ψ que pour les électrons de Z et diminue lorsque l'énergie transverse des électrons diminue, car les gerbes sont plus larges (cf. figure 4.14).

La largeur totale de la gerbe w_{stot} est définie par : $w_{\text{stot}} = \sqrt{\sum E_i \times (i - i_{\text{max}})^2 / \sum E_i}$ où la sommation est faite sur l'indice i des cellules contenues dans une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.0625 \times 0.2$ (environ 20 cellules) et où i_{max} est l'indice de la cellule représentant le premier maximum local d'énergie (cf. figure 4.15).

Après l'application de ces critères, seules des gerbes très fines et ne contenant qu'un seul maximum sont conservées.

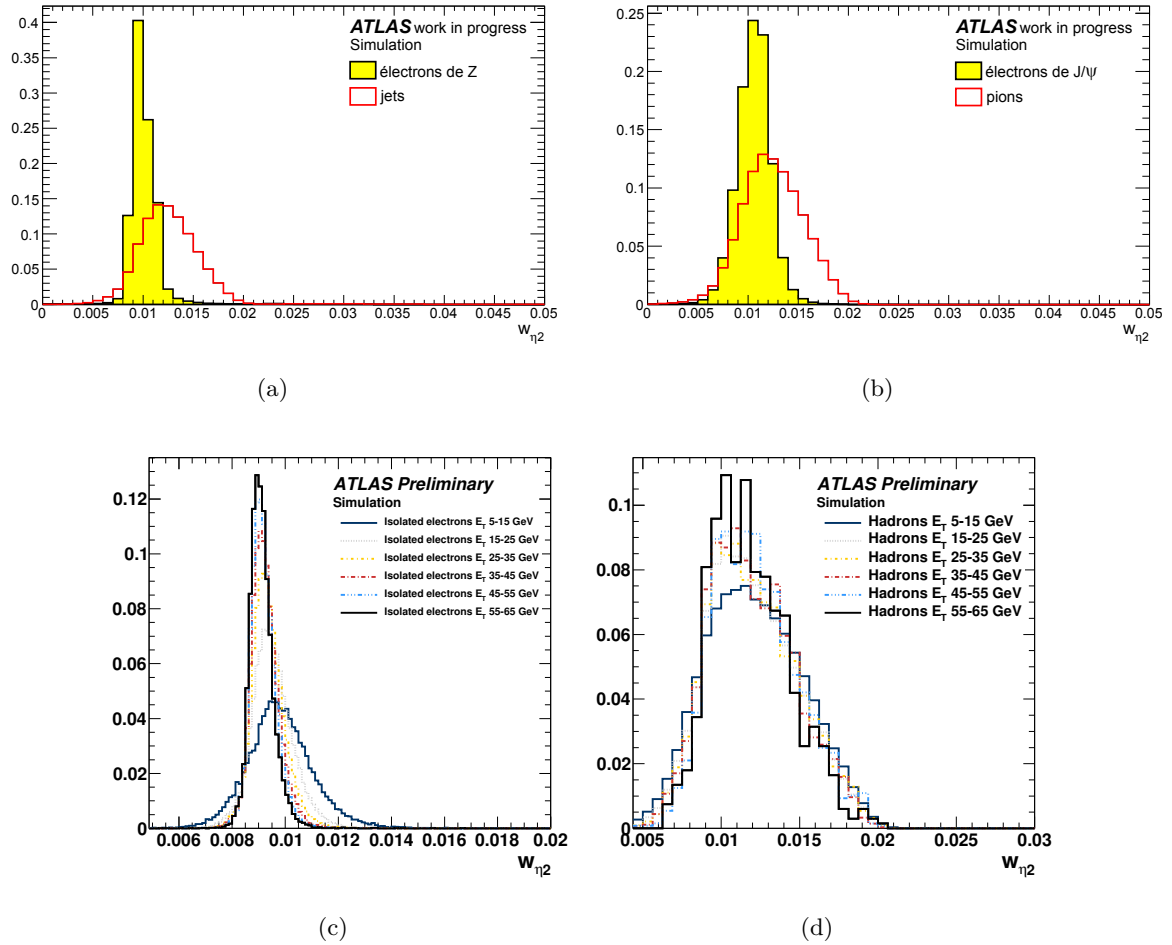


FIGURE 4.13: Haut : distribution de la variable $w_{\eta 2}$ pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein). Bas : distribution de la variable $w_{\eta 2}$ pour des électrons isolés (c) et pour des hadrons (d) pour différentes énergies transverses.

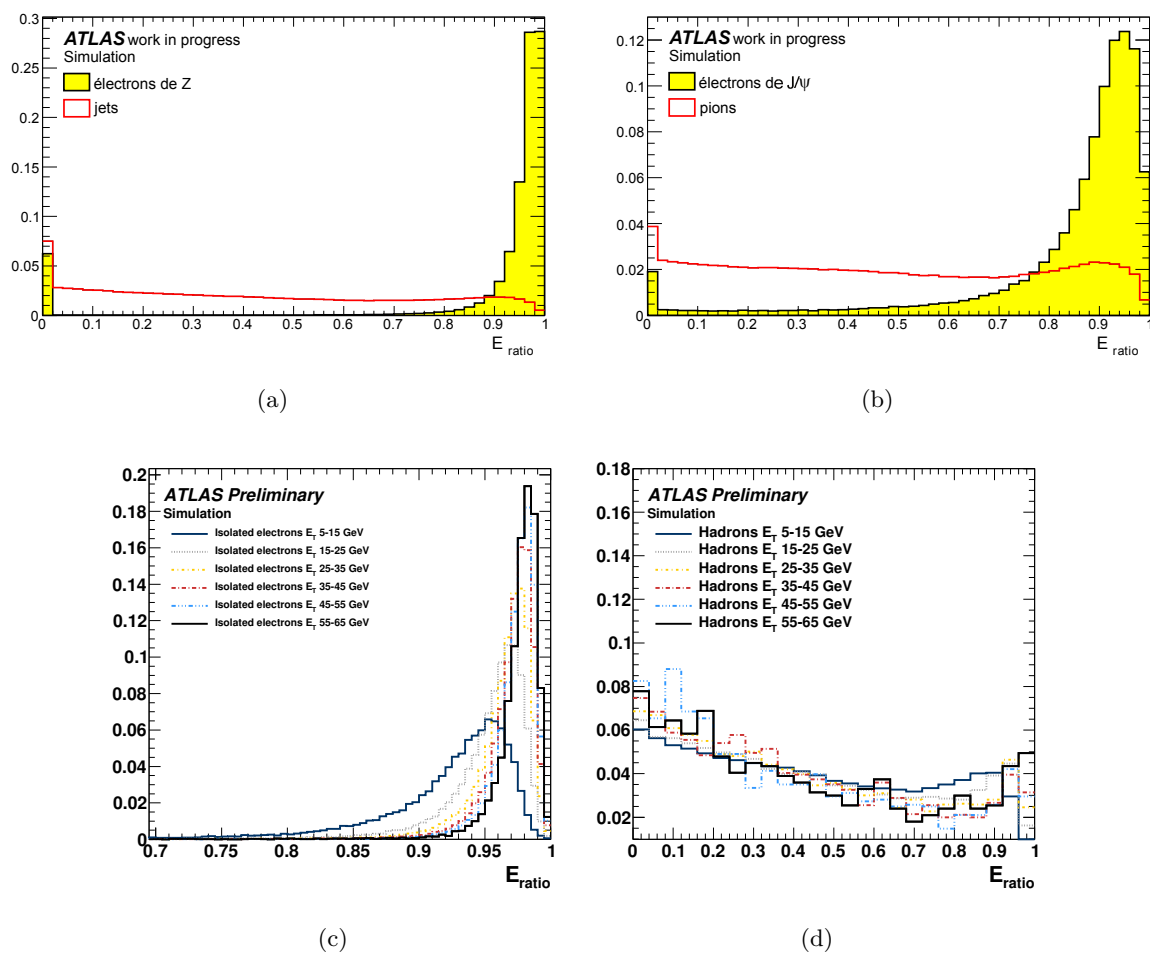


FIGURE 4.14: Haut : distribution de la variable E_{ratio} pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein). Bas : distribution de la variable E_{ratio} pour des électrons isolés (c) et pour des hadrons (d) pour différentes énergies transverses.

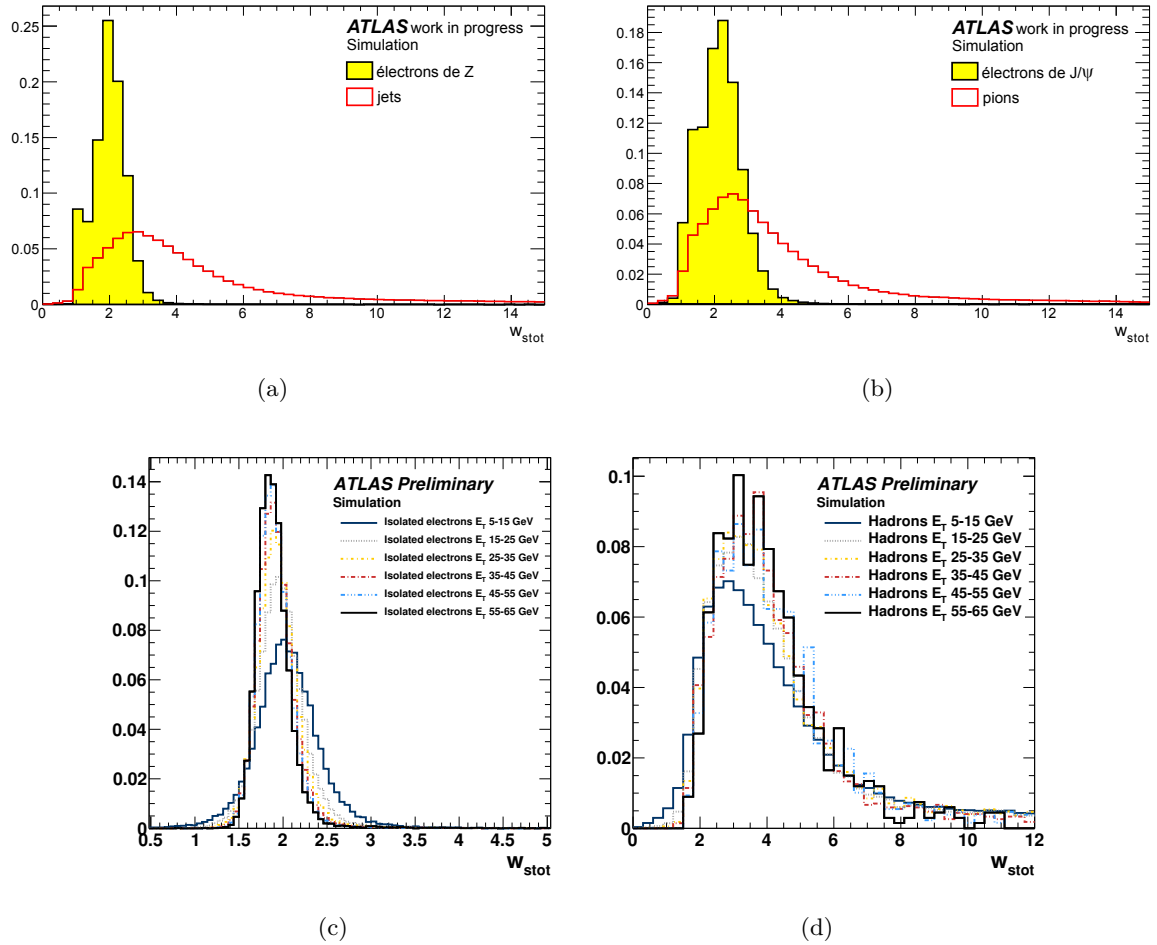


FIGURE 4.15: Distribution de la variable w_{stot} pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein). Bas : distribution de la variable w_{stot} pour des électrons isolés (c) et pour des hadrons (d) pour différentes énergies transverses.

4.4.1.2 Les variables utilisant le trajectographe

Le bruit de fond restant est dominé par des photons convertis et des jets à faible multiplicité, contenant des π_0 de haut p_T . Le trajectographe offre des possibilités supplémentaires de discrimination des bruits de fond, tant pour les hadrons que pour les électrons de conversion ou pour les électrons non-isolés.

Qualité des traces

La figure 4.16 montre les distributions du nombre de points d'impact dans le détecteur à pixels n_{pixel} , dans la totalité des détecteurs à silicium n_{Si} et dans le TRT n_{TRT} . Ces variables

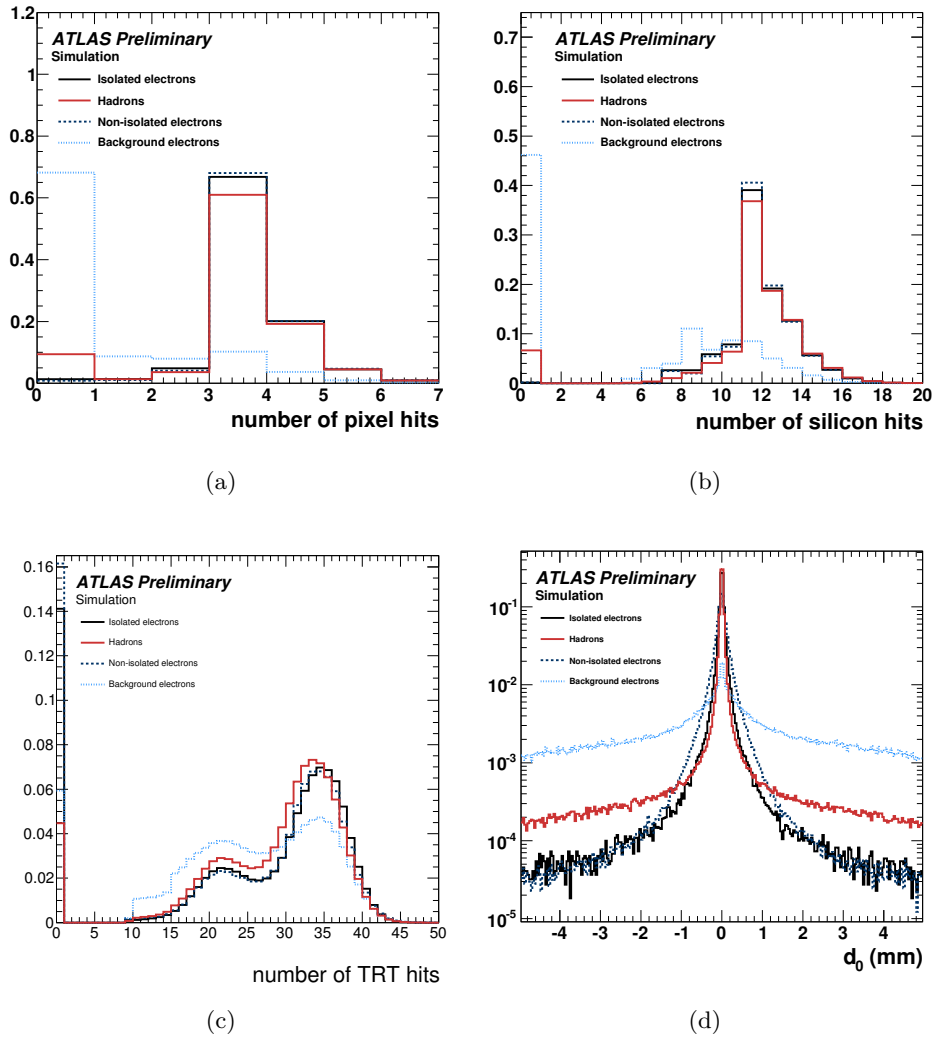


FIGURE 4.16: Distribution des variables n_{pixel} (a), n_{Si} (b), n_{TRT} (c) et d_0 (d) pour des électrons isolés, des électrons non isolés, des électrons de conversion ou issus de processus de Dalitz ("background electrons") et des hadrons.

caractérisent la qualité des traces; des traces de bonne qualité ont typiquement $n_{\text{pixel}} \geq 1$ et $n_{\text{Si}} \geq 7$. L'utilisation de ces variables permet d'améliorer le rejet des bruits de fond, en particulier pour les électrons de conversion et pour les électrons de processus Dalitz. Le paramètre d'impact

transverse d_0 est également utilisé; la distribution de cette variable est plus large pour les électrons de conversion et pour les hadrons.

Le nombre de points d'impact n_{BL} dans la couche du détecteur à pixels la plus proche du tube du faisceau appelée *b-layer*⁶ peut également être utilisé (figure 4.17). Cette variable permet notamment de rejeter des électrons de conversion en requérant $n_{BL} \geq 1$, comme le montre la figure 4.17c.

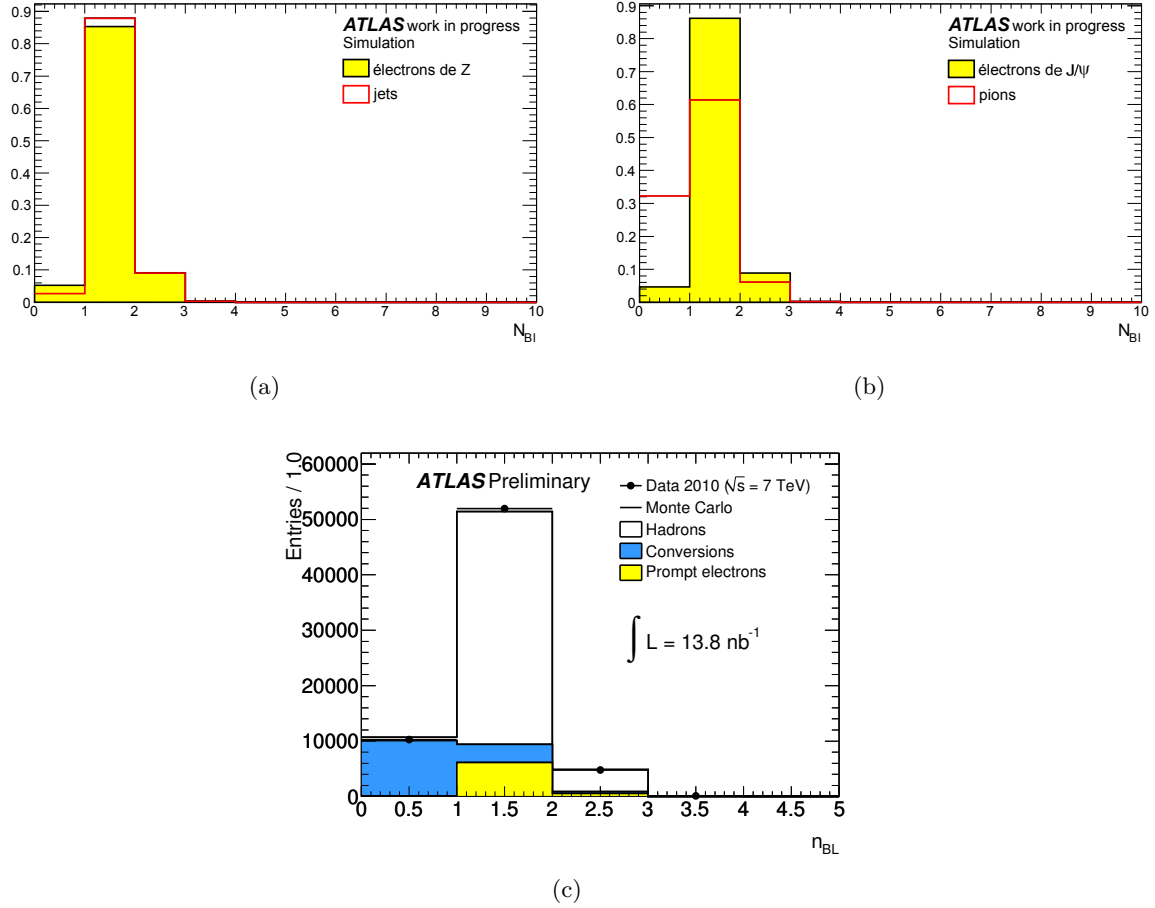


FIGURE 4.17: Distribution de la variable n_{BL} pour des données simulées à $\sqrt{s} = 10$ TeV pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein). Distribution de la variable n_{BL} pour tous les électrons reconstruits à partir des premières données accumulées en 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV correspondant à une luminosité intégrée de 13.8 nb^{-1} et comparaison avec des données simulées pour les différentes sources attendues [90].

Utilisation du TRT

Dans la zone de couverture du TRT ($|\eta| < 2.0$) son pouvoir de séparation entre les électrons et les pions peut être utilisé (cf. section 2.2.2.3). La fraction f_{HT} de points d'impacts de haut seuil dans le TRT est utilisée comme variable discriminante. Sa distribution pour des électrons de Z

⁶La b-layer est appelée ainsi car elle permet une reconstruction précise des vertex secondaires des jets de b.

et pour des jets ainsi que pour des électrons de J/ψ et pour des pions est montrée figure 4.18 : on constate que le pouvoir discriminant de cette variable est sensiblement le même dans ces deux cas.

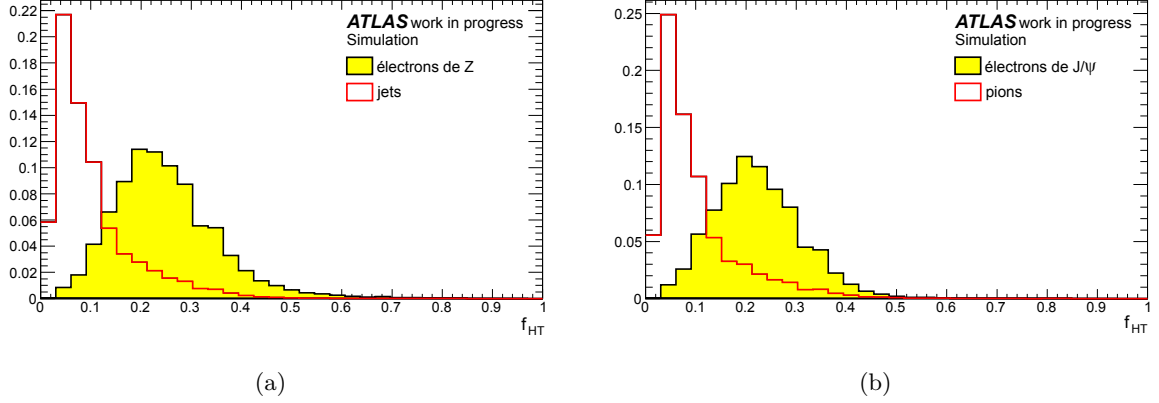


FIGURE 4.18: Distribution de la variable f_{HT} pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein).

4.4.1.3 Les variables utilisant l'association entre la trace et l'amas

L'association de la trace et de l'amas est une partie importante de processus de reconstruction. Différentes variables rendant compte de la qualité de cette association sont utilisées.

La différence de pseudo-rapacité $|\Delta\eta|$ et sur la différence d'azimut $\Delta\phi$ entre la trace et l'amas sont utilisées comme variables discriminantes. $|\Delta\eta|$ est défini par $|\Delta\eta| = |\eta_{amas}^{s1} - \eta_{ID}|$ où η_{amas}^{s1} est

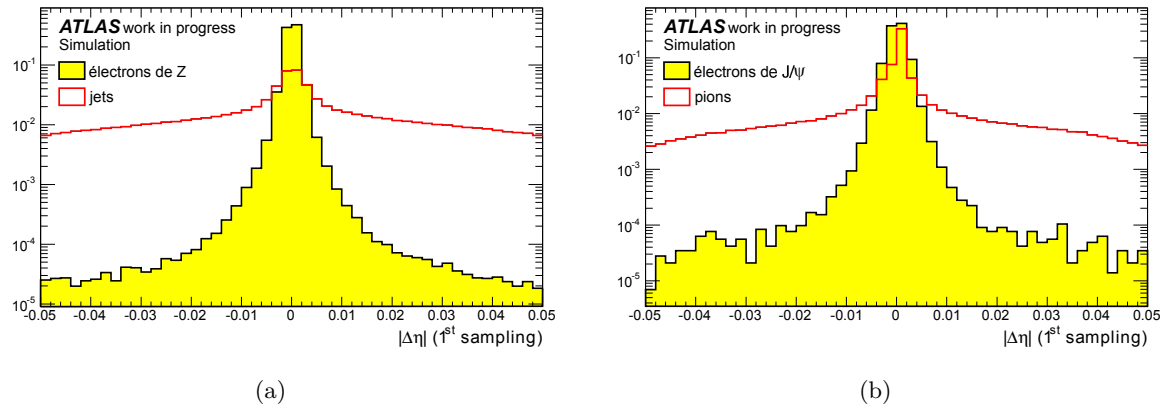


FIGURE 4.19: Distribution de la variable $\Delta\eta$ pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein).

calculé dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique où la granularité selon la direction η est très fine, et η_{ID} est la pseudo-rapacité de la trace extrapolée jusqu'au calorimètre. $|\Delta\phi|$ est défini par $|\Delta\phi| = |\phi_{amas}^{s2} - \phi_{ID}|$ où ϕ_{amas}^{s2} est calculé dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, et ϕ_{ID} est l'azimut de la trace extrapolée jusqu'au calorimètre. Leurs distributions pour des électrons de Z et pour des jets ainsi que pour des électrons de J/ψ

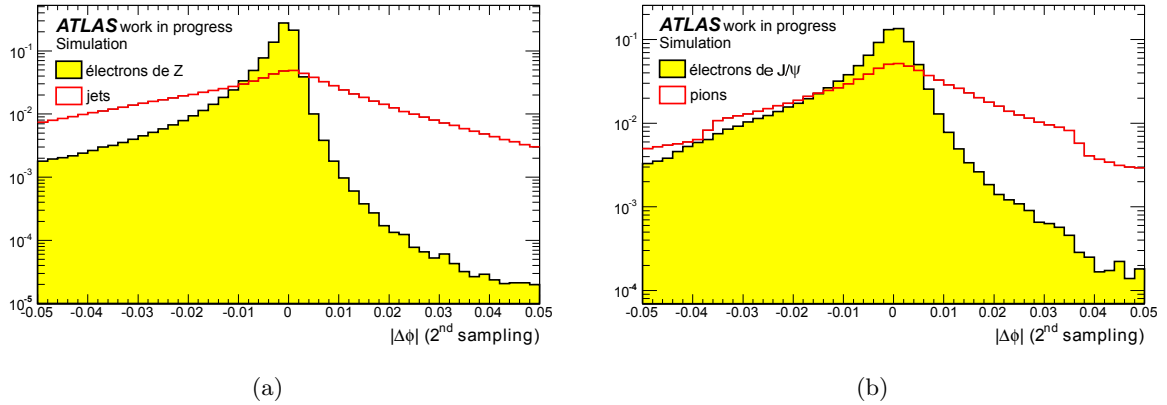


FIGURE 4.20: Distribution de la variable $\Delta\phi$ pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein).

et pour des pions sont représentées figures 4.19 et 4.20. L'asymétrie de la variable $\Delta\phi$ pour les vrais électrons est due à la courbure de la trajectoire sous l'effet du champ magnétique.

Une autre variable rendant compte de l'association est le rapport de l'énergie de l'amas par l'impulsion de la trace. Cette variable doit être proche de l'unité dans le cas d'un électron, mais de larges queues sont observées dans les distributions de ces variables (cf. figure 4.21).

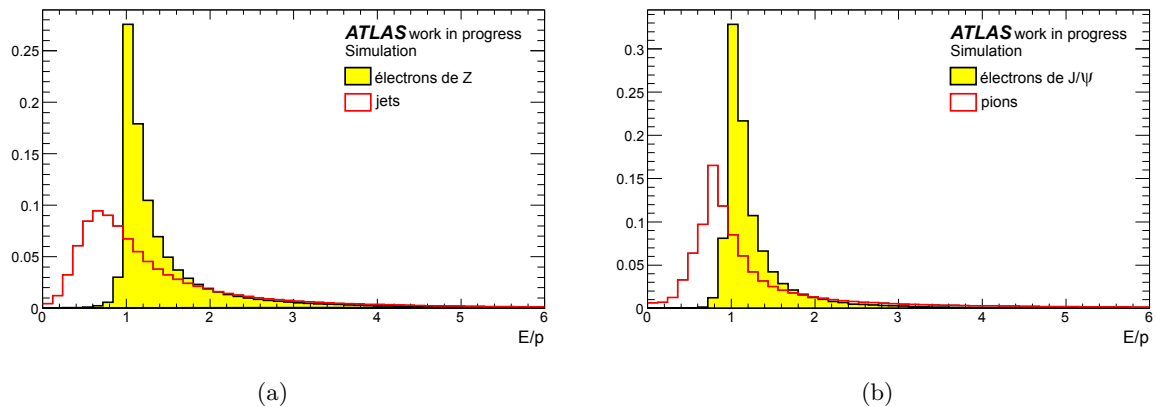


FIGURE 4.21: Distribution de la variable E/p pour des électrons de Z ((a), grisé), pour des jets ((a), plein), pour des électrons de J/ψ ((b), grisé), et pour des pions ((b), plein).

4.4.1.4 Discrimination des électrons de conversion

Les électrons de conversion constituent un bruit de fond nécessitant un traitement particulier, dans la mesure où ce sont de "vrais" électrons. La variable n_{BL} peut être utilisée pour rejeter une fraction de ce bruit de fond (cf. figure 4.17c). Par ailleurs, une association des électrons reconstruits est faite avec les photons reconstruits. Les électrons associés aux photons sont étiquetés comme photons convertis, même dans le cas où le photon n'est pas associé à un vertex

de conversion associé à une paire e^+e^- mais à un seul électron⁷. La distribution de la variable de conversion est montrée figure 4.22. On voit qu'une part importante des électrons de conversion (*background electrons*) sont étiquetés comme conversion grâce à ce procédé, contrairement aux hadrons, aux électrons isolés et non isolés.

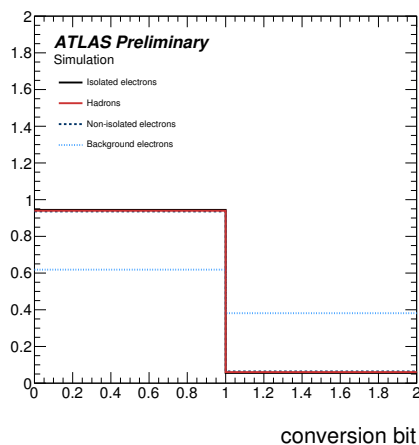


FIGURE 4.22: Distribution de la variable définie par 1 si l'électron reconstruit est considéré comme une conversion et 0 sinon, pour des électrons isolés, des électrons non isolés, des électrons de conversion ("background electrons") et des hadrons. Cette variable est montrée pour tous les électrons reconstruits passant toutes les coupures *tight* définies à la section 4.4.2, sauf la coupure sur cette variable ("conversion bit").

⁷Il peut arriver par exemple que les deux électrons de conversion forment un seul amas calorimétrique en raison de leur trop grande proximité, et qu'une seule des deux traces soit compatible avec les critères de qualité définis plus haut.

4.4.2 L'identification standard

L'identification standard des électrons repose sur un jeu de coupures rectangulaires sur les variables discriminantes décrites précédemment. Des méthodes multivariées combinant toutes les variables ont également été étudiées antérieurement à la prise de données [16], mais elles ne sont pas utilisées au moment de la rédaction de cette thèse. Chaque seuil est optimisé en fonction de $|\eta|$ et E_T , selon des pas donnés dans le tableau 4.3. Les bornes en $|\eta|$ sont dictées par les changements des caractéristiques du détecteur, comme le changement d'épaisseur des absorbeurs du calorimètre électromagnétique à $|\eta| = 0.8$ ou l'absence du TRT pour $|\eta| > 2.01$.

$ \eta ^{\text{bornes}}$	0, 0.1, 0.6, 0.8, 1.15, 1.37, 1.52, 1.81, 2.01, 2.37, 2.47
E_T^{bornes} (GeV)	0, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, ∞

TABLE 4.3: Liste des bornes des gammes de η et de E_T utilisées pour paramétrer les seuils des critères d'identification

Trois jeux de critères d'identification appelées *loose*, *medium* et *tight* ont été définis par la collaboration, du plus lâche au plus strict.

- Loose : ce jeu est composé de critères appliqués à des variables relatives à la fuite hadronique et à la forme des gerbes dans le deuxième compartiment.
- Medium : ce jeu comporte les critères *loose* auxquels on ajoute des critères sur la forme des gerbes dans le premier compartiment, sur la qualité des trace et sur l'association entre la trace et l'amas.
- Tight : ce jeu comporte les critères *medium* auxquels on ajoute des critères plus stricts sur la qualité des traces et sur l'association entre la trace et l'amas, des critères utilisant le TRT et le critère de rejet des électrons de conversion.

Plus les coupures sont sévères, meilleur est le rejet des bruits de fond, mais moindre est l'efficacité d'identification (cf. 4.5.1). Les critères sont résumés table 4.4. Pour tenir compte de la géométrie du détecteur, les coupures sur certaines variables dépendent de la pseudo-rapacité de l'électron et de son impulsion transverse.

Lors du traitement des données, les différentes caractéristiques associées à chacun des électrons reconstruits sont calculées puis conservées. Outre l'énergie et la position des électrons, leurs variables discriminantes sont enregistrées. De plus, une variable appelée *isem* permettant de déterminer si l'électron reconstruit passe les différentes coupures standard est définie. Il s'agit d'un entier non signé codé sur 32 bits. A chacune des variables discriminantes correspond un bit de cette variable : le bit en question est mis à 1 si l'électron passe la coupure sur cette variable et à 0 sinon. Il peut être ainsi testé si l'électron passe les critères *loose*, *medium* ou *tight* en appliquant simplement un masque sur la variable *isem*, et non en appliquant des coupures successives sur les variables lors de l'analyse.

Type	Description	Nom
Coupures Loose		
Acceptance	Valeur absolue de la pseudo-rapacité de l'amas ($ \eta < 2.47$)	$ \eta $
Fuite hadronique	Quotient de l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique par l'énergie transverse de l'amas électromagnétique (utilisée dans le domaine $ \eta < 0.8$ et $ \eta > 1.37$)	R_{had1}
	Quotient de l'énergie transverse déposée dans le calorimètre hadronique par l'énergie transverse de l'amas électromagnétique (utilisée dans le domaine $ \eta > 0.8$ et $ \eta < 1.37$)	R_{had}
Deuxième compartiment de l'EMCAL	Développement latéral de la gerbe : quotient de l'énergie déposée dans le deuxième compartiment de l'EMCAL dans une fenêtre centrée sur la position de l'amas d'une taille $\eta \times \phi = 3 \times 7$ cellules par celle déposée dans une fenêtre de taille 7×7	R_η
	Largeur latérale de la gerbe	$w_{\eta 2}$
Coupures Medium (incluent les coupures Loose)		
Premier compartiment de l'EMCAL	Largeur totale de la gerbe	w_{stot}
	Quotient de la différence entre les deux plus grands dépôts d'énergie dans le premier compartiment et de leur somme	E_{ratio}
Qualité de la trace	Nombre de coups dans les détecteurs à pixels (≥ 1)	n_{pixel}
	Nombre total de coups dans les détecteurs à semi-conducteurs (≥ 7)	n_{Si}
	Paramètre d'impact transverse ($ d_0 < 5$ mm)	d_0
Association entre l'amas et la trace	Différence de pseudo-rapacité entre la position de l'amas dans le premier compartiment de l'EMCAL et son extrapolation pour la trace ($ \Delta\eta < 0.01$)	$\Delta\eta$
Coupures Tight (incluent les coupures Medium)		
Qualité de la trace	Coupe plus stricte sur le paramètre d'impact transverse ($ d_0 < 1$ mm)	d_0
	Nombre de coups dans la couche la plus interne du détecteur à pixels (≥ 1)	n_{BL}
Association entre l'amas et la trace	Différence d'angle azimutal entre la position de l'amas dans le deuxième compartiment de l'EMCAL et son extrapolation pour la trace ($ \Delta\phi < 0.02$)	$\Delta\phi$
	Quotient de l'énergie de l'amas et de l'impulsion de la trace	E/p
	Coupe plus stricte sur $\Delta\eta$ ($ \Delta\eta < 0.005$)	$\Delta\eta$
Utilisation du TRT	Nombre total de coups dans le TRT	n_{TRT}
	Fraction de coups de haut seuil dans le TRT	f_{HT}
Conversions	Suppression des électrons reconstruits associés à un photon converti	

TABLE 4.4: Liste des coupures et noms des variables associées pour les trois niveaux d'identification standard *loose*, *medium* et *tight*. Les seuils ne sont pas indiqués lorsqu'il dépendent de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse de l'électron reconstruit.

4.5 Performances attendues

Les mesures effectuées dans cette section concernent l'algorithme standard. Une comparaison de l'algorithme *softe* avec l'algorithme standard est exposée en 4.5.4.

4.5.1 Efficacités et facteurs de rejet

L'évaluation quantitative des performances de reconstruction et d'identification repose sur deux grandeurs : l'efficacité et le facteur de rejet.

L'efficacité de reconstruction caractérise la probabilité pour un électron d'être reconstruit par l'algorithme de reconstruction. Elle est définie par :

$$\epsilon_e^{\text{reco}} = \frac{N_e^{\text{reco}}}{N_e^{\text{truth}}}, \quad (4.3)$$

où N_e^{reco} est le nombre de vrais électrons reconstruits et N_e^{truth} est le nombre total d'électrons générés.

L'efficacité d'identification caractérise la probabilité pour un vrai électron reconstruit d'être identifié après application d'un critère d'identification. Elle est définie par :

$$\epsilon_e^{\text{pid}} = \frac{N_e^{\text{pid}}}{N_e^{\text{reco}}}, \quad (4.4)$$

où N_e^{pid} est le nombre de vrais électrons reconstruits satisfaisant le critère en question. La probabilité d'un vrai électron d'être sélectionné par une coupure est donc donnée par le produit $\epsilon_e^{\text{pid}} \times \epsilon_e^{\text{reco}}$ des efficacités d'identification et de reconstruction.

Le facteur de rejet des jets caractérise la part du nombre de jets rejetés par la reconstruction ou par l'identification⁸. Il est défini par :

$$R_{\text{jet}} = \frac{N_{\text{jet}}^{\text{truth}}}{N_{\text{fakes}}}, \quad (4.5)$$

où $N_{\text{jet}}^{\text{truth}}$ est le nombre de jets et N_{fakes} le nombre de jets reconstruits à tort comme électrons. Ainsi la probabilité pour un jet d'être considéré comme un électron est $1/R_{\text{jet}}$. Les facteurs de rejets sont normalisés par rapport au nombre de "jets de particules" reconstruits en utilisant les quadri-vecteurs des particules contenues dans un cône de taille $\Delta R = 0.4$, dans un échantillon di-jets non filtré dédié. Le nombre moyen par évènement de tels jets de particules avec $E_T > 17$ GeV dans la gamme $|\eta| < 2.47$ est $F_{\text{jets}} = 0.797$. Le nombre de jets $N_{\text{jet}}^{\text{truth}}$ rapporté à un échantillon non filtré est donc donné par :

$$N_{\text{jet}}^{\text{truth}} = \frac{N^{\text{total}} \times F_{\text{jets}}}{\epsilon_{\text{filtre}}}, \quad (4.6)$$

où N^{total} est le nombre total d'évènements utilisés dans cette analyse et l'efficacité du filtre ϵ_{filtre} de l'échantillon di-jets est d'environ 7.56%.

⁸On ne factorise en général pas le facteur de rejet en termes dus à la reconstruction ou à l'identification, contrairement aux efficacités.

4.5.2 Les électrons de haut p_T

La table 4.5 donne les efficacités de reconstruction et d'identification pour des électrons de Z , ainsi que les facteurs de rejet des jets, pour $E_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$. L'efficacité de reconstruction pour cette gamme d'énergie transverse est supérieure à 97%. Par ailleurs on constate qu'après l'application de coupures *tight* moins de 1 jet sur 10^5 est identifié à tort comme un électron. L'efficacité d'identification pour ce jeu de coupures est supérieure à 71%. Pour chaque analyse un compromis doit être fait entre l'efficacité et le facteur de rejet.

Niveau de sélection	Efficacité (%)	Facteur de rejet
Reconstruction	97.58 ± 0.03	91.5 ± 0.1
Loose	94.32 ± 0.03	1066 ± 4
Medium	90.00 ± 0.03	6840 ± 68
Tight	71.59 ± 0.03	$(1.39 \pm 0.06) \cdot 10^5$

TABLE 4.5: Efficacité de reconstruction et produit de l'efficacité d'identification et de reconstruction pour des électrons issus de processus $Z \rightarrow ee$, et facteurs de rejet de jets pour les jeux de coupures standard, pour des objets satisfaisant $E_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

La figure 4.23 montre la variation des efficacités d'identification pour des électrons issus de processus $Z \rightarrow ee$. On constate que l'efficacité diminue fortement lorsque l'énergie transverse diminue. Le détecteur ATLAS est en effet optimisé pour reconstruire les particules de haute énergie transverse, comme celles issues des processus de désintégration du boson de Higgs, ou de particules plus massives dont l'existence est prédite par des modèles au delà du modèle standard. En particulier les gerbes électromagnétiques sont d'avantages étendues à basse énergie transverse, rendant plus difficile la reconstruction et l'identification des électrons.

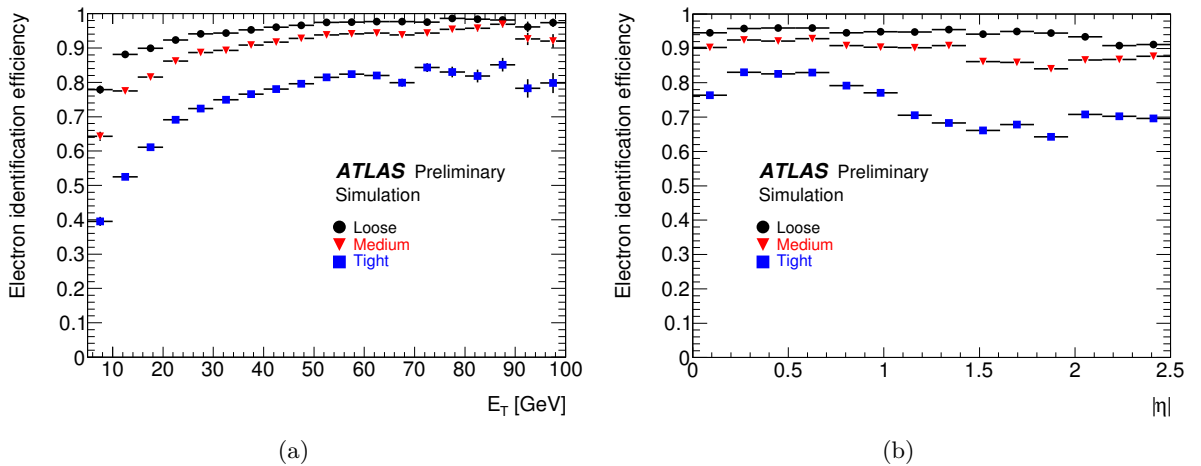


FIGURE 4.23: Efficacité d'identification des électrons de Z en fonction de E_T (a) et de η (b).

4.5.3 Les électrons de bas p_T

Les efficacités pour les électrons de basse énergie transverse sont mesurées grâce aux événements $J/\psi \rightarrow ee$. Les performances de la reconstruction de ces événements ont été étudiées en détail pour les notes dites CSC [16] en 2008 à $\sqrt{s} = 14$ TeV, en particulier le système de

déclenchement et la reconstruction du pic de masse. L'étude présentée ici porte uniquement sur l'estimation des performances de l'identification hors-ligne. Les efficacités attendues sont données dans la table 4.6. On constate que l'efficacité de reconstruction est de 70%, une valeur très

Niveau de sélection	Reconstruction	Loose	Medium	Tight
$\epsilon_{ID} \cdot \epsilon_{reco}$ (%)	71.0 ± 0.1	61.0 ± 0.1	58.3 ± 0.1	44.6 ± 0.1
ϵ_{ID} (%)		85.9 ± 0.1	82.1 ± 0.1	62.8 ± 0.1

TABLE 4.6: Produit de l'efficacité d'identification et de reconstruction, et efficacité d'identification pour des électrons issus de processus $J/\psi \rightarrow ee$. Le nombre d'électrons est basé sur les vrais électrons de J/ψ ayant une impulsion transverse vraie supérieure à 5 GeV.

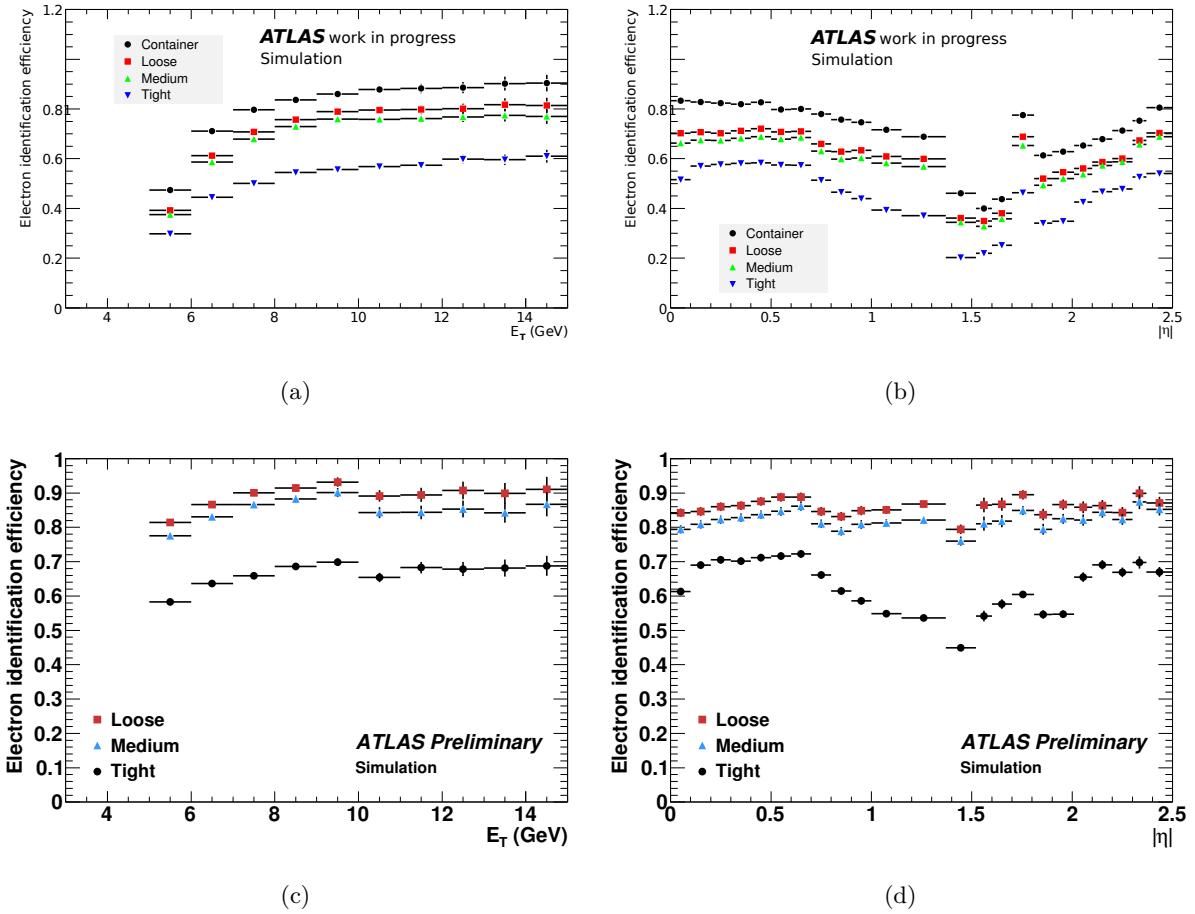


FIGURE 4.24: Haut : efficacité de reconstruction et produit des efficacités d'identification et de reconstruction des électrons de J/ψ en fonction de E_T (a) et de η (b). Bas : efficacité d'identification des électrons de J/ψ en fonction de E_T (c) et de η (d).

inférieure à celle observée pour les électrons de Z , essentiellement car on ne peut pas reconstruire efficacement des électrons d'énergie transverse inférieure à 4-5 GeV, qui est le seuil d'efficacité de la reconstruction des amas par l'algorithme de fenêtre glissante. La probabilité pour un électron de J/ψ d'être reconstruit puis sélectionné à l'aide d'une coupure *loose* (resp. *tight*) est de

61% (resp. 45%). L'efficacité d'identification est elle de 86% (resp. 63%), soit environ 10% plus basse que celle des électrons de Z . En effet on a vu sur les figures 4.11 à 4.21 que les variables d'identification sont bien moins discriminantes dans le cas du J/ψ car les gerbes des électrons de bas p_T sont plus larges. Au final, c'est moins d'un quart⁹ des J/ψ produits lors des collisions proton-proton et se désintégrant en paires d'électrons qui sont reconstruits et identifiés par les critères d'identification *tight*. La figure 4.24 donne la variation des efficacités en fonction de E_T et de η . Les efficacités diminuent lorsque l'énergie transverse des électrons diminue, comme observé pour les électrons de Z .

4.5.4 Etudes avec l'algorithme basé sur les traces

L'efficacité de reconstruction des électrons avec l'algorithme basé sur les traces (*softe*) a été mesurée et comparée avec celle de l'algorithme standard. La table 4.7 donne les fractions d'électrons reconstruits grâce à l'algorithme standard et par l'algorithme basé sur les traces indépendamment, et la fraction d'électrons reconstruits par les deux algorithmes simultanément. Dans le cas d'électrons de J/ψ , le gain apporté par l'utilisation de l'algorithme *softe* est important en dessous de 5 GeV, (de l'ordre de 10 %) pour des énergies où la reconstruction des amas par l'algorithme standard est moins efficace. Dans le cas d'électrons non-isolés, le gain est de l'ordre de quelques %; rappelons cependant que le lot d'événements $b\bar{b}$ simulés a un seuil pour l'impulsion transverse vraie de l'électron à 5 GeV (cf. section 4.1).

	Z e	J/ψ e e(5)		Υ e e(5)		$b\bar{b} \rightarrow e(5)X$ e e(5)		dijets e e(17)		filtered minbias e e(8)	
standard	91.4	51.7	71.0	59.3	65.6	55.3	59.6	9.4	71.5	2.7	63.6
<i>softe</i>	67.8	48.2	49.5	50.7	46.3	39.7	41.4	9.7	57.5	2.0	45.9
standard & <i>softe</i>	92.6	65.0	71.7	69.8	66.0	58.4	60.3	12.7	74.3	2.8	65.2

TABLE 4.7: Fraction (en %) d'électrons reconstruits pour chaque algorithme indépendamment et par les deux algorithmes simultanément, pour chaque échantillon. La notation $e(5)$ signifie qu'un critère demandant que l'énergie transverse reconstruite de l'électron doit être au moins égale à 5 GeV.

L'identification des électrons reconstruits par l'algorithme basé sur les traces utilise le même jeu de coupures que pour l'algorithme standard (cf. section 4.4.2). La table 4.8 donne les effica-

	Échantillon J/ψ				Échantillon $b\bar{b}$			
	$E_T > 0$ GeV		$E_T > 5$ GeV		$E_T > 0$ GeV		$E_T > 5$ GeV	
	std	std & <i>softe</i>	std	std & <i>softe</i>	std	std & <i>softe</i>	std	std & <i>softe</i>
Reconstruction	51.7	65.0	71.0	71.7	55.3	58.4	59.6	60.3
<i>Loose</i>	43.6	50.7	61.0	61.4	42.0	43.3	45.1	45.3
<i>Medium</i>	41.6	48.0	58.3	58.7	40.0	41.1	43.2	43.3
<i>Tight</i>	31.6	35.8	44.6	44.8	29.3	30.0	33.1	33.2

TABLE 4.8: Efficacités (en %) de reconstruction et produit de l'efficacité de reconstruction et d'identification des électrons dans les échantillons $J/\psi \rightarrow ee$ et $b\bar{b}$ pour l'algorithme standard uniquement et lorsqu'on ajoute les électrons reconstruits par l'algorithme *softe*.

⁹Rappelons qu'il s'agit d'une étude basée sur des événements simulés pour lesquels les deux électrons vrais doivent avoir $p_T > 3$ GeV.

cités des électrons de J/ψ et de $b\bar{b}$ pour l'algorithme standard, avec et sans ajouter les électrons reconstruits avec l'algorithme basé sur les traces. Pour $E_T > 5$ GeV l'algorithme *softe* ne permet pas de reconstruire des électrons non reconstruits avec l'algorithme standard, mais en dessous de ce seuil l'algorithme *softe* apporte un gain qui peut aller jusqu'à 15 %.

Chapitre 5

Performances d'identification des électrons évaluées à l'aide d'évènements $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ sur les données 2010

«La lune est verte.
- Non, elle est carrée.»

Mot de passe échangé entre Jean Moulin et Raymond Aubrac

Sommaire

5.1	Reconstruction des premiers évènements $J/\psi \rightarrow ee$ et premières études	111
5.1.1	Données utilisées	111
5.1.2	Déclenchement	113
5.1.3	Études sur le J/ψ à l'aide de l'algorithme basé sur les traces	114
5.1.3.1	Études sur la simulation	114
5.1.3.2	Études sur les données de collision	116
5.1.3.3	Comparaison de l'algorithme standard avec l'algorithme <i>softe</i> .	120
5.1.4	Premières études de performances pour les électrons de J/ψ avec les données 2010	121
5.1.4.1	Sélection des électrons	121
5.1.4.2	Distribution de masse invariante	121
5.1.4.3	Cinématique des J/ψ reconstruits	123
5.1.4.4	Extraction de variables discriminantes	123
5.2	Méthodologie de la mesure des efficacités d'identification	126
5.2.1	Les données utilisées	126
5.2.2	Adaptation des jeux de critères d'identification aux premières données .	126
5.2.3	Méthode de "tag and probe"	127
5.2.4	Sélection des évènements	127
5.2.4.1	Déclenchement	127
5.2.4.2	Étiquette et sonde	128

5.2.5	Efficacités et Facteurs d'échelle	128
5.2.5.1	Calcul de l'efficacité	128
5.2.5.2	Définition du facteur d'échelle	129
5.2.6	Traitement des incertitudes	130
5.3	Mise en œuvre de la méthode et résultats	130
5.3.1	Soustraction du bruit de fond	130
5.3.1.1	Méthodes de soustraction du bruit de fond	130
5.3.1.2	Procédure d'ajustement	133
5.3.2	Contribution de la production indirecte de J/ψ	139
5.3.3	Incertaines systématiques	141
5.3.3.1	Effets de l'ajustement	141
5.3.3.2	Effets de l'échelle d'énergie	141
5.3.3.3	Autres effets étudiés	142
5.3.4	Résultats	144
5.4	Pour aller plus loin	146
5.4.1	Comparaison avec les efficacités extraites sur les échantillons W et Z . .	146
5.4.2	Possibilités d'amélioration de l'analyse sur les données 2011 et 2012 . .	147

Les particules comme les bosons Z et W ou le J/ψ sont des sources d'électrons isolés. Leur reconstruction (cf. figure 5.1) permet d'obtenir des lots d'électrons utilisés pour étalonner les détecteurs et déterminer les performances de la reconstruction et de l'identification. Pour les

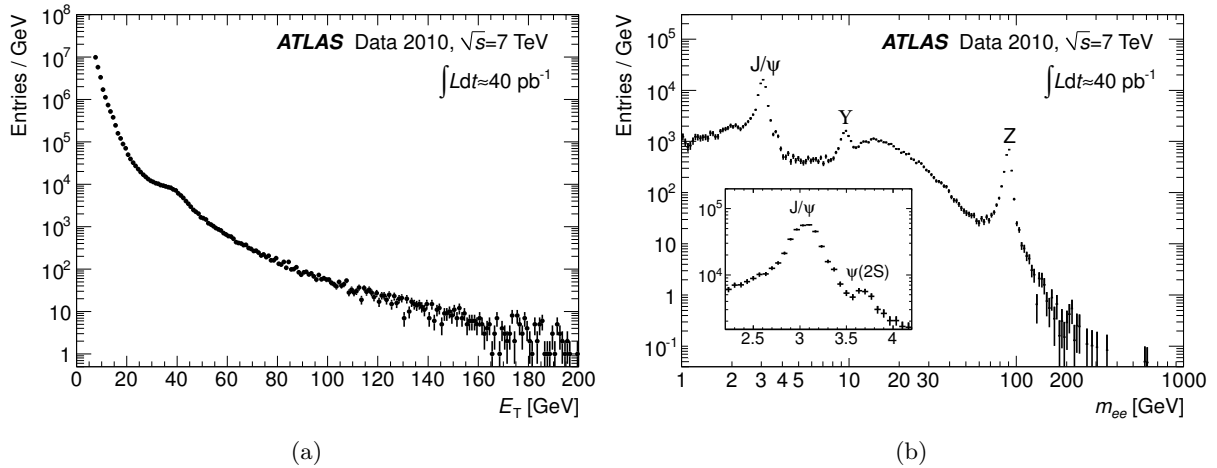


FIGURE 5.1: (a) : distribution d'énergie transverse d'électrons passant les coupures d'identification *tight* pour des événements sélectionnés avec des menus de déclenchement utilisant un seul électron, avec des seuils en énergie augmentant avec la luminosité. Les données pour $E_T < 20$ GeV correspondant à une luminosité intégrée plus basse ont été normalisées à la luminosité totale. (b) : distribution de la masse invariante reconstruite de paires d'électrons de charges opposées passant les coupures d'identification *tight* pour des événements sélectionnés à l'aide de menus de déclenchements de bas seuil en énergie transverse requérant deux électrons. Le nombre d'événements pour chaque entrée est normalisé à la taille du pas.

diverses mesures de paramètres physiques, les incertitudes systématiques relatives aux performances du détecteur sont estimées en comparant les performances attendues aux performances mesurées sur les données.

Une participation active à la recherche des premiers évènements $J/\psi \rightarrow ee$ au début de l'été 2010 fut l'objet d'un travail réalisé dans le cadre de cette thèse, permettant en particulier la validation de l'algorithme *softe*. Ces études ont permis les premières mesures de performances pour les électrons de basse impulsion transverse [91, 92, 93] réalisées par la collaboration ATLAS. Par ailleurs, la mesure des efficacités d'identification des électrons de J/ψ fut réalisée en utilisant les données produites pendant la première année de collision proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Pour cela, la méthode dite de *Tag-and-Probe* fut utilisée pour mesurer les efficacités d'identification des électrons sur les données, appliquée ici aux évènements $J/\psi \rightarrow ee$ - en complément des mesures sur les évènements $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$ pour les électrons de haute impulsion transverse [94].

Pour illustrer le type d'évènements étudiés dans ce chapitre, la figure 5.2 montre la reconstruction d'un évènement $J/\psi \rightarrow ee$ dans détecteur ATLAS enregistré en août 2010, effectuée par le logiciel ATLANTIS [96, 97]. Chacun des deux électrons est identifiable par sa trace laissée dans le trajectographe et par un amas dans le calorimètre électromagnétique ; ils satisfont les critères d'identification *tight*, et leur charges sont opposées. Les deux électrons ont des énergies transverses respectives de 7.52 GeV et 12.44 GeV, leur séparation azimutale est $|\Delta\phi| = 0.068$ et leur séparation en pseudo-rapacité est $|\Delta\eta| = 0.320$. La masse invariante du J/ψ reconstruit est de 3.17 GeV et son impulsion transverse de 19.96 GeV. La reconstruction de tels évènements est un préalable aux mesures de performances pour les électrons de basse énergie transverse sur les données de collision.

5.1 Reconstruction des premiers évènements $J/\psi \rightarrow ee$ et premières études

L'observation des J/ψ se désintégrant en paires e^+e^- fut un des premiers objectifs pour les données de collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV pour le groupe de travail électron/photon (*egamma*) d'ATLAS. Cette observation s'est révélée être plus difficile que prévue avec les premiers nb⁻¹ de données à cause du bas spectre en impulsion transverse des électrons de J/ψ et du fait que le détecteur et la reconstruction ont été optimisés pour la reconstruction d'électrons de plus haut p_T comme ceux provenant du W et du Z . Le niveau de bruit de fond à basse énergie a aussi été un problème. Différents algorithmes de reconstruction ont été étudiés ; en particulier un travail de validation de l'algorithme basé sur les traces, appelé *softe* (cf. section 4.3.4) fut réalisé dans le cadre de cette thèse, qui est présenté dans cette section. Toutes ces études ont montré les capacités de reconstruction et d'identification des électrons du détecteur à basse énergie transverse. Dans cette section est présentée l'étude menée par la collaboration pour réaliser cette observation et extraire les distributions de variables relatives aux électrons, en vue d'une comparaison avec les données simulées. Ces résultats ont été présentés à la conférence ICHEP à Paris en juillet 2010 [91], puis par l'auteur de cette thèse, à la conférence de l'épiphanie à Cracovie en janvier 2011 [92, 98]. Parallèlement, l'utilisation de l'algorithme de reconstruction des électrons basé sur les traces sur ces premières données a été étudié dans ce cadre, et les principaux enseignements de cette étude sont résumés ici.

