



HAL
open science

Mesure de l'efficacité d'identification des électrons et recherche de SUSY dans le canal 2 leptons avec le détecteur ATLAS

Thomas Serre

► **To cite this version:**

Thomas Serre. Mesure de l'efficacité d'identification des électrons et recherche de SUSY dans le canal 2 leptons avec le détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Aix Marseille université, 2014. Français. NNT : . tel-01084692

HAL Id: tel-01084692

<https://in2p3.hal.science/tel-01084692v1>

Submitted on 1 Dec 2014

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.

Public Domain

UNIVERSITÉ AIX-MARSEILLE

THÈSE DE DOCTORAT

Mesure de l'efficacité d'identification des électrons et recherche de SUSY dans le canal 2 leptons avec le détecteur ATLAS

Auteur :

Thomas SERRE

Superviseur :

Dr. Pascal PRALAVORIO

Présentée en vue d'obtenir le grade de docteur de l'université d'Aix-Marseille

Date de soutenance : 9 Octobre 2014

Dr Patrice Verdier (IPNL), Rapporteur

Dr Lydia Iconomidou-Fayard (LAL), Rapporteur

Dr Giacomo Polesello (Pavia), Examineur

Dr Pascal Pralavorio (CPPM), Directeur de thèse

Dr Steve Muanza (CPPM), Co-Encadrant de thèse

Dr Eric Kajfasz (CPPM), Examineur

12 novembre 2014

Table des matières

1	Le Modèle Standard de la physique des particules	1
1.1	Rôle des symétries en physique des particules	2
1.1.1	Classification des particules	2
1.1.2	Un exemple de théorie de jauge, QED	3
1.2	Le Modèle Standard	5
1.2.1	Interaction forte QCD	5
1.2.2	Théorie électrofaible	8
1.2.3	Mécanisme de Brout-Englert-Higgs	9
1.3	Contenu du modèle standard	10
1.4	Succès et limites du Modèle Standard	12
1.5	Conclusion	14
2	La supersymétrie	16
2.1	Introduction	16
2.2	Le Lagrangien supersymétrique	16
2.2.1	Construction générale d'un Lagrangien supersymétrique	17
2.2.2	Interactions	18
2.2.3	Brisure de supersymétrie	19
2.3	Le modèle supersymétrique minimal	19
2.3.1	Choix du superpotentiel	20
2.3.2	Termes de brisure de supersymétrie dans le MSSM	21
2.3.3	R-parité	22
2.3.4	Atouts de la supersymétrie	22
2.3.4.1	Unification des constantes de couplages	22
2.3.4.2	Hierarchie de masse	22
2.3.4.3	Matière noire et observations cosmologiques	23
2.4	Phénoménologie et recherches expérimentales	24
2.4.1	Modèles SUSY pour interprétations	24
2.4.2	Spectres naturels	24
2.4.3	SUSY au LHC	25
2.4.4	Phénoménologie des electroweakinos	26
2.4.4.1	Neutralinos	27
2.4.4.2	Charginos	28
2.4.4.3	Scénario A : $M_1 < M_2 \ll \mu$: $\tilde{\chi}_1^0$ pure bino, $\tilde{\chi}_1^\pm$ pure wino	29
2.4.4.4	Scénario B : $M_1 < \mu < M_2$: $\tilde{\chi}_1^0$ pure bino, $\tilde{\chi}_1^\pm$ pure higgsino	29
2.4.4.5	Scénario C : $\mu \ll M_2, M_1$ et $M_2 \ll \mu, M_1$	29
2.4.4.6	Stratégie de recherche	30

2.5	Conclusion	30
3	Le LHC et le détecteur ATLAS	32
3.1	Le LHC	32
3.1.1	Chaîne d'accélération	34
3.1.2	Cavités accélératrices	35
3.1.3	Aimants supraconducteurs	35
3.1.4	Points d'interaction	35
3.2	Description du détecteur ATLAS	36
3.2.1	Le détecteur Interne	36
3.2.1.1	Détecteur à pixels	37
3.2.1.2	SCT	38
3.2.1.3	TRT	38
3.2.1.4	Circuit de refroidissement et aimants	39
3.2.1.5	Performance de reconstruction des traces	39
3.2.2	Calorimètre électromagnétique	40
3.2.2.1	Prééchantillonneur	41
3.2.2.2	Géométrie du tonneau	41
3.2.2.3	Géométrie des bouchons	42
3.2.2.4	Résolution en énergie	42
3.2.3	Qualité des données du calorimètre EM	43
3.2.3.1	Chutes de haute tension et bruit cohérent	44
3.2.3.2	Cellules bruyantes dans le prééchantillonneur	45
3.2.4	Calorimètre hadronique	46
3.2.5	Le spectromètre à muons	48
3.2.6	Système de déclenchement	50
3.3	Reconstruction des objets	51
3.3.1	Muons	51
3.3.2	Taus	51
3.3.3	Electrons et Photons	53
3.3.3.1	Reconstruction des électrons et des photons	53
3.3.3.2	Mesure de la position et de l'énergie	54
3.3.3.3	Identification des électrons	56
3.3.3.4	Identification des photons	57
3.3.4	Jets	58
3.3.4.1	Identification de la saveur	59
3.3.4.2	Calibration de l'énergie	59
3.3.5	Energie transverse manquante	60
3.4	Conclusion	61
4	Mesure d'efficacité d'identification des electrons	62
4.1	Motivations	62
4.2	Méthode <i>Tag&Probe</i>	63
4.3	Mise en oeuvre dans les données 2011	65
4.3.1	Enjeux	65
4.3.2	Sélection des événements	66
4.3.3	Première mesure avec les données 2011	66

4.3.4	Redéfinition du modèle de bruit de fond	68
4.3.5	Incertitudes	72
4.3.6	Résultats	74
4.3.7	Accord entre méthodes <i>Tag&Probe</i>	75
4.3.8	Combinaison	78
4.4	Validation des performances indépendantes de l'empilement dans les données 2012	79
4.4.1	Impact de l'empilement sur l'efficacité	79
4.4.2	Menu d'identification indépendant de l'empilement	80
4.4.3	Validation avec les premières données 2012	81
4.4.4	Mesure des facteurs de correction entre données et simulation	81
4.5	Conclusion	83
5	Recherche de production électrofaible SUSY dans le canal 2 leptons	84
5.1	Historique des recherches de chargino	84
5.2	Motivations	86
5.3	Sélection des événements	87
5.3.1	Sélection des données	87
5.3.2	Lots de simulation	87
5.3.3	Définition des objets	89
5.4	Régions de signal	90
5.4.1	Variables discriminantes	90
5.4.2	Définition des régions de signal	92
5.5	Estimation du bruit de fond	93
5.5.1	Principe des régions de contrôle RC	94
5.5.2	Régions de contrôle pour le WW	95
5.5.3	Régions de contrôle pour le top	97
5.5.4	Faux leptons	97
5.5.5	Bruits de fond mineurs	100
5.6	Incertitudes sur l'estimation du bruit de fond dans les régions de signal	100
5.6.1	Incertitudes théoriques	100
5.6.2	Incertitudes expérimentales	101
5.7	Résultats	103
5.7.1	Traitement statistique	103
5.7.2	Définition de la fonction de vraisemblance	103
5.7.3	Maximisation de la fonction de vraisemblance	103
5.8	Conclusion	106
6	Extension de l'analyse dans les canaux ee et $\mu\mu$ et réoptimisation	107
6.1	Spécificités des canaux ee et $\mu\mu$	107
6.2	Redéfinition des régions de contrôle	108
6.2.1	Régions de contrôle pour le fond WW	109
6.2.2	Régions de contrôle pour le fond Top	111
6.2.3	Régions de contrôle pour ZV	112
6.2.4	Régions de validation	113
6.3	Incertitudes théoriques	115
6.3.1	Modélisation du générateur	116

6.3.2	Gerbes partoniques	117
6.3.3	Echelles QCD	117
6.3.4	Densité de probabilités partoniques	118
6.3.5	Radiations de l'état initial et final	119
6.3.6	Interférences entre top solitaire et paires $\bar{t}t$	120
6.3.7	Résumé	120
6.4	Résultats	121
6.4.1	Mesure du bruit de fond	121
6.4.2	Impact des nouvelles RCs et des incertitudes théoriques	122
6.4.3	Interprétations dans le cadre des modèles simplifiés	123
6.4.4	Comparaison avec les analyses Modèle Standard WW	124
6.4.4.1	Mesure de la section efficace WW avec ATLAS et CMS	125
6.4.4.2	Production de paire d'electroweakinos et section efficace WW	125
6.5	Recherche de productions directes de sleptons et de sleptons intermédiaires	126
6.6	Conclusion	128
7	Prospectives pour la recherche de charginos	130
7.1	Méthodologie	131
7.1.1	Comparaison de l'information à la vérité et de la simulation complète du détecteur	131
7.1.2	Simulation de la résolution du détecteur	132
7.2	Recherche de $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ au LHC à 8 TeV avec 20 fb ⁻¹	132
7.2.1	Sections efficaces	132
7.2.2	Estimateur de la signification du signal	133
7.2.3	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	134
7.2.4	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	137
7.2.5	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + W(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	137
7.2.6	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	140
7.2.7	Conclusion sur les modèles avec neutralino LSP pure bino	144
7.2.8	Discussion sur le cas avec gravitino LSP	144
7.3	Prospectives de recherche de $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ au LHC à 14 TeV	146
7.3.1	Section efficace	146
7.3.2	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + W(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	147
7.3.3	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + W(\rightarrow qq) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	150
7.3.4	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W^*(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + W^*(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$	151
7.3.5	Combinaison et sensibilité à l'empilement	152
7.4	Discussion sur les scénarios B et C	154
7.5	Conclusion	155
A	Zn comme variable d'optimisation de région de signal	157
A.1	Introduction	157
A.2	Définition de Zn	157
A.3	Combinaison des régions de signal	158
B	De la vérité Monte carlo à une simulation rapide du détecteur	159
B.1	Résolution sur les leptons	159

B.2	Résolution pour les jets	159
B.3	Résolution sur E_T^{miss}	160
B.4	Efficacité de sélection des objets	160

Bibliographie	168
----------------------	------------

Introduction

En ce début de XXIème siècle, la physique des particules est à une période clé de son histoire. Cette science est née au début des années 1900 dans l'observation des rayons cosmiques et s'est développée avec la création d'accélérateurs de particules toujours plus puissants et de détecteurs à la pointe de la technologie. Les efforts conjoints des théoriciens et des expérimentateurs ont permis de prouver l'existence d'un nombre réduit de particules élémentaires et de décrire leurs interactions. Le formalisme mathématique est la théorie quantique des champs qui combine les principes de la relativité restreinte et de la mécanique quantique. La description des interactions forte, faible et électromagnétique est regroupée dans le Modèle Standard de la physique des particules. Les prédictions n'ont jamais été mises en défaut et en font la théorie la plus vérifiée jamais inventée.

Pourtant, l'absence de la gravité et les limites à hautes énergies montrent que le Modèle Standard est une approximation basse énergie d'une théorie plus générale. Une des théories les plus plébiscitées et recherchées de ces dernières années est la Supersymétrie. Elle inclut de nouvelles particules élémentaires qui n'ont jusqu'à présent pas été observées sans toutefois exclure cette théorie. Des manifestations sont attendues à l'échelle du TeV et suscitent un grand espoir de découverte dans les prochaines années.

Dans ce cas, les premières prises de données du LHC à une énergie de 7 et 8 TeV et la grande luminosité intégrée collectée constituent un terrain propice à la recherche de Supersymétrie. La grande variété de nouvelles particules prédites nécessite d'avoir des détecteurs généralistes tels que le détecteur ATLAS. Ce géant, un des plus grands détecteurs construit à ce jour, a montré des performances remarquables dans l'environnement à haute activité hadronique du LHC en 2011 et 2012. Dans ces conditions, la reconstruction et l'identification des leptons sont des enjeux majeurs pour le succès des analyses menées à ATLAS.

Dans cette thèse, on s'intéresse à la recherche de chargino dont la signature inclut des leptons et de l'énergie transverse manquante. Sa recherche au LHC est un véritable défi mais sa découverte constituerait un indice de l'existence de la supersymétrie. De nombreux scénarios incluant des charginos sont possibles et une étude systématique de chacun d'entre eux est nécessaire pour utiliser tout le potentiel de découverte du LHC.

Les deux premiers chapitres de cette thèse sont dédiés à la présentation du cadre théorique : le Modèle Standard ainsi que ces limites seront introduits dans le chapitre 1. La théorie de la supersymétrie sera ensuite décrite dans le chapitre 2 en insistant sur ces atouts et la phénoménologie attendue au LHC. Le chapitre 3 présentera le cadre expérimental : le grand collisionneur de hadrons, le LHC sera introduit. Puis le détecteur ATLAS, l'une des expériences généralistes au près du LHC, sera présenté. Les objets reconstruits ainsi que les performances sur ces derniers seront abordés. Le chapitre 4 sera dédié à présenter de manière détaillée les performances associées à l'identification des électrons. Les chapitres 5 et 6 portent sur les recherches directes de charginos, les premières menées au LHC. La sensibilité de l'analyse sera d'abord validée dans le canal $e\mu$, plus favorable, dans le chapitre cinq puis étendue aux canaux ee et $\mu\mu$ dans le chapitre 6. Dans un cadre plus général, le chapitre 7 contient une discussion exhaustive des recherches de charginos et de leur potentiel de découverte.

Remerciements

Une thèse ne se réalise pas seule, elle est le produit d'une multitude de rencontres, d'interactions et de discussions avec des gens passionnés. La moindre des choses est de remercier toutes les personnes ayant contribué à sa réalisation.

J'ai eu la joie de travailler plus de trois ans dans le cadre très plaisant qu'est le CPPM, grâce à sa localisation et aux gens qui le font vivre. Je tiens à remercier tous les gens que j'ai pu côtoyer au quotidien, en particulier l'ensemble de l'équipe ATLAS. Un grand merci à tous les membres permanents et en particulier à ceux qui ont travaillé directement avec moi : Mossadek Talby ainsi que Laurent Vacavant qui lui a succédé comme chef d'équipe et qui m'ont tous deux permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions. Fabrice Hubaut avec qui j'ai pu commencer ma thèse dans des conditions optimales. Sa sympathie et sa gentillesse m'ont permis de réaliser au mieux mon travail alors que la pression de l'observation d'une nouvelle particule était pesante. Emmanuel Monnier qui m'a permis de participer, au cours des prises de données, à des opérations au plus près du détecteur et de mieux en comprendre son fonctionnement. Enfin Emmanuel le Guirriec qui m'a donné de nombreux conseils éclairés sur tous les problèmes techniques que j'ai pu rencontrer.

Un mot pour la petite équipe que nous formions pour notre analyse SUSY : merci à Géraldine dont la patience m'a permis de maîtriser au plus vite les outils nécessaires et qui a continué à m'aider tout au long de ses 2 ans de supersymétrie, et merci à Rick, compagnon de travail pour cette analyse qui ne fut pas de tout repos.

Un grand merci à tout les doctorants du CPPM : à Julien, voisin de bureau malheureux qui a du faire face à toutes mes questions de novice et qui a toujours eu la patience d'y répondre au mieux et m'a permis de progresser au plus vite. A Elodie, toujours souriante et sympathique, je suis sûr que tu finiras ta thèse avec succès. A Michael avec qui je partage de nombreuses passions qui ont alimenté d'innombrables conversations, je te souhaite le meilleur pour la suite en Suède. Enfin à Sebastien qui a partagé mon bureau, j'espère avoir pu t'aider autant que les anciens aînés l'ont fait pour moi.

De nouveau, je tiens à remercier l'ensemble de mon jury : Lydia Fayard avec qui j'ai beaucoup échangé au sein du groupe *Tag&Probe*, et Patrice Verdier, qui m'a permis d'améliorer tout particulièrement les parties supersymétriques de cette thèse, merci d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et de m'avoir permis d'améliorer grandement mon manuscrit. Merci à Giacomo et Eric qui ont pris le temps de s'intéresser à mon travail en lisant ma thèse en profondeur.

Enfin, j'en viens à remercier mes encadrants : Steve Muanza qui m'a permis d'avoir mes entrées dans le CPPM en m'encadrant pour mon Master 2. Une grande part de mon savoir en supersymétrie vient de lui et de sa patience à répondre à mes questions. Le plus grand des remerciements à Pascal, qui m'a tellement appris : à présenter au mieux mon travail, la rigueur nécessaire à la production scientifique, la rédaction d'un document, sans parler des connaissances scientifiques ! Un grand merci à lui sans qui ma thèse ne serait pas du tout ce qu'elle est aujourd'hui.

Pour finir, je remercie ma famille que je n'ai pas vu autant que je l'aurais souhaité pendant ces 3 ans et qui est venue le jour J. Merci à eux ! Le dernier mot est pour Mélody qui m'a soutenu, supporté, encouragé, recadré... Merci à toi.

Chapitre 1

Le Modèle Standard de la physique des particules

Le vingtième siècle a vu la découverte d'une multitude de nouvelles particules, d'abord dans les rayons cosmiques comme le muon identifié en 1936 par C. Anderson [1] puis auprès des premiers collisionneurs dès les années 1950. Le monde subatomique dont seulement quelques constituants étaient connus (proton, neutron, électron, positron et muon) s'enrichit alors de plus d'une centaine de nouvelles particules. Le but des physiciens est alors de trouver un ordre dans ce nouveau monde subatomique, à la manière du tableau périodique de Mendelëyev pour les éléments chimiques.

À la fin des années 1950, les quatre interactions fondamentales sont déjà connues. La plus anciennement étudiée est la gravité qui possède un formalisme classique à travers la relativité générale. Son rôle au niveau subatomique est négligeable et elle sera généralement omise dans la suite de ce document. L'interaction forte a été mise en évidence par E. Rutherford en 1911 [2] en montrant l'existence d'un noyau atomique positivement chargé et dont seule une nouvelle interaction pouvait assurer la cohésion. H. Yukawa a tenté d'en donner un premier formalisme en 1935 [3] via l'échange de mésons. La découverte du pion en 1947 [4] vient valider expérimentalement cette approche. Cependant, un formalisme en théorie quantique des champs n'a pu être établi avant 1965 [5]. L'interaction faible a été mise en évidence dans les désintégrations des noyaux atomiques. Fermi en 1934 [6] donne une formulation de la désintégration β par interaction de contact. Toutefois elle ne s'applique qu'au cas de la transition proton - neutron et n'explique pas les autres réactions faibles observées, comme les désintégrations des particules "étranges". Finalement l'interaction électromagnétique possède la meilleure compréhension quantique, notablement avec le développement qui a été fait par Feynman, Dyson, Schwinger et Tomonaga en 1948 [7–10]. Cette théorie est connue sous le nom d'électrodynamique quantique, notée QED par la suite.

La profusion de nouvelles particules subatomiques sans ordre apparent et le manque de théories complètes régissant leurs interactions requièrent un nouveau cadre formel. Mathématiquement, la théorie des groupes permet d'éclairer l'organisation des particules comme on le verra dans la section 1.1.1. Quant aux interactions, un cadre commun unifiant relativité restreinte et mécanique quantique est possible grâce à la théorie quantique des champs. Un des exemples les plus concluants est l'électrodynamique quantique qui fit office de prototype pour la formulation de l'interaction forte et de l'interaction faible. Elle sera décrite brièvement dans la section 1.1.2. Le Modèle Standard de la physique des particules a été développé dans les années soixante

et donne une formulation complète des trois interactions fondamentales. Il sera décrit dans la section 1.2.

1.1 Rôle des symétries en physique des particules

Une symétrie est une transformation d'un système physique laissant certaines propriétés inchangées. Un fondateur de l'utilisation des symétries en physique est E. Wigner [11] qui à une symétrie donnée associe un opérateur quantique unitaire (ou anti-unitaire) agissant dans un espace de Hilbert. Des particules possédant des propriétés communes, par exemple la sensibilité à une interaction, peuvent être reliées par un opérateur de symétrie, autrement dit classées comme appartenant à un groupe de symétrie donné. Plus que les particules, les interactions fondamentales peuvent être comprises comme découlant de principe de symétrie. Les modèles d'interaction formés sur ce principe sont regroupés sous le nom de théorie de jauge, le Modèle Standard en étant le représentant le plus concluant. Dans cette section, deux applications de symétries seront détaillées, la première pour classer les particules élémentaires, la seconde pour construire une théorie de jauge simple : QED.

1.1.1 Classification des particules

Le neutron découvert en 1932 par J. Chadwick [12] possède des caractéristiques similaires au proton : masses très proches et même sensibilité à l'interaction forte. Heisenberg suggère alors que proton et neutron sont reliés par une symétrie [13], l'isospin I , défini de manière analogue au spin en mécanique quantique. C'est un nombre quantique représenté par un vecteur à deux dimensions tel que $|p\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ et $|n\rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ où le premier nombre correspond à la norme du vecteur et le deuxième sa projection sur un axe arbitraire. Proton et neutron forment un doublet d'isospin (norme du vecteur d'isospin identique mais composantes différentes) et l'on passe de l'un à l'autre grâce aux matrices de Pauli qui sont alors les opérateurs de Wigner associés. Mathématiquement ce groupe de symétrie est le groupe $SU(2)$. Cette classification est également concluante pour le pion qui lui entre dans un triplet d'isospin $|\pi^+\rangle = |1, 1\rangle$, $|\pi^0\rangle = |1, 0\rangle$ et $|\pi^-\rangle = |1, -1\rangle$. Ce modèle quoique très simple donne des résultats corrects sur les rapports des sections efficaces de production de pions et de nucléons [14]. Cependant, seulement cinq particules entrent dans cette représentation et elle doit donc être étendue.

Les particules étranges, comme par exemple le kaon noté K et découvert en 1947 par Rochester et Butler [15], ont été découvertes dans les années cinquante. Elles sont produites de manière dominante par interaction forte et ne se désintègrent que par interaction faible avec une durée de vie relativement longue (12.4 ns pour le K^\pm [16]). Gellmann et Nishijima introduisent un nombre quantique supplémentaire : l'étrangeté S . Les particules sont alors classées dans un octuplet selon leur isospin et leur étrangeté selon le groupe de symétrie $SU(3)$. Cette organisation est la voix octuplet. Elle fut développée en 1964 par Gellman et Ne'eman [17]. Une réussite de ce modèle fut la prédiction du Ω^- , découvert en 1964 [18], qui a pour caractéristiques $S = -3$ et $I = 0$. Ce système atteint son apogée avec le postulat de l'existence des quarks par Gellmann en 1964 [19]. La majorité des particules connues ne sont alors plus vues comme élémentaires mais sont constituées d'une combinaison de quarks ponctuels : quark up noté u ($I_3 = 1/2, S = 0$), quark down noté d ($I_3 = -1/2, S = 0$) et quark étrange noté s ($I_3 = 0, S = -1$). Par exemple, le proton est constitué de deux quarks u et d'un quark d . Un exemple de classification pour quelques baryons est présenté dans la figure 1.1.

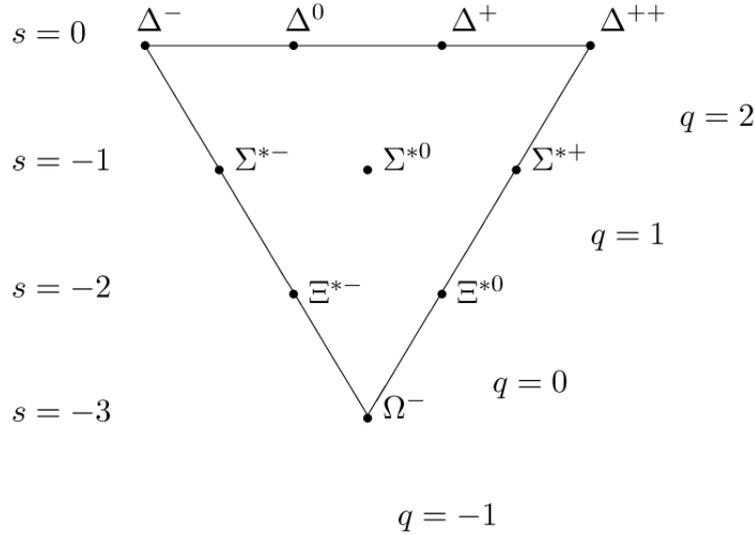


FIGURE 1.1: Exemple de l'application de SU(3) au spectre baryonique avec le decuplet des spins 3/2.

Les quarks ont été mis en évidence à SLAC en 1968 [20, 21] dans la structure des nucléons. Puis, le quark charme noté c est découvert en 1974 à Brookhaven [22], le quark bottom noté b découvert en 1978 à Fermilab [23] et le quark top noté t mis en évidence en 1995 à CDF et D0 [24, 25] sont venus compléter notre connaissance des constituants élémentaires. L'utilisation des symétries à travers la théorie des groupes et les mises en évidence expérimentales ont donc permis d'expliquer le "zoo" de particules avec seulement six quarks.

1.1.2 Un exemple de théorie de jauge, QED

De même que l'organisation des particules, les interactions peuvent être comprises comme découlant de principes de symétrie. Pour illustrer cela, la théorie quantique des champs est ici introduite. Dans ce cadre, chaque particule est représentée par un champ, généralement noté $\Phi(x)$ pour les scalaires (spin 0) et $\Psi(x)$ pour les fermions (spin 1/2). Un système physique est alors décrit par un Lagrangien qui s'écrit pour un champ libre :

$$L_s = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi(x) \partial^\mu \Phi(x) - \frac{1}{2} m^2 \Phi(x)^2 \quad (1.1)$$

$$L_f = \bar{\Psi}(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) \Psi(x) \quad (1.2)$$

L'application des équations d'Euler-Lagrange sur ces Lagrangiens permet de retrouver les équations de Klein-Gordon dans le cas scalaire et l'équation de Dirac pour les fermions [26]. Pour inclure des interactions, un terme L_{int} doit être ajouté. Sa forme peut être inférée en demandant qu'une symétrie soit conservée.

Considérons le groupe de symétrie U(1). Sa représentation sur les champs sera de la forme : $\Psi'(x) = U(\alpha)\Psi(x) = e^{i\alpha}\Psi(x)$. Si on applique U(α) sur les Lagrangiens 1.1 et 1.2, leur expression reste inchangée après transformation. Toutefois si on prend une symétrie locale, c'est à dire que le facteur α dépend du point d'espace-temps, on peut vérifier que le Lagrangien n'est plus invariant. Pour rétablir l'invariance, la dérivée ∂_μ doit être remplacée par la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ avec A_μ se transformant comme $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha$. Le Lagrangien invariant

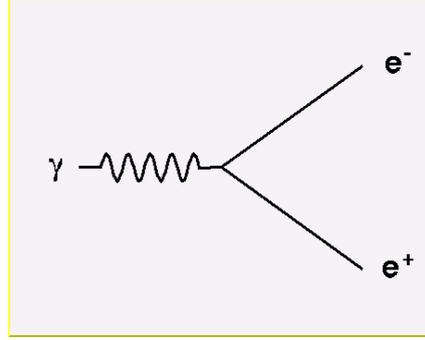


FIGURE 1.2: Vertex d'interaction $ee^+\gamma$ tel que prédit dans la théorie électrodynamique quantique [27].

prend la forme :

$$L = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi + e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu \quad (1.3)$$

Ainsi en se donnant une symétrie $U(1)$ et une représentation sur les champs, un champ vectoriel A a du être introduit pour préserver l'invariance du Lagrangien. C'est un boson de jauge, représenté par un champ vectoriel qui porte une interaction. Comme c'est l'interaction électromagnétique qui nous intéresse ici, α peut être remplacé par la constante de couplage e et le champ A est alors interprété comme le photon. Pour finaliser le Lagrangien, un terme cinétique pour le photon est ajouté de la forme $F_{\mu,\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Le Lagrangien QED complet prend la forme :

$$L_{QED} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_f)\Psi(x) - 1/4F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

Si on développe la dérivée covariante, le terme $e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu$ apparaît. C'est un terme d'interaction qu'on interprète par un vertex avec les diagrammes de Feynman (voir figure 1.2). De plus le terme de masse pour le photon est interdit si on souhaite conserver l'invariance de jauge du Lagrangien. Ainsi les bosons de jauge sont non massifs à moins que la symétrie de jauge ne soit brisée.

Pour obtenir des observables à partir du Lagrangien, par exemple la section efficace élastique $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, tous les diagrammes existants doivent être pris en compte $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$, ... Le nombre de processus contribuant à l'observable est infini. Pour faire le calcul, on se limite donc à un nombre fini de diagrammes. Cela a pour effet de créer des divergences dans les résultats attendus. Des procédures dédiées à solutionner ces divergences sont la renormalisation et la régularisation [28]. Une des conséquences est que les constantes de couplages dépendent de l'échelle d'énergie considérée. Autrement dit, l'intensité des interactions de QED évolue en fonction de l'énergie du processus. L'évolution est de la forme $\alpha(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \Delta\alpha(Q^2)}$ où Q est l'énergie échangée dans la réaction (dans un processus QED c'est généralement l'énergie du photon échangé).

QED est une des premières théories quantiques des champs qui a accumulé les prédictions ayant été prouvées expérimentalement correctes. L'accord entre la prédiction théorique du moment magnétique dipolaire anomal de l'électron et sa mesure expérimentale [29] et la prédiction correcte des états d'énergies du positronium [30] en sont deux exemples. Le succès de QED en fit une théorie prototype pour la construction de théorie plus complète. Les Lagrangiens formés sur ce modèle sont dénommés théorie de Yang Mills [31]. L'exemple le plus prédictif à ce jour est le Modèle Standard.

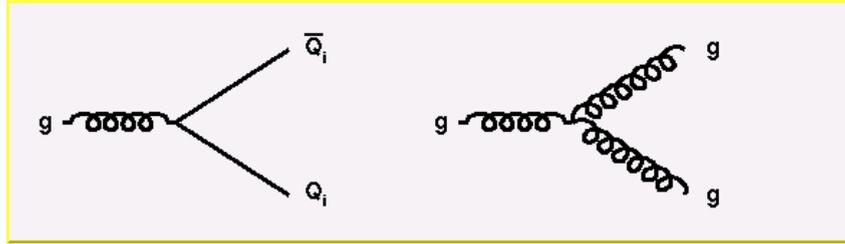


FIGURE 1.3: Vertex d'interaction $q\bar{q}g$ et ggg tel que prédit dans la théorie de la chromodynamique quantique [27]

1.2 Le Modèle Standard

L'application des théories de Yang-Mills atteint aujourd'hui son apogée dans le Modèle Standard. Ce dernier décrit avec une précision inégalée les interactions entre particules élémentaires et n'a jamais été pris en défaut depuis son invention. Il contient la chromodynamique quantique [32] qui décrit l'interaction forte entre les particules colorées et la théorie électrofaible développée par Glashow, Salam et Weinberg en 1967 [33, 34] unifiant interactions électromagnétique et faible. Le mécanisme de brisure électrofaible et le boson de Higgs viennent clore ce modèle. Prédit en 1964 par Robert Brout, François Englert et Peter Higgs [35, 36] entre autres, il permet d'expliquer la brisure de symétrie électrofaible à basse énergie et aussi de générer les masses des bosons et des fermions.

1.2.1 Interaction forte QCD

La théorie de l'interaction forte est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(3)$, non brisée dans le Modèle Standard. Plutôt qu'un boson de jauge, $SU(3)$ en prédit huit de masse nulle nommés les gluons. L'équivalent de la charge électrique pour l'interaction forte est la charge de couleur, qui peut être rouge, bleue ou verte. Chaque quark fait partie d'un triplet de couleur. La symétrie n'est pas abélienne, contrairement au cas de QED, ce qui concrètement se manifeste par des interactions entre les bosons de jauge : les gluons portent une charge de couleur et peuvent donc interagir entre eux. En plus du vertex $q\bar{q}g$ semblable à $e^+e^-\gamma$ en QED, on a aussi les vertex ggg et $gggg$ comme schématisé dans la figure 1.3.

Plusieurs preuves expérimentales sont venues confirmer le choix de la symétrie $SU(3)$. Avant même l'introduction de la couleur, l'observation de la particule Δ^{++} était déjà en contradiction avec le principe d'exclusion de Pauli : elle est constituée de trois quarks up dont les spins sont alignés. Un degré de liberté supplémentaire qui peut prendre au moins trois valeurs doit donc exister. Les mesures des rapports des sections efficaces de production d'hadrons et de paires de muons permettent de vérifier le nombre de couleurs. Celles-ci ont été réalisées auprès de collisionneurs e^+e^- comme l'expérience JADE et dépendent directement du nombre de quarks, de leur charge électrique et du nombre de couleurs :

$$R\left(\frac{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}\right) = N_c \sum_{\text{quarks}} e_{\text{quarks}}^2 \quad (1.5)$$

Les mesures sont compilées dans la figure 1.4 et montrent un très bon accord avec trois couleurs.

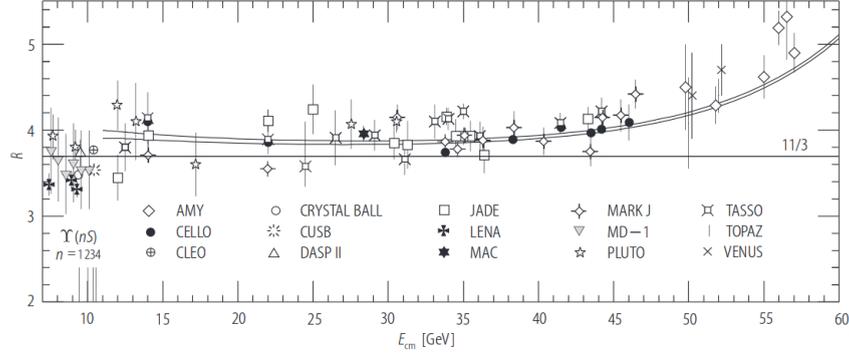


FIGURE 1.4: Mesure du rapport entre production dileptonique et production de dijets auprès de différentes expériences [37].

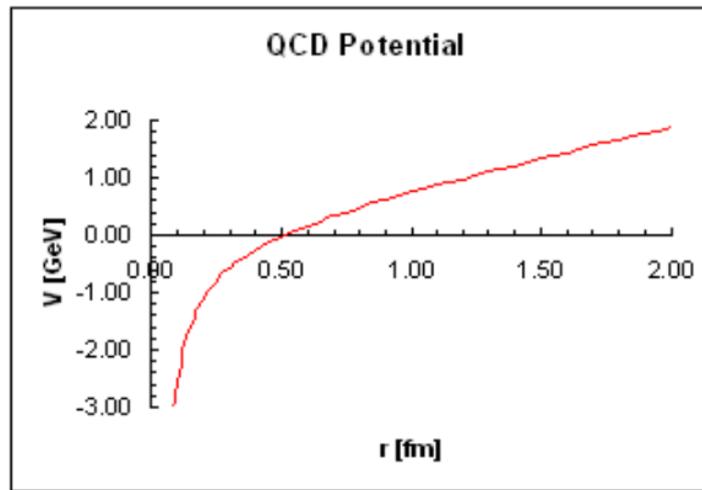


FIGURE 1.5: Potentiel QCD pour une paire quark-antiquark calculé avec des simulations numériques sur réseaux.

Pour étudier théoriquement les interactions entre quarks, des simulations numériques sur réseaux sont utilisées. Elles permettent de calculer un potentiel QCD effectif. Pour une paire quark-antiquark, il est de la forme

$$V_{q\bar{q}} = -\frac{4}{3}(\alpha_s/r + kr) \quad (1.6)$$

où α_s est la constante de couplage QCD et k une constante de l'ordre de 1 GeV fm^{-1} . L'évolution du potentiel est schématisée dans le graphique 1.5. Pour des distances courtes ($r \rightarrow 0$) le terme en α_s/r domine. Pour des grandes distances, le potentiel augmente linéairement en σr . Pour $r \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$ et donc deux particules interagissant fortement ne peuvent être séparées. Plus généralement aucune particule colorée ne peut être observée libre. C'est une propriété essentielle de QCD appelée le confinement. Les hadrons, particules formées de quarks, sont donc des singlets de couleur. Deux configurations simples sont possibles :

- Baryon : hadron formé de trois quarks chacun avec une couleur différente
- Méson : hadron formé d'un quark et d'un antiquark

Le confinement a des implications phénoménologiques importantes auprès des accélérateurs de particules. Prenons en exemple la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, processus commun dans les collisionneurs e^+e^- . Cinématiquement les quarks sont émis dos à dos, donc le potentiel entre eux augmente. Lorsque l'énergie potentielle est suffisamment grande, des paires $q\bar{q}$ sont créées pour neutraliser la couleur : c'est le phénomène d'hadronisation. Dans un détecteur on n'observe donc pas les

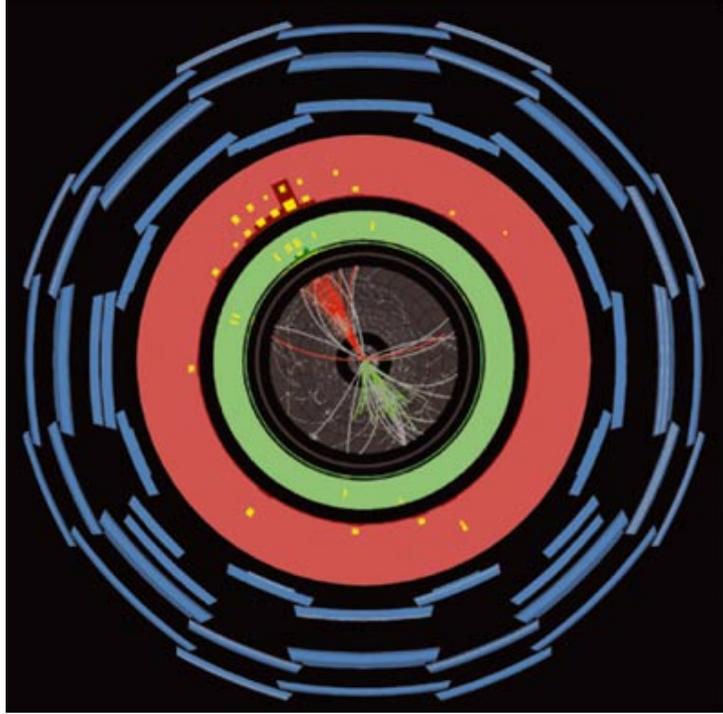


FIGURE 1.6: Représentation graphique d'un événement dijet enregistré par ATLAS.

deux quarks parents mais les hadrons créés par hadronisation. La collection de hadrons que l'on reconstruit dans un détecteur s'appelle jet. Un exemple en est donné dans la figure 1.6.

Comme on l'a vu, à courte distance le potentiel QCD devient négligeable. Au sein des nucléons, les quarks sont proches et interagissent donc modérément. C'est une propriété importante de QCD : la liberté asymptotique. Pour décrire les collisions à haute énergie de nucléons, le modèle des partons a été développé par Feynmann dans les années soixante [38]. Il inclut la liberté asymptotique en considérant les nucléons comme constitués de particules ponctuelles, les partons (gluons et quarks). Chacune est considérée libre et porte une fraction x de l'impulsion totale du nucléon. Naïvement, on pourrait s'attendre à ce que chaque quark du proton ait un tiers de l'impulsion. Or les gluons mais aussi les quarks provenant des vertex gqq, appelés quarks de la mer, doivent être pris en compte. Dans un proton, typiquement 54 % de l'impulsion totale est portée par les quarks de valence (uud pour le proton). La répartition en x n'est à priori pas connue et sa connaissance est pourtant indispensable pour prédire les sections efficaces proton - proton, vitale pour les accélérateurs hadroniques.