5.1.1 Données utilisées

Les données utilisées dans cette section ont été collectées de fin mars à fin août 2010 dans les collisions proton-proton du LHC, dans un fonctionnement avec des faisceaux stables, à une

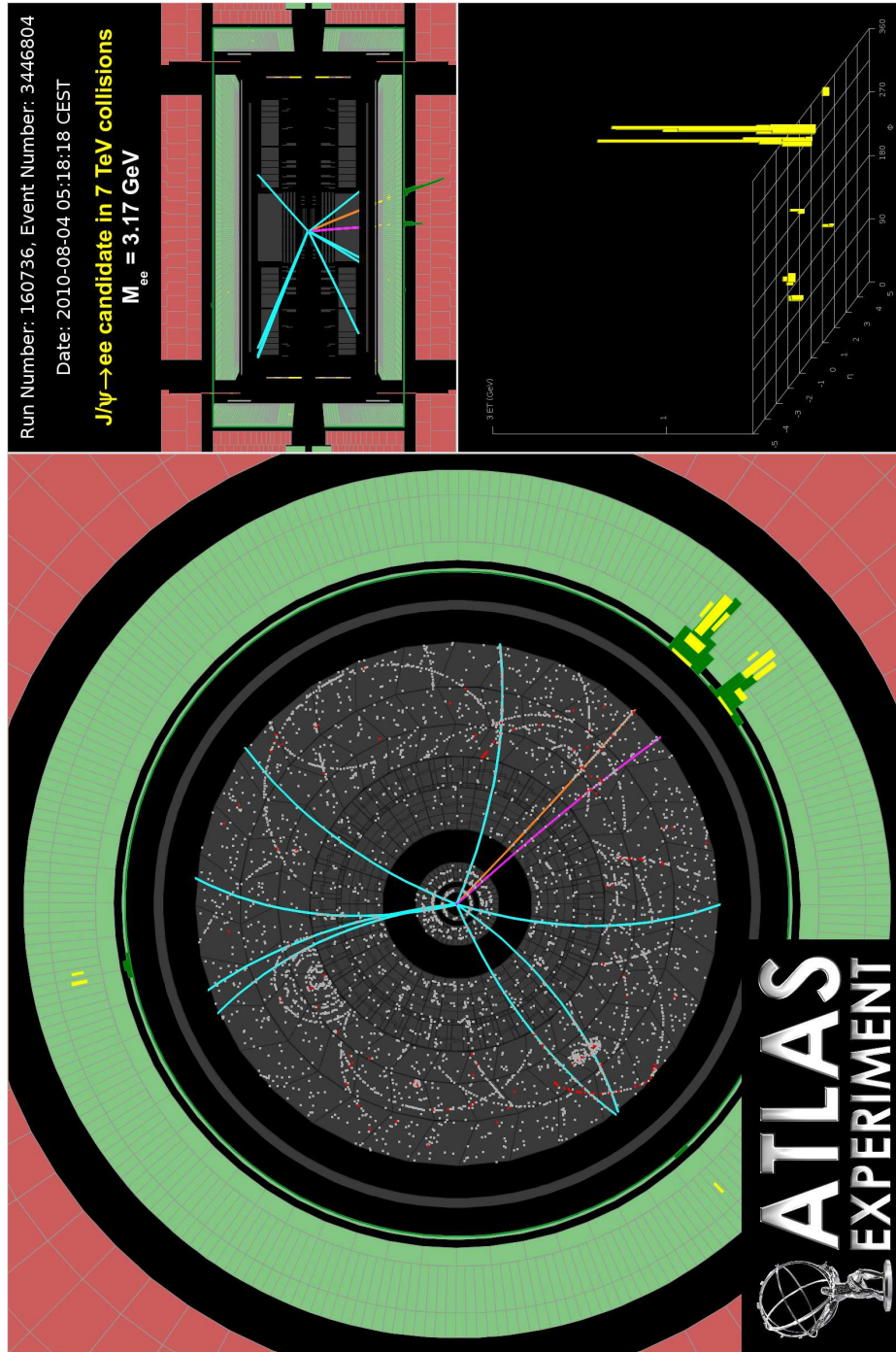


FIGURE 5.2: Un événement $J/\psi \rightarrow ee$ vu par le détecteur ATLAS [95]. Les traces reconstruites dans le trajectographe interne et les dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique sont montrés. Les deux électrons satisfont les critères d'identification *tight*, et leur charges sont opposées. L'événement est montré en coupe transverse (en bas) et en coupe longitudinale (en haut à gauche). Le schéma en haut à droite montre dans le plan η, ϕ les dépôts d'énergie dans les calorimètres (en jaune) et l'énergie des électrons (en vert).

énergie dans le référentiel du centre de masse de 7 TeV. Le détecteur interne, le calorimètre électromagnétique et le solénoïde doivent avoir fonctionné de manière nominale pour assurer une bonne qualité des données. Les études présentées à la section 5.1.3 sur l'algorithme *soft* sont basées sur 1 nb^{-1} pour la recherche des premiers J/ψ et sur 2.9 pb^{-1} pour la comparaison avec l'algorithme standard de reconstruction (cf. section 5.1.3.3). Le lot utilisé pour les études de performances présentées à la section 5.1.4 correspond à une luminosité intégrée de 78 nb^{-1} . Une extension de cette étude incluant 240 nb^{-1} de données a fait l'objet d'une note interne [99] ; les résultats de cette étude peuvent être trouvés dans la référence [93]. L'incertitude sur la luminosité intégrée est de 11 % [55].

Les données simulées utilisées ont été produites par génération d'événements $J/\psi \rightarrow ee$ par production directe (*prompt*) à l'aide du générateur Pythia 6.4 [81], en utilisant les mécanismes de production du singulet et de l'octet de couleur [100]. Les électrons provenant des J/ψ produits par désintégrations radiatives de mésons χ_c sont supposés avoir des distributions de variables cinématiques similaires, et la contribution des J/ψ issus de production indirecte (i.e. issus de la désintégration des mésons beaux) est négligée pour ce qui concerne les effets étudiés dans cette section. Par ailleurs, un échantillon d'événements de biais minimum également produit grâce à Pythia fut utilisé. Les événements générés sont simulés grâce à une simulation détaillée du détecteur, basée sur GEANT 4 [61] et sont reconstruits avec une version du logiciel ATHENA identique à celle utilisée pour les données de collision.

5.1.2 Déclenchement

En 2010, la luminosité délivrée par le LHC a crû de façon quasiment exponentielle, grâce à des améliorations du collisionneur. La prise de données a débuté avec une luminosité intégrée

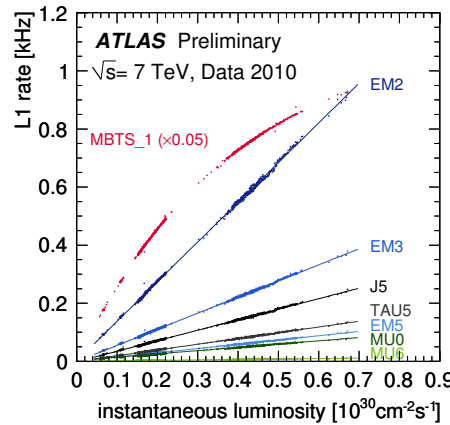


FIGURE 5.3: Taux de déclenchement avant *prescale* en fonction de la luminosité instantanée pour des menus de déclenchements de niveau L1[101]. Le menu EM2 (resp. EM3, EM5) opère un déclenchement à partir d'un amas électromagnétique avec un seuil $E_T > 2 \text{ GeV}$ (resp. 3 et 5 GeV). Le menu MU6 (resp. MU0) opère un déclenchement requérant un muon avec $p_T > 6 \text{ GeV}$ (resp. 0 GeV). Le menu TAU5 opère un déclenchement demandant un tau ayant $E_T > 5 \text{ GeV}$. Enfin le menu MBTS_1 requiert un impact dans un des scintillateurs de biais minimum ; la saturation est due à l'empilement, et le taux d'événements pour ce menu est divisé par 20.

d'environ $10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour atteindre $2.1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en octobre 2010. La figure 5.3 montre les taux de déclenchement de *menus* de niveau L1, pour une luminosité instantanée inférieure à $7 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pour maintenir la fréquence d'acquisition dans les limites des possibilités du

système d'acquisition d'ATLAS, une fraction aléatoire d'événements sélectionnés par les divers *menus* de déclenchement est rejetée (cf. section 2.3.2). Pour tenir compte de l'augmentation des taux de rejet lorsque la luminosité intégrée augmente, les événements sont sélectionnés avec des menus imposant des critères plus stricts lorsque la luminosité augmente. Pour la première période de prise de données fut utilisé un déclenchement simple basé sur des scintillateurs en coïncidence pour sélectionner des événements de biais minimum. Puis, un *menu* de déclenchement de niveau L1 requérant un dépôt d'énergie d'au moins 3 GeV dans la partie centrale ($|\eta| < 2.5$) du calorimètre fut utilisé dans un second temps. Pour la période suivante des menus de niveau L2 et EF furent utilisés, permettant l'application de critères d'identification sur les particules à l'origine du déclenchement, avec un seuil en énergie transverse de 3 GeV. Enfin, pour la dernière période, des *menus* utilisant des critères d'identification similaires sont inclus, mais avec un seuil en énergie transverse porté à 5 GeV.

5.1.3 Études sur le J/ψ à l'aide de l'algorithme basé sur les traces

L'algorithme standard de reconstruction des électrons a été décrit à la section 4.3.3 : il est efficace pour des amas électromagnétiques ayant $E_T > 5$ GeV. Or, dans les toutes premières périodes de la prise de données, le déclenchement étant basé soit sur des événements de biais minimum soit sur des amas électromagnétiques ayant $E_T > 3$ GeV, l'essentiel des électrons de J/ψ ont une énergie transverse inférieure au seuil d'efficacité de l'algorithme standard pour ce premier lot de données. C'est pourquoi, il fut étudié dans un premier temps dans le cadre de cette thèse la reconstruction des électrons soit uniquement à l'aide du trajectographe, soit en utilisant le trajectographe pour reconstruire des amas calorimétriques, c'est à dire l'algorithme *softe* décrit à la section 4.3.4. Pour cette première étude fut réalisée la reconstruction de données de collision (pour environ 1 nb^{-1}) et de données simulées, sans appliquer les critères de présélection décrits à la section 4.3.4 qui sont appliqués pour cet algorithme lors du traitement des données par la collaboration : pour chaque trace est donc reconstruit un amas calorimétrique dont l'énergie est au moins égale à 100 MeV.

5.1.3.1 Études sur la simulation

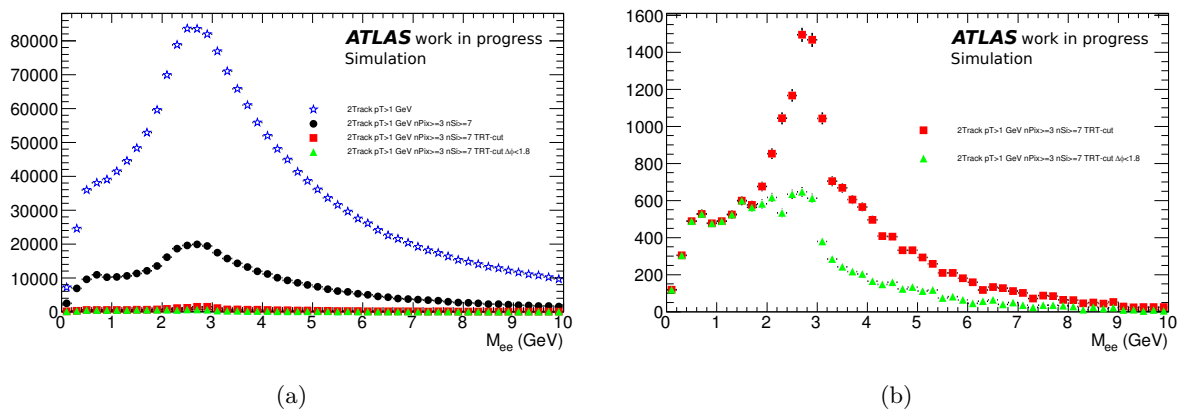


FIGURE 5.4: Distributions de masse invariante des paires de traces extraites d'événements $J\psi \rightarrow ee$ simulés. Les distributions sont extraites en imposant successivement $p_T > 1$ GeV (étoiles bleues), $n_{\text{pixel}} \geq 3$ et $n_{\text{Si}} \geq 7$ (cercles noirs), le critère sur f_{HT} décrit dans le texte (carrés rouges) et le critère $|\Delta\phi| \leq 1.8$ (triangles verts). (a) : vue générale. (b) : agrandissement.

La figure 5.4 montre la masse invariante reconstruite des paires de traces dans un lot de J/ψ simulé. On voit que lorsqu'aucun critère d'identification est appliqué le spectre est dominé par un pic cinématique. Des critères de qualité des traces peuvent être appliqués, sur le nombre de points d'impacts dans le détecteur à pixels ($n_{\text{pixel}} \geq 3$) et sur le nombre total de points d'impacts dans les détecteurs à silicium ($n_{\text{Si}} \geq 7$). Ces critères permettent de réduire le bruit de fond combinatoire mais celui-ci ne baisse réellement que lorsqu'un critère d'identification sur la fraction f_{HT} de points d'impact de haut seuil dans le TRT est imposé. Ce critère dépend de la pseudo-rapacité : $f_{\text{HT}} > 0.07$ pour $|\eta| < 1.07$, $f_{\text{HT}} > 0.075$ pour $1.07 < |\eta| < 1.304$ et $f_{\text{HT}} > 0.08$ pour $1.304 < |\eta| < 2.0$. Par ailleurs, un critère sur la séparation azimutale des traces peut être appliqué ($|\Delta\phi| \leq 1.8$). Les distributions sont montrées pour 4 sélections où sont ajoutés successivement ces critères.

La figure 5.5 montre cette même masse invariante lorsque l'une des deux traces est associée à un électron reconstruit par l'algorithme *softe*, c'est à dire lorsqu'elle est associée à un amas calorimétrique. La statistique est réduite d'un facteur 6 pour le pic cinématique mais seulement d'un facteur 2 après application du critère d'identification sur f_{HT} .

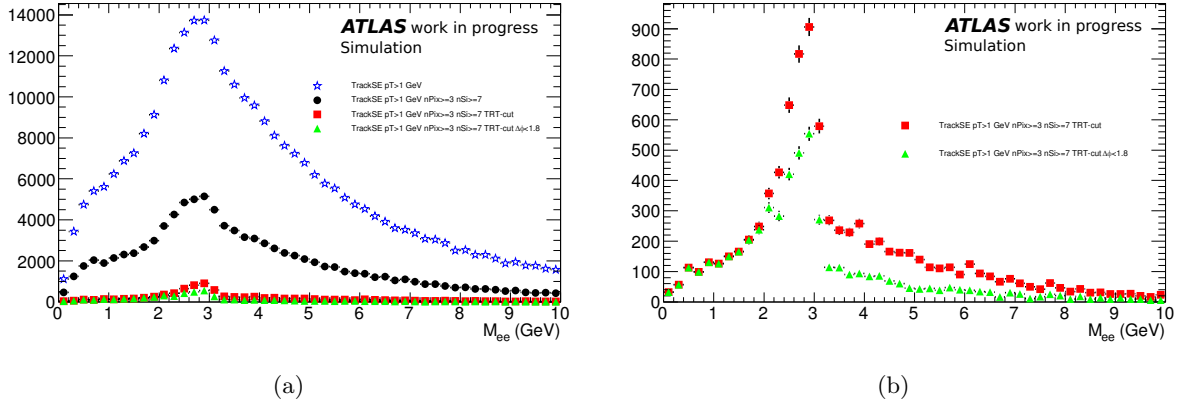


FIGURE 5.5: Distributions de masse invariante des paires de traces extraites d'évènements $J\psi \rightarrow ee$ simulés. Au moins une des deux traces est associée à un électron reconstruit par l'algorithme *softe*. Les distributions sont extraites en imposant successivement $p_T > 1$ GeV (étoiles bleues), $n_{\text{pixel}} \geq 3$ et $n_{\text{Si}} \geq 7$ (cercles noirs), le critère sur f_{HT} décrit dans le texte (carrés rouges) et le critère $|\Delta\phi| \leq 1.8$ (triangles verts). (a) : vue générale. (b) : agrandissement.

Enfin, la figure 5.6 montre les distributions obtenues lorsque les deux traces correspondent chacune à un électron reconstruit par l'algorithme *softe* pour un lot simulé d'évènements de biais minimum, et pour un lot simulé d'évènements $J/\psi \rightarrow ee$. L'association à un amas calorimétrique permet d'appliquer des critères supplémentaires (appelés "Calo-cuts"), en plus des critères de qualité des traces et du critère sur la fraction de points d'impacts de haut seuil dans le TRT. Ces critères concernent la fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique ($f_1 > 0.15$), la largeur de la gerbe dans la direction η dans le second compartiment définie à la section 4.4.1.1 ($R_\eta > 0.85(0.9)$ pour $|\eta| < 1.5(> 1.5)$), la différence des deux plus grands dépôts d'énergie de l'amas dans le premier compartiment divisée leur somme ($E_{\text{ratio}} > 0.5$) et l'énergie transverse dans le premier compartiment du calorimètre hadronique divisée par l'impulsion transverse de la trace ($E_{\text{T had1}}/p_T < 0.25$). Les distributions sont montrées pour différents seuils sur l'impulsion transverse de la trace. On constate que l'utilisation de l'algorithme *softe* combinée à des critères d'identification permet d'extraire le signal $J/\psi \rightarrow ee$ sur les données simulées.

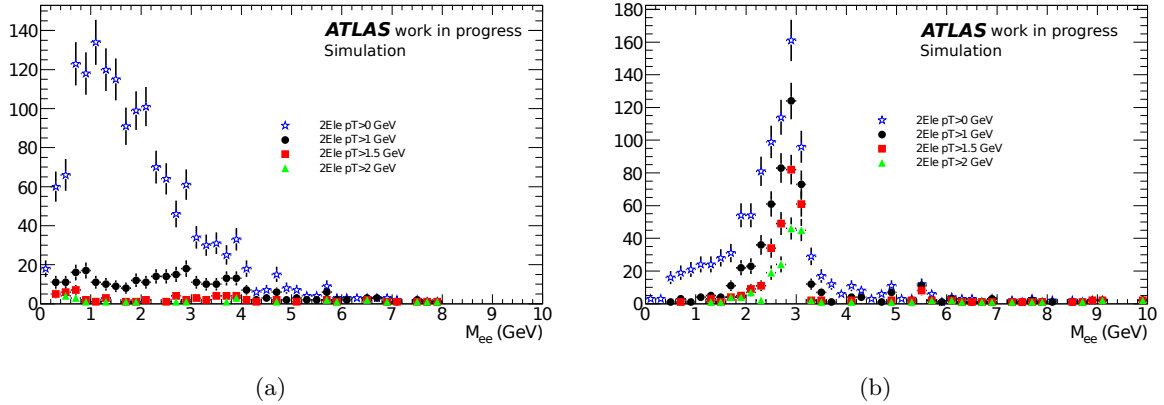


FIGURE 5.6: Distributions de masse invariante des paires de traces extraites d'événements simulés de biais minimum (a) et $J/\psi \rightarrow ee$ (b). Les deux traces sont associées à un électron reconstruit par l'algorithme *softe*. Les critères dits "Calo-cuts" définis dans le texte sont appliqués, ainsi que les critères de qualité des traces et le critère sur f_{HT} .

5.1.3.2 Études sur les données de collision

La figure 5.7 montre la distribution de masse invariante obtenue pour toutes les paires de traces d'impulsion transverse supérieure à 2 GeV. Les distributions sont montrées pour des paires de charges opposées ainsi que pour des paires de même charge afin d'évaluer le bruit de fond. L'application des critères de qualité des traces réduit la taille du pic cinématique sans faire apparaître de pic de J/ψ .

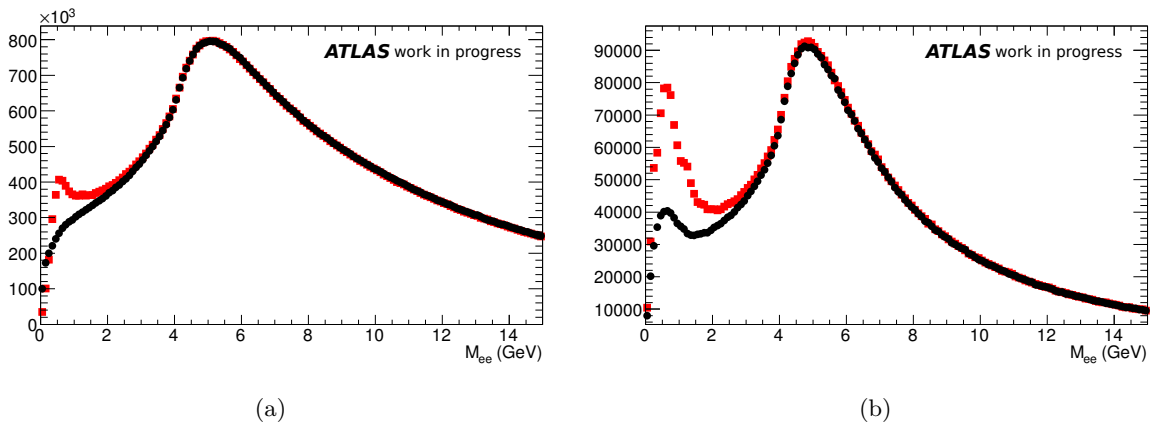


FIGURE 5.7: Distributions de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données, sans critère de qualité des traces (a) et pour les traces satisfaisant $n_{\text{pixel}} \geq 3$ et $n_{\text{si}} \geq 7$ (b). Les distributions sont données pour des paires de charges opposées (en rouge) et pour des paires de même charge (en noir).

La figure 5.8 montre ces distributions avec application des critères de qualité des traces et des critères sur le TRT, mais en imposant les critères d'identification *loose* (cf. section 4.4.2) ou les critères dits "Calo-cuts" (cf. supra) sur un seul ou sur les deux électrons. On constate que ces critères ne permettent pas de faire apparaître d'excès significatif au voisinage de la masse du J/ψ .

Un agrandissement de ces distributions dans la zone de masse invariante $2 \text{ GeV} < m_{ee} < 4.1 \text{ GeV}$ pour le cas des critères "Calo-cuts" est montré figure 5.9.

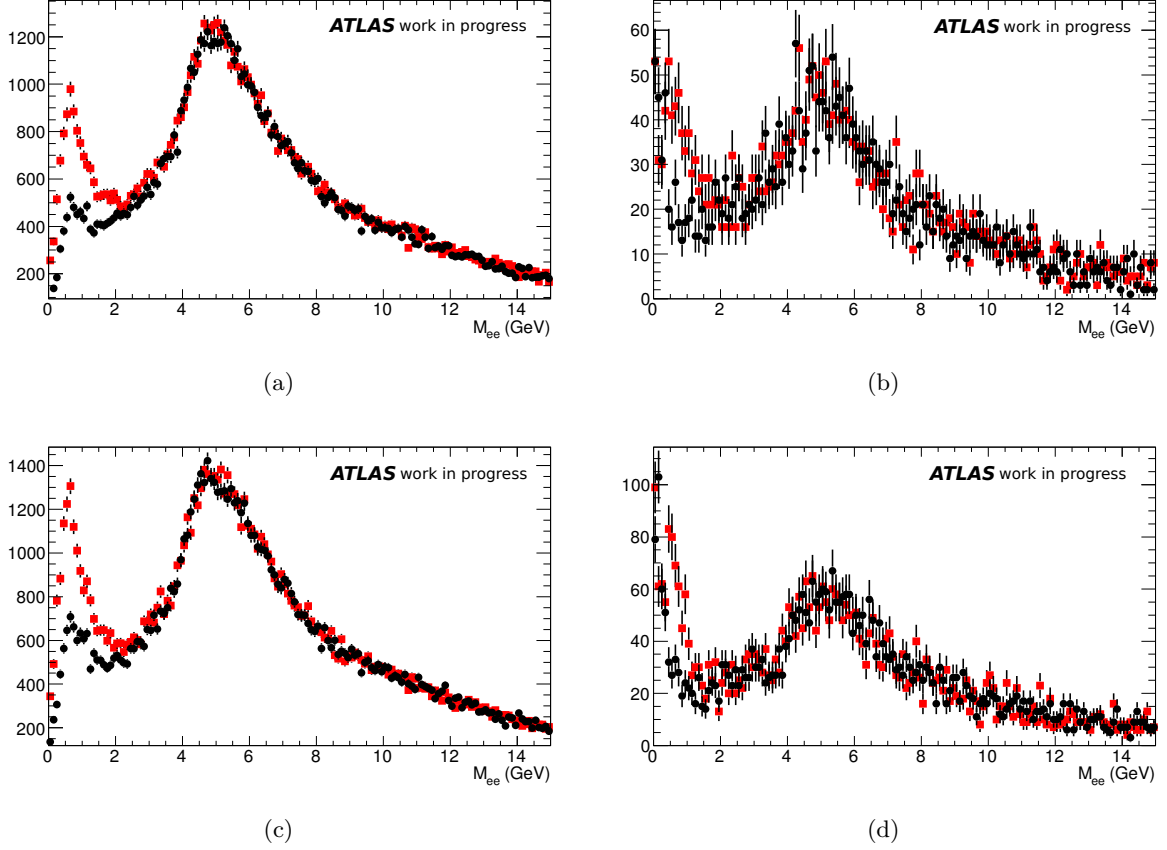


FIGURE 5.8: Distributions de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2 \text{ GeV}$ extraites des données, pour des traces ayant $n_{\text{pixel}} \geq 3$ et $n_{\text{si}} \geq 7$ et satisfaisant le critère d'identification sur f_{HT} défini dans le texte. Les distributions sont données pour des paires de charges opposées (en rouge) et pour des paires de même charge (en noir), lorsque les critères d'identification *loose* sont satisfaits par un seul (a) ou les deux (b) électrons, ou lorsque les critères dits "Calo-cuts" sont satisfaits par un seul (c) ou les deux (d) électrons.

La figure 5.10 montre une comparaison entre les données de collisions et les données simulées. Les distributions de masse invariante sont montrées séparément pour les paires de charges opposées et pour les paires de même charge. Pour les données simulées, l'échantillon de biais minimum et l'échantillon $J/\psi \rightarrow ee$ sont utilisés, et les évènements contenant un J/ψ sont retirés de l'échantillon de biais minimum.

Comme le montrent les distributions de masse invariante données dans les figures 5.8, 5.9 et 5.10, l'observation du J/ψ à l'aide de l'algorithme *softe* n'a pas abouti avec 1 nb^{-1} de données, malgré la stratégie développée consistant à réaliser la reconstruction sans appliquer les critères de pré-sélection habituels pour cet algorithme. Le niveau de bruit de fond reste trop élevé même après application de divers critères d'identification. Cette étude qui nécessite un traitement des données dédié n'a pas été poursuivie avec davantage de données, bien que l'étude à partir de la simulation ait montré la capacité de cet algorithme à reconstruire de J/ψ .

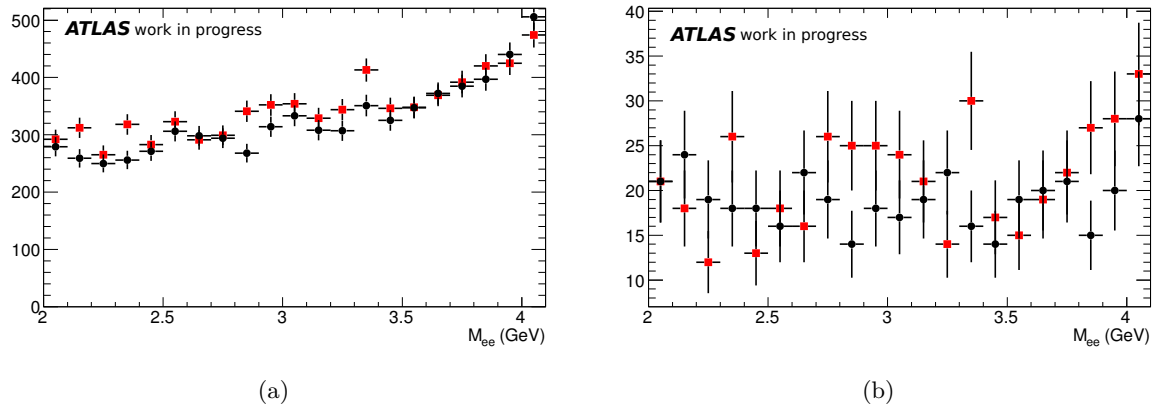


FIGURE 5.9: Distributions de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données dans la zone $2 \text{ GeV} < m_{ee} < 4.1 \text{ GeV}$, pour des traces ayant $n_{\text{pixel}} \geq 3$ et $n_{\text{Si}} \geq 7$ et satisfaisant le critère d'identification sur f_{HT} défini dans le texte. Les distributions sont données pour des paires de charges opposées (en rouge) et pour des paires de même charge (en noir), lorsque les critères dits "Calo-cuts" sont satisfaits par un seul (c) ou les deux (d) électrons.

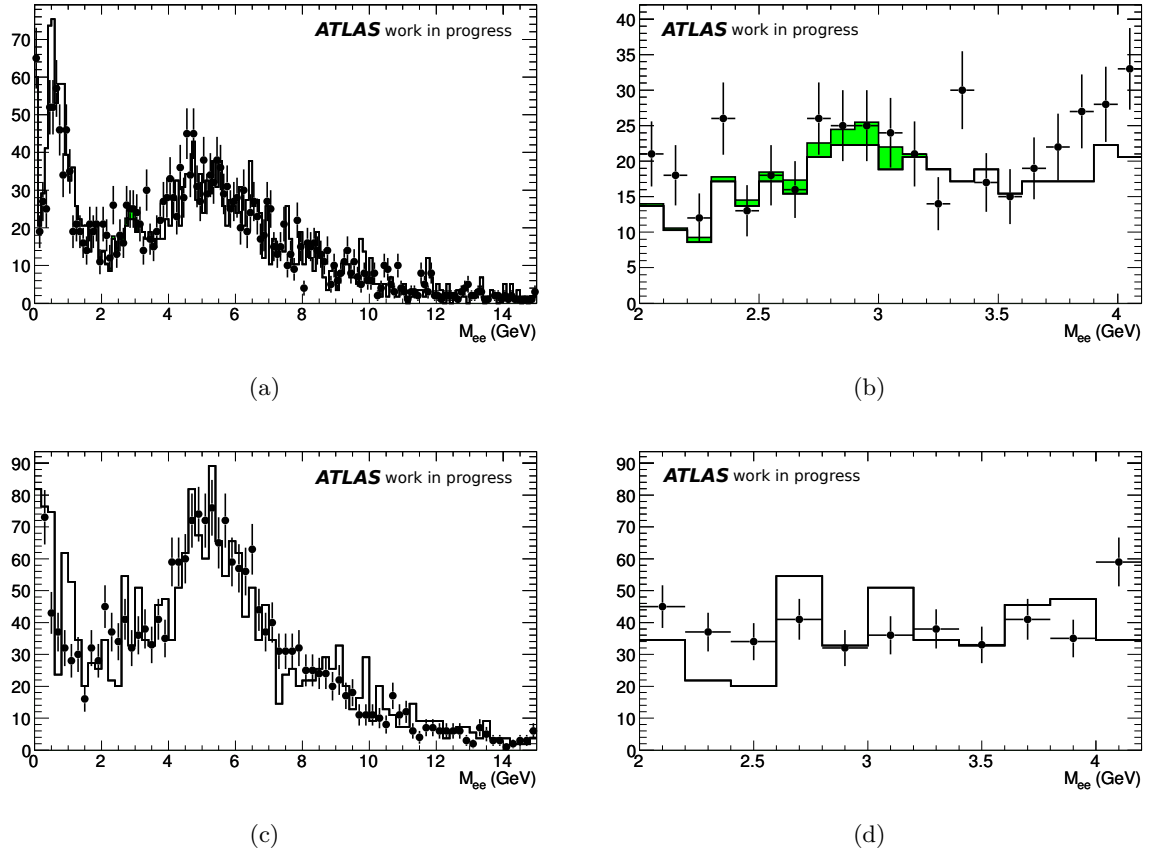


FIGURE 5.10: Distribution de la masse invariante des paires de traces avec $p_T > 2$ GeV extraites des données et de la simulation, pour des traces ayant $n_{\text{pixel}} \geq 3$ et $n_{\text{Si}} \geq 7$ et satisfaisant le critère d'identification sur f_{HT} ainsi que les critères "Calo-cuts" définis dans le texte. Les distributions sont données pour des paires de charges opposées (en haut) et pour des paires de même charge (en bas), dans la zone $0 \text{ GeV} < m_{ee} < 15 \text{ GeV}$ (à gauche) et dans la zone $2 \text{ GeV} < m_{ee} < 4.1 \text{ GeV}$ (à droite).

5.1.3.3 Comparaison de l'algorithme standard avec l'algorithme *softe*

La reconstruction des électrons avec l'algorithme *softe* fut également étudiée avec les données produites par la collaboration - c'est à dire après application de l'ensemble des critères de présélection définis pour cet algorithme - avec un échantillon de données correspondant à 2.9 pb^{-1} collecté jusqu'à la fin du mois d'août 2010. Pour cette étude, on considère les électrons reconstruits soit grâce à l'algorithme standard, soit grâce à l'algorithme *softe*. La figure 5.11 montre les mêmes distributions de masse invariante mais en sélectionnant les électrons en appliquant une coupure *tight* à la place des coupures définies à la section 5.1.4.1. On constate que

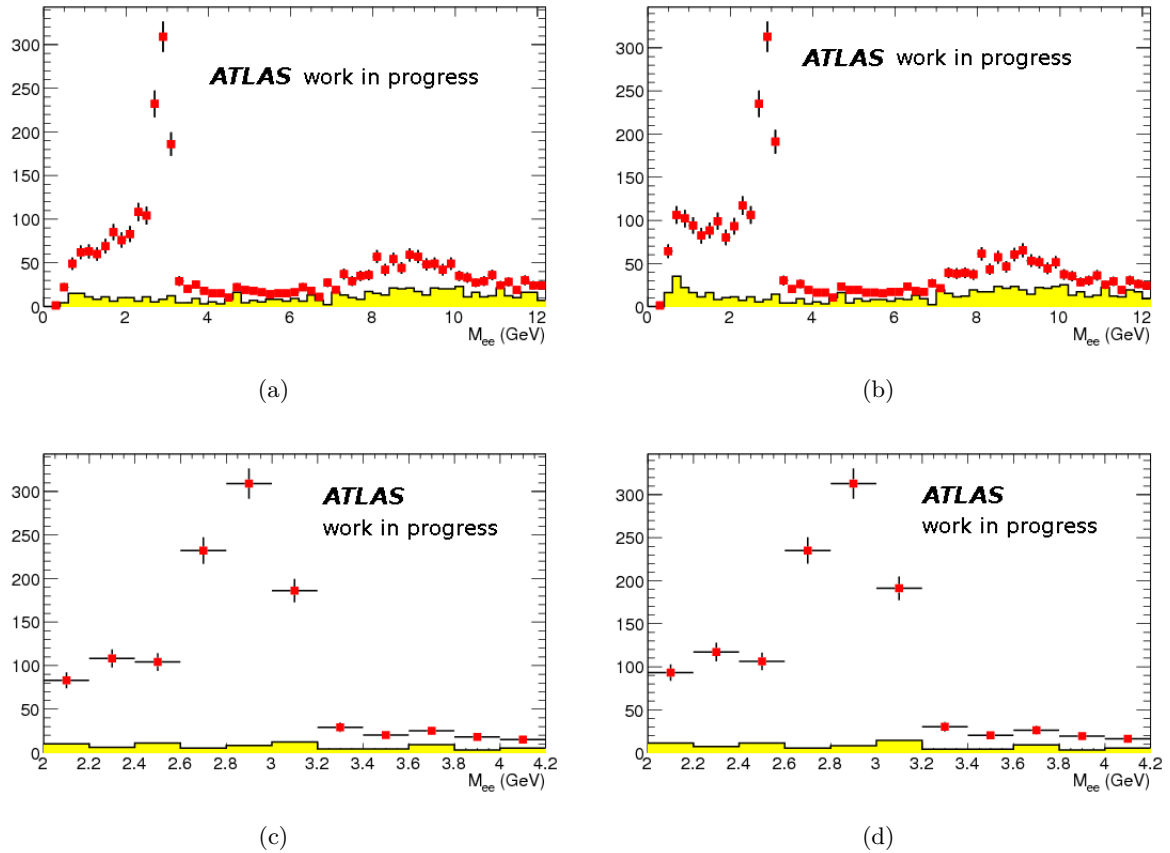


FIGURE 5.11: Distribution de masse invariante des paires d'électrons reconstruits avec l'algorithme standard seulement (gauche) et avec l'algorithme standard ou avec l'algorithme *softe* (droite). Les électrons satisfont les critères d'identification *tight*. Les carrés rouges représentent les paires d'électrons de charges opposées et les histogrammes jaunes les paires de même charge.

l'algorithme *softe* ajoute essentiellement des paires d'électrons de masse invariante inférieure à 2 GeV. Par ailleurs, dans la zone de signal les distributions sont quasiment inchangées. Le surplus étant observé de la même manière dans les distributions de paires de charges opposées et de même charges, on peut en déduire que les paires d'électrons additionnelles sont des électrons mal identifiés. Cette absence de signal supplémentaire dans les distributions de masse invariante est compréhensible dans la mesure où la sélection des électrons pour cette analyse impose d'avoir au moins un électrons ayant $E_T > 4 \text{ GeV}$, alors que le gain en efficacité de reconstruction attendu pour l'algorithme *softe* n'est sensible qu'à plus basse énergie transverse (cf. section 4.5.4).

5.1.4 Premières études de performances pour les électrons de J/ψ avec les données 2010

La stratégie retenue par la collaboration ATLAS pour les premières études de performances basées sur les événements $J/\psi \rightarrow ee$ repose sur l'utilisation d'amas topologiques pour la reconstruction des électrons. Ces amas topologiques reconstruits par agrégation de cellules autour d'une cellule dont l'énergie est supérieure à 4 fois le bruit électronique estimé (cf. section 4.3.4) sont associés à une trace comme pour l'algorithme standard, mais les critères sur la distance entre la trace et l'amas $|\Delta\phi| < 0.05$ et $|\Delta\eta| < 0.1$ n'est pas appliqué car l'extrapolation de la trace est problématique pour des énergies transverses inférieures à 5 GeV. Les amas topologiques doivent avoir $E_T > 300$ MeV. Les amas finaux construits à partir de ces graines ont la même taille que pour l'algorithme standard. Cette méthode améliore de manière significative l'efficacité de reconstruction des amas de basse énergie transverse [93].

5.1.4.1 Sélection des électrons

Dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit, des critères d'identification des électrons ont été optimisés spécifiquement pour cette analyse, de façon alternative aux critères d'identification standard définis à la section 4.4.2.

Les événements sélectionnés contiennent au moins deux électrons reconstruits dans la zone couverte par le TRT ($|\eta| < 2.0$) en excluant les électrons se trouvant dans les zones de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique ($1.37 < |\eta| < 1.52$). Les électrons sélectionnés doivent satisfaire $E_T > 2$ GeV. Des critères de qualité des traces sont appliqués : au moins 1 impact dans le détecteur à pixels, au moins 1 impact dans la *b-layer* et un total d'au moins 7 impacts dans les détecteurs à silicium. Le paramètre d'impact transverse d_0 de la trace associée à l'électron doit être supérieur à $5 \sigma_{d0}$, où σ_{d0} est l'incertitude associée à d_0 . La fraction d'impacts de haut seuil dans le TRT (f_{HT}) doit être supérieure à 0.12. Les amas calorimétriques doivent satisfaire $R_\eta < 0.85$ dans le tonneau et $R_\eta < 0.90$ dans les bouchons, $E_{ratio} < 0.07$ et $f_1 < 0.15$, où f_1 est la fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique.

Des paires d'électrons de charges opposées ainsi identifiés sont sélectionnés, avec des critères plus stricts pour l'un des électrons, dont l'impulsion transverse de la trace doit être supérieure à 4 GeV, l'énergie transverse de l'amas supérieure à 2.5 GeV, et qui doit satisfaire $f_{HT} > 0.18$.

5.1.4.2 Distribution de masse invariante

Deux approches sont possibles pour calculer la masse invariante des paires d'électrons. La première consiste à utiliser l'énergie des amas calorimétriques et la pseudo rapidité et l'azimut des traces. Néanmoins, la résolution en énergie transverse du calorimètre est plus faible à bas p_T , en raison du terme stochastique de la fonction de résolution du calorimètre électromagnétique, qui devrait être de l'ordre de $0.1 \sqrt{E}/\text{GeV}$ selon les performances attendues (cf. section 2.2.3.3). C'est pourquoi la masse invariante peut être calculée en utilisant uniquement les mesures du trajectographe interne. L'algorithme de reconstruction des traces (cf. section 4.3.2) utilise un filtre de Kalman [87] qui ne prend pas en compte les pertes d'énergies des électrons dues au rayonnement de freinage. Cela peut être corrigé en utilisant un algorithme dit de Gaussian Sum Filter (GSF) [102] pour réajuster les traces. La figure 5.12 montre les distributions de masse invariante des paires d'électrons. Ces distributions sont ajustées à l'aide d'une fonction Crystal-

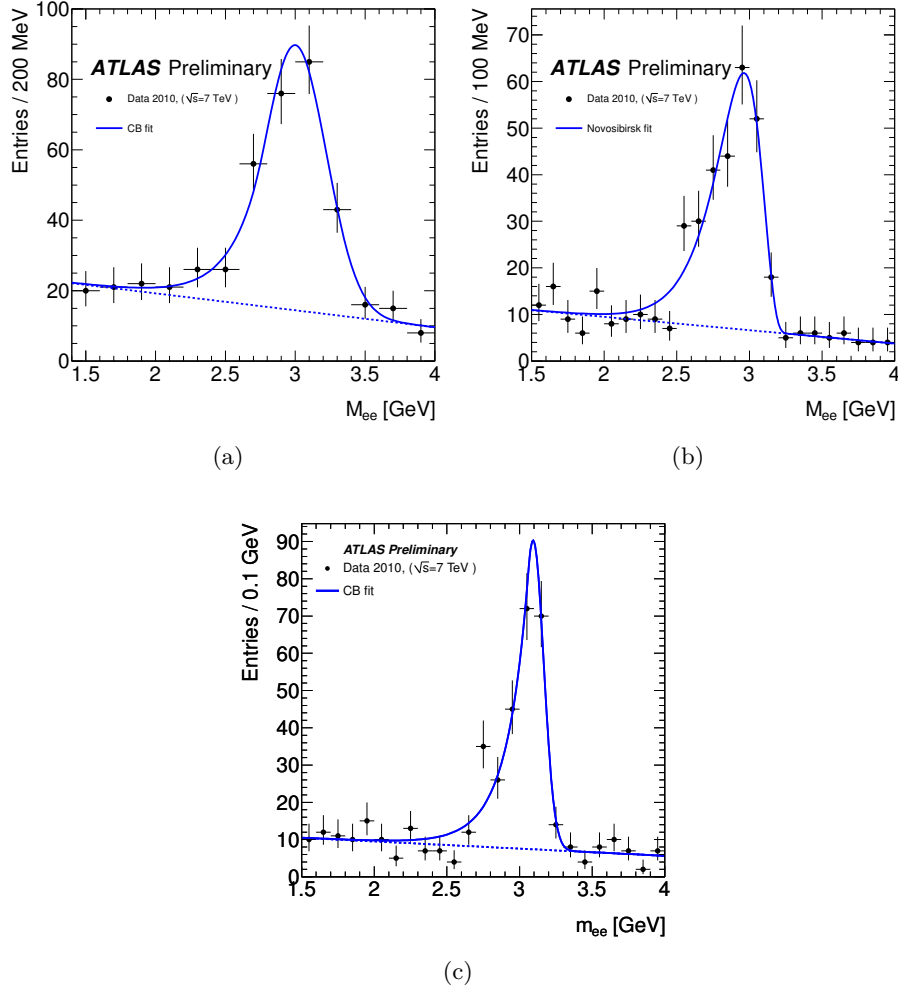


FIGURE 5.12: Distribution de masse invariante des paires d'électrons calculées en utilisant l'énergie de l'amas calorimétrique et la direction de la trace (a), en utilisant la trace seulement (b) et en utilisant la trace mais en procédant à un réajustement de la trace pour tenir compte des pertes d'énergies par rayonnement de freinage (c). Le signal est ajusté à l'aide d'une fonction Crystal-Ball pour (a) et (c), et à l'aide d'une fonction Novosibirsk pour (b).

Ball¹ [103] dans le cas où la masse invariante est calculée avec l'énergie des amas et la position des traces où avec l'impulsion des traces réajustées, et avec une fonction de Novosibirsk² [104] dans le cas où elle est calculée à partir des traces non réajustées. La différence observée par rapport à la masse du J/ψ (3.096 ± 0.011 GeV) [10] en combinant l'énergie de l'amas et la direction de la trace (cf. figure 5.12a) s'explique par l'incertitude attendue de 3% sur l'échelle d'énergie et par la calibration non nominale à bas p_T (cf. table 5.1). En calculant la masse invariante en utilisant les paramètres des traces seulement (cf. figure 5.12b), la largeur totale est plus faible, mais la masse

¹La fonction Crystall-Ball est définie par $f(x) = \exp(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2})$ si $\frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha$ et $f(x) = A(B - (\frac{x-\bar{x}}{\sigma^2})^{-n})$ si $\frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha$, avec $A = (\frac{n}{|\alpha|})^n \exp(-\frac{|\alpha|^2}{2})$ et $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$.

²La fonction de Novosibirsk est définie par $f(x) = A \exp(-\frac{1}{2} \ln^2[1 + \Lambda \tau(x - \bar{x})]/\tau^2 + \tau^2)$ avec $\Lambda = \text{sh}((\tau\sqrt{\ln 4})/(\sigma\tau\sqrt{\ln 4}))$.

du J/ψ reconstruite est toujours plus faible que sa valeur tabulée. En revanche, l'utilisation du filtre GSF pour prendre en compte les pertes par *Bremsstrahlung* (cf. figure 5.12c) donne une masse plus proche de la valeur attendue.

Méthode de mesure de masse	M [GeV]	σ_M [GeV]	N _{sig}	N _{bkg}
$E_{\text{amas}}, \eta_{\text{trace}}, \phi_{\text{trace}}$	3.00 ± 0.03	0.22 ± 0.03	229 ± 24	96 ± 22
Paramètres des traces	2.96 ± 0.01	0.16 ± 0.01	234 ± 20	57 ± 18
Paramètres des traces avec GSF	3.09 ± 0.01	0.07 ± 0.01	222 ± 11	28 ± 2

TABLE 5.1: Paramètres d'ajustement des distributions de masse invariante montrées Figure 5.12 : masse reconstruite du J/ψ (M), largeur totale (σ_M), nombre d'événements de signal (N_{sig}) et de bruit de fond (N_{bkg}). N_{sig} et N_{bkg} sont calculés entre $M - 3\sigma_M$ et $M + 2\sigma_M$.

5.1.4.3 Cinématique des J/ψ reconstruits

Les distributions des variables cinématiques des J/ψ reconstruits sont obtenues en sélectionnant les paires d'électrons ayant une masse invariante calculée à partir des traces comprise entre 2.5 et 3.2 GeV (cf. figure 5.13). Ces distributions extraites des données sont comparées à une simulation de production directe $J/\psi \rightarrow ee$. L'accord est bon, étant donné les larges incertitudes statistiques.

5.1.4.4 Extraction de variables discriminantes

Le signal $J/\psi \rightarrow ee$ est utilisé pour extraire des variables discriminantes relatives aux électrons. Pour cela les critères sur les variables discriminantes de l'électron avec les coupures les plus lâches ($p_T > 2$ GeV) sont relâchées, sauf celui sur la fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment ($f_1 > 0.15$). Les paires d'électrons sont sélectionnées si leur masse invariante est comprise entre 2.7 et 3.2 GeV. Cinq variables relatives à l'électron ayant des coupures relâchées sont comparées avec la simulation (cf. figure 5.14). L'accord entre données et simulation est plutôt bon, bien que certains effets systématiques émergent : les gerbes électromagnétiques semblent plus larges pour les données que pour la simulation (cf. figures 5.14b et 5.14d).

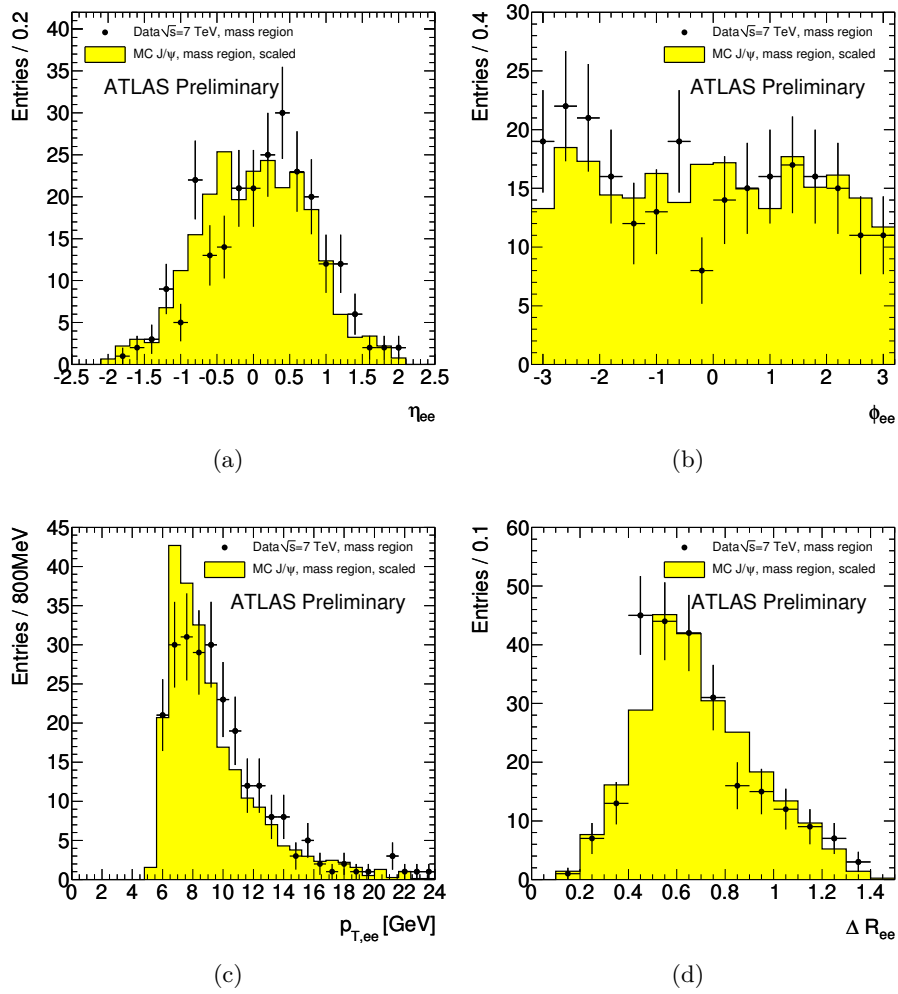


FIGURE 5.13: Distributions cinématiques des J/ψ reconstruits : pseudo-rapidité (a), azimut (b), impulsion transverse (c) et distance entre les deux électrons (d). Les données sont comparées à une simulation d'événements $J/\psi \rightarrow ee$ par production directe.

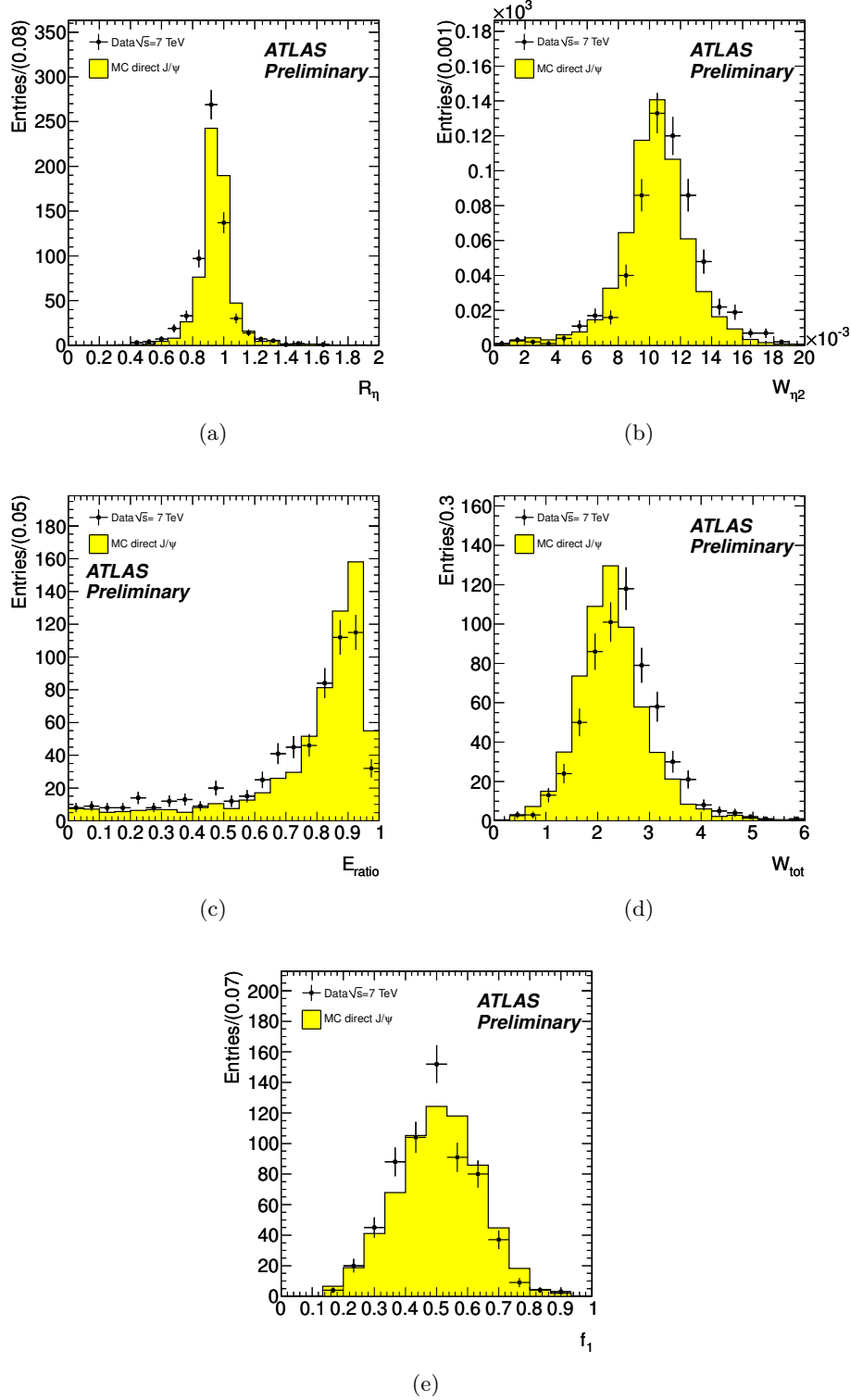


FIGURE 5.14: Distributions des variables discriminantes pour des électrons de J/ψ obtenues à l'aide de données de collision : R_η (a), $w_{\eta 2}$ (b), E_{ratio} (c), w_{stot} (d) et f_1 (e). Les données sont comparées à une simulation d'évènements $J/\psi \rightarrow ee$ par production directe.

5.2 Méthodologie de la mesure des efficacités d'identification

Les efficacités d'identification des électrons ont été mesurées avec les données collectées en 2010, par la méthode de "tag and probe". Ces mesures ont été réalisées pour le groupe de travail électron/photon d'ATLAS par un groupe de 6 personnes (LPNHE, LAL, CERN) et sont incluses dans un article de la collaboration sur les performances du détecteur pour les électrons [94, 105]. Les résultats de ces mesures ont été présentées par l'auteur de cette thèse à la conférence EPS-HEP à l'été 2011 [106, 107]. Dans cette section est détaillée la procédure de mesure des efficacités.

5.2.1 Les données utilisées

La mesure des efficacités d'identification des électrons a été réalisée en utilisant la totalité des données collectées en 2010, soit une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} . Ces données ont été reconstruites lors de la campagne de traitement basée sur la version 16.0.2.5 d'ATHENA.

Deux échantillons d'événements simulés ont été utilisés :

- un échantillon dit "*prompt*" d'événements contenant un J/ψ issu de production directe se désintégrant en paire e^+e^- , avec deux électrons satisfaisant $E_T > 3 \text{ GeV}$ dans l'état final,
- un échantillon dit "*non-prompt*" d'événements $b\bar{b}$ contenant un J/ψ issu de la désintégration d'un méson B (production indirecte) se désintégrant en paire e^+e^- , avec deux électrons satisfaisant $E_T > 3 \text{ GeV}$ dans l'état final.

Pour produire l'échantillon *prompt*, la version 15.6.11.1 a été utilisée pour la génération, la version 15.6.13.11 pour la simulation et la version 16.0.2.6 pour la reconstruction. Pour l'échantillon *non-prompt* produit plus tard, la version 15.6.14.3 a été utilisée pour la génération, la version 15.6.12.9 pour la simulation et la version 16.0.2.6 pour la reconstruction. La contribution des événements d'empilement a été incluse pour ces données simulées, avec un nombre d'interactions maximum par croisement de paquets de proton d'environ 2, correspondant aux conditions d'empilement pour les données collectées en 2010.

5.2.2 Adaptation des jeux de critères d'identification aux premières données

Les premières données de collision à $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ ont mis en évidence des désaccords dans la modélisation de la géométrie du détecteur par la simulation. C'est pourquoi des changements dans les jeux de coupures d'identification standard définis à la section 4.4.2 ont été opérés [108] :

- les critères sur la fuite hadronique ont été modifiés pour tenir compte de la nouvelle modélisation du bruit électronique dans le calorimètre hadronique, basée sur une distribution en double gaussienne,
- les critères sur les variables R_η ont été relâchés pour tenir compte des différences observées dans la modélisation des gerbes électromagnétiques, qui sont plus larges dans les données que sur la simulation (cf. figures 5.14a et 5.14d),

- les critères de qualité des traces au niveau *tight* ont été adaptés pour tenir compte de l'inactivité de certains modules de la *b-layer* : les électrons dont la trace traverse un tel module sont conservés, bien qu'ils ne présentent pas de point d'impact dans la *b-layer*,
- les critères sur l'association entre la trace et l'amas au niveau *tight* ont été relâchés dans un premier temps pour tenir compte de la méconnaissance de l'alignement entre le trajectographe et le calorimètre électromagnétique : la coupure sur $\Delta\eta$ fut relâchée et celle sur $\Delta\phi$ fut abandonnée ; dans un deuxième temps les études sur l'alignement de ces deux sous-détecteurs ont permis de rétablir ces deux critères.

5.2.3 Méthode de "tag and probe"

La méthode de "tag and probe" repose sur la sélection d'un lot pur et non biaisé d'électrons appelés sondes (ou *probes*) sur lesquels sont testées les coupures d'identification, afin de mesurer leurs efficacités. Cette sélection est réalisée grâce à des critères de sélection, appelés critères d'étiquetage (ou de *tag*), soit sur les événements, soit sur les objets reconstruits autres que la sonde. Dans le cas d'électrons de basse énergie transverse, l'étiquette est un électron satisfaisant de stricts critères d'identification issu de la désintégration d'un J/ψ , et la sonde est l'autre électron issu de cette désintégration.

5.2.4 Sélection des événements

5.2.4.1 Déclenchement

Les événements $J/\psi \rightarrow ee$ sont sélectionnés pour l'essentiel grâce à un ensemble de menus de déclenchement au niveau EF requérant un électron passant certains critères d'identification (*loose medium* ou *tight*), avec des seuils en énergie transverse variant de 5 à 10 GeV. De façon similaire à ce présenté en 5.1, les seuils ont été augmentés et les critères d'identification sur les électrons raffermiss, afin de tenir compte de l'augmentation de la fraction d'événements aléatoirement rejetés avec l'accroissement la luminosité délivrée par le LHC en 2010. Pour les dernières périodes de prises de données fut également utilisé un menu appelé EF_e5_tight_e5_NoCut, sélectionnant un électron ayant une énergie transverse au moins égale à 5 GeV et satisfaisant un critère d'identification *tight*, ainsi qu'un deuxième amas électromagnétique ayant une énergie transverse au moins égale à 4 GeV.

Sur l'ensemble des données collectées en 2010, les principaux menus déclenchant l'acquisition sont :

- EF_e3_medium : au moins un électron *medium* avec $E_T > 3$ GeV (~ 5 % des événements),
- EF_e5_medium : au moins un électron *medium* avec $E_T > 5$ GeV (~ 20 % des événements),
- EF_e10_medium : au moins un électron *medium* avec $E_T > 10$ GeV (~ 14 % des événements),
- EF_e10_tight : au moins un électron *tight* avec $E_T > 10$ GeV (~ 22 % des événements),

- EF_e5_tight_e5_NoCut : au moins un électron *tight* avec $E_T > 5$ GeV en plus d'un amas calorimétrique avec $E_T > 4$ GeV (~ 39 % des évènements).

5.2.4.2 Étiquette et sonde

Les évènements avec au moins deux électrons ayant $E_T > 4$ GeV et situés dans la région $|\eta| < 2.47$ couverte par le trajectographe et par le calorimètre électromagnétique, et en dehors de la région de transition $1.37 < |\eta| < 1.52$ de ce dernier sont sélectionnés. Les électrons pour lesquels l'amas calorimétrique se situe dans des zones du calorimètre électromagnétique identifiées comme problématiques - principalement en raison de dysfonctionnements de cartes électroniques frontales - sont exclus (environ 6 % [94]).

La sonde doit satisfaire des critères minimum de qualité de sa trace : le nombre de points d'impact dans le détecteur à pixels doit être au moins égal à 1 et le nombre total de points d'impacts dans les détecteurs à silicium au moins égal à 7. Ces critères ont été ajoutés dans le but d'avoir une définition unique des critères de sélection des sondes pour les trois analyses, $J/\psi \rightarrow ee$, $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$. Ils sont nécessaires dans le cas de l'analyse $W \rightarrow e\nu$ pour réduire la contamination du lot de sonde par les amas calorimétriques produits par les muons du halo du faisceau (*beam halo*). Les efficacités d'identification seront donc mesurées par rapport à un lot d'électrons reconstruits satisfaisant ces critères minimaux de qualité.

L'étiquette (*tag*) doit par ailleurs satisfaire le critère d'identification *tight*. De plus, cet électron doit être associé à l'objet reconstruit en ligne ayant déclenché l'acquisition des données. En effet, les critères d'identification sur l'objet déclencheur sont appliqués en ligne ; ils ne doivent pas être appliqués à la sonde car cela induirait un biais dans ce lot de sondes qui doit être un échantillon représentatif d'électrons reconstruits, sans critères supplémentaires d'identification. En particulier, pour le menu EF_e5_tight_e5_NoCut pour lequel deux électrons déclenchent l'acquisition, il est vérifié que l'étiquette est associé à l'objet reconstruit en ligne satisfaisant le critère d'identification *tight* (e5_tight) et non à l'amas calorimétrique supplémentaire (e5_NoCut). Cette association est réalisée en appliquant une coupure sur la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ séparant l'objet en ligne et l'électron reconstruit : $\Delta R < 0.1$.

Enfin, les amas de chacun des deux électrons doivent être séparés d'au moins 0.1 en ΔR pour supprimer les paires d'électrons ayant des gerbes électromagnétiques trop proches, les caractéristiques de l'une influençant celles de l'autre, induisant un biais pour l'identification [105].