Les probabilités de trouver un parton avec une fraction donnée sont mesurées dans les données. Ces PDFs pour *parton density functions* interviennent directement dans tous les calculs de section efficace au LHC à travers le théorème de factorisation [39]. Dans le cas d'une production $2 \rightarrow 2$, il s'écrit :

$$\sigma(s, \tau) = \sum_{AB} \int dx_1 dx_2 p_A(x_1, \mu_F^2) p_B(x_2, \mu_F^2) \sigma_{AB}(x_1, x_2, s, \alpha_s(\mu_R^2), Q^2) \quad (1.7)$$

où A et B représentent les partons mis en jeu, s l'énergie dans le centre de masse, μ_F et μ_R les échelles QCD de factorisation et de renormalisation, Q^2 l'énergie échangée lors de l'interaction et p_i la PDF pour le parton de saveur i . Elles n'ont jamais été mesurées aux échelles d'énergie du LHC et sont connues seulement à travers les équations DGLAP [40–42]. Leur connaissance

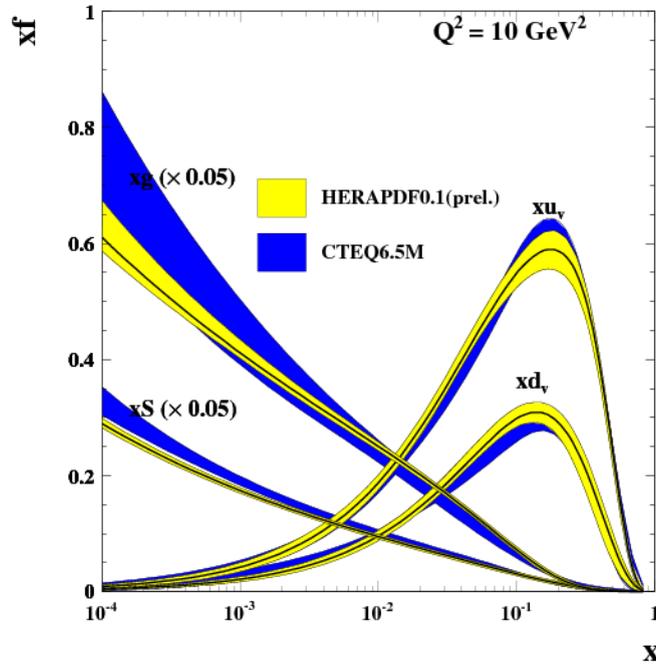


FIGURE 1.7: Exemple de distribution de densité de probabilité partonique. L'accord entre les mesures de HERA et un ajustement sur plusieurs mesures expérimentales noté CTEQ sont montrés [43].

est donc soumise à de grandes incertitudes se propageant aux sections efficaces théoriques pour les signaux et les bruits de fond. Un exemple de la distribution des densités de probabilités partoniques est montré dans la figure 1.7.

1.2.2 Théorie électrofaible

La théorie électrofaible unifie les interactions électromagnétique et faible. C'est une théorie de Yang-Mills basée sur le groupe de symétrie $SU(2) \otimes U(1)$. Quatre bosons vecteurs sont prédits dont les manifestations expérimentales sont le photon, le Z et le W^\pm . Ces deux derniers bosons sont massifs, 91.2 GeV pour le boson Z et 80.4 GeV pour le W^\pm , en contradiction avec les principes de jauge qui interdisent les termes de masse. La solution est une brisure spontanée de la symétrie par le champ de Higgs comme on le verra dans la section 1.2.3.

Une des propriétés fondamentales de l'interaction électrofaible est qu'elle est chirale, autrement dit les composantes $\Psi_L = (1 - \gamma_5)/2 \Psi$ et $\Psi_R = (1 + \gamma_5)/2 \Psi$ se comportent différemment face au groupe de jauge. Concrètement la chiralité correspond à l'alignement du spin et du vecteur impulsion dans la limite de particule non massive. Si spin et impulsion sont alignés, la particule est dite "droite" sinon elle est dite "gauche". Les termes mélangeant les composantes droites et gauches sont interdits par invariance de jauge. Or seuls les termes de masses mélangent les composantes chirales et les fermions doivent donc être de masse nulle ce qui n'est expérimentalement pas observé. Cependant le mécanisme de Higgs permet de résoudre cette limite théorique.

De manière analogue à la charge électrique en QED et la charge de couleur en QCD, ici la charge associée est l'hypercharge définie par $Y = Q - T_3$ où Q est la charge électrique et T_3 la troisième composante de l'isospin faible. Les bosons Z et W^\pm ne se couplent pas aux fermions droits dont

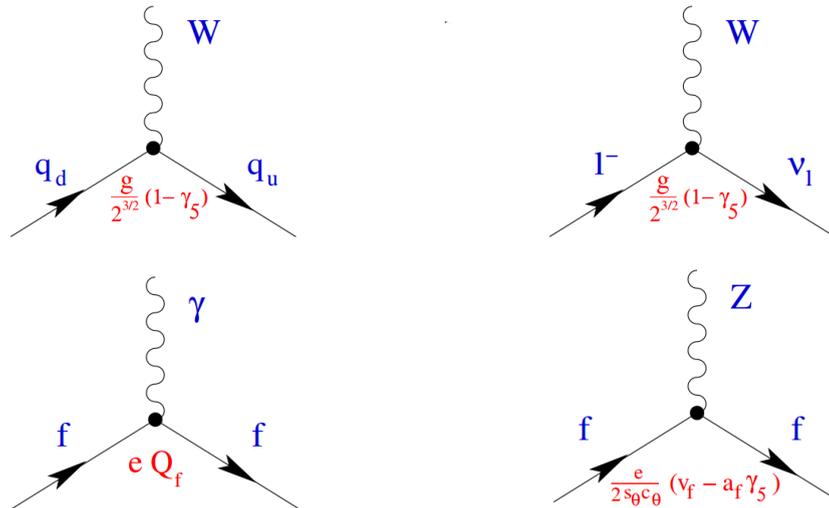


FIGURE 1.8: Diagramme de Feynmann pour les interactions électrofaible entre boson de jauge et fermions.

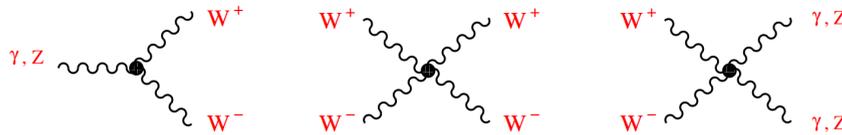


FIGURE 1.9: Diagramme de Feynmann pour les interactions électrofaible entre bosons de jauge.

l'hypercharge est de 0. Par contre le photon se couple à toute particule chargée. Les vertex d'interaction sont schématisés dans la figure 1.8. La symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ est non abélienne et possède donc des interactions entre bosons de jauge. Cependant la forme de la symétrie impose que chaque vertex possède un W^+ et un W^- . Ainsi les vertex tel que ZZZ n'existent pas dans la théorie électrofaible. Les vertex autorisés sont montrés dans la figure 1.9.

Il est intéressant de noter pour la phénoménologie du LHC que le quark top est très lourd, 173.34 GeV [16], et se désintègre par interaction faible avant de pouvoir s'hadroniser. Le rapport d'embranchement est à plus de 98 % en $t \rightarrow Wb$. Les productions de quark top au LHC ont une section efficace très importante, plus de 250 picobarns pour la production de paires $t\bar{t}$, et constitueront donc un bruit de fond important pour les recherches avec états finaux leptoniques.

1.2.3 Mécanisme de Brout-Englert-Higgs

Les masses des bosons de jauge et des fermions n'étant pas nulles, elles sont en contradiction directe avec l'invariance de jauge. La symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ doit donc être spontanément brisée. En d'autres termes la symétrie est présente mais elle est cachée par l'état de vide choisi par la nature.

Pour cela, considérons un champ scalaire emplissant le vide, le champs de Higgs. Son Lagrangien s'écrit :

$$L_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi) - V(\Phi\Phi^\dagger) \text{ avec } V(\Phi\Phi^\dagger) = -\mu^2 \Phi\Phi^\dagger + 1/2\lambda(\Phi\Phi^\dagger)^2 \quad (1.8)$$

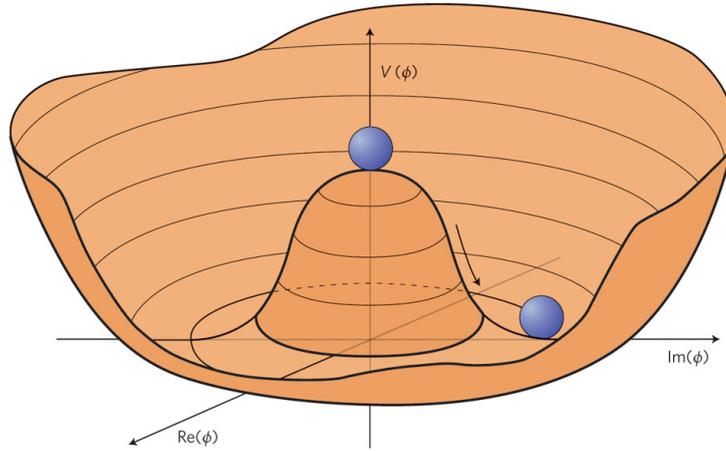


FIGURE 1.10: Forme du potentiel de Higgs en chapeau mexicain.

Ce champ s'intègre dans la théorie électrofaible et c'est donc un doublet de $SU(2) \otimes U(1)$. Si $\mu^2 < 0$, le potentiel a la forme montrée dans la figure 1.10. Il y a une infinité d'états avec une énergie minimale, qui satisfont $\langle 0 | \Phi_0 | 0 \rangle = v$. L'état du champ peut alors être écrit par rapport à l'état au minimum du potentiel :

$$\Phi(x) = 1/\sqrt{2} e^{i\sigma^i/2\theta^i(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

où σ_i correspond aux matrices de Pauli et $\theta^i(x)$ et $H(x)$ sont quatre champs réels.

L'application de la dérivée covariante au Lagrangien du champ de Higgs fait apparaître des termes de couplage entre les bosons vecteurs et v correspondants à leur masse, par exemple $\frac{1}{2}vg = M(W)$ avec g correspondant à la constante de couplage associée à la symétrie $SU(2)_L$. De plus, une nouvelle particule scalaire est introduite : le boson de Higgs H dont la masse est donnée par $m(H) = \sqrt{-\mu^2}$. Un autre atout du mécanisme de Higgs est également de générer les masses des fermions qui seront proportionnelles à v [35]. Des vertex avec un boson de Higgs existent donc pour tous les fermions massifs du Modèle Standard, mais aussi pour les bosons de jauge massifs. Ils sont décrits dans la figure 1.11.

L'annonce de la découverte d'un boson scalaire de 126 GeV le 4 juillet 2012 par les collaborations ATLAS [44] et CMS [45] vient confirmer cette théorie. Même si de nombreuses vérifications restent à effectuer pour confirmer que c'est bel et bien un boson de Higgs, aucune observation actuelle ne contredit cette assertion.

1.3 Contenu du modèle standard

On a vu les différents bosons de jauge intervenant dans le modèle grâce au principe d'invariance de jauge. En ajoutant les fermions, toutes les briques composant le Modèle Standard sont présentes. Pour les classer dans une table, on les décrit par leur charge associée à chaque symétrie. Dans le cas de QED, c'est la charge électrique, pour l'interaction forte la charge de couleur et pour l'interaction électrofaible deux charges sont conservées, la troisième composante de l'isospin faible correspondant à la symétrie $SU(2)$ et l'hypercharge faible Y , correspondant à $U(1)$.

Les fermions sont dupliqués en trois générations, c'est à dire qu'ils existent trois fermions avec les mêmes nombres quantiques et seulement leur masse est différente. Par exemple le quark top

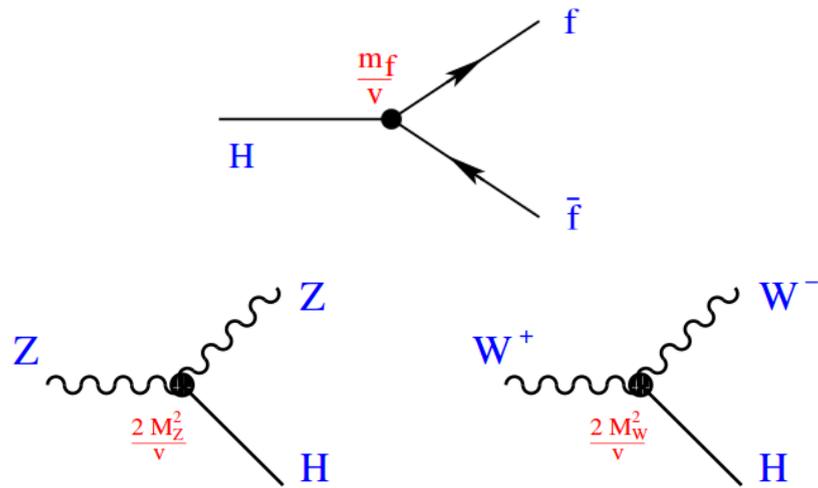


FIGURE 1.11: Couplage du boson de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge.

		fermions (3 générations de la matière)			bosons (forces)	
		I	II	III		
masse →		2,4 MeV/c ²	1,27 GeV/c ²	171,2 GeV/c ²	0	électromagnétisme
charge →		2/3	2/3	2/3	0	
spin →		1/2	1/2	1/2	1	
nom →		u up	c charm	t top	γ photon	
	Quarks	4,8 MeV/c ²	104 MeV/c ²	4,2 GeV/c ²	0	interaction forte
		-1/3	-1/3	-1/3	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
		d down	s strange	b bottom	g gluon	
	Leptons	<2,2 eV/c ²	<0,17 MeV/c ²	<15,5 MeV/c ²	91,2 GeV/c ²	interaction faible
		0	0	0	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
		ν_e neutrino électronique	ν_μ neutrino muonique	ν_τ neutrino tauique	Z⁰ boson Z ⁰	
		0,511 MeV/c ²	105,7 MeV/c ²	1,777 GeV/c ²	80,4 GeV/c ²	interaction faible
		-1	-1	-1	±1	
		1/2	1/2	1/2	1	
		e électron	μ muon	τ tau	W[±] boson W	

FIGURE 1.12: Contenu en particules élémentaires du Modèle Standard.

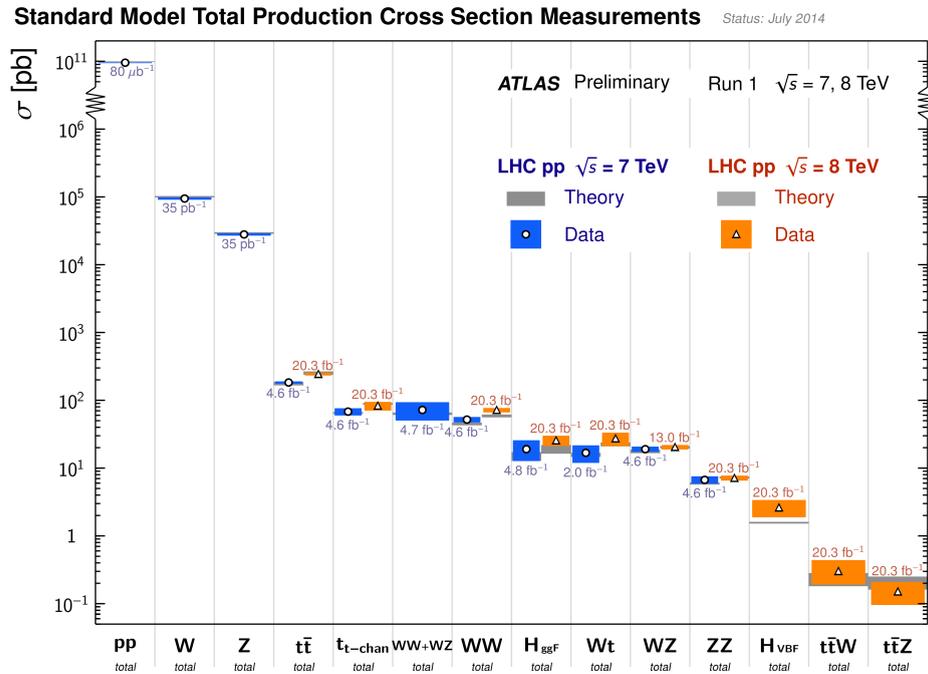


FIGURE 1.13: Mesures des sections efficaces de production électrofaible avec ATLAS à 7 et 8 TeV.

est la troisième génération des quarks de type up et a été découvert en 1995 au Tevatron [24, 25]. Pour les leptons, la troisième génération est le lepton tau, découvert en 1975 à SLAC [46]. La réplication en trois générations des fermions reste une question ouverte du Modèle Standard.

1.4 Succès et limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie complète et n'a encore jamais été mise en défaut par l'expérience. Les vérifications expérimentales de l'interaction forte ont été abordées dans la section 1.2.1. Les sections efficaces prédites par la théorie électrofaible ont été mesurées en détail au LHC et un très bon accord avec la théorie a été constaté à ATLAS. Ces résultats sont compilés dans le graphique 1.13. Plus globalement, les paramètres du Modèle Standard ont été mesurés expérimentalement et trouvés en accord à mieux de 2σ (à l'exception de l'asymétrie avant-arrière pour les b quarks). L'accord théorie et mesures expérimentales est montré dans la figure 1.14.

Malgré ces succès, plusieurs questions restent ouvertes. La plus évidente est l'absence de modèle pour la gravitation. Cependant au niveau subatomique, les effets de la gravité sont complètement négligeables en raison des faibles masses des particules. Une théorie du tout devra toutefois inclure une théorie quantique des champs pour la gravitation. Des exemples de limites du Modèle Standard vont maintenant être abordés.

- **Unification des constantes de couplage** : L'unification de l'électromagnétisme et de l'interaction faible a montré la possibilité de décrire des interactions en une seule théorie, à plus haute énergie. Les interactions connues à nos échelles d'énergies, forte et électrofaible, seraient alors les différentes facettes d'une seule interaction décrite par un groupe de jauge

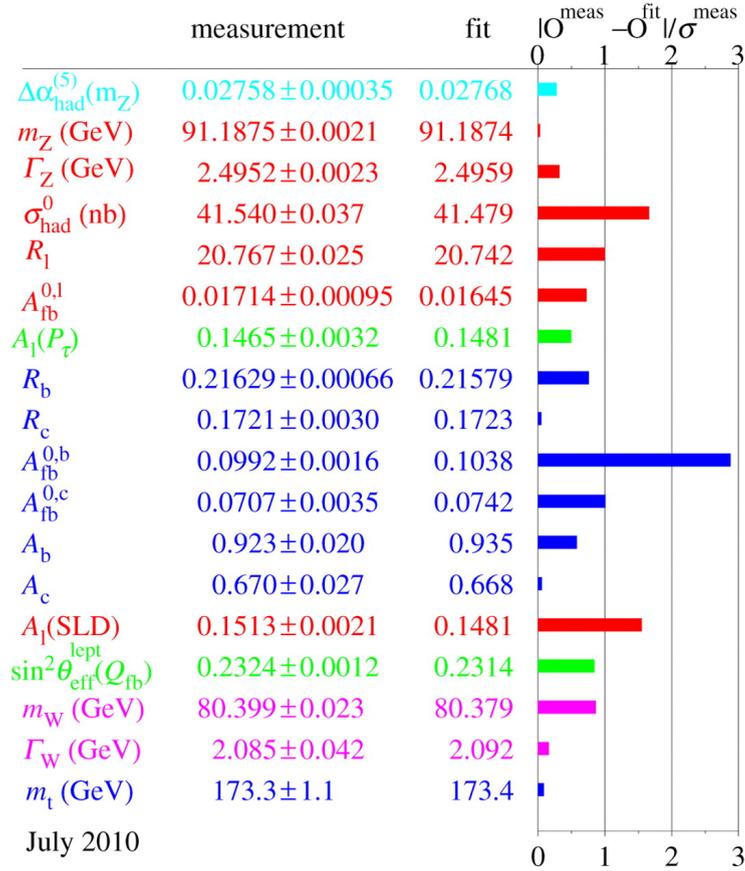


FIGURE 1.14: Accord sur plusieurs paramètres du Modèle Standard entre la prévision théorique et la mesure expérimentale.

unique. Dans cette optique, les constantes de couplage doivent devenir égales à une échelle d'énergie donnée, appelée échelle de grande unification ou GUT. Or, comme on l'a vu dans la section 1.1.2, les constantes de couplage des différentes interactions ne sont pas vraiment constantes mais dépendent de l'échelle d'énergie considérée. Leur évolution est définie par les équations de renormalisation. Au premier ordre, elles sont linéaires et sont théoriquement valides jusqu'à l'échelle GUT. Dans le Modèle Standard l'unification n'a pas lieu, les constantes conservent au minimum un écart de 8σ théoriques, minimum qui a lieu à une énergie de 10^{16} GeV.

- **Hiérarchie de masse** : Comme vu plus haut, l'échelle de grande unification est quatorze ordres de grandeur au dessus de la brisure électrofaible. Naïvement, il semble invraisemblable d'avoir une aussi large plage en énergie dans laquelle aucune nouvelle physique est attendue. Quoique l'argument précédent est purement esthétique, cette hiérarchie peut imposer des corrections radiatives importantes sur la masse du Higgs. Un fermion f de masse m_f engendre une correction sur la masse du Higgs de la forme [47] :

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{(8\pi^2)} \Lambda_{\mu\nu}^2 + \dots \quad (1.10)$$

$\Lambda_{\mu\nu}$ est une coupure pour réguler la divergence sur l'intégrale des diagrammes. Sa valeur est de l'ordre de l'échelle d'énergie où apparaît la nouvelle physique, GUT par exemple. Les corrections sur la masse du Higgs peuvent donc s'élever jusqu'à 10^{14} GeV. Il faut soit un ajustement subtil des différentes sources de corrections pour qu'elles s'annulent entre elles ou

bien introduire de la nouvelle physique.

- **Matière noire** : Les observations cosmologiques indiquent également des manques dans le Modèle Standard. Les trajectoires et vitesses de rotations des galaxies observées (voir figure 1.15) ne peuvent être expliquées dans les théories actuelles sans modification. L'observation d'objets distants prouvent l'existence d'un effet de lentille gravitationnelle au seuil des galaxies suggérant la présence d'une matière indétectée. Cette matière noire peut être de deux types, soit chaude consistant en des particules légères relativistes, soit de la matière froide qu'on appelle WIMPS pour particules interagissant faiblement. Le Modèle Standard possède des neutrinos qui seraient de bons candidats pour la matière chaude mais aucun pour la matière froide.
- **Masse des neutrinos** : Le neutrino est nécessaire pour décrire l'interaction faible. Seuls les neutrinos de chiralité gauche y sont sensibles et ceux de chiralité droite ne sont donc pas nécessaires dans le Modèle Standard. Pour des particules de Dirac, les termes de masse incluent les chiralités gauche et droite, ils sont donc nuls pour les neutrinos. Cependant une oscillation de la saveur des neutrinos a été observée [48]. Une oscillation est possible si les états propres de masse sont différents des états propres de saveur, autrement si les neutrinos ne sont pas dégénérés en masse [49]. La solution pourrait être l'ajout d'un neutrino droit stérile mais alors les masses devraient être du même ordre de grandeur pour tous les leptons. Or les masses mesurées des neutrinos sont de l'ordre de l'eV. L'ajout d'un mécanisme *seesaw* pour un neutrino de type Majorana permettrait, avec un neutrino droit stérile lourd, d'expliquer la masse relativement faible des neutrinos gauches. La nature Majorana du neutrino est aujourd'hui activement recherchée expérimentalement.

1.5 Conclusion

Le Modèle Standard est la théorie la mieux vérifiée existante à ce jour. Quelques uns de ces succès ont été égrainés au cours de ce chapitre. Cependant, de nombreuses questions restent ouvertes et une théorie au delà du Modèle Standard doit être construite pour y répondre. Celle-ci devra intégrer d'une certaine façon le Modèle Standard, en raison de ses validations expérimentales, tout en incluant de la nouvelle physique. Une façon de procéder est d'ajouter des symétries supplémentaires aux symétries de jauge vues plus haut. Une des théories les plus prometteuses bâties sur ce modèle est la Supersymétrie.

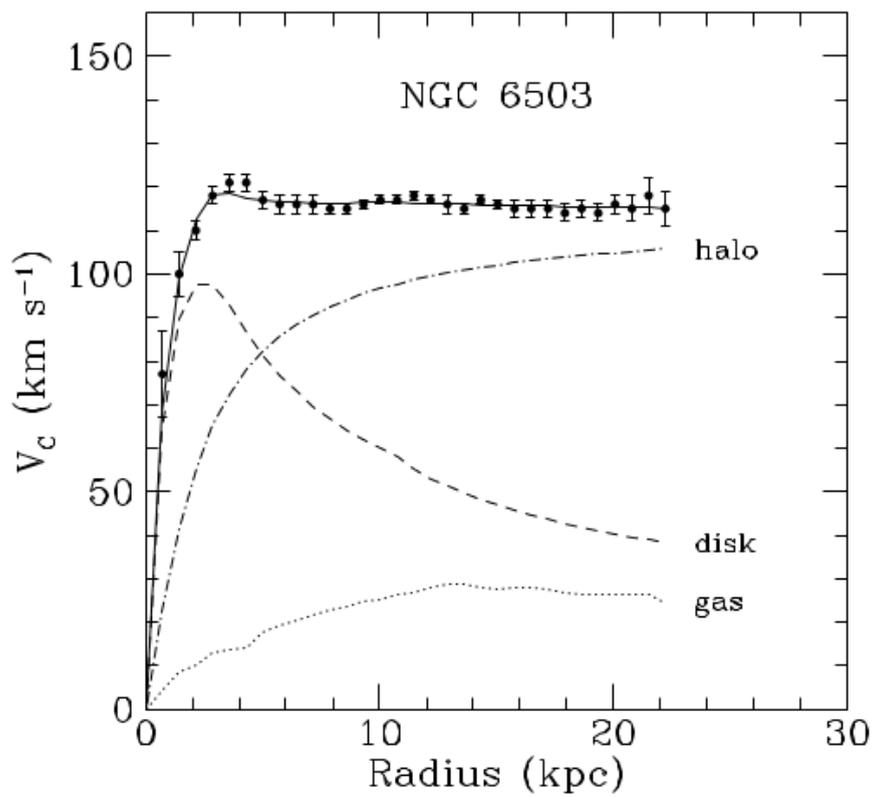


FIGURE 1.15: Ajustement des vitesses de rotations des galaxies dans l'hypothèse de la présence de matière noire.

Chapitre 2

La supersymétrie

2.1 Introduction

La supersymétrie, notée SUSY, est une théorie candidate pour étendre le Modèle Standard. Le premier Lagrangien supersymétrique a été développé dans les années 1970 notamment par J. Wess et B. Zumino en 1974 [50]. La première extension du Modèle Standard incluant la supersymétrie date de 1981 et a été formulé par Howard Georgi et Savas Dimopoulos [51]. Le principe de base de la supersymétrie est d'ajouter une symétrie qui relie les bosons et les fermions à l'espace-temps classique. Chaque particule du Modèle Standard a alors un partenaire supersymétrique qui possède les mêmes nombres quantiques, sauf le spin qui varie de $\pm 1/2$. Tout un spectre de nouvelles particules dites supersymétriques est donc prédit, doublant au minimum celui connu.

C'est une des théories les plus plébiscitées et les plus recherchées depuis trente ans. Rien que dans l'expérience ATLAS, plus de soixante analyses y sont dédiées. Nous verrons d'abord le formalisme des Lagrangiens supersymétriques. Puis les atouts de cette théorie seront présentés. Nous finirons avec un extrait des recherches expérimentales menées au LHC et les phénoménologies associées aux partenaires des bosons électrofaibles, les électroweakinos.

2.2 Le Lagrangien supersymétrique

La base de la supersymétrie est l'ajout d'une nouvelle symétrie entre boson et fermion. Sa représentation dans l'espace de Hilbert est généralement notée Q tel que $Q|\text{boson}\rangle = |\text{fermion}\rangle$ et $Q|\text{fermion}\rangle = |\text{boson}\rangle$. La particularité de l'opérateur Q est qu'il agit dans l'espace spinoriel. Sous une transformation de Lorentz, il se transforme comme un moment angulaire. Les symétries de jauge vues dans le chapitre 1 comme $U(1)$ dans le cas de QED ou bien $SU(3)$ dans le cas de QCD sont indépendantes du référentiel (invariance de jauge). SUSY n'appartient donc pas à cette classe de symétrie : c'est une symétrie d'espace-temps qui doit être ajoutée au groupe de Poincaré.

Cependant le théorème de Coleman Mandula [52], étendu par Haag, Lopuszanski et Sohnius [53] limite les formes des symétries possibles d'un Lagrangien. Elles ne peuvent être que le produit des symétries d'espace-temps et des symétries internes (symétries de jauge et symétries discrètes C, P et T). En d'autres termes, on ne peut pas ajouter une symétrie qui n'est pas une symétrie

interne. Toutefois, ce théorème ne s'applique que pour des symétries avec une algèbre de Lie, basée sur des commutateurs. La solution est de contourner cet interdit en définissant SUSY par des relations d'anticommutation de la forme :

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu \quad (2.1)$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \quad (2.2)$$

$$[P^\mu, Q] = [P^\mu, Q^\dagger] = 0 \quad (2.3)$$

avec P^μ le générateur des translations dans l'espace à quatre dimensions. Ces règles forment une superalgèbre de Lie.

Il faut maintenant définir comment les particules s'agencent au sein de cette nouvelle symétrie. Le multiplet le plus simple que l'on peut construire se compose d'un boson et d'un fermion. On l'appelle le supermultiplet. Les règles de commutation 2.3 imposent que bosons et fermions commutent avec P^μ et *a fortiori* avec P^2 . Les particules au sein d'un supermultiplet doivent donc avoir la même masse.

SUSY étant une symétrie d'espace-temps, les charges internes des particules sont à priori conservées sous des transformations supersymétriques. Autrement dit, les générateurs des groupes de jauge commutent avec Q et Q^\dagger . Les particules au sein d'un supermultiplet possèdent donc les mêmes interactions avec les mêmes couplages.

Enfin un supermultiplet doit avoir autant de degrés de liberté bosoniques que fermioniques. Dans la représentation de Weyl, un fermion a deux degrés de liberté avec une composante gauche et une anticomposante droite. Une possibilité est d'y associer un boson représenté par un champ scalaire complexe, avec deux degrés de liberté réels. Fermion et boson forment alors un multiplet chirale. Une autre possibilité est un boson vecteur non massif (deux degrés de liberté) et un fermion de Weyl, formant un multiplet vectoriel.

2.2.1 Construction générale d'un Lagrangien supersymétrique

La nature espace-temps de la supersymétrie suggère de redéfinir l'espace usuel à quatre dimensions en y ajoutant des degrés de libertés supplémentaires. Les lois d'une superalgèbre étant des règles d'anticommutations sur des spineurs, les variables additionnelles sont des spineurs anticommutants à deux composantes θ_α et $\theta^{\dagger\alpha}$. Les champs définis sur cet espace sont appelés super champs. Ils représentent les multiplets chiraux et vectoriels. Le champ le plus général ne contient aucun terme d'ordre supérieur à deux : l'anticommutation de la coordonnée θ fait que tous les termes d'ordre supérieur à deux s'annulent. On peut donc écrire en série de puissance le super champ le plus général sous la forme :

$$S(x, \theta, \theta^\dagger) = a + \theta\zeta + \theta^\dagger\chi^\dagger + b\theta\theta + c\theta^\dagger\theta^\dagger + \theta^\dagger\bar{\sigma}^\mu\theta v_\mu + \theta^\dagger\theta^\dagger\theta\eta + \theta\theta\theta^\dagger v^\dagger + d\theta\theta\theta^\dagger\theta^\dagger \quad (2.4)$$

avec a, b, c, d et v_μ huit champs bosoniques, ζ, χ, η et v quatre champs fermioniques et σ^μ les matrices de Pauli.

Sur les superchamps, les opérateurs Q et Q^\dagger prennent la forme suivante :

$$Q_\alpha = i\frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - (\sigma_\mu\theta^\dagger)_\alpha\partial_\mu \quad Q^{+\alpha} = i\frac{\partial}{\partial\theta^\dagger_\alpha} - (\bar{\sigma}_\mu\theta^\dagger)^\alpha\partial_\mu \quad (2.5)$$

Dans cet espace, la variation d'un champ sous une transformation supersymétrique sera $\delta S = S(x^\mu + \delta x_\mu, \theta + \delta\theta) - S(x^\mu, \theta)$, c'est donc une translation dans le super espace.

Contrairement au cas classique où les dérivées ∂_μ commutent avec des transformations infinitésimales des champs, ici ce n'est pas le cas. On doit donc définir des dérivées covariantes pour pouvoir obtenir les équations de mouvement par la suite. Les dérivées covariantes s'écrivent :

$$D_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} - i(\sigma_\mu\bar{\theta})_\alpha\partial_\mu \quad D^\alpha = -\frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} + i(\sigma_\mu\bar{\theta})_\alpha\partial_\mu \quad (2.6)$$

Le comportement des champs par rapport aux dérivées covariantes définit deux types de superchamps : les superchamps chiraux tels que $D_\alpha\Phi^* = 0$. En résolvant cette équation, le superchamp contient un champ scalaire complexe $\phi(x)$, un champ fermionique $\Psi(x)$ et un champ auxiliaire F correspondant à un champ virtuel et disparaissant dans les équations de mouvement. Les superchamps vectoriels vérifient $V = V^*$. Ils contiennent un champ vectoriel non-massif A_μ , un spineur de Majorana λ et un champ auxiliaire D qui disparaît dans les équations de mouvement comme le champ F .

Le Lagrangien pour les champs chiraux s'écrit :

$$[\Phi^*, \Phi]_D = \int d^2\theta d^2\theta^\dagger \Phi\Phi^* = -\partial_\mu\Psi^*\partial_\mu\Psi + i\Phi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\Phi + F^*F + \dots \quad (2.7)$$

Il a ici été intégré sur les coordonnées θ . Le Lagrangien est ainsi exprimé dans l'espace-temps classique à quatre dimensions. Il correspond exactement au modèle de Wess Zumino [47].

2.2.2 Interactions

Le Lagrangien ainsi obtenu ne contient aucune interaction et les interactions scalaires et de jauge doivent être ajoutées. Il est possible de le faire dans le formalisme des superchamps. Ici, le formalisme de modèle de Wess Zumino sera utilisé car plus proche de celui utilisé pour le Modèle Standard. La forme des interactions est limitée par l'invariance supersymétrique du Lagrangien. Les termes les plus généraux que l'on peut écrire et qui ne brise pas la supersymétrie sont :

$$L_{int} = -\frac{1}{2}W_{ij}\Psi_i\Psi_j + W_iF_i + c.c \quad (2.8)$$

avec $\Psi(x)$ et F les champs fermionique et auxiliaire défini dans la section précédente, et :

$$W_{ij} = M_{ij} + y^{ijk}\Psi_k \quad (2.9)$$

La matrice M détermine la masse des fermions et le tenseur y leur interaction avec les champs scalaires. On peut définir le superpotentiel par :

$$W = \frac{1}{2}M_{ij}\Phi_i\Phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\Phi_i\Phi_j\Phi_k \quad (2.10)$$

Le superpotentiel est arbitraire et les paramètres M_{ij} et y_{ijk} doivent être fixés pour construire un Lagrangien prédictif. Le potentiel scalaire de la théorie, équivalent du potentiel scalaire dans le cas de la brisure électrofaible dans le modèle standard est donné par le produit WW .

Comme dans le Modèle Standard, les interactions de jauge peuvent être dérivées des principes de symétries. Les bosons de jauge font déjà partie des multiplets vectoriels. Etablir l'invariance de jauge du Lagrangien permet de coupler les bosons vectoriels aux fermions et aux scalaires. Les champs se transforment comme :

$$\delta_\mu \Phi_i = \partial_\mu \Phi_i - ig A_\mu^a (T^a \Phi)_i \quad (2.11)$$

$$\delta_\mu \Psi_i = \partial_\mu \Psi_i - ig A_\mu^a (T^a \Phi)_i \quad (2.12)$$

Plus généralement, d'autres termes sont possibles qui ne brisent ni l'invariance supersymétrique ni l'invariance de jauge. Comme les bosons de jauge interagissent avec les fermions, il est logique que leur partenaire supersymétrique s'y couple aussi. Des termes de la forme $(\Psi^* T_a \Phi) \lambda_a$ sont alors ajoutés au Lagrangien avec des constantes de couplage arbitraire.

2.2.3 Brisure de supersymétrie

Les opérateurs Q et Q^\dagger commutent avec l'opérateur P^2 . Les masses des particules au sein des supermultiplets devraient donc être les mêmes. Or aucun sélectron de 0.511 MeV ni de smuons de 105 MeV par exemple n'ont été observés. Cela signifie que la supersymétrie doit être brisée. A la manière de la brisure électrofaible, la supersymétrie est supposée être une symétrie exacte mais brisée par l'état de vide choisi par la nature. Les origines de cette brisure résident à très haute énergie et les mécanismes sont donc purement théoriques.

Le mécanisme de brisure n'a pas besoin d'être explicite. Il suffit que le Lagrangien soit corrigé en ajoutant des termes de brisure sans origine physique. Les termes les plus généraux sont

$$L_{soft} = -\left(\frac{1}{2} M_a \lambda^a \lambda^a + a^{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k + b^{ij} \Phi_i \Phi_j + t^i \Phi_i\right) + \text{c.c.} - (m^2)_j^i \Phi^{j*} \Phi_i. \quad (2.13)$$

avec M_a matrices de masses des gauginos, a^{ijk} termes de couplages trilineaires, b^{ij} et $(m^2)_j^i$ masses scalaires respectivement holomorphiques et non holomorphiques et t^i n'est présent que pour un singlet et ne sera pas nécessaire ici, car il n'y a pas de singlet dans le MSSM, modèle défini dans la section 2.3.

Les ingrédients pour construire le Lagrangien supersymétrique le plus général ont été ici présentés. Pour avoir un Lagrangien phénoménologiquement viable, le superpotentiel doit être choisi ainsi que les termes de brisure de la supersymétrie. De plus, un modèle supersymétrique doit inclure au minimum les particules du Modèle Standard pour être réaliste. La construction du Lagrangien supersymétrique minimal va maintenant être présentée.

2.3 Le modèle supersymétrique minimal

Pour construire un modèle supersymétrique minimal, noté MSSM, les particules du Modèle Standard sont intégrées dans un nombre minimal de multiplets chiraux et vectoriels. Les fermions se comportent différemment selon qu'ils sont droits ou gauches. Ils ne doivent donc faire partie que d'un multiplet chiral : c'est le cas de tous les fermions du SM. Chaque composante de Weyl fait partie d'un multiplet et les scalaires complexes associés sont donc de nouvelles particules notées $\tilde{e}_{R,L}$, $\tilde{\mu}_{R,L}$, $\tilde{\tau}_{R,L}$, $\tilde{u}_{R,L}$, $\tilde{c}_{R,L}$, $\tilde{t}_{R,L}$, $\tilde{d}_{R,L}$, $\tilde{s}_{R,L}$, et $\tilde{b}_{R,L}$, R et L ne désignant pas une chiralité

différente mais la chiralité du fermion associé. Les couplages pour les fermions et les sfermions sont les mêmes. Par exemple le \tilde{e}_R ne se couple pas au W .

Le boson de Higgs doit appartenir à un multiplet chiral puisque c'est un scalaire. Cependant un seul multiplet n'est pas suffisant pour assurer la consistance de la théorie [47] : Il engendre une anomalie de jauge et empêche de calculer les observables. En effet, un fermion associé aurait une hypercharge de + ou - 1/2 sans contrepartie, l'anomalie ne s'annule donc pas. En ajoutant un multiplet, le fermion supplémentaire possède une hypercharge de signe opposée et permet d'annuler l'anomalie. Une autre raison de la nécessité de ce multiplet est de générer la masse des quarks de type up qui nécessite un multiplet avec $Y = +1/2$ et pour les masses des quarks de type down un multiplet avec $Y = -1/2$. On le verra en détails dans la section 2.3.1. Les scalaires associés sont appelés H_u et H_d .