La Figure 5.15 montre la distribution d'énergie transverse pour les sondes ainsi sélectionnées passant une coupure d'identification *tight*, et formant avec l'étiquette une paire e^+e^- de masse invariante comprise entre 2.8 et 3.2 GeV. L'excès observé par rapport aux prédictions pour $E_T < 5$ GeV est dû à la contribution du bruit de fond, particulièrement substantielle pour cette gamme d'énergie transverse (cf. infra).

5.2.5 Efficacités et Facteurs d'échelle

5.2.5.1 Calcul de l'efficacité

L'efficacité d'identification d'un critère donné est la probabilité pour un électron reconstruit de satisfaire ce critère (cf. 4.5.1). La méthode de *tag and probe* permet de mesurer cette grandeur, qui est donnée par :

$$\epsilon_e^{\text{cut}} = \frac{N_{\text{Pcut}}}{N_{\text{Ptot}}}, \quad (5.1)$$

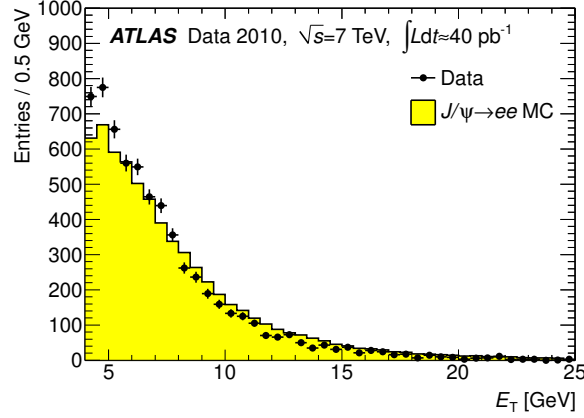


FIGURE 5.15: Distribution d'énergie transverse pour les électrons sonde passant une coupure d'identification *tight*. La sonde et l'étiquette ont une charge opposée et leur masse invariante est comprise entre 2.8 et 3.2 GeV. L'observation basée sur les données est représentée par les points avec des barres d'erreur statistique. L'histogramme plein montre la prédiction issue de la simulation, normalisée au nombre d'événements observé sur les données.

où N_{ptot} est le nombre total de sondes sélectionnées et N_{pcut} le nombre de sondes sélectionnées satisfaisant le critère dont l'efficacité est mesurée. Chaque paire étiquette-sonde possible contribue au lot d'électrons sur lequel est basée la mesure d'efficacité d'identification. La sélection décrite à la section 5.2.4 réalise l'extraction d'événements contenant au moins une étiquette et au moins une sonde. Les critères définissant la sonde sont plus relâchés que ceux définissant la sonde; lorsque la sonde satisfait également les critères d'étiquetage, elle est considérée à son tour comme une étiquette et l'étiquette comme une sonde [109]. D'autre part, des électrons ne provenant pas de la désintégration d'un J/ψ peuvent être considérés comme des sondes et constituent un bruit de fond. Une étiquette est alors associée à plusieurs sondes et on parle de bruit de fond combinatoire. Ces paires additionnelles ne sont pas retirées au stade de la sélection faute de critère discriminant simple, et constituent une composante du bruit de fond dont la méthode de soustraction est décrite à la section 5.3.1.

5.2.5.2 Définition du facteur d'échelle

Pour les analyses de physiques, lorsque l'évaluation d'un bruit de fond est basée sur la simulation, il est important de pouvoir tenir compte des différences entre la réponse réelle du détecteur et celle prédite par la simulation. En particulier si une analyse prévoit la sélection d'un électron satisfaisant un critère d'identification, les contributions de bruit de fond prédites par la simulation doivent être normalisées en tenant compte de la différence de probabilité pour un vrai électron reconstruit de satisfaire ce critère d'identification, entre les données et la simulation. Pour cela sont définis les facteurs d'échelle, définis comme le rapport d'une efficacité d'identification mesurée sur les données $\epsilon_{e,Data}^{cut}$ par celle mesurée sur la simulation $\epsilon_{e,MC}^{cut}$, par la même méthode de *tag and probe* :

$$SF^{cut} = \frac{\epsilon_{e,Data}^{cut}}{\epsilon_{e,MC}^{cut}}. \quad (5.2)$$

L'incertitude totale sur les facteurs d'échelles servira par la suite à évaluer l'incertitude systématique due à l'identification des électrons. De façon similaire, d'autres facteurs d'échelles

peuvent être calculés, relatifs aux efficacités de reconstruction et de déclenchement, mais leur extraction n'entre pas dans le cadre de cette thèse.

5.2.6 Traitement des incertitudes

La mesure de l'efficacité par la méthode de *tag and probe* telle qu'exprimée par l'équation 5.1 est un rapport de deux grandeurs corrélées. En effet les sondes satisfaisant le critère d'identification font partie de l'ensemble de toutes les sondes sélectionnées : N_{Pcut} et N_{Ptot} sont corrélés. En revanche les nombres N_{Pcut} et $N_{\text{P!cut}}$ - ce dernier étant le nombre de sondes ne satisfaisant pas le critère - sont non corrélés et vérifient $N_{\text{Pcut}} + N_{\text{P!cut}} = N_{\text{Ptot}}$. Dans le cas d'une évaluation de l'efficacité par simple comptage, il peut être considéré que N_{Pcut} et $N_{\text{P!cut}}$ suivent une distribution normale, induisant l'évaluation de l'incertitude statistique comme présenté par [110]. Néanmoins dans le cas présent, N_{Pcut} et N_{Ptot} sont évalués de façon indépendante à l'aide d'ajustements permettant la soustraction du bruit de fond (cf. 5.3.1). Les incertitudes statistiques sur N_{Pcut} et sur N_{Ptot} sont extraites de l'ajustement, et on montre que l'incertitude statistique sur l'efficacité est :

$$\Delta\epsilon_e^{\text{cut}} = \sqrt{\frac{(1 - 2\epsilon_e^{\text{cut}}) \times (\Delta N_{\text{Pcut}})^2 + (\epsilon_e^{\text{cut}})^2 \times (\Delta N_{\text{Ptot}})^2}{(N_{\text{Ptot}})^2}}. \quad (5.3)$$

Les incertitudes systématiques sont évaluées en faisant varier différents paramètres dont dépendent l'évaluation des efficacités et des facteurs d'échelle. Ces variations mènent à une distribution des valeurs d'efficacités et de facteurs d'échelle autour de leur valeur centrale, et l'incertitude systématique liée au paramètre considéré sera donnée par l'écart-type de la distribution des valeurs.

5.3 Mise en œuvre de la méthode et résultats

La sélection présentée plus haut a permis l'extraction d'un échantillon d'environ 6000 événements $J\psi \rightarrow ee$ à partir desquels la méthode de *tag and probe* est appliquée. Naturellement, ces événements contiennent des événements de bruit de fond qu'il convient de soustraire afin de procéder à la mesure d'efficacité.

5.3.1 Soustraction du bruit de fond

La contribution des bruits de fond est soustraite en utilisant la masse invariante de l'étiquette et de la sonde comme variable discriminante : le J/ψ est caractérisé par un pic dans la distribution dans le spectre de masse invariante. Pour chaque gamme d'énergie transverse ou de pseudo-rapacité de la sonde, quatre distributions de masse invariante pour les paires étiquette-sonde de charges opposées sont tracées : sans critère d'identification appliqué à la sonde (on parle dans ce cas du "niveau *container*") ou avec un critère *loose*, *medium* ou *tight*. Pour chacune des quatre distributions le nombre de paires e^+e^- de signal (i.e. issues de la désintégration d'un J/ψ) doit être extrait, en évaluant le nombre de paires contenues dans le pic de masse invariante. Plusieurs méthodes d'extraction du signal ont été testées.

5.3.1.1 Méthodes de soustraction du bruit de fond

Méthode des *sidebands*

La méthode la plus simple consiste à intégrer le nombre de paires e^+e^- dans une fenêtre de masse invariante centrée sur le pic du J/ψ (fenêtre de signal) et à en soustraire la moyenne

du nombre de paires intégrées dans des fenêtres situées de part et d'autre du pic (*sidebands*) pondérée par la taille des fenêtres. Le nombre de paires de signal est donné dans ce cas par :

$$N_{\text{sig}} = N_{e^+e^-}(b < m_{e^+e^-} < c) - \frac{c-b}{2} \times \left(\frac{N_{e^+e^-}(a < m_{e^+e^-} < b)}{b-a} + \frac{N_{e^+e^-}(c < m_{e^+e^-} < d)}{d-c} \right), \quad (5.4)$$

où $N_{e^+e^-}(b < m_{e^+e^-} < c)$, $N_{e^+e^-}(a < m_{e^+e^-} < b)$ et $N_{e^+e^-}(c < m_{e^+e^-} < d)$ sont les nombres de paires e^+e^- intégrées sur les fenêtres $b < m_{e^+e^-} < c$, $a < m_{e^+e^-} < b$ et $c < m_{e^+e^-} < d$ respectivement, avec des fenêtres satisfaisant $a < b < M_{J/\psi} < c < d$ (cf. figure 5.16). Cela revient à faire l'approximation que la forme de la distribution de masse invariante du bruit de fond est linéaire sous le pic de signal, et les fenêtres doivent être bien choisies pour que ce soit également le cas dans les *sidebands*.

Soustraction du nombre de paires de même charge

Une autre méthode consiste à soustraire le nombre de paires de même charge N_{SS} du nombre de paires de charges opposées N_{OS} dans la fenêtre de signal :

$$N_{\text{sig}} = N_{\text{OS}} - N_{\text{SS}}. \quad (5.5)$$

Cette méthode suppose que le spectre des paires de même charge donne une modélisation correcte du bruit de fond, i.e. que les charges des paires d'électrons de bruit de fond ne soient pas corrélées.

Ajustement simple

La méthode couramment utilisée consiste à ajuster le spectre de paires e^+e^- par la somme de deux composantes, l'une formant un pic pour modéliser le signal (e.g. une gaussienne), l'autre décroissante pour modéliser le bruit de fond (e.g. une exponentielle). La difficulté réside dans la grande variabilité de la forme du bruit de fond selon les fonctions utilisées et selon la gamme de masse invariante sur laquelle est réalisée l'ajustement. La figure 5.16 montre un exemple d'ajustements réalisés pour procéder à cette évaluation.

Normalisation du spectre de paires de même charge

Une autre méthode combinant les deux approches précédentes consiste à normaliser le spectre de paires de même charge au spectre de paires de charges opposées pour modéliser la distribution de bruit de fond sous le pic de J/ψ lors de l'ajustement.

Méthode de soustraction retenue

Le principal problème de ces quatre méthodes réside dans leur dépendance dans la forme du bruit de fond sous le pic de masse invariante, qui est a priori inconnue : on peut constater sur la figure 5.16 qu'un changement de la forme du bruit de fond a une grande influence sur le nombre de paires de signal estimé. Les valeurs d'efficacités obtenues grâce à ces méthodes pouvaient être par conséquent aberrantes. Les figures 5.17 et 5.18 montrent les distributions de masse invariante des paires étiquette-sonde pour des paires de charges opposées, superposées aux même distributions pour des paires de même charge, pour les gammes d'énergies transverse de la sonde $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$ et $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$ respectivement. On constate que quelque soit le niveau de coupure considéré (*container*, *loose*, *medium* ou *tight*) le spectre des

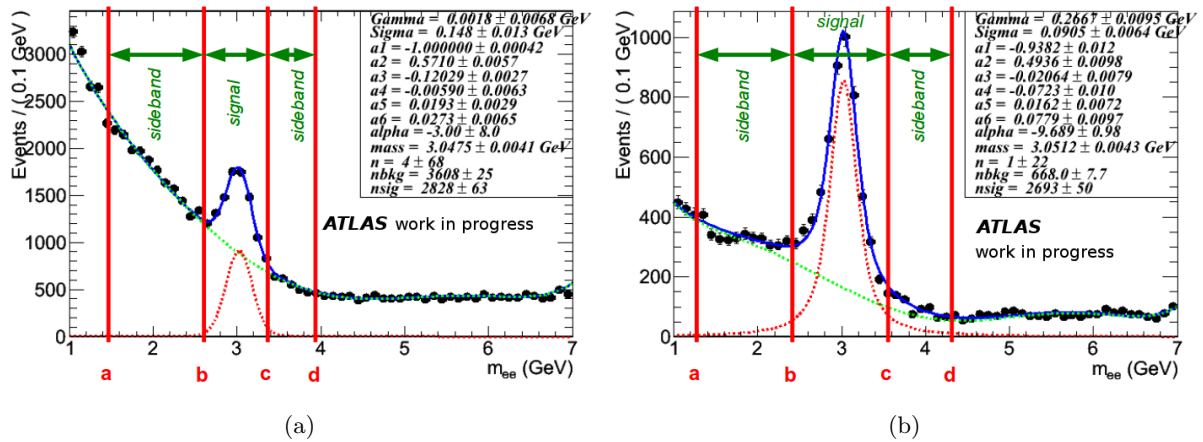


FIGURE 5.16: Évaluation du nombre de paires étiquette-sonde par la méthode des *sidebands* ou par ajustement du spectre de paires de charges opposées, sans critère d'identification pour la sonde (a) ou avec un critère *medium* (b), pour la gamme d'énergie transverse de la sonde $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$. Les fenêtres de signal et les *sidebands* sont indiquées. Les ajustements sont réalisés à l'aide d'une fonction Crystal-Ball convoluée avec une distribution de Breit-Wigner pour le signal, et d'un polynôme de Chebychev de degré 5 pour le bruit de fond.

paires de même charge ne constitue pas à lui seul une modélisation correcte du bruit de fond. En effet, la distribution de paires de charges opposées fait apparaître un net excès, particulièrement pour des masses invariantes inférieures à 4 GeV. Pour le niveau d'identification *tight* les paires de même charges sont presque absentes sur toute la gamme de masse invariante, alors que la distribution de paires de charges opposées n'est pas vide dans les *sidebands*. Par ailleurs, la forme du spectre des paires de même charge a une concavité négative sous le pic de J/ψ , ce qui laisse à penser qu'une modélisation linéaire du bruit de fond n'est pas appropriée.

Pour ces raisons, il fut proposé de procéder à un ajustement sur la différence du spectre de paires de charges opposées et du spectre de paires de même charge, avec une composante formant un pic pour le signal et une composante décroissante pour le bruit de fond.

Des changements de forme des spectres sont observés selon la gamme d'énergie transverse ou selon la coupure d'identification appliquée. La concavité du spectre de masse invariante des paires de même charge est fortement diminuée lorsque des coupures d'identification plus strictes sont appliquées sur la sonde. De plus, le maximum de cette distribution est déplacé vers les hautes masses invariantes lorsque l'énergie transverse de la sonde augmente. Ces comportements laissent entrevoir la présence de deux composantes de bruit de fond, dont la composition varie selon la coupure d'identification et la gamme d'énergie transverse :

- d'une part, une composante modélisée par le spectre des paires de même charge pour laquelle les charges des deux électrons n'ont pas de corrélation. Cette composante pourrait être due aux combinaisons aléatoires de vrais et de faux électrons reconstruits, dans la mesure où elle disparaît presque au niveau *tight* ;
- d'autre part, une composante modélisée par l'excès de paires de charges de signes opposés pour laquelle les charges des deux électrons sont anti-corrélées. Cette composante pourrait

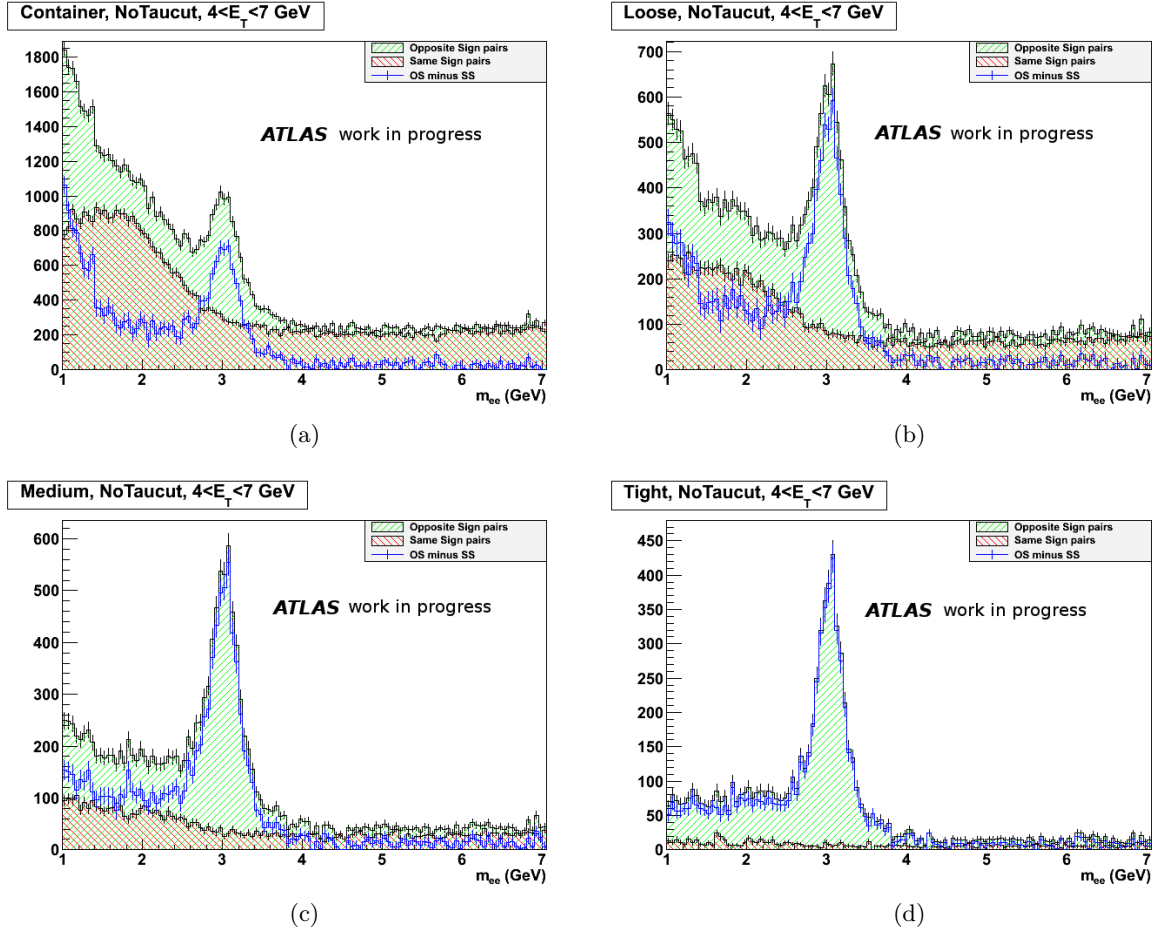


FIGURE 5.17: Distributions de masse invariante entre 1 et 7 GeV de l'étiquette et de la sonde sans critère d'identification pour la sonde (a), avec un critère *loose* (b), *medium* (c) ou *tight* (d). L'énergie transverse de la sonde satisfait $4 < E_T < 7$ GeV. Les distributions pour des paires de charges opposées (hachuré, clair) et pour des paires de même charges (hachuré, foncé) sont montrées, ainsi que la différence des deux distributions (non hachuré). Les incertitudes statistiques sont indiquées.

être due aux désintégrations semi-leptoniques dans les jets de saveur lourdes, dans la mesure où elle est toujours substantielle au niveau *tight*.

5.3.1.2 Procédure d'ajustement

Afin de traiter correctement les incertitudes statistiques dues à chacune des distributions, l'ajustement par maximum de vraisemblance étendu (*extended binned likelihood fit*) est réalisé à partir de la distribution de masse invariante pour les paires de charges opposées entre 1.8 et 4 GeV, à l'aide d'une somme de trois composantes :

- une fonction Crystal-Ball dont les paramètres α et n sont fixés à des valeurs extraites à des ajustements réalisés sur des données simulées,

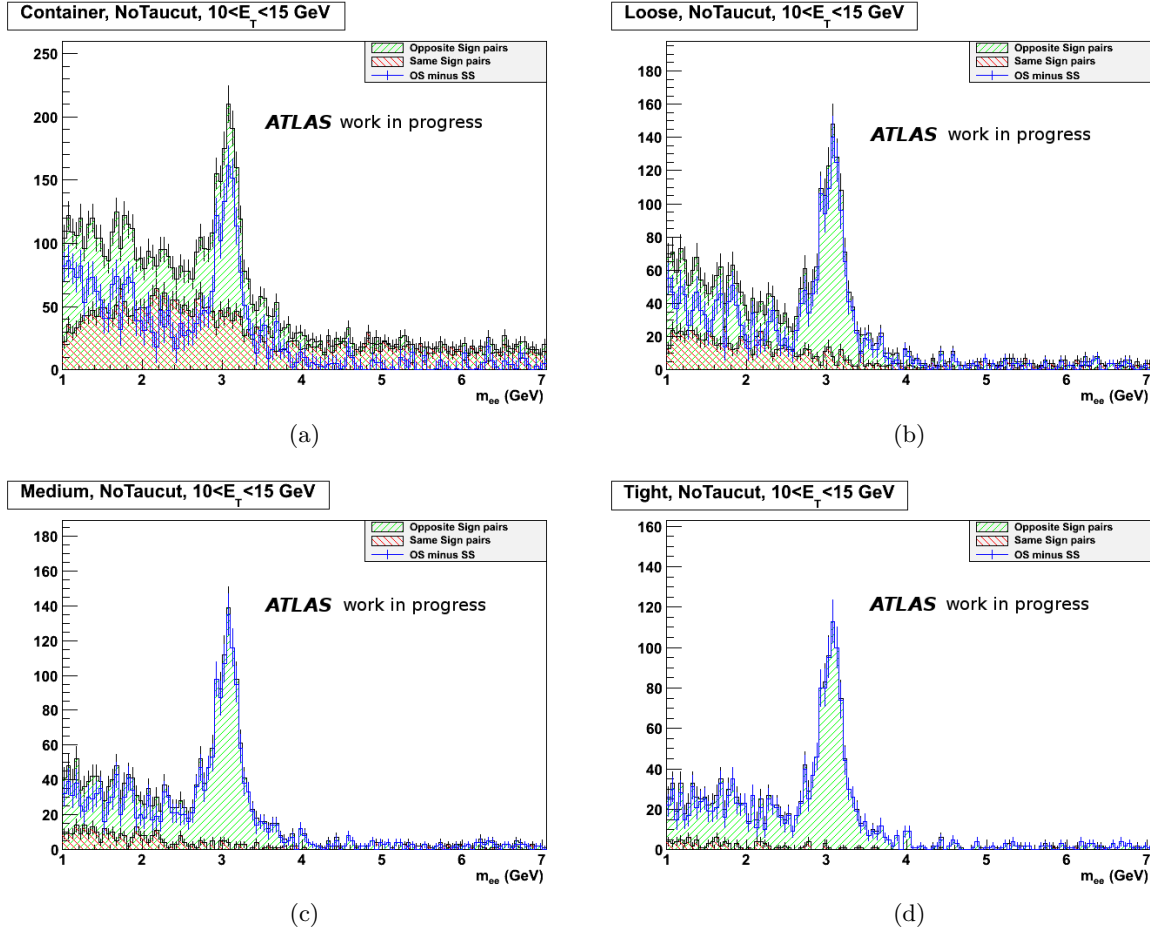


FIGURE 5.18: Distributions de masse invariante entre 1 et 7 GeV de l'étiquette et de la sonde sans critère d'identification pour la sonde (a), avec un critère *loose* (b), *medium* (c) ou *tight* (d). L'énergie transverse de la sonde satisfait $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$. Les distributions pour des paires de charges opposées (hachuré, clair) et pour des paires de même charges (hachuré, foncé) sont montrées, ainsi que la différence des deux distributions (non hachuré). Les incertitudes statistiques sont indiquées.

- une composante fixée à la distribution de masse invariante pour les paires de même charge,
- une exponentielle décroissante.

Les Figures 5.19, 5.20, 5.21 et 5.22 montrent les ajustements réalisés pour les quatre gammes d'énergie transverse, et pour les quatre niveaux d'identification des sondes. Avec cette procédure, l'ensemble des ajustements sont convergent, malgré le peu de statistique pour certaines gammes d'énergie transverse. Le nombre de paires de signal est intégré dans la gamme de masse invariante $2.8 \text{ GeV} < E_T < 3.2 \text{ GeV}$.

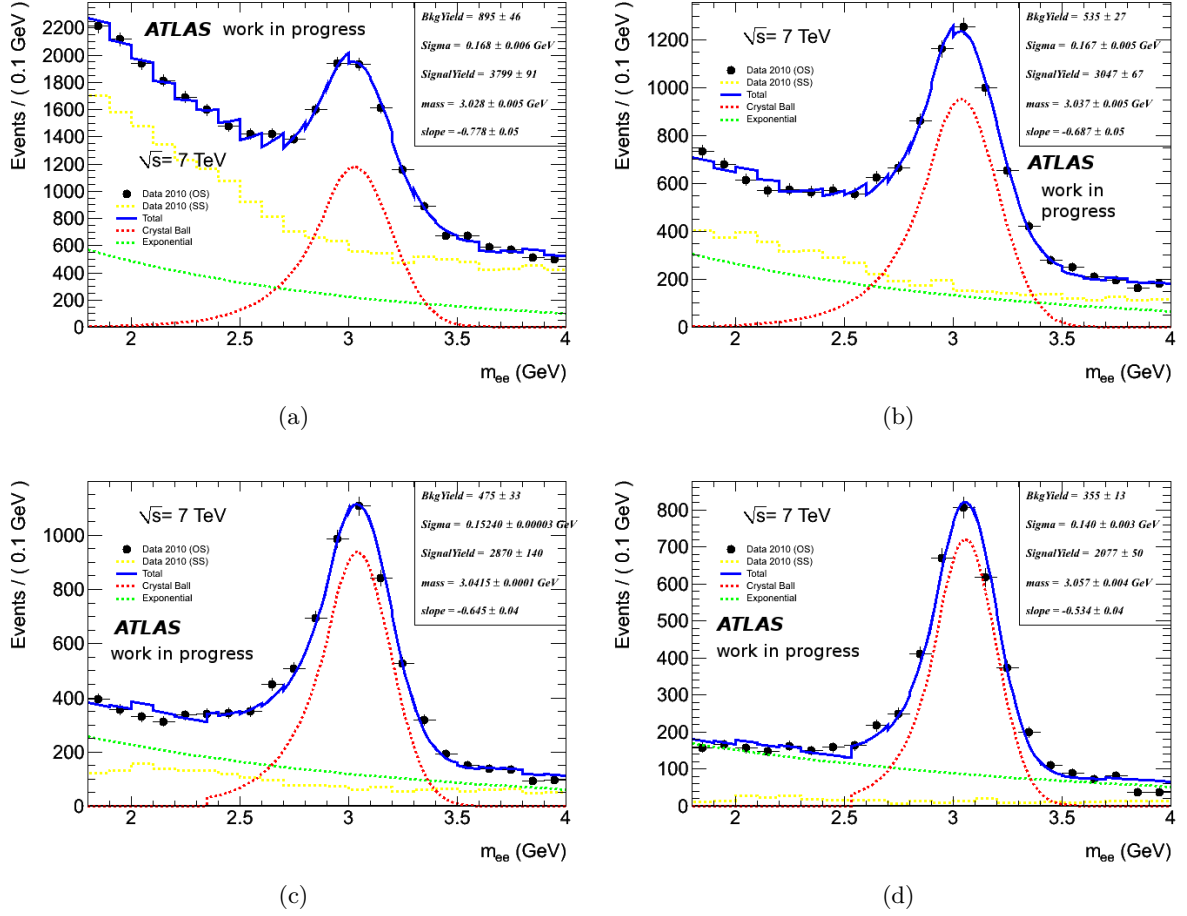


FIGURE 5.19: Ajustement des distributions de masse invariante entre 1.8 et 4 GeV de l'étiquette et de la sonde de charges opposée sans critère d'identification pour la sonde (a), avec un critère *loose* (b), *medium* (c) ou *tight* (d). L'énergie transverse de la sonde satisfait $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$. La composante de signal est ajustée à l'aide d'une fonction Crystal-Ball dont les paramètres α et n sont fixés d'après les ajustements réalisés sur la simulation. Le bruit de fond est ajusté grâce à une composante fixe basée sur la distribution des paires de même charges et d'une composante basée sur une fonction exponentielle décroissante. Les incertitudes statistiques sont indiquées.

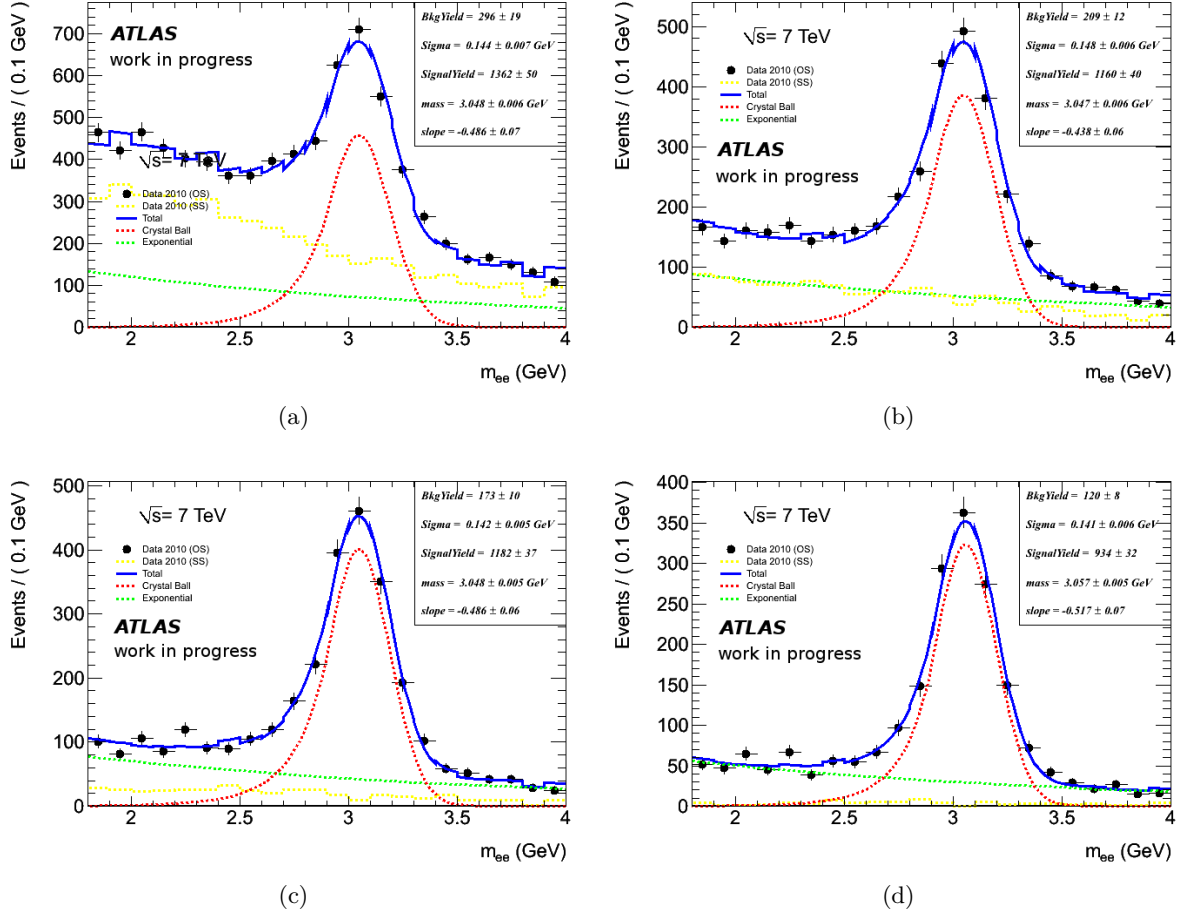


FIGURE 5.20: Ajustement des distributions de masse invariante entre 1.8 et 4 GeV de l'étiquette et de la sonde de charges opposée sans critère d'identification pour la sonde (a), avec un critère *loose* (b), *medium* (c) ou *tight* (d). L'énergie transverse de la sonde satisfait $7 \text{ GeV} < E_T < 10 \text{ GeV}$. La composante de signal est ajustée à l'aide d'une fonction Crystal-Ball dont les paramètres α et n sont fixés d'après les ajustements réalisés sur la simulation. Le bruit de fond est ajusté grâce à une composante fixe basée sur la distribution des paires de même charges et d'une composante basée sur une fonction exponentielle décroissante. Les incertitudes statistiques sont indiquées.

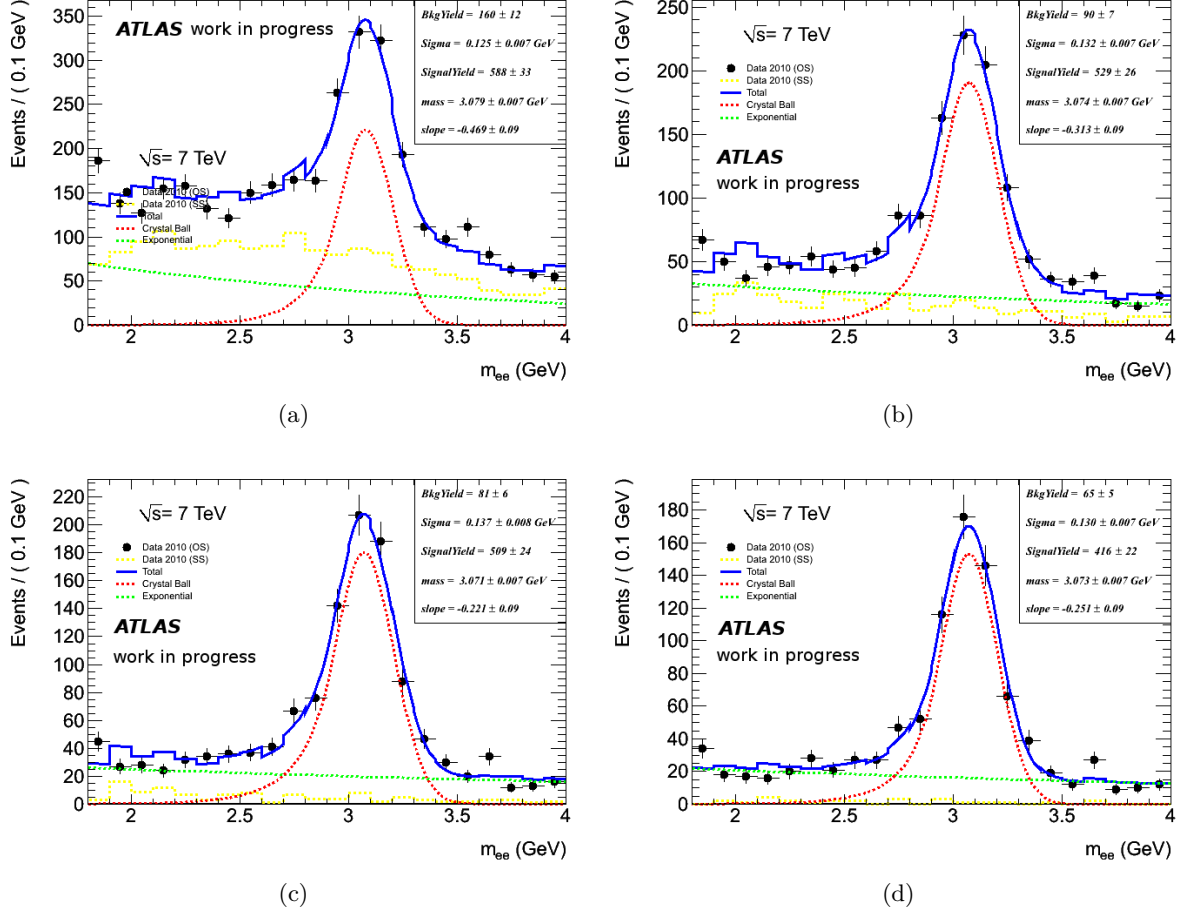


FIGURE 5.21: Ajustement des distributions de masse invariante entre 1.8 et 4 GeV de l'étiquette et de la sonde de charges opposée sans critère d'identification pour la sonde (a), avec un critère *loose* (b), *medium* (c) ou *tight* (d). L'énergie transverse de la sonde satisfait $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$. La composante de signal est ajustée à l'aide d'une fonction Crystal-Ball dont les paramètres α et n sont fixés d'après les ajustements réalisés sur la simulation. Le bruit de fond est ajusté grâce à une composante fixe basée sur la distribution des paires de même charges et d'une composante basée sur une fonction exponentielle décroissante. Les incertitudes statistiques sont indiquées.

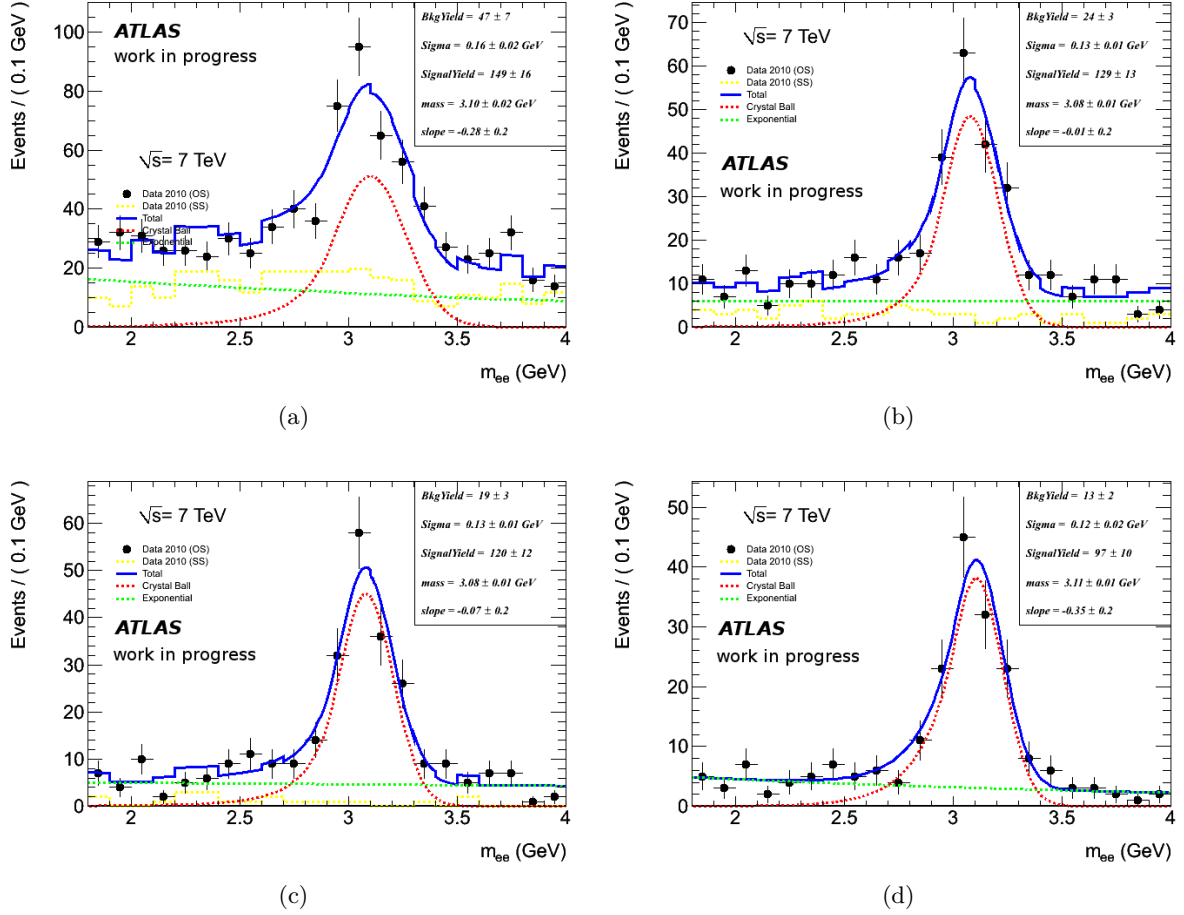


FIGURE 5.22: Ajustement des distributions de masse invariante entre 1.8 et 4 GeV de l'étiquette et de la sonde de charges opposée sans critère d'identification pour la sonde (a), avec un critère *loose* (b), *medium* (c) ou *tight* (d). L'énergie transverse de la sonde satisfait $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$. La composante de signal est ajustée à l'aide d'une fonction Crystal-Ball dont les paramètres α et n sont fixés d'après les ajustements réalisés sur la simulation. Le bruit de fond est ajusté grâce à une composante fixe basée sur la distribution des paires de même charges et d'une composante basée sur une fonction exponentielle décroissante. Les incertitudes statistiques sont indiquées.

5.3.2 Contribution de la production indirecte de J/ψ

Les J/ψ sont produits soit par production directe (*prompt* J/ψ) soit par production indirecte (*non-prompt* J/ψ), i.e. dans la cascade hadronique d'un jet de quark b. La figure 5.23 montre les efficacités en fonction de l'énergie transverse prédite par la simulation pour des électrons issus de la désintégration des J/ψ *prompt* et *non-prompt*. Pour les J/ψ *prompt* l'efficacité augmente avec l'énergie transverse, mais pour les J/ψ *non-prompt*, l'efficacité décroît au delà de 10 GeV. Pour tenir compte de ce fait lors de la comparaison entre les données et la simulation, les efficacités prédites par la simulation dans les deux échantillons sont pondérées par les fractions de J/ψ *prompt* et *non-prompt* mesurées dans le canal $\mu^+\mu^-$ par la collaboration [111]. Les efficacités ainsi pondérées sont également montrées figure 5.23.

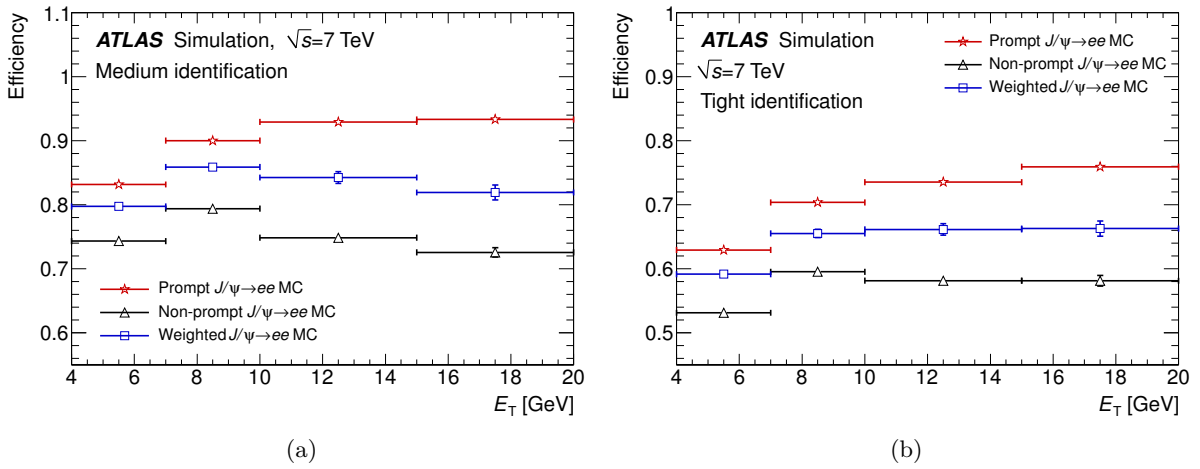


FIGURE 5.23: Efficacités *medium* (a) et *tight* (b) en fonction de l'énergie transverse prédite par la simulation pour des électrons de J/ψ *prompt* (étoiles rouges) et *non-prompt* (triangles noirs). Les efficacités prédites par la simulation après normalisation des deux échantillons selon les fractions mesurées à partir d'événements $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ sont également montrées (carrés bleus).

Pour séparer les deux contributions sur les données, on utilise le pseudo-temps de vie du J/ψ , défini par :

$$\tau_0 = \frac{L_{xy} \cdot m}{p_T}, \quad (5.6)$$

où L_{xy} est la distance entre le vertex primaire et l'extrapolation du vertex commun aux deux électrons dans le plan transverse, m est la masse tabulée du J/ψ et p_T l'impulsion transverse du J/ψ reconstruit. Les distributions de cette variable pour les deux échantillons de données simulées et pour les données sont montrées figure 5.24. La distribution est symétrique par rapport à l'axe $\tau_0 = 0$ ps pour des J/ψ *prompt* mais elle est asymétrique pour des J/ψ *non-prompt*, et déplacée dans le sens $\tau_0 > 0$. La distribution extraite des données fait apparaître une asymétrie dans le même sens, montrant ainsi la présence des deux échantillons de J/ψ .

Une séparation grâce à une coupure sur le pseudo-temps de vie fut testée. La figure 5.25 montre l'effet de différentes coupures sur cette variable, pour l'efficacité *medium* dans deux gammes d'énergie transverse. Les efficacités croissent de quelques pour-cents lorsque la fraction de J/ψ *non-prompt* diminue. Les données montrent un comportement similaire, mais davantage de statistique serait nécessaire pour mesurer de façon certaine la variation de l'efficacité avec la fraction de J/ψ *non-prompt*, voire de séparer les contributions des deux échantillons.

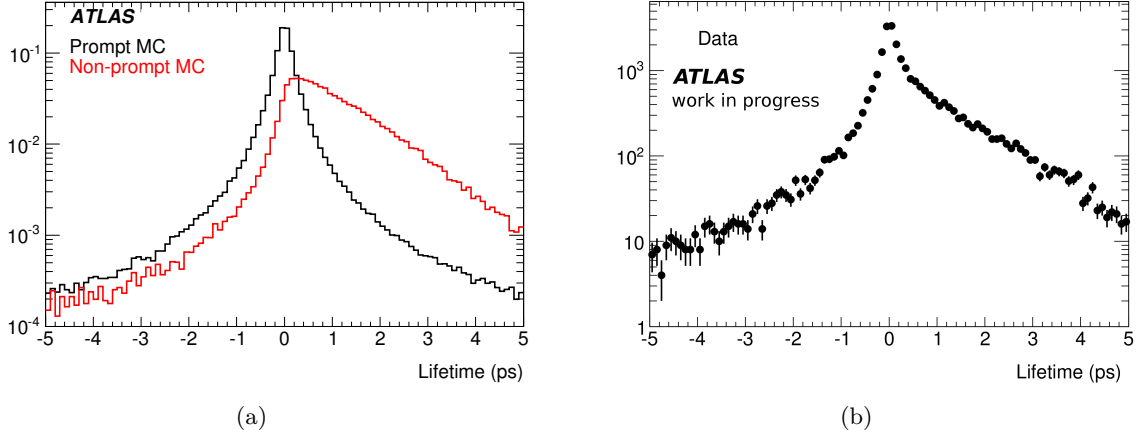


FIGURE 5.24: (a) : distributions normalisées à l'unité du pseudo-temps de vie du J/ψ extraites de simulations, pour des J/ψ *prompt* (en noir) et *non-prompt* (en rouge) [16]. (b) : distribution du pseudo-temps de vie du J/ψ extraites des données.

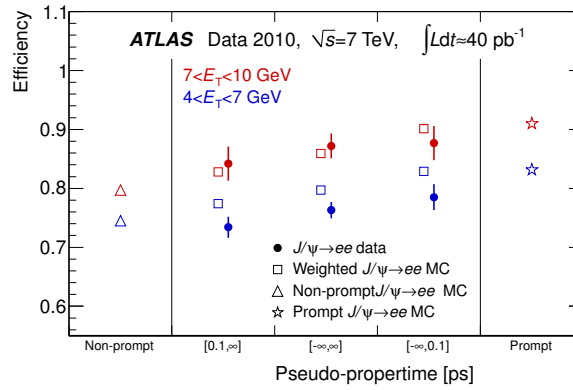


FIGURE 5.25: Efficacités mesurées à partir d'évènements $J/\psi \rightarrow ee$ et prédites par la simulation pour la coupure *medium* pour deux gammes d'énergie transverse : $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$ (en bleu) et $7 \text{ GeV} < E_T < 10 \text{ GeV}$ (en rouge), et pour différentes gammes de pseudo-temps de vie. Les triangles montrent les efficacités prédites par la simulation pour un échantillon pur de J/ψ *prompt*, les étoiles celles prédites par la simulation pour un échantillon pur de J/ψ *non-prompt*, sans coupure sur le pseudo-temps de vie.

5.3.3 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sont évaluées en faisant varier certains paramètres dont dépend le processus de mesure, et en calculant l'écart-type de la distribution des efficacités et des facteurs d'échelles sous l'effet de ces variations.

5.3.3.1 Effets de l'ajustement

Les choix (cf. 5.3.1.2) faits pour ajuster les spectres de masse invariante ont un impact sur l'évaluation du nombre de paires de signal. Pour évaluer l'incertitude associée, un certain nombre de variations ont été faites afin de mesurer leur influence sur les résultats :

- la fonction Crystal-Ball utilisée pour décrire la résonance du J/ψ fut remplacée par la convolution d'une fonction Crystal-Ball et d'une distribution de Breit-Wigner, ou par une distribution Voigtienne³,
- lorsque la fonction Crystal-Ball est employée, la largeur σ de la résonance est fixée à celle ajustée sur des données simulées, comme cela est fait pour les paramètres α et n ,
- la fonction exponentielle utilisée pour décrire la composante de bruit de fond non décrite par le spectre de paires de même charges est remplacée par un polynôme de Chebychev de second degré ou par une distribution de Landau,
- la gamme de masse invariante sur laquelle l'ajustement est réalisée fut étendue de $1.8 \text{ GeV} < m_{ee} < 4 \text{ GeV}$ à $1.5 \text{ GeV} < m_{ee} < 4 \text{ GeV}$,
- la gamme de masse invariante sur laquelle le signal est intégré fut étendue de $2.8 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.2 \text{ GeV}$ à $2.8 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.4 \text{ GeV}$ ou à $2.6 \text{ GeV} < m_{ee} < 3.4 \text{ GeV}$.

La combinaison de ces variations mène à plus de 150 possibilités pour évaluer le nombre de paires de signal. La figure 5.26 montre la distribution de facteurs d'échelle obtenus avec toutes ces variations sur la méthode d'ajustement, pour les gammes d'énergies transverse $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$ et $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$. Les écart-types de ces distributions donnent les incertitudes systématiques relatives à cet effet. L'incertitude systématique est supérieure à 6 % pour $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$.

5.3.3.2 Effets de l'échelle d'énergie

L'échelle d'énergie électromagnétique fut mesurée par la collaboration à partir d'événements $Z \rightarrow ee$ en 2010 [94]. Une correction déduite de cette mesure sur les données a pu donc être appliquée à la mesure de l'énergie des amas associés aux électrons considérés dans cette analyse. La figure 5.27 montre la différence entre les distributions de masse invariante pour des paires de charges opposées et pour des paires de même charge, dans les quatre gammes d'énergie transverse, sans application de correction d'échelle d'énergie ou avec une correction appliquée,

³La fonction Voigtienne est définie par la convolution d'une fonction Gaussienne et d'une fonction de Breit-Wigner.

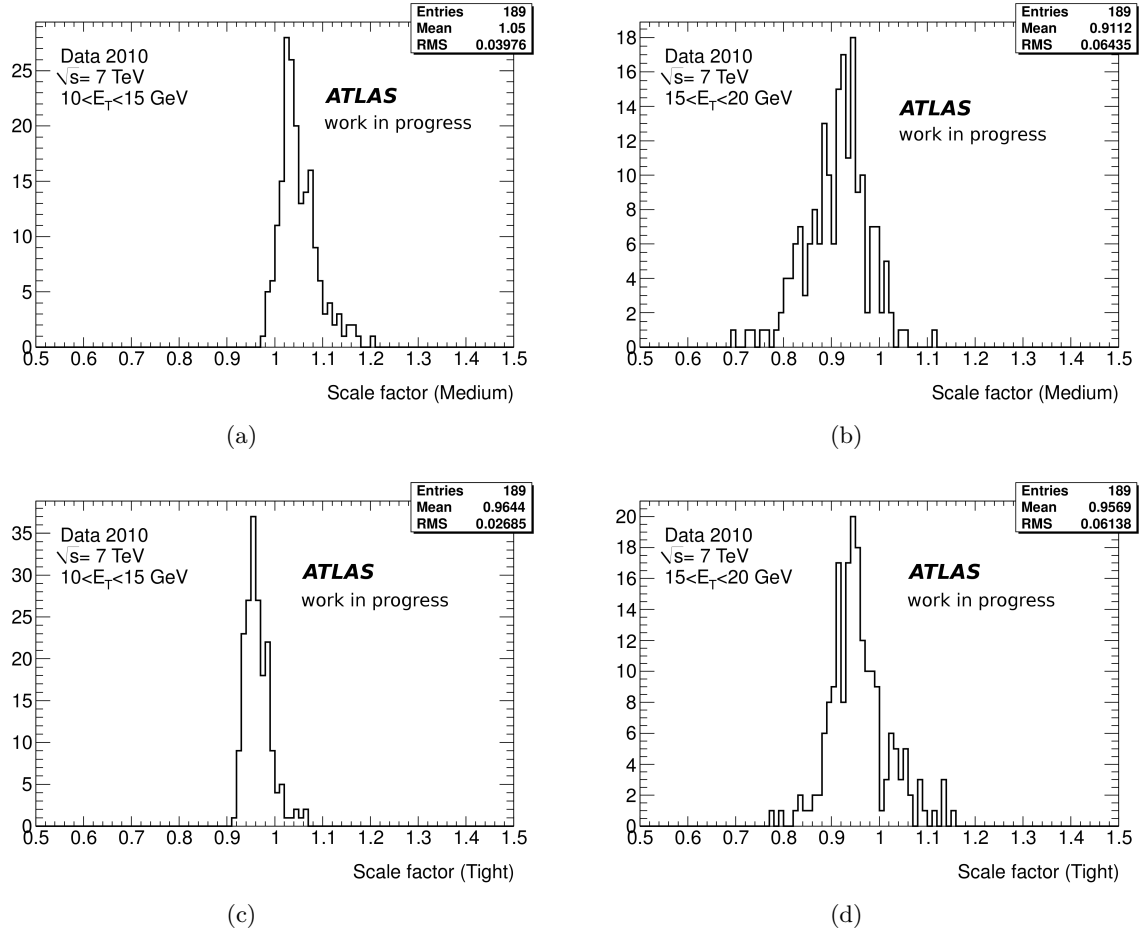


FIGURE 5.26: Distributions des résultats des mesures des facteurs d'échelle pour l'ensemble des évaluations faisant varier les fonctions d'ajustement utilisées, les zones d'ajustements et les zones d'intégration du signal. Les distributions sont montrées pour les critères d'identification *medium* (haut) et *tight* (bas) dans les gammes d'énergies transverse $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$ (gauche) et $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$ (droite).

soit à partir des valeur nominales de correction soit à partir des valeurs hautes et basses déduites des incertitudes sur cette correction. Un effet est observé pour la valeur haute de la correction, pour laquelle les pics de masse invariante sont déplacés vers les hautes valeurs.

La figure 5.28 montre l'effet de ces variations sur les facteurs d'échelle. On constate l'absence d'effet pour $E_T < 10 \text{ GeV}$. En revanche, pour $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$ et dans une moindre mesure pour $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$, le facteur d'échelle est augmenté lorsque la valeur haute de la correction est utilisée. Cela est dû au fait que le maximum de la distribution est situé à cheval sur deux pas dans le cas des corrections nominales et basse ou sans correction, alors que dans le cas de la correction haute ce maximum est situé dans un seul pas de l'histogramme.

5.3.3.3 Autres effets étudiés

D'autres effets systématiques ont été étudiés par la collaboration mais dont l'étude détaillée n'a pas été réalisée dans le cadre de cette thèse sont résumés ici.

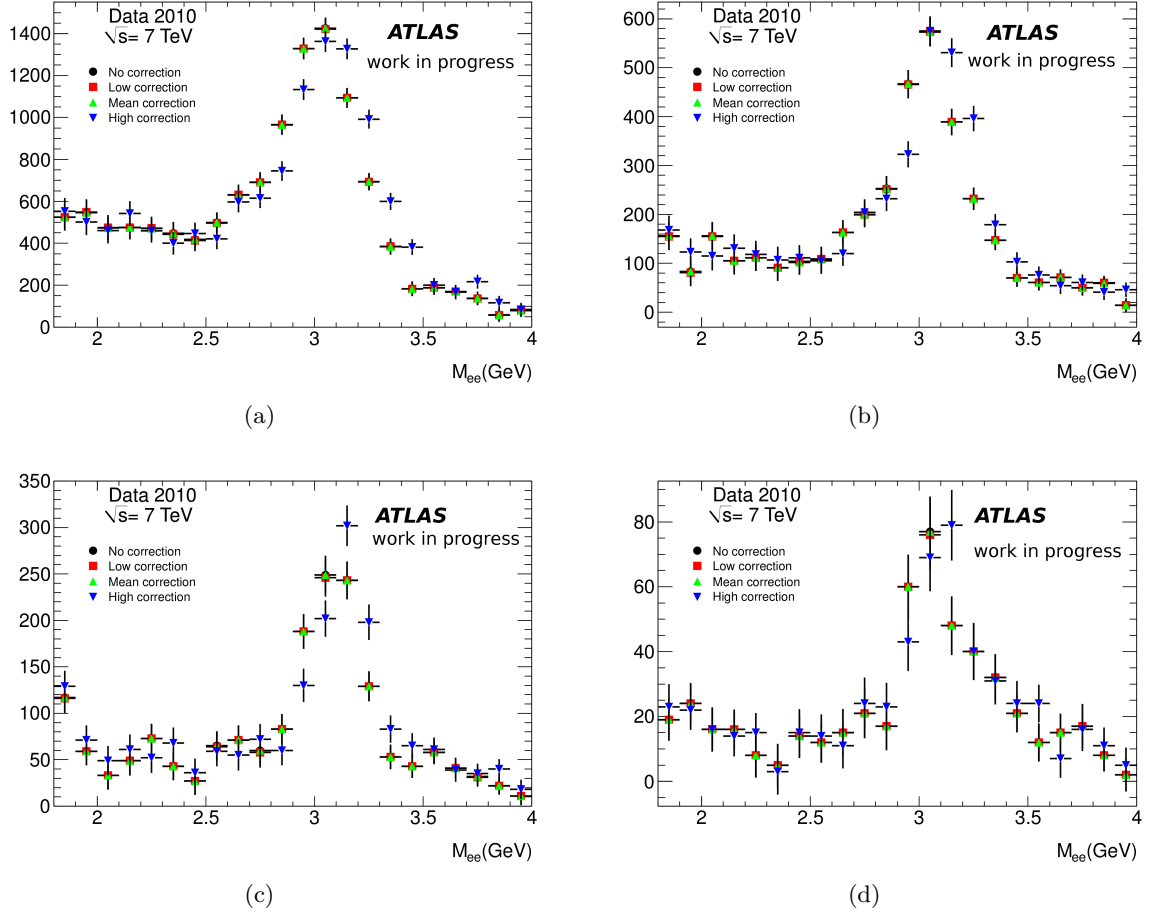


FIGURE 5.27: Différence des distributions de masse invariante pour des paires de charges opposées et pour des paires de même charge, pour $4 \text{ GeV} < E_T < 7 \text{ GeV}$ (a), pour $7 \text{ GeV} < E_T < 10 \text{ GeV}$ (b), pour $10 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$ (c) et pour $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$ (d). Les masses invariantes sont calculées sans appliquer de correction d'échelle d'énergie sur l'énergie transverse des amas (cercles noirs), en appliquant la correction d'échelle d'énergie nominale (triangles verts), inférieure (carrés rouges) ou supérieure (triangles bleus). Les barres d'erreurs indiquent les incertitudes statistiques.

Niveau de bruit de fond

La quantité de bruit de fond sous le pic de masse invariante fut augmentée ou diminuée en relâchant la coupure d'identification appliquée à l'étiquette relative à la fraction d'impacts de haut seuil dans le TRT. L'incertitude relative sur les facteurs d'échelle associée à cet effet varie de 1 % à 5 %, selon la gamme d'énergie transverse.

Fraction de J/ψ *non-prompt*

Les efficacités attendues pour les deux échantillons de J/ψ sont moyennées en tenant compte des fractions mesurées dans le canal $\mu\mu$, et l'incertitude associée à ces fractions sont prises en compte. L'incertitude sur le facteur d'échelle associée est de l'ordre de 1 %.

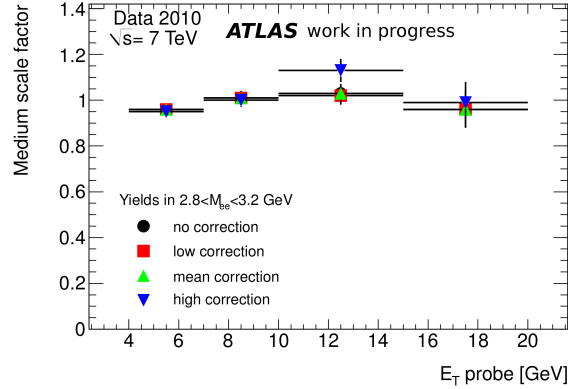


FIGURE 5.28: Facteurs d'échelle en fonction de l'énergie transverse, calculés sans appliquer de correction d'échelle d'énergie sur l'énergie transverse des amas (cercles noirs), en appliquant la correction d'échelle d'énergie nominale (triangles verts), inférieure (carrés rouges) ou supérieure (triangles bleus). Les barres d'erreurs indiquent les incertitudes statistiques.

Reconstruction des électrons de J/ψ *non-prompt*

L'efficacité de reconstruction des électrons de J/ψ *non-prompt* est prédite comme étant plus faible d'environ 5% que pour les électrons de J/ψ *prompt*. Cette différence est prise en compte pour calculer les efficacités d'identification attendues sur la simulation et l'incertitude due à ces efficacités de reconstruction fut étudiée. L'incertitude sur le facteur d'échelle associée est également de l'ordre de 1 %.

Test de fermeture

Un test de fermeture permet d'évaluer l'incertitude due à la méthode d'ajustement ; pour cela le signal est modélisé par la simulation et le bruit de fond en inversant la coupure sur f_{HT} sur les données. L'incertitude sur le facteur d'échelle associée est de l'ordre de 1 % pour $E_T < 15$ GeV mais atteint 4 % pour la gamme $15 \text{ GeV} < E_T < 20$ GeV pour laquelle le nombre d'événements disponibles pour réaliser la mesure est plus faible.

Mélange des menus de déclenchement

Pour la normalisation des deux échantillons simulés, il est pris soin de tenir compte de la diversité des menus de déclenchement utilisés car l'efficacité mesurée varie de quelques % selon le menu, du fait des différentes distributions d'énergie transverse induites par les critères de déclenchement affectant l'étiquette. L'incertitude sur le facteur d'échelle associée varie d'un peu plus de 1 % à près de 4 % selon la gamme d'énergie transverse.

5.3.4 Résultats

La figure 5.29 montre les efficacités *medium* et *tight* en fonction de E_T , pour les données et la simulation. Les mesures sur les données et sur la simulation sont en accord, compte tenu des incertitudes. La variation observée est due au mélange des deux sources d'électrons.

Les valeurs de ces efficacités sont données dans les tables 5.2 et 5.3, avec leurs incertitudes statistiques. La comparaison avec les efficacités extraites dans le chapitre 4 n'est pas aisée, d'une part à cause de la contribution des J/ψ *non-prompt*, et d'autre part en raison de la

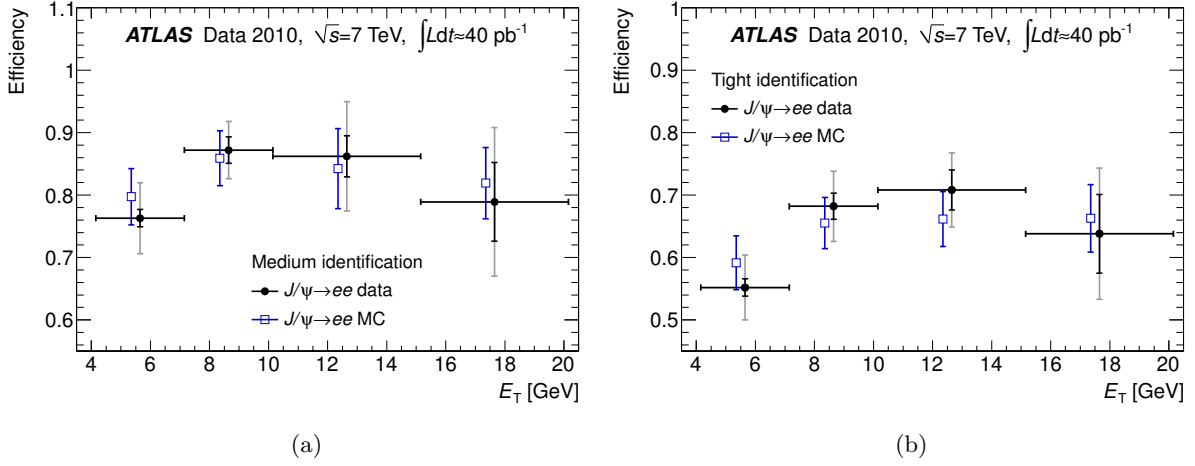


FIGURE 5.29: Efficacités *medium* (a) et *tight* (b) en fonction de E_T mesurées sur les données et prédites par la simulation. La simulation tient compte de la contribution des J/ψ *prompt* et *non-prompt*, comme indiqué à la section 5.3.2. Les mesures sur les données sont montrées avec leurs incertitudes statistiques (barre d'erreur interne) et totales (barre d'erreur externe). Les prédictions basées sur la simulation sont montrées avec leurs incertitudes totales.

distribution d'énergie transverse des sondes au sein de chaque gamme pour laquelle ont été calculés les efficacités par la méthode de *tag-and-probe*. Par ailleurs les mesures réalisées sur les données simulées avant le démarrage du LHC ne tiennent pas compte de l'adaptation des critères d'identification consécutive aux premières données décrite à la section 5.2.2.

E_T	Données[%]	Simulation[%]
4-7 GeV	76.3 ± 1.4	79.7 ± 0.1
7-10 GeV	87.2 ± 2.1	85.9 ± 0.1
10-15 GeV	86.2 ± 3.3	84.2 ± 0.2
15-20 GeV	78.9 ± 6.3	81.9 ± 0.4

TABLE 5.2: Efficacités *medium* en fonction de E_T mesurées sur les données et prédites par la simulation. La simulation tient compte de la contribution des J/ψ *prompt* et *non-prompt*, comme indiqué à la section 5.3.2. Les valeurs sont données avec leurs incertitudes statistiques uniquement.

La table 5.4 donne la liste et les valeurs des incertitudes sur les facteurs d'échelle. L'incertitude statistique augmente dans les gammes d'énergies transverses à plus basse statistique, pour atteindre plus de 6% dans la gamme $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$. L'incertitude due aux variations des fonctions et zones d'ajustement est du même ordre de grandeur. L'incertitude totale varie d'environ 4% à 11% selon les cas.

E_T	Données[%]	Simulation[%]
4-7 GeV	55.2 ± 1.3	59.2 ± 0.1
7-10 GeV	68.2 ± 2.0	65.5 ± 0.1
10-15 GeV	70.8 ± 3.2	66.1 ± 0.2
15-20 GeV	63.8 ± 6.0	66.3 ± 0.5

TABLE 5.3: Efficacités *tight* en fonction de E_T mesurées sur les données et prédites par la simulation. La simulation tient compte de la contribution des J/ψ *prompt* et *non-prompt*, comme indiqué à la section 5.3.2. Les valeurs sont données avec leurs incertitudes statistiques uniquement.

	4-7GeV	7-10GeV	10-15GeV	15-20GeV
	Incertitude [%] <i>medium/tight</i>			
Statistique	1.4 / 1.4	2.1 / 2.1	3.3 / 3.2	6.5 / 6.3
Fonctions d'ajustement et zones d'ajustement	2.9 / 2.7	2.0 / 3.0	4.0 / 2.7	6.4 / 6.1
Niveau de bruit de fond	2.0 / 1.2	0.7 / 1.0	4.6 / 1.2	5.0 / 2.0
Mélange des menus de déclenchement	2.0 / 3.0	1.5 / 2.1	3.9 / 1.3	1.2 / 1.6
Fraction de J/ψ <i>non-prompt</i>	0.5 / 0.6	0.6 / 0.6	0.9 / 0.9	1.1 / 1.1
Test de fermeture	1.0 / 1.0	1.0 / 1.0	1.0 / 1.0	4.0 / 4.0
Reconstruction des électrons de J/ψ <i>non-prompt</i>	0.5 / 0.6	0.6 / 0.6	0.9 / 0.9	1.1 / 1.1
Correction d'échelle d'énergie	0.4 / 1.7	0.9 / 1.5	4.0 / 3.0	3.0 / 2.0
Total	4.5 / 4.9	3.7 / 4.8	9.0 / 5.7	11.0 / 10.2

TABLE 5.4: Incertitudes relatives sur les facteurs d'échelle, pour chaque gamme d'énergie transverse de la sonde, pour les critères d'identification *medium* et *tight*.

5.4 Pour aller plus loin

5.4.1 Comparaison avec les efficacités extraites sur les échantillons W et Z

Les efficacités et les facteurs d'échelle ont été mesurés à partir d'événements $J/\psi \rightarrow ee$ pour une énergie transverse comprise entre 4 et 20 GeV, à partir d'événements $Z \rightarrow ee$ entre 20 et 50 GeV et à partir d'événements $W \rightarrow e\nu$ entre 15 et 50 GeV. Il y a donc deux mesures indépendantes dans la gamme $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$ provenant du J/ψ et du W , et deux mesures indépendantes entre dans la gamme $20 \text{ GeV} < E_T < 50 \text{ GeV}$ provenant du W et du Z . La Table 5.5 compare les efficacités obtenues pour le J/ψ et pour le W dans la gamme $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$, en se restreignant à la région centrale du tonneau ($|\eta| < 0.8$). Cette zone d'énergie transverse souffre du peu de statistique disponible pour les données 2010, c'est pourquoi les incertitudes sont trop grandes pour tirer des conclusions à ce stade. On notera néanmoins que la prédiction d'efficacité à partir de la simulation est compatible dans les deux cas, mais seulement en considérant le cas des J/ψ *prompt*. La séparation des deux échantillons de J/ψ est donc un des principaux défis pour la mesure des efficacités dans cette gamme d'énergie transverse.

Dans les gammes d'énergies transverses où les différentes analyses se recouvrent, les facteurs d'échelles sont combinés, grâce à une moyenne des valeurs observées pondérées par leurs incertitudes respectives. Ainsi, le facteur d'échelle obtenu par combinaison des valeurs données par

identification	canal	données [%]	simulation [%]	rapport données/simulation	simulation [%] <i>J/ψ prompt</i>
<i>medium</i>	$W \rightarrow e\nu$	$75.8 \pm 8.8 \pm 8.1$	94.9	$0.80 \pm 0.09 \pm 0.07$	92.9
	$J/\psi \rightarrow ee$	$80.0 \pm 7.3 \pm 10.2$	81.9	$0.98 \pm 0.09 \pm 0.14$	
<i>tight</i>	$W \rightarrow e\nu$	$61.9 \pm 6.0 \pm 7.0$	78.3	$0.79 \pm 0.08 \pm 0.09$	78.3
	$J/\psi \rightarrow ee$	$68.1 \pm 7.3 \pm 9.0$	69.1	$0.99 \pm 0.11 \pm 0.15$	

TABLE 5.5: Efficacités *medium* et *tight* mesurées dans les canaux $W \rightarrow e\nu$ et $J/\psi \rightarrow ee$ pour $|\eta| < 0.8$ et dans la gamme $15 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$ sur les données leur valeur attendue grâce à la simulation. Pour le canal $J/\psi \rightarrow ee$, la valeur attendue pour des $J/\psi \text{ prompt}$ est également donnée. Dans le cas des données, la première erreur indiquée correspond à l'incertitude statistique, la deuxième à l'incertitude systématique. Dans le cas de la simulation, l'incertitude est négligeable.

le Z et le W est donnée par :

$$\text{SF}_{\text{combiné}} = \frac{\frac{\text{SF}_Z}{\Delta \text{SF}_Z^2} + \frac{\text{SF}_W}{\Delta \text{SF}_W^2}}{\frac{1}{\Delta \text{SF}_Z^2} + \frac{1}{\Delta \text{SF}_W^2}}, \quad (5.7)$$

et son incertitude par :

$$\Delta \text{SF}_{\text{combiné}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta \text{SF}_Z^2} + \frac{1}{\Delta \text{SF}_W^2}}}. \quad (5.8)$$

La combinaison est faite de façon similaire dans le cas du W et du J/ψ .

La Figure 5.30a montre la combinaison des facteurs d'échelle extraits à partir des trois analyses, entre 4 et 20 GeV. Une claire discontinuité est observée entre les résultats obtenus par l'analyse basée sur le J/ψ et par les deux autres analyses. L'effet est moins fort en se restreignant à la région $|\eta| < 0.8$ comme indiqué par la figure 5.30b pour le cas du J/ψ et du W , mais tant le manque de statistique que l'impossibilité de séparer les $J/\psi \text{ prompt}$ et non-prompt empêchent de conclure.

5.4.2 Possibilités d'amélioration de l'analyse sur les données 2011 et 2012

Deux voies ont été explorées pour améliorer la mesure des efficacités d'identification à partir des événements $J/\psi \rightarrow ee$.

La première est l'utilisation de menus de déclenchements permettant d'augmenter la statistique, en particulier dans la zone $10 \text{ GeV} < E_T < 20 \text{ GeV}$. Cela représente un défi dans la mesure où la luminosité instantanée a atteint $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en 2011 alors que le maximum atteint en 2010 n'était que de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cela a pour conséquence l'augmentation des facteurs de rejet pour les menus de déclenchement de bas seuils en énergie transverse, utilisés pour cette analyse. La méthode de *tag and probe* sur les événements $J/\psi \rightarrow ee$ est mise en œuvre en 2011 à l'aide de menus à deux électrons sans critère d'identification sur l'un d'entre eux - comme pour le menu EF_e5_tight_e5_NoCut en 2010, mais pour certains d'entre eux en imposant en ligne que les deux objets déclenchant l'acquisition aient une masse invariante inférieure à 5 GeV, pour se restreindre à la zone de signal. Le lot d'événements sélectionnés après application des critères de pré-sélection décrits à la section 5.2.4.2 contient environ 90000 événements, soit 15 fois plus que pour l'analyse réalisée en 2010.

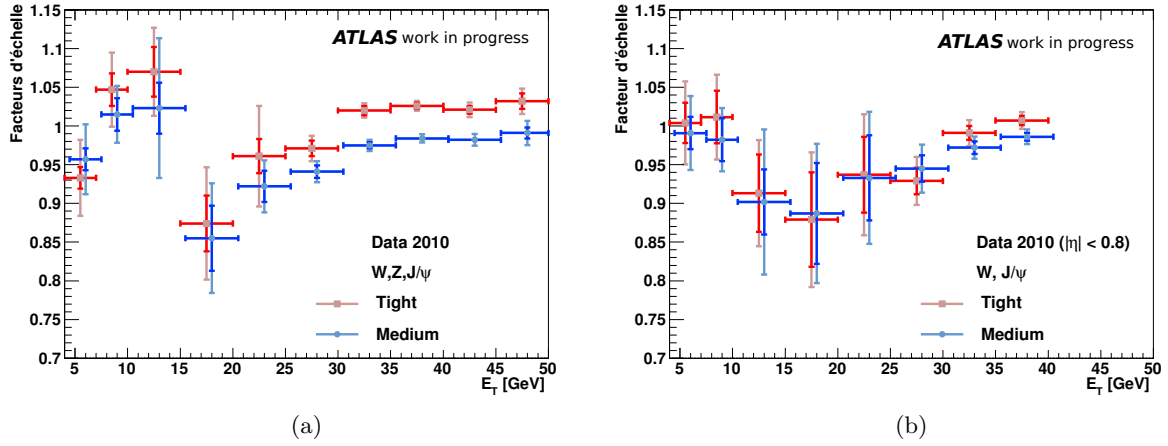


FIGURE 5.30: (a) : combinaison des facteurs d'échelle issus des analyses $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$ et $J/\psi \rightarrow ee$. (b) : combinaison des facteurs d'échelle issus des analyses $W \rightarrow e\nu$ et $J/\psi \rightarrow ee$ pour la zone $|\eta| < 0.8$. Les incertitudes statistiques (barres d'erreurs internes) et totales (barres d'erreurs externes) sont indiquées.

L'autre voie consiste à extraire la distribution du pseudo-temps de vie τ_0 défini à la section 5.3.2 pour les événements de signal. En effet, la distribution montrée figure 5.24b est extraite sans soustraction des bruits de fond. Pour réaliser cette extraction, l'utilisation de la méthode de *sPlot* [112] est envisagée, en utilisant la masse invariante des paires étiquette-sonde comme variable discriminante. La distribution de τ_0 pour les électrons de J/ψ pourrait alors être utilisée pour séparer les contributions de J/ψ *prompt* et *non-prompt* grâce à un ajustement de cette distribution. Cette stratégie est développée par le groupe du LAL notamment pour les données collectées en 2012, mais n'a pas encore abouti pour l'analyse des données collectées en 2011. Les facteurs d'échelle ont été calculés pour les données 2011 grâce à la même méthode que pour les données 2010 mais en appliquant le critère $\tau_0 < 2$ ps. Ce critère réduit le nombre d'événements sélectionnés à environ 60000, mais permet d'enrichir le lot d'événements sélectionnés en électrons de J/ψ *prompt*, plus isolés, rendant ces valeurs fournies à la collaboration plus facilement utilisables pour les analyses de physique, en particulier pour la recherche du boson de Higgs à basse masse se désintégrant en 4 électrons. Cette mesure sur les données 2011 n'a pas été faite dans le cadre de cette thèse, afin de permettre la réalisation des études sur le quark top qui sont présentées dans les chapitres suivants.

Chapitre 6

Les évènements $t\bar{t}$ dans les canaux leptoniques dans l'expérience ATLAS

Tout est bruit pour qui a peur.

Sophocle

Sommaire

6.1	Simulation d'évènements $t\bar{t}$ dans le modèle standard	150
6.1.1	Généralités	150
6.1.2	Fonctions de densité de partons	152
6.1.3	Prédiction de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$	153
6.1.4	Générateurs Monte-Carlo	154
6.1.5	Modélisation des évènements d'empilement	154
6.1.6	Échantillons de données simulées utilisés	155
6.2	Les bruits de fonds	155
6.2.1	Les évènements W+jets	156
6.2.2	Les évènements de Drell-Yan	158
6.2.3	Les évènements di-bosons	158
6.2.4	Les évènements <i>single-top</i>	158
6.2.5	Les leptons mal identifiés	160
6.3	Reconstruction et identification des objets	160
6.3.1	Déclenchement	161
6.3.2	Les électrons	162
6.3.3	Les muons	163
6.3.4	Les jets	164
6.3.5	Étiquetage des jets de b	165
6.3.6	L'énergie transverse manquante	165

Les évènements $t\bar{t}$ constituent la première source de quarks top : la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ attendue est $166.8^{+16.5}_{-17.8}$ pb [113], contre $64.6^{+2.6}_{-1.7}$ pb pour le top célibataire dans la voie t [19], 4.6 ± 0.2 pb pour la voie s [18] et 15.7 ± 1.2 pb pour la production associée Wt [20]. Dans cette thèse sont présentées des mesures relatives au canal de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ où au moins l'un des deux quarks se désintègre par voie leptonique : dans ce cas un lepton isolé est produit en association avec des jets et de l'énergie transverse manquante. La signature de ces évènements est complexe, en raison de la diversité des objets reconstruits. C'est pourquoi il est capital de définir des critères de sélections adaptés afin d'avoir un rapport signal sur bruit le meilleur possible.

Les critères de sélection des objets et plus généralement des évènements $t\bar{t}$ sont optimisés grâce à des données simulées. Par ailleurs, la mesure de section efficace de production $t\bar{t}$ présentée au chapitre 8 est basée sur un ajustement sur les données du nombre d'évènements $t\bar{t}$ estimé à partir de données simulées. La simulation de tels évènements constitue donc une étape importante de l'analyse.

Dans ce chapitre sont présentés les différents échantillons de signal simulés utilisés pour les analyses des évènements $t\bar{t}$ présentées dans la suite de cette thèse. Une description du processus de génération des évènements est faite et les différents générateurs utilisés sont détaillés. Puis, les différents types de bruits de fonds sont exposés, ainsi que les échantillons utilisés pour leur modélisation. Enfin, les critères d'identification des différents objets optimisés par la collaboration sont détaillés [114].

6.1 Simulation d'évènements $t\bar{t}$ dans le modèle standard

6.1.1 Généralités

Les paires $t\bar{t}$ sont produites par interaction forte (cf. chapitre 1). Au LHC, ce processus de création de paires a lieu principalement grâce aux gluons. Par ailleurs, le quark top se désintègre via $t \rightarrow Wb$ dans plus de 99.9 % des cas si l'on suppose la matrice CKM unitaire. Les rapports d'embranchements des modes de désintégration du quark top sont donc gouvernés par ceux du W , indiqués dans la table 6.1 : dans deux tiers des cas le W produit une paire de quarks et dans un tiers une paire lepton-neutrino.

Mode de désintégration	Rapport d'embranchement
$e\nu_e$	10.75 ± 0.13 %
$\mu\nu_\mu$	10.57 ± 0.15 %
$\tau\nu_\tau$	11.25 ± 0.20 %
qq'	67.60 ± 0.27 %

TABLE 6.1: Rapport d'embranchements pour les différents modes de désintégration du W [10].

Le top et l'anti-top produits se désintègrent donc chacun dans un tiers des cas en produisant un lepton, un neutrino et de l'énergie transverse manquante. Parmi les canaux leptoniques étudiés dans cette thèse, on distingue les canaux semi-leptoniques (ou lepton+jets) pour le cas où seul un des quarks top donne un lepton, et les canaux dileptoniques pour lesquels les deux quarks top produisent chacun un lepton dans l'état final. La figure 6.1 donne à l'ordre des arbres les diagrammes de Feynman correspondant à la production et à la désintégration de paires $t\bar{t}$ dans ces deux canaux. On parle de canal complètement hadronique lorsqu'aucun lepton n'est produit.

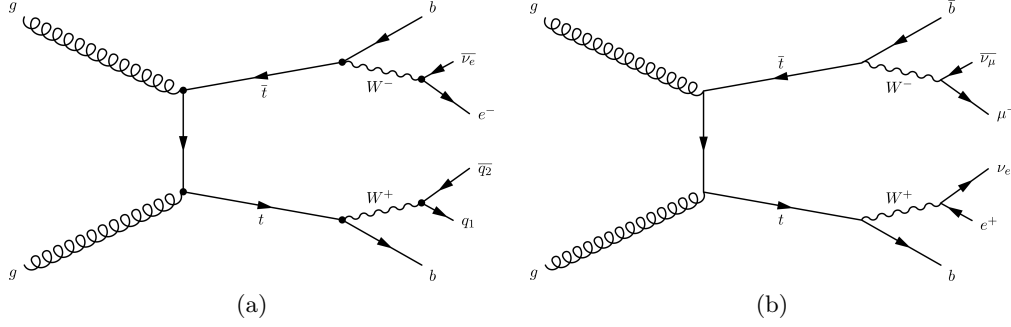


FIGURE 6.1: Diagrammes de Feynman de la production et de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ par voie semi-leptonique (a) et par voie di-leptonique (b).

Les canaux de désintégration de paires $t\bar{t}$ et leurs rapports d'embranchement sont représentés figure 6.2. Le canal complètement hadronique représente environ 46 % des évènements, les canaux semi-leptoniques environ 45 % et les canaux dileptoniques approximativement 9 %. Parmi les canaux leptoniques, une distinction est faite pour les leptons τ . En effet, les τ se désintègrent dans environ 66 % des cas par voie hadronique, formant des jets dont la topologie peut être distinguée de celles des autres types de jets. Dans le reste des cas il se désintègre par voie leptonique $\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$ (où $l=e$ ou μ). La signature expérimentale d'une désintégration $t\bar{t}$ avec un τ est alors identique à celle du canal leptonique avec un lepton l à la place d'un τ , c'est pourquoi un évènement de ce type est considéré comme faisant partie du canal leptonique correspondant à la saveur du lepton chargé émis par le τ . Dans le cadre de cette thèse, les évènements $t\bar{t}$ avec un τ se désintégrant par voie hadronique n'ont pas été étudiés, mais une mesure de la section efficace dans le canal τ +jets fut réalisée au sein de la collaboration en 2011 [115].

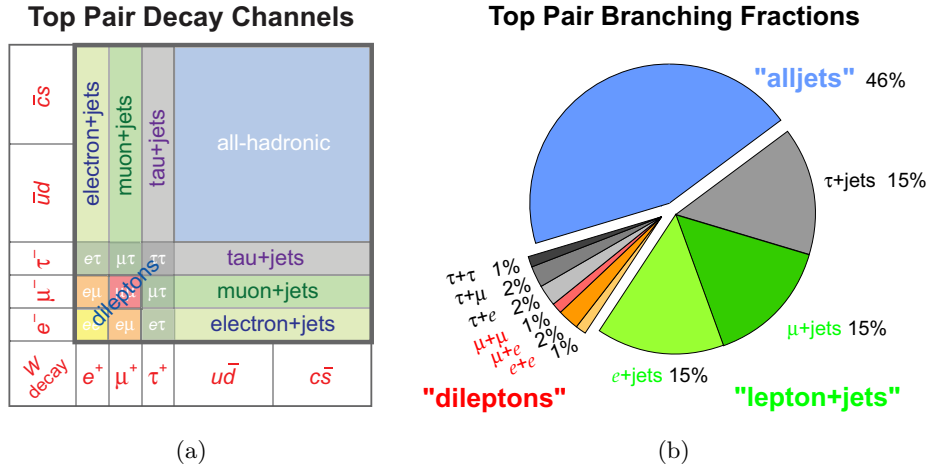


FIGURE 6.2: Canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ selon le mode de désintégrations des deux bosons W (a) et rapports d'embranchements correspondants (b).

Au LHC, les particules entrant en collision sont des protons, composé de trois quarks de valence (uud) et d'une mer de quarks et de gluons virtuels. Le processus de création de paires $t\bar{t}$ a lieu par interaction forte et fait intervenir un parton de chaque proton entrant en colli-

sion. En raison de l'augmentation de la constante de couplage forte aux faibles énergies, un calcul perturbatif en théorie quantique des champs - par exemple un calcul de section efficace - n'est pas possible pour l'ensemble du processus d'interaction des protons et de désintégration des particules produites. En effet, la série perturbative n'est pas convergente car la constante de couplage forte α_s augmente et devient supérieure à 1 lorsque l'échelle d'énergie diminue. Néanmoins, grâce au théorème de factorisation [116] les calculs peuvent être séparés en une partie perturbative constituée par le processus dur d'interaction entre les partons provenant des deux protons et deux parties non perturbatives, la première donnant lieu à la modélisation des partons à l'intérieur des protons et la deuxième étant constituée du développement des gerbes partoniques (*showering*) et du processus d'hadronisation. La figure 6.3 montre cette séparation en trois étapes.

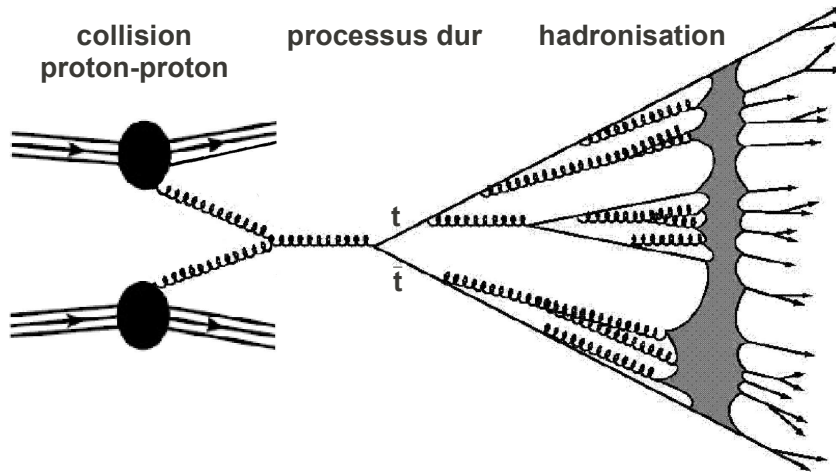


FIGURE 6.3: Schéma représentatif d'une collision proton-proton donnant lieu à une création de paire $t\bar{t}$.

6.1.2 Fonctions de densité de partons

Le proton entrant en collision est modélisé comme un ensemble de partons (quarks et gluons) emportant chacun une fraction de l'impulsion longitudinale. Les densités de probabilités de trouver un parton d'un certain type avec une fraction d'impulsion longitudinale sont appelées fonctions de densité de partons ou PDF (*Parton Density Function*). Les PDF sont déterminées à partir de données expérimentales, notamment à partir d'expériences de diffusion profondément inélastiques e^+p ou e^-p . La figure 6.4 représente la dernière évaluation des PDF extraites par la collaboration CTEQ [117]. Cette évaluation appelée CT10 est utilisée par la collaboration ATLAS pour la simulation d'évènements $t\bar{t}$ (cf. section 6.1.6). L'énergie dans le référentiel du centre de masse pour les collisions réalisées en 2010 et 2011 au LHC était de 7 TeV. Pour cette échelle d'énergie, la densité de probabilité pour les gluons est supérieure à celle pour les quarks, ce qui explique pourquoi les modes de production de paires $t\bar{t}$ par les gluons dominent, contrairement à la situation du Tevatron.

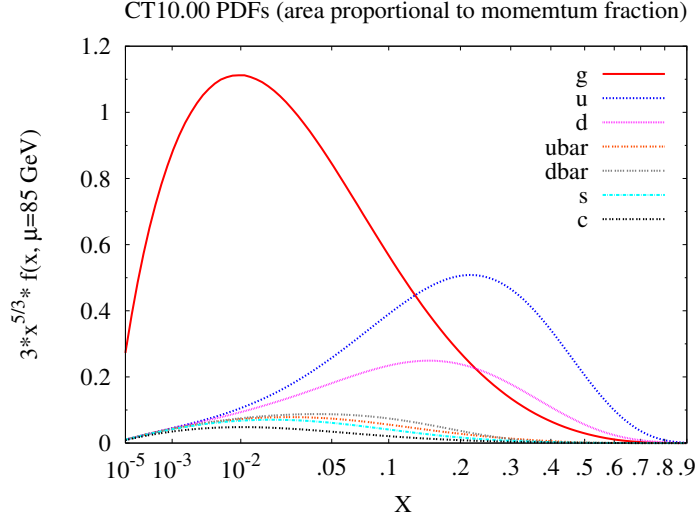


FIGURE 6.4: Fonctions de distribution de partons dans un proton résultant de l'évaluation CT10, pour une échelle d'énergie $\mu = 85 \text{ GeV}$. Les fonctions sont multipliées par $3x^{5/3}$ où x est la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton, par commodité de lecture graphique.

6.1.3 Prédiction de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$

La section efficace totale de production de paires $t\bar{t}$ est donnée par :

$$\sigma_{t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f(x_i, \mu_F^2) f(x_j, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t, x_i, x_j, \alpha_s(\mu_R^2)) \quad (6.1)$$

Dans cette équation, i et j représentent un parton de chacun des deux protons, et la sommation a lieu sur l'ensemble des types de partons donnant lieu à la création d'une paire $t\bar{t}$. Les fonctions $f(x_i, \mu_F^2)$ et $f(x_j, \mu_F^2)$ sont les PDFs pour chacun des deux protons, x_i et x_j étant les fractions d'impulsion longitudinale emportées par chacun des deux partons i et j . Le terme μ_F est l'échelle d'énergie de factorisation - i.e. qui sépare les processus perturbatifs et non-perturbatifs - et μ_R l'échelle de renormalisation, toutes deux prises du même ordre de grandeur que l'impulsion transférée typique, i. e. du même ordre de grandeur que la masse du quark top. Enfin, $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t, x_i, x_j, \alpha_s(\mu_R^2))$ est la section efficace d'interaction dure entre les partons i et j .

Le terme $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}$ dans l'équation 6.1 est calculé grâce à un développement perturbatif selon α_s . Le calcul de ce terme est actuellement réalisé à l'ordre sous-sous-dominant (NNLO) pour des processus comme la production de bosons W ou Z , mais pour la production de paires $t\bar{t}$ un calcul complet à cet ordre n'est pas réalisé à l'heure actuelle. La section efficace totale est calculée en considérant une valeur de la masse du quark top égale à $m_t = 172.5 \text{ GeV}$, en utilisant le programme HATOR 1.2 [118] qui est une implémentation du calcul NLO pour lequel des corrections NNLO approchées sont appliqués (méthode dite *approximate NNLO*). Les PDF dites "MSTW2008 90% NNLO" [119] produites par la collaboration MSTW sont utilisées pour réaliser ce calcul. Les incertitudes sur les PDF et sur α_s sont implémentées d'après les prescriptions MSTW [120] et sont additionnées en quadrature avec les incertitudes sur les échelles d'énergies. Le calcul est recoupé avec ceux menés à l'ordre sous-dominant (NLO) mais tenant compte de la re-sommation des termes dus aux gluons mous à l'ordre logarithmique sous-sous-dominant (NNLL) [113], selon leur implémentation dans le programme Top++ [121]. La valeur de la

section efficace totale ainsi prédite est :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 166.8^{+16.5}_{-17.8} \text{ pb.} \quad (6.2)$$

6.1.4 Générateurs Monte-Carlo

Plusieurs générateurs d'évènements simulés sont utilisés au sein de la collaboration ATLAS, selon les processus physiques considérés.

Les générateurs Pythia [81] et Herwig [122] permettent de générer le processus dur, les calculs étant réalisés à l'ordre dominant (LO). Pour modéliser l'évènement sous-jacent - i.e. les interactions des partons n'intervenant pas dans le processus dur - Herwig est associé avec le générateur Jimmy, alors que cette modélisation est réalisée par Pythia lui-même. Les paramètres de ces deux générateurs ont été optimisés pour la situation expérimentale du LHC [123, 124]. Pour la génération des processus ayant plusieurs partons produits par la partie perturbative de l'interaction (cf. sections 6.2.1 et 6.2.2) est utilisé pour la modélisation du processus dur. Il s'agit d'un générateur opérant à l'ordre dominant, auquel est associé Jimmy [125] pour la modélisation du *showering* et de l'hadronisation. De la même manière, le générateur AcerMC [126] génère le processus dur à l'ordre dominant et est associé à Pythia. Il est utilisé pour certains échantillons $t\bar{t}$ destinés à l'étude des incertitudes systématiques. Le générateur AlpGen [127, 128] est un générateur à l'ordre dominant utilisé pour simuler des évènements avec un nombre fixé de partons dans l'état final. Il peut être associé à Herwig/Jimmy pour la modélisation du *showering* et de l'hadronisation.

MC@NLO [129, 130] et PowHeg [131, 132, 133] sont des générateurs plus récents, opérant une génération du processus dur à l'ordre sous-dominant (NLO). MC@NLO est utilisé en association avec Herwig/Jimmy pour la modélisation de la cascade hadronique, PowHeg étant utilisé en association avec Herwig/Jimmy ou Pythia, permettant d'utiliser deux approches pour le processus non-perturbatif. En effet, Herwig utilise le modèle d'hadronisation par amas, tandis que Pythia utilise le modèle d'hadronisation par cordes [7]. PowHeg réalise le *showering* de la radiation la plus dure, contrairement à MC@NLO pour lequel cette étape est réalisée par Herwig. Cette spécificité implique l'utilisation de corrections qui sont appliquées en affectant un poids qui peut être négatif à chaque évènement généré par MC@NLO interfacé avec Herwig/Jimmy [134, 135].

Il n'existe pas de générateur pour le processus dur implémentant les corrections à l'ordre suivant NNLO. Néanmoins, les évènements générés à partir des générateurs précédemment décrits sont normalisés à la section efficace calculée à l'ordre NNLO approché (cf. 6.1.3) pour ce qui concerne les évènements $t\bar{t}$ ou bien à l'ordre NNLO pour les évènements W/Z + jets ou dibosons, pour lesquels les calculs complets à cet ordre sont disponibles. Un facteur de normalisation appelé facteur-K est appliqué aux évènements simulés ; il est défini comme le rapport de la section efficace totale calculée par ces calculs aux ordres supérieurs et de celle obtenue par les générateurs de plus bas ordre.

6.1.5 Modélisation des évènements d'empilement

Les échantillons de données utilisés prennent en compte les collisions dues à l'empilement. Pour cela, des évènements de biais minimum (i.e. des évènements de tous les processus du modèle standard) sont simulés grâce au générateur Pythia. Le nombre moyen de collision d'empilement pour ces évènements simulés a été optimisé pour correspondre à celui observé lors de la prise de données en 2011 (cf. section 2.1.4). La figure 6.5 montre la distribution de nombre moyen d'interactions par croisement de paquets observé sur les données et considéré pour les données

simulées. Les deux distributions ne peuvent coïncider parfaitement, c'est pourquoi une normalisation des événements simulés est réalisée en leur affectant un poids permettant d'obtenir une distribution normalisée correspondant d'avantage à la réalité.

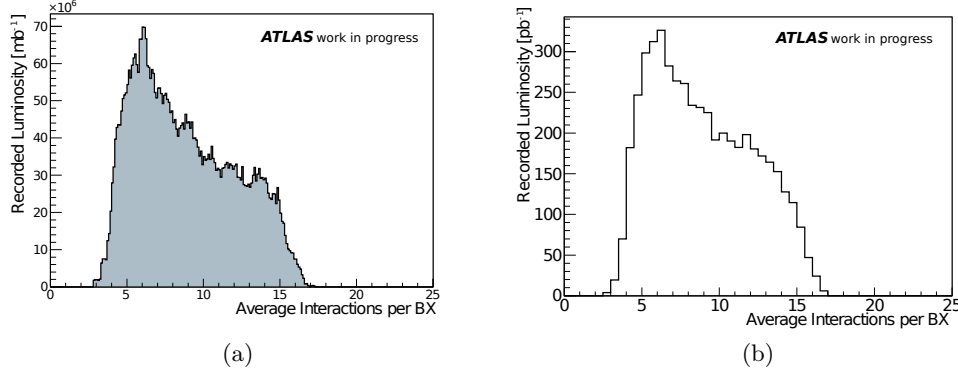


FIGURE 6.5: Distributions de nombre moyen d'interactions par croisement de paquets observé sur les données (a) et considéré pour les données simulées (b). Pour les données, le nombre d'interactions est moyenné par *lumiblock* (cf. section 2.1.4).

6.1.6 Échantillons de données simulées utilisés

L'échantillon utilisé par défaut au sein de la collaboration ATLAS pour la modélisation des événements $t\bar{t}$ est produit avec le générateur MC@NLO en association avec Herwig/Jimmy. La dernière version de l'ensemble des PDF calculées par la collaboration CTEQ, dite CT10 [117] est utilisée pour cet échantillon. Deux autres échantillons sont utilisés pour l'évaluation des incertitudes systématiques relatives à la génération du processus dur ou du processus QCD non perturbatif. Ces deux échantillons sont produits par le générateur PowHeg associé respectivement avec Pythia et Herwig/Jimmy, grâce aux PDF CTEQ66 [136]. Enfin, deux échantillons produits avec le générateur Acer en association avec Pythia grâce aux PDF MRST LO** [123] sont utilisés pour calculer l'incertitude relative due à la modélisation de la radiation dans l'état initial et dans l'état final (ISR/FSR). Ces deux échantillons contiennent respectivement plus ou moins de radiation ISR/FSR. En raison de la nécessité d'économiser le temps de calcul, ces deux échantillons ont été simulés à l'aide de la simulation rapide d'ATLAS, contrairement aux autres échantillons utilisés.

Pour l'ensemble de ces échantillons, un filtre est appliqué pour enlever les événements pour lesquels les paires $t\bar{t}$ se désintègrent dans le canal complètement hadronique, canal pour l'étude duquel des échantillons spécifiques sont utilisés par la collaboration. La table 6.2 donne la liste des échantillons $t\bar{t}$ utilisés ainsi que leurs sections efficaces et les facteurs-K correspondant.

Le détail des échantillons utilisés pour les différents bruits de fond est donné dans la section suivante pour chacun d'entre eux.

6.2 Les bruits de fonds

Un certain nombre de processus physiques connus ont une topologie similaire aux événements $t\bar{t}$ dans les canaux semi-leptoniques ou dileptoniques. Ces processus présentés dans la suite sont prédits par le modèle standard et différents générateurs monte-carlo permettent d'obtenir

Échantillon	Section efficace[pb] $\times$ BR	Facteur-K
MC@NLO+Herwig/Jimmy	79.01	1.146
Powheg+Herwig/Jimmy	80.85	1.120
Powheg+Pythia	80.07	1.131
AcerMC+Pythia (<i>more parton Shower</i>)	61.96	1.462
AcerMC+Pythia (<i>less parton Shower</i>)	61.65	1.469

TABLE 6.2: Liste des échantillons de données simulées de type $t\bar{t}$ utilisés. La section efficace prédite par le générateur multipliée par le rapport d'embranchement (BR) et le facteur-K sont indiqués pour chaque processus. Les désintégrations dans le canal complètement hadronique ne sont pas incluses dans ces échantillons.

des échantillons de données simulées, grâce auxquels les contributions de ces bruits de fond irréductibles sont estimées par association des particules reconstruites aux particules produits par le générateur (*truth-matching*).

6.2.1 Les évènements W +jets

Les évènements de type W + jets pour lesquels un lepton isolé et un neutrino sont produits par désintégration du W constitue l'un des principaux bruits de fond pour les canaux semi-leptoniques. Ils constituent également une source de contamination pour l'évaluation des taux de leptons mal identifiés, comme indiqué en 7.4.2. Des échantillons d'évènements simulés avec le générateur Alpgen interfacé avec Herwig/Jimmy sont utilisés pour la modélisation de ce bruit de fond. Pour chaque canal $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$ et $W \rightarrow \tau\nu$ six échantillons ont été produits par la collaboration, contenant de 0 à 5 partons supplémentaires dans l'état final. Le nombre de partons dans chaque échantillon de données est évalué en tenant compte de ceux émis lors de l'interaction des deux partons des protons en collision et de ceux émis par radiation de gluons lors du processus d'hadronisation, grâce à la procédure dite MLM [137]. L'utilisation d'échantillons différents selon la multiplicité des partons plutôt que d'un seul échantillon inclusif par canal permet de mieux modéliser ce bruit de fond, pour des analyses dépendant de la multiplicité des jets.

Par ailleurs, des échantillons contenant au moins un quark c (ou $\bar{c}$), ou une paire $c\bar{c}$ ou une paire $b\bar{b}$ parmi les partons supplémentaires sont utilisés (respectivement 5, 4 et 4 échantillons pour l'ensemble des 3 canaux). Ces échantillons enrichis permettent une meilleure compréhension des effets de l'étiquetage des jets de b lors des mesures présentées au chapitre 7 dans le canal électron plus jet. Ces échantillons sont produits avec les mêmes générateurs que pour les échantillons inclusifs. Pour tenir compte du recouvrement des échantillons inclusifs avec les échantillons enrichis en saveur lourde, une procédure de non-recouvrement permet de déterminer si un évènement de l'échantillon inclusif ne contient que des partons légers ou si il est du même type que ceux générés pour les échantillons enrichis (outil HFOR¹ [138]). Ceux-ci sont donc exclus pour éviter un double comptage, lors de l'analyse finale combinant les échantillons inclusifs et enrichis.

Les échantillons décrits plus haut doivent être normalisés pour tenir compte de la mauvaise prédiction des sections efficaces totales de production par le générateur Alpgen, qui est un générateur à l'ordre dominant (LO). Pour cela les prédictions des section efficaces des processus W +jets à l'ordre sous-sous-dominant (NNLO) [139] sont utilisées pour calculer les facteurs-K.

¹Heavy Flavor Overlap Removal.

La table 6.3 donne la liste des section efficaces des échantillons utilisés ainsi que les facteurs-K correspondants.

Échantillon	Section efficace[pb] $\times$ BR	Facteur-K
$W_{e\nu}\text{NP0}$	6930.50	1.196
$W_{e\nu}\text{NP1}$	1305.30	1.196
$W_{e\nu}\text{NP2}$	378.13	1.196
$W_{e\nu}\text{NP3}$	101.86	1.196
$W_{e\nu}\text{NP4}$	25.68	1.196
$W_{e\nu}\text{NP5}$	6.99	1.196
$W_{\mu\nu}\text{NP0}$	6932.40	1.195
$W_{\mu\nu}\text{NP1}$	1305.90	1.195
$W_{\mu\nu}\text{NP2}$	378.07	1.195
$W_{\mu\nu}\text{NP3}$	101.85	1.195
$W_{\mu\nu}\text{NP4}$	25.72	1.195
$W_{\mu\nu}\text{NP5}$	7.00	1.195
$W_{\tau\nu}\text{NP0}$	6931.80	1.195
$W_{\tau\nu}\text{NP1}$	1304.90	1.195
$W_{\tau\nu}\text{NP2}$	377.93	1.195
$W_{\tau\nu}\text{NP3}$	101.96	1.195
$W_{\tau\nu}\text{NP4}$	25.71	1.195
$W_{\tau\nu}\text{NP5}$	7.00	1.195
$W_{c\text{NP0}}$	644.4	1.2
$W_{c\text{NP1}}$	205.0	1.2
$W_{c\text{NP2}}$	50.8	1.2
$W_{c\text{NP3}}$	11.4	1.2
$W_{c\text{NP4}}$	2.8	1.2
$W_{cc\text{NP0}}$	127.53	1.2
$W_{cc\text{NP1}}$	104.68	1.2
$W_{cc\text{NP2}}$	52.08	1.2
$W_{cc\text{NP3}}$	16.96	1.2
$W_{bb\text{NP0}}$	47.35	1.2
$W_{bb\text{NP1}}$	35.76	1.2
$W_{bb\text{NP2}}$	17.33	1.2
$W_{bb\text{NP3}}$	7.61	1.2

TABLE 6.3: Liste des échantillons de données simulées de type W +jets utilisés. Le nombre indiqué après "NP" donne le nombre de partons supplémentaires. La section efficace prédite par le générateur multipliée par le rapport d'embranchement (BR) et le facteur-K sont indiqués pour chaque processus.

Les bosons W positivement chargés sont produits en plus grand nombre que ceux négativement chargés au LHC, car il s'agit d'un collisionneur proton-proton : contrairement à la situation du Tevatron il n'a y pas symétrie de charge de l'état initial de la collision. Le rapport du nombre de W^+ et de W^- est prédit avec une précision de l'ordre de quelques pour-cents. Des facteurs correctifs ont été calculés pour tenir compte de la différence de ce rapport observée entre les données et la simulation. Les valeurs de ce facteur correctif sont indiquées table 6.4.

Nombre de jets	Canal e+jets		Canal μ +jets	
	pretag	b-tag	pretag	b-tag
1	0.91	0.85	0.98	0.95
2	0.87	0.81	0.94	0.91
3	0.86	0.80	0.86	0.83
≥ 4	0.90	0.83	0.83	0.80

TABLE 6.4: Liste des facteurs correctifs appliqués aux évènements W +jets simulés pour tenir compte de l'asymétrie de charge. Les valeurs relatives aux cas où un jet passant le critère d'étiquetage des jets de b est requis ou non sont indiquées, pour des évènements contenant 1,2,3 ou au moins 4 jets.

6.2.2 Les évènements de Drell-Yan

Les évènements de Drell-Yan contiennent une paire de leptons de charges opposées et de même saveur issus de la désintégration d'un boson-vecteur Z ou γ ; ces bosons peuvent être hors couche de masse : la distribution de masse invariante vraie des deux leptons issus de ces processus forme un continuum avec un pic autour de la masse du Z à ~ 91 GeV. Pour chacun des canaux $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$ et $Z \rightarrow \tau\tau$ six échantillons d'évènements simulés avec le générateur Alpgen interfacé avec Herwig/Jimmy ont été produits par la collaboration, contenant de 0 à 5 partons supplémentaires dans l'état final. Les évènements de Drell-Yan constituent le principal bruit de fond pour les canaux dileptoniques pour lesquels deux leptons de charge opposées explicitement identifiés sont requis lors de la sélection, mais également dans les canaux semi-leptoniques lorsque seul l'un des deux leptons satisfait les coupures d'identification. Dans les canaux leptoniques, la désintégration de la paire $t\bar{t}$ donne lieu à de l'énergie transverse manquante. Le canal $\tau\tau$ contribue en raison de la désintégration des taus en produisant un électron ou un muon en association avec de l'énergie transverse manquante. Par ailleurs, les canaux ee , $\mu\mu$ contribuent malgré des critères de sélection imposant la présence d'énergie transverse manquante, en raison des effets expérimentaux affectant la mesure de celle-ci. La table 6.5 donne la liste des section efficaces des échantillons utilisés ainsi que les facteurs-K correspondants.

6.2.3 Les évènements di-bosons

Les évènements dits di-bosons sont issus de la désintégration d'une paire de bosons-vecteurs électrofaibles. Ces processus sont de trois types : WW , WZ et ZZ . Chacun des trois canaux constitue un bruit de fond pour les canaux leptoniques de désintégration des paires $t\bar{t}$, car des leptons isolés sont produits en association avec des neutrinos. Des échantillons d'évènements di-bosons simulés avec le générateur Herwig/Jimmy ont été produits par la collaboration. La table 6.6 donne la liste des sections efficaces des échantillons utilisés ainsi que les facteurs-K correspondants.

6.2.4 Les évènements *single-top*

Les évènements où un quark top est produit par interaction faible sont appelés top célibataire ou *single-top* (cf. chapitre 1). Les topologies résultant de la désintégration par voie leptonique de ces quark top peuvent ressembler aux topologies des évènements $t\bar{t}$ dans les canaux leptoniques. Pour les voies s et t , lorsque le quark top se désintègre par voie leptonique la topologie de l'état final ressemble à celle d'un évènement $t\bar{t}$ dans les canaux semi-leptoniques : un lepton isolé, de

Échantillon	Section efficace[pb] $\times$ BR	Facteur-K
$Zee\text{NP}0$	668.32	1.25
$Zee\text{NP}1$	134.36	1.25
$Zee\text{NP}2$	40.54	1.25
$Zee\text{NP}3$	11.16	1.25
$Zee\text{NP}4$	2.88	1.25
$Zee\text{NP}5$	0.83	1.25
$Z\mu\mu\text{NP}0$	668.68	1.25
$Z\mu\mu\text{NP}1$	134.14	1.25
$Z\mu\mu\text{NP}2$	40.33	1.25
$Z\mu\mu\text{NP}3$	11.19	1.25
$Z\mu\mu\text{NP}4$	2.75	1.25
$Z\mu\mu\text{NP}5$	0.77	1.25
$Z\tau\tau\text{NP}0$	668.40	1.25
$Z\tau\tau\text{NP}1$	134.81	1.25
$Z\tau\tau\text{NP}2$	40.36	1.25
$Z\tau\tau\text{NP}3$	11.25	1.25
$Z\tau\tau\text{NP}4$	2.79	1.25
$Z\tau\tau\text{NP}5$	0.77	1.25

TABLE 6.5: Liste des échantillons de données simulées de type Z +jets utilisés. Le nombre indiqué après "NP" donne le nombre de partons supplémentaires. La section efficace prédite par le générateur multipliée par le rapport d'embranchement (BR) et le facteur-K sont indiqués pour chaque processus.

Échantillon	Section efficace[pb] $\times$ BR	Facteur-K
WW	11.5003	1.48
ZZ	0.9722	1.3
WZ	3.4641	1.6

TABLE 6.6: Liste des échantillons de données simulées de type dibosons+jets utilisés. La section efficace prédite par le générateur multipliée par le rapport d'embranchement (BR) et le facteur-K sont indiqués pour chaque processus.

l'énergie transverse manquante et des jets. Pour la production associée Wt , le W et le top peuvent se désintégrer simultanément par voie leptonique, donnant une topologie dileptonique : deux leptons isolés, de l'énergie transverse manquante et des jets, mais un seul jet de b . Par conséquent ce canal est un bruit de fond pour les désintégrations dileptoniques des paires $t\bar{t}$. Pour chacune des voies s et t , trois échantillons d'événements simulés sont utilisés, un pour chaque canal de désintégration leptonique du W issu du quark top. Pour la production associée Wt un échantillon inclusif est utilisé. Ces échantillons ont été produits avec le générateur MC@NLO interfacé avec Herwig/Jimmy. La table 6.7 donne la liste de ces échantillons avec le produit de leurs sections efficaces et de leurs rapports d'embranchement, ainsi que le facteur-K correspondant.

Échantillon	Section efficace[pb] $\times$ BR	Facteur-K
voie s $e\nu$	0.47	1.064
voie s $\mu\nu$	0.47	1.064
voie s $\tau\nu$	0.47	1.064
voie t $e\nu$	7.12	0.979
voie t $\mu\nu$	7.12	0.979
voie t $\tau\nu$	7.10	0.982
Wt	14.59	1.079

TABLE 6.7: Liste des échantillons de données simulées de type *single-top* utilisés. La section efficace prédite par le générateur multipliée par le rapport d'embranchement (BR) et le facteur-K sont indiqués pour chaque processus.

6.2.5 Les leptons mal identifiés

Certains processus contribuent aux bruits de fond du fait d'une mauvaise identification des leptons dans l'état final. Parmi eux, les événements multi-jets résultent d'interactions donnant des quarks autres que le quark top dans l'état final. La présence d'une paire $b\bar{b}$ parmi ces quarks peut accentuer la ressemblance avec la désintégration semi-leptonique d'une paire $t\bar{t}$ de ces événements, qui contribuent la principale source de leptons mal identifiés pour ce canal. Pour les canaux dileptoniques, les événements W +jets pour lesquels l'un des jets est identifié à tort comme un lepton constitue la principale source d'événements ayant un lepton mal identifié, ainsi que les désintégrations de paires $t\bar{t}$ dans un canal semileptonique qui peuvent également être identifiées à tort comme une désintégration dans un canal dileptonique.

La contribution de ces événements sélectionnés du fait d'une mauvaise identifications des leptons est évaluée à partir de méthodes basées sur les données, principalement en raison de la mauvaise connaissance des sections efficaces de production des événements multi-jets. Le chapitre 7 est consacré à l'évaluation cette contribution grâce à la méthode de la matrice.

6.3 Reconstruction et identification des objets

Les événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans les canaux leptoniques contiennent dans leur état final des jets, des leptons isolés et de l'énergie transverse manquante. La collaboration ATLAS a développé des procédures de reconstruction, d'identification et d'étalonnage pour chacun de ces objets. Grâce aux nombreuses mesures de performances réalisées par les groupes de performances combinées, le groupe dédié aux analyses dédiées au quark top a rassemblé un certain nombre de recommandations sur la sélection et l'étalonnage de ces objets. Ces recommandations ont fait l'objet d'une note interne, dite "top-reconstruction 2011" [114] dont les principaux résultats sont résumés dans cette section.

Les études présentées au chapitre 5 ont été réalisées grâce à la version 16 d'athena, tout comme les mesures réalisées par la collaboration utilisant les données collectées en 2011 jusqu'à l'arrêt technique de septembre, correspondant à environ 2 fb^{-1} de luminosité intégrée. L'amélioration de la compréhension du détecteur en 2010 et 2011 a permis une ré-optimisation des procédures d'étalonnage, de reconstruction et d'identification des objets. Ces modifications qui concernent notamment l'identification des électrons ont été implémentées dans la version 17 d'athena qui est utilisée pour l'analyse de l'intégralité des données collectées en 2011, en particulier pour les études sur les événements $t\bar{t}$ présentées dans les chapitres suivants.

6.3.1 Déclenchement

Dans les canaux leptoniques, le déclenchement de l'acquisition est réalisé au niveau de l'*event filter* (EF, cf. section 2.3.2) à partir d'électrons ou de muons. Les *menus* de déclenchement utilisés dépendent de la période de prise de données à cause de l'évolution de la luminosité instantanée, imposant l'augmentation des seuils en énergie transverse et l'imposition de critères plus stricts.

Pour les électrons, un menu appelé EF_e20_medium requérant un électron satisfaisant les critères d'identification *medium* d'impulsion transverse au moins égale à 20 GeV fut utilisé pour la première période de l'année 2011. Puis le seuil en énergie transverse fut relevé à 22 GeV (EF_e22_medium). Enfin, la transition à la version 17 d'athena a permis l'implémentation de menus de meilleure performance en terme de rejet des bruits de fond. Pour la période de prises de données s'étendant de septembre à novembre 2011 un menu appelé EF_e22vh_medium1 fut utilisé, pour lequel un électron de 22 GeV satisfaisant les critères d'identification *medium* ré-optimisés pour la version 17 (cf. infra) est requis, avec une condition de veto du cœur hadronique de l'amas de déclenchement au niveau L1. Pour éviter une perte d'efficacité due à cette condition supplémentaire destinée à améliorer le rejet des jets, le *menu* EF_e45vh_medium1 avec un seuil en énergie transverse porté à 45 GeV est également utilisé pour cette même période.

Pour les muons, un *menu* appelé EF_mu18 requérant un muon d'énergie transverse au moins égale à 18 GeV fut utilisé dans un premier temps. Puis, un *menu* utilisant le même seuil en énergie transverse mais requérant un muon reconstruit avec des critères plus restrictifs est utilisé (EF_mu18_medium). La figure 6.6 montre les efficacités de déclenchement - définie comme la probabilité pour le lepton de déclencher l'acquisition - pour les *menus* EF_e20_medium et EF_mu18, en fonction de l'énergie transverse.

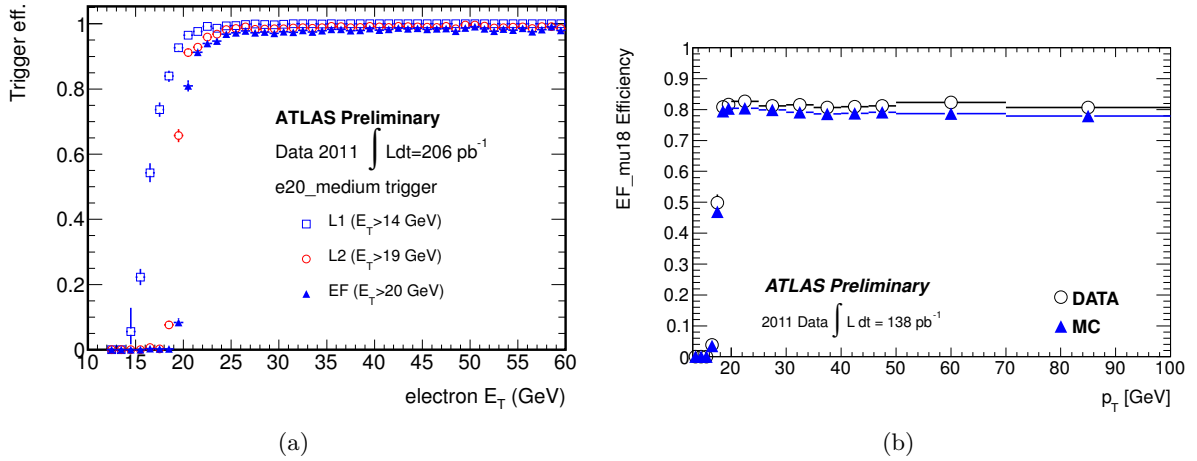


FIGURE 6.6: Efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie transverse de l'électron pour le *menu* EF_e20_medium (a). L'efficacité est mesurée pour un électron satisfaisant les critères d'identification tight par la méthode du *tag-and-probe*, à partir de données collectées en 2011 correspondant à 206 pb^{-1} [140, 141]. L'efficacité est montrée pour les trois niveaux successifs de déclenchement.

Efficacité de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse du muon pour le *menu* EF_mu18 (b). L'efficacité est mesurée par la méthode du *tag-and-probe*, à partir de données collectées en 2011 correspondant à 138.5 pb^{-1} [142].

6.3.2 Les électrons

Les critères de sélection des électrons optimisés pour les études sur le quark top visent à extraire les électrons isolés issus des désintégrations des bosons W et Z et à rejeter les différents bruits de fond comme les jets, les électrons produits dans les jets de saveur lourde et les électrons de conversion.

Les électrons sont reconstruits grâce à l'algorithme standard (cf. section 4.3.3). Les critères d'identification *isem* utilisés dans la version 17 ont été modifiés par rapport à ceux définis à la section 4.4.1 pour la version 15 d'athena (cf. table 4.4) et modifiés pour la version 16 pour les études menées en 2010 (cf. section 5.2.2). Les efficacités attendues pour ces niveaux de sélection ré-optimisés sont l'ordre de 95 % au niveau *loose*, 85 % au niveau *medium* et 78 % au niveau *tight* pour des électrons de Z . Pour les variables calorimétriques, des critères ont été ajoutés au niveau *loose* sur les variables E_{ratio} et w_{stot} - caractérisant l'étalement des gerbes dans le premier compartiment - en plus des critères sur la fuite hadronique et sur les variables R_η et $w_{\eta 2}$ - caractérisant l'étalement de la gerbe dans le second compartiment. Les seuils pour ces critères sont plus sévères au niveau *medium* et ont été ré-optimisés par rapport à la version 16 d'athena. En ce qui concerne la qualité des traces, un critère a été ajouté au niveau *loose*, imposant au moins 1 point d'impact dans le détecteur à pixels pour un total d'au moins 7 points d'impact dans les détecteurs à silicium². Au moins 1 point d'impact dans la couche la plus interne du détecteur à pixels pour la région $|\eta| < 2.01$, et un total d'au moins 2 points d'impact dans le détecteur à pixels pour $|\eta| > 2.01$ sont requis par ailleurs au niveau *medium*. Au niveau *tight* le critère sur la plus interne du détecteur à pixels est étendu à toute la gamme de pseudo-rapacité. Pour l'association entre la trace et l'amas, le critère sur la différence de pseudo-rapacité est imposé pour le niveau *loose* ($|\Delta\eta| < 0.015$) en plus d'une application plus sévère au niveau *tight* ($|\Delta\eta| < 0.005$). Enfin, le critère sur la fraction de points d'impacts de haut seuil dans le trajectographe à rayonnement de transition (TRT) imposé au niveau *tight* l'est également au niveau *medium*, de façon moins sévère.

Les électrons dont l'amas calorimétrique associé est situé dans la zone de transition entre la partie tonneau et la partie bouchon du calorimètre électromagnétique ($1.37 < |\eta| < 1.52$) ou bien situé dans une zone du calorimètre considérée comme problématique pour la période de prises de données considérée (cf. section 2.3.4) sont exclus. Par ailleurs, l'énergie transverse est calculée comme $E_T = E_{\text{clus}} / \cosh(\eta_{\text{track}})$ où E_{clus} est l'énergie de l'amas calorimétrique et η_{track} la pseudo-rapacité de la trace. Cette énergie transverse doit être supérieure à 25 GeV pour que l'efficacité de déclenchement soit proche de 100 % étant donné les *menus* utilisés (cf. figure 6.6).

Pour rejeter les électrons provenant des jets de saveurs lourdes, des critères d'isolation sont imposés. Deux types de variables d'isolation sont définies.

- L'isolation calorimétrique est l'énergie déposée dans les cellules des calorimètres dans un cône autour de l'électron reconstruit, à l'exception des cellules contenues dans une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ (en unité de taille de cellule du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0205$) [143]. La figure 6.7 est un schéma dans le plan η, ϕ montrant les cellules dont l'énergie est sommée, pour un cône de taille $\Delta R = 0.40$. Cette isolation calorimétrique est corrigée pour tenir compte de l'énergie déposée par l'électron à l'extérieur de la fenêtre 5×7 ; on parle de fuite (*leakage*) à l'extérieur du cœur du cône. Cette fuite est d'autant plus importante que l'énergie transverse

²Ce critère de qualité des traces était présent dans la définition de la sonde pour l'étude menée sur les mesures d'efficacités sur les électrons de J/ψ présentée au chapitre précédent (cf. section 5.2.4.2)

de l'électron est grande. D'autre part, une correction est appliquée pour tenir compte de l'énergie déposée du fait de l'empilement et de l'évènement sous-jacent.

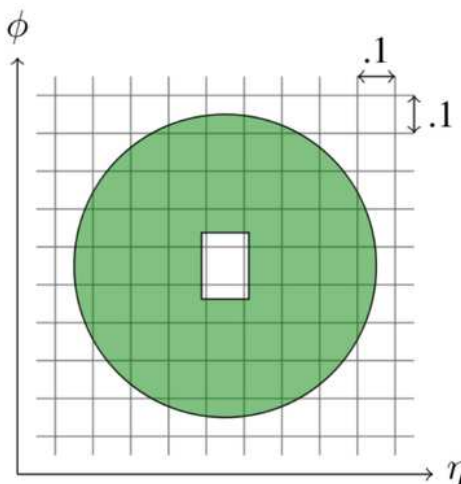


FIGURE 6.7: Schéma dans le plan η, ϕ montrant les cellules dont l'énergie est sommée pour le calcul de l'isolation calorimétrique, pour un cône de taille $\Delta R = 0.40$. La fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 7$ au centre du cône sont exclues de la sommation.