Tous les composants du MSSM sont alors présents. Ceux ci sont regroupés dans la figure 2.1

Names	Spin	P_R	Gauge Eigenstates	Mass Eigenstates
Higgs bosons	0	+1	H_u^0 H_d^0 H_u^+ H_d^-	h^0 H^0 A^0 H^\pm
squarks	0	-1	\tilde{u}_L \tilde{u}_R \tilde{d}_L \tilde{d}_R	(same)
			\tilde{s}_L \tilde{s}_R \tilde{c}_L \tilde{c}_R	(same)
			\tilde{t}_L \tilde{t}_R \tilde{b}_L \tilde{b}_R	\tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2
sleptons	0	-1	\tilde{e}_L \tilde{e}_R $\tilde{\nu}_e$	(same)
			$\tilde{\mu}_L$ $\tilde{\mu}_R$ $\tilde{\nu}_\mu$	(same)
			$\tilde{\tau}_L$ $\tilde{\tau}_R$ $\tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1$ $\tilde{\tau}_2$ $\tilde{\nu}_\tau$
neutralinos	1/2	-1	\tilde{B}^0 \tilde{W}^0 \tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0	\tilde{N}_1 \tilde{N}_2 \tilde{N}_3 \tilde{N}_4
charginos	1/2	-1	\tilde{W}^\pm \tilde{H}_u^\pm \tilde{H}_d^\pm	\tilde{C}_1^\pm \tilde{C}_2^\pm
gluino	1/2	-1	\tilde{g}	(same)
goldstino (gravitino)	1/2 (3/2)	-1	\tilde{G}	(same)

FIGURE 2.1: Spectre des particules prédit par le MSSM [47]. La colonne P_R donne la valeur de R-parité de la particule correspondante.

2.3.1 Choix du superpotentiel

Pour avoir un modèle prédictif un choix doit être fait sur le superpotentiel, défini dans la section 2.2.2. W_{MSSM} est l'équivalent du potentiel de Higgs dans le cas du Modèle Standard. Il permet de coupler les fermions du MSSM aux bosons de Higgs. Dans le superpotentiel, les matrices de Yukawa \mathbf{y} définissent la masse des particules. Le terme μ est l'équivalent de la masse du Higgs dans le cas supersymétrique. Les bosons H_u et H_d sont nécessaires pour donner la masse aux quarks de type up et down respectivement.

Pour simplifier l'écriture, l'hypothèse de particules de première et deuxième génération non massives est faite. Ainsi, seules les particules de troisième génération contribuent au potentiel

et les matrices de Yukawa sont alors réduites à des constantes y_t et y_b . Le superpotentiel prend alors la forme :

$$W_{MSSM} = y_t(\bar{t}tH_u^0 - \bar{t}bH_u) - y_b(\bar{b}tH_d^- - \bar{b}bH_d^0) - y_\tau(\bar{\tau}\nu_\tau H_d^- - \bar{\tau}\tau H_d) + \mu(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0) \quad (2.14)$$

Les champs intervenants dans ce superpotentiel sont des superchamps. Ce superpotentiel contient donc les couplages entre bosons de Higgs et fermions et également entre higgsinos et fermions. Un exemple de ces couplages est montré dans la figure 2.2.

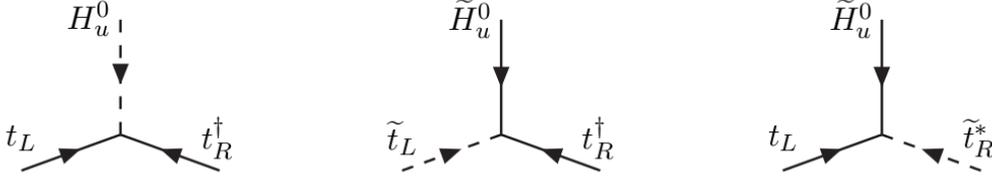


FIGURE 2.2: Exemples de couplages de Yukawa dans le MSSM.

Les couplages de jauge sont déterminés en établissant l'invariance de jauge par rapport aux groupes de symétrie du Modèle Standard $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Mais en toute généralité, les gauginos peuvent à priori se coupler aux différentes particules et des termes d'interaction sont donc ajoutés au Lagrangien comme décrit dans la section 2.2.3. Les couplages de jauge sont montrés dans la figure 2.3.

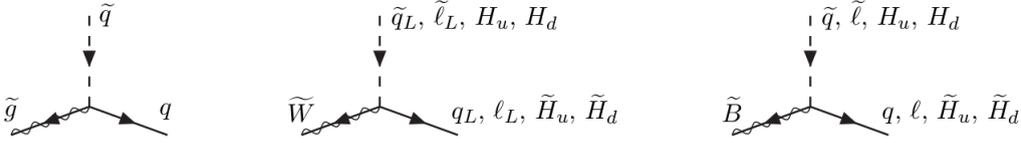


FIGURE 2.3: Exemples de couplages de jauge dans le MSSM.

Le superpotentiel ainsi défini a un minimum à 0 et ne présente donc pas de brisure de symétrie spontanée. Des termes brisant ce potentiel doivent être inclus dans la brisure de supersymétrie pour obtenir le potentiel du Higgs.

2.3.2 Termes de brisure de supersymétrie dans le MSSM

En appliquant la recette de la section précédente, les termes de brisure de supersymétrie dans le cas du MSSM s'écrivent :

$$\begin{aligned} L_{soft}^{MSSM} = & - 1/2(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B} + c.c.) \\ & - (\tilde{u}\mathbf{a}_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}\mathbf{a}_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}\mathbf{a}_e\tilde{L}H_d + c.c.) \\ & - \tilde{Q}^\dagger\mathbf{m}_Q^2\tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger\mathbf{m}_L^2\tilde{L} \\ & - \tilde{u}\mathbf{m}_u\tilde{u}^\dagger - \tilde{d}\mathbf{m}_d^2\tilde{d}^\dagger - \tilde{e}\tilde{m}_e^2\tilde{e}^\dagger \\ & - m_{H_u}^2H_u^*H_u - m_{H_d}^2H_d^*H_d - (bH_uH_d + c.c.) \end{aligned}$$

Les termes M_1, M_2, M_3 sont les masses des bino, wino et gluino. les termes $m_Q^2, m_u^2, m_d^2, m_L^2, m_e^2$ sont des matrices de masse 3×3 pour les sfermions. Les termes en m_{Hu} et m_{Hd} contribuent au potentiel de Higgs.

2.3.3 R-parité

L'introduction de la brisure de supersymétrie introduit un grand nombre de paramètres libres. Certains de ces paramètres introduisent des couplages qui sont fortement contraints par les expériences. Par exemple si la matrice donnant la masse des leptons n'est pas diagonale, alors des mélanges entre sleptons ont lieu. Cela donne une contribution à la violation du nombre leptonique et ces paramètres ne peuvent donc pas être trop élevés.

L'introduction d'une symétrie supplémentaire permet d'éliminer complètement ces termes. La R-parité est définie par :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.15)$$

Les particules du Modèle Standard ont une parité de 1 et leur partenaire supersymétrique de -1. Elle est multiplicative comme la parité classique. La R-parité est conservée à chaque vertex, entraînant des conséquences phénoménologiques importantes : les particules supersymétriques doivent être produites par paires et il existe une particule supersymétrique stable, la plus légère qu'on appelle LSP pour *lightest supersymmetric particle*. Sa signature dans le détecteur est de l'énergie transverse manquante.

2.3.4 Atouts de la supersymétrie

En introduisant la supersymétrie comme une symétrie d'espace-temps reliant bosons et fermions, on a pu construire un Lagrangien complet. Ce dernier possède des atouts qui permettent de résoudre certains des problèmes du Modèle Standard.

2.3.4.1 Unification des constantes de couplages

Pour préserver le postulat d'unification des interactions, des sources de nouvelle physique doivent être incluses dans les équations de renormalisation. C'est le cas des particules supersymétriques qui interviennent dans les domaines d'énergies où SUSY n'est pas brisée. Pour avoir une unification parfaite des constantes, l'échelle de brisure de la supersymétrie doit être entre 1 et 10 TeV, et GUT doit avoir lieu autour d'énergie de 10^{16} GeV (voir figure 2.4). SUSY offre donc un cadre théorique plausible pour une théorie de grande unification.

2.3.4.2 Hiérarchie de masse

Dans le cas de SUSY, aucun ajustement fin sur les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs ne sont nécessaires pour assurer un Higgs léger. Le spectre de particules prédit par SUSY inclut un grand nombre de particules scalaires dont les contributions aux corrections radiatives sont de signes opposés à celle des fermions du Modèle Standard comme illustré dans la figure 2.5. De plus, ces corrections sont proportionnelles aux couplages de Yukawa dans le cas des fermions et aux couplages de jauge pour les bosons. Or en SUSY, ces couplages sont identiques pour les particules au sein d'un même supermultiplet, ce qui permet une annulation parfaite

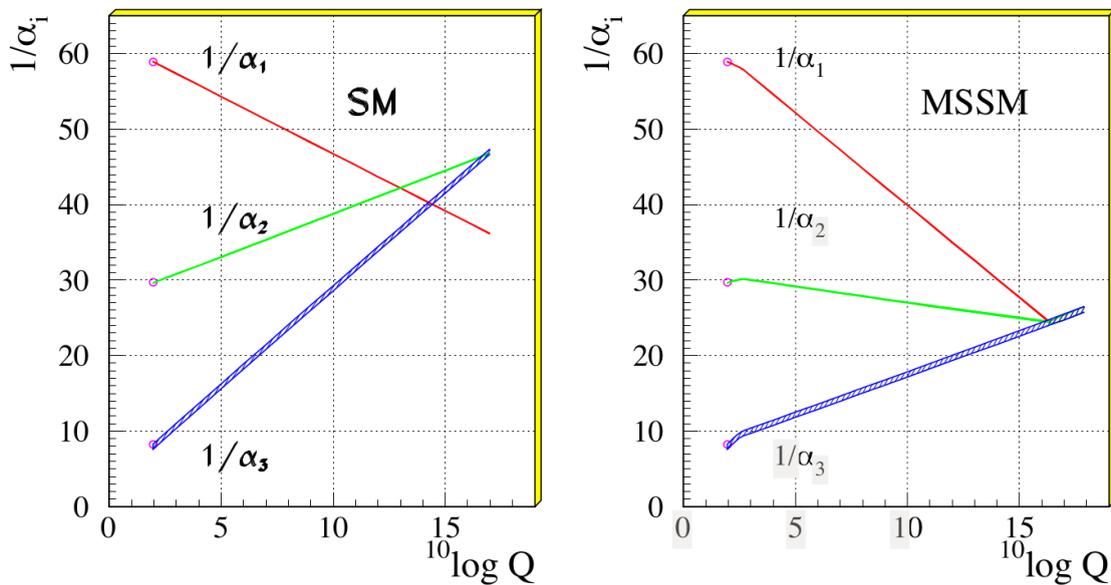


FIGURE 2.4: Evolution des constantes de couplages dans le Modèle Standard et dans le MSSM en fonction de l'échelle d'énergie [54].

des corrections. Mathématiquement, les corrections ne dépendent plus de l'échelle d'énergie où la nouvelle physique apparaît au carré. Seulement le logarithme de $\Lambda_{\mu\nu}$, défini dans l'équation 1.10, intervient dans les termes d'ordres supérieurs.

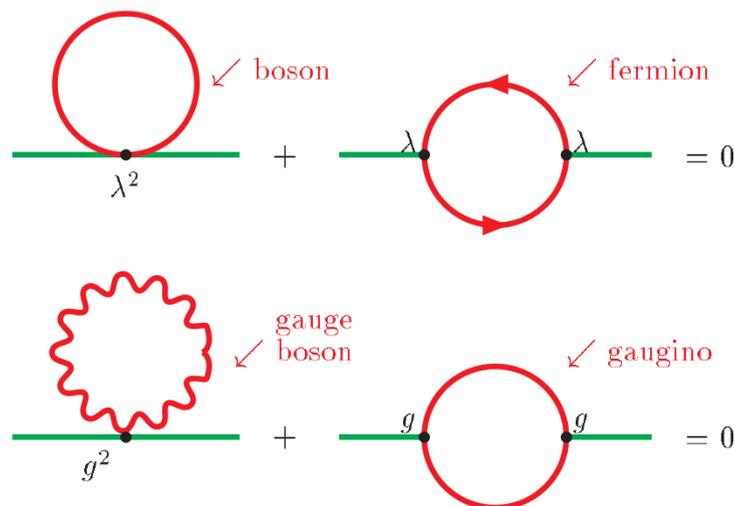


FIGURE 2.5: Illustration de l'annulation des corrections radiatives à la masse du Higgs grâce aux particules supersymétriques.

2.3.4.3 Matière noire et observations cosmologiques

Comme discuté précédemment si la R-parité est conservée la LSP, particule stable qui peut être massive ou non, constitue un candidat idéal pour la matière noire.

2.4 Phénoménologie et recherches expérimentales

2.4.1 Modèles SUSY pour interprétations

La brisure de la supersymétrie introduit un grand nombre de paramètres indéterminés, 105 dans le MSSM. Les interprétations des résultats expérimentaux ne sont pas réalisées dans le MSSM en raison de la taille de l'espace de phase. Trois modèles pour les interprétations, du moins au plus contraint sont utilisés au LHC.

D'abord le *phenomenological* MSSM [55] noté pMSSM réduit le nombre de paramètres à 19. Pour cela, le pMSSM impose que SUSY soit en accord avec les résultats expérimentaux actuels en n'introduisant pas de nouvelles sources de violation CP, que les couplages de la première et seconde générations de fermions soient identiques et qu'il n'y ait pas de courant neutre qui change la saveur. L'espace de phase est encore très grand et seulement quelques paramètres sont typiquement scannés dans les interprétations.

Des modèles SUSY incluant une origine physique à la brisure de supersymétrie permettent de réduire encore le nombre de paramètres. La brisure de SUSY est alors propagée au Modèle Standard via des messagers. Dans la suite de ce document, on fera référence plusieurs fois au GMSB [56] pour *gauge mediated SUSY breaking* et où la brisure de SUSY est propagée via les bosons de jauge au Modèle Standard. Un autre modèle d'importance est le modèle minimal de supergravité mSUGRA [57]. Les transformations supersymétriques rendues locales, permettent d'inclure une description de la gravité qui se manifeste par un graviton et un gravitino. L'universalité des couplages aux sfermions et aux gauginos permet de réduire le nombre de paramètres libres à cinq.

Finalement, les modèles simplifiés [58] n'incluent qu'un nombre réduit de particules SUSY et permettent de donner une interprétation topologique des analyses menées au LHC. Les paramètres SUSY sont fixés et l'espace de phase est composé seulement des masses des particules légères. Les autres particules sont considérées extrêmement massives, 10^5 TeV par exemple, et n'interviennent donc pas dans la phénoménologie accessible au LHC.

Les résultats à ATLAS sont généralement interprétés dans les modèles simplifiés avant d'être étendus à des modèles plus réalistes comme le pMSSM.

2.4.2 Spectres naturels

Un des principaux avantages théoriques de la supersymétrie est de résoudre le problème de hiérarchie de masse. Avant brisure, les corrections radiatives à la masse du Higgs s'annulent naturellement grâce aux contributions des particules scalaires et des fermions. Cependant après brisure, les masses acquises par les sparticules modifient l'annulation exacte des corrections. Si l'on souhaite conserver la propriété de SUSY de protéger la masse du Higgs, les particules ayant les plus forts couplages aux Higgs ne doivent pas être de masses trop élevées. Cela concerne en particulier le stop et le gluino.

Des contraintes sur la masse des sparticules pour que la SUSY soit naturelle peuvent donc être posées. Ces dernières peuvent inclure qu'une part des corrections radiatives s'annulent par un ajustement des masses des particules, permettant une annulation non automatique. La figure 2.6 présente un exemple des spectres de particules que l'on peut ainsi construire.

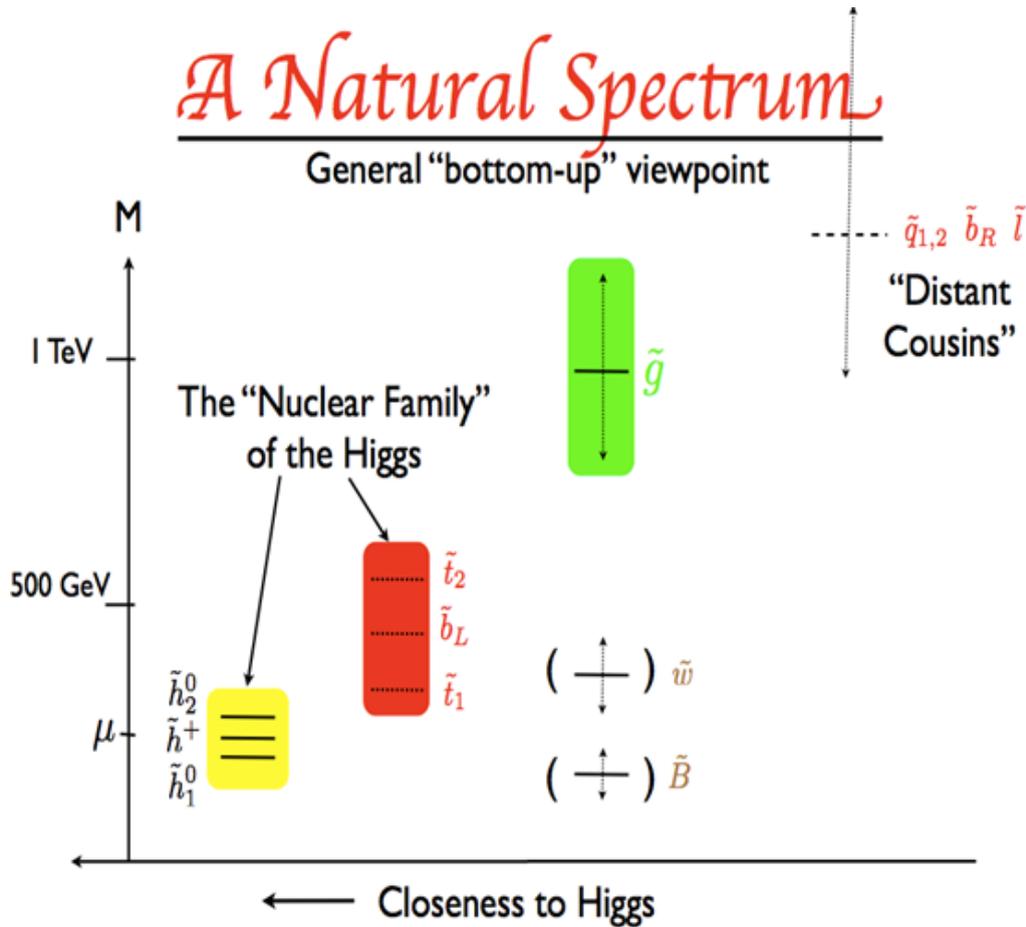


FIGURE 2.6: Spectre de masse attendu pour un Higgs naturel [59].

Ces spectres incluent donc des squarks de troisième génération relativement légers, de l'ordre de 600 GeV pour les stop et 500 GeV pour les sbottoms. Le gluino aussi doit être léger, de l'ordre de 1 TeV, car il interagit à travers des boucles avec le Higgs. Finalement des contraintes sur les electroweakinos sont possibles. Leur masse étant déterminée par le paramètre μ , elle ne doit pas être trop élevée pour être compatible avec un boson de Higgs de 126 GeV [60]. Leur phénoménologie sera détaillée dans la section suivante.

2.4.3 SUSY au LHC

Durant les prises de données 2012 au LHC, l'énergie dans le centre de masse des collisions atteignait 8 TeV soit une énergie quatre fois supérieure à celle du Tevatron. Ce nouvel espace de phase accessible est particulièrement intéressant pour les recherches SUSY car l'échelle d'énergie atteinte est celle où les particules supersymétriques des spectres naturels (voir section 2.4.2) doivent exister.

Comme montré dans la figure 2.7, les sections efficaces dominantes sont celles des productions de squarks et de gluinos. Ceux ci sont produits par paires et se désintègrent généralement en quarks et neutralinos. L'état final est constitué de plusieurs jets énergétiques et d'énergie transverse manquante. Ces processus ont été intensivement recherchés au LHC en 2011 et 2012. Les résultats des analyses menées par ATLAS sont résumés dans la figure 2.8 Avec l'ensemble

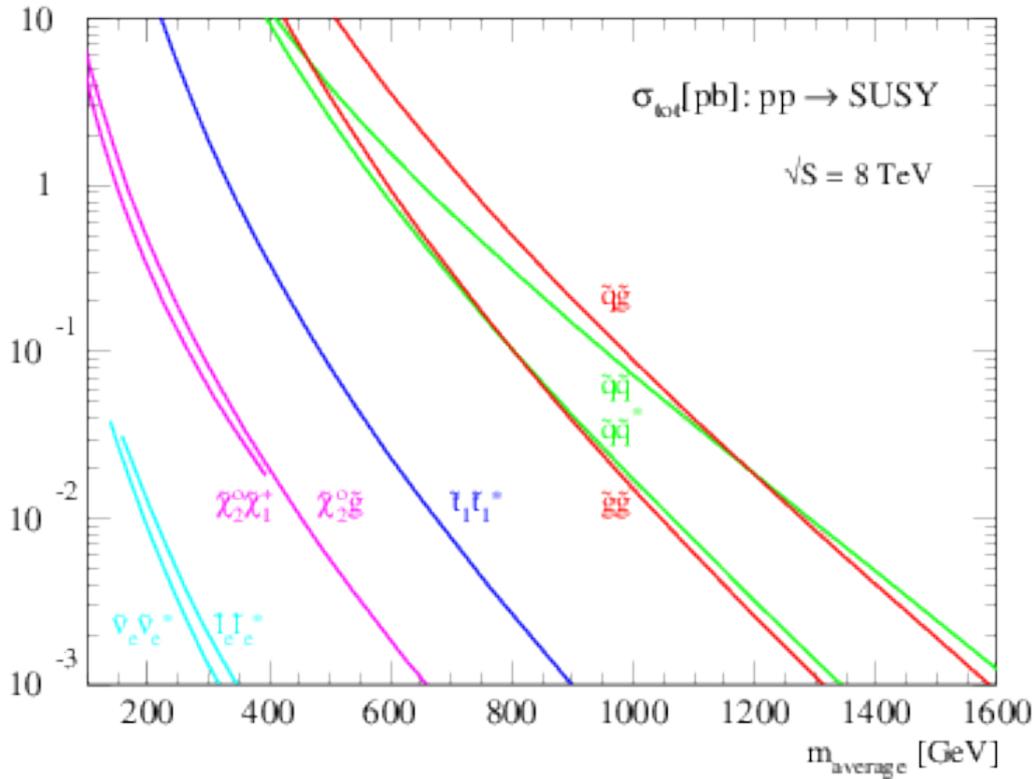


FIGURE 2.7: Sections efficaces de plusieurs signaux SUSY à une énergie de 8 TeV, calculé avec prospino [61].

des données collectées en 2012, les exclusions atteignent 1.3 TeV pour la production de paire de gluinos et 850 GeV pour la production de paires de squarks.

La recherche de stop est intéressante car un stop léger est motivé dans les spectres naturels et sa désintégration contiendra généralement un top qui peut donner une signature leptonique en plus des jets et de l'énergie transverse manquante. Typiquement les exclusions actuelles sont de l'ordre de 600 GeV.

Après les production fortes de SUSY, les sections efficaces dominantes sont celles de production d'électroweakinos¹. De nombreuses analyses ont également été menées à ATLAS et leur combinaison est montrée dans la figure 2.9. Le canal en or au LHC est la production de chargino-neutralino qui donne une signature à 3 leptons et énergie transverse manquante facilement identifiable. Pour des désintégrations via des bosons du Modèle Standard (W, Z, H), l'exclusion est typiquement à 400 GeV sur la masse du chargino et du neutralino avec une LSP de moins de 100 GeV.

2.4.4 Phénoménologie des electroweakinos

Dans cette thèse, on s'intéresse à la recherche d'électroweakinos. Un bref historique de leur recherche sera discuté dans la section 5.1. Leur phénoménologie est variée et dépend des valeurs de trois paramètres : M_1 , M_2 et μ . Tous les scénarios induits par la hiérarchie de ces paramètres vont être ici discutés.

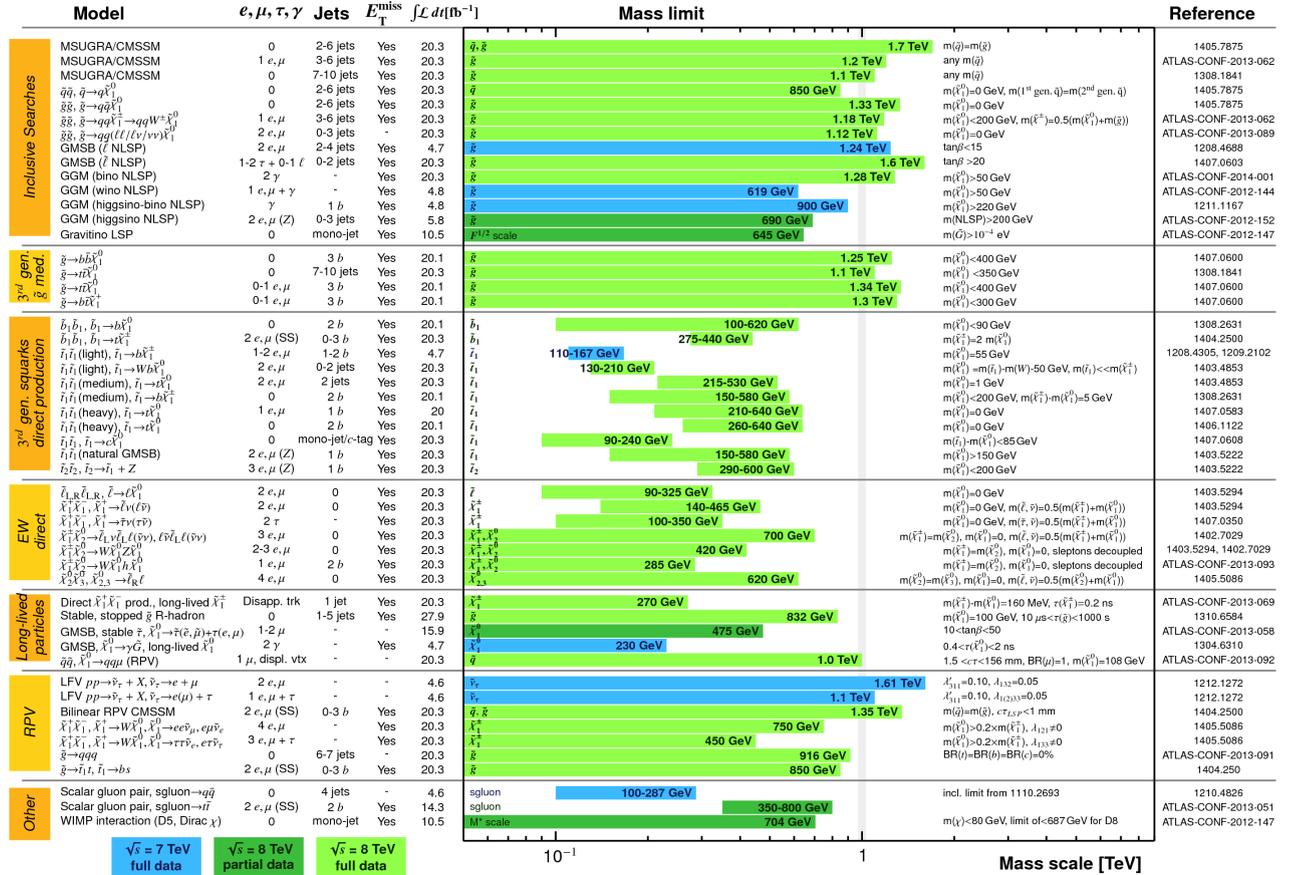
1. On regroupe sous le nom d'electroweakinos les superpartenaires des bosons W^\pm , Z et γ et du boson de Higgs. Les états propres de masses des electroweakinos sont 4 neutralinos et 2 charginos.

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits

Status: ICHEP 2014

ATLAS Preliminary

$\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. All limits quoted are observed minus 1σ theoretical signal cross section uncertainty.

FIGURE 2.8: Résumé des exclusions sur les particules SUSY à ATLAS avec les données 2011 et 2012.

2.4.4.1 Neutralinos

Les neutralinos notés $\tilde{\chi}_i^0$ ($i = 1,2,3,4$) sont les états propres de masse formés par le mélange des higgsinos et des électroweakinos neutres. La matrice de masse détermine leur composition relative et exprimée dans la base $(\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0)$, elle prend la forme :

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & \frac{g'v_u}{\sqrt{2}} \\ 0 & M_2 & \frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & -\frac{g'v_u}{\sqrt{2}} \\ -\frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & \frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & 0 & -\mu \\ \frac{g'v_u}{\sqrt{2}} & -\frac{g'v_u}{\sqrt{2}} & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

M_1 et M_2 sont les termes de brisure de SUSY donnant la masse des gauginos, v_u et v_d sont les VEVs des higgs scalaires et μ est l'équivalent de la masse du higgs en supersymétrie.

Les termes en g et g' sont les termes de mélange higgsino-gaugino. Ils sont dans le cas des modèles simplifiés négligés et sont généralement faibles dans les pMSSM [62]. Une matrice diagonale fonction de M_1 , M_2 et μ est alors une bonne approximation avec des états propres de neutralinos. Ils sont classés dans l'ordre croissant et $\tilde{\chi}_1^0$ sera le plus léger. Sa composition est déterminée par la valeur des paramètres μ , M_1 et M_2 :

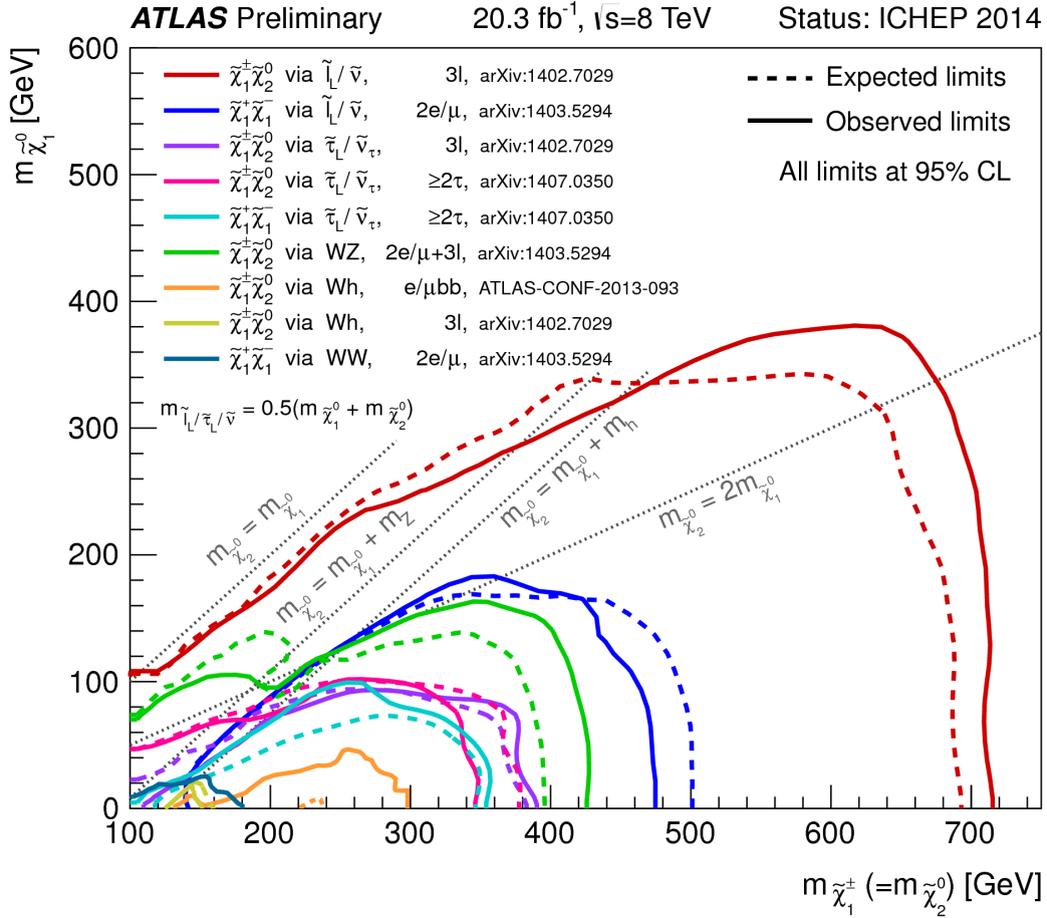


FIGURE 2.9: Résumé des exclusions sur les eletroweakinos par les analyses ATLAS avec les données 2011 et 2012.

- $M_1 < M_2$, μ : $\tilde{\chi}_1^0$ est pur bino.
- $M_2 < M_1$, μ : $\tilde{\chi}_1^0$ est pur wino.
- $\mu < M_1$, M_2 : $\tilde{\chi}_1^0$ est pur higgsino.

2.4.4.2 Charginos

D'une façon similaire, les charginos notés $\tilde{\chi}_i^\pm$ ($i = 1, 2$) sont les états propres de masses venant de mélange entre les higgsinos et les electroweakinos chargés. Il y a donc deux matrices de masse à deux dimensions (une pour charge positive et l'autre pour charge négative). Dans la base $(\tilde{W}^\dagger, \tilde{H}_u^\dagger)$ (respectivement $(\tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)$ pour le cas négatif), elle s'exprime :

$$\begin{pmatrix} M_2 & gv_u \\ gv_d & \mu \end{pmatrix}$$

Comme pour les neutralinos, les termes dépendants de g sont généralement négligeables. Le chargino le plus léger noté $\tilde{\chi}_1^\pm$ est un des états propres suivants :

- $M_2 < \mu$: $\tilde{\chi}_1^\pm$ est pure wino.
- $\mu < M_2$: $\tilde{\chi}_1^\pm$ est pure higgsino.

La composition des neutralinos et des charginos va déterminer leur mode de production et leurs canaux de désintégrations. Tous les scénarios sont maintenant discutés.

2.4.4.3 Scénario A : $M_1 < M_2 \ll \mu$: $\tilde{\chi}_1^0$ pure bino, $\tilde{\chi}_1^\pm$ pure wino

M_1 est typiquement de l'ordre du GeV et M_2 de l'ordre de la centaine de GeV. μ est très grand, plus grand que M_1 et M_2 . Le spectre de masse est montré dans la figure 2.10. $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègre en un $\tilde{\chi}_1^0$ et un boson W, qui peut être sur sa couche de masse ou non. Si le spectre inclut un gravitino léger, le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ a alors un canal de désintégration possible en un photon et un \tilde{G} .

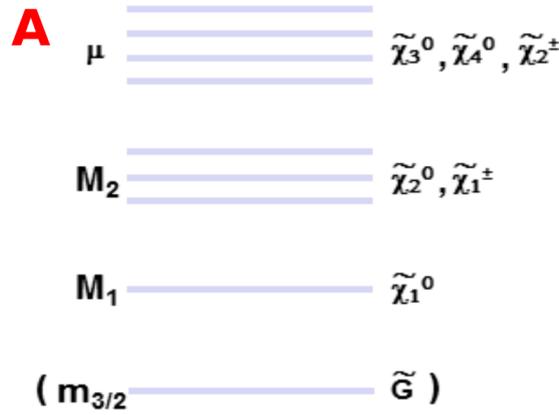


FIGURE 2.10: Spectre de masse dans le cas Bino - Wino [63].

Dans un scénario où la LSP est $\tilde{\chi}_1^0$, les recherches avec le détecteur ATLAS sont discutées dans les chapitres 5 et 6 en considérant la décroissance du W leptonique. D'autres canaux de désintégration du W et d'autres productions comme $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ sont considérés dans le chapitre 7. Le cas avec des bosons W hors couche de masse ($\Delta M = M(\tilde{\chi}_1^\pm) - M(\tilde{\chi}_1^0) < M(W)$), n'a pas été étudié au LHC et fera l'objet d'une discussion dans le chapitre 7.

2.4.4.4 Scénario B : $M_1 < \mu < M_2$: $\tilde{\chi}_1^0$ pure bino, $\tilde{\chi}_1^\pm$ pure higgsino

La phénoménologie est ici la même que dans le cas Bino - Wino : $\tilde{\chi}_1^\pm$ se désintègre en un boson W et un neutralino. Dans le Modèle Standard, la section efficace de production de Higgs est inférieure à celle du W. Dans le cas de SUSY, la situation est équivalente pour les sections efficaces Wino et Higgsino : elles sont inférieures d'un facteur trois. Des réinterprétations du cas Bino-Wino sont donc possibles avec une sensibilité plus faible.

2.4.4.5 Scénario C : $\mu \ll M_2, M_1$ et $M_2 \ll \mu, M_1$

$\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont proches d'être dégénérés en masse. Si $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP, les particules venant de la désintégration du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ auront une énergie très faible et seront indétectables. Des analyses avec radiations initiales de photons, ou de quarks sont possibles mais s'avèrent difficiles dans l'environnement du LHC. Pour des différences de masses suffisamment faibles, des recherches de vertex déplacés sont également possibles. Un exemple de spectre est montré dans la figure 2.11.

Dans un modèle avec un gravitino comme LSP, le neutralino peut alors se désintégrer en boson Z ou boson de Higgs selon les modèles et le chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ en boson W. Les signatures sont alors variées avec de l'énergie manquante et des réinterprétations sont possibles et sont partiellement faites par ATLAS et CMS.

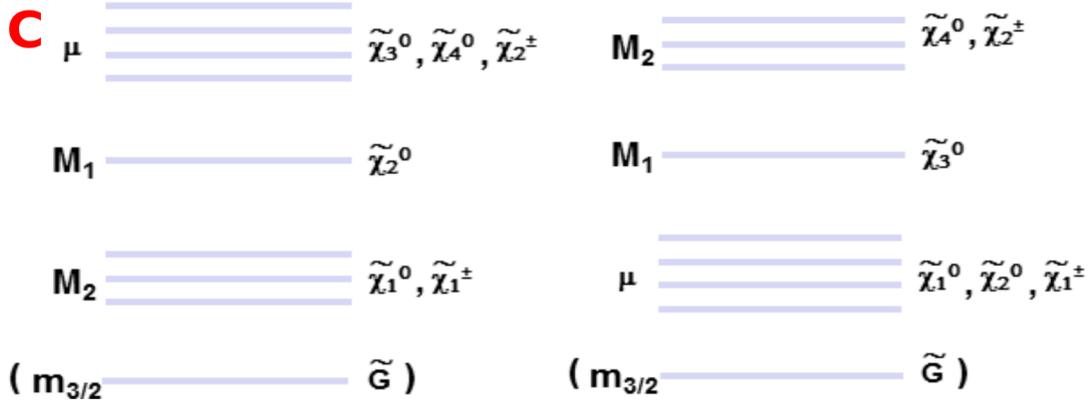


FIGURE 2.11: Spectre de masse des électroweakinos dans un spectre comprimé [63].

2.4.4.6 Stratégie de recherche

La phénoménologie de production directe des charginos et neutralinos possède plusieurs scénarios qui doivent être étudiés indépendamment. Un choix doit donc être fait sur l'ordre dans lequel ils vont être étudiés. Ici on s'intéresse uniquement aux productions directes d'électroweakinos par paire. Comme discuté dans la section 2.4.3, le signal le plus favorable est la production directe $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ et a été activement recherchée au LHC [64, 65]. La section efficace de production est généralement la plus grande, près de 10 picobarns. La signature typique est composée de trois leptons et d'énergie transverse manquante et le bruit de fond est faible, majoritairement WZ. Aucun excès n'a été observé et la figure 2.8 montre que les exclusions les plus fortes viennent de ce signal.

Pour compléter la recherche $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$, la production directe de paire de charginos $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^\mp$ permet de ne faire aucune hypothèse sur la masse du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$. Les exclusions sur la masse du chargino seront donc plus inclusives. Le cas le plus favorable pour une recherche au LHC est un chargino de type wino et une LSP neutralino de type bino : il possède la section efficace la plus grande (plusieurs picobarns pour un chargino de 100 GeV) et une signature caractéristique avec les deux bosons W. L'analyse de ce signal dans le canal à deux leptons sera discutée dans les chapitres 5 et 6. L'ensemble des autres canaux avec leur potentiel d'exclusion sera discuté dans le chapitre 7.

2.5 Conclusion

Les atouts de la supersymétrie ont été présentés dans ce chapitre. De nombreuses analyses ont été menées au LHC et aucun excès compatible avec un modèle SUSY n'a été observé jusqu'à présent. Cependant l'espace de phase supersymétrique n'est pas entièrement couvert pas les analyses existantes. En particulier dans le secteur de production électrofaible de SUSY, de nombreux canaux impliquant des charginos et neutralinos n'ont pas été étudiés.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons à la recherche de charginos et de neutralinos les plus légers. Ces derniers donneront essentiellement des signatures leptoniques et de l'énergie transverse manquante. Un détecteur hermétique avec de bonnes performances de reconstruction et d'identification des leptons est donc nécessaire. Dans cette thèse, on s'intéressera notamment aux électrons. Les performances associées à leur identification sont décrites dans le chapitre 4. Le LHC et le détecteur ATLAS sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Le LHC et le détecteur ATLAS

La recherche de Supersymétrie requiert de mettre en évidence des particules généralement plus massives que celles du Modèle Standard (\tilde{t} , \tilde{g} et \tilde{b} de plusieurs centaines de GeV dans les spectres naturels de SUSY) et donc d'accéder à des échelles d'énergies inexplorées. En physique des particules, deux techniques sont utilisées : les rayons cosmiques dont l'énergie est typiquement d'une dizaine de GeV mais pouvant s'élever jusqu'à 10^{20} GeV (la particule *Oh my god* [66] détectée à Utah en 1991 avait une énergie de $3 \cdot 10^{20}$ GeV). Cependant aucun contrôle n'est possible sur le flux de particules et les événements au delà du TeV sont rares, typiquement une particule par km^2 et par an pour des énergies de 10^{15} eV. Les accélérateurs de particules permettent d'avoir un faisceau de particules de grande énergie. Le LEP [67] jusqu'aux années 2000 a fourni des collisions électron - positron jusqu'à 208 GeV et a permis de mesurer avec grande précision les caractéristiques des bosons Z et W. Pour atteindre des énergies plus élevées, une possibilité est de limiter le rayonnement BrehmStrahlung en utilisant des collisionneurs hadroniques. Avant le LHC, l'accélérateur de particules produisant la plus grande énergie était le Tevatron [68], collisionneur proton-antiproton dont l'énergie dans le centre de masse des collisions atteignait 2 TeV et qui a permis de mettre en évidence le quark top.

Le LHC [69, 70], grand collisionneur de hadrons, est un accélérateur et collisionneur de particules situé au CERN, sous la frontière franco-suisse. Avec une énergie nominale de 14 TeV, il est le collisionneur le plus puissant au monde et donc le plus apte à découvrir de la nouvelle physique. Son fonctionnement sera détaillé dans la section 3.1. Afin d'étudier les produits de ces collisions, des détecteurs sont placés aux différents points d'interaction. L'un d'entre eux, le détecteur ATLAS sera décrit dans la section 3.2. Les algorithmes de reconstruction des objets seront présentés dans la section 3.3.

3.1 Le LHC

Le LHC est enterré à 100 mètres de profondeur sous la frontière franco-suisse. Il s'étend du lac Léman jusqu'aux contreforts du Jura dans un tunnel qui fait près de 27 kilomètres de circonférence. Comme les deux faisceaux sont constitués de protons, deux anneaux sont nécessaires pour les accélérer en sens opposés. Un schéma du LHC est montré dans la figure 3.1.

Pour mesurer la quantité de collisions produites à chaque instant, la luminosité instantanée est définie par

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (3.1)$$

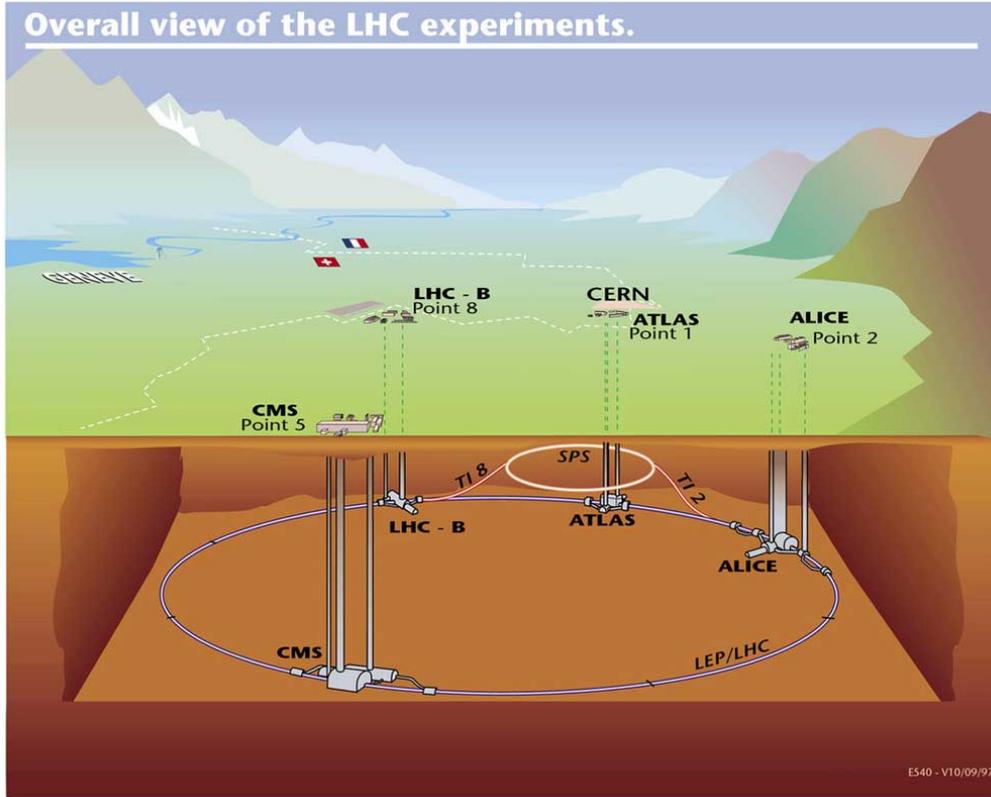


FIGURE 3.1: Vue schématique du LHC avec les positions des quatre grands détecteurs.

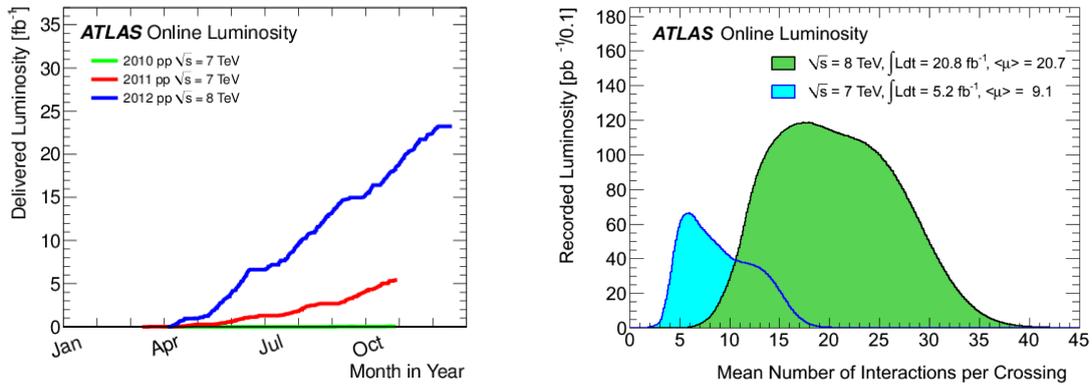


FIGURE 3.2: Luminosité intégrée collectée par ATLAS durant les trois années de prises de données à gauche et évolution du nombre moyen de collisions par croisement de paquets de protons de 2011 à 2012 à droite.

avec N_b le nombre de particule par paquets, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution, γ_r le facteur relativiste, ϵ_n l'émittance normalisée transverse du faisceau la fonction β au point d'interaction, et F un terme dépendant de l'angle de croisement entre faisceaux. La luminosité instantanée maximale attendue est de $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, supérieure à celle du Tevatron qui était typiquement de $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La quantité de données recueillies est mesurée grâce à la luminosité intégrée exprimée en fb^{-1} et définie comme

$$N_{\text{evt}} = L \sigma_{\text{processus}} \quad (3.2)$$

où $\sigma_{\text{processus}}$ est la section efficace du processus et N_{evt} le nombre d'événements attendus. La luminosité intégrée collectée par ATLAS pendant trois années de fonctionnement est montrée dans la figure 3.2. Le bon fonctionnement du LHC de 2010 jusqu'à 2012 a permis de recueillir près de 5 fb^{-1} à 7 TeV et 20 fb^{-1} à 8 TeV.

La luminosité instantanée pendant la prise de données 2012 s'élevait jusqu'à $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les paquets de protons étaient espacés de 50 ns. Dans ces conditions, le nombre d'interactions à chaque croisement de faisceau est important, 21 collisions en moyenne pendant l'année 2012. Cela impose de nouvelles contraintes aux expériences comparées à l'année 2011 où le nombre de collisions était de 9 en moyenne (voir figure 3.2). Le bruit résultant dans les expériences est appelé bruit d'empilement dans la suite du document. Son impact sur les performances d'identification des électrons sera discuté dans la section 4.4.

3.1.1 Chaîne d'accélération

Atteindre 14 TeV d'énergie est un défi technologique conséquent. Pour cela, le LHC bénéficie des accélérateurs qui ont été précédemment construits au CERN. La chaîne d'accélération se compose du Linac, accélérateur linéaire qui accélère les protons jusqu'à 50 MeV, suivi du Booster et du PS qui les accélère jusqu'à 25 GeV. Puis le SPS permet d'atteindre l'énergie d'entrée dans le LHC, s'élevant à 450 GeV. Même si les éléments de l'accélérateur LEP n'ont pas été conservés pour le LHC, ce dernier se situe dans son tunnel. La chaîne d'accélération est schématisée dans la figure 3.3.

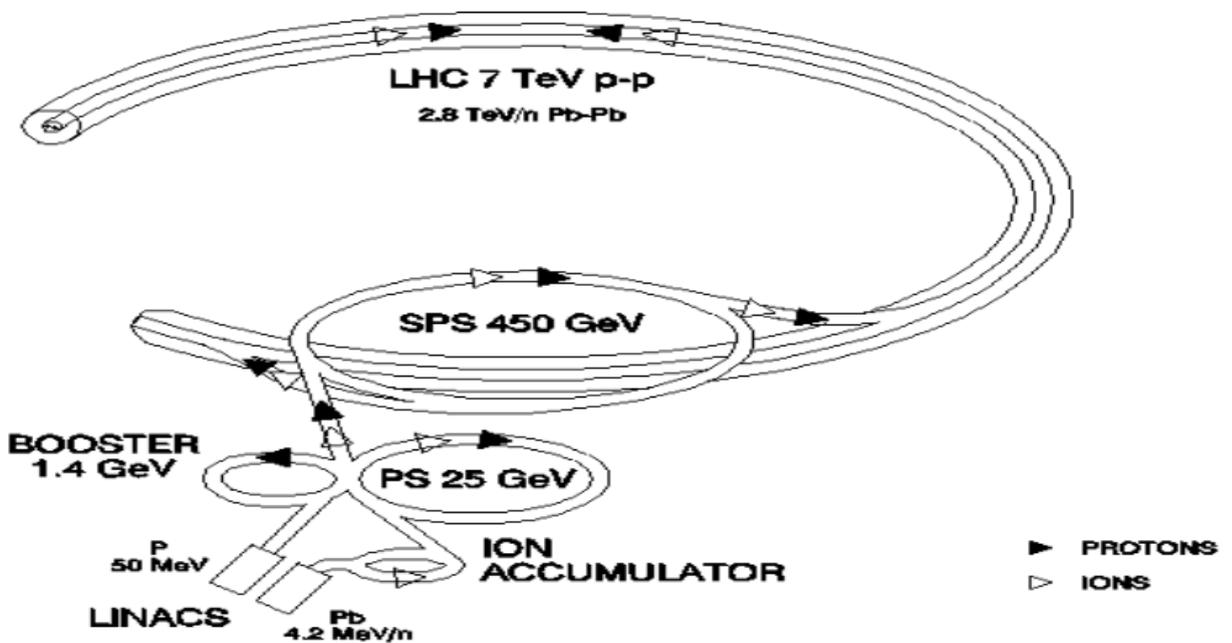


FIGURE 3.3: Ensembles des accélérateurs constituant la chaîne d'accélération du LHC.

3.1.2 Cavités accélératrices

Le LHC est composé de seize cavités à haute fréquence, huit cavités par faisceau, permettant d'accélérer les protons. Chaque cavité est indépendante et produit une tension de 2 MV, le potentiel électrique transmis est donc de 16 MV par faisceau. Le champ oscille à une fréquence de 400.8 MHz quand l'énergie maximale du faisceau est atteinte. Par tour, chaque proton gagne 16 MeV et il faut donc environ 20 min pour passer des 450 GeV en sorti d'injection à l'énergie nominale de 14 TeV.

3.1.3 Aimants supraconducteurs

Le plus grand défi du LHC est de pouvoir maintenir dans l'axe les faisceaux de protons. Pour cela, il y a une grande variété d'aimants, du dipôle jusqu'au decapôle, faisant un total de 9600 aimants. Le rôle de chacun d'entre eux est d'optimiser la trajectoire des particules au sein de l'anneau. Ces aimants sont basés sur des cables supraconducteurs de Rutherford en alliage Niobium Titane, technologie permettant théoriquement d'atteindre un champ magnétique de 10 Tesla.

Les plus importants en dimension (15 mètres de long, 35 tonnes) et en rôle sont les dipôles. Un schéma de leur structure est montré dans la figure 3.4. le LHC en compte 1232. Ils développent un champ magnétique de 8.33 T. Ce dernier est atteint avec une intensité de 12 kA environ. Au Tevatron, la même technologie était utilisée pour les dipôles avec un champ magnétique de 5 Tesla fonctionnant à 5 K. Au LHC, la température requise est de 2 K pour maintenir une haute intensité et éviter les ruptures de supraconduction.

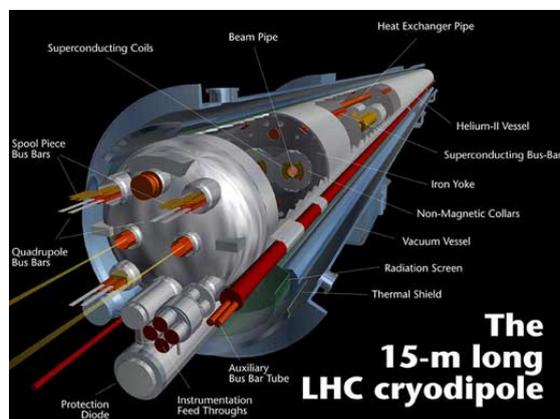


FIGURE 3.4: Schéma de l'un des 1232 dipôles du LHC.

3.1.4 Points d'interaction

Les faisceaux de protons entrent en collision en quatre points d'interaction où des détecteurs de particules sont placés : quatre grands détecteurs dont deux à but généraliste ATLAS [71] et CMS [72], un dédié aux collisions Pb-Pb et proton-Pb nommé ALICE [73] et enfin un dédié à la physique du b, LHCb [74].

Trois expériences de taille plus réduites sont installées à proximité : LHCf [75] qui s'intéresse aux particules produites vers l'avant (très proche du faisceau), MoEDAL [76] qui étudie les

monopôles magnétiques et TOTEM [77] qui mesure les sections efficaces élastiques proton-proton.

3.2 Description du détecteur ATLAS

ATLAS est un détecteur de particules à but généraliste. C'est un cylindre de 25 mètres de hauteur, 46 mètres de long et il pèse près de 7000 tonnes. Il a été proposé dans sa forme actuelle en 1994 et est le fruit de la collaboration de 3000 physiciens originaires de 38 pays. Sa conception repose sur une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau, avec différents sous-détecteurs empilés, chacun ayant un rôle de détection spécifique. La figure 3.5 montre un schéma d'ATLAS.

Pour définir la position des sous-détecteurs et leur plage de détection, il est pratique de définir un système de coordonnées. Celui d'ATLAS est centré sur le point d'interaction avec l'axe z le long du faisceau et les axes x - y dans le plan transverse avec x vers le centre du LHC et y vers le haut. L'angle par rapport à l'axe x est noté Φ et l'angle par rapport à l'axe z est mesuré grâce à la pseudo rapidité η .

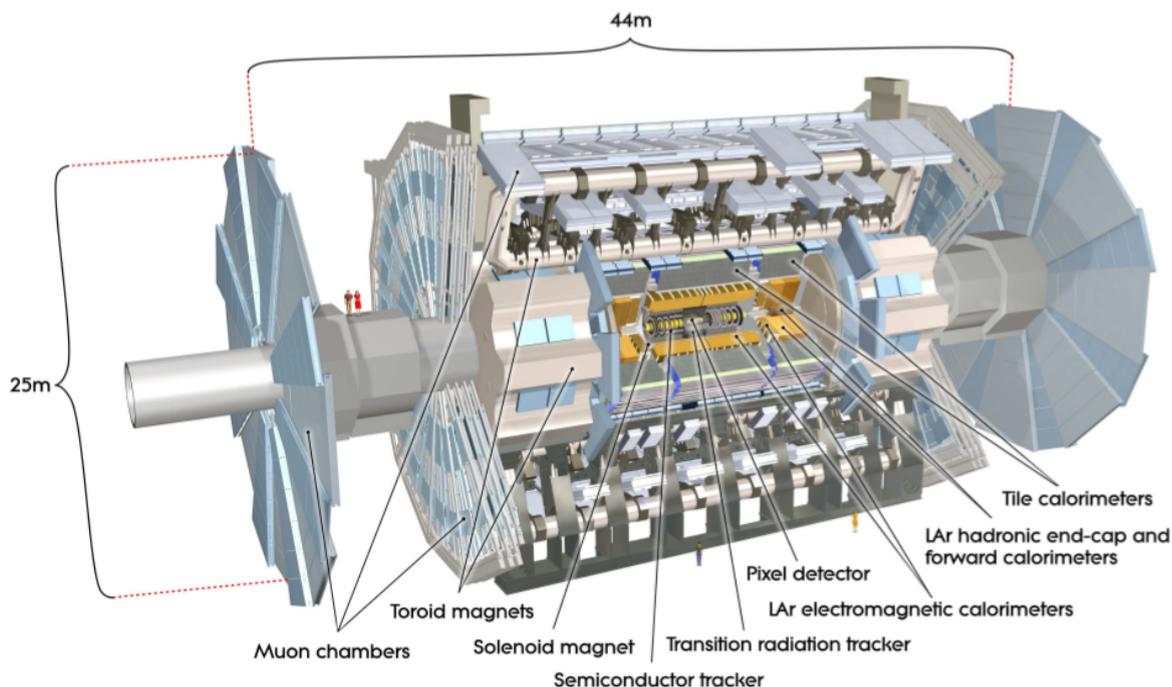


FIGURE 3.5: Schéma du détecteur ATLAS.

3.2.1 Le détecteur Interne

Le détecteur interne est le trajectographe d'ATLAS. Il a plusieurs rôles et objectifs :

- détecter les traces de particules chargées produites jusqu'à $|\eta| < 2.5$ avec une énergie supérieure à 500 MeV
- mesurer l'impulsion grâce à la courbure des traces dans le champ magnétique

- reconstruire les vertex primaires et secondaires avec une précision sur le paramètre d'impact de $15 \mu\text{m}$ et une précision longitudinale meilleure que le mm
- identifier les jets originaires de quark b
- limiter la quantité de matériel afin d'éviter les radiations et les interactions coulombiennes
- résister aux radiations intenses pendant plusieurs années

C'est un cylindre qui s'étend sur trois mètres de long et un mètre de rayon comme schématisé dans la figure 3.6. Il se situe au plus près des collisions, à 50 mm au plus proche et doit donc être extrêmement résistant aux radiations. Il est composé de trois sous détecteurs : le détecteur à pixels, le trajectographe à semi conducteur ou SCT, et le trajectographe à rayonnement de transition ou TRT.

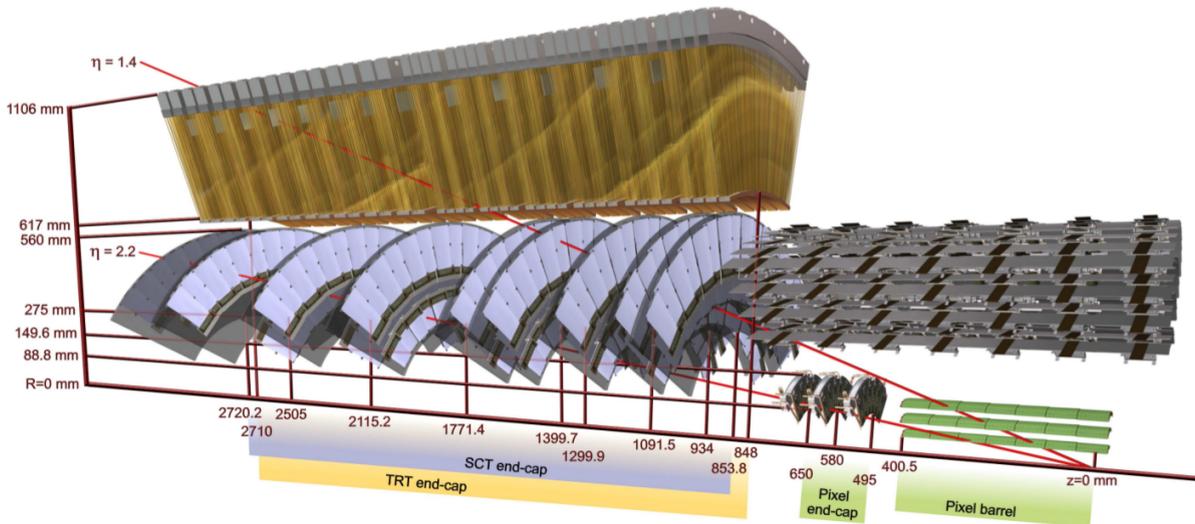


FIGURE 3.6: Schéma du trajectographe d'ATLAS.

3.2.1.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est positionné au plus près du faisceau, entre 5 et 15 cm. Il est composé de 1744 modules de 2 cm sur 6 cm, chacun d'entre eux contenant 47732 pixels. Trois couches de pixels sont superposées, donnant donc au moins trois points discrets par particule chargée le traversant. Son but est de reconstruire avec précision les positions des vertex, ce qui est fondamental entre autre pour identifier les jets provenant de quark b.

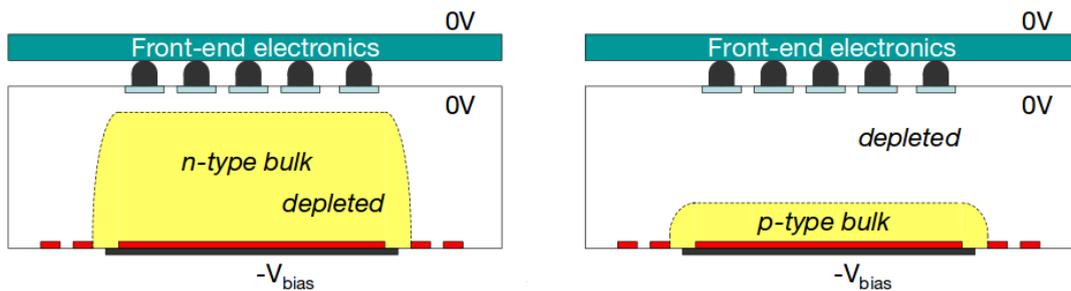


FIGURE 3.7: Principe de fonctionnement d'un pixel avant et après inversion de type.

Chaque pixel est un semi conducteur de $50 \mu\text{m}$ sur $400 \mu\text{m}$ avec une épaisseur de $250 \mu\text{m}$. Leur conception doit permettre une bonne résistance à l'irradiation : l'inversion du type n vers

p est inévitable au cours du temps mais l'utilisation d'oxygène (dopage de type n) et l'ajout d'implants de type n^+ permettent une bonne collection de charge après l'inversion. Le principe de fonctionnement avant et après inversion est montré dans la figure 3.7. La tension de biais pour la collection de charge est de 150 V nominalement et peut être augmentée jusqu'à 600 Volts.

Les performances du détecteur à pixels ont été étudiées par des faisceaux tests [78]. Typiquement 98 % des traces traversant le détecteur sont identifiées, valeur qui peut tomber à 90% après une longue période d'irradiation. La résolution spatiale atteinte dans le plan transverse par le détecteur à pixels est de 12 microns pour une trace normale au détecteur et jusqu'à 5 microns dans le cas général, résolution indépendante du nombre de traces reconstruites dans l'événement.

3.2.1.2 SCT

Le système de trajectographie basé sur des semiconducteurs (SCT) est composé de 15912 unités. Le détecteur est organisé en quatre cylindres coaxiaux dans le tonneau et 9 disques dans chaque bouchon (voir figure 3.8). Son rôle est de compléter le détecteur à pixels en fournissant quatre points supplémentaires par trace et permettant une mesure précise de l'impulsion.

Les capteurs sont des jonctions de type pn. Chaque unité a une épaisseur de 285 microns avec une largeur de 80 microns et des longueurs de 6 cm. Fonctionnant d'abord à 150 V, la tension peut être augmentée à 250 - 300 V pour améliorer la collection des charges d'ionisation et ainsi compenser les irradiations.

La résolution à la conception est de $17 \mu\text{m}$ en $(R - \Phi)$ et $580 \mu\text{m}$ en (z) sur l'ensemble du détecteur, constante avec l'irradiation.

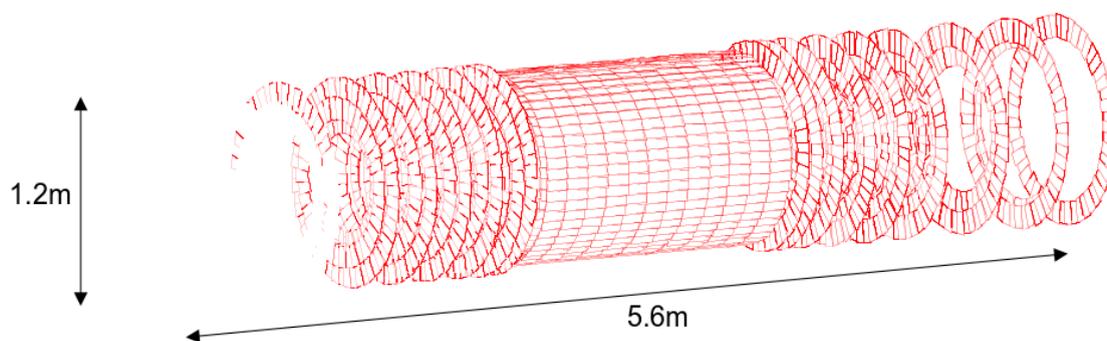


FIGURE 3.8: Schéma de l'organisation des modules du SCT.

3.2.1.3 TRT

Le détecteur à radiation de transition d'ATLAS constitue la partie externe du trajectographe. C'est un cylindre de 55 cm de rayon interne et 110 cm de rayon externe. Il peut donner un grand nombre de coups, 36 en moyenne par trace, permettant de reconstruire des vertex déplacés.

Le système de détection est constitué de tubes à dérive en polymide de 4 mm de diamètre et de 144 cm de long placés longitudinalement dans le tonneau ($|\eta| < 1.0$). Dans les bouchons, les tubes font 37 cm de long et sont placés radialement. La résolution souhaitée est de 130 microns dans le plan transverse.

Les anodes de collection sont des fils en tungstène positionés au centre du tube avec 31 microns de diamètre. Les cathodes en aluminium sont incorporées dans la paroi du tube, et fonctionnent typiquement à 1530 V de tension. La composition du tube composé de 70 % de xénon et 27% de dioxyde de carbone, le reste étant du dioxygène. Le temps de dérive des électrons est de 48 ns.

L'ajout de fibres de polypropylène entre les tubes permet de donner au TRT une bonne réjection des pions pour l'identification des électrons. Le changement de milieu provoque l'émission d'un photon énergétique qui sera capté par le xénon et donnera un signal plus important que celui obtenu à la simple traversée d'une particule. La probabilité d'émission est inversement proportionnelle à la masse des particules comme montré dans la figure 3.9.

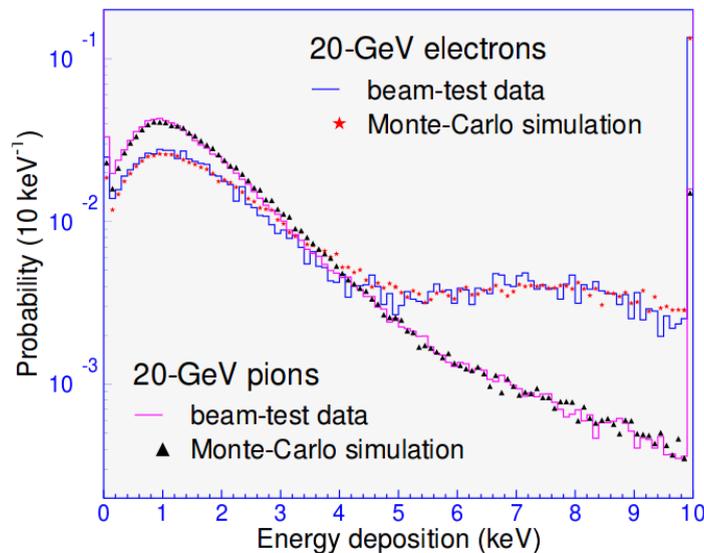


FIGURE 3.9: Probabilité de dépôt d'énergie dans le TRT pour des pions et des électrons.

3.2.1.4 Circuit de refroidissement et aimants

En plus des détecteurs eux mêmes, un système de refroidissement assure le maintien à - 10 degrés par la circulation de C_3F_8 dans le SCT et le détecteur à pixels, cela dans le but de protéger l'électronique et de réduire les dégats liées à l'irradiation. La durée de vie du détecteur interne est ainsi prolongée. Le TRT est simplement maintenu à température ambiante grâce à une atmosphère de dioxyde de carbone qui transmet la chaleur au support où circule un liquide de refroidissement.

Le détecteur interne est plongé dans champ magnétique afin de courber les traces des particules chargées pour mesurer leur impulsion. Un solénoïde est placé entre le détecteur interne et le calorimètre. Il a un diamètre de 2.5 mètres avec une longueur de 5.8 mètres et produit un champ magnétique de 2 Tesla.

3.2.1.5 Performance de reconstruction des traces

Deux algorithmes sont utilisés successivement pour reconstruire les traces [79, 80]. Le premier considère trois points dans le détecteur à pixels et le SCT. Des points sont ensuite ajoutés pour former des traces candidates, qui sont alors prolongées jusqu'au TRT. Cet algorithme est

particulièrement efficace pour les particules provenant d'un vertex primaire. Pour reconstruire les traces issues de vertex secondaires, un algorithme complémentaire reconstruit des traces primaires dans le TRT qui sont ensuite étendues aux autres détecteurs du trajectographe.

La reconstruction des vertex [81] est faite à partir de vertex candidats qui sont obtenus en prenant la position en z des traces reconstruites. Les traces proches sont alors ajustées par un χ^2 et associées au vertex si leur origine en z ne diffère pas par plus de 7σ .

Les performances de reconstruction des traces et des vertex ont été testées par simulation Monte Carlo pour différentes conditions d'empilement et vérifiées dans les données 2011 avec les événements de biais minimum [82]. Les efficacités de reconstruction de traces et de vertex sont montrées dans la figure 3.10. Pour les traces, l'efficacité de reconstruction est de 80% en moyenne et jusqu'à 90 % pour les traces d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Elle est constante en fonction du nombre d'interactions. Sans empilement, l'efficacité est de 90 % et se dégrade à 50% pour 40 interactions par collision.

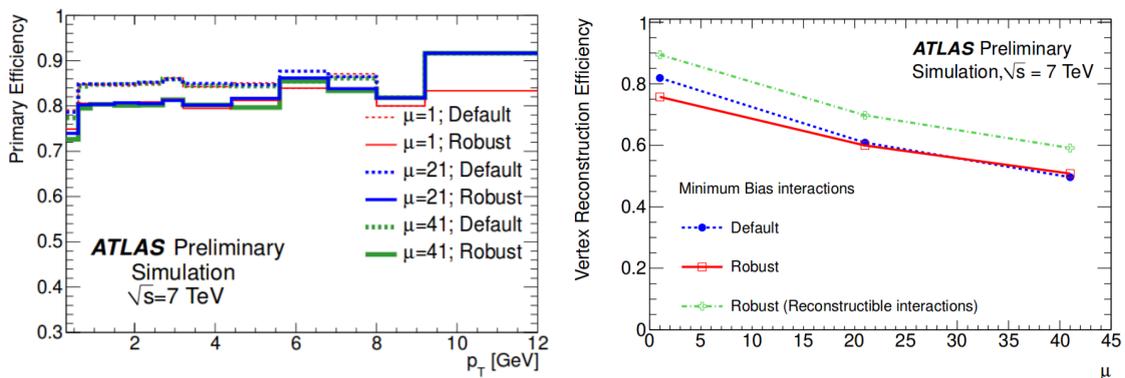


FIGURE 3.10: Performance de reconstruction des traces primaires à gauche et des vertex à droite pour différentes conditions d'empilement. La reconstruction *robust* correspond à des critères supplémentaires sur la trace : au moins 9 coups dans pixels + SCT et pas de modules inopérant dans le SCT). Pour les vertex, *robust*, *reconstructible interaction* correspond aux vertex où au moins deux particules chargées sont produites.

3.2.2 Calorimètre électromagnétique

Le rôle principal du calorimètre électromagnétique, noté calorimètre EM par la suite, est l'identification et la mesure précise de l'énergie et de la position des électrons et des photons jusqu'à $|\eta| = 4.9$. Pour cela, sa profondeur est de 38 longueurs de radiation au maximum comme indiqué dans la figure 3.11. Une granularité fine est également requise pour connaître la position précise en η et Φ des particules. Pour cela, les parties tonneau et bouchons sont segmentées en 180000 cellules. Enfin, le choix d'une géométrie en forme d'accordéon permet une bonne uniformité en Φ et une hermiticité optimale.

Le calorimètre EM est divisé en deux parties : le tonneau jusqu'à $\eta = 1.475$ et 2 bouchons de chaque côté du tonneau couvrant la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. Le bouchon est divisé en deux disques, une roue externe entre $\eta = 1.375$ et $\eta = 2.5$ et une roue interne de $\eta = 2.5$ à $\eta = 3.2$. Un calorimètre à l'avant complète l'ensemble et couvre la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. Dans la région de $|\eta| < 1.8$, un préchantillonneur est placé en avant du calorimètre pour corriger l'énergie perdue par les photons et les électrons avant le calorimètre.

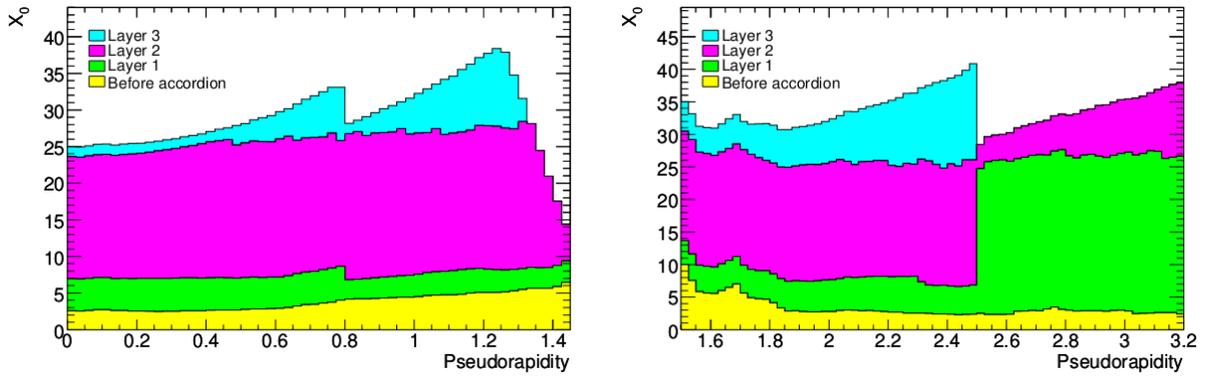


FIGURE 3.11: Schéma du nombre de longueurs de radiation du calorimètre électromagnétique en fonction de la pseudorapacité η .

La technologie retenue est un calorimètre à échantillonnage qui alterne des couches d'absorbeurs et de milieu actif. Le milieu actif est constitué d'argon liquide, maintenu à 88 K et les absorbeurs sont constitués de plaques de plomb d'épaisseur de 1.5 mm ou 1.1 mm suivant leur position dans le tonneau et 1.7 mm ou 2.2 mm dans les bouchons. Les électrodes de collection de charge sont situées entre les plaques d'absorbeurs et consistent en trois plaques de cuivre, séparées par des feuilles de kapton.

3.2.2.1 Prééchantillonneur

Le prééchantillonneur est placé en avant du tonneau du calorimètre EM. Il utilise également la technologie argon liquide mais il est bien plus fin avec une épaisseur de 11 mm et ne possède pas d'absorbeur. Sa granularité est de 0.025 en η et de 64 segments en Φ . Son rôle est de détecter les gerbes ayant débutées dans la matière en amont du calorimètre. Les électrodes sont soumises nominale-ment à une tension de 2000 V pour permettre la dérive des charges d'ionisation.

3.2.2.2 Géométrie du tonneau

Le tonneau est séparé en deux parties, chacune contenant 1024 absorbeurs. Entre électrodes et absorbeurs, un espace de 2.1 mm est laissé pour laisser circuler les charges électriques dans l'argon liquide. Chaque module est séparé en trois étages chacun avec des objectifs et des granularités différentes. Un tonneau est composé de huit disques collés entre eux, chacun avec 16 sections en Φ .

Les électrodes font 275 microns d'épaisseur et sont constituées de trois plaques de cuivre consécutives. Chacune a un rôle particulier : la première est très finement segmentée, de l'ordre de 0.003 en η avec en moyenne quatre longueurs de radiation. Son but est de distinguer entre les gerbes provenant d'un π^0 et d'un photon, indispensable pour la recherche du boson de Higgs. La seconde est moins finement segmentée, huit fois plus grossière en η , mais beaucoup plus profonde : de 6 à 24 longueurs de radiations. Son rôle est de stopper les gerbes électromagnétiques énergétiques, jusqu'à 50 GeV. Enfin le dernier compartiment permet de reconstruire les queues des gerbes les plus énergétiques et aussi de distinguer entre gerbes électromagnétique et hadronique. La granularité en η est moins importante, elle est de 0.05. Cette organisation est montrée dans la figure 3.12.

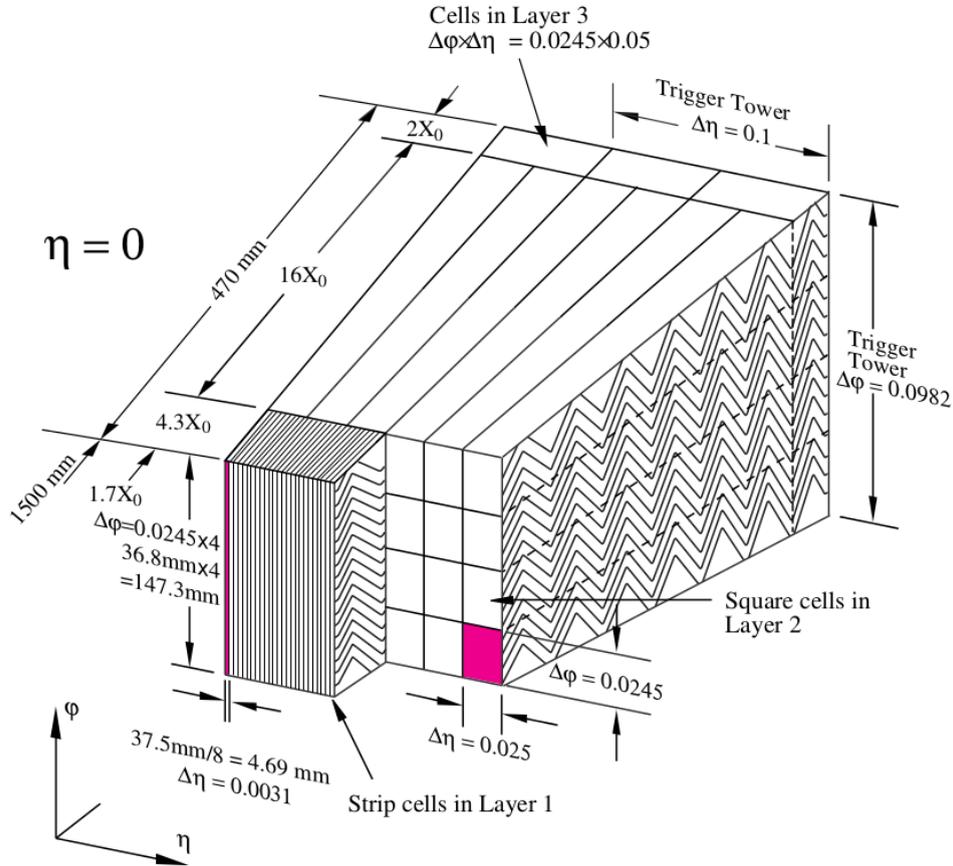


FIGURE 3.12: Schéma de la segmentation du calorimètre électromagnétique dans la partie tonneau.