- L'isolation dans le trajectographe est définie comme la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône autour de l'électron reconstruit. Les traces considérées ont au moins un point d'impact dans la couche la plus interne du détecteur à pixels et au moins 9 points d'impact dans les détecteurs à silicium, un paramètre d'impact transverse (resp. longitudinal) inférieur à 1.5 mm (resp. 1.0 mm) et une impulsion transverse supérieure à 0.4 GeV.

La collaboration a réalisé un travail d'optimisation permettant d'obtenir un bon rapport signal sur bruit pour l'ensemble des analyses relatives au quark top. Lors de précédentes études portant sur les processus $t\bar{t}$ [144], un critère basé sur l'isolation calorimétrique uniquement était imposé aux électrons reconstruits. En vue d'harmoniser les critères de sélection entre les analyses - notamment avec les études sur le *single-top* - il fut décidé d'utiliser l'isolation calorimétrique dans un cône de taille $\Delta R = 0.20$ appelée $E_{T\text{cone}20}$ et l'isolation dans le trajectographe dans un cône de taille $\Delta R = 0.30$ appelée $p_{T\text{cone}30}$. Les valeurs de $E_{T\text{cone}20}$ et $p_{T\text{cone}30}$ doivent rester inférieures à des seuils qui dépendent de E_T et η . Ces seuils ont été optimisés pour garantir une efficacité d'isolation - i.e. une fraction de vrais électrons satisfaisant ce critère - pour des électrons *tight* d'environ 90% à partir de mesures basées sur d'évènements $Z \rightarrow ee$ simulés. Enfin, les électrons dont la distance ΔR avec le jet le plus proche satisfaisant les critères de sélection définis à la section 6.3.4 (à l'exception du critère de non-recouvrement) est inférieure à 0.4 sont exclus.

6.3.3 Les muons

De la même façon, les critères de sélection des muons visent à extraire les muons isolés issus des désintégrations des bosons W et Z .

Les muons sont reconstruits grâce à un algorithme associant les traces dans le trajectographe interne et dans les spectromètres à muons grâce à un réajustement global des traces. Les traces des muons reconstruits doivent satisfaire des critères de qualité : le nombre de points d'impacts dans le détecteurs à pixels doit être au moins égal à 2, dont un point d'impact dans la couche la plus interne, et le nombre de points d'impact dans le SCT doit être au moins égal à 6. De plus, le nombre de points d'impacts dans le trajectographe à rayonnement de transition³ doit être au moins égal à 5 pour $|\eta| < 1.9$, et la fraction de points d'impacts aberrants dans ce sous-détecteur associés à une trace ne doit pas excéder 0.9 si le nombre de points d'impacts est au moins égal à 5. Les muons reconstruits doivent être contenus dans la zone d'acceptance des chambres à muons $|\eta| < 2.5$ et leur impulsion transverse doit être au moins égale à 20 GeV pour que l'efficacité de déclenchement soit proche de 100 % étant donné les *menus* utilisés (cf. figure 6.6).

Pour rejeter les muons produits dans les jets de saveurs lourdes des critères d'isolation sont imposés. Comme pour les électrons, l'isolation calorimétrique et l'isolation dans le trajectographe sont utilisées conjointement, mais avec un seuil uniforme pour chacun des deux critères. L'isolation calorimétrique $E_{T\text{cone}20}$ pour un cône de taille $\Delta R = 0.20$ doit rester inférieure à 4 GeV tandis que l'isolation dans le trajectographe $p_{T\text{cone}30}$ pour un cône de taille $\Delta R = 0.30$ doit rester inférieure à 2.5 GeV. De plus les muons dont la distance ΔR avec le jet le plus proche satisfaisant les critères de sélection définis à la section 6.3.4 est inférieure à 0.4 sont exclus.

Enfin, les évènements pour lesquels un muon satisfaisant l'ensemble de ces critères et un électron satisfaisant l'ensemble des critères décrits à la section 6.3.2 sont exclus.

6.3.4 Les jets

Des critères de sélection permettent de sélectionner des jets de haute énergie transverse, étalonnés pour tenir compte de bruits de fonds d'origine instrumentale comme les collisions d'empilement.

Dans ATLAS, les jets sont reconstruits grâce l'algorithme anti- k_t [145] grâce à des amas topologiques (cf. section 4.3.4.2) de cellules des calorimètres contenus dans un cône de taille $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = \Delta R < 0.4$. L'énergie de ces cellules est d'abord étalonnée comme celle provenant d'électrons ou de photons (*electromagnetic scale*). Puis une correction est appliquée pour tenir compte des collisions d'empilement selon le nombre moyen d'interactions dans le *lumi*block dont l'évènement considéré est extrait, selon le nombre de vertex primaires reconstruits pour cet évènement, et selon la pseudo-rapacité. Enfin, l'énergie du jet est étalonnée pour tenir compte du caractère hadronique du flot de particules (*hadronic scale*). Cette procédure permet la reconstruction de jets dans la gamme d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV. Un autre ensemble de jets appelés *soft jets* est reconstruit dans la gamme $7 < p_T < 20$ GeV sans procédure d'étalonnage hadronique. Pour les analyses décrites dans cette thèse, les jets sont sélectionnés si leur énergie transverse est au moins égale à 25 GeV et si leur pseudo-rapacité est inférieure à 2.5 en valeur absolue. De plus, un critère de non-recouvrement des électrons est imposé pour ne pas considérer à tort des électrons comme des jets ; les jets situés à une distance $\Delta R < 0.20$ d'un électron satisfaisant les critères de sélection définis à la section 6.3.2.

Des dépôts d'énergie dans les calorimètres dus à des problèmes matériels, à des gerbes créées par des rayons cosmiques ou bien à l'interaction de protons des faisceaux avec le gaz raréfié contenu dans le tube du LHC peuvent être reconstruits comme des jets appelés *bad jets*. Ces *bad jets* sont rejetés grâce à un certains nombre de critères décrits dans la référence [146]. Pour rejeter les jet reconstruits à cause des collisions d'empilement, les jets sélectionnés doivent avoir une fraction de traces provenant du vertex primaire supérieure à 0.75.

³Le TRT couvre la zone $|\eta| < 2.0$ seulement.

6.3.5 Étiquetage des jets de b

La désintégration d'un quark top via $t \rightarrow Wb$ donne lieu à la création d'au moins un jet de quark b. Par conséquent un critère de sélection imposant l'étiquetage d'un jet comme jet de b permet d'augmenter le rapport signal sur bruit pour certaines analyses. Par ailleurs, un tel critère est utilisé pour déterminer l'influence des leptons contenus dans les jets de b dans l'estimation de la contribution des leptons mal identifiés dans les événements $t\bar{t}$ présentée au chapitre 7.

Cet étiquetage est réalisé à l'aide d'un ensemble d'algorithmes développés au sein de la collaboration. La figure 6.8 donne l'efficacité d'étiquetage des jets de b en fonction du taux de rejet des jets légers ainsi que la variation de ce taux de rejet en fonction de l'impulsion transverse du jet lorsque cette efficacité est de l'ordre de 60 %, pour différents algorithmes décrits dans la référence [147] dont 3 sont utilisés pour les analyses relatives au quark top. L'algorithme IP3D utilise les paramètres d'impacts transverse et longitudinal des traces associées aux jets, à partir desquels un poids est calculé d'après les distributions extraites de données simulées. L'algorithme SV1 est basé quant à lui sur la reconstruction du vertex secondaire formé par les produits de désintégration du hadron B. Enfin, l'algorithme JetFitter exploite la topologie des désintégrations des hadrons de quarks b et c à l'intérieur des jets.

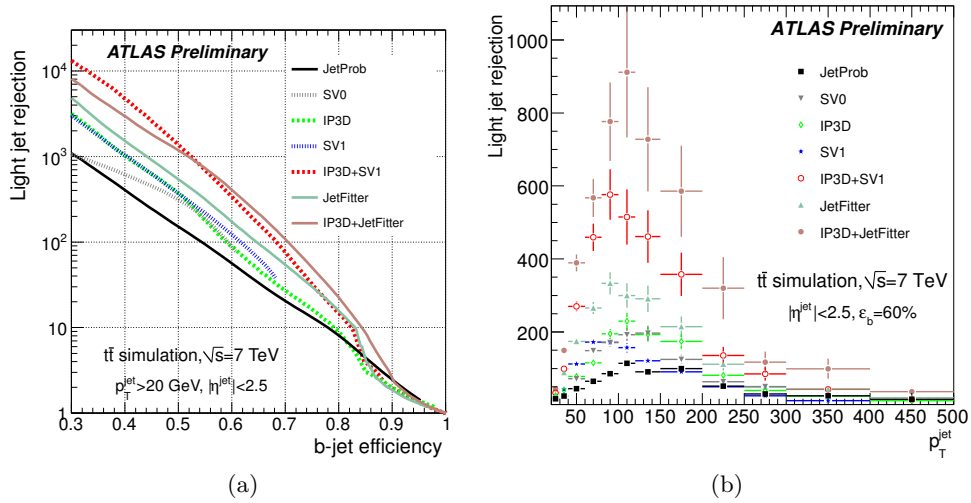


FIGURE 6.8: Efficacité d'étiquetage des jets de b en fonction du facteur de rejet des jets légers (a) et facteur de rejet des jets légers en fonction de l'impulsion transverse pour une efficacité de 60% (b) pour les différents algorithmes d'étiquetage.

La combinaison de ces trois algorithmes est appelé MV1. Elle est réalisée grâce à un réseau de neurones qui a pour point de départ les poids attribués par IP3D, SV1 et JetFitter et le p_T et le η des jets. Le poids attribué par MV1 est utilisé pour l'étiquetage des jets de b. Les jets sont étiquetés si le poids w_{MV1} attribué par MV1 vérifie $w_{\text{MV1}} > 0.601713$, point de fonctionnement pour lesquels l'efficacité d'étiquetage est de l'ordre de 70 %.

6.3.6 L'énergie transverse manquante

La mesure de l'énergie transverse manquante est un facteur important pour l'étude des canaux de désintégration leptoniques des paires $t\bar{t}$ puisqu'un neutrino est produit. Elle est estimée

grâce à l'énergie déposée dans les cellules des calorimètres et grâce à l'énergie des muons reconstruits. Les dépôts d'énergie sont étalonnés en tenant compte de la nature des objets avec lesquels ils sont associées. L'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ est donnée par :

$$\cancel{E}_T = \sqrt{(\cancel{E}_x)^2 + (\cancel{E}_y)^2}, \quad (6.3)$$

où les termes $\cancel{E}_x$ et $\cancel{E}_y$ sont les deux composantes de l'énergie transverse manquante, respectivement selon les deux directions dans le plan transverse x et y . Chacun de ces deux termes est donné par :

$$\cancel{E}_{x,y} = E_{x,y}^{\text{RefElec}} + E_{x,y}^{\text{RefJet}} + E_{x,y}^{\text{RefSoftJet}} + E_{x,y}^{\text{RefMuon}} + E_{x,y}^{\text{RefCellOut}}. \quad (6.4)$$

Dans l'équation 6.4 le terme $E_{x,y}^{\text{RefElec}}$ correspond à l'énergie associée aux électrons, $E_{x,y}^{\text{RefJet}}$ à celle associée aux jets, $E_{x,y}^{\text{RefSoftJet}}$ à celle associée aux *soft jets*; $E_{x,y}^{\text{RefMuon}}$ correspond à l'énergie des muons reconstruits et $E_{x,y}^{\text{RefCellOut}}$ correspond à l'énergie déposée dans les calorimètres associée à aucun de ces objets. L'ordre de sommation dans cette équation correspond à l'ordre d'association de l'énergie déposée dans les calorimètres.

Chapitre 7

Les électrons mal identifiés pour les études sur le quark top

Quand un problème est compliqué, il faut lui trouver une solution complexe.

Edgar Faure

Sommaire

7.1	Les électrons mal identifiés	168
7.1.1	Définition	168
7.1.2	Les sources de leptons mal identifiés	169
7.1.2.1	Les hadrons	169
7.1.2.2	Les leptons provenant des jets issus de quarks de saveur lourde	170
7.1.2.3	Les électrons de conversion	170
7.2	La méthode de la matrice	170
7.2.1	Principe de la méthode	170
7.2.2	Cas des canaux semi-leptoniques	171
7.2.3	Cas des canaux dileptoniques	172
7.2.4	Définition des critères d'identification relâchés	173
7.2.4.1	Cas des électrons	173
7.2.4.2	Cas des muons	174
7.2.5	Les autres méthodes	174
7.3	Mesure des efficacités d'identification des électrons	174
7.3.1	Sélection des événements	174
7.3.2	Soustraction du bruit de fond et mesure	175
7.3.3	Résultats	176
7.4	Mesure des taux de "faux électrons"	177
7.4.1	Sélection des événements	178
7.4.2	Soustraction du bruit de fond et mesure	178
7.4.3	Influence de la composition des "faux électrons"	178
7.4.4	Résultats	181
7.4.5	Taux de "faux" électrons dans la région de signal	183

7.5	Estimation du nombre d'évènements contenant des leptons mal identifiés	184
7.5.1	Canal électron plus jets	185
7.5.1.1	Mise en œuvre de la méthode	185
7.5.1.2	Résultats	185
7.5.2	Canaux dileptoniques	194
7.5.2.1	Mise en œuvre de la méthode	194
7.5.2.2	Résultats	194

Comme indiqué au chapitre 6, des leptons de haute impulsion transverse sont produits lors de la désintégration des paires $t\bar{t}$ par voies semi-leptonique ou dileptonique. Outre les bruits de fonds provenant des processus du modèle standard ayant la même topologie, des évènements sont sélectionnés contenant des objets reconstruits et identifiés à tort comme des leptons de signal, isolés. Ces évènements sont principalement le résultat de processus multi-jets ou d'évènements W +jets.

La part de tels évènements dans l'échantillon sélectionné est fortement dépendante d'effets du détecteur. C'est pourquoi, pour estimer ces bruits de fond, des méthodes basées sur les données de collision sont utilisées préférentiellement à des estimations basées sur les données simulées. Dans ce chapitre est présentée une étude réalisée pour l'estimation de la contribution des évènements contenant des leptons mal identifiés dans les évènements $t\bar{t}$ à l'aide de la méthode de la matrice, menée dans le cadre de la préparation des analyses utilisant l'intégralité des données de collisions collectées en 2011 pour les conférences d'hiver et d'été 2012. Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse a consisté à mesurer dans le cas des électrons les efficacités et les taux de leptons mal identifiés - ingrédients de départ de la méthode de la matrice - pour un usage commun aux analyses relatives au quark top dans ATLAS. Le produit de cette étude est inclus dans la note interne dite "top-reconstruction 2011" [114] qui résume les recommandations communes de la collaboration pour les analyses autour du quark top. Les résultats préliminaires présentés dans ce chapitre ont été obtenus pour les conférences d'hiver 2012, et une mise à jour est en cours pour les conférences d'été.

Après une présentation détaillée de la nature des leptons mal identifiés et des méthodes d'estimation de ces évènements communément utilisées, la méthode de la matrice est présentée. Puis, la mesure des efficacités et des taux d'électrons mal identifiés réalisée dans le cadre de cette thèse est exposée - la mesure pour les muons fut l'objet de travaux au sein de la collaboration et n'est pas présentée. Enfin, l'application de la méthode de la matrice aux canaux semi-leptoniques et dileptoniques permet l'estimation des contributions dues aux leptons mal identifiés qui sont montrées à la fin de ce chapitre.

7.1 Les électrons mal identifiés

7.1.1 Définition

Les critères de sélection des leptons définies en 6.3 permettent de sélectionner les vrais leptons issus de la désintégration des bosons W , en particulier ceux issus de la désintégration des quarks top. Ces critères identifient également comme tel d'autres objets, qui constituent un bruit de fond. Ces objets identifiés à tort comme des leptons issus de W sont communément désignés par l'expression "faux leptons" (*fake leptons*). L'utilisation de ce vocable est abusif, car comme il sera montré par la suite ces objets peuvent être de vrais leptons non issus de désintégration

de W . De façon similaire on utilisera l'expression "vrais leptons" pour désigner les leptons issus de désintégration de W .

7.1.2 Les sources de leptons mal identifiés

Les "faux leptons" correspondent à plusieurs types de particules qui bien que satisfaisant les critères d'identification ont des signatures expérimentales différentes.

7.1.2.1 Les hadrons

Comme indiqué dans le chapitre 4 pour le cas des électrons, les hadrons peuvent être considérés à tort comme des leptons par les algorithmes de reconstruction et d'identification. Il constitue une source de "faux leptons" pour les analyses $t\bar{t}$.

Dans le cas des électrons, les dépôts d'énergie des hadrons dans le calorimètre électromagnétique peuvent satisfaire les critères d'identification des électrons relatifs à la forme des gerbes et être associés à une trace. La figure 7.1 montre de façon schématique cette situation dans le cas du dépôt d'énergie par un π^0 au voisinage d'une trace à laquelle il est associé de façon accidentelle. Les études menées en 4.4.1 ont permis de montrer les différences de signatures expérimentales entre les vrais électrons et les hadrons. Rappelons que typiquement, une identification dure (*tight*) des électrons implique un facteur de rejet des jets de l'ordre de 10^5 .



FIGURE 7.1: Schéma montrant l'association accidentelle d'une trace et d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique créé par un π^0 , conduisant à la reconstruction d'un faux électron.

Dans le cas des muons, la désintégration en vol des mésons chargés peut aboutir à l'identification du muon de l'état final comme étant un muon de signal. La figure 7.2 montre la désintégration d'un K^+ en paire $\mu^+\nu_\mu$.

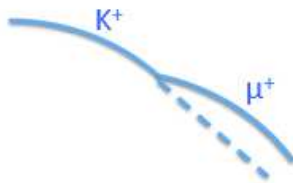


FIGURE 7.2: Schéma montrant la désintégration d'un K^+ avec un muon dans l'état final pouvant être identifié comme un muon de signal.

7.1.2.2 Les leptons provenant des jets issus de quarks de saveur lourde

Les leptons produits à l'intérieur des jets de saveur lourde constituent un autre type de "faux leptons". Ces électrons proviennent de désintégrations semileptoniques directes ($b \rightarrow e$) ou en cascade ($b \rightarrow c \rightarrow e$) de hadrons B . Les mesures des rapport d'embranchement pour ces désintégrations sont : $Br(b \rightarrow l^-) = (10.71 \pm 0.22)\%$, $Br(b \rightarrow c \rightarrow l^+) = (8.01 \pm 0.18)\%$ et $Br(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-) = (1.62^{+0.44}_{-0.36})\%$. Ils proviennent aussi de processus $b \rightarrow \tau \rightarrow e$ et $b \rightarrow (J/\psi, \Upsilon') \rightarrow ee$. Les mesures des rapports d'embranchement pour ces désintégrations sont $Br(b \rightarrow \tau \rightarrow e) = (0.419 \pm 0.055)\%$ et $Br(b \rightarrow (J/\psi, \Upsilon') \rightarrow ee) = (0.072 \pm 0.006)\%$ [148].

Comme indiqué au chapitre 4 pour les électrons, ces leptons ont des caractéristiques différentes de celles des leptons de signal ou des hadrons vis-à-vis des critères d'identification. Ils sont a priori non isolés car ils sont produits dans les jets. Les critères d'isolation définis à la section 6.3 ont pour objet de réduire cette source de bruit de fond.

7.1.2.3 Les électrons de conversion

Dans le cas des électrons, une composante de bruit de fond supplémentaire provient de la conversion des photons en paires e^+e^- , mais également des désintégrations Dalitz. Le rejet des électrons de conversion est l'objectif de plusieurs critères d'identification décrits en 4.4. La figure 7.3 montre la conversion d'un photon en paire d'électrons, conduisant à l'identification de l'un d'eux comme électron de signal. Les deux électrons issus de la conversion ne sont pas toujours explicitement reconstruits, ni le vertex associé, compliquant d'avantage le rejet de ce bruit de fond.

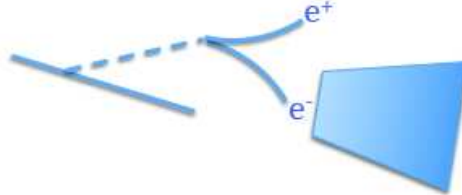


FIGURE 7.3: Schéma montrant la conversion d'un photon en paire e^+e^- conduisant à l'identification à tort d'un électron de signal.

7.2 La méthode de la matrice

La méthode de la matrice est utilisée dans toutes les analyses qui nécessitent une estimation de la contribution des "faux leptons", aussi bien dans les analyses $t\bar{t}$ que dans les analyses sur les top célibataires. C'est par ailleurs la seule méthode basée sur les données utilisable pour les analyses dans les canaux dileptoniques.

7.2.1 Principe de la méthode

Les critères de sélection des événements $t\bar{t}$ contiennent les critères d'identification des leptons, définis à la section 6.3. Ces critères d'identification peuvent être relâchés afin de sélectionner un lot d'événement enrichi en "faux leptons", appelé échantillon "loose". La méthode de la matrice permet alors d'évaluer le nombre d'événements contenant des "faux leptons" dans l'échantillon

de données *tight*¹ utilisé pour l'analyse. Le nombre d'évènements N^{loose} dans le lot d'évènements "*loose*" se décompose en deux composantes :

$$N^{\text{loose}} = N_{\text{real}}^{\text{loose}} + N_{\text{fake}}^{\text{loose}}, \quad (7.1)$$

où $N_{\text{real}}^{\text{loose}}$ désigne le nombre de "vrais leptons" et $N_{\text{fake}}^{\text{loose}}$ le nombre de "faux leptons" pour la sélection "*loose*". De la même manière le nombre d'évènements N^{tight} dans le lot d'évènements *tight* se décompose en deux composantes :

$$N^{\text{tight}} = N_{\text{real}}^{\text{tight}} + N_{\text{fake}}^{\text{tight}}, \quad (7.2)$$

où $N_{\text{real}}^{\text{tight}}$ désigne le nombre de "vrais leptons" et $N_{\text{fake}}^{\text{tight}}$ le nombre de "faux leptons" pour la sélection *tight*. La figure 7.4 est un schéma montrant la distinction des évènements de la sélection "*loose*" en évènements contenant un "faux lepton" ou n'en contenant pas. Le lot d'évènements *tight* est contenu dans le lots d'évènement "*loose*".

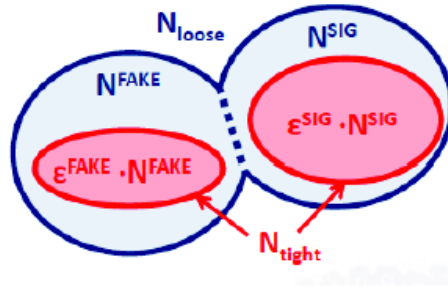


FIGURE 7.4: Schéma de principe du relâchement des critères d'identification réalisé pour la méthode de la matrice, aboutissant à la définition d'un échantillon de donnée *loose* contenant l'échantillon *tight* obtenu par application des critères d'identifications standard.

7.2.2 Cas des canaux semi-leptoniques

Dans le cas des canaux semi-leptoniques où seul un lepton de signal est présent dans l'état final, l'équation 7.2 peut être réécrite de la façon suivante :

$$N^{\text{tight}} = r N_{\text{real}}^{\text{loose}} + f N_{\text{fake}}^{\text{loose}}. \quad (7.3)$$

Les termes r et f sont les probabilités pour un électron satisfaisant les critères d'identification "*loose*" de satisfaire les critères d'identification "*tight*", dans le cas d'un "vrai électron" et d'un "faux électron" respectivement :

$$r = \frac{N_{\text{real}}^{\text{tight}}}{N_{\text{real}}^{\text{loose}}} \quad \text{et} \quad f = \frac{N_{\text{fake}}^{\text{tight}}}{N_{\text{fake}}^{\text{loose}}}. \quad (7.4)$$

Le terme r est appelé efficacité et le terme f taux de "faux leptons". Les vocables "*real efficiency*" et "*fake efficiency*" sont également utilisés dans la littérature.

¹Il sera pris soin de ne pas confondre les critères "*loose*" et "*tight*" définis dans ce chapitre avec les critères *loose* et *tight* de l'identification standard des électrons définis à la section 4.4.

Les équations 7.1 et 7.3 peuvent être réécrites sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N^{\text{tight}} \\ N^{\text{loose}} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} N_{\text{real}}^{\text{loose}} \\ N_{\text{fake}}^{\text{loose}} \end{pmatrix}, \quad (7.5)$$

où la matrice $\mathbf{M}$ est définie par :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} r & f \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7.6)$$

L'inversion de la matrice $\mathbf{M}$ permet de calculer le nombre d'évènements $N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = f N_{\text{fake}}^{\text{loose}}$ contenant un "faux lepton" dans le lot *tight* :

$$N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = \frac{f}{r-f} (r N^{\text{loose}} - N^{\text{tight}}). \quad (7.7)$$

Outre la connaissance de N^{loose} et N^{tight} , une mesure de r et de f est nécessaire pour estimer le nombre d'évènements contenant un faux lepton (cf. sections 7.3 et 7.4).

7.2.3 Cas des canaux dileptoniques

Pour les canaux dileptoniques, le lot d'évènements "*loose*" contient des évènements où les deux leptons sélectionnés satisfont les critères "*tight*", où seul l'un d'eux satisfait ces critères, ou bien où aucun des deux ne satisfait ces critères. Le nombre d'évènements dans le lot "*loose*" se décompose en :

$$N^{\text{ll}} = N_{\text{rr}}^{\text{ll}} + N_{\text{rf}}^{\text{ll}} + N_{\text{fr}}^{\text{ll}} + N_{\text{ff}}^{\text{ll}}, \quad (7.8)$$

selon que les évènements contiennent deux "vrais leptons" ($N_{\text{rr}}^{\text{tt}}$), un "vrai" et un "faux lepton" ($N_{\text{rf}}^{\text{tt}}$ ou $N_{\text{fr}}^{\text{tt}}$) ou deux faux leptons ($N_{\text{ff}}^{\text{tt}}$). De même, le nombre d'évènement dans le lot "*tight*", pour lequel les deux leptons satisfont les critères "*tight*" se décompose en :

$$N^{\text{tt}} = N_{\text{rr}}^{\text{tt}} + N_{\text{rf}}^{\text{tt}} + N_{\text{fr}}^{\text{tt}} + N_{\text{ff}}^{\text{tt}}. \quad (7.9)$$

De façon similaire à l'équation 7.5, la décomposition en catégories d'évènements peut être mise sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N^{\text{TT}} \\ N^{\text{TL}} \\ N^{\text{LT}} \\ N^{\text{LL}} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \times \begin{pmatrix} N_{\text{rr}}^{\text{ll}} \\ N_{\text{rf}}^{\text{ll}} \\ N_{\text{fr}}^{\text{ll}} \\ N_{\text{ff}}^{\text{ll}} \end{pmatrix}, \quad (7.10)$$

où la matrice $\mathbf{M}$ est définie par :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1 (1-r_2) & r_1 (1-f_2) & f_1 (1-r_2) & f_1 (1-f_2) \\ (1-r_1) r_2 & (1-r_1) f_2 & (1-f_1) r_2 & (1-f_1) f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{pmatrix}, \quad (7.11)$$

où r_1 et r_2 sont les efficacités associées à chacun des deux leptons et f_1 et f_2 les taux de "faux leptons" associés à chacun des deux leptons. Par convention d'écriture, l'emploi de la majuscule en exposant dans le terme N^{LL} indique que les deux leptons satisfont les critères d'identification "*loose*" mais pas les critères "*tight*", et de façon similaire pour les termes N^{TL} et N^{LT} . Il y a en revanche $N^{\text{TT}} = N^{\text{tt}}$, et $N^{\text{ll}} = N^{\text{LL}} + N^{\text{LT}} + N^{\text{TL}} + N^{\text{TT}}$.

Le nombre d'évènements contenant au moins un "faux lepton" dans l'état final $N_{\text{fake}}^{\text{tight}}$ est décomposé en trois termes :

$$N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = N_{\text{rf}}^{\text{tt}} + N_{\text{fr}}^{\text{tt}} + N_{\text{ff}}^{\text{tt}}, \quad (7.12)$$

soit :

$$N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = r_1 f_2 N_{\text{rf}}^{\text{ll}} + f_1 r_2 N_{\text{fr}}^{\text{ll}} + f_1 f_2 N_{\text{ff}}^{\text{ll}}. \quad (7.13)$$

Comme pour les canaux semi-leptoniques, l'inversion de la matrice $\mathbf{M}$ permet de calculer $N_{\text{fake}}^{\text{tight}}$:

$$\begin{aligned} N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = & \alpha r_1 f_2 \left[(f_1 - 1)(1 - r_2) N^{\text{TT}} + (1 - f_1) r_2 N^{\text{TL}} + f_1 (1 - r_2) N^{\text{LT}} - f_1 r_2 N^{\text{LL}} \right] \\ & + \alpha f_1 r_2 \left[(r_1 - 1)(1 - f_2) N^{\text{TT}} + (1 - r_1) f_2 N^{\text{TL}} + r_1 (1 - f_2) N^{\text{LT}} - r_1 f_2 N^{\text{LL}} \right] \\ & + \alpha f_1 f_2 \left[(1 - r_1)(1 - r_2) N^{\text{TT}} + (r_1 - 1) r_2 N^{\text{TL}} + r_1 (r_2 - 1) N^{\text{LT}} + r_1 r_2 N^{\text{LL}} \right] \end{aligned} \quad (7.14)$$

où

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)}. \quad (7.15)$$

Le terme α contient une dépendance quadratique de l'inverse de la différence de l'efficacité et du taux de faux leptons. Par conséquent, les effets sur le nombre estimé d'évènements de "faux leptons" des incertitudes sur les efficacités et les taux de faux leptons sont d'autant plus grand que la différence entre l'efficacité et le taux de faux leptons est faible. Cela est vrai dans une moindre mesure pour les canaux semi-leptoniques puisque dans cet autre cas la dépendance n'est que linéaire (cf. équation 7.7). Il est donc nécessaire de bien choisir les critères imposés au niveau "loose" et au niveau "tight" afin d'obtenir une différence la plus favorable possible.

7.2.4 Définition des critères d'identification relâchés

La sélection des leptons au niveau "tight" est définie par la sélection standard des objets pour les analyses autour du quark top, décrite à la section 6.3 ; elle fut le résultat d'un compromis entre les différentes analyses. Les critères d'identifications relâchés pour la sélection "loose" sont précisés ici.

7.2.4.1 Cas des électrons

Les critères d'identification des électrons appliqués au niveau "tight" sont relâchés au niveau "loose" : les électrons doivent satisfaire les critères d'identification standard *medium* et non *tight*, mais le critère de rejet des électrons de conversion² est conservé. Par ailleurs, les critères d'isolation sont relâchés. Pour cela, plusieurs choix ont été envisagés, et trois possibilités de définition pour les critères "loose" ont été retenues, de la plus stricte à la plus relâchée :

1. le critère d'isolation imposé au niveau *tight* sur les variables $E_{\text{Tcone}20}$ et $p_{\text{Tcone}30}$ avec des seuils optimisés pour obtenir une efficacité d'isolation de 90% est relâché en utilisant des seuils optimisés pour obtenir une efficacité d'isolation de 98% ;
2. les variables $E_{\text{Tcone}20}$ et $p_{\text{Tcone}30}$ pour l'électron doivent être inférieures à 6 GeV, quelle que soit la gamme d'impulsion transverse et de pseudo-rapidité ;
3. aucun critère d'isolation n'est imposé.

²Inclus dans les critères d'identification *tight* (cf. section 4.4).

La définition 1 a pour inconvénient d'opérer un fort rejet des électrons dans le lot d'évènements "loose" avec pour conséquence un plus haut taux de "faux leptons" (cf. section 7.4) et une plus forte incertitude statistique sur ces taux, et donc une plus grande incertitude sur le nombre d'évènements de faux leptons estimé par cette méthode. La définition 3 a été envisagée pour pallier ce problème, qui est exacerbé dans le cas des canaux dileptoniques comme discuté à la section 7.2.3. Néanmoins la définition 1 permet d'avoir un meilleur accord entre les données et les estimations pour certaines variables. La définition 2 est une solution intermédiaire. Les résultats des mesures d'efficacités et de taux de faux leptons ont été fournies à la collaboration pour ces trois définitions, mais seule la définition 3 est effectivement utilisée pour l'estimation des nombres d'évènements contenant des "faux" électrons. Sauf mention contraire le terme "loose" désigne cette définition dans la suite de ce chapitre.

7.2.4.2 Cas des muons

Pour les muons, les critères d'identification appliqués au niveau "tight" - c'est à dire les critères définis à la section 6.3.3 - sont également appliqués au niveau "loose" à l'exception du critère d'isolation qui est supprimé.

7.2.5 Les autres méthodes

Deux autres méthodes sont utilisées pour les analyses sur le quark top dans ATLAS, mais n'ont pas été utilisées dans le cadre de cette thèse. Elles sont adaptées au canal électron plus jets exclusivement.

La méthode anti-électron vise à modéliser la distribution des "faux électrons" dans l'échantillon de signal en inversant certains critères d'identification des électrons. Les distributions d'anti-électrons extraites de la simulation sont utilisées pour modéliser les distributions de "faux électrons" dans l'échantillon de signal après normalisation aux distributions d'anti-électrons extraites des données, dans une région de contrôle enrichie en faux électrons (basse énergie transverse).

La méthode jet-électron réalise une modélisation des "faux leptons" en utilisant des jets satisfaisant la plupart des critères d'identification des électrons de signal. Un ajustement des données est réalisé à l'aide des composantes simulées et du lot de jet-électrons.

7.3 Mesure des efficacités d'identification des électrons

Les efficacités sont mesurées à l'aide de la méthode de "tag-and-probe" mise en œuvre sur les données pour des évènements $Z \rightarrow ee$. Cette méthode a été décrite à la section 5.2.3 dans le cas de la mesure des efficacités d'identification des électrons de J/ψ . Les efficacités mesurées ici caractérisent la probabilité pour un électron "loose" de satisfaire les critères "tight", tandis qu'au chapitre 5 se terme désigne la probabilité pour un électron reconstruit de satisfaire un critère d'identification.

7.3.1 Sélection des évènements

L'échantillon de données utilisé est composé des évènements contenant exactement deux électrons de charge opposée satisfaisant les critères "loose". Le critère de rejet des jets situés à une distance $\Delta R < 0.2$ des électrons (cf. section 6.3.4) et de rejet des électrons situés à une distance $\Delta R < 0.4$ des jets (cf. section 6.3.2) est appliqué pour les électrons "loose". L'un des deux électrons (l'étiquette) doit satisfaire les critères "tight" et doit être associé à l'objet reconstruit en

ligne ayant déclenché l'acquisition des données. Un total d'environ 6 millions de paires étiquette-sonde sont ainsi sélectionnées dans toute la gamme d'énergie transverse et de pseudo-rapidité.

7.3.2 Soustraction du bruit de fond et mesure

Les efficacités sont mesurées dans 18 gammes de pseudo-rapidité et 5 gammes d'énergie transverse. La table 7.1 donne les bornes de ces gammes, la région $1.37 < |\eta| < 1.52$ étant exclue.

η^{bornes}	-2.47, -2.37, -2.01, -1.81, -1.52, -1.37, -1.15 -0.8, -0.6, -0.1, 0, 0.1, 0.6, 0.8, 1.15, 1.37, 1.52, 1.81, 2.01, 2.37, 2.47
E_T^{bornes} (GeV)	25, 30, 35, 40, 45, ∞

TABLE 7.1: Liste des bornes des gammes de pseudo-rapidité et d'énergie transverse utilisées pour paramétrer les efficacités.

Le rapport du nombre de sondes issues de la désintégration d'un boson Z satisfaisant les critères "*tight*" et "*loose*" donne dans chaque gamme la mesure de l'efficacité. La figure 7.5 montre les distributions de masse invariante dans le cas où l'étiquette vérifie les critères d'identification "*loose*" ou "*tight*", pour toutes les gammes d'énergie transverse et de pseudo-rapidité. Le signal

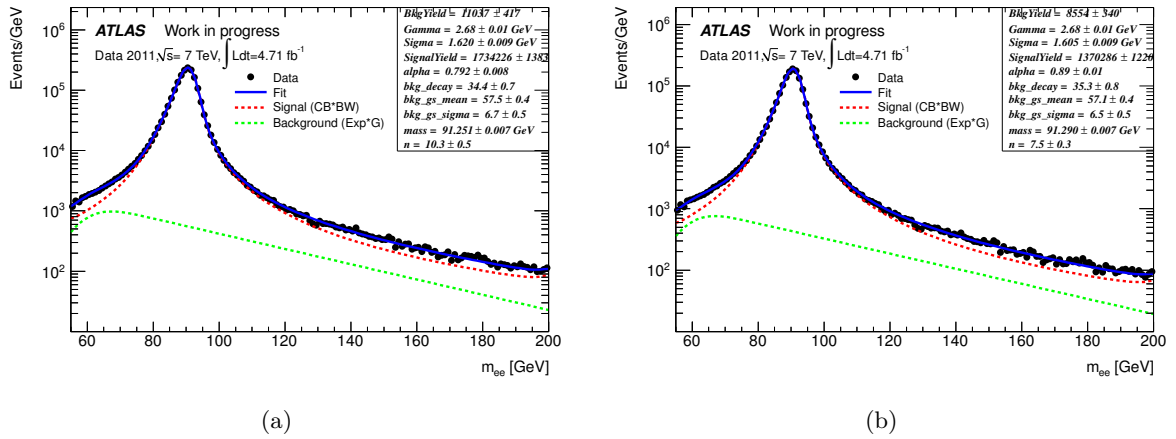


FIGURE 7.5: Ajustement des distributions de masse invariante pour la mesure d'efficacité, dans le cas où la sonde passe les critères d'identification "*loose*" (a) et dans le cas où elle passe les critères d'identification "*tight*" (b), pour toutes les gammes d'énergie transverse et de pseudo-rapidité.

est évalué dans une fenêtre de masse invariante centrée sur la masse du Z . Trois méthodes de soustraction du bruit de fond sont utilisées, basées sur la distribution de masse invariante dans chaque gamme :

- l'estimation du bruit de fond à partir du nombre de paires de même charge dans la fenêtre de signal ;

- la méthode des *sidebands*, pour laquelle le bruit de fond est estimé en calculant la moyenne du nombre de paires intégrées dans des fenêtres situées de part et d'autre de la fenêtre de signal ;
- l'utilisation d'un ajustement utilisant la convolution d'une distribution de Breit-Wigner et d'une fonction Crystal-Ball pour le signal et la convolution d'une distribution Gaussienne et d'une fonction exponentielle décroissante pour le bruit de fond.

L'incertitude systématique principale provient de la contamination de l'échantillon de sondes par le bruit de fond. Pour l'évaluer, différentes variations des paramètres de la méthode d'extraction du signal sont réalisées :

- les trois méthodes de soustraction du bruit de fond décrites plus haut sont utilisées ;
- trois zones de masse invariante sont considérées pour évaluer le signal : [81-101] GeV, [76-106] GeV et [86-96] GeV ;
- deux zones de masse invariante sont utilisées pour réaliser les ajustements : [60-120] GeV et [50-200] GeV.

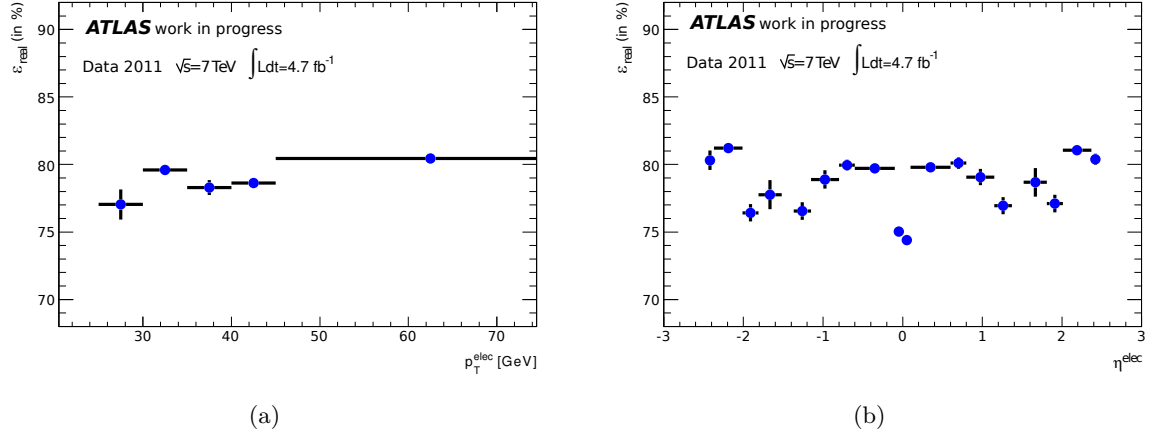
La moyenne des résultats obtenus pour ces 11 possibilités est considérée comme valeur centrale de la mesure d'efficacité et l'écart-type comme incertitude systématique.

7.3.3 Résultats

La figure 7.6 montre les efficacités mesurées en fonction de l'énergie transverse et de la pseudo-rapacité de l'électron. Les valeurs sont données dans les tables 7.2 et 7.3. Ces valeurs ne peuvent être directement comparées aux résultats donnés au chapitre 4 d'une part en raison de l'évolution des jeux de critères d'identification standard et d'autre part du fait de l'application des critères spécifiques à cette analyse, décrits à la section 7.2.4.1. La variation des efficacités en fonction du nombre de jets dans l'évènement et en fonction de la période de prises de données a été étudiée, mais aucune différence significative n'a été constatée.

E_T [GeV]	Efficacité [%]
25-30	$77.04 \pm 0.10 \pm 1.11$
30-35	$79.59 \pm 0.08 \pm 0.09$
35-40	$78.30 \pm 0.05 \pm 0.55$
40-45	$78.62 \pm 0.06 \pm 0.24$
>45	$80.45 \pm 0.05 \pm 0.25$

TABLE 7.2: Efficacités d'identification des électrons mesurées sur les données pour différentes gammes d'énergie transverse. La première incertitude indiquée est l'incertitude statistique, la deuxième l'incertitude systématique.

FIGURE 7.6: Efficacités mesurées en fonction de E_T (a) et de η (b).

η	Efficacité (%)
-2.47,-2.37	$80.31 \pm 0.31 \pm 0.65$
-2.37,-2.01	$81.22 \pm 0.14 \pm 0.28$
-2.01,-1.81	$76.42 \pm 0.18 \pm 0.62$
-1.81,-1.52	$77.76 \pm 0.14 \pm 1.07$
-1.37,-1.15	$76.55 \pm 0.14 \pm 0.63$
-1.15,-0.8	$78.89 \pm 0.10 \pm 0.67$
-0.8,-0.6	$79.95 \pm 0.12 \pm 0.40$
-0.6,-0.1	$79.72 \pm 0.07 \pm 0.35$
-0.1,0	$75.03 \pm 0.18 \pm 0.33$
0,0.1	$74.40 \pm 0.18 \pm 0.31$
0.1,0.6	$79.80 \pm 0.08 \pm 0.34$
0.6,0.8	$80.11 \pm 0.12 \pm 0.41$
0.8,1.15	$79.07 \pm 0.10 \pm 0.60$
1.15,1.37	$76.95 \pm 0.14 \pm 0.61$
1.52,1.81	$78.68 \pm 0.13 \pm 1.05$
1.81,2.01	$77.11 \pm 0.18 \pm 0.63$
2.01,2.37	$81.05 \pm 0.14 \pm 0.27$
2.37,2.47	$80.39 \pm 0.31 \pm 0.28$

TABLE 7.3: Efficacités d'identification des électrons mesurées sur les données pour différentes gammes de pseudo-rapidité. La première incertitude indiquée est l'incertitude statistique, la deuxième l'incertitude systématique.

7.4 Mesure des taux de "faux électrons"

Les taux de "faux électrons" sont mesuré grâce à une sélection d'événements W +jets dans une région de contrôle de basse énergie transverse manquante, enrichie en jets.

7.4.1 Sélection des évènements

L'échantillon utilisé contient les évènements ayant au moins un jet et exactement un électron satisfaisant les critères "*loose*". Par ailleurs, la distance entre le jet de plus haute énergie transverse et l'électron doit satisfaire $\Delta R > 0.7$. Les critères de rejet des jets situés à une distance $\Delta R < 0.2$ des électrons (cf. section 6.3.4) et de rejet des électrons situés à une distance $\Delta R < 0.4$ des jets (cf. section 6.3.2) est appliqué pour les électrons "*loose*".

7.4.2 Soustraction du bruit de fond et mesure

Le taux de "faux électrons" est donné par la fraction d'électrons "*loose*" sélectionnés selon cette procédure satisfaisant les critères "*tight*", dans la zone $E_T < 20$ GeV. La contamination de cet échantillon par les électrons isolés est estimée en réalisant la même sélection sur des échantillons de données simulées - $t\bar{t}$, single top, Z/W +jets, dibosons - où les électrons "*loose*" sélectionnés sont associés à un vrai électron issu du W ou du Z se désintégrant lors de ces processus. La figure 7.7 donne la distribution d'énergie transverse au niveau "*loose*" pour les données et pour les échantillons de données simulées, pour la définition sans critère d'isolation choisie pour réaliser les mesures (figure 7.7a) et pour les deux définitions alternatives étudiées. La table 7.4 donne le nombre d'évènements sélectionnés au niveau "*loose*" dans la zone $E_T < 20$ GeV où est effectuée la mesure, pour les données et pour la simulation, ainsi que le nombre extrait des données après soustraction de la contamination. La contamination des électrons isolés est identique en valeur absolue pour les trois définitions étudiées - environ 1.1 millions d'évènements - car les électrons issus des évènements simulés sont associés à des électrons vrais de signal, bien isolés. En revanche le nombre d'électrons sélectionnés passe de ~ 8.3 millions sans critère d'isolation à ~ 3.8 millions pour le critère le plus sévère. La contamination est de d'environ 14 % pour la définition retenue, et le nombre d'évènements contenant un faux électron dans ce cas est ~ 7.2 millions après soustraction de la contamination.

Critère d'isolation	N_{data}	N_{MC}	N_{datacorr}
Pas de critère	8346550	1151706	7194850
Seuil à 6 GeV	5632810	1142060	4490750
Seuil à 98%	3797540	1111112	2686430

TABLE 7.4: Nombre d'électrons sélectionnés au niveau "*loose*" dans la région $E_T < 20$ GeV pour toutes les données de collision (N_{data}), pour tous les données simulées normalisées à la luminosité intégrée (N_{MC}) et le nombre d'électrons corrigé de cette contamination. Les résultats sont donnés pour les trois définitions des critères "*loose*" étudiés.

7.4.3 Influence de la composition des "faux électrons"

Comme indiqué à la section 7.1.2, les "faux électrons" sont soit des hadrons, soit des électrons issus d'un jet de b , soit des électrons de conversion. Pour étudier les effets de la variation de la composition des "faux électrons" entre la région de contrôle utilisée pour la mesure du taux de "faux électrons" et la région du signal $t\bar{t}$, la mesure du taux est répétée dans des échantillons enrichis en chacune des trois sources de "faux électrons".

Comme indiqué à la section 7.2.4.1, le critère de rejet des électrons de conversion est imposé aux électrons "*loose*", en plus des critères d'identification *medium*; ce critère impose une association lâche de l'électron reconstruit avec un photon. Une autre approche consiste à réaliser

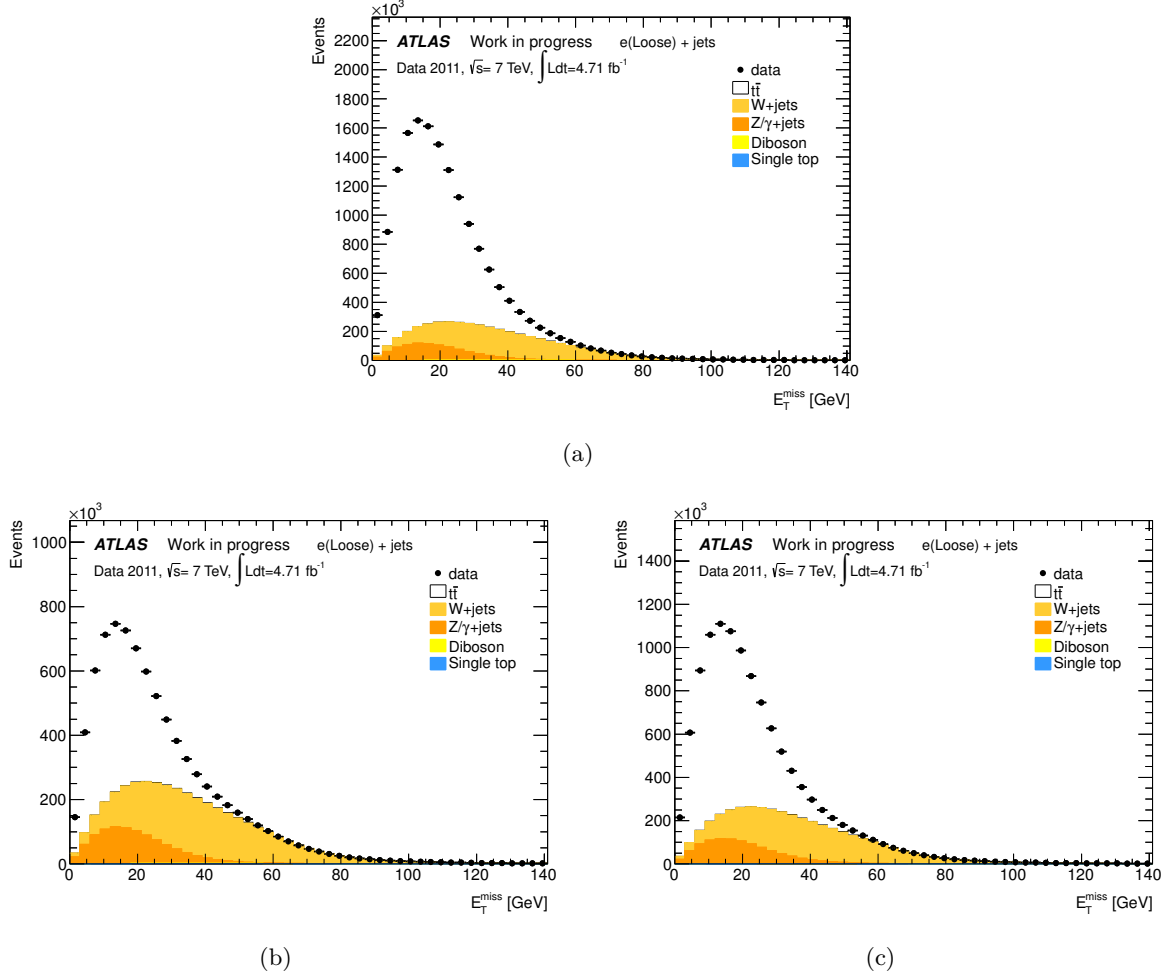


FIGURE 7.7: Distributions d'énergie transverse manquante pour la sélection "loose", extraites des données et de la simulation, pour la définition sans critère d'isolation (a), avec un seuil à 6 GeV (c), et avec un critère d'isolation à 98 % d'efficacité (b).

une association de l'électron avec un vertex de conversion. La figure 7.8 montre la distribution du rayon³ du vertex de conversion associé pour les électrons satisfaisant les critères d'identification standard *medium* avant (figure 7.8a) et après (figure 7.8b) application du critère de rejet des électrons de conversion appliqué pour les électrons "loose". Les formes observées avant l'application de ce critère sont dues à la distribution de matière dans le trajectographe interne. L'application de ce critère pour les électrons "loose" fait disparaître l'essentiel de ces formes, mais les structures restent visibles, suggérant la présence d'électrons de conversion dans l'échantillon d'électrons "loose".

L'échantillon peut être enrichi en électrons provenant de jets de *b* en imposant qu'au moins un jet satisfasse le critère standard d'étiquetage des jets de *b*. Ce critère optimisé pour offrir une efficacité d'étiquetage de 70% repose sur le poids donné par l'algorithme d'étiquetage des jets de *b* MV1 : $w_{MV1} > 0.601713$ (cf. section 6.3.5). La figure 7.9 montre la distribution du poids associé au jet de plus haut poids pour les données, l'électron satisfaisant les critères d'identification

³Distance à l'axe du faisceau calculée dans le plan transverse.

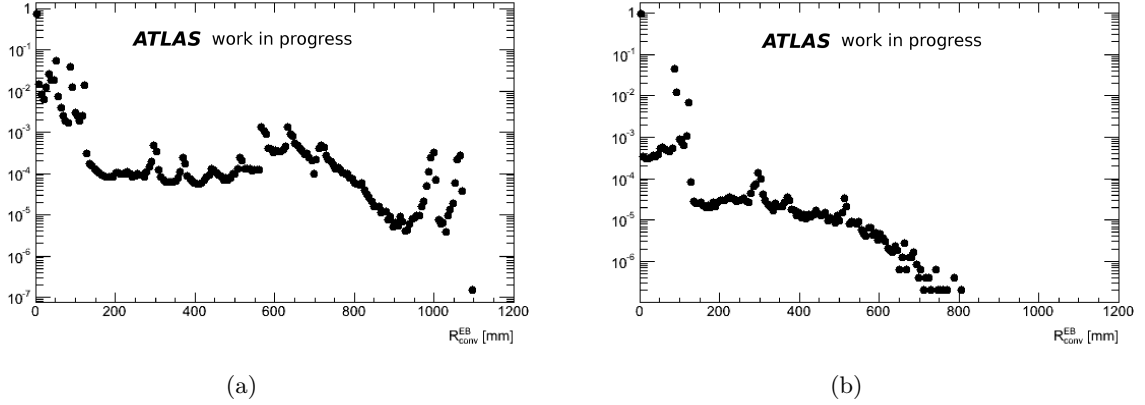


FIGURE 7.8: Distribution du rayon de conversion associé à des électrons associé à un vertex de conversion satisfaisant les critères d'identification standard *medium* (a) et satisfaisant le critère supplémentaire de rejet des électrons de conversion 7.8b, correspondant à la définition des critères "loose".

"loose". L'application de ce critère permet de sélectionner des événements $b\bar{b}$ pour lesquels un des deux jets de b est étiqueté, l'électron sélectionné provenant de l'autre jet de b .

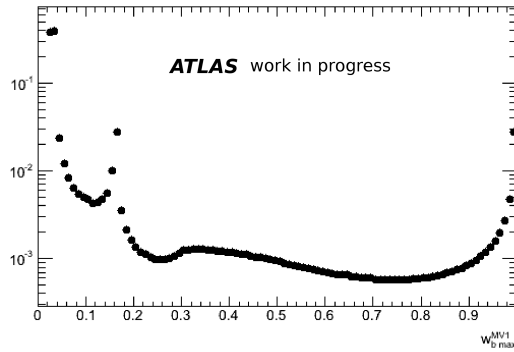


FIGURE 7.9: Distribution du poids d'étiquetage des jets de b calculé par l'algorithme MV1 pour les données de collisions. L'électron satisfait les critères d'identification "loose".

L'échantillon d'électrons dit "pretag" pour lesquels aucun de ces critères n'est imposé est séparé en trois échantillons distincts :

- l'échantillon "btag noconv" satisfaisant le critère d'étiquetage des jets de b mais pas celui d'association à un vertex de conversion est enrichi en électrons issus de jets de b ;
- l'échantillon "nobtag conv" satisfaisant le critère d'association à un vertex de conversion mais pas celui d'étiquetage des jets de b est enrichi en électrons de conversion ;
- l'échantillon "nobtag noconv" ne satisfaisant aucun des deux critères est enrichi en hadrons.

Dans la région de basse énergie transverse manquante où est réalisée la mesure du taux de faux électrons ($E_T < 20$ GeV), l'échantillon "btag noconv" représente $\sim 1\%$ du total, l'échantillon "nobtag conv" $\sim 1\%$ et l'échantillon "nobtag noconv" $\sim 98\%$. Par conséquent, l'échantillon d'électrons utilisé pour effectuer la mesure est dominé par les hadrons.

7.4.4 Résultats

La table 7.5 donne les valeurs des taux de faux leptons mesurés sans réaliser la soustraction de la contamination des électrons isolés décrite à la section 7.4.2, en fonction de l'énergie transverse. Les taux de "faux" électrons mesurés après soustraction de cette contamination sont donnés dans la table 7.6. Cette correction est plus importante pour les plus hautes valeurs d'énergie transverse. Par ailleurs, l'échantillon enrichi en hadrons ("nobtag noconv") qui est dominant dans la région de contrôle est d'avantage affecté par cette correction.

La table 7.7 donne ces taux de "faux" électrons après soustraction de la contamination des électrons isolés, en fonction de la pseudo-rapidité. Les distributions de ces valeurs en fonction de E_T et η sont montrées dans la figure 7.10. On constate que les valeurs pour les différents échantillons sont proches, à l'exception des valeurs obtenues pour l'échantillon enrichi en électrons de conversion ("nobtag conv"); ces électrons sont en effet de vrais électrons isolés, donc leur probabilité d'être identifié comme des électrons de signal est plus grande.

E_T (GeV)	Taux de "faux" électrons [%]			
	"pretag"	"btag noconv"	"nobtag conv"	"nobtag noconv"
25-30	16.27 ± 0.02	9.97 ± 0.06	26.10 ± 0.10	16.19 ± 0.02
30-35	20.66 ± 0.03	12.10 ± 0.09	30.05 ± 0.14	20.69 ± 0.03
35-40	25.62 ± 0.04	15.31 ± 0.14	33.74 ± 0.18	25.77 ± 0.05
40-45	31.73 ± 0.06	19.42 ± 0.20	38.00 ± 0.23	32.07 ± 0.06
>45	40.12 ± 0.04	35.09 ± 0.16	45.77 ± 0.16	40.05 ± 0.04

TABLE 7.5: Taux de "faux" électrons pour chaque gamme de E_T , pour les différents lots d'électrons. Les incertitudes données sont statistiques. Les taux ne sont pas corrigés pour la contamination des électrons de signal.

E_T (GeV)	Taux de "faux" électrons (%)			
	pretag	"btag noconv"	"nobtag conv"	"nobtag noconv"
25-30	13.58 ± 0.02	9.25 ± 0.06	24.20 ± 0.10	13.25 ± 0.02
30-35	15.73 ± 0.04	10.53 ± 0.10	26.81 ± 0.15	15.35 ± 0.04
35-40	17.50 ± 0.06	12.50 ± 0.16	28.51 ± 0.22	17.03 ± 0.06
40-45	19.58 ± 0.09	14.87 ± 0.25	30.66 ± 0.31	19.03 ± 0.10
>45	24.07 ± 0.07	24.60 ± 0.24	36.69 ± 0.24	22.93 ± 0.08

TABLE 7.6: Taux de "faux" électrons pour chaque gamme de E_T , pour les différents lots d'électrons. Les incertitudes données sont statistiques. Les taux sont corrigés pour la contamination des électrons de signal.

Afin de tenir compte de l'incertitude due à la composition des "faux" électrons, la demi-somme des valeurs extrémales obtenues pour ces échantillons est considérée comme valeur centrale de la

$ \eta $	Taux de "faux" électrons [%]			
	pretag	"btag noconv"	"nobtag conv"	"nobtag noconv"
-2.47,-2.37	23.41 ± 0.12	20.30 ± 0.48	32.08 ± 0.60	23.21 ± 0.12
-2.37,-2.01	23.64 ± 0.07	19.86 ± 0.26	36.27 ± 0.33	23.28 ± 0.07
-2.01,-1.81	20.10 ± 0.09	16.45 ± 0.31	28.40 ± 0.44	19.99 ± 0.10
-1.81,-1.52	15.54 ± 0.07	12.62 ± 0.21	23.30 ± 0.37	15.49 ± 0.08
-1.37,-1.15	12.38 ± 0.08	10.35 ± 0.22	21.97 ± 0.39	12.11 ± 0.09
-1.15,-0.8	12.83 ± 0.07	10.29 ± 0.17	23.59 ± 0.30	12.46 ± 0.07
-0.8,-0.6	13.14 ± 0.10	10.00 ± 0.23	25.30 ± 0.41	12.68 ± 0.11
-0.6,-0.1	13.40 ± 0.07	9.57 ± 0.15	25.68 ± 0.27	12.88 ± 0.08
-0.1,0	12.98 ± 0.18	9.37 ± 0.36	25.90 ± 0.66	12.35 ± 0.20
0,0.1	13.37 ± 0.17	9.26 ± 0.35	26.38 ± 0.64	12.70 ± 0.19
0.1,0.6	13.87 ± 0.07	9.80 ± 0.15	26.57 ± 0.24	13.01 ± 0.08
0.6,0.8	14.06 ± 0.09	9.95 ± 0.23	27.35 ± 0.33	13.05 ± 0.11
0.8,1.15	13.77 ± 0.07	10.47 ± 0.17	26.05 ± 0.22	12.65 ± 0.07
1.15,1.37	13.40 ± 0.08	10.74 ± 0.23	26.16 ± 0.27	12.16 ± 0.09
1.52,1.81	16.71 ± 0.07	12.65 ± 0.21	29.16 ± 0.24	15.72 ± 0.07
1.81,2.01	20.73 ± 0.09	16.05 ± 0.32	31.01 ± 0.31	19.99 ± 0.10
2.01,2.37	23.79 ± 0.07	20.22 ± 0.26	36.21 ± 0.29	23.22 ± 0.07
2.37,2.47	23.15 ± 0.12	19.67 ± 0.47	32.75 ± 0.59	22.91 ± 0.12

TABLE 7.7: Taux de "faux" électrons pour chaque gamme de η , pour les différents lots d'électrons. Les incertitudes données sont statistiques. Les taux sont corrigés pour la contamination des électrons de signal.