3.2.2.3 Géométrie des bouchons

Chaque bouchon est constitué de deux disques coaxiaux dont la transition est à $\eta = 2.5$, en concordance avec le détecteur interne. Chaque disque est constitué de huit modules en Φ . Pour $|\eta| > 1.475$, les bouchons représentent plus de 24 longueurs de radiations. Comme pour le tonneau, les bouchons sont organisés en 3 couches, segmentées plus ou moins finement. Chaque bouchon a aussi un prééchantillonneur composé de 32 modules identiques de 2mm d'épaisseur avec une segmentation de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.025 \times 0.1$.

3.2.2.4 Résolution en énergie

La résolution en énergie du calorimètre est donnée par la formule :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \sqrt{\frac{a^2}{E_T} + \frac{b^2}{E_T^2} + c^2} \quad (3.3)$$

Le terme a est le terme dit stochastique qui correspond aux fluctuations de la fraction d'énergie déposée dans le milieu actif et dans les absorbeurs. Le terme b correspond au bruit électronique et vaut une dizaine de MeV. Il est donc négligé dans ATLAS. Le terme constant c représente les différences locales de réponse du calorimètre.

Pour découvrir un boson de Higgs se désintégrant en deux photons ou quatre électrons, la résolution sur la masse du Higgs doit être 1% ou mieux [83]. En terme de résolution sur le détecteur, cela signifie un terme stochastique de l'ordre de $10\% / \sqrt{E}$ et un terme constant de 1%. Ce sont ces prérequis qui ont été pris en compte pour la conception du calorimètre.

Des tests en faisceaux ont permis de mesurer la réponse du calorimètre entre 3 et 180 GeV [71]. La figure 3.13 montre la linéarité de la réponse à gauche et la résolution à droite. Cette dernière a été ajusté avec la formule 3.3 et donne un terme constant de $c = 0.17\%$ et un terme stochastique de 10%. Les objectifs de résolution sont donc atteints.

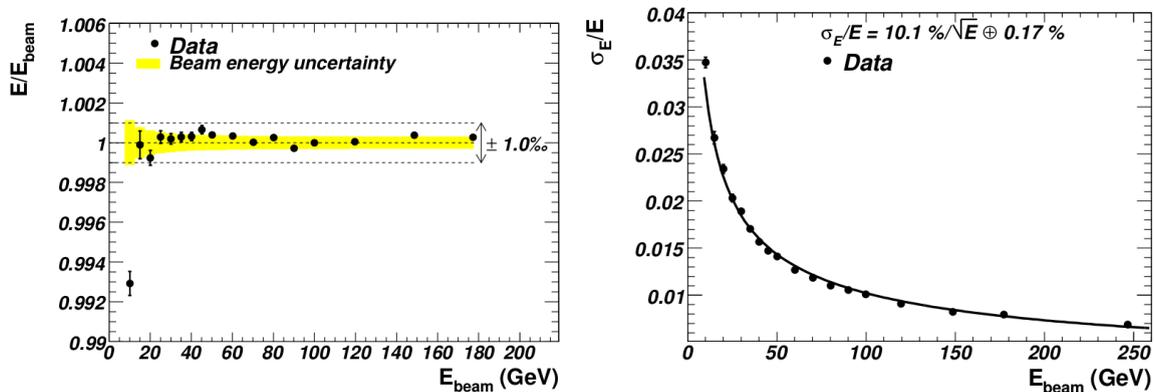


FIGURE 3.13: Tests de la linéarité de la réponse du calorimètre à gauche et ajustement de la résolution en énergie à droite.

3.2.3 Qualité des données du calorimètre EM

La qualité des données collectées par le calorimètre EM est suivie en direct lors des prises de données. Les outils de contrôle sont décrits dans [84]. Certains défauts peuvent être présents et les données ne sont alors pas conservées pour les analyses de physique. La figure 3.14 récapitule la luminosité intégrée perdue en 2011 et 2012 selon les défauts ayant causé le rejet des données.

Year	Total	Data corruption	Missing condition data	HV trips	Coverage	Noise bursts	Noisy channels
2011	3.20%	0.04%	0.11%	0.96%	0.70%	1.24%	0.15%
2012	0.88%	0.01%	0.02%	0.46%	0.28%	0.06%	0.05%

FIGURE 3.14: Luminosité intégrée perdue à cause des défauts du calorimètre EM.

Les deux défauts les plus importants sont les chutes de haute tension, notées *HV trips* dans le tableau, et les pics de bruit cohérent, notés *Noise Burst* dans le tableau. Ces deux défauts sont fortement corrélés comme on le verra dans la section 3.2.3.1.

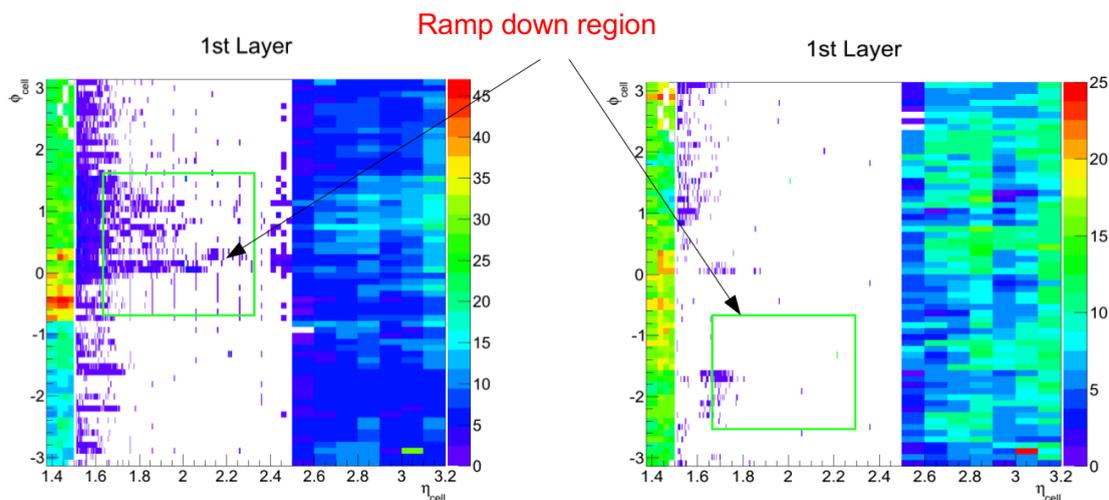
D'autres défauts ne nécessitent pas de rejeter l'intégralité de l'événement. C'est par exemple le cas de cellules isolées bruyantes. Elles sont généralement masquées et l'énergie mesurée est extrapolée à partir des cellules voisines. Une méthode pour réduire leur nombre est discutée dans la section 3.2.3.2.

3.2.3.1 Chutes de haute tension et bruit cohérent

Le défaut noté *HV trips* se manifeste par un pic de tension dans une des lignes d'alimentation. La tension est alors automatiquement réduite de 2000 à 0 V. Une procédure automatique de remontée de la haute tension permet de revenir à la tension nominale. Généralement, la chute de tension est associée à un grand nombre de cellules simultanément bruyantes. Les données sont alors rejetées.

Le second défaut correspond à un grand nombre de cellules bruyantes, généralement plus de 150, pendant une durée d'au maximum 1 seconde. La cause de ces bouffées de bruit ne sont pas connues. Les données collectées dans une fenêtre de temps de 200 ms autour du pic de bruit sont alors rejetées pour ne pas nuire aux analyses physiques. Chute de tension et bruit cohérent semblent donc liés et des études dédiées à leur compréhension ont été effectuées.

Quatre prises de données en l'absence de faisceau ont été effectuées en 2012. Le but était de provoquer des chutes de tension dans un des bouchons du calorimètre pour tenter de reproduire des schéma de bruits cohérents. La figure 3.15 montre la distribution des cellules bruyantes (énergie mesurée par la cellule trois fois supérieure au bruit électronique) intégrée sur la période de temps de la chute de tension. Un schéma typique du bruit cohérent pendant les prises de données est observé : les cellules bruyantes ne sont pas concentrées dans la zone où la tension a baissé mais à $\eta < 1.5$ et $\eta > 2.5$. Des cellules bruyantes sont aussi présentes dans la région proche de $\Phi = 0$. Pendant la remontée en tension, presque aucune cellule bruyante n'est repérée dans le bouchon.



Ces études permettent de confirmer le lien entre haute tension et bruit cohérent du calorimètre ¹. Elles permettent également de mesurer la durée dans le temps de ces pics de bruit et ainsi d'ajuster la fenêtre de temps à rejeter. La figure 3.16 montre que la durée est majoritairement inférieure à une seconde, reproduisant la durée observée pendant les prises de données.

1. Cependant, ces deux phénomènes ne sont pas toujours associés : des chutes de haute tension ont été observées sans apparition de bruit cohérent dans le calorimètre, de même que du bruit cohérent en l'absence de chutes de haute tension.

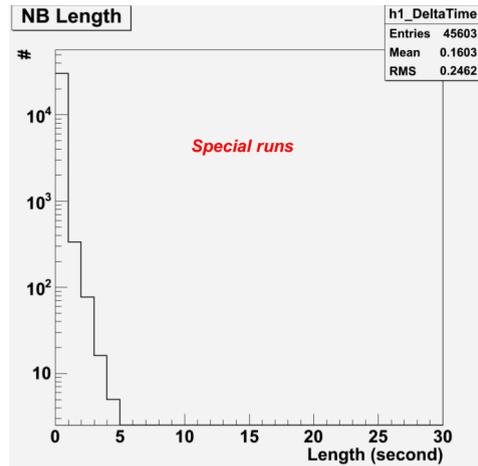


FIGURE 3.16: Distribution de la durée des pics de bruit cohérent pendant les chutes de tension.

3.2.3.2 Cellules bruyantes dans le préchantillonneur

En plus des défauts affectant une région large du calorimètre (plusieurs centaines de cellules), des cellules isolées peuvent être bruyantes. Plusieurs critères permettent d'étiqueter la cellule comme bruyante et sont décrits dans [84]. La cellule est alors masquée et son énergie mesurée n'est pas utilisée. Un des critères est le facteur de qualité Q qui quantifie la qualité du signal enregistré par la cellule par un test de χ^2 [84]. Un exemple de signal typique est montré dans la figure 3.17. Une cellule peut être étiquetée bruyante pour $Q > 4000$ typiquement.

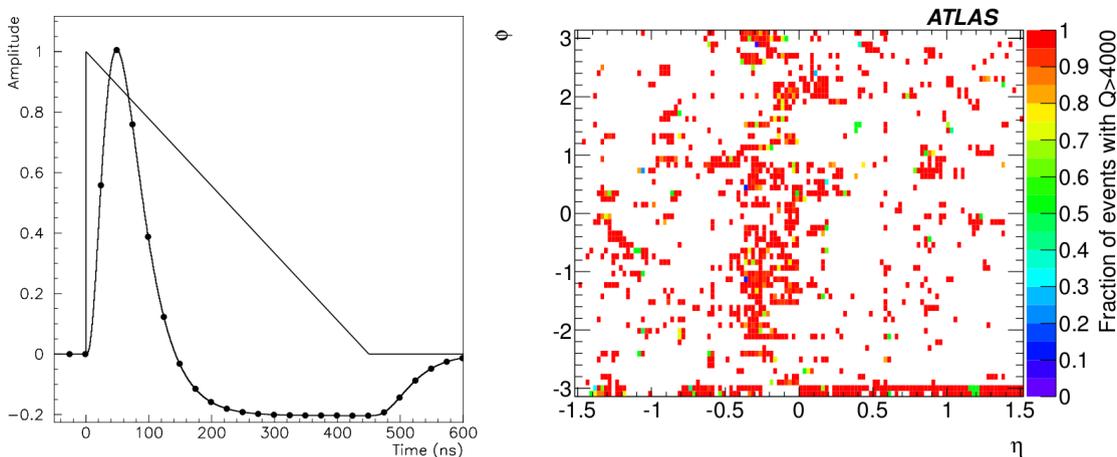


FIGURE 3.17: Forme d'un signal typique provenant de l'argon liquide enregistré par une cellule du calorimètre à gauche et fraction des cellules avec un mauvais facteur de qualité, supérieur à 4000, dans le préchantillonneur.

Le nombre de cellules bruyantes est particulièrement important dans le préchantillonneur (plus de 50% de l'ensemble des cellules bruyantes) comme montré dans la figure 3.17 à droite. Les régions proche de $\eta = -0.25$ et de $\Phi \Pi$ sont les plus affectées. Afin de tenter de réduire le nombre de cellules bruyantes, la haute tension du préchantillonneur a été réduite de 2000 V à 1600 V puis à 1200 V en 2012. Cependant, ces baisses n'ont pas permis de réduire uniformément le bruit, en particulier dans la région $\eta = -0.25$.

Le but est alors d'identifier les régions où le nombre de cellules bruyantes est importante malgré la baisse de tension. Pour cela, le nombre de cellules dans une région haute tension avec une

énergie de plus de 5 GeV hors période de collision est considérée. Sept périodes de prises de données avant et après la baisse de tension à 1200 V sont considérées. Le nombre de cellules bruyantes est normalisé à la luminosité intégrée des sept prises de données. Le rapport du nombre de cellules bruyantes après et avant la baisse de tension est montré dans la figure 3.18. Les variations du rapport entre les différentes régions hautes tensions sont grandes : le nombre moyen de cellules bruyantes a été réduit de 40 % en moyenne mais de nombreuses régions voient leur rapport proche de 1. Afin de sélectionner les régions pour lesquelles la baisse de haute tension n'a pas réduit le bruit moyen, celles dont le rapport est supérieur à 0.8 sont considérées. Ce choix est un compromis entre la volonté de réduire les canaux bruyants et l'impact des baisses de haute tension sur les performances du prééchantillonneur. Quarante régions sont choisies et verront leur haute tension à nouveau baissée, cette fois à 800 V.

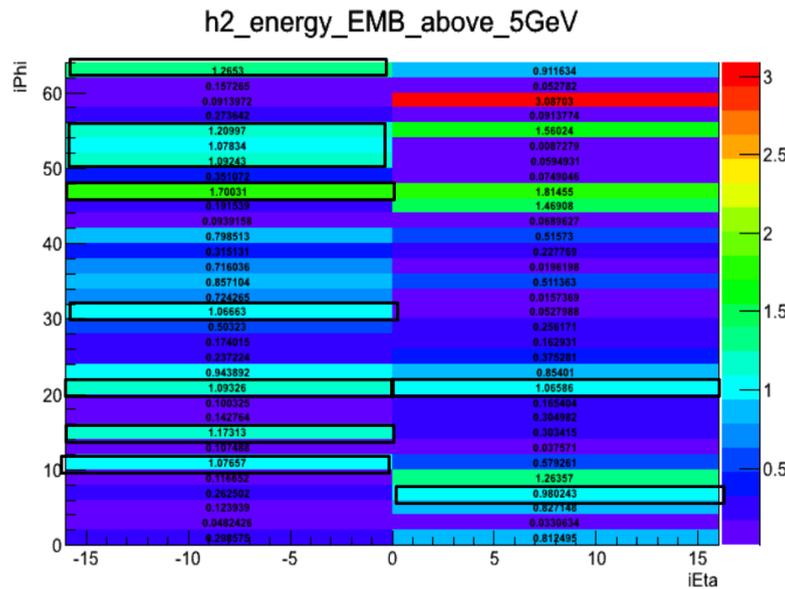


FIGURE 3.18: Rapport entre le nombre de cellules bruyantes ($E > 5$ GeV) dans les régions hautes tensions après et avant la baisse de tension à 1200 volts dans le prééchantillonneur, dans la région proche de $\eta = -0.25$. $iEta$ et $iPhi$ correspondent à la numérotation des lignes d'alimentation haute tension en fonction de η et ϕ .

Cette nouvelle baisse de haute tension a permis de réduire significativement le nombre de cellules bruyantes dans le prééchantillonneur. La figure 3.19 montre combien de cellules ont été étiquetées comme bruyantes (une même cellule peut être compté plusieurs fois) dans plusieurs *runs* (chaque point correspond à un *run*). Le lot de lignes hautes tensions ramenées à 800 V a permis de réduire d'un facteur 20 le nombre de cellules bruyantes dans le prééchantillonneur. Dans les dernières prises de données en 2012, le nombre de cellules bruyantes s'élevait à cinq pour mille. Les performances du prééchantillonneur ont été peu affectées par ces baisses de haute tension : le bruit électronique a augmenté de 10% mais il est négligeable comparé au terme stochastique dans la formule 3.3.

3.2.4 Calorimètre hadronique

Le but principal du calorimètre hadronique est de mesurer l'énergie et la position des jets. Les objectifs de résolution sont d'avoir un terme stochastique de 50% et un terme constant de 3 %.

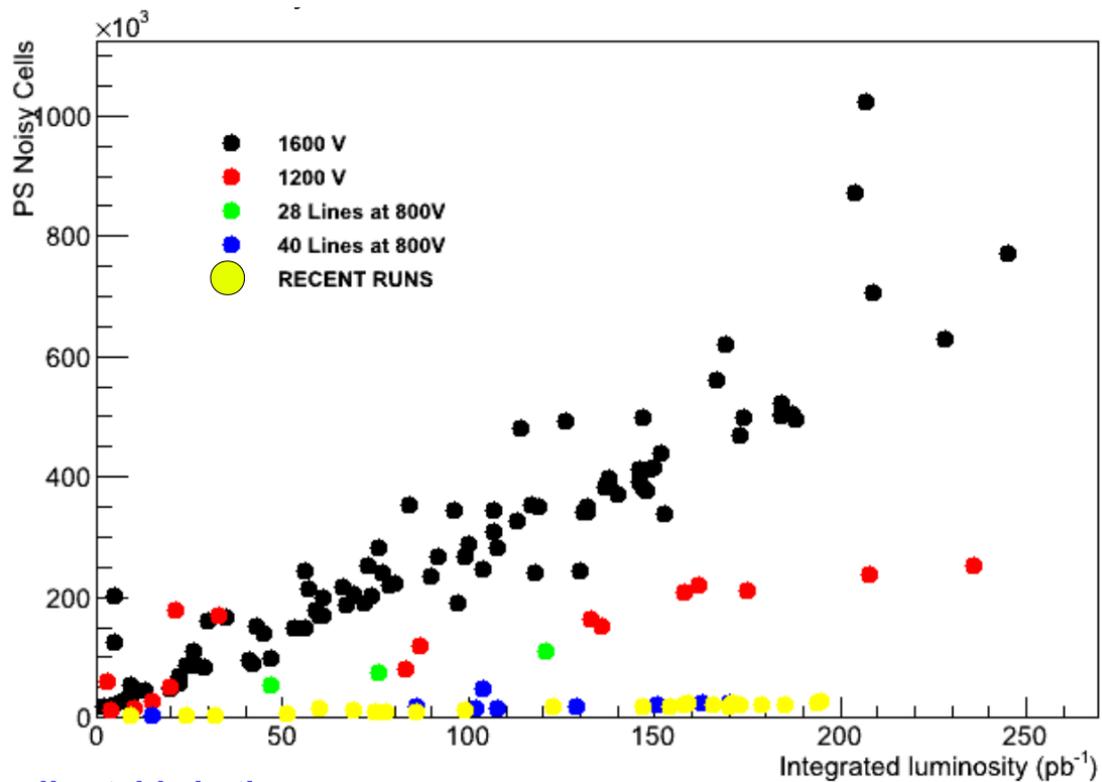


FIGURE 3.19: Nombre de cellules bruyantes ($E > 5$ GeV) dans le prééchantillonneur pour différentes configurations de hautes tensions en fonction de la luminosité intégrée des *runs* considérés.

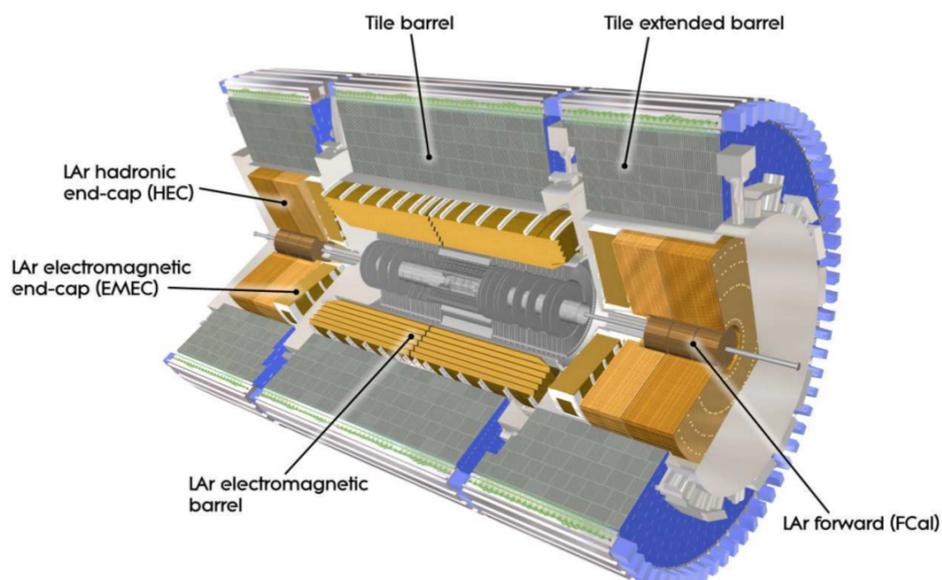


FIGURE 3.20: Schéma d'organisation du calorimètre hadronique dans le détecteur ATLAS.

Le calorimètre hadronique est séparé en trois parties indépendantes comme indiqué dans la figure 3.20 : le tonneau couvre la région $|\eta| < 1.7$, deux bouchons s'étendent sur la région $1.5 < |\eta| < 3.2$, et deux calorimètres couvrent la région la plus proche du faisceau, $3.1 < |\eta| < 4.9$. Sa capacité à stopper les gerbes hadroniques s'évalue en longueur d'interaction λ et est comprise entre 8 et 15 λ comme montré dans la figure 3.21.

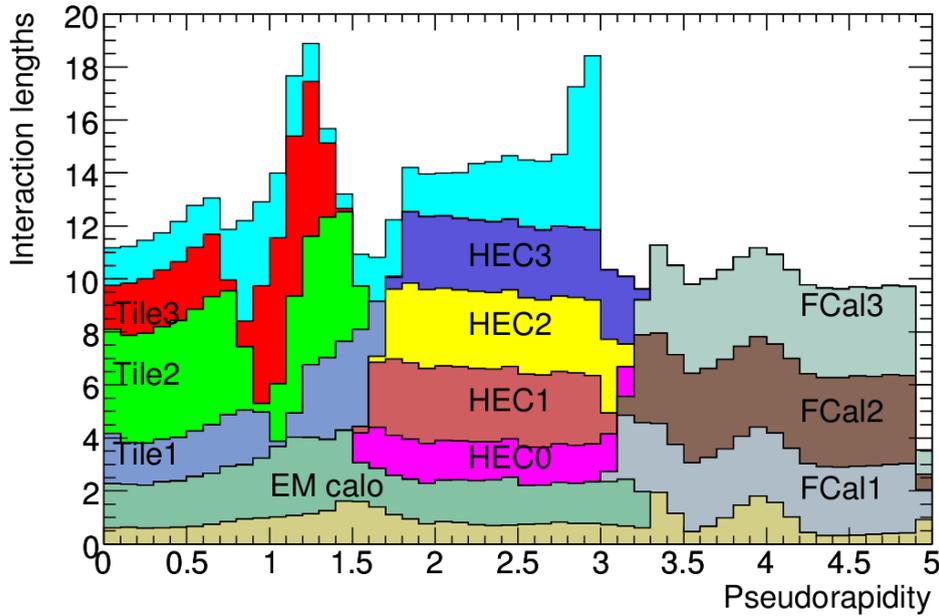


FIGURE 3.21: Longueurs d'interaction dans le calorimètre hadronique

La partie tonneau est constituée de tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur en polystyrène dopées avec du fluor comme milieu actif. Les absorbeurs sont des couches d'acier de 15 mm. Le passage d'une particule chargée crée des photons qui sont guidés par des fibres optiques jusqu'à des photomultiplicateurs. Les tuiles sont associées de manière à avoir une granularité de $\eta \times \phi = 0.1 \times 0.1$.

Dans les bouchons, le milieu actif est l'argon liquide et les absorbeurs sont des plaques de cuivre. 24 plaques de cuivre plates constituent chaque bouchon, séparées par des intervalles de 8.5 mm remplies d'argon liquide. La granularité est de $\eta \times \phi = 0.1 \times 0.1$ pour $|\eta| < 2.5$ et $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ pour $|\eta| > 2.5$.

La résolution montrée dans la figure 3.22 a été mesurée dans les bouchons grâce à des faisceaux de pions. Comme les gerbes déposent de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique et hadronique, l'information des deux systèmes est combinée. Ajusté avec la formule 3.3, le terme stochastique est de 82%. Cependant il est plus faible dans la partie tonneau où il vaut 52%.

3.2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons forme la partie la plus externe et la plus volumineuse d'ATLAS. L'organisation de ses détecteurs est montrée dans la figure 3.23. Il est conçu pour détecter les particules chargées traversant les calorimètres et mesurer leur impulsion jusqu'à $|\eta| < 2.7$. Son but est de fournir une résolution de 10% sur l'impulsion d'une trace de 1 TeV et doit être capable de détecter des traces de 3 GeV. Il permet également de déclencher l'acquisition des événements dans la région $|\eta| < 2.4$. L'aimant permettant de courber les traces est constitué de huit toroïdes. La symétrie des chambres à muons suit celle des toroïdes : huit octants, chacun divisé en deux secteurs en Φ .

Les chambres de précision permettent la mesure précise de l'impulsion des traces. Elles sont disposées en trois cylindres concentriques pour la partie tonneau et trois disques dans chaque bouchon. Leur technologie repose sur un assemblage de tubes à dérive (le spectromètre entier en

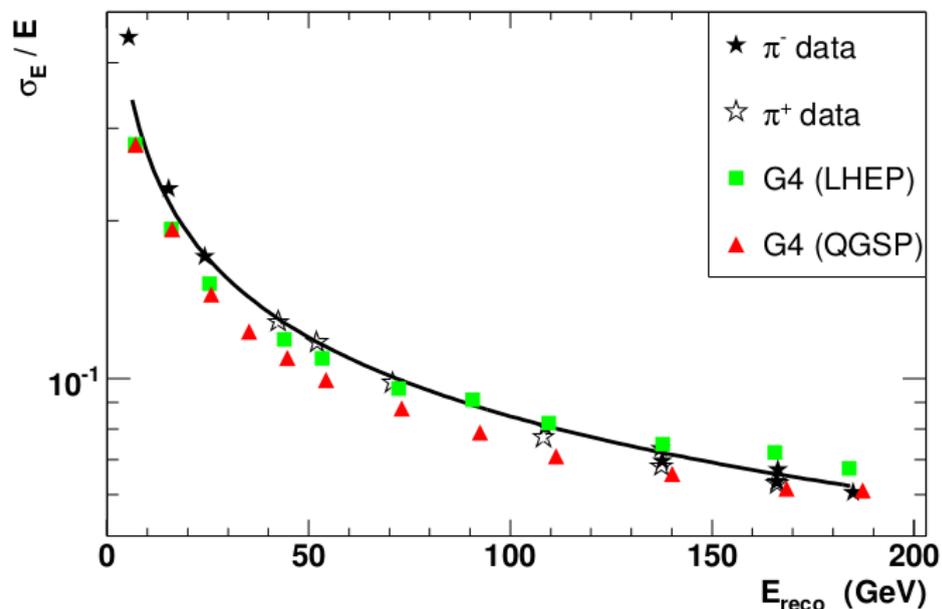


FIGURE 3.22: Résolution sur l'énergie mesurée par le calorimètre hadronique, estimée grâce à des faisceaux de pions.

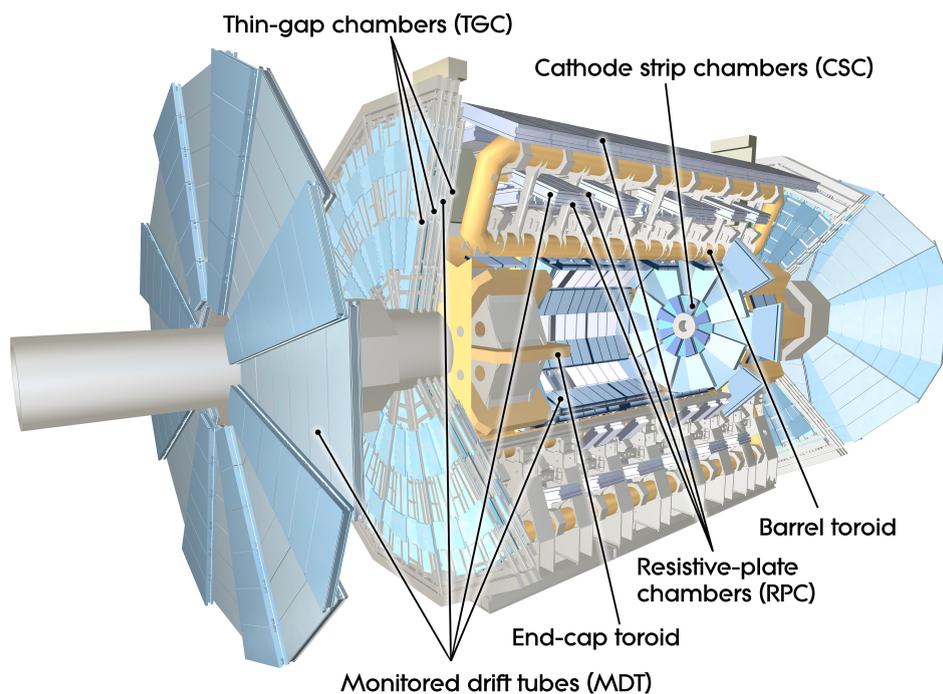


FIGURE 3.23: Schéma des sous détecteurs composant le spectromètre à muons.

compte plus de 350000) de 3 cm de rayon. Chaque tube fait de 1 à 6 mètres de long, rempli d'un mélange d'argon et de dioxyde de carbone sous une pression de 3 bars. Un câble de tungstène-rhénium de $50 \mu\text{m}$ de diamètre au centre du tube collecte les électrons d'ionisation.

Dans la région $|\eta| > 2.0$, le flux de particules est supérieur à 150 par seconde et par cm^2 , ce qui est au delà des capacités de mesures des chambres de précision. Dans cette région, la première couche de tubes à dérive est remplacé par des chambres à fils. Chaque chambre contient quatre

plans donnant quatre points pour une trace. Chaque fil fait $30 \mu\text{m}$ de diamètre et est soumis à une tension de 1900 V dans une atmosphère d'argon et de dioxyde de carbone. Le temps de dérive réduit par rapport au chambre à tubes et permet des mesures jusqu'à 1000 particules par seconde et par cm^2 .

Les chambres de déclenchement permettent d'avoir des informations rapides pour connaître le nombre et l'énergie des muons dans l'événement. Dans le tonneau, jusqu'à $|\eta| = 1.05$, des chambres avec des plaques résistives sont utilisées. Elles sont constituées de plaques parallèles en plastique avec des électrodes métalliques sous forme de bandes placées sur les faces externes. Le signal est créé par couplage capacitif. Dans la région $2.4 > |\eta| > 1.0$, des chambres proportionnelles à fils sont utilisées.

La résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des muons en fonction de leur impulsion transverse est montrée dans la figure 3.24. Elle est obtenue en utilisant des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ par ajustement de la masse invariante des paires de muons avec les données 2011. La précision atteinte est meilleure que 4% pour des impulsions comprises entre 10 et 100 GeV.

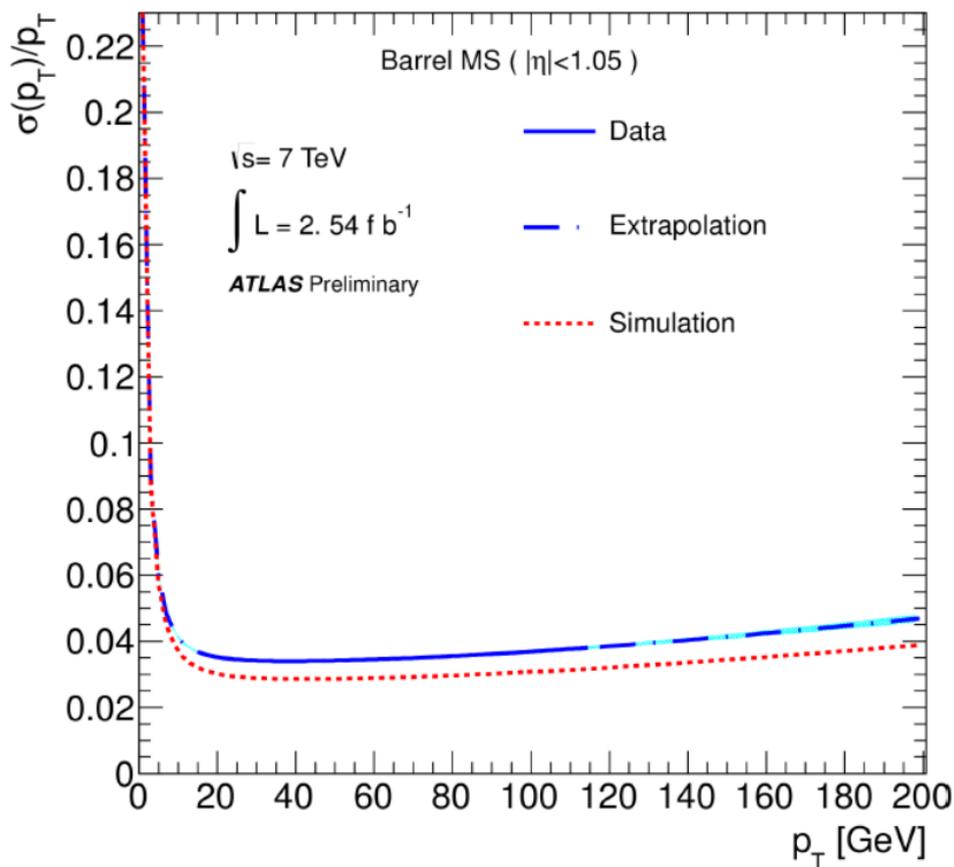


FIGURE 3.24: Résolution sur l'impulsion transverse des muons en fonction de $p_T(\mu)$, obtenue avec les données 2011.

3.2.6 Système de déclenchement

Le LHC produit nominalemeent un croisement de faisceau toutes les 25 ns. Les données d'une collision représentant plus de 13 Megabytes de données, il est impossible de stocker sur disques l'ensemble des collisions. Une sélection doit donc être faite par un système de déclenchement

de l'enregistrement de l'événement. Le système de déclenchement d'ATLAS consiste en trois niveaux : L1, L2 et *event filter*.

Le niveau L1 est implémenté par des dispositifs électroniques uniquement. L1 est dédié à la recherche d'objets de hautes impulsions : muon, photon, électron, jet, τ , mais aussi des événements avec de l'énergie transverse manquante en utilisant une granularité réduite de 0.1×0.1 en η et Φ . Le temps de réponse de ce niveau est de $2.5 \mu\text{s}$.

Au niveau L2, l'information de l'ensemble des détecteurs est utilisée avec la meilleure granularité possible. Des programmes informatiques reconstruisent partiellement les objets physiques, seulement dans des régions d'intérêts identifiées par le niveau L1. Le temps de réponse est typiquement de 40 ms.

Le niveau *event filter* reconstruit complètement l'événement. Le temps de réponse est de moins de cinq secondes.

3.3 Reconstruction des objets

3.3.1 Muons

Les muons sont reconstruits grâce aux traces provenant de l'ionisation dans les chambres à muons et dans le détecteur interne. Trois algorithmes différents sont utilisés pour reconstruire les traces. Le premier consiste à utiliser les coups dans les chambres à muons et à les associer afin de construire des traces. Ces traces sont ensuite extrapolées jusqu'au point d'interaction. Des muons avec des pseudorapidités jusqu'à 2.7 peuvent être reconstruits. Cette première méthode peut être raffinée en prenant en compte l'information du détecteur interne. Les segments de trace dans le détecteur interne et les chambres à muons sont associés. Enfin le dernier algorithme recherche les segments qui n'ont pas été associés à une trace avec les 2 algorithmes précédents, en prenant ceux du détecteur et en l'extrapolant au détecteur de muons.

La combinaison de ces trois algorithmes est effectuée de deux façons différentes pour finalement reconstruire les muons. L'algorithme MuID au niveau de la combinaison de l'information entre détecteur interne et chambres à muons fait un ajustement global en incluant les informations des deux systèmes. Le second algorithme, nommé STACO, fait une combinaison statistique des traces. C'est généralement ce dernier algorithme qui est utilisé car possédant des performances meilleures. Un exemple des efficacités atteintes avec cet algorithme est montré dans la figure 3.25.

3.3.2 Taus

Plusieurs analyses au LHC ont besoin de l'identification des leptons τ . C'est le cas dans la recherche du boson de Higgs en deux τ mais aussi dans les recherches SUSY de sleptons. Ils se désintègrent presque instantanément et ces produits de désintégrations sont utilisés pour son identification. Dans le cas d'une désintégration leptonique, on ne peut généralement pas le distinguer d'une autre production de lepton. Par contre, une désintégration hadronique est caractérisée par un dépôt d'énergie dans le calorimètre dans une zone relativement réduite car les jets produits sont très collimés. Les candidats τ sont formés à partir des jets et classifiés selon le nombre de traces associées.

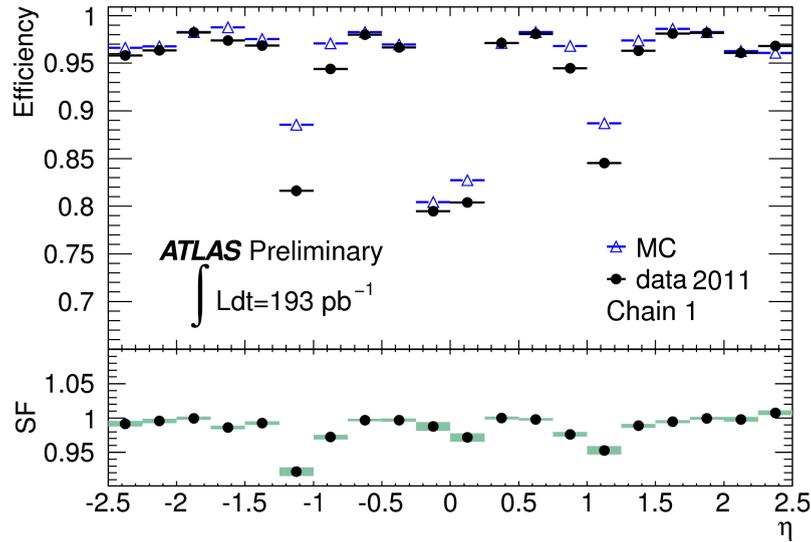


FIGURE 3.25: Efficacité d'identification des muons avec l'algorithme STACO dans la simulation et dans les données collectées en 2011.

Les caractéristiques des dépôts dans les calorimètres hadronique et électromagnétique sont alors utilisées soit dans une méthode multivariée, soit par minimisation d'une fonction de vraisemblance pour obtenir le meilleur rapport efficacité - réjection. Typiquement, le facteur de réjection est de l'ordre de 100 sur les jets pour une efficacité de 30 %. Le facteur de réjection est divisé par 10 pour obtenir une efficacité deux fois plus grande. Un exemple de l'efficacité atteinte est montré dans la figure 3.26 pour des candidats avec $p_T > 15$ GeV et $|\eta| < 2.5$. Une baisse d'efficacité dans les régions $1.0 < |\eta| < 1.2$ et proche de $\eta = 0$ est constatée. Ces régions correspondent à la présence des pieds du support mécanique du détecteur ATLAS.

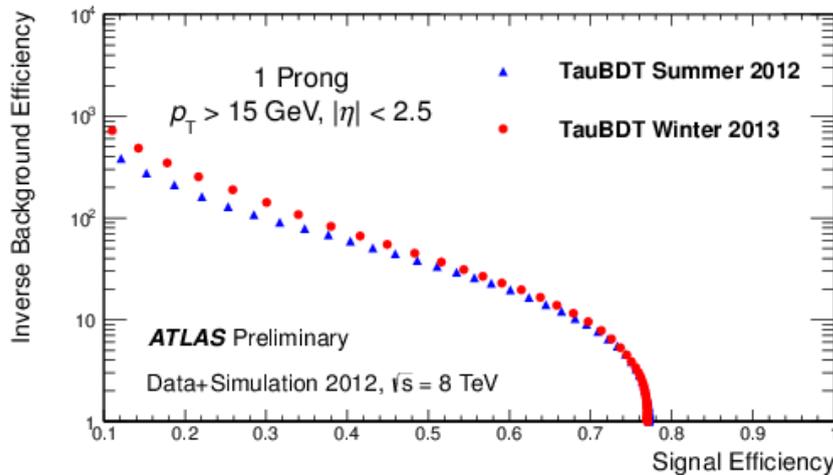


FIGURE 3.26: Facteur de réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité d'identification des τ , obtenu grâce à un arbre de décision boosté.

3.3.3 Electrons et Photons

Les électrons sont des signatures caractéristiques des processus électrofaibles, les plus courants étant les désintégrations de bosons Z et W . Leur reconstruction et leur identification au sein du bruit de fond hadronique est indispensable pour remplir le programme de physique d'ATLAS. Les photons sont aussi cruciaux, un des exemples le plus important est la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ qui est un canal nécessaire pour la découverte d'un Higgs de basse masse, moins de 130 GeV. Une bonne réjection contre les pions neutres doit être atteinte. Finalement, de bonnes performances sur la mesure de l'énergie et de la position des électrons et des photons seront déterminantes pour les mesures de précision comme par exemple la mesure de la masse du Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow eeee$.

3.3.3.1 Reconstruction des électrons et des photons

La reconstruction des photons et des électrons centraux est faite à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Des amas d'une taille de 3×5 cellules sont construits dans la deuxième couche du calorimètre [85], soit 0.025×0.025 en η et ϕ . Ceux dont la somme d'énergie des cellules est supérieure à 2.5 GeV sont conservés pour être candidats électron ou photon. Pour un électron de plus de 20 GeV, l'efficacité est de 100 %.

Les amas dits centraux sont ceux dont l'information du trajectographe est disponible, c'est à dire situés à $|\eta| < 2.5$. Les traces de plus de 500 MeV sont alors extrapolées jusqu'au calorimètre et leur ajustement avec un amas est testé. Pour qu'une trace soit associée avec un amas, elle doit satisfaire $|\Delta\eta| < 0.05$ et $\Delta\phi < 0.1$ (cette dernière coupure étant relâchée pour considérer les électrons ayant émis un rayonnement de freinage). Si plusieurs traces satisfont à ces critères, celle avec le plus grand nombre de coups dans le détecteur interne et dont $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ est le plus faible est choisie. Les amas sont candidats électrons si une trace y est associée, sinon les amas sont des candidats photons.

Après la catégorisation, les amas finaux sont construits en élargissant les fenêtres pour inclure les rayonnements de freinage éventuels. Dans le tonneau, les amas sont étendus à 3×7 et à 5×5 dans les bouchons. Selon qu'un vertex de conversion est associé au photon ou non, la taille des amas finaux est de 3×5 ou 3×7 dans le tonneau et 5×5 dans les bouchons.

Les électrons dans la partie avant du détecteur, avec $4.9 > |\eta| > 2.5$, n'ont pas l'information de la trace. Les cellules les plus énergétiques sont prises comme amas de départ et les cellules voisines sont regroupées pour définir l'amas candidat. Cette procédure a une efficacité supérieure à 99 % pour une impulsion transverse supérieure à 20 GeV.

Avant 2012, l'ajustement des points de mesure dans le trajectographe pour former la trace des électrons ne tenaient pas compte de probables émissions de rayonnements de freinage par les électrons. Depuis 2012, le modèle de reconstruction par défaut a été amélioré afin de prendre en compte ces rayonnements. La figure 3.27 montre les efficacités de reconstruction mesurées en 2011 et 2012. L'amélioration est particulièrement importante à grand η , près de 5% d'efficacité récupérée, là où la présence plus importante de matière favorise l'émission de rayonnement de freinage.

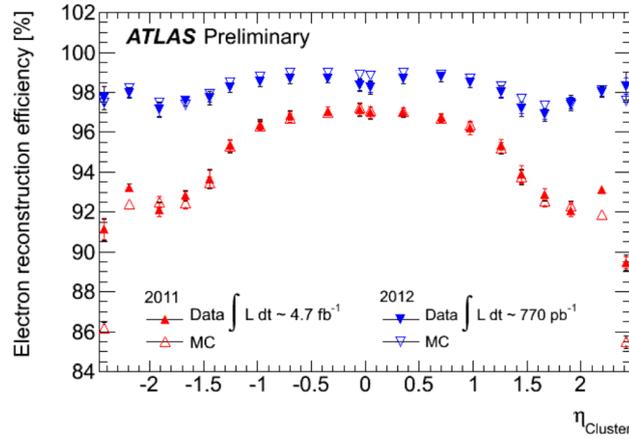


FIGURE 3.27: Efficacités de reconstruction mesurées en 2011 et 2012 en fonction de η . La prise en compte des rayonnements de freinage a permis d'améliorer l'efficacité de reconstruction, en particulier à grand η .

3.3.3.2 Mesure de la position et de l'énergie

La position des amas est définie comme le barycentre en énergie des cellules de l'amas dans chaque couche du calorimètre. Ces positions sont biaisées et tendent vers la position du centre de la cellule la plus énergétique. La correction dépend de la géométrie du détecteur qui varie en fonction de η suivant la formule :

$$f(\nu) = A \tan^{-1} B\nu + C\nu + D|\nu| + E \quad (3.4)$$

où ν est la différence en η entre le centre de la cellule et le vrai η de l'objet et A, B, C, D, E des polynômes dépendants de η . Ces termes sont estimés par simulation Monte Carlo et les résultats sont montrés dans la figure 3.28. Cette correction dépend aussi de l'énergie et pour des électrons entre 25 et 1000 GeV, la correction peut varier de 20% [85]. Pour la position en ϕ , ce biais est réduit grâce à la forme en accordéon, il est de quelques pourcents de largeur de cellules. L'information des deux premières couches du calorimètre est combinée en donnant trois fois plus de poids à l'information de la première couche pour tenir compte de la granularité plus fine.

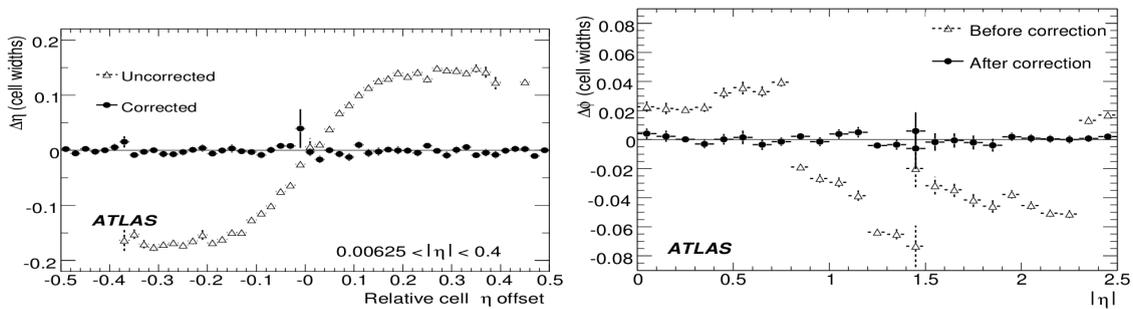


FIGURE 3.28: Corrections des biais de position des amas électromagnétique en η à gauche et en ϕ à droite en fonction de η .

L'énergie mesurée doit tenir compte de l'énergie déposée dans le calorimètre et également en avant et en arrière de celui-ci. La formule utilisée est :

$$E = s(\eta)[c(\eta) + w_0(\eta).E_0 + E_1 + E_2 + w_3(\eta).E_3] \quad (3.5)$$

avec E_i l'énergie déposée dans les couches du calorimètres du prééchantillonneur (indice 0) à la dernière couche (indice 3), s et c correspondent respectivement à un facteur d'échelle et un facteur correctif. Les poids w_0 et w_3 corrigent respectivement les pertes d'énergie dans la matière en avant et les fuites d'énergie en arrière. Ces facteurs sont mesurés indépendamment pour des électrons et des photons avec des lots de simulation Monte Carlo. La figure 3.29 montre les résolutions attendues, elles sont comprises entre 1 et 2% sur l'ensemble du calorimètre.

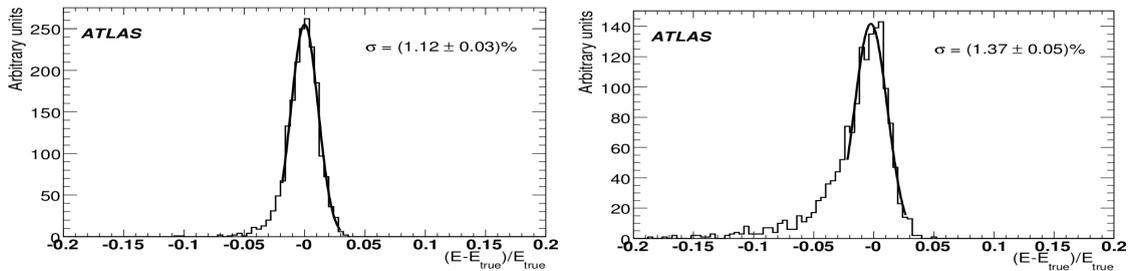


FIGURE 3.29: Résolution estimée par simulation Monte Carlo sur les électrons du tonneau à gauche et les photons, converti et non converti, à droite.

Récemment, une analyse multivariée est utilisée pour calibrer au plus précisément l'énergie des électrons et des photons. L'atout de cette méthode est de pouvoir inclure un grand nombre de variables : Φ et η de l'amas dans le calorimètre, profondeur de la gerbe, énergie déposée dans chaque couche du calorimètre EM, fraction d'énergie dans le prééchantillonneur... Des améliorations sur la linéarité, la stabilité et sur la résolution ont été obtenues relativement à la méthode standard. Par exemple, l'amélioration sur la résolution de la masse du Higgs mesuré dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est de 10 % [86].

La connaissance précise de la masse d'une particule peut être utilisée pour calibrer *in situ* le calorimètre. En 2010 [87], une sélection d'événements $Z \rightarrow ee$ et $J/\Psi \rightarrow ee$ a été utilisée. Un ajustement de l'énergie mesurée est fait par minimisation d'une fonction de vraisemblance prenant comme paramètre la masse du Z et $E_{calib} = E(1 + \alpha)$ où E est l'énergie calculée sans calibration et α la correction induite par calibration. Les corrections à l'énergie mesurée sont établies dans 58 intervalles en η . La figure 3.30 donne les valeurs de α mesurées. Les modifications à l'énergie sont de 2% dans le tonneau et jusqu'à 5% dans le calorimètre à l'avant. Les incertitudes dominantes pour cette méthode sont l'extrapolation à des énergies différentes que celles des électrons venant d'un Z. Par exemple, les électrons de basse énergie seront plus affectés par des différences de quantités de matière en avant du calorimètre. L'autre erreur dominante est qu'une seule échelle d'énergie est considérée dans l'équation 3.5 et si celle ci est significativement différente pour le calorimètre et le prééchantillonneur, la calibration ne peut le corriger. L'incertitude totale est de l'ordre de 1%.

Après cette calibration la linéarité et l'uniformité de la calibration sont testées. La figure 3.31 montre les valeurs de α mesurées en fonction de l'énergie de l'électron. Les valeurs de α diffèrent de moins de 0.5% sur l'intervalle en énergie des électrons du Z.

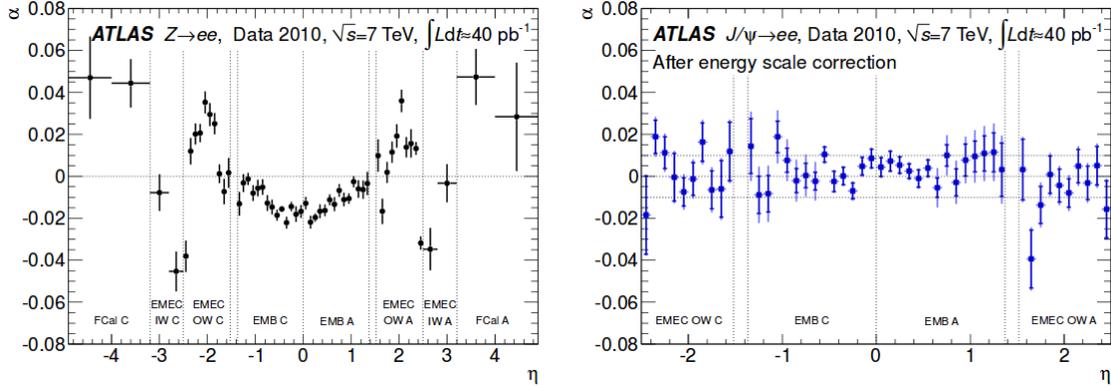


FIGURE 3.30: Valeurs de α pour la calibration en énergie obtenue dans les données 2010 avec le J/Ψ à gauche et le Z à droite.

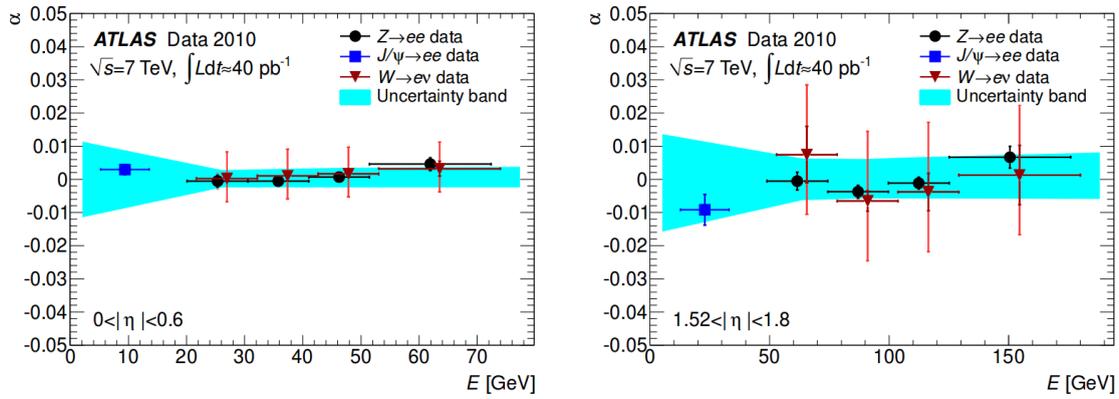


FIGURE 3.31: Valeurs de α pour la calibration en énergie obtenue dans les données 2010 en fonction de l'énergie des électrons dans le tonneau à gauche et dans les bouchons à droite.

3.3.3.3 Identification des électrons

Dû à l'activité hadronique intense, les algorithmes d'identification des électrons doivent être capables de rejeter les hadrons, dont la section efficace de production au LHC est cinq ordres de grandeur supérieure. Le but est de séparer les électrons isolés (provenant de Z ou de W) de ceux non-isolés (désintégrations de quarks s , c et b , désintégration Dalitz) et des hadrons chargés. L'identification repose sur l'utilisation des variables provenant à la fois des informations du calorimètre et du trajectographe.

Les variables calorimétriques incluent la fraction d'énergie hadronique notée R_{had} . Elle est calculée comme le rapport entre l'énergie transverse déposée dans la première couche du calorimètre hadronique et l'énergie transverse de l'amas. L'aplatissement latéral de la gerbe notée R_η est le rapport entre l'énergie transverse déposée dans la couche principale dans des fenêtres de 3×7 et 7×7 cellules centrées sur l'amas. L'extension latérale de la gerbe est calculée de deux façons notés $W_{\eta 2}$ et W_{tot} selon les couches du calorimètre utilisées. Finalement E_{ratio} est le rapport des énergies des cellules ayant enregistré la plus grande énergie dans la première couche du calorimètre. Un exemple de distribution pour les électrons isolés et le bruit de fond est montré dans la figure 3.32.

Les variables basées sur le trajectographe incluent des critères de qualité de trace comme le nombre de coups dans le détecteur interne, pixel et SCT. Le TRT est utilisé en calculant le

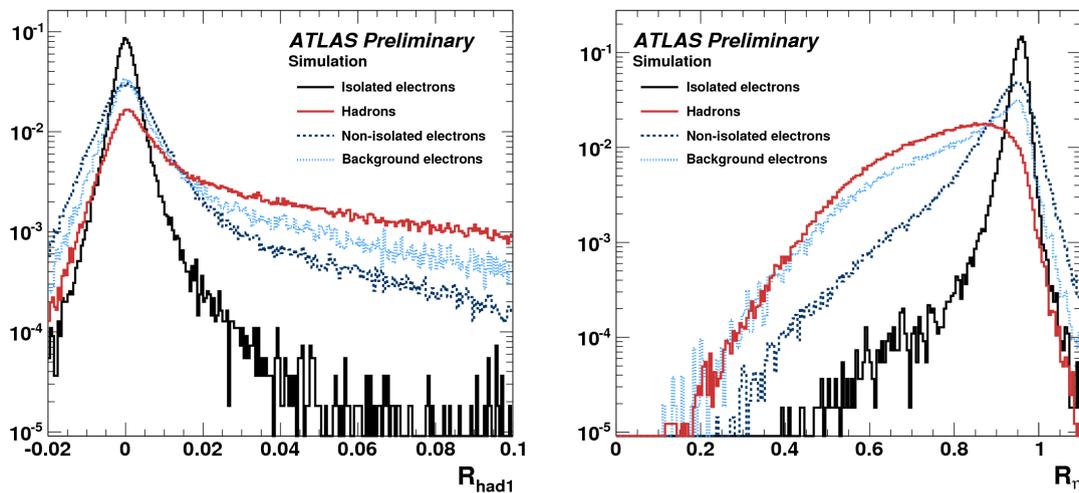


FIGURE 3.32: Distribution de R_{had} à gauche et de R_{η} à droite dans des lots de simulation Monte Carlo.

rapport du nombre de coup enregistrés avec une radiation de transition détectée sur le nombre de coups total. Le paramètre d'impact est aussi utilisé. Enfin la présence d'un vertex de conversion permet de distinguer les photons convertis des électrons.

Les variables les plus élaborées combinent les informations du calorimètre et du trajectographe. L'ajustement de la trace à l'amas calorimétrique est évalué avec les variables $\Delta\eta_1$ et $\Delta\phi_2$, respectivement les différences entre les variables de la trace et celles du calorimètre dans la première et la deuxième couche du calorimètre. Le rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace est aussi utilisée.

Des ensembles de coupures sont définis sur ces variables. Pour le choix de ces ensembles, c'est un compromis qui est fait entre facteur de réjection et efficacité de sélection des électrons. Trois ensembles sont définis :

- **Loose++** : essentiellement basé sur les variables calorimétriques, des critères basiques de qualité sur la trace sont aussi appliqués comme au moins sept coups dans le détecteur à pixels et le SCT. Le but est ici d'avoir une efficacité haute, 90 % typiquement [88] et un facteur de réjection de 500.
- **Medium++** : les critères de **Loose++** sont inclus et renforcés. Des variables du trajectographe sont ajoutées comme une coupure sur TRT ratio et sur le paramètre d'impact. Cet ensemble est utilisé entre autre pour le déclenchement sur les électrons et c'est donc une efficacité moyenne, 80% typiquement et une réjection d'un facteur 5000, suffisant pour ne pas saturer la bande passante, qui sont visées.
- **Tight++** : les critères de **Medium++** sont inclus et renforcés. Les variables combinées entre amas et trace sont prises pour améliorer le facteur de réjection. Ce critère maximise la réjection, d'un facteur 10 par rapport à **Medium++**, avec une efficacité de 70%.

Le détail des critères d'identification est montré dans la figure 3.33.

3.3.3.4 Identification des photons

Les mêmes variables que pour les électrons, utilisant l'information du calorimètre, sont utilisées pour l'identification des photons. Deux ensembles de coupures sont utilisés : **loose** qui utilise les

Category	Description	Variable
<i>loose</i>		
Acceptance	$ \eta < 2.47$	
Hadronic leakage	In $ \eta < 0.8$ and $ \eta > 1.37$: ratio of E_T in the first layer of the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster	$R_{\text{had},1}$
	In $0.8 < \eta < 1.37$: ratio of E_T in whole hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster	R_{had}
Middle layer of the EM	Ratio of energies in 3×7 cells over 7×7 cells	R_η
	Lateral width of the shower	$w_{\eta 2}$
Front layer of the EM	Total shower width	w_{stot}
	Energy difference of the largest and second largest energy deposits in the cluster divided by their sum	E_{ratio}
Track quality and track-cluster matching	Number of hits in the pixel detector (> 0)	
	Number of hits in the silicon detectors (≥ 7)	
	$ \Delta\eta $ between the cluster position in the first layer and the extrapolated track (< 0.015)	$\Delta\eta_1$
<i>medium (includes loose with tighter requirements on shower shapes)</i>		
Track quality and track-cluster matching	Number of hits in the b-layer > 0 for $ \eta < 2.01$	
	Number of hits in the pixel detector > 1 for $ \eta > 2.01$	
	Transverse impact parameter $ d_0 < 5$ mm	d_0
	Tighter $ \Delta\eta_1 $ cut (< 0.005)	
TRT	Loose cut on TRT high-threshold fraction	
<i>tight (includes medium)</i>		
Track quality and track-cluster matching	Tighter transverse impact parameter cut ($ d_0 < 1$ mm)	
	Asymmetric cut on $\Delta\phi$ between the cluster position in the middle layer and the extrapolated track	$\Delta\phi$
TRT	Ratio of the cluster energy to the track momentum	E/p
	Total number of hits in the TRT	
Conversions	Tighter cut on the TRT high-threshold fraction	
	Reject electron candidates matched to reconstructed photon conversions	

FIGURE 3.33: Détail des variables incluses dans les différents critères d'identification

même coupures que dans le critère **loose** des électrons pour le système de déclenchement, et **tight** qui inclut des coupures plus dures et d'autres variables comme R_ϕ , l'étalement en ϕ de la gerbe. L'efficacité est de plus de 98 % pour le critère **loose** sur tout l'intervalle en impulsion et est entre 80 et 90 % pour les critères **tight**. Le facteur de rejet est entre 5000 et 20000 selon l'impulsion considérée [89].

3.3.4 Jets

L'origine physique des jets est détaillée dans la section 1.2.1. Pour regrouper les hadrons observés dans le détecteur en jet, l'algorithme *antik_T* avec un terme de distance $R = 0.40$ est utilisé à ATLAS. L'idée de base est de définir une *distance* d_{ij} où i et j peuvent être deux partons dans la simulation ou deux cellules dans le détecteur. d_{ij} dépend de la distance spatiale en η et ϕ et de l'impulsion minimale entre les deux objets. Les objets sont alors regroupés des plus proches jusqu'au plus éloignés pour former des jets.

Toutes les cellules ne sont pas utilisées directement comme grânes pour l'algorithme anti- k_T en raison de leur trop grand nombre. L'algorithme prend les cellules avec un dépôt d'énergie significatif, $E_{cell} > 4\sigma$ où σ est la résolution sur l'énergie de la cellule, qui dépend du bruit électronique et du bruit d'empilement. Les cellules voisines sont ensuite sondées et celles avec une énergie suffisante sont ajoutées au groupement pour former un jet.

3.3.4.1 Identification de la saveur

L'identification de la saveur des jets est particulièrement importante pour ceux initiés par des quarks b. Ils sont produits dans la désintégration de quark top et, dans cette thèse, l'étiquetage des jets de b sera donc particulièrement important pour rejeter les paires $t\bar{t}$. L'identification est basée sur la durée de vie des mésons contenant un quark b, 10 ps en moyenne. La distance de vol de quelques millimètres permet de les repérer dans le trajectographe. L'algorithme utilisé ici est **MV1** [90]. Pour une efficacité de 80%, son facteur de réjection est de 25 sur les jets légers et de 3 sur les jets initiés par des quarks c.

3.3.4.2 Calibration de l'énergie

La somme des énergies des cellules du jet est effectuée et seuls les jets avec une énergie positive sont considérés. Deux types de calibrations sont utilisés. Le premier calibre les jets provenant d'une gerbe électromagnétique. La seconde consiste à appliquer un poids sur chaque cellule pour compenser les dépôts d'énergie hadronique. Pour cela, chaque jet est classé comme électromagnétique ou hadronique selon la densité en énergie et la profondeur de la gerbe. Différentes corrections sont ensuite appliquées :

- Empilement : Les collisions annexes de protons créent un dépôt d'énergie supplémentaire dans les cellules. Les corrections sont calculées par simulation Monte Carlo dans des intervalles en p_T et η et selon le nombre de vertex primaires reconstruits dans l'événement.
- Origine du jet : par défaut les jets sont pris provenant de l'origine du référentiel d'ATLAS. Une correction est appliquée pour que l'origine du jet corresponde au vertex primaire d'où il provient.
- Calibration Monte Carlo : L'énergie mesurée avec la procédure décrite ci-dessus est comparée à l'énergie réelle du jet dans la simulation Monte Carlo. Pour cela, la réponse du calorimètre est définie comme :

$$R = E_{jet}^{calib} / E_{jet}^{MC} \quad (3.6)$$

La correction appliquée est alors l'inverse de R qui est mesuré dans plusieurs intervalles en η .

- *In situ* correction : la réponse R est directement mesurée dans les données et le rapport entre R_{Data} et R_{MC} est appliqué comme correction supplémentaire. Plusieurs méthodes ont été utilisées en 2011 et sont regroupés dans [91]. Typiquement, les facteurs de calibration sont déterminés à partir de configurations où les impulsions sont connues : impulsion du jet dans les événements γ +jet ou Z+jet, production de paire de jets. La combinaison de $\frac{R_{Data}}{R_{MC}}$ pour trois techniques est montrée dans la figure 3.34.

L'incertitude sur la calibration en énergie résulte de la propagation des incertitudes sur les quatre types de corrections appliquées. La résolution en énergie est montrée dans la figure 3.35 en fonction de l'impulsion à gauche et en fonction de η à droite. Pour un jet dans la partie tonneau, l'incertitude est de 3% pour les jets de moins de 20 GeV et est inférieure à 1 % pour les jets de plus de 50 GeV et de moins de 550 GeV. Pour des jets de 25 GeV, la précision est maximale dans la partie tonneau, 2% en moyenne, puis se dégrade jusqu'à 6% à $|\eta| = 4.0$.

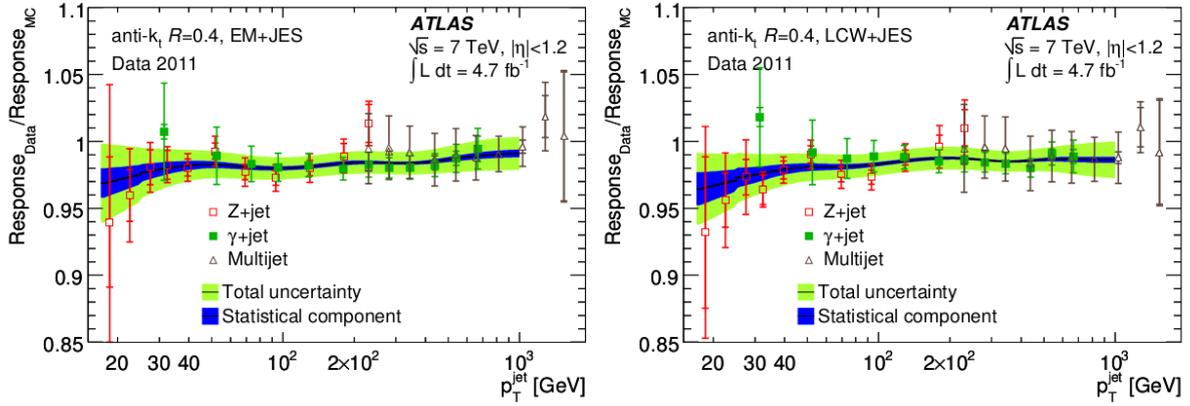


FIGURE 3.34: Combinaison de trois techniques de mesure dans les données de $\frac{R_{Data}}{R_{MC}}$, à gauche pour la calibration électromagnétique et à droite avec la compensation des dépôts d'énergie hadronique.

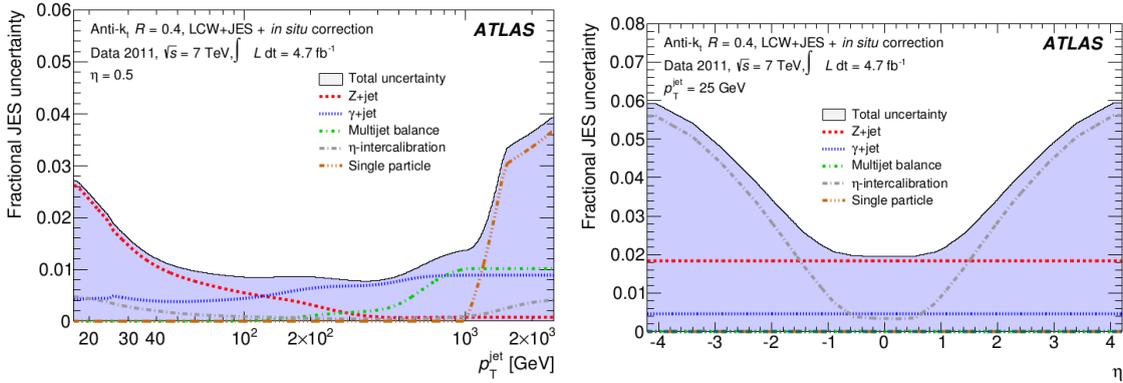


FIGURE 3.35: Résolution en énergie en fonction de l'impulsion des jets à gauche et en fonction de η à droite.

3.3.5 Énergie transverse manquante

La mesure précise de l'énergie transverse manquante est indispensable pour la recherche du boson de Higgs en deux W ou pour la mesure de la masse du top dans les événements $t\bar{t}$. Tous les signaux SUSY avec R-parité conservée pour lesquels la LSP s'échappera du détecteur nécessite également une bonne mesure pour éliminer le bruit de fond.

L'énergie transverse manquante est calculée à partir des objets reconstruits dont l'énergie a été calibrée afin d'avoir la meilleure précision possible. Les cellules qui ne sont pas associées à un objet sont aussi prises en compte et calibrées avec l'algorithme utilisé pour les jets, ou avec les traces pour les petites impulsions. L'énergie transverse manquante prend la forme :

$$E_T^{miss} = E_T^{miss}(\text{électrons}) + E_T^{miss}(\text{photons}) + E_T^{miss}(\text{taus}) + E_T^{miss}(\text{jets}) \quad (3.7)$$

$$+ E_T^{miss}(\text{soft jets}) + E_T^{miss}(\text{muons}) + E_T^{miss}(\text{cellules}) \quad (3.8)$$

où chaque terme correspond à la somme négative des énergies des cellules correspondant à chaque objet. Les détails relatifs au calcul de chaque terme sont discutés dans [92].

Les performances sur l'énergie transverse manquante dépendent de la topologie des événements considérés. La résolution a été mesurée en fonction de la présence de leptons, de jets, d'empilement et avec ou sans présence de particules invisibles [93]. Dans les chapitres 5 et 6, des signaux SUSY avec de l'énergie transverse manquante réelle. Un exemple de la résolution attendue est montré dans la figure 3.36. Elle dépend de l'énergie transverse totale présente dans l'événement et peut être paramétrisée par :

$$\sigma = a\sqrt{\sum E_T} + b \quad (3.9)$$

avec a compris entre 50 et 70 % selon la topologie et b est un terme supplémentaire pour prendre en compte le bruit d'empilement.

Pour une énergie transverse de 100 GeV, la résolution sur l'énergie manquante est de 2 à 5 %. Pour des énergies supérieures la résolution augmente jusqu'à 10 %.

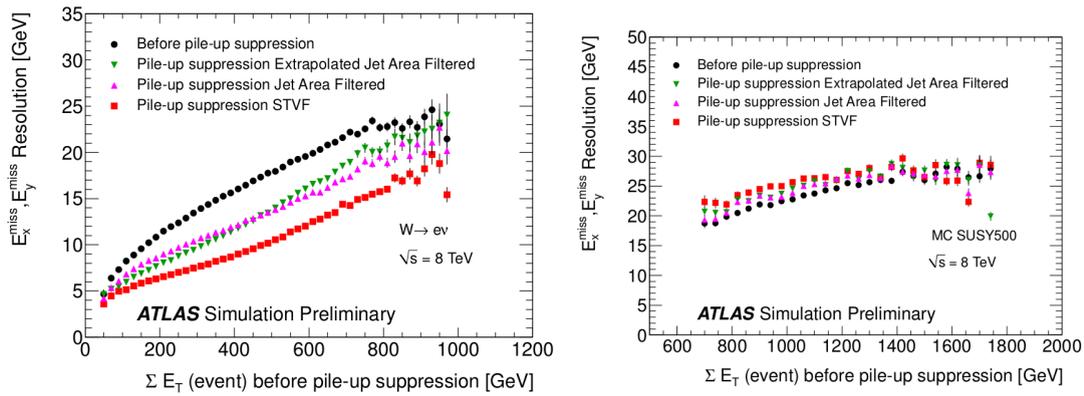


FIGURE 3.36: Résolution sur l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse manquante réelle pour des événements W à gauche et pour des événements SUSY à droite.

3.4 Conclusion

Le LHC et le détecteur ATLAS ainsi que les algorithmes permettant de reconstruire les objets physiques ont été présentés. L'évaluation des performances du détecteur représente un travail conséquent et le cas particulier des efficacités d'identification des électrons sera présenté dans le chapitre 4. La connaissance précise des performances du détecteur est requise pour déterminer les incertitudes systématiques sur les résultats des analyses physiques. Celles-ci seront discutées en détails dans les chapitres 5 et 6.

Chapitre 4

Mesure d'efficacité d'identification des électrons

4.1 Motivations

La reconstruction et l'identification des électrons jouent un rôle crucial dans la majorité des analyses menées à ATLAS. De nombreuses mesures dans le secteur électrofaible du Modèle Standard présentent des électrons dans l'état final. C'est le cas par exemple des mesures de section efficace des bosons W et Z, seul [94, 95] ou en paire [96–98]. La recherche du boson de Higgs requiert également l'identification d'électrons dans les canaux $H \rightarrow ZZ^*$ [99] et $H \rightarrow WW^*$ [100]. Enfin, les recherches de nouvelles physiques requièrent souvent des électrons clairement identifiés comme on le verra dans le chapitre 5 et 6.

L'intense activité hadronique au LHC est un défi pour l'identification des électrons à ATLAS. Un facteur de rejection sur les jets et les électrons de bruit de fond de 10^5 est requis [88] pour permettre une sélection pure d'électrons isolés. Cependant le facteur de rejet n'est généralement pas mesuré directement dans les données. Les caractéristiques des faux leptons (électrons faussement identifiés) dépendent fortement des signaux recherchés et chaque analyse mesure directement le nombre de faux leptons.

En parallèle de la réjection, une efficacité d'identification élevée est importante pour les processus dont le nombre d'événements attendus est faible. C'est le cas dans les recherches de nouvelles physiques (voir chapitre 5 et 6) et dans la recherche du boson de Higgs. Par exemple, la recherche $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ [101] prédit seize événements provenant d'un boson de Higgs dans la région de signal finale avec la combinaison des données 2011 et 2012, d'où l'importance d'une efficacité élevée.

Les analyses de recherche de nouvelle physique sont optimisées en fonction de l'efficacité d'identification des électrons et une connaissance précise est donc requise pour ne pas biaiser cette optimisation. En première approximation, les efficacités sont mesurées directement dans la simulation. Or les variables utilisées dans l'identification peuvent y être imparfaitement modélisées. Par exemple, la figure 4.1 montre deux variables calorimétriques. Les différences entre données et simulation donnent des efficacités qui peuvent différer jusqu'à 10%. Mesurer les efficacités dans les données directement permet donc d'éliminer le biais venant de la mauvaise simulation.

Enfin, le succès des mesures électrofaibles requiert une grande précision sur les mesures d'efficacité. Dans le cas des mesures de section efficace du W et du Z à 7 TeV, les incertitudes

systématiques sont typiquement de 1% pour les efficacités de reconstruction et 1.5% pour les efficacités d'identification alors que l'incertitude systématique totale est de 3%. Le but sera donc de réduire autant que possible les incertitudes liées aux mesures d'efficacités.

Une méthode de référence pour la mesure d'efficacité est la méthode *Tag&Probe* que nous allons décrire dans la section 4.2. Les mesures dans les 4.7 fb^{-1} de données collectées en 2011 avec ATLAS seront présentées dans la section 4.3. Puis la validation des efficacités avec les premières données collectées en 2012 à 8 TeV sera discutée dans la section 4.4.

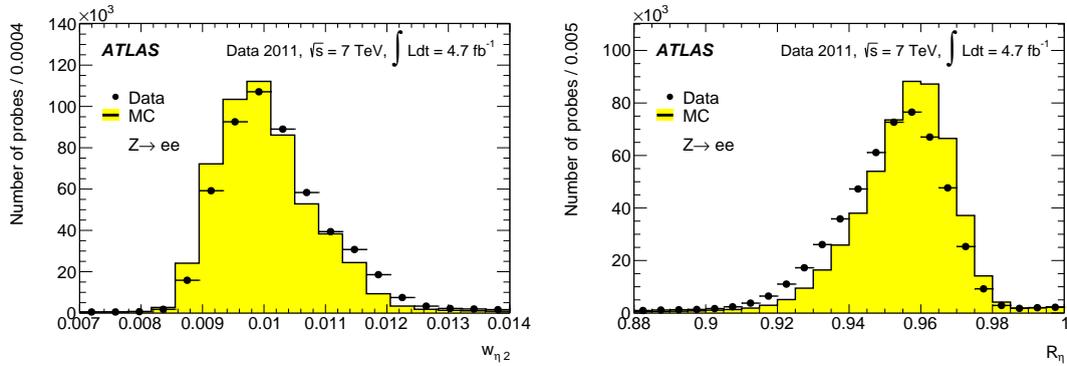


FIGURE 4.1: Comparaison de l'étalement de la gerbe électromagnétique dans la deuxième section du calorimètre $w_{\eta 2}$ et dans l'ensemble du calorimètre R_{η} entre simulation et données.

4.2 Méthode *Tag&Probe*

L'efficacité d'identification des électrons est définie par :

$$\epsilon = \frac{N_{e^{\pm}}^{ID} - N_B^{ID}}{N_{e^{\pm}}^{TP} - N_B^{TP}} \quad (4.1)$$

où $N_{e^{\pm}}^{TP}$ et N_B^{TP} indiquent le nombre d'électrons ayant passé la sélection *Tag&Probe* avec l'indice B indiquant que l'électron provient d'un processus de bruit de fond, et $N_{e^{\pm}}^{ID}$ et N_B^{ID} le sous ensemble identifié comme électron.

La difficulté est de sélectionner dans les données un lot d'électrons isolés sans biais, c'est à dire sans que la sélection des électrons inclue des critères corrélés à l'efficacité que l'on veut mesurer. La méthode *Tag&Probe* est basée sur l'utilisation de désintégration de particules connues : les bosons Z et W et le J/ Ψ dans le cas des électrons. Des événements contenant ces particules sont sélectionnés en appliquant des critères de sélection sur des objets annexes à l'électron. Dans le cas $Z \rightarrow ee$ et $J/\Psi \rightarrow ee$, un électron identifié avec des critères contraignants, **tight++** par exemple, est requis. Pour le $W \rightarrow e \nu_e$, c'est de l'énergie manquante élevée correspondant au neutrino qui est requise, $E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$ typiquement. L'électron et l'énergie manquante sont appelés les *tags*. Notons que pour un événement donné, chaque électron d'une paire tag&probe peut être satisfait à la fois les critères du tag et du probe. Dans ce cas les deux *tags* sont utilisés pour la suite.