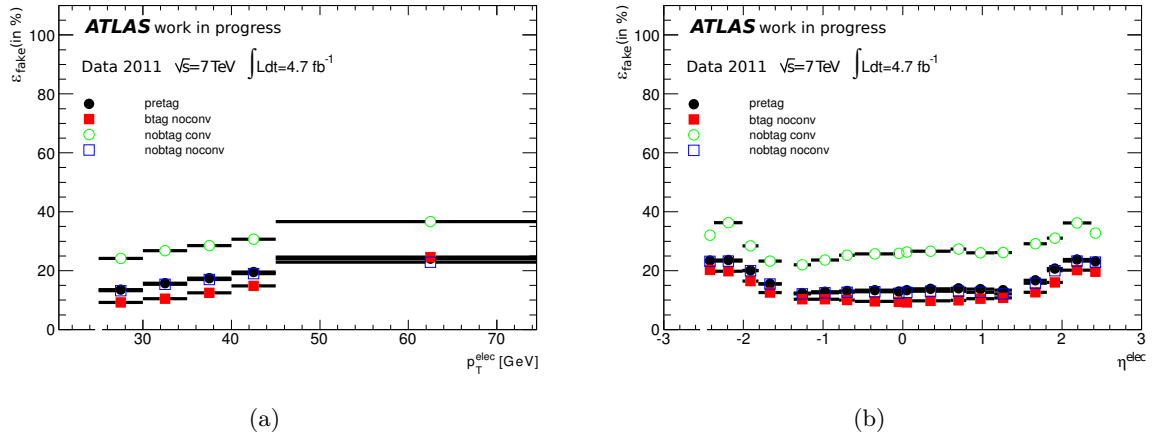


FIGURE 7.10: Taux de "faux" électrons en fonction de E_T et en fonction de η , pour les différents lots d'électrons. Les incertitudes données sont statistiques. Les taux sont corrigés pour la contamination des électrons de signal.

mesure de taux de "faux électrons" et leur demi-différence comme incertitude systématique. Les valeurs des efficacités obtenues sont données avec leurs incertitudes statistiques et systématiques en fonction de E_T (table 7.8) et de η (table 7.9). Les distributions de ces valeurs sont montrées

figure 7.11. Les incertitudes totales atteignent environ 9 % pour certaines gammes de pseudo-rapacité. Par ailleurs, les taux utilisés pour la mise en œuvre de la méthode sont donnés en fonction de E_T et η ; dans ce cas les incertitudes peuvent dépasser 15 % dans certains cas.

E_T (GeV)	Taux de "faux" électrons [%]
25-30	$16.73 \pm 0.02 \pm 7.48$
30-35	$18.67 \pm 0.04 \pm 8.14$
35-40	$20.51 \pm 0.06 \pm 8.00$
40-45	$22.77 \pm 0.09 \pm 7.90$
>45	$30.65 \pm 0.07 \pm 6.04$

TABLE 7.8: Taux de "faux" électrons pour chaque gamme de E_T , moyennés sur les différents échantillons enrichis. La première incertitude est statistique, la seconde provient des estimations pour les différents échantillons.

$ \eta $	Taux de "faux" électrons [%]
-2.47,-2.37	$26.19 \pm 0.12 \pm 5.89$
-2.37,-2.01	$28.06 \pm 0.07 \pm 8.20$
-2.01,-1.81	$22.42 \pm 0.09 \pm 5.97$
-1.81,-1.52	$17.96 \pm 0.07 \pm 5.34$
-1.37,-1.15	$16.16 \pm 0.08 \pm 5.81$
-1.15,-0.8	$16.94 \pm 0.07 \pm 6.65$
-0.8,-0.6	$17.65 \pm 0.10 \pm 7.65$
-0.6,-0.1	$17.62 \pm 0.07 \pm 8.05$
-0.1,0	$17.63 \pm 0.18 \pm 8.26$
0,0.1	$17.82 \pm 0.17 \pm 8.56$
0.1,0.6	$18.18 \pm 0.07 \pm 8.38$
0.6,0.8	$18.65 \pm 0.09 \pm 8.70$
0.8,1.15	$18.26 \pm 0.07 \pm 7.79$
1.15,1.37	$18.45 \pm 0.08 \pm 7.71$
1.52,1.81	$20.90 \pm 0.07 \pm 8.25$
1.81,2.01	$23.53 \pm 0.09 \pm 7.48$
2.01,2.37	$28.21 \pm 0.07 \pm 7.99$
2.37,2.47	$26.21 \pm 0.12 \pm 6.54$

TABLE 7.9: Taux de "faux" électrons pour chaque gamme de η , moyennés sur les différents échantillons enrichis. La première incertitude est statistique, la seconde provient des estimations pour les différents échantillons.

7.4.5 Taux de "faux" électrons dans la région de signal

La mesure des taux de "faux" électrons décrite plus haut est réalisée sans tenir compte des fractions des différents types de "faux électrons" dans la région de contrôle à basse énergie transverse manquante, dominée par les hadrons. Les proportions de chacun des échantillons enrichis en chacune des composantes sont connues, mais pas les vraies proportions de ces composantes.

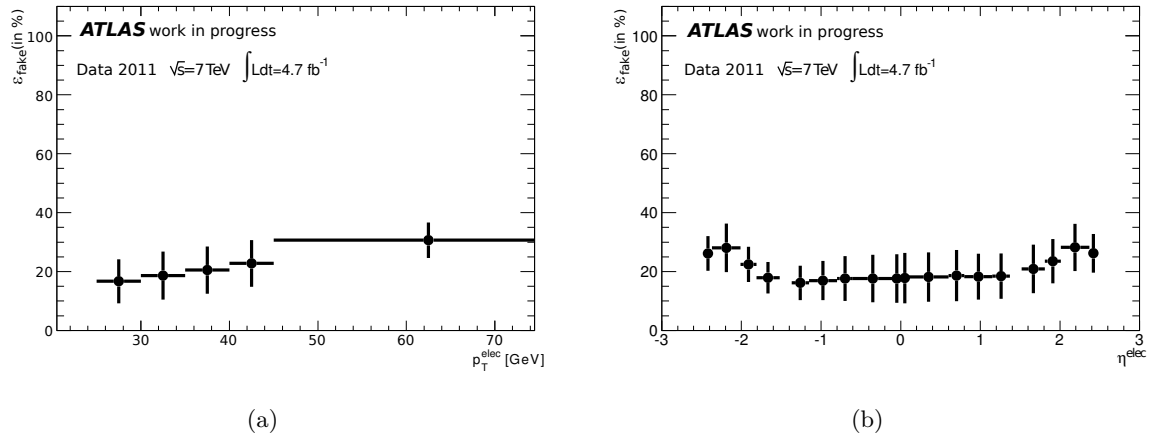


FIGURE 7.11: Taux de "faux" électrons en fonction de E_T et en fonction de η , moyennés sur les différents échantillons enrichis. L'incertitude totale est montrée, combinant l'incertitude statistique et l'incertitude provenant des estimations pour les différents échantillons.

Par ailleurs, la méthode de la matrice est appliquée dans la région de signal $t\bar{t}$, c'est à dire à haute énergie transverse manquante, où la proportion de chacune des composantes diffère.

Lors des études précédentes menées par la collaboration pour la préparation des analyses préparées pour la conférence EPS-HEP 2011 [149] avec un échantillon de données correspondant à une luminosité intégrée de 0.7 fb^{-1} , une extraction des fractions des différentes composantes fut réalisée à partir de données simulées. En particulier, pour la région de contrôle un échantillon di-jets fut utilisé, avec un nombre d'évènements simulés satisfaisant tous les critères de sélection décrits en 7.4.1 de l'ordre de 1000. La connaissance de ces fractions a permis d'utiliser comme valeur centrale du taux de "faux" électrons dans la région de signal une combinaison linéaire des taux mesurés dans la région de contrôle pour chacun des échantillons enrichis.

Cette méthode de mesure fut testée dans le cadre des études menées ici sur l'intégralité collectées en 2011 ($\int \mathcal{L} dt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$), mais les changements dans les critères d'identification décrits à la section 6.3.2 ainsi que la réduction du nombre d'évènements simulés disponibles a ramené le nombre final d'évènements sélectionnés dans l'échantillon di-jet à moins de 100, ce qui rend impossible toute mesure basée sur la simulation. Une méthode de mesure de la composition basée sur les données est toujours à l'étude. Une solution possible consisterait à étendre à la gamme d'énergie transverse utilisée pour la sélection des électrons dans les analyses sur le quark top - c'est à dire $E_T > 25 \text{ GeV}$ - les études menées dans le cadre de la mesure de la section efficace inclusive de production d'électrons dans la gamme $7 \text{ GeV} < E_T < 26 \text{ GeV}$ avec les données collectées en 2010, auxquelles le groupe du LPNHE a contribué [7, 150].

7.5 Estimation du nombre d'évènements contenant des leptons mal identifiés

La méthode de la matrice est mise en œuvre, d'abord dans le cas du canal lepton plus jet, permettant de valider les mesures d'efficacités et de taux de "faux électrons" et leur utilisation au sein de la collaboration pour les diverses analyses de physiques dans ce canal, puis dans le cas des canaux dileptoniques, afin d'extraire les nombres d'évènements dus aux faux leptons qui seront utilisés pour la mesure de la section efficace au chapitre 8.

7.5.1 Canal électron plus jets

Des critères de sélection sont utilisés pour la sélection des évènements $t\bar{t}$ dans le canal électron plus jet. Les évènements sélectionnés doivent avoir au moins un jet, doivent satisfaire $E_T > 30$ GeV et doivent avoir exactement un électron satisfaisant les critères "tight" ou exactement un électron satisfaisant les critères "loose". Ainsi les évènements sélectionnés par cette sélection relâchée contiennent les évènements de la sélection "tight".

7.5.1.1 Mise en œuvre de la méthode

Les distributions des variables de contrôles pour la contribution des évènements contenant un "faux électron" sont obtenues en appliquant un poids à chaque évènement de la sélection "loose". Ce poids est donné par l'équation 7.7 en considérant d'une part $N^{\text{loose}} = 1$, et d'autre part $N^{\text{tight}} = 1$ ou $N^{\text{tight}} = 0$ selon que l'électron satisfait ou pas les critères "tight" pour cet évènement. Ainsi, les poids w^L appliqué pour un électron satisfaisant les critères "loose" mais pas les critères "tight" et w^T appliqué pour un électron satisfaisant les critères "tight" sont donnés par :

$$w^L = \frac{f}{r-f}r \quad \text{et} \quad w^T = \frac{f}{r-f}(r-1). \quad (7.16)$$

Les distributions des variables pour le signal $t\bar{t}$ et pour les autres bruits de fonds sont estimées en utilisant des données simulées où l'électron reconstruit est associé à un vrai électron issu de la désintégration d'un boson W ou Z .

L'incertitude systématique sur la contribution des évènements contenant un "faux électron" est estimée en recalculant les poids w^L et w^T en utilisant une valeur de f augmentée ou réduite de son incertitude totale et en réitérant l'estimation avec ces valeurs recalculées. L'incertitude sur r étant très faible comparée à celle sur f , son influence sur la contribution des évènements contenant un "faux électron" est négligée.

7.5.1.2 Résultats

Dans cette section sont montrées des distributions de variables de contrôle, pour les données et les évènements simulés normalisés à la luminosité intégrée ainsi que pour la composante due aux électrons mal identifiés. Sur ces graphiques sont indiquées les incertitudes totales sur la prédiction des distributions pour cette dernière composante, ainsi que l'incertitude statistique pour les données.

La figure 7.12 montre les distributions de l'impulsion transverse $p_{T_{\text{lept}}}$ et de la pseudo-rapacité η_{lept} de l'électron, du nombre de jets n_{jet} dans les évènements sélectionnés ainsi que la différence d'azimut entre l'impulsion de l'électron et l'impulsion transverse manquante $\Delta\phi_{\text{lept}-E_T^{\text{miss}}}$. Ces distributions laissent entrevoir un excès sur la prédiction d'évènements des "faux" électrons, particulièrement pour les valeurs de $\Delta\phi_{\text{lept}-E_T^{\text{miss}}}$ proches de 0 ou de $\pm\pi$, mais avec une grande incertitude totale sur la distribution attendue dans ces zones.

La figure 7.13 montre les distributions de l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse pour les évènements contenant 1, 2, 3 ou au moins 4 jets. L'écart entre les distributions prédites et observées est de l'ordre d'une déviation standard, compte tenu des incertitudes.

La figure 7.14 montre les distributions de la distance ΔR entre l'électron et le jet de plus haute impulsion transverse. Sur ces distribution on vérifie que la distance minimale entre l'électron et les jets diminue lorsque le nombre de jets augmente. La même surestimation pour les évènements contenant un "faux" électron est observée.

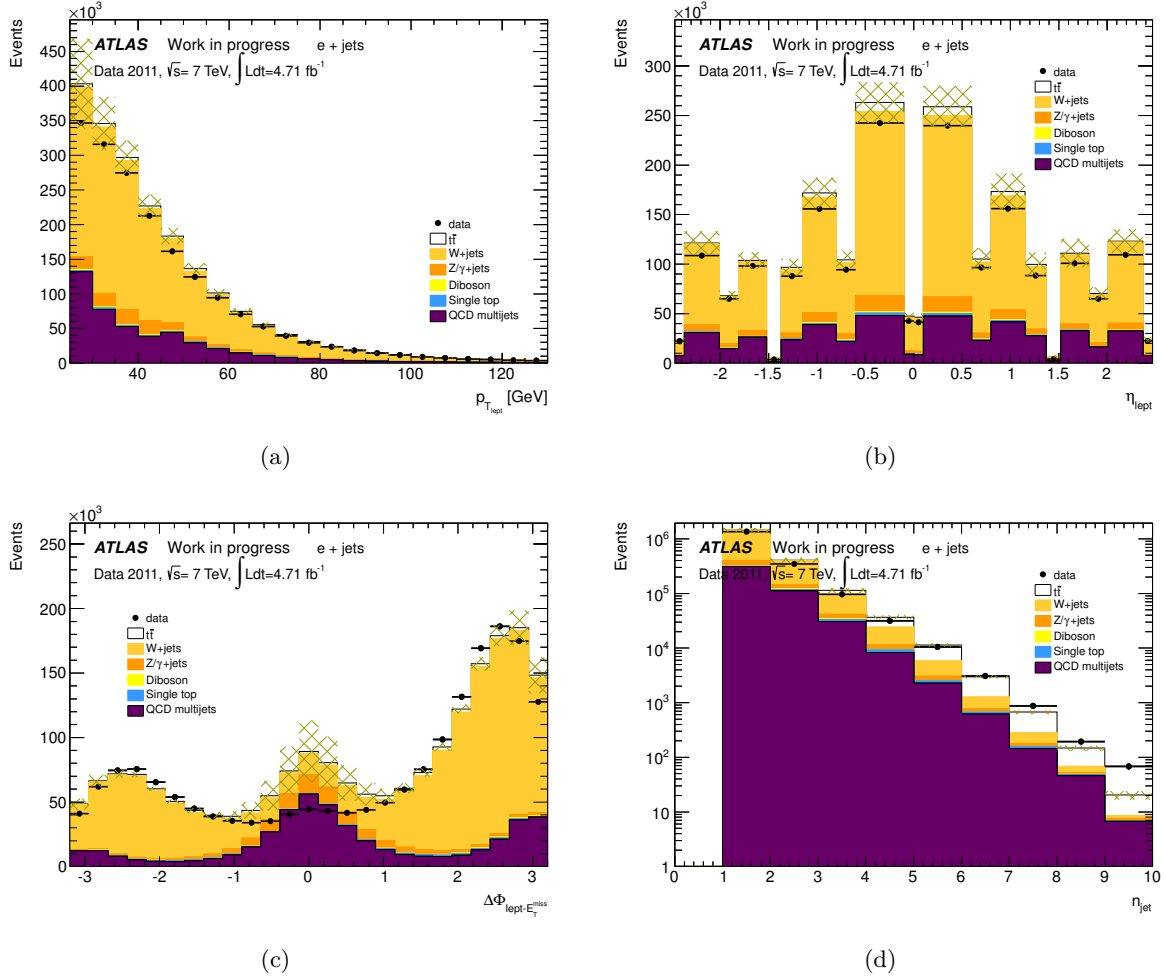


FIGURE 7.12: Distributions extraites des données et attendues de l'impulsion transverse (a) et de la pseudo-rapidité (b) de l'électron, de la différence d'azimut entre l'impulsion de l'électron et l'impulsion transverse manquante (c) et du nombre de jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

La figure 7.15 montre les distributions d'énergie transverse manquante. Le désaccord entre les distributions prédites et observées est d'autant plus grand que l'énergie transverse est faible ; pour $E_T > 50$ GeV les distributions prédites sont plus en accord avec les distributions observées.

Enfin, la figure 7.16 montre les distributions de la masse transverse $m_T(l\nu)$ calculée avec l'électron et l'impulsion transverse manquante. On observe pour ces distributions un désaccord important dans la zone de basse masse transverse ($m_T(l\nu) < 30$ GeV). Néanmoins, les prédictions sont en accord avec les distributions observées à haute masse transverse, et particulièrement pour un nombre élevé de jets, soit dans la zone du signal $t\bar{t}$. Pour la sélection standard des événements électron plus jets dans la collaboration ATLAS, un seuil est imposé sur cette variable afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et de diminuer l'incertitude due à l'estimation du bruit de fond QCD.

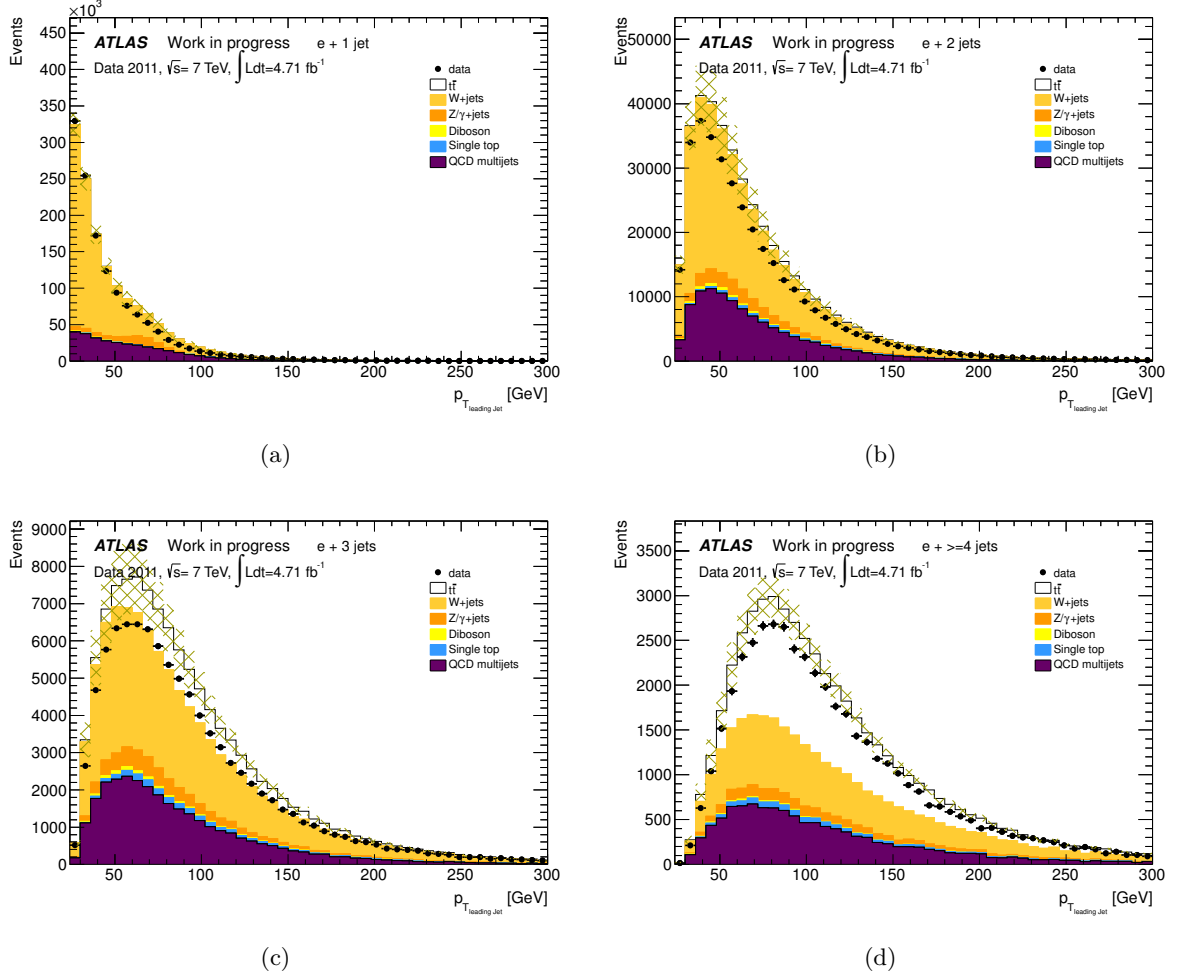


FIGURE 7.13: Distributions extraites des données et attendues de l'impulsion du jet de plus haute impulsion transverse dans le cas d'événements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

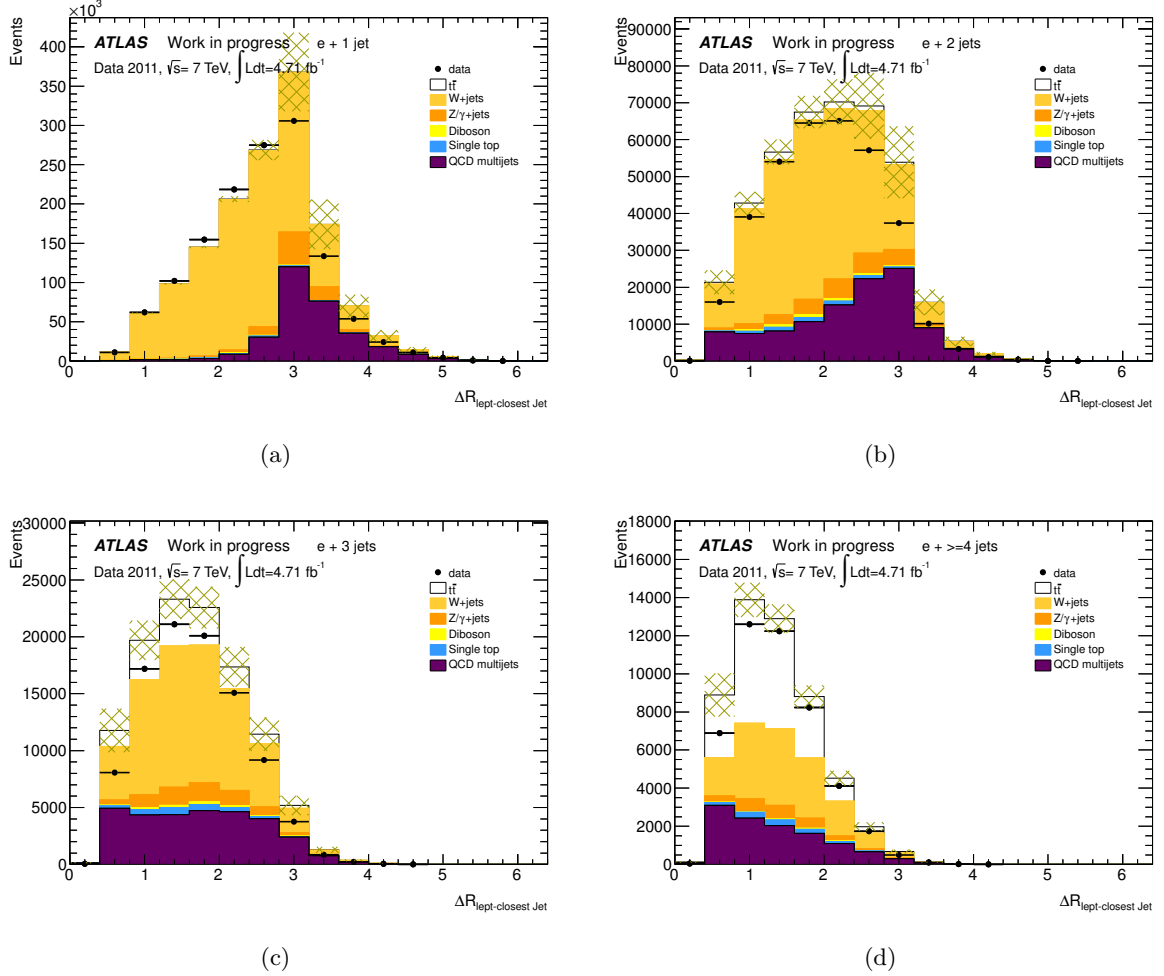


FIGURE 7.14: Distributions extraites des données et attendues de la distance de l'électron avec le jet de plus haute impulsion transverse dans le cas d'événements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

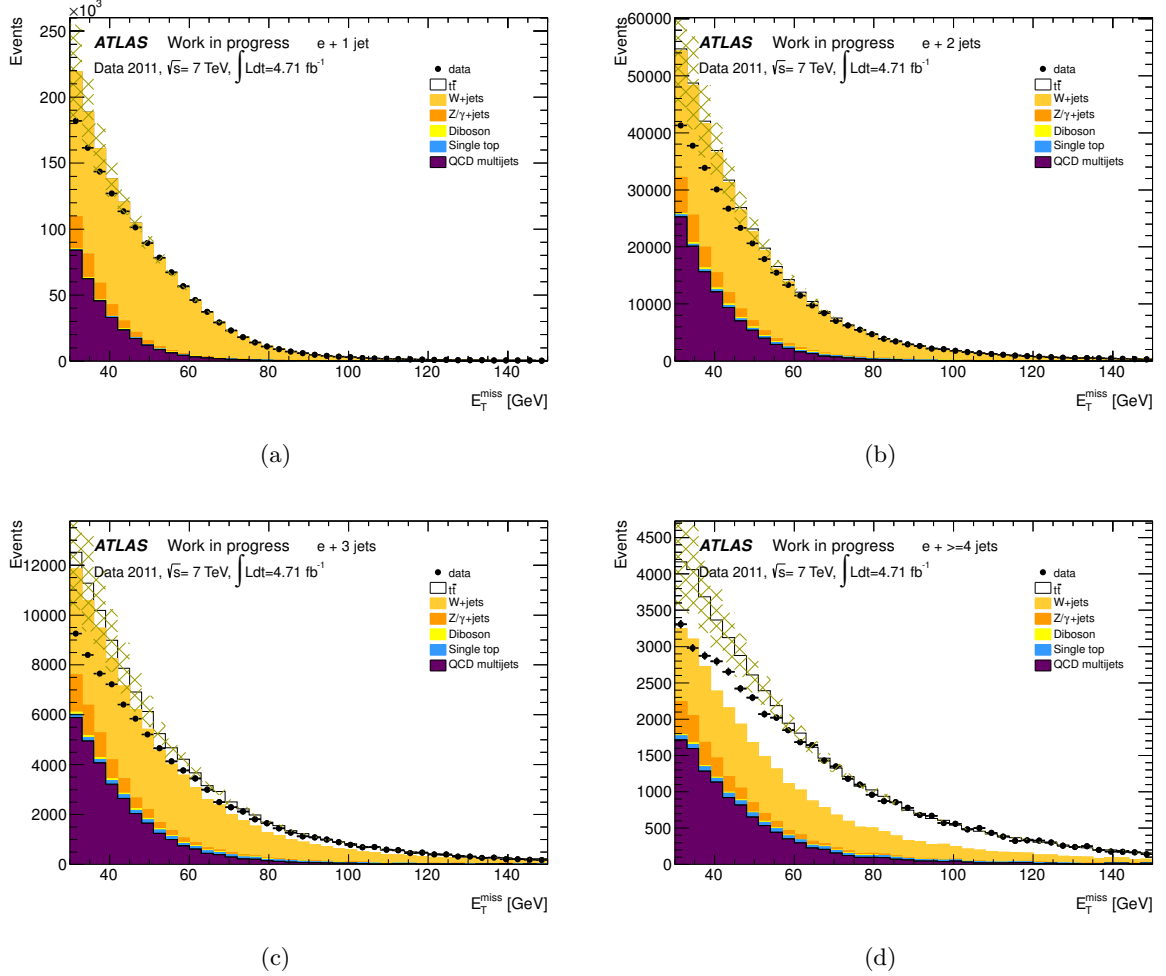


FIGURE 7.15: Distributions extraites des données et attendues de l'énergie transverse manquante dans le cas d'événements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

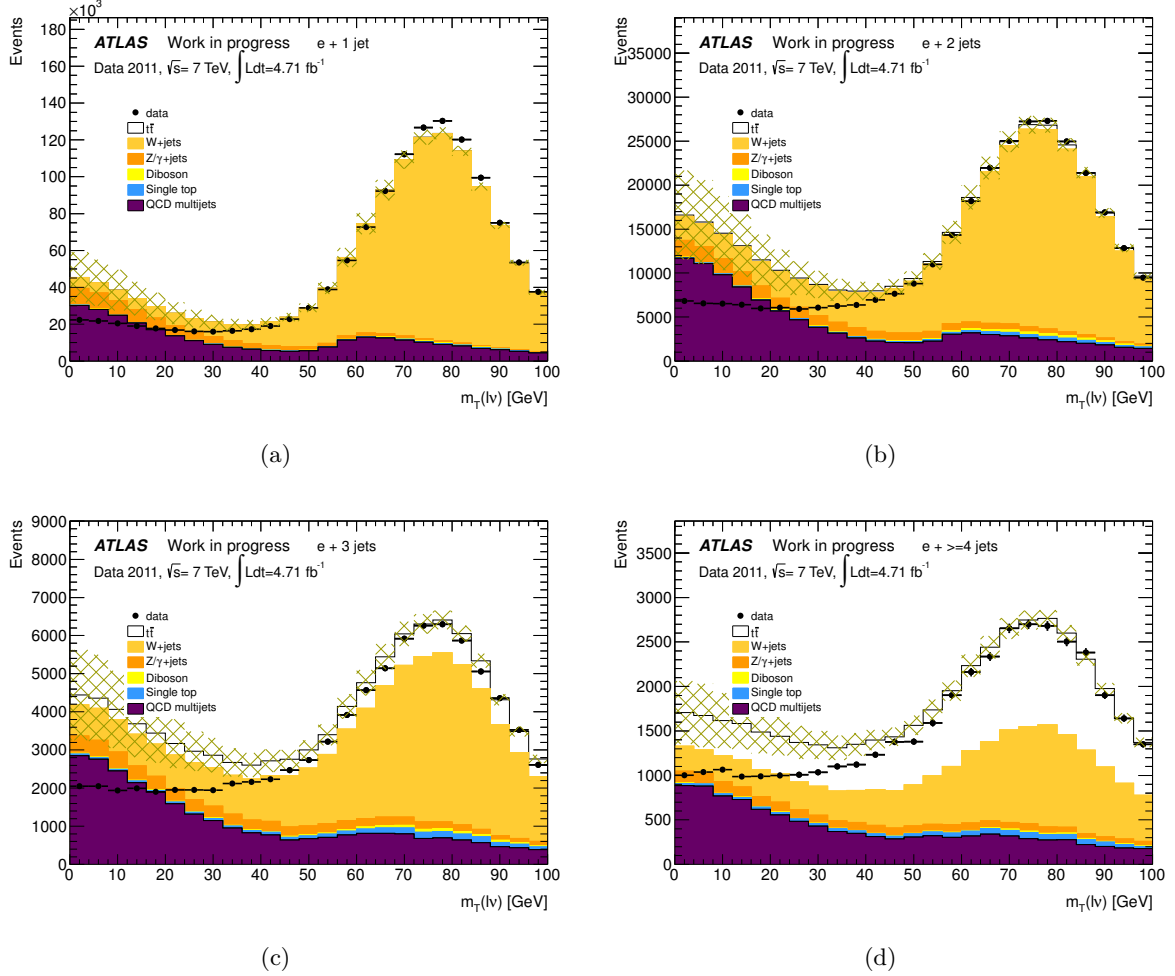


FIGURE 7.16: Distributions extraites des données et attendues de la masse transverse du système électron-impulsion transverse manquante dans le cas d'événements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

La méthode de la matrice peut également être appliquée pour la sélection d'évènements $t\bar{t}$ en requérant l'étiquetage d'un jet de b dans l'état final. Les mêmes efficacités et taux de "faux" électrons utilisées sont les mêmes que pour le cas où un tel critère n'est pas appliqué. Les compositions des "faux" électrons pour ces deux types sélections diffèrent a priori, mais elles restent inaccessibles. Par conséquent les taux moyens de "faux" électrons sont donc utilisés (cf. section 7.4.5).

La figure 7.17 montre les distributions de l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse, dans le cas où au moins un jet étiqueté comme jet de b est requis. L'accord entre distributions prédites et observées est bon lorsque le nombre de jets est au moins égal à 3, et le désaccord constaté pour $n_{\text{jet}} \leq 2$ est de l'ordre d'une déviation standard.

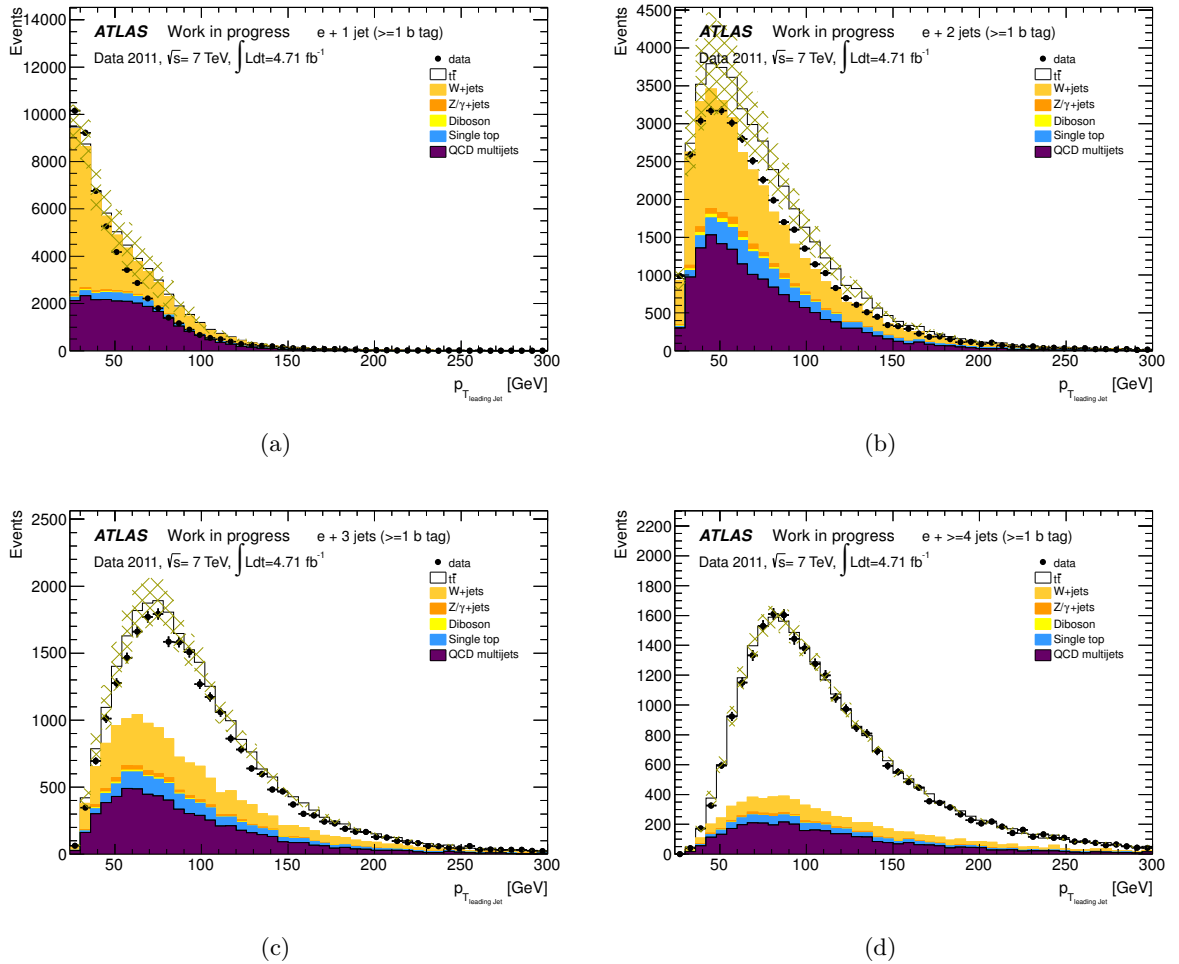


FIGURE 7.17: Distributions extraites des données et attendues pour des évènements contenant au moins un jet identifié comme jet de b de l'impulsion du jet de plus haute impulsion transverse dans le cas d'évènements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

La figure 7.18 montre les distributions de la distance ΔR entre l'électron et le jet de plus haute impulsion transverse, dans le cas où au moins un jet étiqueté comme jet de b est requis. Les distributions prédites sont en meilleur accord avec les distributions observées que pour la sélection n'imposant pas de critère d'étiquetage, et particulièrement pour $n_{\text{jet}} \geq 3$.

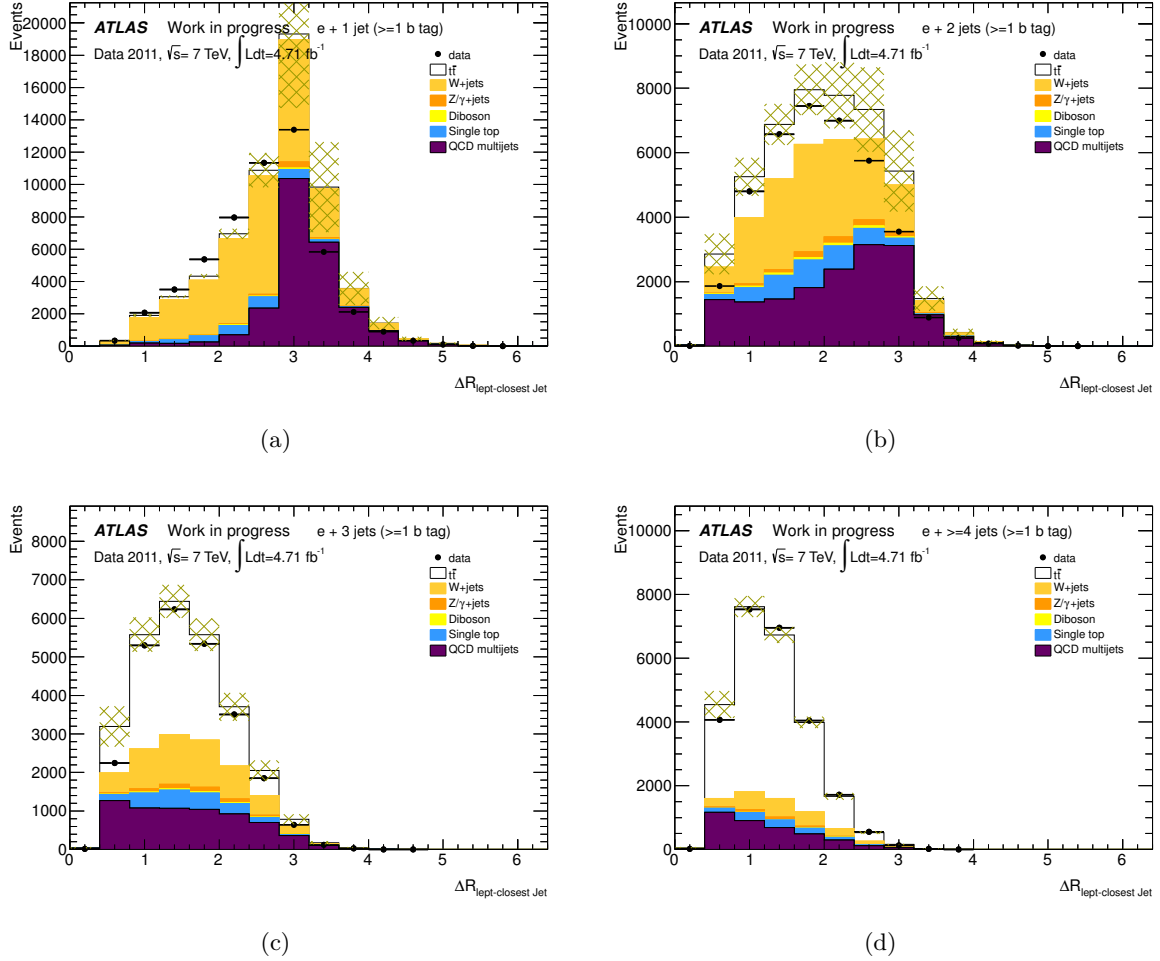


FIGURE 7.18: Distributions extraites des données et attendues pour des événements contenant au moins un jet identifié comme jet de b de la distance de l'électron avec le jet de plus haute impulsion transverse dans le cas d'événements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

Enfin, La figure 7.19 montre les distributions de la masse transverse calculée avec l'électron et l'impulsion transverse manquante, dans le cas où au moins un jet étiqueté comme jet de b est requis. Les incertitudes sur la prédiction du nombre d'événements contenant un "faux" électron est importante dans la zone de basse masse transverse et le désaccord est de l'ordre de deux déviations standard dans cette zone, pour $n_{\text{jet}} \leq 2$. Le désaccord est réduit dans la région de signal, notamment pour $n_{\text{jet}} \geq 3$.

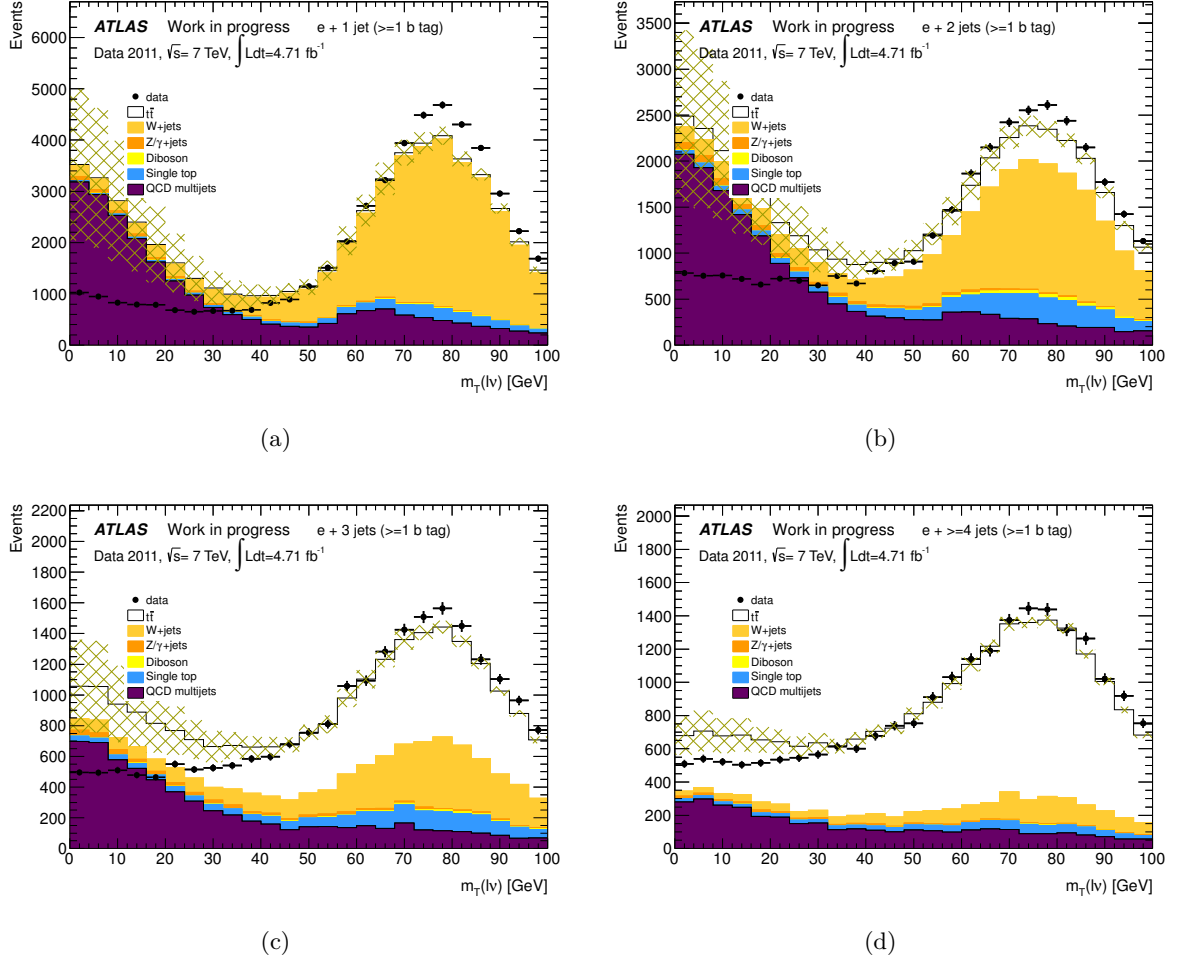


FIGURE 7.19: Distributions extraites des données et attendues pour des évènements contenant au moins un jet identifié comme jet de b de la masse transverse du système électron-impulsion transverse manquante dans le cas d'évènements contenant 1 jet (a), 2 jets (b), 3 jets (c) et au moins 4 jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

Les mesures détaillées dans cette section sont en cours de mise à jour pour les conférences d'été 2012, en tenant compte notamment de l'amélioration de l'outil de correction des variables d'isolation calorimétriques (cf. 6.3.2) qui influence le nombre d'évènements passant les critères "tight" et de la mise à jour des facteurs correctifs pour l'asymétrie de charge des boson W (cf. section 6.2.1) qui modifie la normalisation des évènements W +jets simulés.

7.5.2 Canaux dileptoniques

Une sélection d'événements $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques est mise en œuvre. Les événements sélectionnés doivent avoir au moins un jet et doivent avoir exactement deux leptons satisfaisant les critères "*tight*" ou exactement deux leptons satisfaisant les critères "*loose*" ou "*tight*". Pour les canaux ee et $\mu\mu$ la masse invariante des deux leptons doit satisfaire $|M_{ll} - M_Z| > 10$ GeV. À partir de cette sélection "*loose*" est mise en œuvre la méthode de la matrice.

7.5.2.1 Mise en œuvre de la méthode

Les distributions des variables de contrôles pour la contribution des événements contenant des "faux leptons" sont obtenues en appliquant un poids à chaque événement de la sélection "*loose*". Ce poids est donné par l'équation 7.14 de façon similaire au cas du canal électron plus jets (cf. 7.5.1.1). Ainsi, les poids w^{TT} , w^{TL} , w^{LT} et w^{LL} appliqués pour les événements de type TT, TL, LT et LL respectivement sont donnés par :

$$w^{TT} = \alpha[r_1 f_2 (f_1 - 1)(1 - r_2) + f_1 r_2 (r_1 - 1)(1 - f_2) + f_1 f_2 (1 - r_1)(1 - r_2)] \quad (7.17)$$

$$w^{TL} = \alpha[r_1 f_2 (1 - f_1) r_2 + f_1 r_2 (1 - r_1) f_2 + f_1 f_2 (r_1 - 1) r_2] \quad (7.18)$$

$$w^{LT} = \alpha[r_1 f_2 f_1 (1 - r_2) + f_1 r_2 r_1 (1 - f_2) + f_1 f_2 r_1 (r_2 - 1)] \quad (7.19)$$

$$w^{LL} = \alpha r_1 r_2 f_1 f_2 \quad (7.20)$$

Les taux de "faux muons" et les efficacités correspondantes utilisés ici ont été calculés par d'autres groupes de recherche au sein de la collaboration ATLAS. Une incertitude relative totale de 10% est considérée pour les taux de faux muons, par majoration. Les distributions de ces mêmes variables relatives au signal $t\bar{t}$ attendu et aux autres bruits de fonds sont estimées en utilisant des données simulées où l'électron reconstruit est associé à un vrai électron issu de la désintégration d'un boson W ou Z .

L'incertitude systématique sur la contribution des événements contenant un "faux électron" est estimée en recalculant les poids w^{TT} , w^{TL} , w^{LT} et w^{LL} en utilisant une valeur de f augmentée ou réduite de son incertitude totale et en réitérant l'estimation avec ces valeurs recalculées. La variation des taux de "faux" leptons est réalisée simultanément pour les deux leptons car il est difficile d'étudier les effets de corrélations en l'absence de connaissance de la composition des "faux leptons" dans la région de signal et dans la région de contrôle. L'incertitude sur r étant très faible en comparaison de l'incertitude sur f , son influence sur la contribution des événements contenant un "faux électron" est négligée.

7.5.2.2 Résultats

Les distributions de l'énergie transverse manquante $E_T^{\cancel{X}}$, de la somme scalaire des impulsions transverses des leptons et des jets H_{Tsum} , de la masse invariante des deux leptons m_{ll} et du nombre de jets n_{jet} sont montrées pour des événements où les deux leptons sont de même charge, dans le cas du canal ee (figure 7.20), du canal $\mu\mu$ (figure 7.21) et du canal $e\mu$ (figure 7.22). L'utilisation des distributions pour les paires de même charge permet d'augmenter la fraction de "faux leptons" dans l'échantillon et ainsi de mieux évaluer la pertinence de l'estimation du nombre d'événements contenant des "faux leptons". On constate pour les trois canaux que l'accord entre

les distributions observées et les distributions attendues est correct compte tenu des incertitudes, validant l'estimation du nombre de faux leptons dans les canaux dileptoniques.

Les nombres d'événements contenant des leptons mal identifiés sont évalués pour les événements contenant deux leptons de charges opposées et satisfaisant les critères de sélection standard des événements $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques utilisés au sein de la collaboration. Ces estimations sont un des ingrédients de la mesure de section efficace de paires de quarks top présentée dans le chapitre 8.

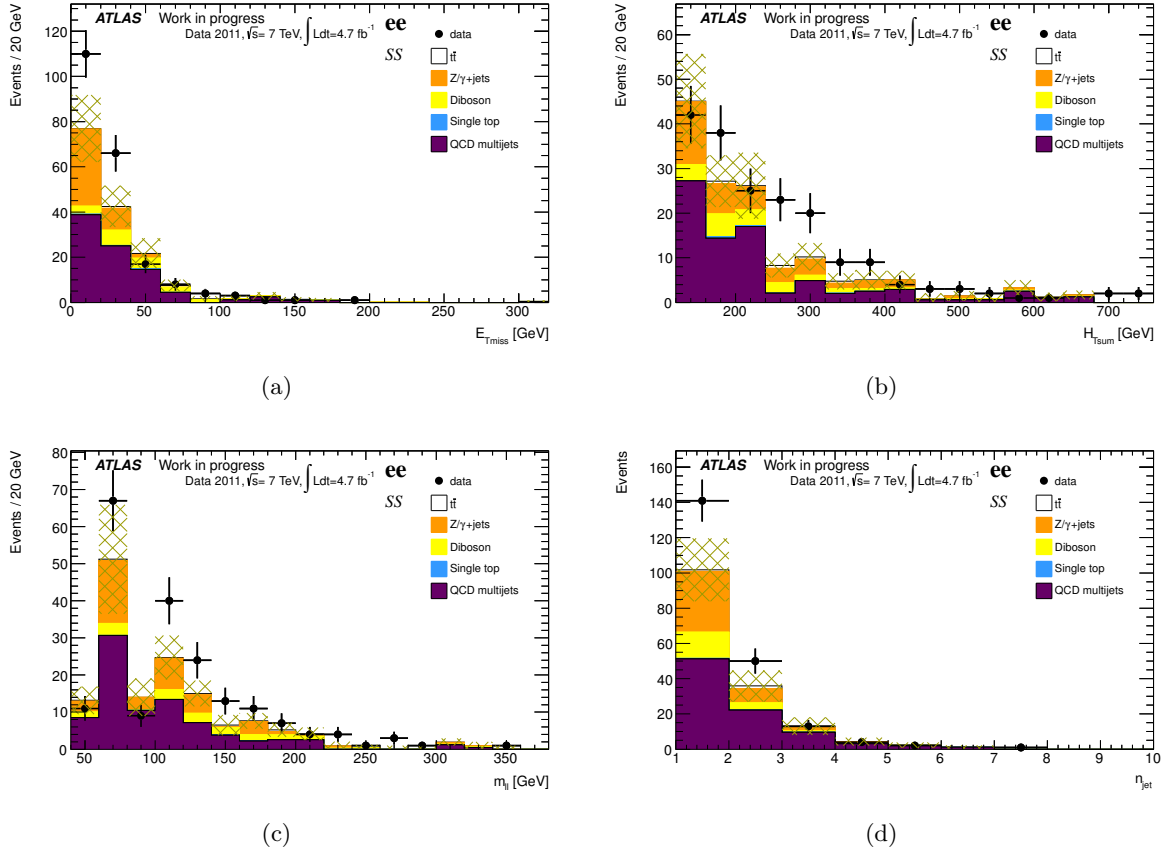


FIGURE 7.20: Distributions extraites des données et attendues pour des paires de même charges pour le canal ee de l'énergie transverse manquante (a), de la somme scalaire des impulsions (b), de la masse invariante des deux leptons (c) et du nombre de jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

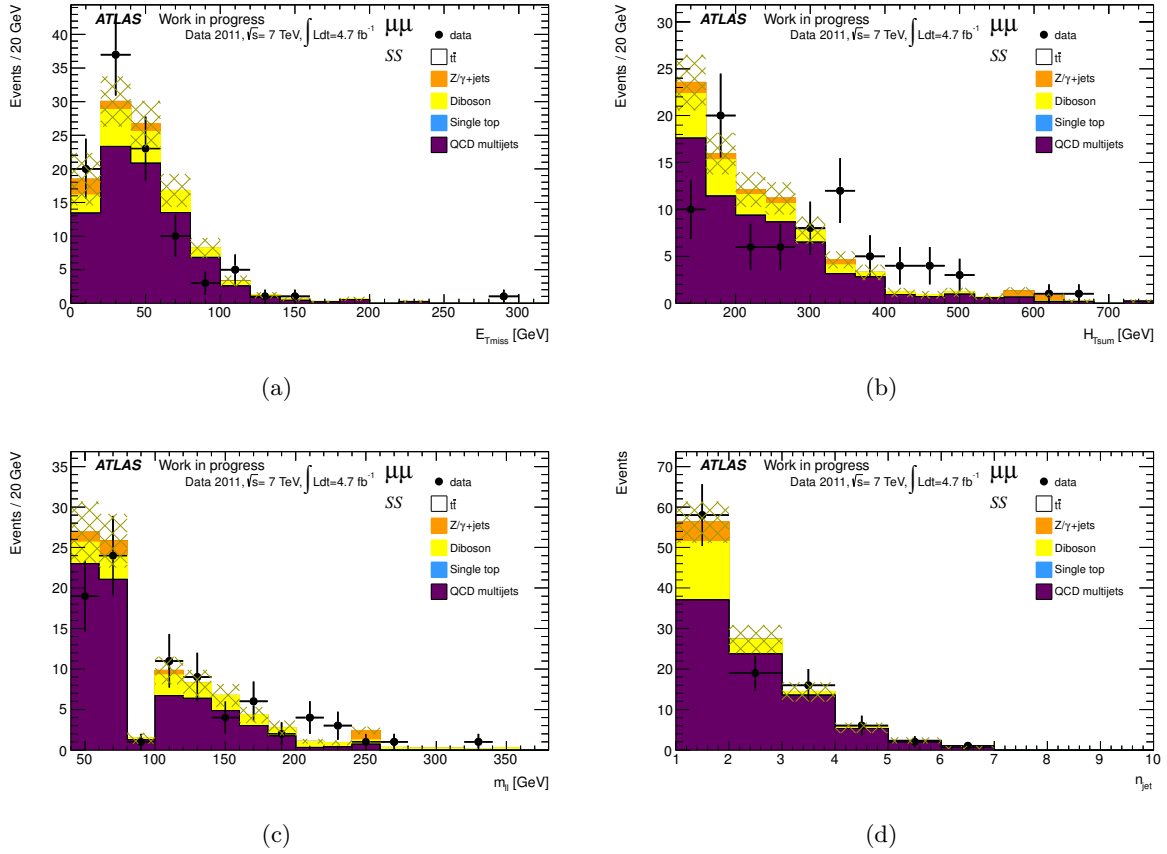


FIGURE 7.21: Distributions extraites des données et attendues pour des paires de même charges pour le canal $\mu\mu$ de l'énergie transverse manquante (a), de la somme scalaire des impulsions (b), de la masse invariante des deux leptons (c) et du nombre de jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

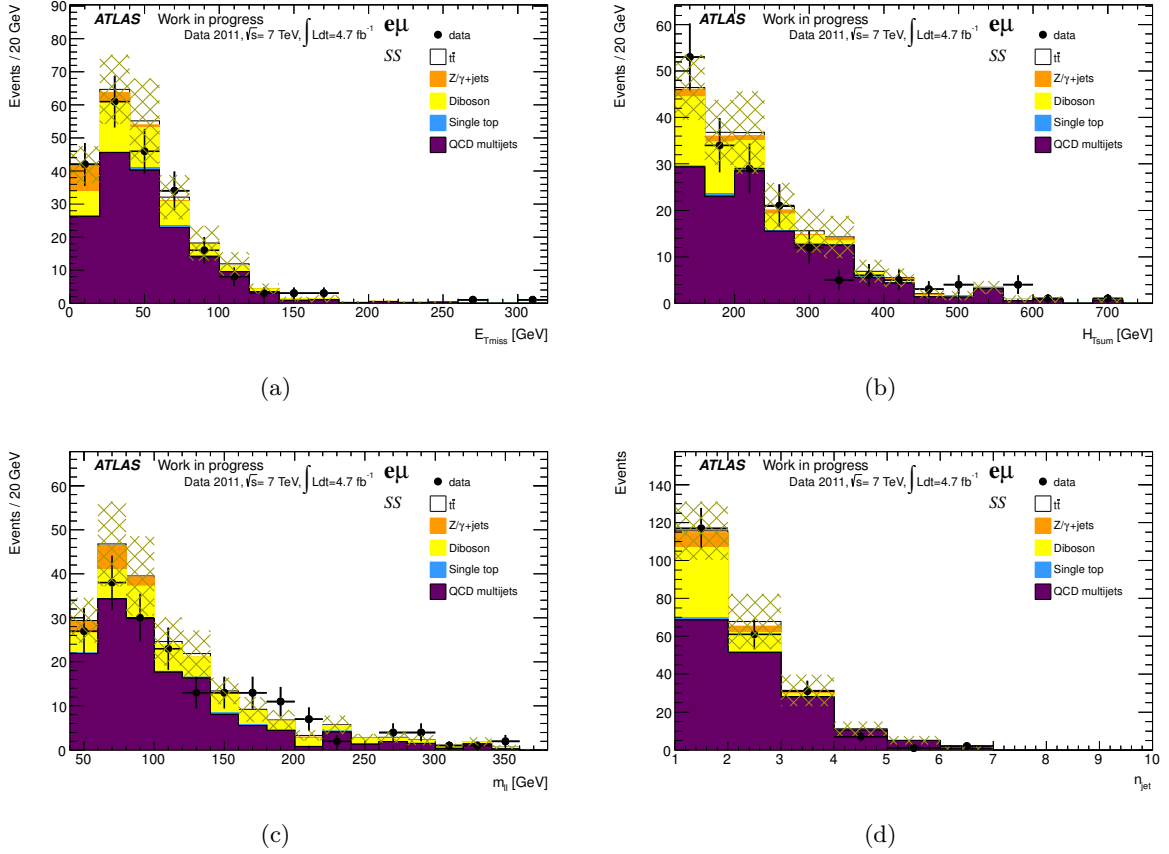


FIGURE 7.22: Distributions extraites des données et attendues pour des paires de même charges pour le canal $e\mu$ de l'énergie transverse manquante (a), de la somme scalaire des impulsions (b), de la masse invariante des deux leptons (c) et du nombre de jets (d). La distribution attendue pour la composante due aux "faux électrons" est estimée en utilisant le critère d'isolation moyen pour les électrons "loose". La barre d'erreur indiquée pour les distributions attendues correspond à l'incertitude totale sur l'estimation de la composante due aux "faux électrons".