Cette sélection basique permet d'avoir un lot d'événements avec des électrons non biaisés, appelés *probes*. Cependant d'autres processus comme les désintégrations Dalitz et les jets mal identifiés sont sélectionnés et constitueront le bruit de fond. Pour réduire le bruit de fond sans biaiser la sélection d'électrons, les caractéristiques physiques du processus visées sont utilisées. Les

sélections décrites maintenant s'inspirent des méthodes développées et utilisées dans les données 2010 [87] et sont celles appliquées avec les données 2011.

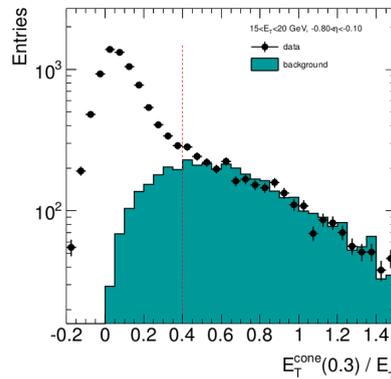


FIGURE 4.2: Exemple de modèle de bruit de fond dans la méthode Z iso pour des *probes* entre 15 et 20 GeV.

Pour la sélection d'un Z, la masse invariante de deux électrons de charges opposées est prise dans une fenêtre de masse de 10 GeV autour de la masse du boson Z. Pour le J/ Ψ , deux méthodes ont été développées [102] chacune utilisant des régions de signal basées sur l'isolation de la trace et de l'amas calorimétrique, une fenêtre sur la masse invariante des deux électrons et une fenêtre sur le temps de vie du J/ Ψ pour séparer ceux produits au sein d'un jet de ceux produits par processus dur. Pour le W, c'est une coupure sur la masse transverse qui est effectuée, de 40 à 50 GeV selon la coupure en E_T^{miss} . La région de signal est définie par des critères d'isolations sur le *probe*, typiquement $E_T^{cone}(0.3)/E_T < 0.4$. Un exemple de la distribution de cette variable d'isolation est montré dans la figure 4.2. Enfin une méthode *Tag&Probe* a été développée sur le boson Z qui ne se base pas sur la masse invariante mais seulement sur une coupure d'isolation, la même que dans le cas du W.

L'ensemble de ces méthodes permet d'avoir des mesures d'efficacité pour un intervalle d'impulsion transverse et de η le plus large possible. Ces trois processus physiques permettent de couvrir des électrons avec des impulsions transverses de 4 à 50 GeV. Seuls les électrons avec $|\eta| < 2.47$ sont traités ici, soit ceux traversant le détecteur interne et dont les informations sur la trace sont disponibles. Les distributions de *probes* en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo rapidité sont montrées dans la figure 4.3. Des méthodes spécifiques pour les électrons émis plus vers l'avant, jusqu'à $\eta = 4.9$, existent [103] mais ne sont pas décrites ici. Les efficacités mesurées par ces méthodes sont finalement combinés pour obtenir les mesures finales.

Dans les plages en impulsion et en pseudo rapidité considérées, la méthode *Tag&Probe* basée sur le boson Z considère plus de 2 millions de *probes* dans les données 2011. L'intervalle en p_T accessible est large, de 15 à 50 GeV et la distribution est uniforme en η dans l'intervalle $[-2.47; 2.47]$. Enfin le bruit de fond est relativement faible, quelques pourcents pour $40 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$. Cela évite d'ajouter des critères de sélection sur le *probe*, comme une coupure sur l'isolation dans le cas du W et donc de limiter au maximum les biais de sélection. La méthode reposant sur la masse invariante du boson Z va maintenant être décrite en détails dans les sections suivantes.

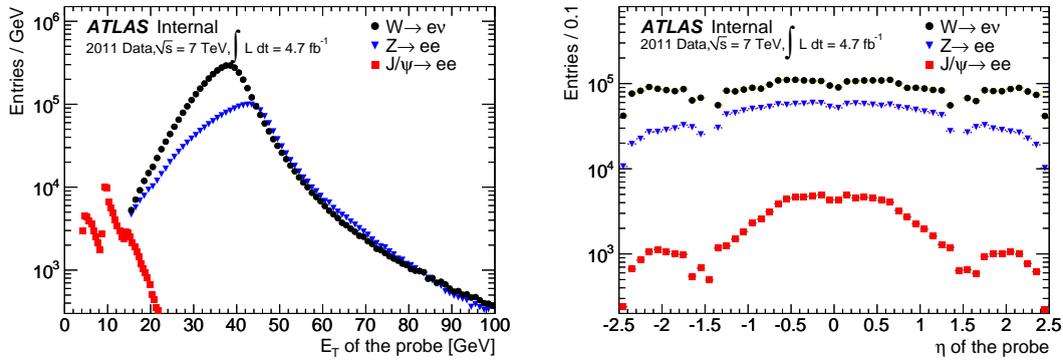


FIGURE 4.3: Distributions des *probes* après la sélection $Tag\&Probe$ pour différents processus en fonction de p_T à gauche et η à droite.

4.3 Mise en oeuvre dans les données 2011

4.3.1 Enjeux

En 2010, 40 pb^{-1} de données à 7 TeV ont été utilisés pour mesurer les efficacités d'identification des électrons. Les résultats avec les électrons provenant de Z sont montrés dans la figure 4.4. La statistique réduite limite le nombre d'intervalles considérés, dix en η et six en p_T . Le nombre d'électrons est cent fois plus élevé en 2011 et pour avoir des mesures d'efficacité plus précises, des intervalles en deux dimensions en fonction de p_T et de η sont construits. Pour les électrons provenant du Z et du W, sept intervalles en p_T sont utilisés, de 15 à 50 GeV par pas de 5 GeV. Pour η , 50 intervalles sont utilisés pour des impulsions supérieures à 20 GeV, sinon onze intervalles pour les *probes* entre 15 et 20 GeV. Les efficacités de chacun des menus d'identification sont mesurées dans tous ces intervalles.

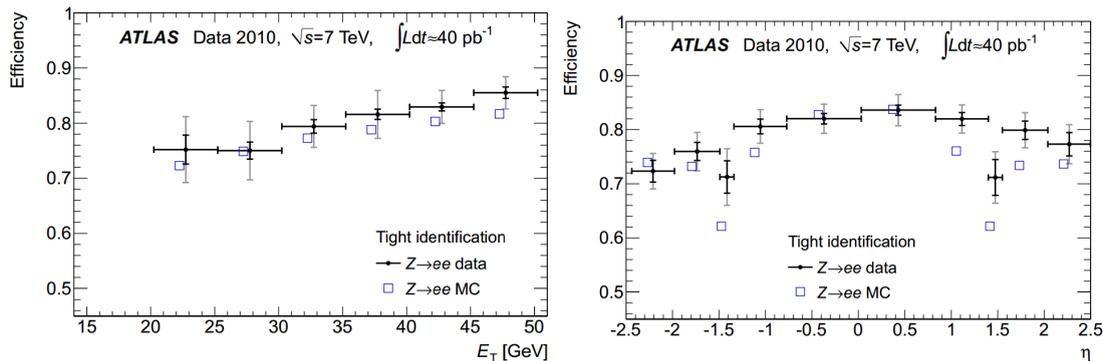


FIGURE 4.4: Mesure des efficacités d'identification pour les critères **tight** avec les électrons provenant de boson Z en fonction de l'impulsion transverse à gauche et la pseudo rapidité à droite dans les données 2010.

Malgré la méthode $Tag\&Probe$, trop de bruit de fond survie à la sélection, jusqu'à 50% dans l'intervalle 15 à 20 GeV, et une méthode de soustraction doit être mise en place. En 2010 deux méthodes sont utilisées. La première consiste à extrapoler les régions latérales de la masse invariante du Z, régions dominées par le bruit de fond. La seconde consiste à construire un modèle de bruit de fond puis à l'ajuster aux données pour ensuite le soustraire. Même si la statistique est limitée, c'est l'erreur lié à l'estimation du bruit de fond qui domine (notée comme

erreur systématique dans la table 4.1). L'objectif est alors d'améliorer ces méthodes d'estimation du bruit de fond pour diminuer les erreurs associées.

E_T en GeV	20 – 25	40 – 45
Stat.	3.5 %	0.9 %
Syst. (Bruit de fond)	5.8 %	2.5 %

TABLE 4.1: Incertitudes sur les mesures d'efficacité du critère d'identification **tight** en fonction de l'impulsion dans les données 2010.

4.3.2 Sélection des événements

Pour ne pas biaiser l'électron *probe*, seuls des déclenchements demandant un seul électron sont utilisés. Trois déclenchements selon la période de prises de données sont utilisés : *EF_e20_medium*, *EF_e22_medium* et *EF_e22vh_medium1*.

Le *tag* est sélectionné avec des critères contraignants pour limiter la contamination en faux électrons. Les critères d'identifications **tight++** présentés dans la section 3.3.3 sont appliqués. De plus, une impulsion transverse supérieure à 20 GeV est requise. Pour s'assurer une précision raisonnable sur la masse invariante des deux électrons, le *tag* est requis hors de la zone de transition tonneau - bouchon du calorimètre électromagnétique, soit $|\eta| \notin [1.37, 1.52]$.

Comme le critère de déclenchement inclut des critères d'identification, l'électron ayant déclenché l'acquisition doit être l'électron *tag*, c'est à dire être dans un cône avec $\Delta R < 0.15$ où $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$.

La sélection sur le *probe* se résume à être de charge opposée au *tag* et aux coupures de qualité standard des objets (reconstruction de l'électron avec un algorithme standard, qualité de la trace et coupure sur la fuite hadronique faisant partie de la reconstruction). De plus, pour suivre la sélection des événements Z dans les analyses Modèle Standard, aucun jet reconstruit avec l'algorithme AntiKt40 avec $p_T > 20$ GeV ne doit être présent dans un cône de $\Delta R = 0.4$ autour de l'électron. Enfin, une fenêtre de 10 GeV autour de la masse du Z est appliquée, entre 80 et 100 GeV pour réduire les bruits de fond, essentiellement provenant de processus QCD.

Après cette sélection, la contamination en bruit de fond est encore très défavorable pour une mesure précise d'efficacité, jusqu'à 50 % dans l'intervalle $15 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$. Une méthode dédiée pour mesurer et soustraire ce bruit de fond est développée afin d'avoir des mesures d'efficacité précises sur tout l'intervalle en impulsion transverse en η .

4.3.3 Première mesure avec les données 2011

Les efficacités mesurées et les méthodes utilisées ont été en constante évolution depuis les premières prises de données 2011 jusqu'à récemment¹. Les résultats ont été mis à jour à mesure que la compréhension du détecteur à travers la géométrie utilisée au sein des lots Monte Carlo a évolué. C'est surtout l'occasion à chaque itération d'améliorer les méthodes de mesures afin de diminuer les incertitudes sur les efficacités mesurées. La méthode basée sur la masse invariante du boson Z, mise en oeuvre au début de l'année 2011 et utilisée jusqu'au printemps 2012, est

1. Les efficacités 2011 sont actuellement recalculées au sein du groupe Tag&Probe en prenant en compte la dernière calibration sur l'énergie des électrons et en utilisant une nouvelle géométrie du détecteur, c'est à dire une nouvelle simulation GEANT4

ici présentée. Sa description permet de montrer les limites de l'estimation du bruit de fond et les pistes pour l'améliorer.

La méthode développée se passe en partie de la simulation Monte Carlo en utilisant directement les données collectées. Elle repose sur la construction d'un modèle permettant de connaître la forme des distributions du bruit de fond pour différentes variables physiques, en particulier la masse invariante des deux électrons. Ce modèle requiert un lot d'électrons passant la sélection *Tag&Probe* et majoritairement composé de bruit de fond. Pour cela, la réjection importante des critères d'identification est mis à profit : les *probes* ne satisfaisant pas les critères d'identification **loose++** sont considérées de manière à éliminer les nombreux événements $Z \rightarrow ee$ restant, typiquement 5% de tous les événements Z , seules les paires dont le *probe* et le *tag* sont de même charge sont considérées. Le bruit de fond étant essentiellement indépendant de la charge, les formes des distributions de bruit de fond ne seront a priori pas biaisées.

La totalité du bruit de fond n'entre pas dans le modèle et il doit donc être normalisé pour donner une estimation juste. Notons également que le bruit de fond doit être estimé à la fois au numérateur et au dénominateur de la formule 4.1. Pour cela, le même modèle de bruit de fond est utilisé mais avec une normalisation différente.

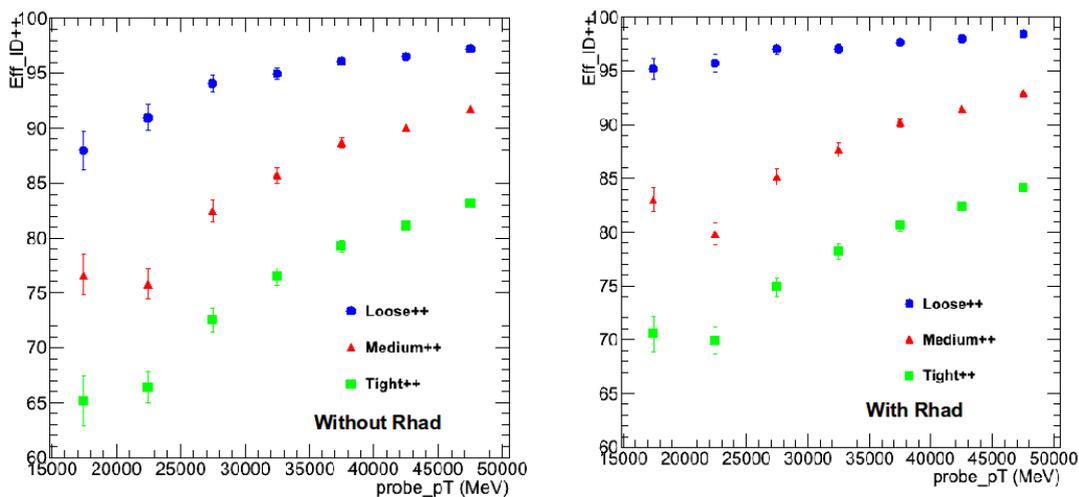


FIGURE 4.5: Efficacité de l'identification avec les critères **loose++**, **medium++** et **tight++** en fonction de l'impulsion transverse mesurée avec (à gauche) et sans (à droite) la coupure sur la fuite hadronique appliquée dans la sélection de l'électron *probe*.

La figure 4.5 montre un exemple d'efficacité mesurée grâce à cette méthode : les efficacités **loose++**, **medium++** et **tight++** selon que la coupure de fuite hadronique notée R_{Had} est appliquée ou non à la reconstruction des *probes* sont comparées. A bas p_T , entre 15 et 30 GeV, les efficacités d'identification augmente de 2 à 6 % après l'application de R_{Had} dans les données alors qu'elles sont constantes dans la simulation. L'estimation du bruit de fond semble en cause et ne fonctionne pas dans cette intervalle en impulsion.

Or cette région est cruciale pour la recherche $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ en quatre électrons et pour un Higgs de 126 GeV, l'un des Z n'est pas sur couche masse, $m(Z^*) = 36$ GeV. Les électrons provenant de sa désintégration ont une impulsion transverse d'une quinzaine de GeV dont l'identification est indispensable à la reconstruction du Higgs.

D'autres points négatifs peuvent être remarqués :

- Les paires de même charge dans le modèle de bruit de fond peuvent modifier la composition du bruit de fond et donc la fausser.
- Un lot d'électrons dans le modèle indépendant de celui utilisé pour la mesure d'efficacité favorise une grande erreur statistique

Ces limites ont conduit au développement d'un nouveau modèle de bruit de fond qui va maintenant être décrit.

4.3.4 Redéfinition du modèle de bruit de fond

La sélection du bruit de fond est effectuée avec la même technique d'inversion des critères d'identification. Afin d'approcher la composition réelle en bruit de fond, le critère de charges de même signe est abandonné et le modèle est bâti sur des paires de charges opposées. Le problème est maintenant la contamination en signal.

Deux techniques sont employées pour la réduire. La première consiste à demander que plusieurs critères d'identification **loose**++ aient échoué, au lieu d'un seul. Cela réduit notablement la contamination en Z mais ce n'est pas suffisant : après cette sélection et pour $p_T > 45$ GeV, 15 % des événements proviennent encore d'un Z . Un critère d'isolation inversé supplémentaire est appliqué, l'électron est requis avoir un certain seuil d'énergie dans un cône de $\Delta R = 0.4$ au niveau calorimétrique. Le choix de la coupure d'isolation relève d'un compromis entre le rejet du signal et la sélection du bruit de fond. Plus la coupure est sévère, plus la forme du bruit de fond est affectée et la mesure d'efficacité biaisée. De manière nominale, la coupure utilisée est $E_T^{cone,40}/p_T(probe) > 0.5$. Les contaminations en signal, estimées par simulation Monte Carlo sont montrées dans le tableau 4.2. Les modèles de bruit de fond sont alors contaminés à moins de 1% en signal dans tous les intervalles en p_T et η ce qui est satisfaisant pour une mesure précise des efficacités.

Les formes des distributions de la masse invariante pour les bruits de fond permettent maintenant d'expliquer l'échec du modèle de bruit de fond basé sur les paires de même charge. Les figures 4.6 et 4.7 montrent la forme des deux modèles de bruit de fond ainsi que celle obtenue en sélectionnant les paires de charges opposées échouant les critères **loose**++. Cette dernière contient le maximum de bruit de fond mais est contaminée en signal : elle permet donc de vérifier la bonne forme du modèle en dehors du pic du Z . A basse masse invariante, entre 60 et 90 GeV, le modèle basé sur les paires de même signe sous-évalue le bruit de fond d'environ 10%, causant la mauvaise mesure à basse impulsion vu dans la section précédente. Or, le nouveau modèle reproduit mieux la forme du bruit de fond à bas p_T comme on le voit plus clairement sur la figure 4.8. Comparés aux paires de charges opposées échouant les critères **loose**++, 2 à 3% de bruit de fond en moins est prédit à basse masse invariante. Cela correspond à la contamination en Drell Yan qui est du signal et ne doit donc pas entrer dans le modèle.

La normalisation du modèle est faite grâce à la queue de distribution à haute masse invariante. La région utilisée est $120 < m(ee) < 250$ GeV. Le facteur de normalisation est défini par $\frac{N_{data}^{base}}{N_{data}^{template}} \Big|_{high\ tail}$. Pour $m(ee) > 120$ GeV, la majorité des paires $Tag\&Probe$ est du bruit de fond. Cependant la queue de distribution est contaminée en Z^* . Pour estimer l'impact sur l'efficacité de la contamination en signal, le rapport entre nombre d'événements de signal dans la queue en masse invariante, $m(ee) > 120$ GeV, et sous le pic du Z , $80\text{GeV} < m(ee) < 100\text{GeV}$, est estimé par Monte Carlo. l'ensemble des mesures est regroupé dans la table 4.3. L'efficacité peut être biaisée jusqu'à 1%.

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	0.86 ± 0.09	0.87 ± 0.10	0.38 ± 0.13	0.70 ± 0.09	0.41 ± 0.07
$20 < p_T < 25$	0.75 ± 0.05	0.88 ± 0.07	0.23 ± 0.07	0.60 ± 0.06	0.35 ± 0.05
$25 < p_T < 30$	0.53 ± 0.03	0.65 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.38 ± 0.04	0.24 ± 0.03
$30 < p_T < 35$	0.50 ± 0.02	0.59 ± 0.03	0.27 ± 0.05	0.41 ± 0.03	0.30 ± 0.03
$35 < p_T < 40$	0.35 ± 0.02	0.39 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.28 ± 0.03	0.29 ± 0.03
$40 < p_T < 45$	0.25 ± 0.01	0.26 ± 0.02	0.08 ± 0.02	0.21 ± 0.02	0.22 ± 0.03
$45 < p_T < 50$	0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.02	0.02 ± 0.02	0.18 ± 0.02	0.12 ± 0.02

TABLE 4.2: Fraction de *probes* provenant d'un boson Z entrant dans le modèle de bruit de fond en signal, exprimée en pourcents dans différents intervalles en p_T et η

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	0.26 ± 0.06	0.55 ± 0.11	0.75 ± 0.27	0.75 ± 0.13	1.09 ± 0.17
$20 < p_T < 25$	0.26 ± 0.04	0.43 ± 0.07	0.79 ± 0.18	0.36 ± 0.07	0.64 ± 0.10
$25 < p_T < 30$	0.27 ± 0.03	0.37 ± 0.04	0.49 ± 0.11	0.52 ± 0.06	0.58 ± 0.07
$30 < p_T < 35$	0.23 ± 0.02	0.33 ± 0.03	0.29 ± 0.07	0.49 ± 0.05	0.46 ± 0.05
$35 < p_T < 40$	0.28 ± 0.02	0.31 ± 0.02	0.44 ± 0.07	0.37 ± 0.04	0.49 ± 0.05
$40 < p_T < 45$	0.29 ± 0.02	0.31 ± 0.02	0.35 ± 0.06	0.45 ± 0.04	0.56 ± 0.05
$45 < p_T < 50$	0.68 ± 0.03	0.83 ± 0.05	1.00 ± 0.13	0.79 ± 0.06	1.10 ± 0.09

TABLE 4.3: Rapport du nombre de *probes* de signal dans la queue de distribution et sous le pic du Z exprimé en pourcent.

Pour prendre en compte cette contamination, un lot de simulation Z est utilisé. Les électrons satisfaisants les critères **tight++** sont normalisés dans la région du pic du Z. Puis l'estimation Monte Carlo dans la queue de distribution est soustraite du terme $N_{\text{data}}^{\text{base}}$ avant la normalisation.

Pour le fond au numérateur, la forme de la distribution de $m(ee)$ pour les événements de fond est supposée être la même que celle du dénominateur. Le même modèle de bruit de fond est donc utilisé. Pour la normalisation, la queue en masse invariante est essentiellement composée de signal au numérateur et on ne peut donc pas l'utiliser pour normaliser le modèle. Pour y remédier, c'est le nombre de paires d'électrons de même charge dans la queue de distribution en masse invariante qui est utilisé pour la normalisation.

Finalement, tous les éléments sont maintenant disponibles pour estimer le fond. Cela se résume dans la formule suivante pour le dénominateur (la formule est équivalente pour le numérateur) :

$$N_{\text{B}}|_{\text{pic}} = N_{\text{data}}^{\text{template}}|_{\text{pic}} \times \frac{(N_{\text{data}}^{\text{base}} - k \cdot N_{\text{MC}}^{\text{base}})}{N_{\text{data}}^{\text{template}}}|_{\text{high tail}} \quad \text{avec } k = \frac{N_{\text{data}}^{\text{tight}}}{N_{\text{MC}}^{\text{tight}}}|_{\text{pic}} \quad (4.2)$$

où *base* fait référence aux électrons passant la sélection *Tag&Probe* nominale, *template* fait référence aux électrons entrant dans le modèle de bruit de fond. *tight* sont les *probes* satisfaisant la sélection *Tag&Probe* nominale et les critères **tight++**. Enfin *high tail* et *pic* correspondent aux paires avec $120\text{GeV} < m(ee) < 250\text{GeV}$ et $80\text{GeV} < m(ee) < 100\text{GeV}$ respectivement.

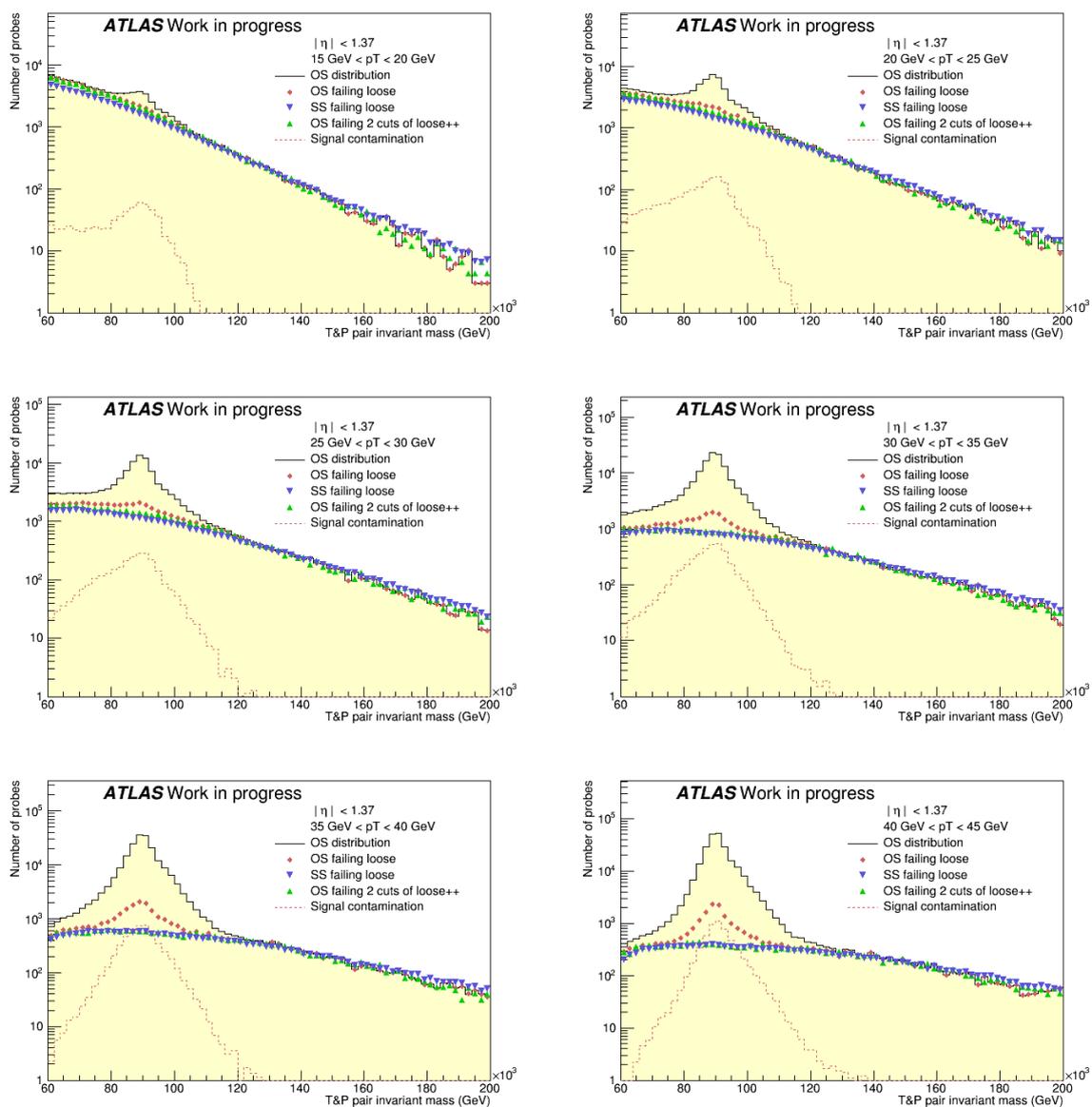


FIGURE 4.6: Comparaison des modèles de bruit de fond intégré dans le tonneau du calorimètre de gauche à droite et de haut en bas de 15 à 45 GeV en impulsion transverse.

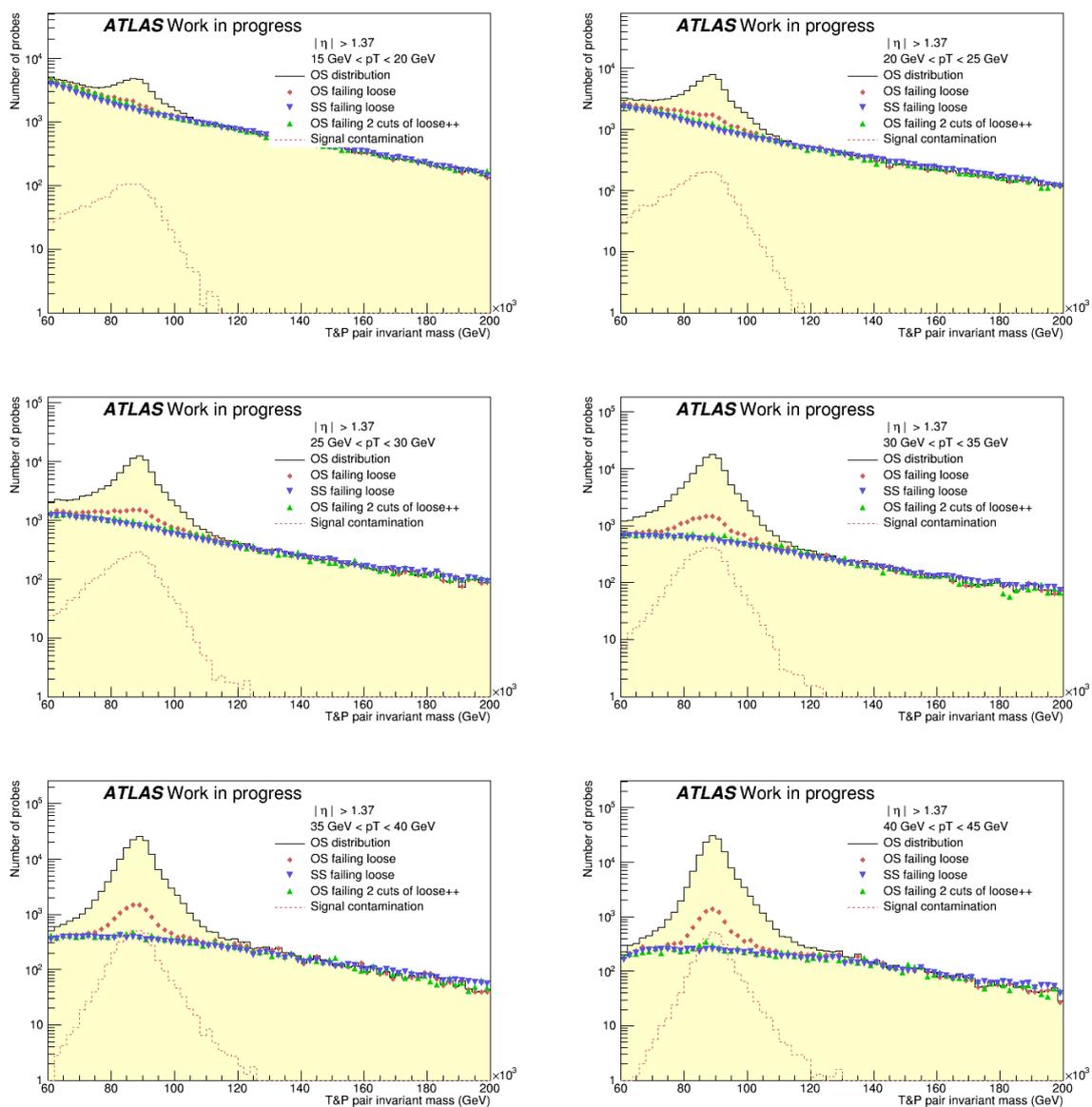


FIGURE 4.7: Comparaison des modèles de bruit de fond intégré dans le bouchon du calorimètre de gauche à droite et de haut en bas de 15 à 45 GeV en impulsion transverse.

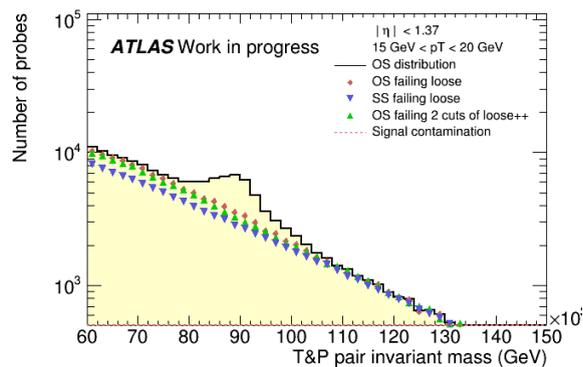


FIGURE 4.8: Zoom sur le désaccord en modèle de bruit de fond à basse impulsion transverse.

Les rapports $\frac{S}{B}$ intégrés en η sont montrés dans la table 4.4. La quantité de bruit de fond est maximale à bas p_T , jusqu'à 30 % de bruit de fond après sélection *Tag&Probe*. Ces chiffres sont obtenus avec application d'une coupure sur la fuite hadronique R_{Had} dans la sélection des *probes*.

pT (GeV)	[15,20]	[20,25]	[25,30]	[30,35]	[35,40]	[40,45]	[45,50]
S/B	9 - 3	22 - 8	53 - 18	138 - 41	288 - 82	655 - 159	547 - 147

TABLE 4.4: Maximum et minimum du rapport S/B pour les 18 variations systématiques détaillées dans la section 4.3.5, après la sélection *tag&probe* et estimé au dénominateur.

4.3.5 Incertitudes

Incertitudes statistiques

La formule générale de l'incertitude statistique sur l'efficacité est donnée par :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{1}{\Delta N_{e^\pm}^{TP}} \sqrt{(1 - 2\varepsilon) \Delta N_{e^\pm}^{ID^2} + \varepsilon^2 \Delta N_{e^\pm}^{TP^2}} \quad (4.3)$$

Le but est de calculer les termes $\Delta N_{e^\pm}^{TP}$ et $\Delta N_{e^\pm}^{ID}$. Ces termes dépendent du nombre de paires d'électrons passant la sélection *Tag&Probe* et du nombre de paires d'électrons entrant dans le modèle de bruit de fond. Or, ces deux termes ne sont pas orthogonaux et pour propager l'incertitude statistique, des variables indépendantes sont construites :

$$\begin{aligned} - N_{pic}^{indpt} &= N_{pic}^{TP} - N_{pic}^{template} \\ - N_{high\ tail}^{indpt} &= N_{high\ tail}^{TP} - N_{high\ tail}^{template} \end{aligned}$$

En réécrivant le nombre de *probes* au dénominateur en fonction de ces variables, on obtient :

$$N_{Den} = N_{e^\pm}^{TP} - N_B^{TP} = N_{pic}^{indpt} - N_{pic}^{template} \frac{N_{high\ tail}^{template}}{N_{high\ tail}^{indpt}} \quad (4.4)$$

En utilisant la formule de propagation d'incertitudes, on obtient l'expression suivante pour l'incertitude :

$$\Delta N_{Den} = \sqrt{N_{pic}^{indpt} + \left(\frac{N_{pic}^{template} N_{high\ tail}^{template}}{N_{high\ tail}^{indpt}} \right)^2 \left(\frac{1}{N_{pic}^{template}} + \frac{1}{N_{high\ tail}^{template}} + \frac{1}{N_{high\ tail}^{indpt}} \right)} \quad (4.5)$$

L'incertitude statistique suit la distribution de *probes* en fonction de p_T . Elle est minimale entre 40 et 50 GeV, typiquement $\pm 0.4\%$, et maximale dans le premier intervalle en p_T , de l'ordre de 1 à 2 %. Ces chiffres varient selon que les efficacités sont données en deux dimensions ou intégrées.

Incertitudes systématiques

La sélection *Tag&Probe* peut influencer l'efficacité mesurée. La sélection du *tag* est basée nominalement sur les critères d'identification **tight++**. Relâcher ou durcir les critères de sélection du *tag* permet de faire varier le niveau de bruit de fond mais aussi sa nature (fond avec électron isolé comme W+jets contre processus QCD). La stabilité de la méthode selon la quantité de

bruit de fond peut ainsi être vérifiée. Pour la diminuer, une coupure d'isolation est ajoutée aux critères **tight++**, $E_T^{cone40} < 5$ GeV et pour l'augmenter les critères **medium++** sont appliqués avec cette même coupure d'isolation. A bas p_T , le rapport $\frac{B}{B+S}$ varie de $\pm 5\%$ alors qu'il varie typiquement de $\pm 1\%$ pour une impulsion entre 40 et 50 GeV.

La fenêtre autour de la masse du Z est prise à [80, 100] GeV dans la sélection standard. Faire varier les bornes de cet intervalle permet de faire varier la fraction de bruit de fond mais aussi les caractéristiques des *probes* : pour un Z, une masse invariante inférieure à 85 GeV est généralement causée par un rayonnement de freinage de l'un des électrons. Le succès des critères d'identification peut en être affecté et cela doit être pris en compte dans l'incertitude systématique. Trois intervalles sur la masse invariante sont utilisés : [70, 100] , [75, 105] et [80, 100]. La quantité de bruit de fond est de 10% typiquement à basse impulsion selon les intervalles en η considérés.

Le modèle de bruit de fond est partiellement contaminé en signal comme on l'a vu dans la table 4.2. Pour faire varier la contamination en signal, la coupure d'isolation est modifiée de 0.05 à 0.2. Les nouvelles contaminations en signal sont montrées dans la table 4.5.

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	0.55 ± 0.07	0.54 ± 0.08	0.21 ± 0.10	0.40 ± 0.07	0.22 ± 0.05
$20 < p_T < 25$	0.37 ± 0.04	0.39 ± 0.05	0.16 ± 0.06	0.26 ± 0.04	0.11 ± 0.03
$25 < p_T < 30$	0.21 ± 0.02	0.21 ± 0.03	0.11 ± 0.04	0.09 ± 0.02	0.10 ± 0.02
$30 < p_T < 35$	0.13 ± 0.01	0.13 ± 0.02	0.06 ± 0.02	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.02
$35 < p_T < 40$	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.04 ± 0.02	0.05 ± 0.01	0.03 ± 0.01
$40 < p_T < 45$	0.03 ± 0.00	0.02 ± 0.00	0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.00	0.02 ± 0.01
$45 < p_T < 50$	0.02 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.00 ± 0.00	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.01

TABLE 4.5: Fraction de *probes* provenant d'un boson Z entrant dans le modèle de bruit de fond en signal, exprimée en pourcent dans différents intervalles en p_T et η avec une coupure sur l'isolation $E_T^{cone40}/p_T > 0.2$.

Dix huit variations sont effectuées et la variance des dix huit efficacités mesurées est prise comme incertitude systématique. Pour les mesures en deux dimensions, les incertitudes systématiques sont inférieures aux statistiques. Pour des *probes* entre 15 et 20 GeV d'impulsion, les incertitudes sont typiquement de 1% alors qu'à haut p_T , elles sont de l'ordre de 0.1%. Bien sûr, le rapport entre incertitudes statistique et systématique évolue si on intègre les mesures en η ou p_T et les chiffres cités précédemment sont seulement indicatifs.

4.3.6 Résultats

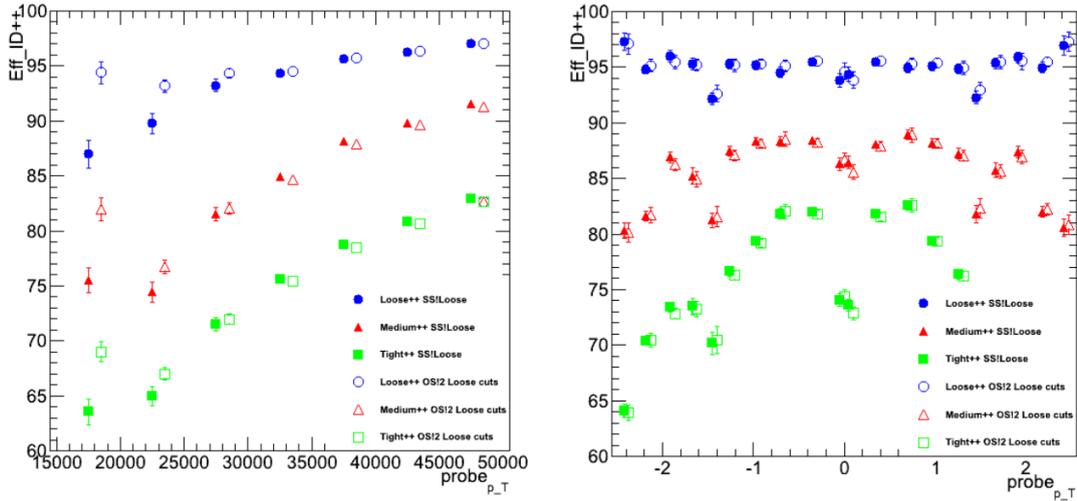


FIGURE 4.9: Comparaison de l'efficacité mesurée dans les données en une dimension (à gauche en fonction de p_T et à droite en fonction de η) entre le nouveau modèle et l'ancien modèle de bruit de fond.