Chapitre 8

Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques

QUAERENDO INVENIETIS
C'est en cherchant que l'on trouve

Anonyme

Sommaire

8.1	Données utilisées	201
8.1.1	Données de collision	201
8.1.2	Données simulées	201
8.2	Sélection des évènements	202
8.2.1	Déclenchement et présélection	202
8.2.2	Critère sur le nombre de jets	202
8.2.3	Critère sur l'énergie transverse manquante	202
8.2.4	Critère sur la masse invariante des deux leptons	203
8.2.5	Critère sur la somme scalaire des impulsions	205
8.2.6	Synthèse des critères de sélection	205
8.3	Estimation du signal attendu et des bruits de fond	205
8.3.1	Évaluation des incertitudes	206
8.3.2	Estimations basées sur la simulation	208
8.3.2.1	Signal	208
8.3.2.2	Évènements Drell-Yan	208
8.3.2.3	Évènements di-boson	209
8.3.2.4	Évènements single top	209
8.3.3	Estimations basées sur les données	209
8.3.4	Synthèse des estimations	212
8.4	Mesure de la section efficace	219
8.4.1	Méthode de mesure	219
8.4.2	Résultats	220
8.4.3	Pour aller plus loin	223

La mesure de la section efficace de production de paires de quarks top $\sigma_{t\bar{t}}$ est l'un des piliers du programme de physique du LHC. Les incertitudes sur la prédiction théorique de cette grandeur sont de l'ordre de 10%, par conséquent cette mesure constitue un test de précision du modèle standard. De plus, ces événements constituent un important bruit de fond pour de nombreuses analyses, notamment concernant les processus au delà du modèle standard. La mesure de la section efficace est également un test de possibles nouveaux mécanismes de production $t\bar{t}$ pouvant augmenter sa valeur de façon significative. Par ailleurs, l'utilisation de différents canaux de

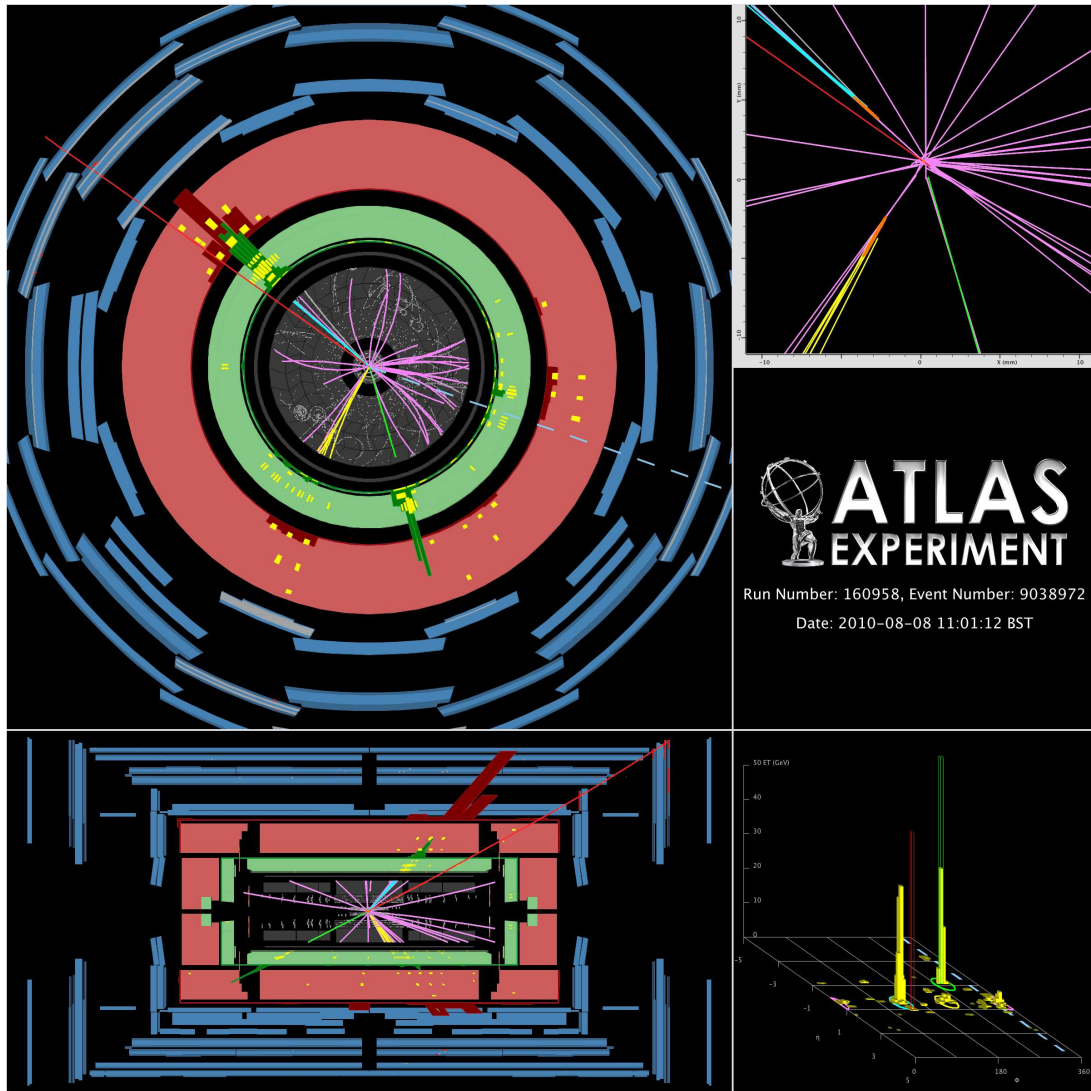


FIGURE 8.1: Évènement ayant la topologie $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$ enregistré au cours de l'année 2010 [95]. L'électron est visible par sa trace représentée en vert pointant vers un amas calorimétrique, le muon par sa trace représentée en rouge traversant les spectromètres à muons et l'énergie transverse manquante par la ligne pointillée. L'évènement est montré en coupe transverse en haut à gauche et en coupe longitudinale en bas à gauche. Une vue rapprochée des traces issues du vertex primaire est montrée en haut à droite. Le schéma en bas à droite montre dans le plan η, ϕ les dépôts d'énergie dans les calorimètres (en jaune) et l'énergie de l'électron et du muon.

désintégration est un atout pour la compréhension du détecteur car le grand lot d'événements $t\bar{t}$ produits au LHC est un outil important pour l'étude des performances de reconstruction des leptons et des jets, de mesure de l'énergie transverse manquante et d'étiquetage des jets de b . Dès les premières données de collision à $\sqrt{s} = 7$ TeV en 2010, des événements $t\bar{t}$ ont été recherchés [151], permettant de valider les stratégies de mesure de section efficace [16, 152]. La figure 8.1 montre un événement enregistré au cours de l'année 2010 ayant la topologie d'un événement $t\bar{t}$ dans le canal $e\mu$. La première mesure de section efficace dans les canaux dileptoniques fut réalisée grâce à l'ensemble des données collectées en 2010 [153], puis une mesure utilisant une fraction des données collectées en 2011 correspondant à $\int \mathcal{L} dt = 0.7 \text{ fb}^{-1}$ fut réalisée [154].

À luminosité intégrée égale et avec une énergie de collision de $\sqrt{s} = 7$ TeV, environ 20 fois plus de paires $t\bar{t}$ ont été produites au LHC par rapport au Tevatron. Les mesures de sections efficaces combinées au Tevatron atteignent une précision de 6.5 % [155, 156], en utilisant tous les états finals, pour une luminosité intégrée de 5 fb^{-1} . Les résultats du LHC font état de mesures combinées avec une précision de 7 % [157] pour une luminosité intégrée de 0.7 fb^{-1} , résultats dominés par les incertitudes systématiques.

Dans ce chapitre est présentée une mesure de la section efficace dans les canaux dileptoniques réalisée en utilisant l'ensemble des données collectées par le détecteur ATLAS en 2011. La méthode utilisée dite "*cut and count*" repose sur l'application d'un ensemble de critères de sélection des événements permettant d'atteindre un bon rapport signal sur bruit, préalablement à un ajustement du nombre d'événements attendu au nombre d'événements observés.

Après une présentation des données utilisées, les critères de sélection imposés pour les trois canaux ee , $\mu\mu$ et $e\mu$ sont détaillés. Puis, les nombres d'événements attendus pour le signal et pour chacune des composantes de bruit de fond sont détaillés avec leurs incertitudes systématiques. Enfin, la méthode de mesure de section efficace est exposée ainsi que les résultats obtenus par cette méthode.

8.1 Données utilisées

Pour les études sur le quark top présentées dans cette thèse, des données dans un format de type D3PD (cf. section 2.4.2) adapté aux études sur le quark top sont utilisées. Les fichiers au format ROOT contiennent des informations détaillées sur tous les types d'objets utilisés pour ce type d'analyse (électrons, photons, muons, jets et énergie transverse manquante).

8.1.1 Données de collision

La mesure présentée dans ce chapitre fut réalisée à partir de l'intégralité des données de collision proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV collectées durant l'année 2011, correspondant à une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} dt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$. L'incertitude sur la luminosité intégrée est estimée à 3.9 % pour l'année 2011 (cf. section 2.2.5). Les événements considérés ont déclenché l'acquisition des données grâce à des *menus* sélectionnant au moins un objet de type électron ou photon ou bien au moins un objet de type muon.

8.1.2 Données simulées

Les échantillons de données simulées utilisés sont ceux décrits au chapitre 6 pour les processus $t\bar{t}$, $Z/\gamma^* + \text{jets}$, single-top et dibosons. Les événements sont normalisés selon le nombre moyen de collisions d'empilement par croisement de paquets, comme indiqué à la section 6.1.5.

8.2 Sélection des évènements

Les critères de sélection des évènements appliqués visent à obtenir un échantillon d'évènements $t\bar{t}$ tout en rejetant les évènements de bruit de fond. Ils ont été définis dans le cadre de la mesure de section efficace dans les canaux dileptoniques publiée à l'été 2011 [154]. L'optimisation de ces critères fut l'objet d'études détaillées dans la référence [144] et il ne fut pas choisi de procéder à une redéfinition de ces critères dans le cadre de cette thèse, bien qu'un travail de ré-optimisation soit en cours au sein de la collaboration.

8.2.1 Déclenchement et présélection

L'acquisition des données est réalisée grâce aux *menus* de déclenchement de type électron et muon définis à la section 6.3.1, avec des différences selon la période d'acquisition considérée dues à l'augmentation de la luminosité instantanée. Pour les canaux ee et $\mu\mu$ des *menus* électrons et muons sont utilisés respectivement, tandis que pour le canal $e\mu$ les deux types de *menus* sont utilisés. Les évènements sélectionnés contiennent un vertex primaire avec au moins 5 traces.

Les leptons et les jets satisfaisant les critères définis à la section 6.3 sont considérés et l'énergie transverse manquante est calculée selon la procédure définie à la section 6.3.6. Les évènements sélectionnés doivent contenir exactement deux leptons de charge opposées, et l'un des deux leptons au moins doit être associé à l'objet ayant déclenché l'acquisition. Afin de rejeter la contamination due aux évènements de bruits de fond qui ne sont pas des collisions, le nombre de traces avec $p_T > 400$ MeV au vertex primaire doit être au moins égal à 5. De plus, pour rejeter les évènements dus aux muons cosmiques, les évènements contenant deux muons de séparation azimutale $|\Delta\phi|$ supérieure à 3.10, de paramètres d'impacts de signes opposés et supérieurs à 0.5 mm en valeur absolue sont rejetés. Enfin, les évènements étiquetés comme ayant une bouffée de bruit (*noise bursts*) dans les calorimètres à argon liquide sont rejetés.

8.2.2 Critère sur le nombre de jets

Les évènements $t\bar{t}$ ont dans l'état final au moins deux quarks b qui du fait du processus d'hadronisation donnent lieu à au moins deux jets. Ces jets peuvent être reconstruits et un critère concernant le nombre de jets peut être imposé. La figure 8.2 montre pour les trois canaux la distribution du nombre de jets dans les évènements sélectionnés en appliquant tous les critères définis dans la section 8.2 à l'exception du critère sur le nombre de jets. On constate un moins bon rapport signal sur bruit pour le cas $n_{\text{jet}} = 1$, c'est pourquoi il fut choisi d'imposer la présence d'au moins 2 jets reconstruits dans les évènements sélectionnés, pour les trois canaux.

8.2.3 Critère sur l'énergie transverse manquante

Les deux leptons issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ sont produits en association avec de l'énergie transverse manquante due aux neutrinos. Afin de réduire la contribution des évènements de Drell-Yan dans les canaux ee et $\mu\mu$, les évènements sélectionnés doivent satisfaire $E_T^{\text{miss}} > 60$ GeV. La figure 8.3 montre la distribution d'énergie transverse manquante dans les canaux ee et $\mu\mu$ pour des évènements sélectionnés avec l'ensemble des critères définis dans la section 8.2 à l'exception du critère sur l'énergie transverse manquante. Les évènements $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ n'ont pas de neutrino dans l'état final mais ils présentent une queue dans la distribution d'énergie transverse manquante à cause des erreurs de mesure sur celle-ci. Ce critère de sélection permet également de réduire le bruit de fond dû aux processus ne faisant intervenir que l'interaction forte (évènements "multijets") qui sont une des sources d'évènements contenant un faux lepton

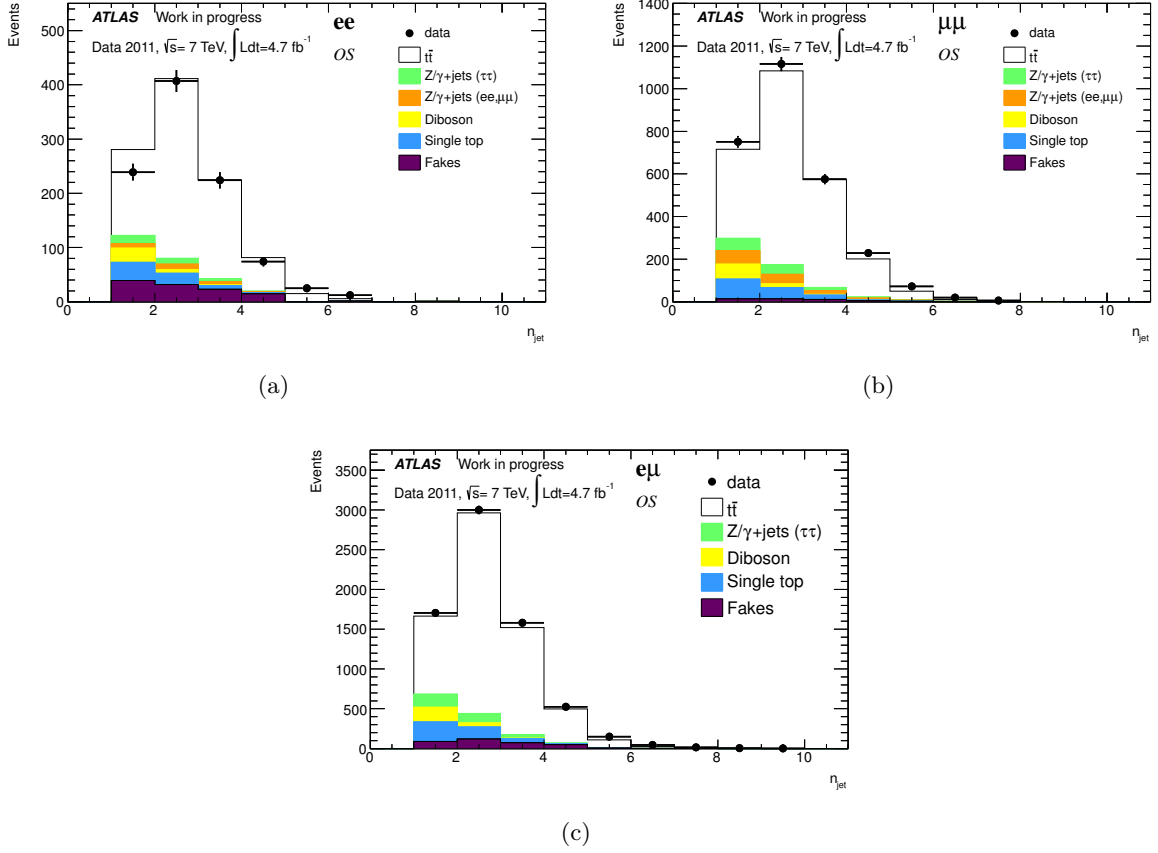


FIGURE 8.2: Distributions attendues et observées du nombre de jets pour les canaux ee (a), $\mu\mu$ (b) et $e\mu$ (c). Les critères de sélections détaillés dans la section 8.2 sont imposés à l'exception de celui concernant cette variable ($n_{\text{jet}} \geq 2$).

dans l'état final. Ces évènements "fakes" ont une contribution plus importante pour les électrons que pour les muons.

8.2.4 Critère sur la masse invariante des deux leptons

Un autre critère permettant de réduire la contribution des évènements de Drell-Yan dans le cas des canaux ee et $\mu\mu$ concerne la masse invariante des deux leptons. En effet le boson Z se désintégrant en deux leptons de même saveur a une masse connue, par conséquent il est imposé dans ces deux canaux que la masse invariante des deux leptons diffère de plus de 10 GeV de la masse du Z , $m_Z = 91$ GeV. Par ailleurs, les évènements pour lesquels cette masse invariante est inférieure à 15 GeV sont exclus afin de réduire la contribution des mésons de type charmonium et bottomonium, ainsi que de la production $b\bar{b}$ non résonnante qui est une source de leptons à cause de la désintégration semi-leptonique des mésons B. La figure 8.4 montre dans le cas des canaux ee et $\mu\mu$ la distribution de masse invariante des deux leptons, après application de tous les critères de sélection à l'exception de celui concernant cette variable.

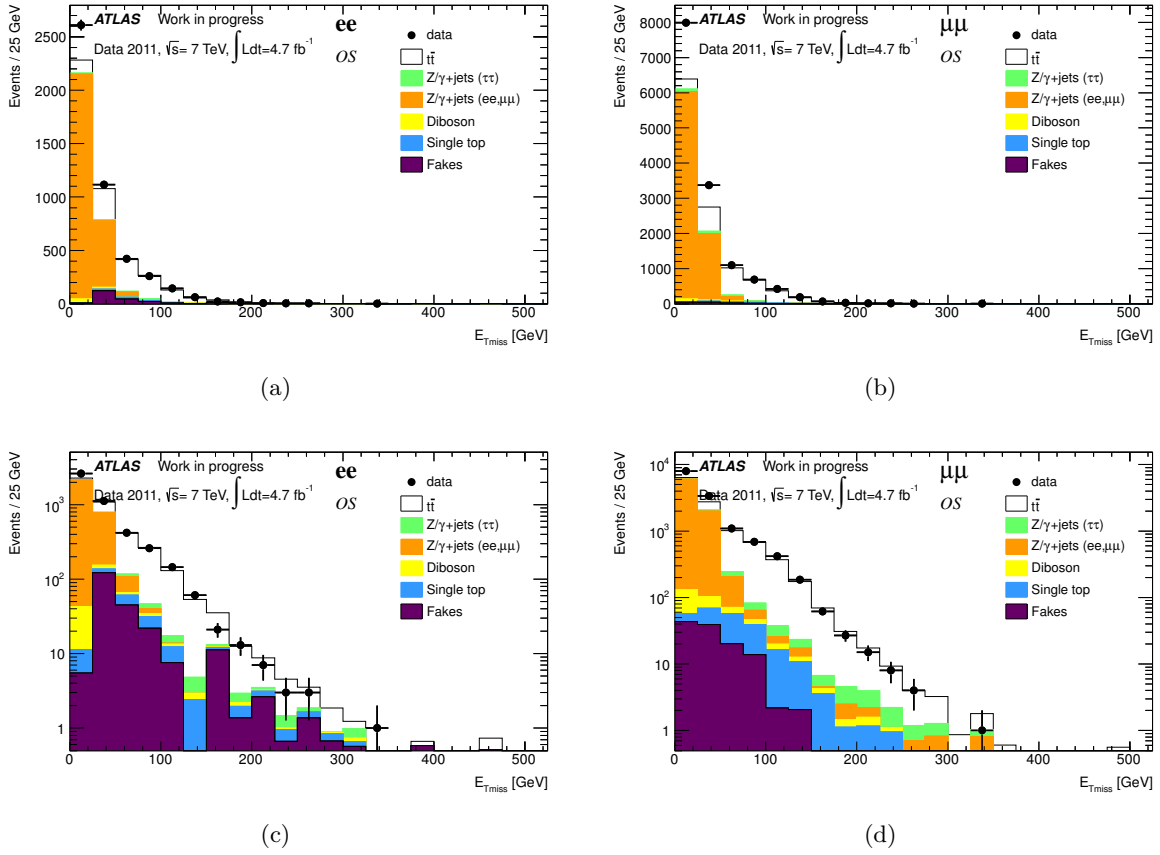


FIGURE 8.3: Distributions attendues et observées de l'énergie transverse manquante des deux leptons pour les canaux ee (a) et $\mu\mu$ (b). Les distributions sont également montrées en échelle logarithmique pour chacun de ces deux canaux (c), (d). Les critères de sélection détaillés dans la section 8.2 sont imposés à l'exception de celui concernant cette variable.

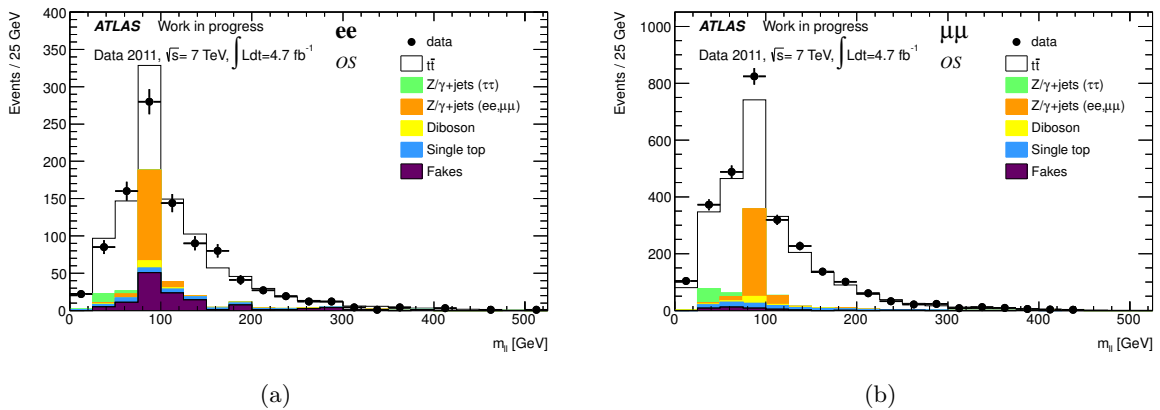


FIGURE 8.4: Distributions attendues et observées de la masse invariante des deux leptons pour les canaux ee (a) et $\mu\mu$ (b). Les critères de sélection détaillés dans la section 8.2 sont imposés à l'exception de celui concernant cette variable ($m_{ll} > 15$ GeV et $|m_{ll} - 91 \text{ GeV}| > 10$ GeV).

8.2.5 Critère sur la somme scalaire des impulsions

Dans le canal $e\mu$, la contribution des événements $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ est réduite grâce à un critère de sélection sur la variable $H_{T\text{sum}}$. Cette variable est définie par la somme scalaire des impulsions de l'ensemble des leptons et des jets de l'événement. Les événements sélectionnés doivent satisfaire $H_{T\text{sum}} > 130$ GeV. La figure 8.5 montre la distribution de cette variable pour le canal $e\mu$ pour les événements satisfaisant l'ensemble des critères énoncés plus haut, à l'exception de celui concernant cette variable. Le seuil de 130 GeV est justifié par la diminution du rapport signal sur bruit en deçà de cette valeur.

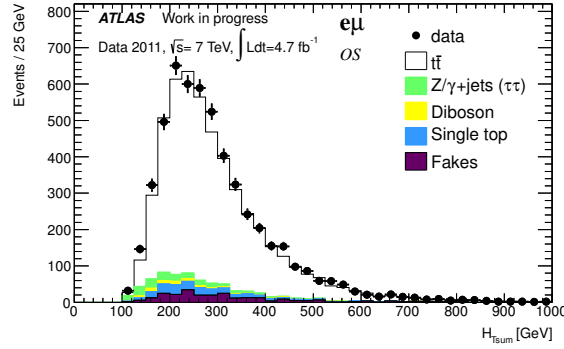


FIGURE 8.5: Distributions attendues et observées de la somme scalaire des impulsions pour le canal $e\mu$. Les critères de sélection détaillés dans la section 8.2 sont imposés à l'exception de celui concernant cette variable.

8.2.6 Synthèse des critères de sélection

La table 8.1 récapitule l'ensemble des critères de sélection des événements imposés pour chacun des trois canaux ee , $\mu\mu$ et $e\mu$.

Variable	ee	mm	em
n_{jet}	$n_{\text{jet}} > 2$	$n_{\text{jet}} > 2$	$n_{\text{jet}} > 2$
E_T	$E_T > 60$ GeV	$E_T > 60$ GeV	- -
m_{ll}	> 15 GeV $ m_{ll} - m_Z > 10$ GeV	> 15 GeV $ m_{ll} - m_Z > 10$ GeV	- - - -
$H_{T\text{sum}}$	- -	- -	$H_{T\text{sum}} > 130$ GeV

TABLE 8.1: Critères de sélection des événements pour chaque canal dileptonique.

8.3 Estimation du signal attendu et des bruits de fond

Dans cette section sont détaillées les estimations du nombre d'événements attendus pour chaque contribution. Toutes ces estimations sont basées sur la simulation, à l'exception de la contribution due aux leptons mal identifiés (cf. chapitre 7).

8.3.1 Évaluation des incertitudes

Pour chaque contribution, les différents effets systématiques sont étudiés en calculant la variation relative du nombre d'évènement attendu pour une variation autour de la valeur centrale des paramètres dont dépend l'estimation.

Déclenchement, reconstruction et identification

Pour les estimations basées sur la simulation, un poids est appliqué à chaque évènement pour tenir compte du déclenchement, de la reconstruction et de l'identification. Par exemple, la probabilité pour un vrai électron reconstruit et satisfaisant les critères d'identification *isEM tight* (cf. section 4.4.2) de déclencher l'acquisition pour un menu de déclenchement donné¹ peut différer dans les données simulées par rapport à la situation réelle. Ces poids appelés facteurs d'échelle sont définis comme le rapport de ces probabilités sur les données de collision et sur les données simulées sont mesurés au sein de la collaboration grâce à une méthode de *tag-and-probe*, comme présenté au chapitre 5 dans le cas de l'identification des électrons de basse impulsion transverse. Les nombres d'évènements sont réévalués pour chaque contribution en changeant les valeurs de ces facteurs d'échelle d'une quantité correspondant à leurs incertitudes. Les effets dus aux facteurs d'échelle pour le déclenchement et l'identification² des électrons sont désignés dans la suite par SFEl.Trig et SFEl.ID respectivement. Pour le déclenchement et l'identification des muons les effets seront désignés par SFMu.Trig et SFMu.ID respectivement.

L'incertitude due à la reconstruction des jets est évaluée en réévaluant les nombres d'évènements attendus en rejetant aléatoirement une fraction de jets correspondant à l'efficacité de reconstruction. Cette efficacité est également mesurée par la collaboration grâce à une technique de *tag-and-probe*, en comparant sur les données et la simulation la probabilité pour un groupement de traces (*track-jets*) d'être associé à un jet reconstruit [114]. Ces effets sont désignés par JetEff dans la suite.

Échelle d'énergie et résolution

Pour tenir compte de l'échelle et de la résolution d'énergie des objets, il est procédé à d'autres variations des estimations des nombres d'évènements. Dans le cas des électrons, l'étalonnage de l'échelle d'énergie est réalisé en appliquant des facteurs correctifs calculés à partir d'évènements $Z \rightarrow ee$, $J/\psi \rightarrow ee$ ou $W \rightarrow e\nu$ par la collaboration [94]. L'incertitude sur ces facteurs correctifs est utilisée pour estimer l'impact sur l'évaluation des nombres d'évènements attendus. De plus, la résolution en énergie des électrons est prise en compte en procédant à un étalement aléatoire gaussien (*smearing*) des énergies sur les données simulées. L'étalement est réalisé avec des valeurs centrales par défaut puis avec des valeurs augmentées ou diminuées de leur incertitude, donnant ainsi une variation du nombre d'évènements prédits. Les effets d'échelle d'énergie et de résolution sont désignés respectivement par El.ES et El.ER pour les électrons.

Les procédures de correction et d'étalement similaires sont décrites dans la référence [158] dans le cas des muons. Bien que les muons soient reconstruits grâce à un algorithme combinant le trajectographe et les spectromètres à muons, les effets de résolution pour ces deux détecteurs sont étudiés séparément tout en tenant compte des corrélations. Les effets d'échelle d'énergie, de résolution dus au trajectographe et dus aux spectromètres sont désignés par Mu.ES, Mu.ERID et Mu.ERMS respectivement.

¹On parle dans ce cas d'efficacité de déclenchement.

²L'identification désigne ici la reconstruction et l'identification proprement dite, dont les effets ne sont pas étudiés séparément dans le cadre de cette étude.

Enfin, les incertitudes dues aux corrections à l'échelle d'énergie des jets sont évaluées grâce à différentes techniques basées sur les données ou la simulation [159]. Les effets de résolution en énergie sont étudiés à l'aide de méthodes *in-situ* [160]. Les variations des nombres d'événements attendus correspondantes sont désignées par JES et JER respectivement.

Mesure de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est calculée grâce à l'énergie transverse de l'ensemble de objets reconstruits (cf. section 6.3.6). Elle est par conséquent affectée par l'ensemble des effets de résolution et d'échelle d'énergie décrits plus haut. Par ailleurs, l'incertitude due aux termes correspondant aux *soft jets* et aux amas calorimétriques associés à aucun objet (terme dit *cellout*) est évaluée en variant l'énergie reconstruite pour ces amas topologiques de $\pm 5\%$. Ces effets sont désignés par MetCellout dans la suite. Enfin, l'effet des collisions d'empilement fut estimé en étudiant l'effet du nombre de vertex d'empilement sur la somme des énergies transverses. L'incertitude relative sur l'énergie transverse manquante correspondante est estimée à 6.6% [114], et l'effet sur les nombres d'événements attendus est évalué en variant l'énergie transverse manquante d'une valeur correspondant à cette incertitude. Cette variation est désignée par MetPile-up dans la suite.

Leptons mal identifiés

Les incertitudes systématiques associées aux événements contenant des leptons mal identifiés sont estimées en réévaluant cette contribution en variant séparément les taux de faux électrons et de faux muons d'une quantité correspondant à leur incertitude totale (cf. section 7.5.2.1). Les effets correspondants sont désignés respectivement par El.FakeRate et Mu.FakeRate dans la suite. Par ailleurs, l'incertitude statistique sur cette contribution estimée à partir des données est désignée par FakeStat.

Incertitudes dues aux échantillons simulés

L'utilisation d'échantillons simulés pour estimer les différentes contributions conduit introduit naturellement deux incertitudes. La première est l'incertitude statistique qui dépend du nombre d'événements utilisés pour réaliser ces estimations. Elle est essentiellement limitée par le temps de calcul disponible pour produire l'ensemble de ces échantillons. L'autre incertitude est celle relative aux sections efficaces des processus correspondants utilisées pour normaliser les échantillons et qui dépend des prédictions théoriques. Elle est de 35 % pour les événements de Drell-Yan, 5 % pour les événements dibosons et 8.6 % pour les événements single-top. Ces deux sources d'incertitudes sont par la suite désignées respectivement par les suffixes -MCStat et -xsec précédés du type d'échantillon considéré.

Incertitudes théoriques

Une source importante d'incertitude réside dans la modélisation des événements $t\bar{t}$ par la simulation. En effet, la prédiction du nombre d'événements $\sigma_{t\bar{t}}$ satisfaisant les critères de sélection définis à la section 8.2 est dépendante de la prédiction des distributions des variables cinématiques des objets reconstruits. L'incertitude concernant le générateur utilisé pour le processus dur est estimée en utilisant un échantillon de données produit avec PowHeg à la place du générateur MC@NLO utilisé pour calculer la valeur centrale des prédictions (cf. section 6.1.6). L'effet du générateur utilisé pour modéliser la cascade hadronique est estimé en comparant le nombre

d'événements prédits par Pythia et Herwig/Jimmy, en association avec PowHeg. L'incertitude sur la prédiction de la radiation dans l'état initial et final (ISR/FSR) est estimée grâce à deux échantillons simulés avec le générateur Acer en association avec Pythia avec plus ou moins de radiation ISR/FSR. Enfin, pour tenir compte de l'effet des PDF utilisées, un poids est appliqué aux événements $t\bar{t}$ simulés satisfaisant les critères de sélection pour tenir compte de l'enveloppe des barres d'erreurs des PDFs. Cette enveloppe tient compte des différences entre les valeurs données par les 3 ensembles de PDF CT10, MSTW08 et NNPDF, mais aussi des incertitudes relatives à chacune d'entre elles. Dans le cadre de cette thèse, cette incertitude n'a pas été directement estimée, mais une valeur de 2.5 % fut utilisée pour les trois canaux en tenant compte des valeurs obtenues par la collaboration pour la mesure réalisée à l'été 2011 avec une luminosité intégrée de 0.7 fb^{-1} . Cette estimation donne des résultats compatibles avec ceux obtenus par d'autres groupes.

8.3.2 Estimations basées sur la simulation

Les estimations basées sur la simulation reposent sur l'application de l'ensemble des critères de sélection des événements à des échantillons simulés. Le nombre d'événements sélectionnés est ensuite normalisé à la luminosité intégrée de l'échantillon de données de collision utilisé (4.7 fb^{-1} pour cette étude) en tenant compte des section efficaces des processus considérés. Les échantillons de données simulées sont décrits au chapitre 6.

8.3.2.1 Signal

La table 8.2 donne le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus pour chaque canal et les incertitudes relatives associées. L'incertitude relative totale est d'environ 12.5 % pour le canal ee , 7.5 % pour le canal $\mu\mu$ et 6.4 % pour le canal $e\mu$. Hormis les incertitudes théoriques qui dépassent 6 %, les incertitudes dominantes sont d'une part celle sur l'échelle d'énergie des jets et d'autre part celle sur les facteurs d'échelle d'identification de électrons, et de façon plus importante pour le canal ee .

8.3.2.2 Événements Drell-Yan

Canaux ee et $\mu\mu$

La table 8.3 donne le nombre d'événements attendus pour les événements $Z \rightarrow ee, \mu\mu$, ainsi que les incertitudes associées. L'incertitude totale dépasse 48 % pour le canal $\mu\mu$ et 72 % pour le canal ee . Cela est dû d'une part à l'incertitude sur la section efficace de 35 % et d'autre part à l'incertitude sur la résolution en énergie des jets qui atteint 50 % dans le cas du canal ee , mais aussi à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets.

Canal $\tau\tau$

La table 8.4 donne le nombre d'événements attendus pour les événements $Z \rightarrow \tau\tau$, ainsi que les incertitudes associées. L'incertitude totale de l'ordre de 38 % pour les trois canaux est essentiellement due à l'incertitude sur la section efficace. Les incertitudes d'origines expérimentales sont nettement moindre que pour les événements $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$, traduisant la moins grande sensibilité des critères de sélection appliquées pour ce canal.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
Nombre d'évènements			
	595.4	1647.7	4420.3
Incertitudes[%]			
Total	12.60/-12.50	7.40/-7.45	6.36/-6.44
Generator	6.32/-6.32	0.37/-0.37	2.47/-2.47
P.Shower	5.49/-5.49	2.07/-2.07	0.12/-0.12
PDF	2.50/-2.50	2.50/-2.50	2.50/-2.50
ISR/FSR	2.29/-2.29	1.80/-1.80	0.18/-0.18
JES	5.63/-5.39	4.71/-4.82	2.18/-2.42
JER	0.98/-0.98	0.25/-0.25	0.27/-0.27
JetEff	0.02/-0.02	0.04/-0.04	0.04/-0.04
El.ES	0.45/-0.62	- -	0.17/-0.16
El.ER	0.23/-0.23	- -	0.01/-0.01
Mu.ES	- -	0.18/-0.18	0.05/-0.05
Mu.ERMS	- -	0.04/-0.04	0.00/0.00
Mu.ERID	- -	0.02/-0.02	0.00/0.00
MetCellout	0.35/-0.32	0.45/-0.28	0.00/0.00
MetPile-up	0.10/-0.28	0.26/-0.14	0.00/0.00
SFEL.Trig	1.05/-1.00	- -	0.71/-0.69
SFEL.ID	5.26/-5.14	- -	2.59/-2.59
SFMu.Trig	- -	0.48/-0.50	0.01/-0.01
SFMu.ID	- -	1.57/-1.56	0.78/-0.78
ttbar-MCStat	0.96/-0.96	0.55/-0.55	0.35/-0.35
Lumi	3.9/-3.9	3.9/-3.9	3.9/-3.9

TABLE 8.2: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements $t\bar{t}$, pour chaque canal dileptonique.

8.3.2.3 Évènements di-boson

La table 8.5 donne le nombre d'évènements attendus pour les évènements dibosons, ainsi que les incertitudes associées. L'incertitude totale reste inférieure à 20 % pour les trois canaux. Les principales sources d'incertitudes sont l'échelle d'énergie et la résolution en énergie des jets, ainsi que les facteurs d'échelle d'identification des électrons.

8.3.2.4 Évènements single top

La table 8.5 donne le nombre d'évènements attendus pour les évènements single-top, ainsi que les incertitudes associées. De façon similaire aux autres composantes présentées plus haut les incertitudes d'origine instrumentale principales sont dues à l'échelle d'énergie des jets, et aux facteurs d'échelle pour l'identification des électrons.

8.3.3 Estimations basées sur les données

La seule composante estimée uniquement à partir des données est celle due aux leptons mal identifiés. La table 8.7 donne les nombre d'évènements pour chaque canal, avec les incertitudes

	ee	$\mu\mu$
	Nombre d'évènements	
	17.9	75.7
	Incertitudes[%]	
Total	72.90/-65.40	48.80/-47.60
JES	34.40/-12.30	12.70/-2.11
JER	50.10/-50.10	29.60/-29.60
JetEff	1.80/-1.80	0.00/0.00
El.ES	7.82/-0.33	- -
El.ER	0.07/-7.66	- -
Mu.ES	- -	0.01/-0.01
Mu.ERMS	- -	2.05/-6.33
Mu.ERID	- -	0.60/-3.07
MetCellout	6.16/-6.16	3.09/-1.46
MetPile-up	7.63/-7.63	2.12/-2.12
SFEL.Trig	3.32/-3.27	- -
SFEL.ID	4.30/-4.21	- -
SFMu.Trig	- -	0.24/-0.27
SFMu.ID	- -	1.82/-1.80
zll-MCStat	13.70/-13.70	8.83/-8.83
zll-xsec	35/-35	35/-35
Lumi	3.9/-3.9	3.9/-3.9

 TABLE 8.3: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$, pour chaque canal dileptonique.

	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
	Nombre d'évènements		
	18.4	66.5	175.6
	Incertitudes[%]		
Total	39.30/-39.00	37.80/-37.60	36.10/-36.20
JES	12.30/-10.90	12.30/-11.60	6.50/-6.79
JER	1.76/-1.76	2.35/-2.35	1.43/-1.43
JetEff	0.00/0.00	0.00/0.00	0.00/0.00
El.ES	0.45/-1.83	- -	0.80/-0.41
El.ER	1.23/-1.23	- -	0.30/-0.12
Mu.ES	- -	0.07/-0.07	0.23/-0.23
Mu.ERMS	- -	0.00/-0.17	0.00/0.00
Mu.ERID	- -	0.00/0.00	0.00/0.00
MetCellout	1.60/-2.58	0.04/-0.04	0.00/0.00
MetPile-up	0.87/-0.36	0.20/-0.16	0.00/0.00
SFEL.Trig	1.99/-1.95	- -	1.21/-1.20
SFEL.ID	6.01/-5.84	- -	2.19/-2.19
SFMu.Trig	- -	0.15/-0.11	0.15/-0.15
SFMu.ID	- -	1.57/-1.55	0.78/-0.78
ztt-MCStat	10.30/-10.30	5.60/-5.60	3.48/-3.48
ztt-xsec	35/-35	35/-35	35/-35
Lumi	3.9/-3.9	3.9/-3.9	3.9/-3.9

 TABLE 8.4: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, pour chaque canal dileptonique.

associées. L'incertitude totale est de l'ordre de 40 % pour le canal ee , 35 % pour le canal $\mu\mu$ et de 30 % pour le canal $e\mu$. La principale source d'incertitude est due à la mesure des taux de

8.3 Estimation du signal attendu et des bruits de fond

Canal	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
Nombre d'évènements			
	8.1	21.5	60.2
Incertitudes[%]			
Total	19.10/-15.40	17.30/-16.40	15.30/-12.80
JES	13.60/-7.64	14.50/-13.40	12.30/-8.98
JER	7.37/-7.37	5.45/-5.45	5.32/-5.32
JetEff	0.00/0.00	0.00/0.00	0.07/-0.07
El.ES	1.06/-0.77	- -	0.21/-0.11
El.ER	0.55/-1.78	- -	0.06/-0.20
Mu.ES	- -	0.11/-0.11	0.09/-0.09
Mu.ERMS	- -	0.65/-0.29	0.00/0.00
Mu.ERID	- -	0.05/-0.14	0.00/0.00
MetCellout	0.15/-0.15	0.41/-0.86	0.00/0.00
MetPile-up	0.12/-0.10	0.20/-0.92	0.00/0.00
SFEL.Trig	0.87/-0.92	- -	0.86/-0.85
SFEL.ID	6.02/-5.86	- -	2.64/-2.64
SFMu.Trig	- -	0.42/-0.44	0.05/-0.05
SFMu.ID	- -	1.49/-1.48	0.79/-0.79
diboson-MCStat	6.77/-6.77	3.86/-3.86	2.40/-2.40
diboson-xsec	5/-5	5/-5	5/-5
Lumi	3.9/-3.9	3.9/-3.9	3.9/-3.9

TABLE 8.5: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements di-bosons, pour chaque canal dileptonique.

Canal	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
Nombre d'évènements			
	29.1	78.0	214.9
Incertitudes[%]			
Total	15.60/-18.00	12.00/-13.8	10.90/-11.50
JES	7.87/-11.90	5.51/-8.69	3.94/-5.34
JER	0.23/-0.23	2.66/-2.66	1.27/-1.27
JetEff	0.44/-0.44	0.14/-0.14	0.09/-0.09
El.ES	2.25/-2.25	- -	0.05/-0.00
El.ER	1.83/-1.83	- -	0.03/-0.03
Mu.ES	- -	0.15/-0.15	0.05/-0.05
Mu.ERMS	- -	0.58/-0.58	0.00/0.00
Mu.ERID	- -	0.16/-0.16	0.00/0.00
MetCellout	2.50/-2.50	0.39/-1.22	0.00/0.00
MetPile-up	1.82/-1.82	0.04/-0.10	0.00/0.00
SFEL.Trig	2.60/-2.53	- -	0.41/-0.38
SFEL.ID	4.93/-4.81	- -	2.51/-2.51
SFMu.Trig	- -	0.68/-0.69	0.03/-0.03
SFMu.ID	- -	1.57/-1.56	0.78/-0.78
singletop-MCStat	6.60/-6.60	3.76/-3.76	2.25/-2.25
singletop-xsec	8.6/-8.6	8.6/-8.6	8.6/-8.6
Lumi	3.9/-3.9	3.9/-3.9	3.9/-3.9

TABLE 8.6: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements single top, pour chaque canal dileptonique.

"faux" leptons, et particulièrement pour les taux de "faux" électrons. Néanmoins, l'incertitude

statistique de l'ordre de 10 % pour les canaux $\mu\mu$ et $e\mu$ et 20 % pour le canal ee n'est pas négligeable.

Canal	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
Nombre d'évènements			
	70.3	31.8	248.1
Incertitudes[%]			
Total	42.60%/-35.70%	36.60%/-33.20%	31.90%/-25.50%
El.FakeRate	37.9%/-29.9%	- -	30.3%/-23.6%
Mu.FakeRate	- -	34.60%/-31.00%	4.40%/-3.93%
FakeStat	19.40%/-19.40%	11.90%/-11.90%	8.93%/-8.93%

TABLE 8.7: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements contenant un lepton mal identifié, pour chaque canal dileptonique.

8.3.4 Synthèse des estimations

La table 8.8 donne les nombres d'évènements observés pour chaque canal, ainsi que le nombre d'évènements attendus pour chaque composante, avec les incertitudes totales associées.

Composante	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
$Z/\gamma^* \rightarrow ee/\mu\mu$	$17.9^{+13.1}_{-11.7}$	$75.7^{+36.9}_{-36.0}$	- -
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	$18.4^{+7.2}_{-7.2}$	$66.5^{+25.2}_{-25.0}$	$175.6^{+63.4}_{-63.5}$
single top	$29.06^{+4.5}_{-5.2}$	$78.0^{+9.4}_{-10.8}$	$214.9^{+23.4}_{-24.6}$
diboson	$8.14^{+1.6}_{-1.3}$	$21.5^{+3.7}_{-3.5}$	$60.2^{+9.2}_{-7.7}$
fake	$70.34^{+30.0}_{-22.2}$	$31.8^{+11.7}_{-10.6}$	$248.1^{+79.0}_{-63.4}$
bruits de fond (total)	$143.9^{+35.6}_{-30.4}$	$273.5^{+52.7}_{-50.0}$	$698.7^{+108.2}_{-97.8}$
$t\bar{t}$	$595.4^{+77.4}_{-76.6}$	$1647.7^{+117.2}_{-118.1}$	$4420.3^{+301.4}_{-304.9}$
total	$739.2^{+92.6}_{-88.5}$	$1921.2^{+148.7}_{-145.3}$	$5119.0^{+341.5}_{-342.8}$
observé	742	2017	5322

TABLE 8.8: Nombres attendus d'évènements pour chaque composante et nombres d'évènements observés, pour chaque canal.

Le nombre d'évènements observé est 742 pour le canal ee et 2017 pour le canal $\mu\mu$. La différence constatée pour ces deux canaux s'explique par la plus faible efficacité de reconstruction et d'identification des électrons du fait du bruit de fond du aux hadrons. Par ailleurs le critère sur l'impulsion transverse est plus sévère pour les électrons ($p_T > 25$ GeV) que pour les muons ($p_T > 20$ GeV) en raison du seuil de déclenchement (cf. section 6.3.1). Le canal $e\mu$ donne une statistique plus favorable avec 5322 évènements observées, grâce au rapport d'embranchement deux fois plus grand pour ce canal. Le léger excès du nombre d'évènements observés par rapport au nombre total d'évènements attendus - constaté plus nettement pour les canaux $\mu\mu$ et $e\mu$ - laisse apparaître que la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ prédite par la théorie qui est utilisée pour normaliser la composante de signal est sous-estimée.

8.3 Estimation du signal attendu et des bruits de fond

Les détails des incertitudes totales pour la somme des évènements attendus pour les composantes de bruits de fond et pour l'ensemble des composantes sont donnés par les tables 8.9 et 8.10 respectivement.

Canal	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
Nombre d'évènements			
	143.9	273.5	698.7
Incertitudes[%]			
Total	24.7/-21.1	19.3/-18.3	15.5/-14
JES	8.21/-5.77	9.22/-6.93	3.9/-4.12
JER	6.83/-6.83	8.44/-8.44	1.21/-1.21
JetEff	0.13/-0.13	-0.04/0.04	-0.03/0.03
El.ES	1.43/-0.31	- -	0.24/-0.11
El.ER	-0.55/-0.32	- -	-0.07/0.04
Mu.ES	- -	0.01/-0.01	0.08/-0.08
Mu.ERMS	- -	0.45/-1.57	0.00/0.00
Mu.ERID	- -	0.12/-0.79	0.00/0.00
MetCellout	0.46/-0.58	0.99/-0.81	0.00/0.00
MetPile-up	0.69/-0.62	0.56/-0.65	0.00/0.00
SFEI.Trig	1.14/-1.12	- -	0.50/-0.49
SFEI.ID	2.64/-2.57	- -	1.55/-1.55
SFMu.Trig	- -	0.26/-0.28	0.03/-0.03
SFMu.ID	- -	1.45/-1.44	0.50/-0.50
Mu.FakeRate	- -	4.03/-3.60	1.56/-1.40
El.FakeRate	18.50/-14.60	- -	10.70/-8.38
FakeStat	9.51/-9.51	1.39/-1.39	3.17/-3.17
zll-MCStat	1.71/-1.71	2.44/-2.44	- -
ztt-MCStat	1.32/-1.32	1.36/-1.36	0.88/-0.88
diboson-MCStat	0.38/-0.38	0.30/-0.30	0.21/-0.21
singletop-MCStat	1.33/-1.33	1.07/-1.07	0.69/-0.69
zll-xsec	4.36/-4.36	9.69/-9.69	- -
ztt-xsec	4.48/-4.48	8.51/-8.51	8.79/-8.79
diboson-xsec	0.28/-0.28	0.39/-0.39	0.43/-0.43
singletop-xsec	1.74/-1.74	2.45/-2.45	2.65/-2.65
Lumi	1.99/-1.99	3.45/-3.45	2.52/-2.52

TABLE 8.9: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements de bruit de fond, pour chaque canal dileptonique.

Canal	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
	Nombre d'évènements		
	739.21	1921.22	5118.95
	Incertitudes[%]		
Total	12.30/-11.70	7.93/-7.76	6.32/-6.35
Generator	5.09/-5.09	-0.32/0.32	-2.13/2.13
P.Shower	4.42/-4.42	1.77/-1.77	-0.10/0.10
PDF	2.01/-2.01	2.14/-2.14	2.16/-2.16
ISR/FSR	1.84/-1.84	-1.54/1.54	0.16/-0.16
JES	6.13/-5.47	5.36/-5.12	2.41/-2.65
JER	2.12/-2.12	1.41/-1.41	-0.07/0.07
JetEff	0.01/-0.01	-0.04/0.04	-0.04/0.04
El.ES	0.64/-0.56	0.00/0.00	0.18/-0.15
El.ER	0.081/-0.25	0/0	-0.02/0.02
Mu.ES	0.00/0.00	0.16/-0.16	0.05/-0.05
Mu.ERMS	0.00/0.00	0.096/-0.25	0.00/0.00
Mu.ERID	0.00/0.00	0.00/-0.10	0.00/0.00
MetCellout	0.37/-0.37	0.53/-0.35	0.00/0.00
MetPile-up	0.22/-0.34	0.31/-0.22	0.00/0.00
SFEL.Trig	1.07/-1.02	0/0	0.69/-0.66
SFEL.ID	4.75/-4.64	0.00/0.00	2.45/-2.45
SFMu.Trig	0.00/0.00	0.45/-0.47	0.01/-0.01
SFMu.ID	0.00/0.00	1.55/-1.54	0.74/-0.74
Mu.FakeRate	0.00/0.00	0.57/-0.51	0.21/-0.19
El.FakeRate	3.61/-2.85	0.00/0.00	1.47/-1.14
FakeStat	1.85/-1.85	0.20/-0.20	0.43/-0.43
ttbar-MCStat	0.77/-0.77	0.47/-0.47	0.30/-0.30
zll-MCStat	0.33/-0.33	0.35/-0.35	0.00/0.00
ztt-MCStat	0.26/-0.26	0.19/-0.19	0.12/-0.12
diboson-MCStat	0.07/-0.07	0.04/-0.04	0.02/-0.02
singletop-MCStat	0.26/-0.26	0.15/-0.15	0.10/-0.10
zll-xsec	0.85/-0.85	1.38/-1.38	0.00/0.00
ztt-xsec	0.87/-0.87	1.21/-1.21	1.2/-1.2
diboson-xsec	0.055/-0.055	0.056/-0.056	0.059/-0.059
singletop-xsec	0.34/-0.34	0.35/-0.35	0.36/-0.36
Lumi	3.53/-3.53	3.84/-3.84	3.71/-3.71

TABLE 8.10: Incertitudes relatives sur les nombres attendus d'évènements, pour chaque canal dileptonique.

Les figures 8.6, 8.7, 8.8 et 8.9 montrent respectivement les distributions du nombre de jets, de la masse invariante des deux leptons, de l'énergie transverse manquante et de la somme scalaire des impulsions pour les événements satisfaisant l'ensemble des critères de sélection définis à la section 8.2. Les estimations résumées dans la table 8.8 correspondent donc à l'intégrale de ces distributions pour chaque canal et pour chaque composante. L'accord entre les distributions prédites et observées est bon.

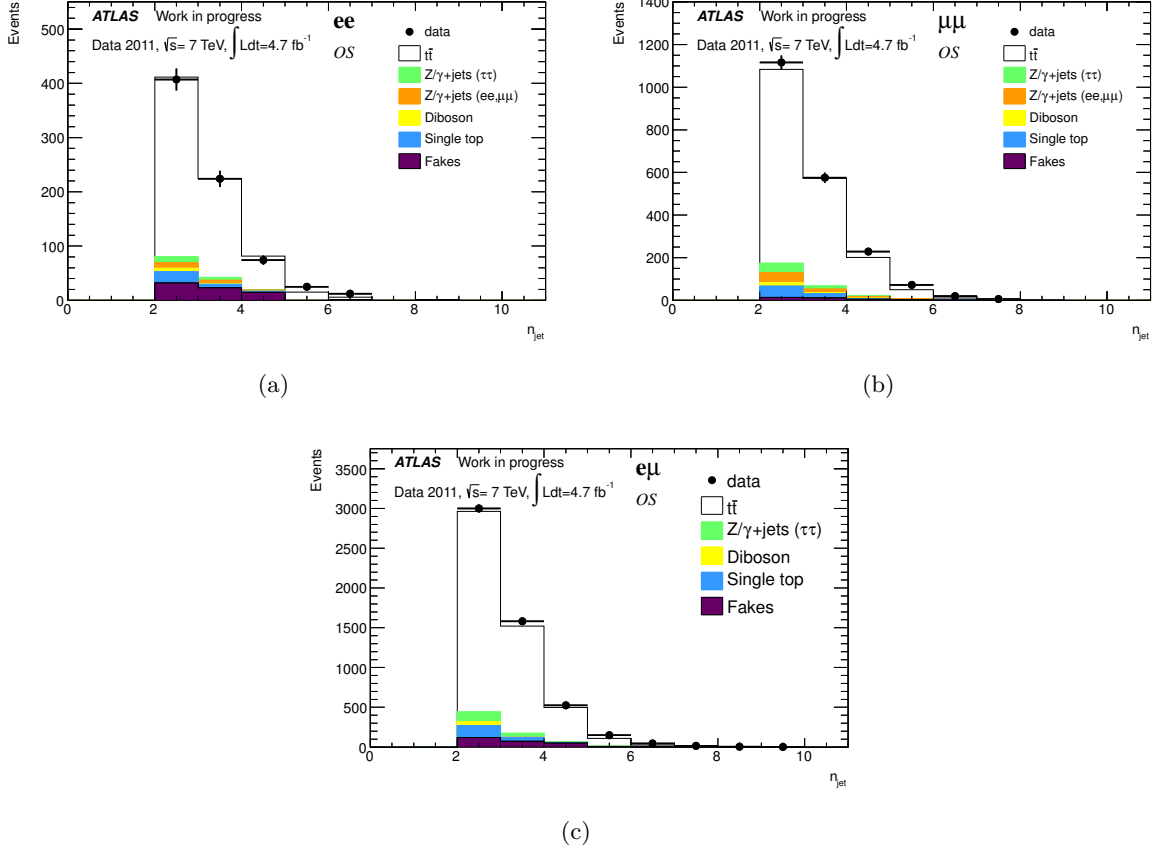


FIGURE 8.6: Distributions attendues et observées du nombre de jets pour les canaux ee (a), $\mu\mu$ (b) et $e\mu$ (c). Les critères de sélection décrits dans la section 8.2 sont tous appliqués.

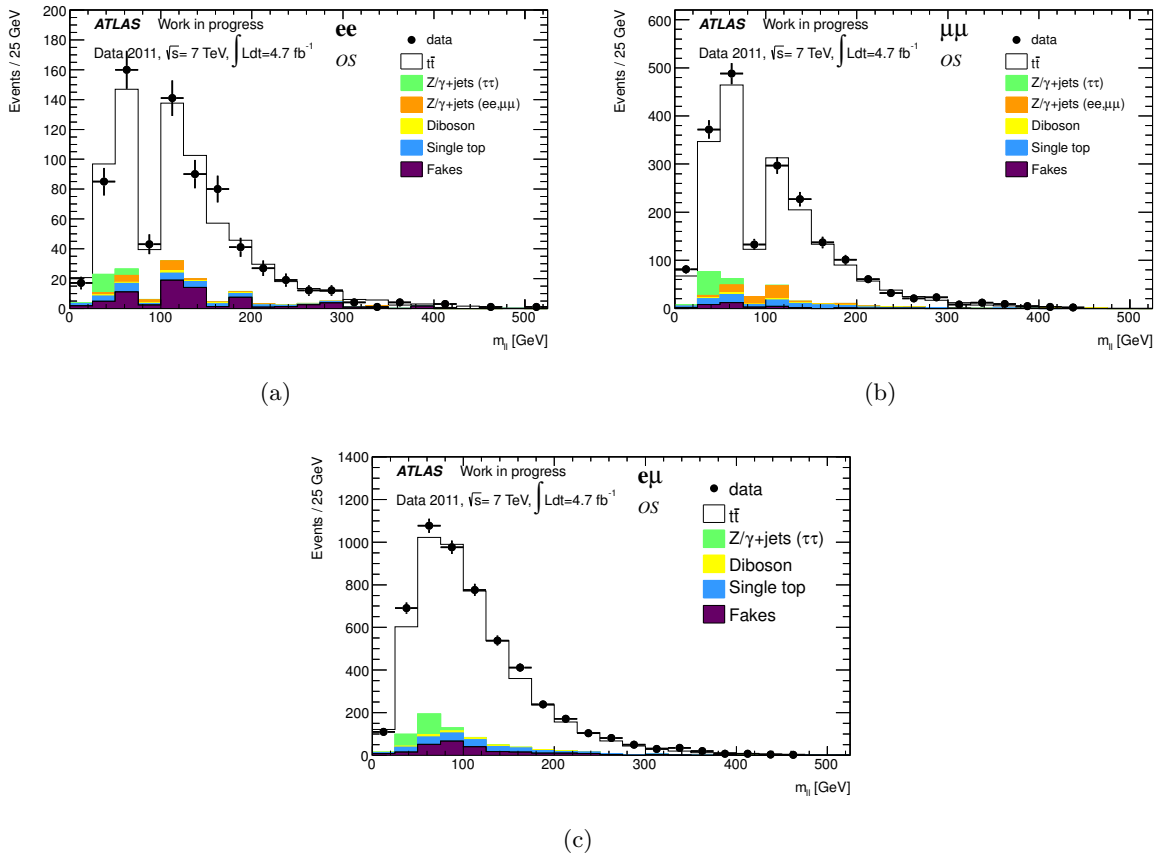


FIGURE 8.7: Distributions attendues et observées de la masse invariante des deux leptons pour les canaux ee (a), $\mu\mu$ (b) et $e\mu$ (c). Les critères de sélection décrits dans la section 8.2 sont tous appliqués.

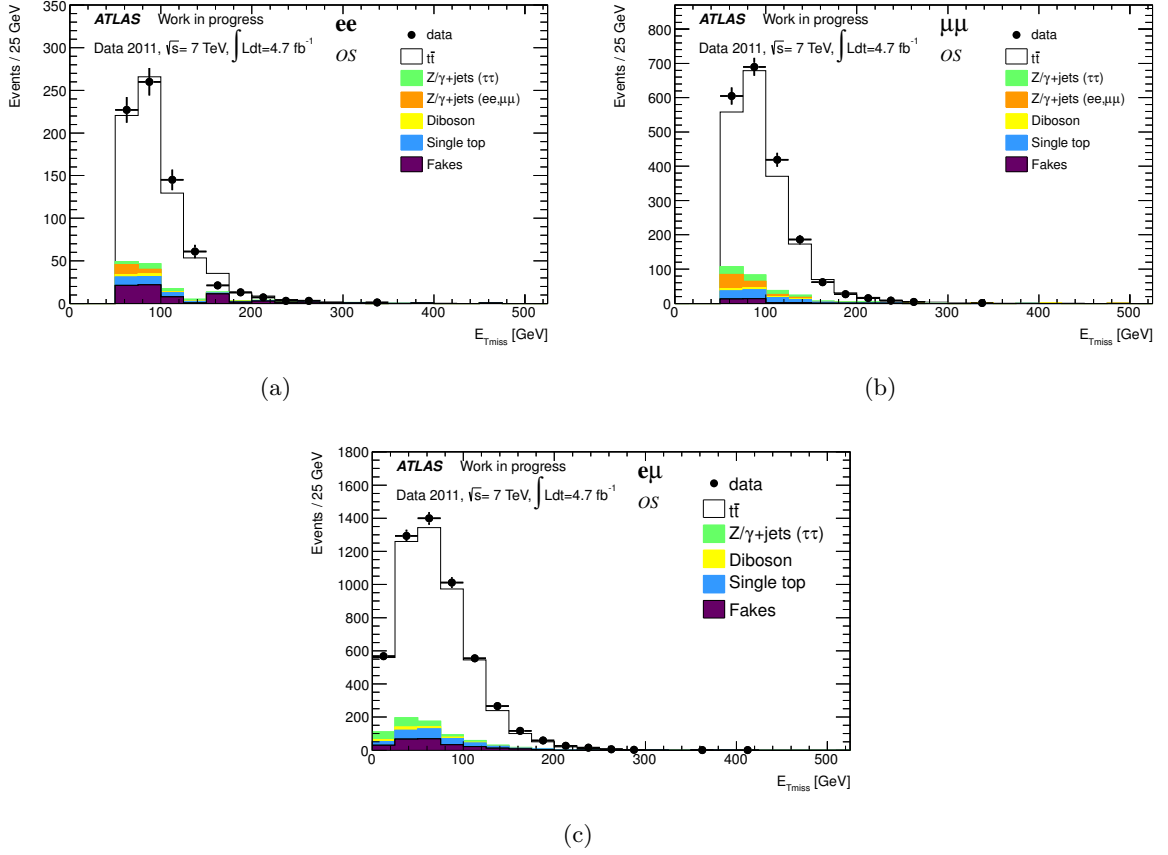


FIGURE 8.8: Distributions attendues et observées de l'énergie transverse manquante des deux leptons pour les canaux ee (a), $\mu\mu$ (b) et $e\mu$ (c). Les critères de sélection décrits dans la section 8.2 sont tous appliqués.

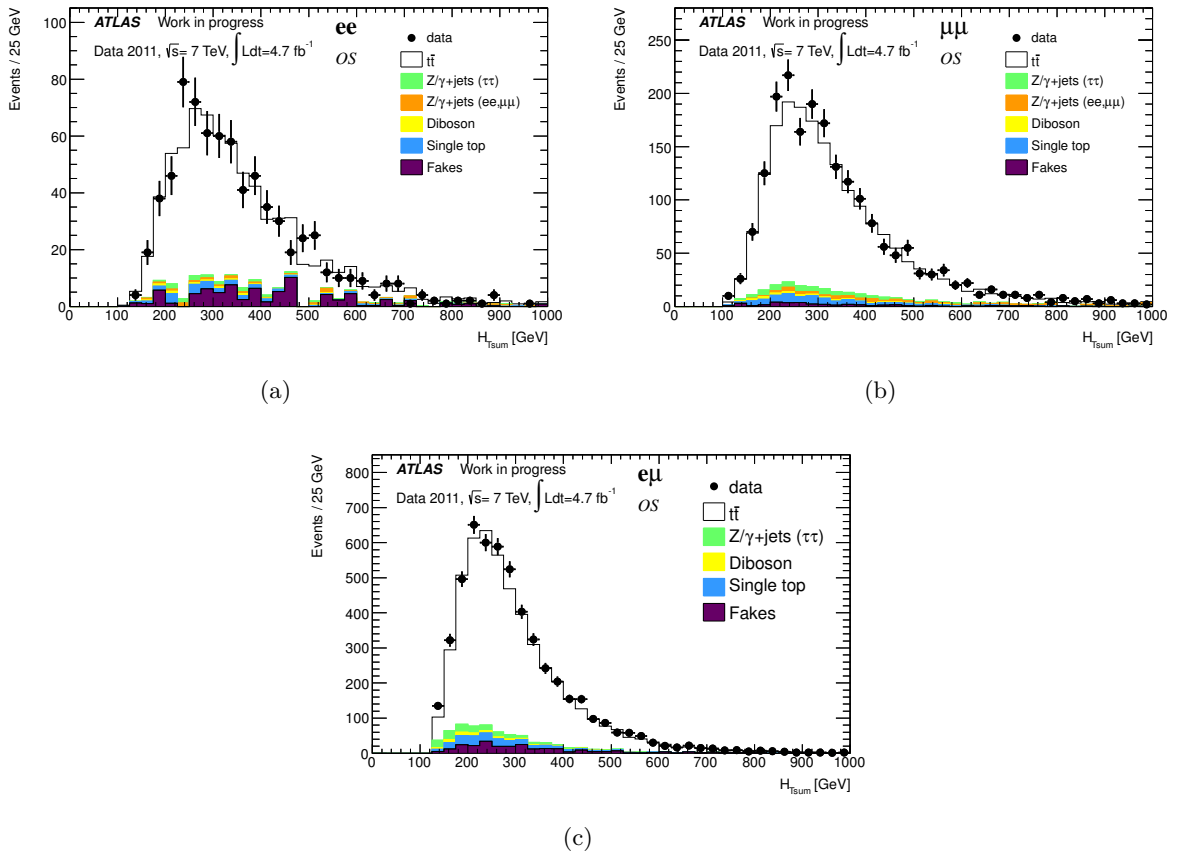


FIGURE 8.9: Distributions attendues et observées de la somme scalaire des impulsions pour le canal ee (a), $\mu\mu$ (b) et $e\mu$ (c). Les critères de sélection décrits dans la section 8.2 sont tous appliqués.

8.4 Mesure de la section efficace

La section efficace de production des événements $t\bar{t}$ dans les canaux dileptons s'écrit :

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \nu q l \nu q} = \sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) \times \mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow \nu q l \nu q) = \frac{N - B}{A \times C \times L_{\text{int}}}, \quad (8.1)$$

où N est le nombre d'événements observés dans les données, B le nombre d'événements de bruit de fond estimés et L_{int} est la luminosité intégrée qui correspond au lot de données analysées. $\mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow \nu q l \nu q)$ est le rapport d'embranchement des canaux dileptoniques. La correction par le facteur d'efficacité C détermine la section efficace σ_{fid} intégrée dans la région fiducielle utilisée pour réaliser la mesure, alors que le facteur d'acceptance A est introduit pour extrapoler la mesure de σ_{fid} à l'ensemble de la région cinématique pour déterminer la section efficace totale $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})$. Dans le cadre de cette thèse, la section efficace mesurée est la section efficace fiducielle σ_{fid} définie par :

$$\sigma_{\text{fid}} \times \mathcal{BR}(t\bar{t} \rightarrow \nu q l \nu q) = \frac{N - B}{C \times L_{\text{int}}}, \quad (8.2)$$

les coupures fiducielles étant celles décrites dans la table 8.1.

8.4.1 Méthode de mesure

La section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est mesurée grâce à un ajustement par maximum de vraisemblance (*likelihood fit*). Pour chaque canal i , le nombre d'événements observé N_i^{obs} est considéré comme ayant une distribution de Poisson $\mathcal{P}$ autour du nombre d'événements total attendu $N_{i,\text{tot}}^{\text{exp}}$ qui est la somme du nombre d'événements attendus pour chaque contribution. La section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ qui détermine la normalisation de l'échantillon $t\bar{t}$ pour déterminer la contribution des événements de signal est un paramètre libre de l'ajustement. La luminosité intégrée L est considérée comme ayant une distribution gaussienne $\mathcal{G}$ autour de sa valeur centrale L_0 , avec une déviation standard correspondant à l'incertitude relative de 3.9 %.

Les autres incertitudes systématiques sont traitées de façon à s'affranchir des corrélations existantes d'une contribution de signal ou de bruit de fond à l'autre. En effet les sources d'incertitudes systématiques décrites plus haut sont toutes totalement non corrélées entre elles, mais les incertitudes systématiques relatives au même effet pour deux contributions différentes sont à l'inverse totalement corrélées. Pour chaque source d'incertitude systématique j , un paramètre de nuisance α_j est introduit tel que $\alpha_j = 0$ représente l'estimation du nombre d'événements dans les conditions nominales et $\alpha_j = \pm 1$ représente une variation correspondant à une déviation standard. La distribution de chacun de ces paramètres de nuisance est considérée comme gaussienne, centrée sur 0 et de largeur 1. Les α_i forment donc un ensemble de variables normées-centrées totalement non corrélées. Ces paramètres de nuisance sont laissés libres lors de l'ajustement. Pour chaque contribution de signal ou de bruit de fond, une interpolation linéaire par morceaux est réalisée afin d'estimer les variations des nombres d'événements attendus sous l'effet des variations de chaque terme α_i . L'implémentation de ce formalisme dans le langage C++ est réalisée grâce aux bibliothèques logicielles RooFit/RooStats [161, 162], grâce à l'utilitaire HistFactory.

La forme de la fonction de vraisemblance est donnée par l'équation 8.3.

$$\mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}}, L, \vec{\alpha}) = \prod_{i \in \{\text{canaux}\}} \mathcal{P}(N_i^{\text{obs}} | N_{i,\text{tot}}^{\text{exp}}(\vec{\alpha})) \times \mathcal{G}(L_0 | L, \sigma_L) \times \prod_{j \in \{\text{syst}\}} \mathcal{G}(0 | \alpha_j, 1). \quad (8.3)$$

La section efficace est déduite du rapport de vraisemblance :

$$\lambda(\sigma_{t\bar{t}}) = \mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}}, \hat{\hat{L}}, \hat{\hat{\alpha}}) / \mathcal{L}(\hat{\sigma}_{t\bar{t}}, \hat{L}, \hat{\alpha}), \quad (8.4)$$

où l'accent circonflexe simple représente l'estimation du maximum de vraisemblance de chaque paramètre et l'accent circonflexe double représente l'estimation du maximum de vraisemblance conditionnelle pour une section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ donnée.

8.4.2 Résultats

La figure 8.10 montre les distributions de l'opposé du logarithme du rapport de fonctions de vraisemblances en fonction du rapport entre la section efficace observée et sa valeur prédite dans le modèle standard, pour chaque canal et pour la combinaison des trois canaux.

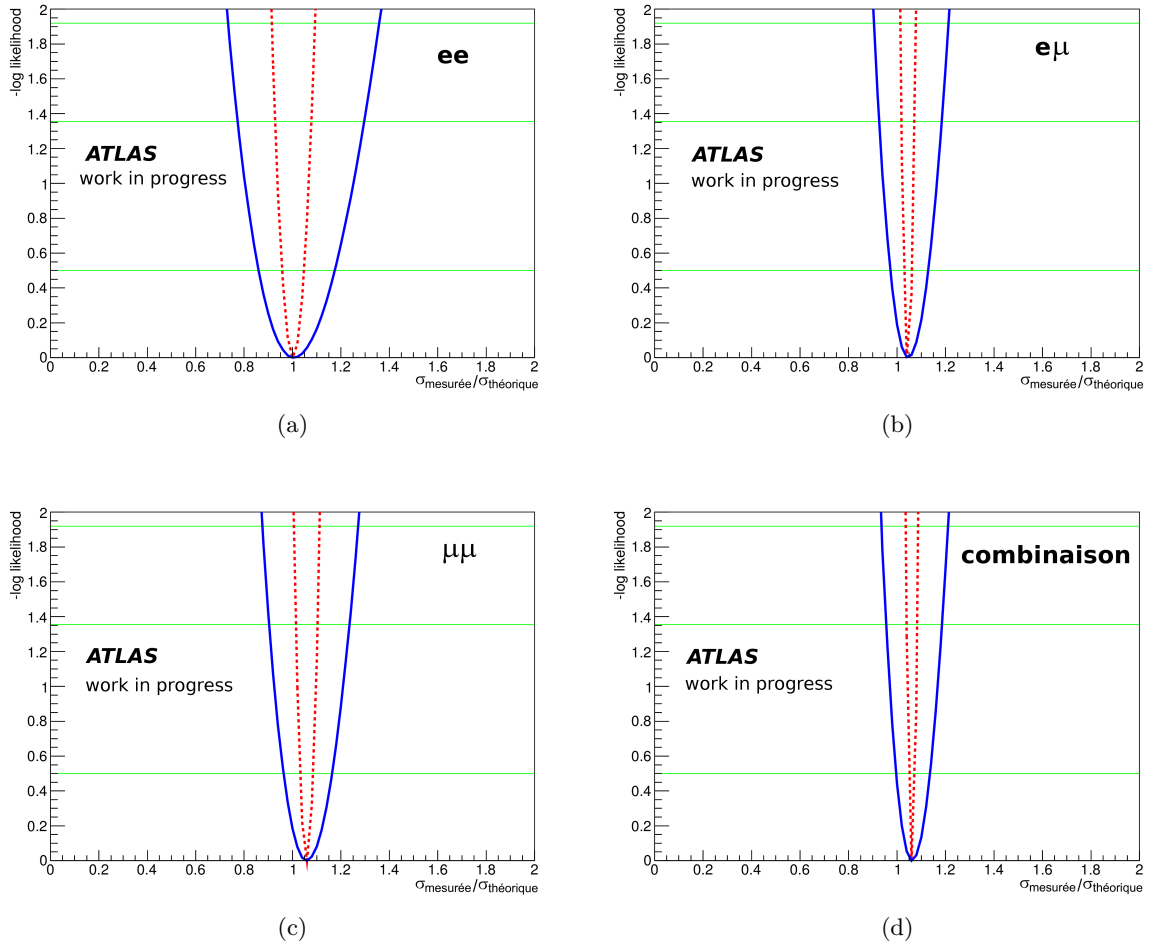


FIGURE 8.10: Opposé du logarithme du rapport de fonctions de vraisemblances définies à l'équation 8.3, en fonction du rapport entre la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ mesurée et prédite par le modèle standard, pour le canal ee (a), $\mu\mu$ (c), $e\mu$ (b) et pour la combinaison de ces trois canaux (d). Les courbes en pointillé correspondent à l'incertitude statistique et les courbes continues à l'incertitude totale. Les intervalles pour des niveaux de confiance de 68 %, 90 % et 95 % sont indiqués par les lignes horizontales.

La table 8.11 donne les résultats des mesures de section efficaces pour chaque canal et pour la combinaison. Les quatre valeurs obtenues sont compatibles entre elles étant donné les incertitudes, et sont compatibles avec la valeur prédite à l'ordre NNLO approché $\sigma_{t\bar{t}} = 166.8^{+16.5}_{-17.8}$ pb (cf. équation 6.2). Les incertitudes statistiques sont inférieures aux incertitudes systématiques. La nette différence observée pour le canal ee peut-être interprétée comme résultant d'une sur-estimation de la contribution des événements contenant un "faux" électron, conduisant à une sous-estimation de la normalisation du nombre d'événements de signal qui est ajusté (cf. figure 8.6a).

Canal	$\sigma_{t\bar{t}} \pm (\text{stat}) \pm (\text{syst}) \pm (\text{lumi})$	=	$\sigma_{t\bar{t}} \pm (\text{tot})$ [pb]
ee	$168.2 \pm 7.7^{+25.0}_{-22.7} {}^{+7.8}_{-6.9}$	=	$168.2^{+28.2}_{-24.1}$
$\mu\mu$	$177.2 \pm 4.6^{+14.4}_{-13.6} {}^{+8.2}_{-7.4}$	=	$177.2^{+17.6}_{-15.8}$
$e\mu$	$176.1 \pm 2.8^{+10.7}_{-10.0} {}^{+7.8}_{-7.2}$	=	$176.1^{+13.8}_{-12.4}$
Combinaison :	$178.8 \pm 2.3^{+8.9}_{-8.4} {}^{+8.0}_{-7.4}$	=	$178.8^{+12.4}_{-11.1}$

TABLE 8.11: Valeurs mesurées pour la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ pour chacun des trois canaux ainsi que pour la mesure combinée.

La figure 8.11 montre la synthèse des mesures de section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ réalisées au sein de la collaboration ATLAS jusqu'en mars 2012 [163, 154, 164, 157, 165, 115], ainsi que les mesures de section efficace présentées dans cette thèse. La mesure présentée dans cette thèse pour la

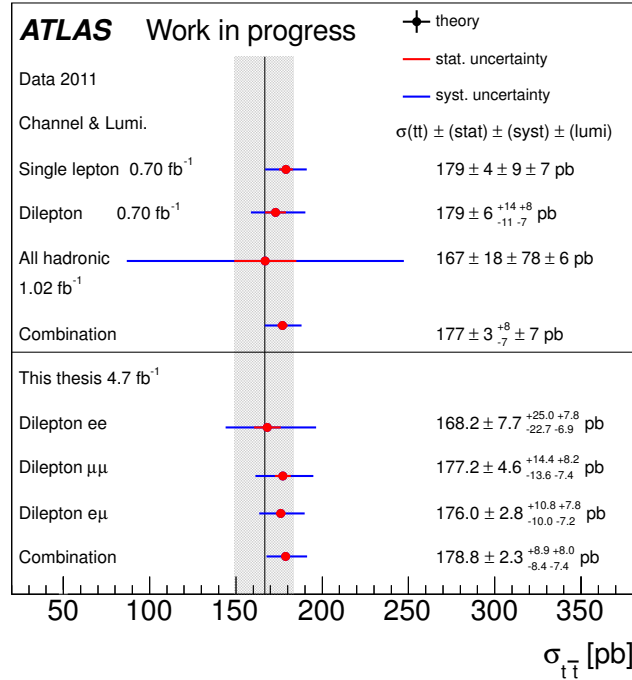


FIGURE 8.11: Synthèse des mesures de section efficaces $\sigma_{t\bar{t}}$ réalisées par la collaboration ATLAS jusqu'en mars 2012 et mesures présentées dans cette thèse.

combinaison des trois canaux dileptoniques montre une amélioration de l'incertitude statistique

due à l'utilisation de l'ensemble des données collectées en 2011, mais aussi des incertitudes systématiques grâce à l'amélioration de la compréhension du détecteur. Ces mesures sont également en accord avec les mesures réalisées par la collaboration CMS, présentées dans la figure 8.12

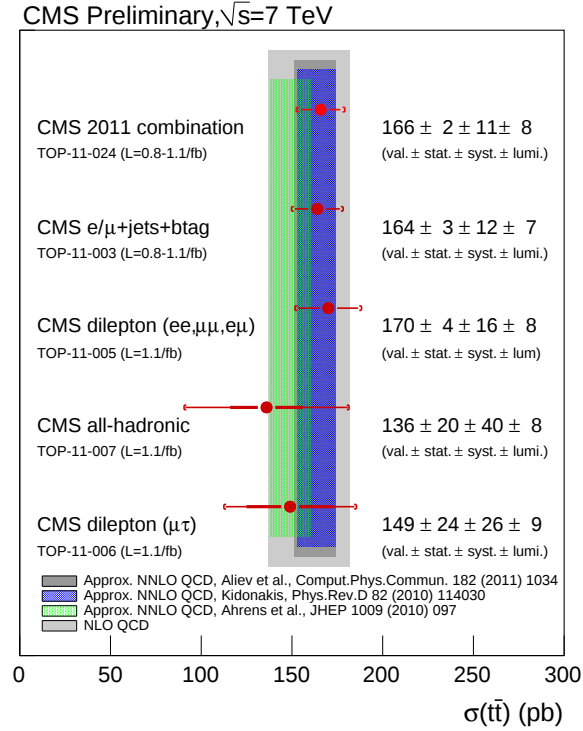


FIGURE 8.12: Synthèse des mesures de section efficaces $\sigma_{t\bar{t}}$ réalisées par la collaboration CMS jusqu'en novembre 2011 [166].

Le détail des incertitudes relatives est donné dans la table 8.12. L'incertitude statistique est déterminée en procédant à une maximisation du rapport de vraisemblance conditionnel défini à l'équation 8.4, en fixant tous les paramètres de nuisance α_i à 0 ; l'incertitude statistique est donnée par l'intervalle correspondant à 68 % de niveau de confiance autour du maximum conditionnel. Chaque incertitude systématique est déterminée en procédant de même, mais en fixant tous les paramètres de nuisance à l'exception du paramètre correspondant à l'effet systématique en question ; chaque intervalle correspondant à 68 % de niveau de confiance donne l'incertitude systématique, après soustraction en quadrature de l'incertitude statistique [144].

Les incertitudes théoriques dues à la simulation des événements $t\bar{t}$ dépassent 5 % dans le cas du canal ee . Parmi les incertitudes dues aux effets expérimentaux, l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (JES) domine : elle est de l'ordre de 3 % pour le canal $e\mu$, de l'ordre de 6 % pour le canal $\mu\mu$ et dépasse 7 % pour le canal ee . L'incertitude due aux taux de faux-leptons atteint environ 4 % dans le cas du canal ee , d'une part en raison des larges incertitudes sur ces taux (cf. chapitre 7) et d'autre part à la plus grande fraction d'événements contenant un faux électron. Enfin, l'incertitude due aux facteurs d'échelle d'identification des électrons est bien plus grande que l'incertitude équivalente pour les muons, en raison des difficultés de mesurer les efficacités sur les données par la méthode de *tag-and-probe*, pour lequel le rapport signal sur bruit est bien plus mauvais que dans le cas des muons. Cette incertitude dépasse 6 % pour le canal ee et reste inférieure à 3 % pour le canal $e\mu$.

Canal	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	combinaison
	$\sigma_{t\bar{t}}[\text{pb}]$			
	168.2	177.2	176.1	178.8
	Incertitudes[%]			
Total	-14.35/16.77	-8.89/9.94	-7.02/7.85	-6.18/6.93
Stat	-4.50/4.60	-2.54/2.60	-1.56/1.58	-1.28/1.29
Syst	-13.50/14.86	-7.65/8.15	-5.70/6.12	-4.69/4.96
Lumi	-4.10/4.61	-4.20/4.63	-4.07/4.45	-4.12/4.47
Generator	-5.83/6.79	-0.44/0.27	-2.36/2.55	-1.46/1.46
P.Shower	-5.08/5.88	-2.00/2.11	-0.22/0.15	-0.66/0.66
PDF	-2.35/2.63	-2.36/2.61	-2.39/2.58	-2.42/2.56
ISR/FSR	-2.15/2.41	-1.75/1.83	-0.20/0.16	-0.64/0.64
JER	-2.29/2.88	-1.71/1.86	-0.40/0.48	-0.85/0.80
JES	-7.00/7.19	-5.78/6.20	-2.67/3.11	-2.35/2.69
JetEff	-0.32/0.31	-0.30/0.31	-0.18/0.18	-0.17/0.15
MetCellout	-0.60/0.78	-0.63/0.34	-0.18/0.18	-0.19/0.15
MetPile-up	-0.34/0.66	-0.43/0.06	-0.18/0.18	-0.14/0.10
ELER	-0.26/0.66	- -	-0.18/0.18	-0.11/0.07
EL.ES	-0.75/0.86	- -	-0.22/0.16	-0.18/0.18
SFEL.ID	-5.42/6.18	- -	-2.72/2.90	-1.48/1.50
SFEL.Trig	-1.36/1.24	- -	-0.78/0.76	-0.59/0.59
Mu.ERID	- -	-0.27/0.22	-0.18/0.18	-0.12/0.12
Mu.ERMS	- -	-0.29/0.24	-0.18/0.18	-0.13/0.11
Mu.ES	- -	-0.36/0.25	-0.19/0.17	-0.18/0.14
SFMu.ID	- -	-1.75/1.80	-0.85/0.86	-0.94/0.94
SFMu.Trig	- -	-0.58/0.48	-0.18/0.18	-0.15/0.13
El.FakeRate	-4.31/3.72	- -	-1.57/1.32	-0.91/0.86
Mu.FakeRate	- -	-0.62/0.59	-0.31/0.07	-0.31/0.28
FakeStat	-2.15/2.46	-0.23/0.20	-0.48/0.48	-0.51/0.49
diboson-MCStat	-0.15/0.20	-0.30/0.31	-0.18/0.18	-0.16/0.16
diboson-xsec	-0.15/0.18	-0.31/0.31	-0.19/0.17	-0.08/0.04
singletop-MCStat	-0.36/0.60	-0.34/0.26	-0.21/0.16	-0.15/0.13
singletop-xsec	-0.34/0.49	-0.44/0.31	-0.39/0.40	-0.39/0.39
zll-MCStat	-0.29/0.47	-0.43/0.31	- -	-0.07/0.19
zll-xsec	-0.84/1.17	-1.38/1.63	- -	-0.36/0.45
ztt-MCStat	-0.21/0.40	-0.36/0.22	-0.22/0.13	-0.13/0.20
ztt-xsec	-0.93/1.28	-1.22/1.44	-1.24/1.40	-1.25/1.36
ttbar-MCStat	-0.68/1.19	-0.58/0.52	-0.31/0.37	-0.44/0.44

TABLE 8.12: Valeurs mesurées dans chaque canal pour la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$, et incertitudes relatives associées.

8.4.3 Pour aller plus loin

La mesure présentée dans ce chapitre avec la méthode dite "*cut and count*" met en évidence l'ensemble des difficultés posées par les performances du détecteur ATLAS dans une analyse de physique. Pour la mesure de section efficace dont il est question, plusieurs améliorations sont envisageables.

La mesure présentée à l'été 2011 avec une fraction des données collectée cette année [154, 144] fut réalisée en utilisant une estimation des contributions des événements $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ et $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ basée sur une approche mêlant les données simulées et les données de collisions. Pour cela, l'estimation basée sur la simulation - comme présentée ici - fut normalisée en étudiant les différences entre données simulées et données de collision dans une région de contrôle orthogonale à la ré-

gion de signal. Le facteur de normalisation est donné par le rapport du nombre d'évènements dans la région $E_T > 30$ GeV mais à l'intérieur de la fenêtre de masse invariante des deux leptons autour de la masse du Z : $|m_{ll} - m_Z| < 10$ GeV. Cette méthode a pour avantage de diminuer l'incertitude sur la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ mesurée due à la grande incertitude sur la section efficace des évènements Drell-Yan+jets (35 %) contrairement à la mesure présentée ici.

Une sélection imposant la présence d'au moins un jet étiqueté comme un jet de b fut présentée à l'été 2011 par la collaboration de façon alternative, mais n'a pas été réutilisée ici. L'amélioration des algorithmes d'étiquetage depuis la publication de cette mesure (cf. section 6.3.5) pourrait être mise à profit.

Par ailleurs, une ré-optimisation des critères de sélection des évènements est menée par un groupe de Nagoya. Le but de ce travail est de réduire les incertitudes dues à l'échelle d'énergie des jets. Pour cela, le nombre de jets requis par évènement est réduit à 1 - contre 2 pour la mesure présentée ici. Des critères de sélection plus sévères sont appliqués et d'autres variables plus complexes sont introduites pour compenser le faible rapport signal sur bruit pour $n_{\text{jet}} = 1$. La procédure d'estimation des nombres d'évènements contenant des faux électrons présentée au chapitre 7 constitue la contribution à cette analyse réalisée dans le cadre de cette thèse.

L'estimation des évènements contenant des leptons mal identifiés est rendue plus cruciale par la diminution des autres systématiques. Les améliorations possibles sur cette mesure ont été données à la section 7.4.5.

Une autre méthode de mesure basée sur des ajustements de patrons pour les données et le bruit de fond est également étudiée par un groupe de Bonn, mais la validation de ce type de méthode est plus complexe. Une mesure basée sur un ajustement de variables cinématiques a été publiée pour les canaux semi-leptoniques [163], pour lesquels la statique disponible est plus favorable et la problématique de la normalisation du bruit de fond des évènements Drell-Yan est absente. De la même façon, les analyses visant à mesurer la section efficace différentielle sont réalisées dans les canaux semi-leptoniques et sont envisagées dans les canaux dileptoniques.

Néanmoins, les canaux dileptoniques ont pour avantage d'offrir un bon rapport signal sur bruit à l'aide de coupures cinématiques simples. Une mesure de la masse du quark top grâce à la méthode des éléments de matrice dans ces canaux pour laquelle une mesure de section efficace est nécessaire fait actuellement l'objet d'une thèse au sein du LPNHE [32, 33]. L'amélioration de la connaissance de l'échelle d'énergie des jets de b grâce à la sélection d'évènements $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques qui donnent un échantillon de jets enrichis en jets de b est également à l'étude.

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse ont été menés dans le contexte évolutif du démarrage du LHC. La mise en service du détecteur ATLAS fut un défi relevé avec succès, permettant de tirer partie de l'optimisation de sa conception en vue des mesures de physique. Les calorimètres à argon liquide qui jouent un rôle capital pour la mesure de l'énergie et de la position des électrons ont fonctionné conformément aux attentes grâce aux nombreux efforts apportés pour tenir compte des différents effets instrumentaux. En particulier, le suivi des hautes tensions a permis d'appliquer les corrections nécessaires pour la mesure de l'énergie déposée par les particules incidentes dans ce sous-détecteur. L'amélioration des diverses procédures de suivi est rendue possible grâce aux enseignements tirés de ces quelques 30 mois de fonctionnement.

Les processus étudiés au sein de l'expérience ATLAS peuvent être sélectionnés grâce aux canaux contenant des électrons dans l'état final en mettant à profit les performances de reconstruction et d'identification des électrons. Ces performances sont étudiées en sélectionnant des événements $Z \rightarrow ee$ pour les électrons de haute impulsion transverse ou des événements $J/\psi \rightarrow ee$ pour les électrons de basse impulsion transverse. Ces études sont menées soit à partir d'échantillons de données simulées, soit à partir de données de collision en utilisant la méthode de tag-and-probe. La reconstruction des premiers événements $J/\psi \rightarrow ee$ dans les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV a permis de valider les algorithmes de reconstruction des électrons à basse impulsion transverse, et la mesure des efficacités d'identification de ces électrons grâce aux données collectées en 2010 a permis l'utilisation de ces électrons dans les analyses de physique comme la recherche du boson de Higgs se désintégrant en 4 électrons. De plus l'étude de ces électrons de basse énergie constitue une approche des électrons contenus dans les jets dont les signatures expérimentales ont des caractéristiques similaires.

La contribution de bruit de fond pour les événements $t\bar{t}$ due aux événements contenant un électron mal identifié dans l'état final fut réalisée dans le cadre de cette thèse grâce à la méthode de la matrice, mise en œuvre sur les données collectées en 2011 à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cette méthode est basée sur une mesure de l'efficacité d'identification des électrons et des taux d'électrons mal identifiés, exploitant les connaissances développées lors des études de performances. Cette estimation est utilisée au sein de la collaboration ATLAS dans plusieurs analyses autour du quark top.

Une mesure de la section efficace fiducielle de production de paires $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques fut réalisée. La valeur mesurée pour la section efficace grâce à la combinaison des trois canaux ee , $\mu\mu$ et $e\mu$ est :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 178.8 \pm 2.3(\text{stat}) \pm 8.9(\text{sys}) \pm 8.0(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

Cette mesure est compatible avec la valeur prédite par un calcul théorique à l'ordre NNLO approché : $\sigma_{t\bar{t}} = 166.78^{+16.5}_{-17.8}$ pb. Les incertitudes sont dominées par les effets systématiques. L'incertitude relative totale de 6.9 % est meilleure que celle obtenue pour la mesure la plus

récente dans les canaux dileptoniques publiée par la collaboration ATLAS (9.6 % avec 0.7 fb^{-1} de données, cf. référence [154]) et est du même ordre de grandeur que pour la mesure la plus récente de la collaboration ATLAS dans les canaux leptons plus jets (soit 6.8 % avec 0.7 fb^{-1} de données, cf. référence [163]). Les résultats préliminaires présentés dans cette thèse ne tiennent pas compte ni des mises à jour depuis les conférences d’hiver 2012 des recommandations sur la sélection et l’étalonnage des objets par groupe de travail de la collaboration dédié aux analyses sur le quark top, ni des améliorations en cours de finalisation sur l’estimation des événements contenant des leptons mal identifiés en vue des conférences d’été 2012. Par ailleurs, des travaux de ré-optimisation des critères de sélection des événements dans la topologie dileptonique sont en cours, dans le but de réduire plusieurs effets systématiques, dont les effets dus à l’échelle d’énergie des jets. La correction des effets d’acceptance est également étudiée au sein de la collaboration. Une mesure de la section efficace différentielle dans les canaux dileptoniques est envisagée.

La mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est un préalable à d’autres analyses. En premier lieu plusieurs méthodes de mesure de la masse du quark top dépendent de la valeur de $\sigma_{t\bar{t}}$; une mesure de précision de cette masse est un des objectifs majeurs du programme de physique du LHC. D’autre part, les événements $t\bar{t}$ constituent un bruit de fond pour de nombreux processus physiques étudiés, comme ceux prédits par des modèles au delà du modèle standard. De façon plus générale, le quark top est un champ d’étude théorique privilégié pour la physique à l’échelle du TeV du fait de sa grande masse, mais également un champ d’étude majeur des performances du détecteur en raison de la diversité de ses signatures expérimentales.

Bibliographie

- [1] *ATLAS : letter of intent for a general-purpose pp experiment at the large hadron collider at CERN*. Letter of Intent. CERN, Geneva, 1992.
<https://cdsweb.cern.ch/record/291061/>.
- [2] *ATLAS public results*, ATLAS Public Web Page.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
- [3] *Site web du LPNHE*, Page web publique. <https://lpnhe.in2p3.fr/>.
- [4] F. Derue, A. Kaczmarek, and P. Schwemling, *Reconstruction of $DC1 J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays and use for the low energy calibration of the ATLAS electromagnetic calorimeter*, ATLAS Public Note **ATL-PHYS-PUB-2006-004** (2005) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/833890/>.
- [5] J. Cochran, F. Derue, A. Kaczmarek, and M. Wolter, *Identification and use of low p_T electrons with Rome data*, ATLAS Public Note **ATL-PHYS-PUB-2006-026** (2006) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/936373/>.
- [6] F. Derue, *Reconstruction et identification des électrons dans l'expérience Atlas. Participation à la mise en place d'un Tier 2 de la grille de calcul*. Rapport d'habilitation à encadrer les recherches. Université Denis Diderot, Paris, 2008.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00265729/>.
- [7] S. Bordoni, *Mesure de la section efficace de production des quarks beaux et charmés à partir de leur désintégration semi-leptonique en électrons avec l'expérience ATLAS dans les collisions protons-protons à $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Thèse de doctorat **CERN-THESIS-2011-246** (2011) . <http://cdsweb.cern.ch/record/1455714/>.
- [8] B. Aubert, J. Ballansat, J. Colas, C. Girard, A. Jérémie, S. Jézéquel, J. Lesueur, G. Sauvage, D. Lissauer, D. S. Makowiecki, V. Radeka, S. Rescia, K. Wolniewicz, A. Belymam, A. Hoummada, A. Cherif, J. L. Chevalley, L. Hervás, C. P. Marin, P. Fassnacht, B. Szeless, J. Collot, M. L. Gallin-Martel, J. Y. Hostachy, P. Martin, M. Leltchouk, M. Seman, P. Dargent, F. Djama, E. Monnier, C. Olivier, S. Tisserant, G. Battistoni, L. Carminati, D. Cavalli, G. Costa, M. Delmastro, M. Fanti, L. Mandelli, M. Mazzanti, L. Perini, F. Tartarelli, E. Augé, W. Bonivento, D. Fournier, P. Puzo, L. Serin, C. de La Taille, F. Astesan, B. Canton, D. Imbault, D. Lacour, F. Rossel, and P. Schwemling, *Development and construction of large size signal electrodes for the ATLAS electromagnetic calorimeter*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A539** (2005) 558–594.
- [9] B. Laforge, *La préparation de l'expérience ATLAS*. Rapport d'habilitation à encadrer les recherches. Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2004.

- [10] Particle Data Group Collaboration, K. Nakamura et al., *Review of particle physics*, [*J.Phys.G* **G37** \(2010\) 075021](#).
- [11] Tevatron Electroweak Working Group, CDF and D0 Collaborations Collaboration, *Combination of CDF and D0 results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb⁻¹ of data*, [arXiv:1107.5255 \[hep-ex\]](#).
- [12] S. Bethke, *The 2009 World Average of $\alpha(s)$* , [*Eur.Phys.J.* **C64** \(2009\) 689–703](#), [arXiv:0908.1135 \[hep-ph\]](#).
- [13] ALEPH Collaboration, CDF Collaboration, D0 Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups Collaboration, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, [arXiv:1012.2367 \[hep-ex\]](#).
- [14] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector at the LHC*, [*Phys.Lett.* **B710** \(2012\) 49–66](#), [arXiv:1202.1408 \[hep-ex\]](#).
- [15] CMS Collaboration Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, [*Phys.Lett.* **B710** \(2012\) 26–48](#), [arXiv:1202.1488 \[hep-ex\]](#).
- [16] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](#).
- [17] D. Cinca, *Étude de la production de paires de quarks top avec ATLAS au LHC, mesure de la masse du quark top*. Thèse de doctorat. Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire, Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2012.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00653792/>.
- [18] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, [*Phys.Rev.* **D81** \(2010\) 054028](#), [arXiv:1001.5034 \[hep-ph\]](#).
- [19] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, [*Phys.Rev.* **D83** \(2011\) 091503](#), [arXiv:1103.2792 \[hep-ph\]](#).
- [20] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-*, [*Phys.Rev.* **D82** \(2010\) 054018](#), [arXiv:1005.4451 \[hep-ph\]](#).
- [21] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *A search for ttbar resonances with the ATLAS detector in 2.05 fb⁻¹ of proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV*, [arXiv:1205.5371 \[hep-ex\]](#).
- [22] I. I. Bigi, M. A. Shifman, N. Uraltsev, and A. Vainshtein, *The Pole mass of the heavy quark. Perturbation theory and beyond*, [*Phys.Rev.* **D50** \(1994\) 2234–2246](#), [arXiv:hep-ph/9402360 \[hep-ph\]](#).
- [23] S. Moch, U. Langenfeld, and P. Uwer, *The Top-Quark’s Running Mass*, PoS **RADCOR2009** (2010) 030, [arXiv:1001.3987 \[hep-ph\]](#).

-
- [24] D0 Collaboration Collaboration, V. Abazov et al., *Observation of Single Top Quark Production*, *Phys.Rev.Lett.* **103** (2009) 092001, [arXiv:0903.0850 \[hep-ex\]](#).
- [25] CDF Collaboration Collaboration, T. Aaltonen et al., *First Observation of Electroweak Single Top Quark Production*, *Phys.Rev.Lett.* **103** (2009) 092002, [arXiv:0903.0885 \[hep-ex\]](#).
- [26] CDF and D0 collaborations Collaboration, Z. Wu, *Single Top Production at the Tevatron*, [arXiv:1205.3824 \[hep-ex\]](#).
- [27] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Evidence for the associated production of a W boson and a top quark in ATLAS at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, [arXiv:1205.5764 \[hep-ex\]](#).
- [28] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the W boson polarization in top quark decays with the ATLAS detector*, *JHEP* **1206** (2012) 088, [arXiv:1205.2484 \[hep-ex\]](#).
- [29] *Measurement of the t -channel single top-quark and top-antiquark production cross-sections and their ratio in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2012-056** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1453783/>.
- [30] U. Langenfeld, S. Moch, and P. Uwer, *New results for t anti- t production at hadron colliders*, [arXiv:0907.2527 \[hep-ph\]](#).
- [31] *Determination of the Top-Quark Mass from the $t\bar{t}$ Cross Section Measurement in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-054** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1342551/>.
- [32] P. Cavalleri, F. Derue, D. Lacour, I. Nikolic-Audit, M. Ridel, and S. Trincaz-Duvold, *Investigating the possibility of the top quark mass measurement with the matrix element method in the dilepton final state with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2007-080** (2007) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1063659/>.
- [33] P. Cavalleri, D. Lacour, M. Ridel, and S. Trincaz-Duvold, *Top mass measurement in the electron-muon channel using the matrix element method with the first expected data of the ATLAS detector at 14 TeV : prospective study*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2010-006** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1231369/>.
- [34] *Measurement of spin correlation in $t\bar{t}$ production from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-117** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1376409/>.
- [35] F. Kohn, *Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, Thesis **CERN-THESIS-2012-024** (2012) , [arXiv:1204.0952 \[hep-ex\]](#).
- [36] *Measurement of the charge asymmetry in dileptonic decay of top quark pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2012-057** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1453785/>.
- [37] L. R. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *JINST* **3** (2008) S08001.

- [38] F. Fayette, *Strategies for precision measurements of the charge asymmetry of the W boson mass at the LHC within the ATLAS experiment*, Thèse de doctorat (2009) , [arXiv:0906.4260](https://arxiv.org/abs/0906.4260) [hep-ex].
- [39] *CERN releases analysis of LHC incident*, CERN Press Release, 2008. <http://press.web.cern.ch/press/pressreleases/releases2008/PR14.08E.html>.
- [40] *Interim summary report on the analysis of the 19 september 2008 incident at the LHC*, CERN Public EDMS Document, 2008. <https://edms.cern.ch/document/973073/1/>.
- [41] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [42] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. <http://cdsweb.cern.ch/record/391176/>.
- [43] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. <http://cdsweb.cern.ch/record/391177/>.
- [44] J. Archambault, A. Artamonov, M. Cadabeschi, V. Epshteyn, C. Galt, et al., *Energy calibration of the ATLAS liquid argon forward calorimeter*, *JINST* **3** (2008) P02002.
- [45] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331063/>.
- [46] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331064/>.
- [47] *ATLAS central solenoid : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331067/>.
- [48] *ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <http://cdsweb.cern.ch/record/331059/>.
- [49] *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <http://cdsweb.cern.ch/record/331061/>.
- [50] *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <http://cdsweb.cern.ch/record/331062/>.
- [51] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331068/>.
- [52] J. P. Badiou, J. Beltramelli, J. M. Maze, and J. Belorgey, *ATLAS barrel toroid : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331065/>.
- [53] *ATLAS end-cap toroids : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331066/>.
- [54] Amsterdam-CERN-Genoa-Naples-Pisa Collaboration, R. Battiston et al., *The 'Roman Pot' spectrometer and the vertex detector of experiment UA4 at the CERN SPS collider*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A238** (1985) 35.

-
- [55] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC*, *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1630, [arXiv:1101.2185 \[hep-ex\]](#).
- [56] *Updated Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using the ATLAS Detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-011** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1334563/>.
- [57] *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-116** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1376384/>.
- [58] K. Cranmer, *The ATLAS Analysis Architecture*, ATLAS Slides **ATL-SLIDE-2007-028** (2007) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1047631/>.
- [59] P. Mato, *GAUDI-Architecture design document*, LHCb Note **LHCb-98-064** (1998) . <https://cdsweb.cern.ch/record/691746/>.
- [60] U. Schwickerath and R. Silva, *SL(C) 5 Migration at CERN*, CERN IT note **CERN-IT-Note-2009-015** (2009) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1177655/>.
- [61] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4 : A simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [62] P. Nilsson, *Distributed Data Analysis in ATLAS*, ATLAS Proceeding **ATL-SOFT-PROC-2009-007** (2009) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1217160/>.
- [63] T. Maeno, K. De, T. Wenaus, P. Nilsson, R. Walker, A. Stradling, V. Fine, M. Potekhin, S. Panitkin, and G. Compostella, *Evolution of the ATLAS PanDA Production and Distributed Analysis System*, ATLAS Proceeding **ATL-SOFT-PROC-2012-011** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1446654/>.
- [64] D. Barberis, J. Chudoba, S. Jézéquel, J. Kennedy, A. Klimentov, D. Liko, A. Olszewski, L. Perini, and G. Poulard, *ATLAS Distributed Data management Operations*, ATLAS Public Note **ATL-SOFT-PUB-2006-006** (2006) . <https://cdsweb.cern.ch/record/977411/>.
- [65] S. Albrand, J. Fulachier, F. Lambert, and E. J. Gallas, *ATLAS File and Dataset Metadata Collection and Use*, ATLAS Slides **ATL-SOFT-SLIDE-2012-143** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1445304/>.
- [66] W. Willis and V. Radeka, *Liquid Argon Ionization Chambers as Total Absorption Detectors*, *Nucl.Instrum.Meth.* **120** (1974) 221.
- [67] P. Pralavorio, *Calorimétrie électromagnétique et mesures de précision avec le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC*. Rapport d’habilitation à encadrer les recherches. Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, 2007. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00158826/>.
- [68] L. Serin, *Le calorimètre de l’expérience ATLAS : du R&D au détecteur final*. Rapport d’habilitation à encadrer les recherches. Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire, Orsay, 2004.

- [69] D. Gingrich, G. Lachat, J. Pinfold, J. Soukoup, D. Axen, et al., *Construction, assembly and testing of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter*, **JINST** **2** (2007) P05005.
- [70] A. Artamonov, D. Bailey, G. Belanger, M. Cadabeschi, T. Chen, et al., *The ATLAS forward calorimeters*, **JINST** **3** (2008) P02010.
- [71] L. Di Ciaccio, D. Fournier, and F. Hubaut, *High Voltage corrections for electromagnetic calorimeter*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-LARG-2005-003** (2005) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/830849>.
- [72] A. Gonidec, A. M. Kalinin, Y. K. Potrebennikov, and D. Schinzel, *Temperature and Electric Field Strength Dependence of Electron Drift Velocity in Liquid Argon*, ATLAS Internal Note **ATL-LARG-96-058** (1996) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/682073/>.
- [73] W. Walkowiak, *Drift Velocity of Free Electrons in Liquid Argon*, ATLAS Internal Note **ATL-LARG-99-008** (1999) . <https://cdsweb.cern.ch/record/683899/>.
- [74] Thomas, J. and Imel, D. A., *Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon*, **Phys. Rev. A** **36** (1987) 614–616.
- [75] P. Mato, *Conditions Database for LHCb, Interface Specification Proposal*, Persistency Framework team Documents (2000) .
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Persistency/PersistencyDocuments>.
- [76] *Probing the material in front of the ATLAS electromagnetic calorimeter with energy flow from $\sqrt{s}=7$ TeV minimum bias events*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2010-037** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1277677/>.
- [77] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions*, **Eur.Phys.J. C** **70** (2010) 723–753, [arXiv:0912.2642](https://arxiv.org/abs/0912.2642).
- [78] T. Hrynóva, *Commissioning of Particle ID with Early LHC Data*, ATLAS Slides **ATL-SLIDE-2008-060** (2008) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1110752/>.
- [79] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS Public Note **ATL-PHYS-PUB-2011-006** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1345327/>.
- [80] M. Aharrouche, C. Anastopoulos, V. Dao, F. Derue, F. Dudziak, O. Fedin, D. Fournier, D. Froidevaux, J. Hartert, L. Iconomidou-Fayard, K. Kerschen, S. Koenig, T. Koffas, V. Maleev, E. Paganis, G. Pásztor, J. Poveda, A. Robichaud-Véronneau, A. Schaffer, T. Sarangi, E. Sedykh, V. Solovyev, K. Tackmann, T. Theveniaux-Pelzer, P. Urquijo, M. Wielers, and S. L. Wu, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS Internal Note **ATL-PHYS-INT-2010-126** (2010) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1309907/>.
- [81] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, **JHEP** **0605** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [82] F. Dudziak, *Étude de la désintégration du boson de Higgs dans le canal en quatre électrons dans le détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat. Université Paris XI, Orsay, 2010.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00635049/>.

-
- [83] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Performance of the ATLAS Trigger System in 2010*, *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 1849, [arXiv:1110.1530 \[hep-ex\]](#).
- [84] *ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998. <http://cdsweb.cern.ch/record/381429/>.
- [85] R. Achenbach et al., *The ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*, *JINST* **3** (2008) P03001.
- [86] A. Salzburger, *The ATLAS Track Extrapolation Package*, ATLAS Public Note **ATL-SOFT-PUB-2007-005** . <http://cdsweb.cern.ch/record/1038100/>.
- [87] T. Cornelissen, *Track Fitting in the ATLAS Experiment*, PhD thesis **CERN-THESIS-2006-072** (2006) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1005181/>.
- [88] E. Petit, *Première mesure de section efficace de production du boson W et de son asymétrie de charge avec l'expérience ATLAS*. Thèse de doctorat. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, Marseille, 2011. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00523307/>.
- [89] N. Kerschen, *Etude d'un algorithme de reconstruction des électrons dans l'expérience ATLAS auprès du LHC*. PhD thesis, Saclay, 2006. <http://cdsweb.cern.ch/record/1143403/>.
- [90] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Observation of inclusive electrons in the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2010-073** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1281364/>.
- [91] *Electron performance of the ATLAS detector using the $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays*. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20100721/ATL-COM-PHYS-2010-518/index.html/>.
- [92] ATLAS Collaboration, T. Theveneaux-Pelzer, *Electron Performance with J/ψ with the ATLAS Detector*, *Acta Physica Polonica* **B42** (2011) 1645.
- [93] C. Anastopoulos, *Electron performance studies for the Higgs- >4 lepton search in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, with the ATLAS detector at the Large Hadron Collider*. PhD Thesis. Sheffield University, Sheffield, 2010. <https://cdsweb.cern.ch/record/1428889/>.
- [94] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 1909, [arXiv:1110.3174 \[hep-ex\]](#).
- [95] *ATLAS public event displays*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EventDisplayPublicResults/>.
- [96] A. Nepomuceno, Z. Maxa, S. Boeser, and R. Teuscher, *Visualizing and Understanding ATLAS Calorimeters with Atlantis*, ATLAS Proceeding **ATL-SOFT-PROC-2010-001** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1245873/>.
- [97] M. C. Stockton, *Isolated direct photon production and the Atlantis event display for the ATLAS experiment*. PhD Thesis. University of Birmingham, Birmingham, 2010. <https://cdsweb.cern.ch/record/1249549/>.

- [98] T. Theveneaux-Pelzer, *Electron performance with J/ψ with the ATLAS detector*, ATLAS Slides **ATL-PHYS-SLIDE-2011-027** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1323831/>.
- [99] N. Kerschen and A. Schaffer, *Electron performance of the ATLAS detector using the $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ decays*, ATLAS Internal Note **ATL-PHYS-INT-2010-124** (2010) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1308401/>.
- [100] J. Lansberg, *On the mechanisms of heavy-quarkonium hadroproduction*, **Eur.Phys.J. C61** (2009) 693–703, [arXiv:0811.4005](https://arxiv.org/abs/0811.4005) [hep-ph].
- [101] *ATLAS trigger operation public results*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerOperationPublicResults/>.
- [102] ATLAS Collaboration, V. Kartvelishvili, *Electron bremsstrahlung recovery in ATLAS*, **Nucl.Phys.Proc.Suppl. 172** (2007) 208–211.
- [103] M. Oreglia, *A study of the reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$* , Ph.D. Thesis **UMI-81-08973, SLAC-R-236** (1980) .
- [104] BABAR Collaboration Collaboration, B. Aubert et al., *Measurement of branching fractions, and CP and isospin asymmetries, for $B \rightarrow K^*\gamma$* , **Phys.Rev. D70** (2004) 112006, [arXiv:hep-ex/0407003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0407003) [hep-ex].
- [105] O. Arnaez, D. Froidevaux, M. Aharrouché, J. Alison, E. Berglund, R. Bernhard, A. Bocci, V. Dao, F. Ellinghaus, F. Derue, M. Fiassar, S. Heim, F. Hubaut, L. Ionomidou-Fayard, N. Kerschen, J. Kretzschmar, Z. Liang, D. Liu, K. Lohwasser, J. Maurer, G. Pasztor, R. Pottgen, E. Richter-Was, A. Robichaud-Veronneau, T. Theveneaux-Pelzer, R. Schaffer, E. Schmidt, M. Teinturier, and H. Zhu, *Electron efficiency measurements using ATLAS 2010 data at $\sqrt{s} = 7$ TeV : Supporting note for the 2010 egamma paper*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2011-322** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1340242/>.
- [106] T. Theveneaux-Pelzer, *Electron efficiency measurement at low energies with J/ψ in ATLAS*, ATLAS Poster **ATL-PHYS-SLIDE-2011-433** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1371934/>.
- [107] T. Theveneaux-Pelzer, *Electron efficiency measurement at low energies with J/ψ in ATLAS*, ATLAS Proceedings **ATL-PHYS-PROC-2011-184** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1392971/>.
- [108] J.-B. Blanchard, *Asymétrie de charge et mesures angulaires des bosons W dans l'expérience ATLAS auprès du LHC*. Thèse de doctorat. Université Paris XI, Orsay, 2011. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00523307/>.
- [109] CMS Collaboration, *Measuring Electron Efficiencies at CMS with Early Data*, CMS Physics Analysis Summary **CMS-PAS-EGM-07-001** (2008) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1194482/>.
- [110] C. Blocker, *Uncertainties on Efficiencies*, CDF memo **CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/7168** .
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/statistics/notes/>.

- [111] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the differential cross-sections of inclusive, prompt and non-prompt J/ψ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Nucl.Phys.* **B850** (2011) 387–444, [arXiv:1104.3038 \[hep-ex\]](#).
- [112] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *SPlot : A Statistical tool to unfold data distributions*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A555** (2005) 356–369, [arXiv:physics/0402083 \[physics.data-an\]](#).
- [113] M. Cacciari, M. Czakon, M. L. Mangano, A. Mitov, and P. Nason, *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, *Phys.Lett.* **B710** (2012) 612–622, [arXiv:1111.5869 \[hep-ph\]](#).
- [114] B. Acharya, S. Adomeit, M. Aoki, B. Alvarez, F. Balli, S. Bilski, K. Becker, D. Benjamin, C. Bernard, K. Black, S. Calvet, R. Camacho, G. Cortiana, G. Compostella, C. Doglioni, F. Derue, K. F. Loureiro, N. Ghodbane, D. Hirschebuehl, V. Kaushik, K. Kendziorra, O. M. Kind, A. Krasznahorkay, T. Kuhl, H. C. Lee, A. Lister, L. Mijovic, J. D. Morris, R. Moles Valls, O. Nackenhorst, M. zur Nedden, M. Owen, U. Pinamonti, M. Rudolph, G. Salamanna, U. de Sanctis, J. Schwindling, J. Searcy, L. Serkin, E. Shabalina, K. Shaw, J. Sjoelin, R. Soualah, D. B. Ta, T. Theveneaux-Pelzer, M. Vreeswijk, and H. Zhu, *Object selection and calibration, background estimations and MC samples for the Winter 2012 Top Quark analyses with 2011 data*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2012-224** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1427721/>.
- [115] *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the final state with a hadronically decaying tau lepton and jets using the ATLAS detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2012-032** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1432198/>.
- [116] R. Ellis, W. R. Stirling, and W. J. Weber, *QCD and collider physics*. Cambridge University Press, 1996.
- [117] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 074024, [arXiv:1007.2241 \[hep-ph\]](#).
- [118] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, et al., *HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR*, *Comput.Phys.Comm.* **182** (2011) 1034–1046, [arXiv:1007.1327 \[hep-ph\]](#).
- [119] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, *Eur.Phys.J.* **C63** (2009) 189–285, [arXiv:0901.0002 \[hep-ph\]](#).
- [120] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Uncertainties on $\alpha(S)$ in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections*, *Eur.Phys.J.* **C64** (2009) 653–680, [arXiv:0905.3531 \[hep-ph\]](#).
- [121] M. Czakon and A. Mitov, *Top++ : a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders*, [arXiv:1112.5675 \[hep-ph\]](#).
- [122] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al., *HERWIG 6.5 release note*, [arXiv:hep-ph/0210213 \[hep-ph\]](#).
- [123] *ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11*, ATLAS Public Note **ATL-PHYS-PUB-2011-009** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1363300/>.

- [124] C. ATLAS, *First tuning of HERWIG/JIMMY to ATLAS data*, ATLAS Public Note **ATL-PHYS-PUB-2010-014** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1303025/>.
- [125] J. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, *Z.Phys.* **C72** (1996) 637–646, [arXiv:hep-ph/9601371 \[hep-ph\]](#).
- [126] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5*, [arXiv:hep-ph/0405247 \[hep-ph\]](#).
- [127] F. Caravaglios, M. L. Mangano, M. Moretti, and R. Pittau, *A New approach to multijet calculations in hadron collisions*, *Nucl.Phys.* **B539** (1999) 215–232, [arXiv:hep-ph/9807570 \[hep-ph\]](#).
- [128] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, *JHEP* **0307** (2003) 001, [arXiv:hep-ph/0206293 \[hep-ph\]](#).
- [129] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, *JHEP* **0206** (2002) 029, [arXiv:hep-ph/0204244 \[hep-ph\]](#).
- [130] S. Frixione, P. Nason, and B. R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production*, *JHEP* **0308** (2003) 007, [arXiv:hep-ph/0305252 \[hep-ph\]](#).
- [131] P. Nason, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, *JHEP* **0411** (2004) 040, [arXiv:hep-ph/0409146 \[hep-ph\]](#).
- [132] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method*, *JHEP* **0711** (2007) 070, [arXiv:0709.2092 \[hep-ph\]](#).
- [133] S. Frixione, P. Nason, and G. Ridolfi, *A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction*, *JHEP* **0709** (2007) 126, [arXiv:0707.3088 \[hep-ph\]](#).
- [134] O. Arnaez, *Préparation de la mesure de la section efficace inclusive du $Z \rightarrow e^+e^-$ dans ATLAS. Étude des premières données avec le calorimètre électromagnétique*. Thèse de doctorat. Université de Savoie, Annecy, 2010. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00525847/>.
- [135] P. Nason, *Recent Developments in POWHEG*, PoS **RADCOR2009** (2010) 018, [arXiv:1001.2747 \[hep-ph\]](#).
- [136] P. M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 013004, [arXiv:0802.0007 \[hep-ph\]](#).
- [137] M. Mangano, *Merging multijet matrix elements and shower evolution in hadronic collisions*, Talk available online (2004) . <http://mlm.home.cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf>.

- [138] S. Allwood-Spires, M. Barisonzi, H. Beauchemin, R. Bruneliere, J. Buchanan, N. F. Castro, E. Devetak, C. Feng, J. Ferrando, R. Hawkins, D. Hirschbuehl, U. Husemann, B. P. Kersevan, G. Khorauli, T. Kuhl, T. Lenz, L. Mijovic, A. Papadelis, M. P. Sanders, L.-Y. Shan, P. Sturm, F. Veloso, W. Verkerke, N. Vlasov, and C. Wasicki, *Monte Carlo samples used for top physics*, ATLAS Internal Note **ATL-PHYS-INT-2010-132** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1312945/>.
- [139] J. Butterworth, E. Dobson, U. Klein, B. Mellado Garcia, T. Nunnemann, J. Qian, D. Rebutti, and R. Tanaka, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2010-695** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1287902/>.
- [140] *Egamma trigger results*, ATLAS Public Web Page. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EgammaTriggerPublicResults>.
- [141] T. Kono and A. Tricoli, *Efficiencies of electron/photon triggers using early 2011 data : Approval for PLHC2011*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-DAQ-2011-032** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1351827/>.
- [142] *Muon trigger results*, ATLAS Public Web Page. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonTriggerPublicResults>.
- [143] M. Hance, D. Olivito, and H. Williams, *Performance Studies for e/gamma Calorimeter Isolation*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2011-1186** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1379530/>.
- [144] M. Aoki, A. Basye, N. Benekos, M. Cristinziani, A. Cortes-Gonzalez, K. Gellerstedt, S. Ghasemi, G. Khorauli, J. Klinger, K. Hanagaki, H. Hasegawa, M. Hirose, H. Khandanyan, A. Leyko, T. Liss, Y. Okumura, M. Owen, T. Poghosyan, R. Schäfer, J. Sjölin, M. Tomoto, K. Uchida, K. Yau, and U. Yang, *The measurement of $t\bar{t}$ cross section in the dilepton decay channel with cut-and-count methods at 7 TeV in 2011 data*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2011-1166** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1378491/>.
- [145] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti- k_t jet clustering algorithm*, **JHEP** **0804** (2008) 063, [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [[hep-ph](#)].
- [146] N. Makovec et al., *Selection of jets produced in proton-proton collisions with the ATLAS detector using 2011 data*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2012-067** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1418933/>.
- [147] *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-102** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1369219/>.
- [148] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group Collaboration, *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, **Phys.Rept.** **427** (2006) 257–454, [arXiv:hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008) [[hep-ex](#)].
- [149] K. Becker, A. Cortes Gonzalez, V. Dao, F. Derue, K. Gellerstedt, D. Hirschbuehl, J. Howarth, H. Khandanyan, F. Kohn, T. M. Liss, M. A. Owen, M. Pinamonti,

- E. Shabalina, P. Sturm, A. Succurro, T. Theveneaux-Pelzer, W. Wagner, W. H. Bell, and J. Sjolin, *Mis-identified lepton backgrounds in top quark pair production studies for EPS 2011 analyses*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2011-768** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1361670/>.
- [150] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurements of the electron and muon inclusive cross-sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys.Lett. B* **707** (2012) 438–458, [arXiv:1109.0525](https://arxiv.org/abs/1109.0525) [hep-ex].
- [151] *Search for top pair candidate events in ATLAS at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2010-063** (2010) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1281338/>.
- [152] *Prospects for measuring top pair production in the dilepton channel with early ATLAS data at $\sqrt{s}=10$ TeV*, ATLAS Public Note **ATL-PHYS-PUB-2009-086** (2009) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1200287/>.
- [153] *Top Quark Pair Production Cross-section Measurements in ATLAS in the Single Lepton+Jets Channel without b-tagging*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-023** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1336753/>.
- [154] *Measurement of the top quark pair production cross section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in dilepton final states with ATLAS*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-100** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1369215/>.
- [155] CDF Collaboration Collaboration, T. Aaltonen et al., *First Measurement of the Ratio $\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{Z/\gamma^* \rightarrow \ell\bar{\ell}}$ and Precise Extraction of the $t\bar{t}$ Cross Section*, *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 012001, [arXiv:1004.3224](https://arxiv.org/abs/1004.3224) [hep-ex].
- [156] D0 Collaboration Collaboration, V. M. Abazov et al., *Measurement of the top quark pair production cross section in the lepton+jets channel in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*, *Phys.Rev. D* **84** (2011) 012008, [arXiv:1101.0124](https://arxiv.org/abs/1101.0124) [hep-ex].
- [157] *Statistical combination of top quark pair production cross-section measurements using dilepton, single-lepton, and all-hadronic final states at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2012-024** (2012) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1430733/>.
- [158] *Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-046** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1338575/>.
- [159] *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in ATLAS 2010 data*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-032** (2011) .
<https://cdsweb.cern.ch/record/1337782/>.
- [160] G. Romeo, A. Schwartzman, R. Piegai, T. Carli, and R. Teuscher, *Jet Energy Resolution from In-situ Techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS Internal Note **ATL-COM-PHYS-2011-240** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1334193/>.
- [161] W. Verkerke and D. P. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling*, eConf **C0303241** (2003) MOLT007, [arXiv:physics/0306116](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0306116) [physics].

-
- [162] L. Moneta, K. Belasco, K. S. Cranmer, S. Kreiss, A. Lazzaro, et al., *The RooStats Project*, PoS **ACAT2010** (2010) 057, [arXiv:1009.1003 \[physics.data-an\]](#).
- [163] *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using kinematic information of lepton+jets events*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-121** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1376413/>.
- [164] *Measurement of $t\bar{t}$ production in the all-hadronic channel in 1.02 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2011-140** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1385033/>.
- [165] *Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the all-hadronic channel in ATLAS with $\sqrt{s} = 7$ TeV data*, ATLAS Conference Note **ATLAS-CONF-2012-031** (2012) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1432196/>.
- [166] CMS Collaboration, *Combination of top pair production cross section measurements*, CMS Physics Analysis Summary **CMS-PAS-TOP-11-024** (2011) . <https://cdsweb.cern.ch/record/1401250/>.

Résumé : Le LHC a fourni des collisions proton-proton avec une énergie dans le référentiel du centre de masse égale à 7 TeV correspondant à une luminosité intégrée de 40 pb^{-1} en 2010 et de 5 fb^{-1} en 2011. Les données collectées par ATLAS ont permis de valider la compréhension du détecteur, d'évaluer ses performances et de réaliser de nombreuses mesures de paramètres physiques. Dans ce contexte le quark top est un champ d'étude privilégié pour la physique à l'échelle du TeV et pour les études de performance. Après un rappel de la phénoménologie du modèle standard la première partie de cette thèse est consacrée à la description du détecteur et en particulier des calorimètres à argon liquide pour lesquels l'influence des variations de haute tension est détaillée. La deuxième partie est consacrée aux études relatives à la reconstruction et à l'identification des électrons menées sur des données simulées, mais également sur les données de collisions collectées en 2010 à partir d'événements $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ avec la méthode de tag-and-probe. La dernière partie est dédiée aux études sur le quark top. Les données simulées de signal et de bruit de fond utilisées pour les événements $t\bar{t}$ sont décrites ainsi que les procédures de reconstruction et d'identification des objets présents dans l'état final. L'estimation de la contribution des événements avec un lepton mal identifié par la méthode de la matrice est ensuite présentée avant la mesure de la section efficace de paires $t\bar{t}$ dans les canaux dileptoniques réalisée avec les données collectées en 2011 : la valeur obtenue en combinant les trois canaux 178.8 ± 2.3 (stat) $^{+8.9}_{-8.4}$ (sys) $^{+8.0}_{-7.4}$ (lumi) pb est compatible avec les prédictions théoriques.

Mots-clés : LHC, ATLAS, calorimètre, électron, J/ψ , *tag-and-probe*, quark top, méthode de la matrice, section efficace

Abstract: The LHC produced proton-proton collision data with 7 TeV of center of mass energy corresponding to an integrated luminosity of 40 pb^{-1} in 2010 and of 5 fb^{-1} in 2011. The data collected by ATLAS have led to the validation the understanding of the detector, to the evaluation of its performance and to many measurements of physical quantities. In this context the top quark is a privileged field of study for TeV scale physics as well as for performance studies. After a reminder of the phenomenology of the standard model the first part of this thesis is devoted to the description of the detector and in particular of the liquid argon calorimeters for which the influence of the variations of the high voltage values is detailed. The second part is focused on studies about the reconstruction and the identification of electrons conducted on simulated data, but also on 2010 collision data thanks to $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ events with the tag-and-probe method. The last part is devoted to top quark studies. A description of the signal and background simulated data for $t\bar{t}$ events is given, as are the reconstruction and identification procedures of the objects present in the final state. The estimation of the contribution of events with a mis-identified lepton thanks to the matrix-method is then presented before the measurement of the $t\bar{t}$ cross-section in dilepton channels made on 2011 data: the value of 178.8 ± 2.3 (stat) $^{+8.9}_{-8.4}$ (sys) $^{+8.0}_{-7.4}$ (lumi) pb obtained by combining the three channels is compatible with theoretical predictions.

Key words: LHC, ATLAS, calorimeter, electron, J/ψ , tag-and-probe, top quark, matrix-method, cross-section