Pour visualiser les résultats, les efficacités sont intégrées soit en η et soit en p_T . Une comparaison des efficacités mesurées avec deux modèles de bruit de fond est montrée dans la figure 4.9. L'efficacité à bas p_T , entre 15 et 20 GeV, est plus haute avec la nouvelle méthode de 5% environ². Dans les trois premiers intervalles en p_T , l'efficacité est significativement plus grande qu'avec le modèle de bruit de fond précédent. Les incertitudes systématiques sont plus faibles, typiquement divisés par 2. Cela suggère la meilleure estimation du bruit de fond à bas p_T , ce qui était le but de l'introduction de cette nouvelle méthode. A haut p_T , l'efficacité est en accord dans les incertitudes avec le modèle précédent.

Les résultats en deux dimensions sont montrés dans la figure 4.10. Pour le critère **loose++**, les efficacités sont constantes en η . Par contre, les critères **medium++** et **tight++** incluent des coupures sur des variables dont l'efficacité dépend de η comme les variables du TRT et les variables utilisant à la fois la trace et le calorimètre ($\Delta\eta$ et $\Delta\Phi$ entre la trace et l'amas calorimétrique). Les deux modèles de bruit de fond donnent un bon accord sur les efficacités en fonction de η .

2. les critères d'identification sont relâchés entre 15 et 20 GeV. L'efficacité plus grande dans l'intervalle [15, 20] par rapport à [20, 25] et [25, 30] est donc attendue.

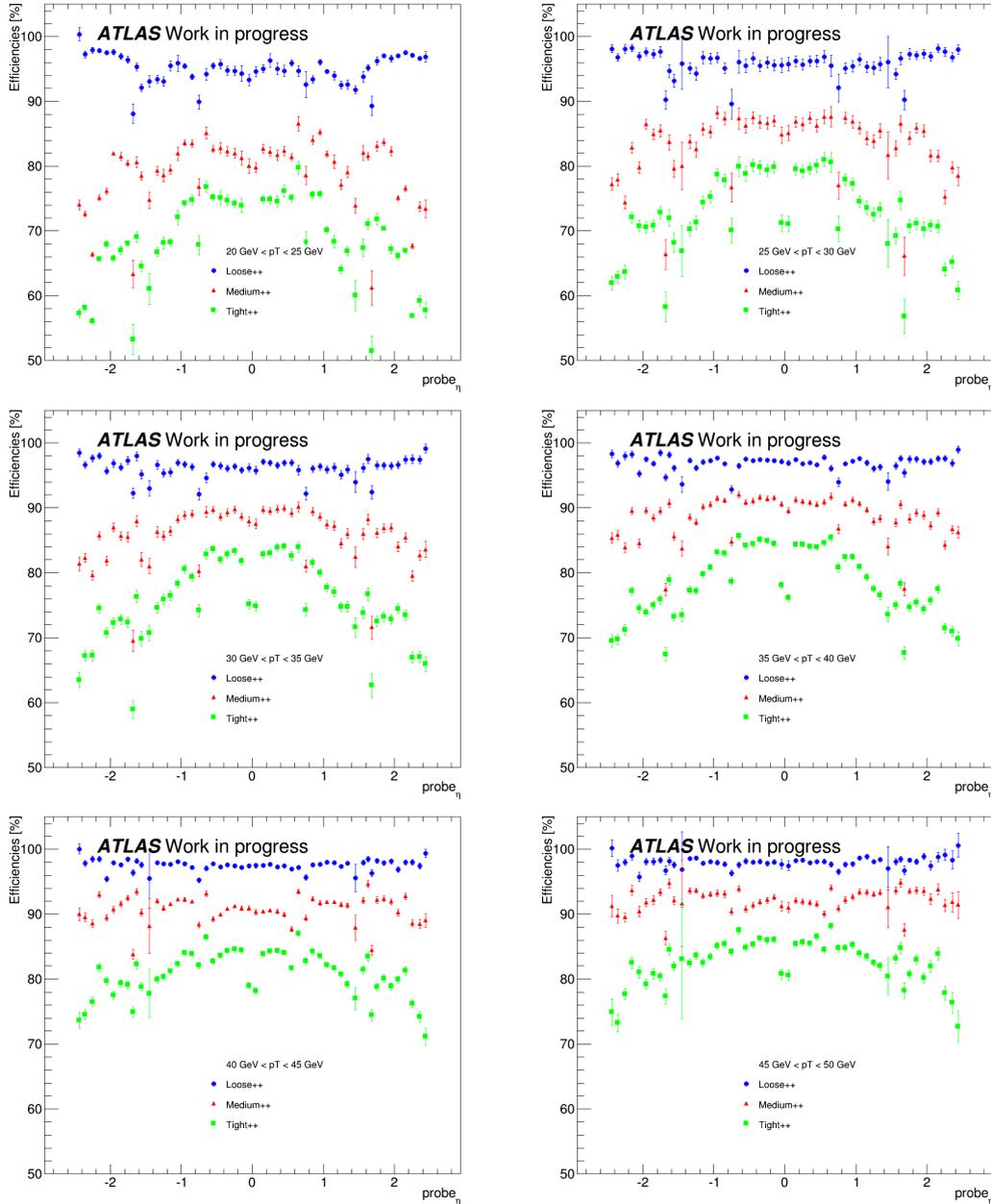


FIGURE 4.10: Résultats des mesures d'efficacités en deux dimensions pour les trois menus d'identification

4.3.7 Accord entre méthodes *Tag&Probe*

Comme décrit dans la section 4.2, deux méthodes sont utilisées avec le boson Z pour mesurer les efficacités en 2011. Celle décrite dans la section 4.3.4 se base sur la forme de la distribution en masse invariante et sera abrégée par méthode "Z mass". La seconde se base sur l'isolation des *probes*. La variable discriminante n'est plus la masse invariante mais l'isolation définie par la valeur de E_T^{cone30}/E_T . Pour réduire le bruit de fond une coupure à $E_T^{cone30}/E_T < 0.4$ est appliquée. Puis le bruit de fond restant est estimé en construisant un modèle à la manière de ce qui est fait dans la méthode Z mass. Un exemple de ce modèle est présenté dans la figure 4.2.

La méthode *Z iso* est complémentaire à la méthode *Z mass* du fait qu'elle permet de mesurer l'efficacité en fonction de $m(ee)$. Toutefois définir une région de signal sur l'isolation des *probes* peut être corrélé aux critères d'identification et peut donc induire un biais dans les efficacités mesurées.

Un effort d'harmonisation de la sélection et des variations systématiques utilisées a permis d'atteindre un très bon accord entre les deux méthodes. La comparaison des efficacités obtenues avec les deux méthodes est présentée dans la figure 4.11. Pour des *probes* avec $p_T > 30$ GeV, l'accord est meilleur que le pourcent dans tous les intervalles en η , quoique systématiquement plus grande dans le cas *Z iso*. De plus, les différences sont couvertes par les incertitudes statistique et systématique.

Si on compare les incertitudes statistiques, elles diffèrent d'un facteur deux entre les méthodes *Z iso* et *Z mass*. En fait, la forme du bruit de fond varie peu dans les intervalles proches en η . Avec la méthode *Z iso*, plutôt que de construire un modèle par intervalle en η et p_T , les intervalles proches en η sont regroupés et un seul modèle de bruit de fond est construit pour 5 intervalles en η typiquement. Cela permet de réduire significativement l'erreur statistique provenant de l'estimation du bruit de fond. Cette technique a d'ailleurs été étendue à la méthode *Z mass* pour fournir les résultats finaux.

Finalement, les résultats des deux méthodes ne peuvent être combinés car statistiquement non indépendants. Cependant les différences observées sont ajoutés comme incertitude systématique aux valeurs mesurées avec *Z mass*.

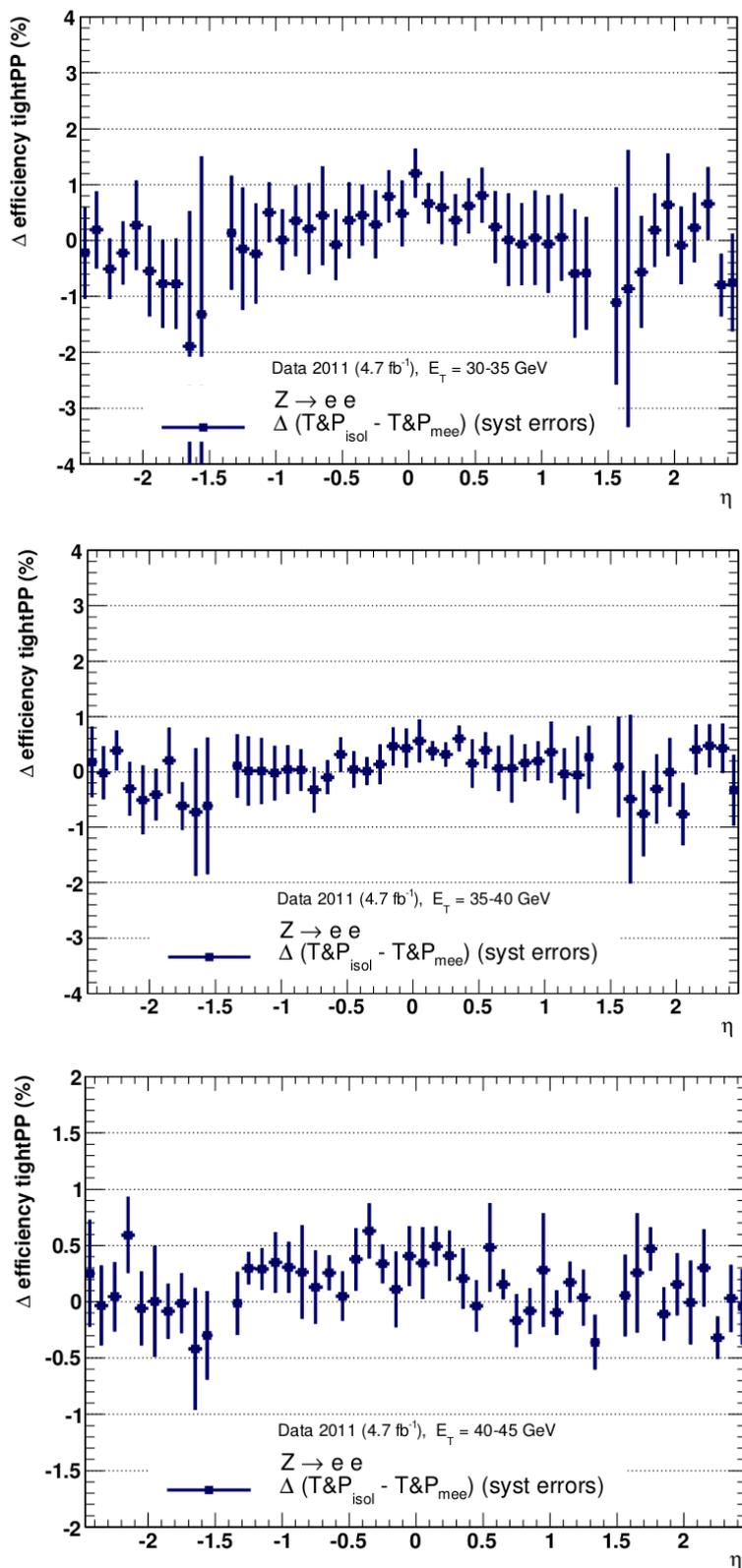


FIGURE 4.11: Différences entre les valeurs centrales d'efficacité entre la méthode basée sur la masse invariante des deux électrons et celle basée sur l'isolation du *probe*.

4.3.8 Combinaison

Les résultats des différents canaux présentés dans la section 4.2 sont combinés pour donner les efficacités finales. Chaque méthode réalise des variations qui peuvent être communes à toute comme la sélection du *tag* et d'autres propres à chacune (variations de la coupure d'isolation dans la définition du modèle). Les incertitudes corrélées et non corrélées entre ces méthodes sont distinguées dans les résultats.

Deux combinaisons sont effectuées, l'une pour $p_T > 20$ GeV où les résultats avec le W et le Z sont combinés. Pour $p_T < 20$ GeV, les résultats des deux méthodes utilisant le J/Ψ et la méthode Z mass dans l'intervalle $15 < p_T < 20$ GeV sont combinés. Les modalités de combinaisons sont détaillés dans [103]. Les efficacités obtenues sont montrées dans les figures 4.12 et 4.13.

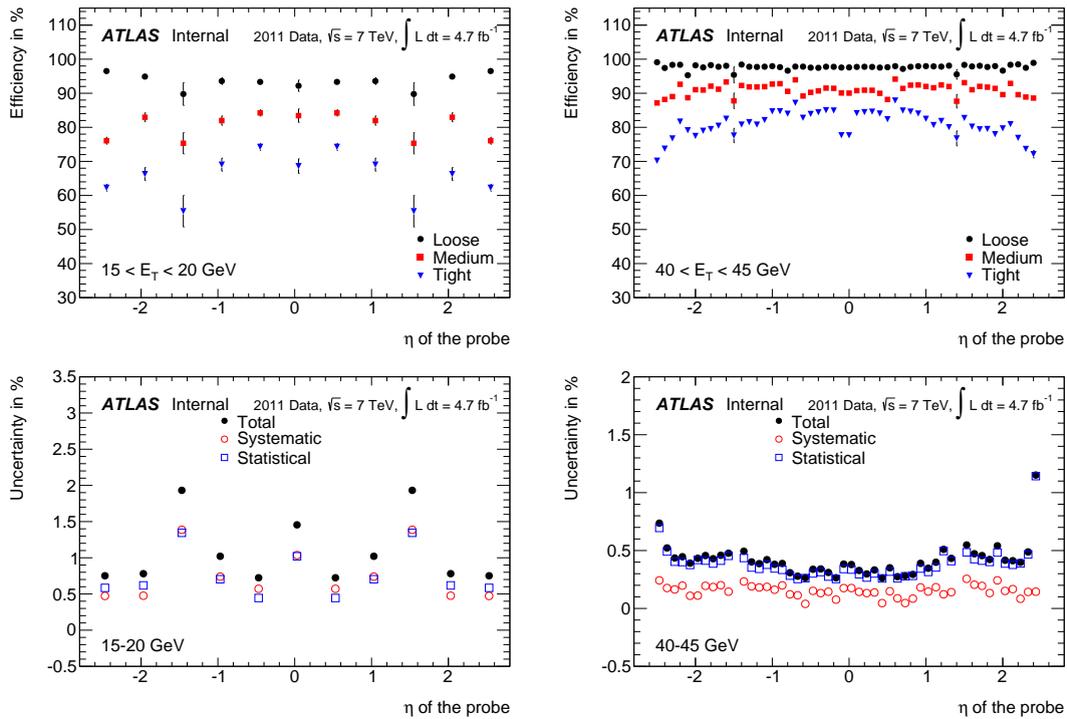


FIGURE 4.12: Efficacités après combinaison en deux dimensions dans deux intervalles en p_T .

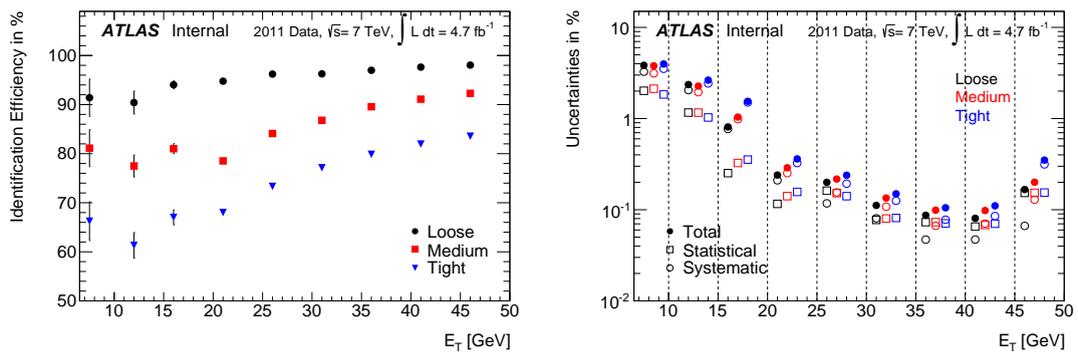


FIGURE 4.13: Efficacités intégrées sur η et comparaison des erreurs statistiques et systématiques.

Globalement les erreurs statistiques dominent dans les mesures en deux dimensions mais après intégration des résultats en une dimension, les erreurs systématiques dominent, en particulier à bas p_T . Finalement, pour des électrons avec $p_T > 20$ GeV, la précision sur l'efficacité est meilleure que le pourcent.

La redéfinition du modèle de bruit de fond a permis d'avoir une méthode fiable pour mesurer les efficacités d'identification à l'aide des événements Z sur une large plage d'impulsion transverse et de réduire les incertitudes liées à cette mesure. Le défi est maintenant d'avoir des performances au moins équivalentes avec les données prises en 2012 dans lesquelles le bruit d'empilement a plus que doublé en moyenne.

4.4 Validation des performances indépendantes de l'empilement dans les données 2012

Le boson de Higgs est un élément essentiel du programme de physique du LHC et d'ATLAS. La théorie sous jacente et sa phénoménologie ont été présentés dans le chapitre 1.

Un des canaux pour la recherche du Higgs est la désintégration en deux bosons Z. Il offre une sensibilité sur un grand intervalle en masse de Higgs, de 120 GeV à 600 GeV. En décembre 2011, un excès dans les données a été observé dans plusieurs canaux, notamment dans le canal deux photons. Cette excès concorde avec un boson de Higgs d'une masse de 126 GeV. Dans ce scénario, l'un des deux Z est hors couche de masse à 36 GeV. La recherche du Higgs en quatre leptons requiert donc l'identification de ces derniers dont deux auront typiquement une impulsion transverse de 15 GeV.

La section efficace $H \rightarrow ZZ$ à 7 TeV est de l'ordre de 0.5 pb pour un boson de Higgs de 126 GeV. Après les rapports d'embranchements en leptons appliqués, il y a moins d'un événement en quatre électrons et trois en deux électrons et deux muons attendus dans les données 2011.

Pour détecter une désintégration du Higgs en quatre électrons ou en deux électrons et muons, une haute efficacité d'identification et de reconstruction est donc nécessaire. Les critères d'identification les moins contraignants sont donc utilisés comme **loose++** par exemple. Le but est d'avoir une acceptation suffisante en 2012 pour permettre des mesures comme le spin et la masse dans le canal en quatre leptons.

4.4.1 Impact de l'empilement sur l'efficacité

De 2011 à 2012, le nombre moyen de collision par interaction de paquets de protons a doublé (voir la figure 3.2 dans le chapitre 3). Cela se traduit par une activité hadronique accrue dans le calorimètre et le détecteur interne qui affecte l'identification des électrons. La figure 4.14 montre l'impact sur l'efficacité en fonction du nombre de vertex primaires dans l'événement. En extrapolant la courbe d'efficacité, une baisse de près de 5% est attendue sur les critères **loose++**. De plus ces 5% sont optimistes pour les électrons provenant d'une désintégration de Higgs. Il est à noter que ce graphique correspond à des électrons d'impulsion transverse majoritairement comprise entre 40 et 50 GeV. On peut donc s'attendre à des effets plus importants pour des électrons d'une quinzaine de GeV.

L'efficacité impacte en puissance quatre la reconstruction d'un Higgs. Une baisse de 5% d'efficacité d'identification sur un électron donne une baisse de près de 20% d'acceptation pour des

états finaux à quatre électrons. Pour augmenter au maximum l'acceptance, le menu d'identification doit être réoptimisé.

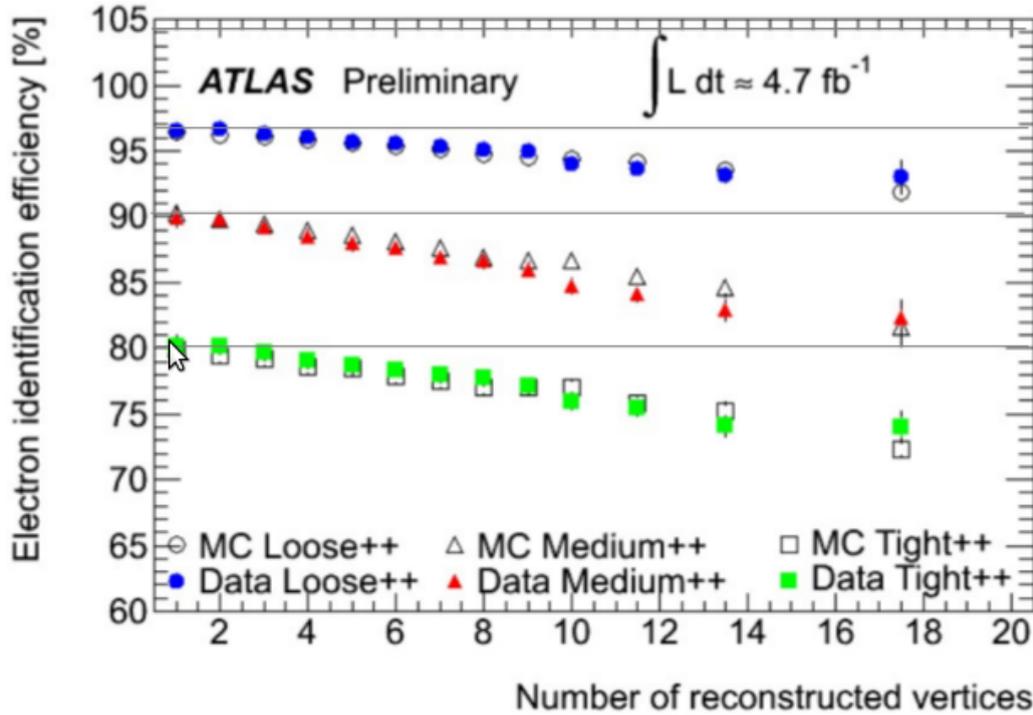


FIGURE 4.14: Comparaison de l'efficacité des critères d'identification des électrons en fonction du nombre de vertex primaires identifiés dans l'événement.

4.4.2 Menu d'identification indépendant de l'empilement

Plus d'une dizaine de variables sont utilisées dans l'identification des électrons. Certaines sont plus sensibles que d'autres à l'empilement. En fait l'empilement agit comme un bruit global dans tout le calorimètre électromagnétique. Ainsi plus la variable utilise une zone étendue du calorimètre, plus l'effet de l'empilement est important et moins bonne sera l'efficacité de la variable.

La variable la plus sensible est la fuite hadronique notée R_{Had} qui est le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique et électromagnétique. Une autre variable très sensible est R_{η} et représente l'étalement latéral de la gerbe électromagnétique. Elle est calculée comme le rapport entre l'énergie au centre et l'énergie totale de la gerbe.

Pour réduire l'impact de l'empilement, les coupures sur ces deux variables sont relâchées. Pour conserver le même taux de réjection dans les menus d'identification, des variables équivalentes et robustes à l'empilement sont utilisées. Pour compenser les coupures réduites sur R_{Had} , une coupure sur f_3 est introduite. C'est le rapport de l'énergie dans la troisième couche sur l'énergie totale du calorimètre électromagnétique. Elle est complémentaire à R_{Had} tout en utilisant un volume réduit du calorimètre et donc plus robuste face au bruit d'empilement. De manière équivalente pour R_{η} , la coupure sur w_{tot} est durcie, où w_{tot} est l'étalement de la gerbe dans la première couche du calorimètre électromagnétique.

Les nouveaux critères d'identification permettent de conserver le même taux de réjection que le menu précédent tout en limitant la perte d'efficacité due à l'empilement. Cependant, ce menu

n'a été ajusté que par simulation Monte Carlo. Une vérification directement dans les données est donc cruciale.

4.4.3 Validation avec les premières données 2012

Grâce aux premières données prises en 2012, la méthode décrite dans la section précédente est utilisée pour mesurer l'efficacité en fonction de l'empilement. 770pb^{-1} de données à 8 TeV sont ici considérées. Contrairement à précédemment où des modèles de bruits de fond étaient construits pour chaque intervalle en p_T et η , c'est dans chaque intervalle en nombre de vertex primaires que le bruit de fond est estimé : 15 intervalles de 2 à 20 vertex primaires sont utilisés.

Les résultats sont montrés dans la figure 4.15. L'efficacité en fonction de l'empilement est maintenant plate en fonction du nombre de vertex primaires comme prédit par la simulation Monte Carlo. De plus un bon accord entre données et simulation est observé pour les critères **loose++**. Pour le menu **medium++**, un écart constant de 2% est observée. Cela provient d'une mauvaise simulation de la variable f_3 . Des facteurs de corrections sont ensuite appliqués pour corriger les efficacités mesurées dans la simulation. Finalement pour **tight++**, les coupures sur le nombre de coups dans le TRT biaisent l'efficacité Monte Carlo dans le sens inverse.

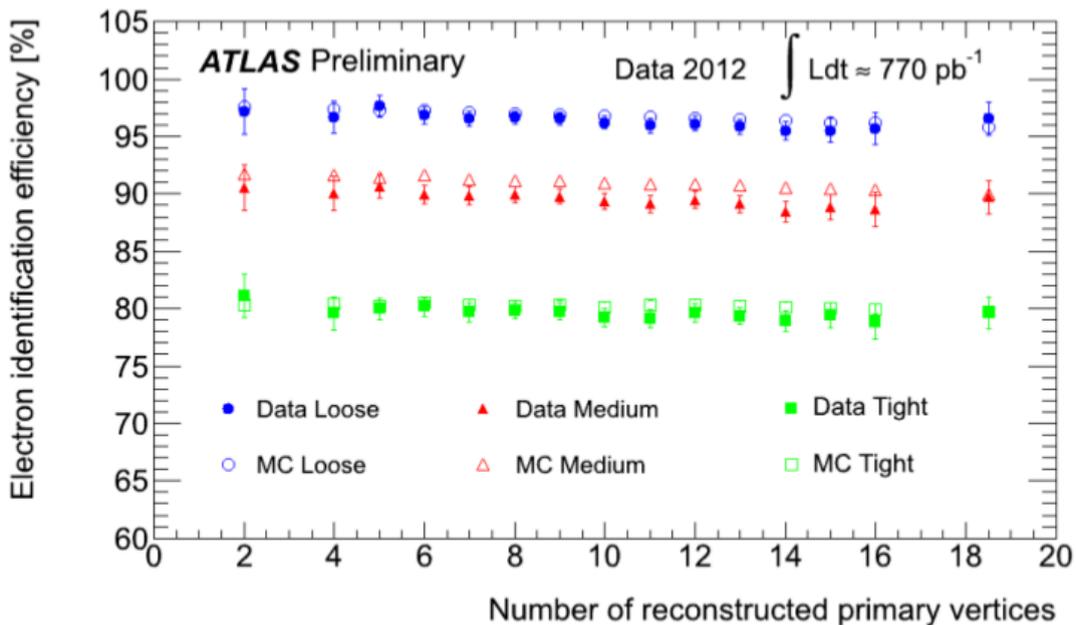


FIGURE 4.15: Évolution de l'efficacité mesurée en fonction de l'empilement

4.4.4 Mesure des facteurs de correction entre données et simulation

Les rapports entre efficacités dans les données et simulation Monte Carlo sont appliqués comme facteurs correctifs dans toutes les analyses incluant des électrons.

Un exemple de ces facteurs correctifs, qu'on notera F_C pour alléger l'écriture, est montré dans la figure 4.16. Les F_C montrés sont obtenus avec les deux méthodes utilisant le boson Z et leur combinaison est également montrée. Pour l'intervalle 20-25 GeV en p_T , leur valeur est au plus de

1.15 dans les bouchons puis se rapproche de 1 à mesure que l'impulsion des électrons augmente. L'accord avec 1 est meilleur que 5% pour $p_T > 30$ GeV.

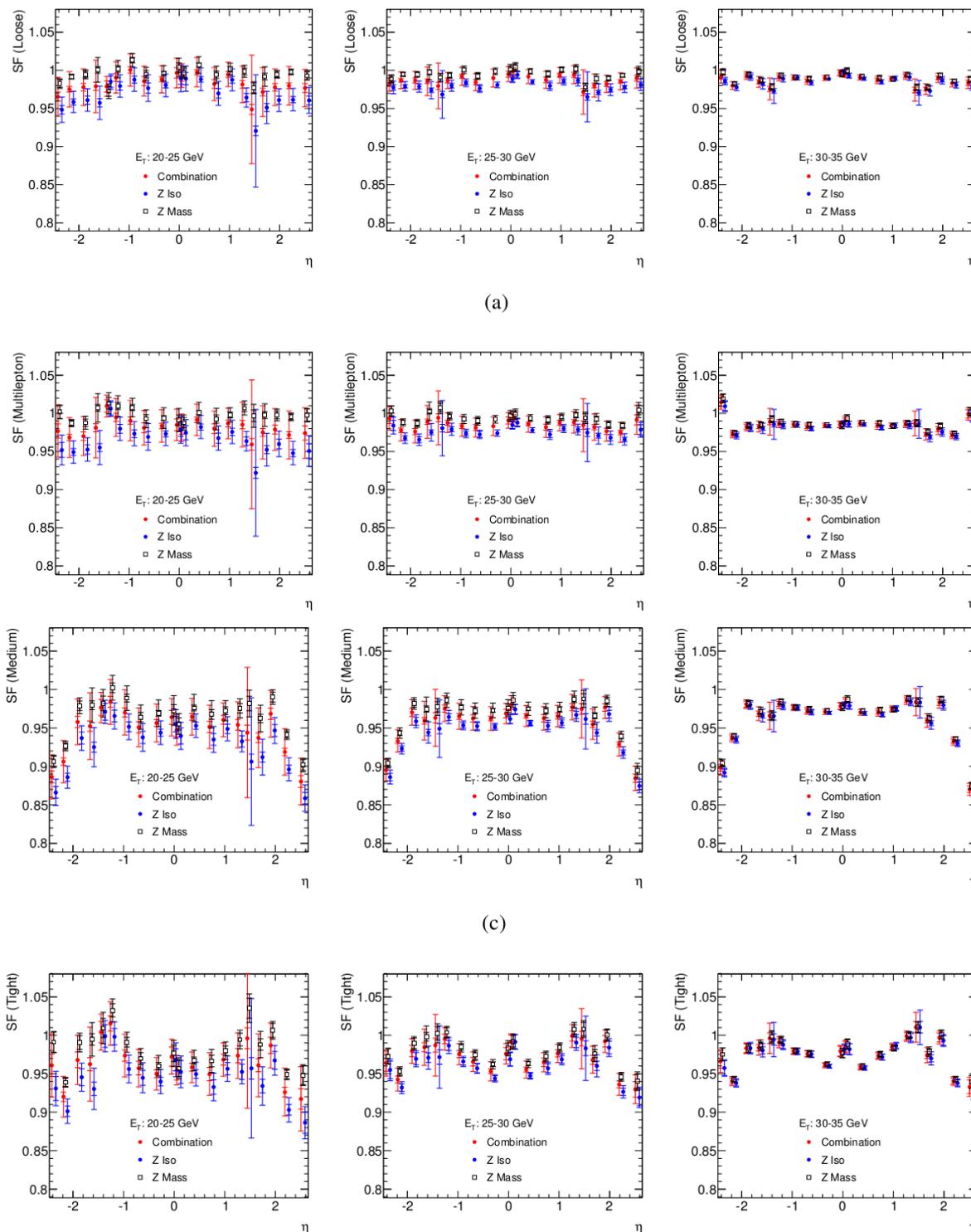


FIGURE 4.16: Mesure des facteurs correctifs dans trois intervalles en impulsion et en fonction de η pour les quatre menus d'identification. Les mesures avec les deux méthodes utilisant le boson Z ainsi que leur combinaison sont montrés.

L'application des F_C dans les analyses permet de mitiger les différences entre données et simulation Monte Carlo que l'on a vu dans la figure 4.1. Les incertitudes sur ces facteurs sont propagées aux analyses et contribuent aux erreurs systématiques sur l'acceptance des électrons. Elles font parties de la liste des erreurs systématiques considérées dans les analyses présentées chapitre 5 et 6.

4.5 Conclusion

Les mesures d'efficacités d'identification des électrons dans les données 2011 ont été présentées. Les premières mesures en deux dimensions ont permis d'avoir des mesures précises sur un large intervalle en p_T et en η . Un très bon accord entre les différentes méthodes utilisées permet d'avoir une connaissance des efficacités de l'ordre du dixième de pourcent.

La méthode développée basée sur la masse invariante du Z donne des résultats stables et précis. Avec l'ensemble des données 2012, cette méthode à d'ailleurs été utilisée tout en continuant à être améliorée :

- modification de la coupure d'isolation avec la variable E_T^{cone30} au lieu de E_T^{cone40} qui permet une meilleure estimation du bruit de fond à bas p_T .
- utilisation de région à basse masse invariante pour normaliser le modèle de bruit de fond et ainsi réduire l'erreur statistique associé au facteur de normalisation.

Finalement le lien étroit entre les performances sur les électrons et les analyses physiques a été vu dans le cas du Higgs. L'empilement fut un défi majeur de l'année 2012 et le reste pour les prochaines prises de données en 2015. Conserver un menu d'identification indépendant avec près de 100 collisions s'avère compliqué et de nombreuses études sont menées en ce moment.

Chapitre 5

Recherche de production électrofaible SUSY dans le canal 2 leptons

La Supersymétrie (SUSY) se caractérise par une multitude de signatures physiques à explorer, induites par le nombre important de nouvelles particules prédites (plus d'une vingtaine) et par les différents modèles possibles. Cette pléthore d'analyses envisageables impose de faire un choix sur les signaux à rechercher en priorité. Ceux avec les plus grandes sections efficaces, c'est à dire produits par interaction forte, ont constitué les premières recherches (les dix premières publications d'ATLAS avec 35 pb^{-1} sur SUSY n'incluent que des productions directes de squarks et gluinos [104–113]). Puis la recherche de production électrofaible a suivi, avec des sections efficaces plus faibles (de l'ordre du picobarn) mais avec des signatures dont le bruit de fond est faible (diphoton et énergie manquante [114], 3 leptons et énergie manquante [115] avec $1\text{-}2 \text{ fb}^{-1}$).

Aucun excès significatif n'a été observé dans ces analyses et l'espace de phase disponible pour des modèles SUSY a été réduit. Pour continuer à étendre l'espace de phases sondé, la recherche de signature plus complexe ou de modèle moins favorable permettent de compléter les analyses existantes. Dans le cas de la production de paire de charginos, l'analyse [116] a été réalisée par ATLAS avec les données à 7 TeV dans le cas où le chargino se désintègre en sleptons et neutralino. Or la décroissance la plus naturelle du chargino se fait via une désintégration en boson W accompagné d'un neutralino. Le théoricien N. Craig [60] a d'ailleurs dit : *The considerable hole in current searches at the LHC is to the pair production of charginos.*

La première recherche au LHC de paire de charginos se désintégrant en boson W sur couche de masse [117] sera maintenant présentée en détails. Cette première analyse a pour but de démontrer la faisabilité de cette recherche et ainsi de valider son potentiel de découverte. Le chapitre 6 présentera une amélioration de cette analyse.

5.1 Historique des recherches de chargino

Les charginos ont été recherchés à LEP [67] par les quatre expériences avec une énergie dans le centre de masse jusqu'à 208 GeV. Les limites présentées ici sont établies dans le cas de modèle où seul le chargino et la LSP sont accessibles aux énergies du LEP. Les exclusions sont réalisées

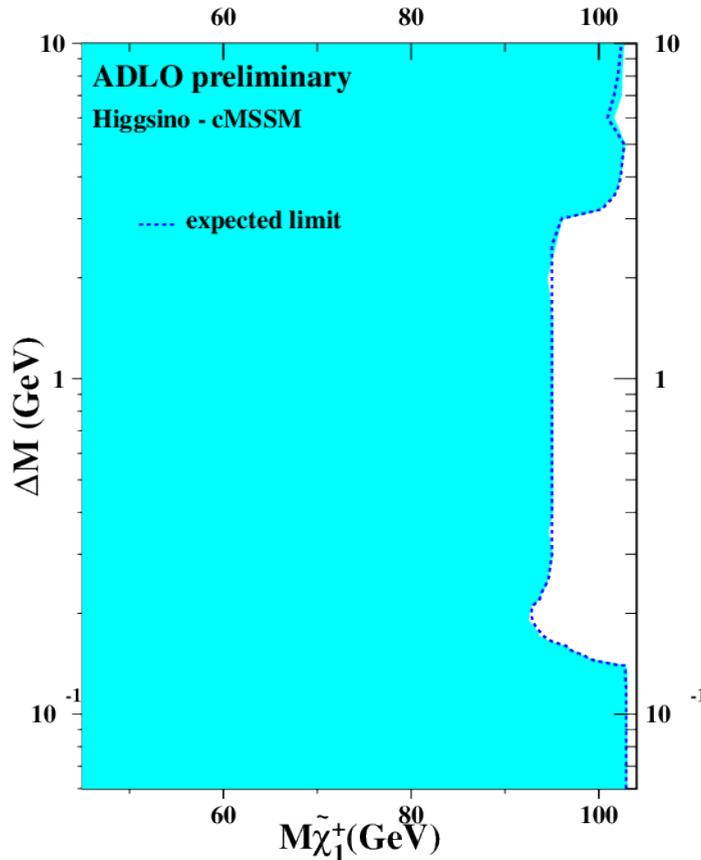


FIGURE 5.1: Combinaison des exclusions des charginos et de la LSP associé dans le cas d'un chargino higgsino à LEP.

dans le plan défini par $\Delta M = M(\tilde{\chi}_1^\pm) - M(LSP)$ et $M(\tilde{\chi}_1^\pm)$. L'énergie dans le centre de masse limite l'exclusion des masses de charginos à $M(\tilde{\chi}_1^\pm) \approx \sqrt{s}/2 = 104$ GeV [118–120]. La valeur de ΔM détermine la phénoménologie de l'événement :

- la recherche d'états finaux avec jets et/ou leptons et de l'énergie manquante dans le cas d'un chargino se désintégrant en W, sur couche de masse ou non pour la région des $\Delta M > 3$ GeV
- pour ΔM entre 3 GeV et 200 MeV, les particules visibles sont peu énergétiques et ne peuvent être utilisées pour l'acquisition de l'événement. La stratégie est alors de considérer les événements déclenchés par un photon ou un jet, qui proviennent de la radiation d'un électron de l'état initial
- pour $\Delta M < 200$ MeV, la faible différence de masse donne un long temps de vie au chargino et l'analyse reposera sur la recherche de vertex déplacés

D'autres analyses incluant un neutralino de deuxième génération léger accompagnant la production d'un chargino ont été effectuées à LEP mais surtout dans les collisionneurs hadroniques, en particulier au Tevatron : ce signal produit typiquement 3 leptons dans l'état final, signature en or pour un collisionneur hadronique. La combinaison D0 et CDF [16] donne une exclusion à 138 GeV pour un neutralino comme LSP et jusqu'à 229 GeV dans le cas d'un modèle GMSB avec un gravitino comme LSP. D'autres recherches incluent finalement des sleptons légers qui ouvrent

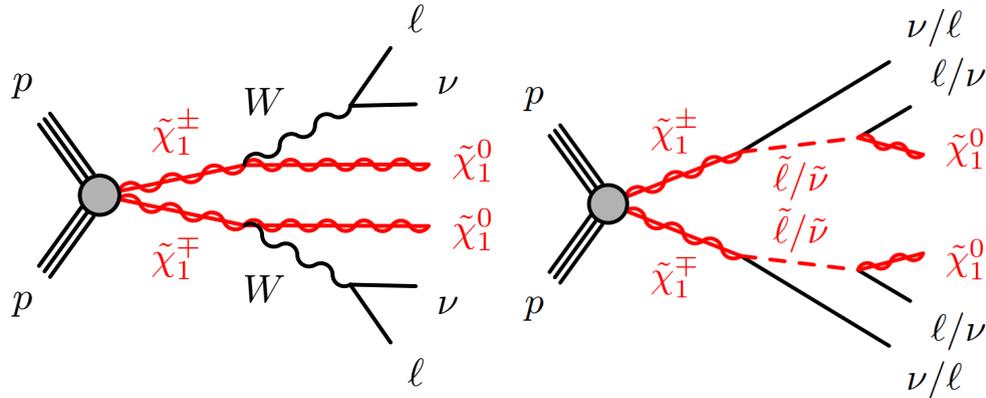


FIGURE 5.2: Diagramme de Feynman de production d'une paire de chargino au LHC se désintégrant en W à gauche et en sleptons à droite.

les canaux de désintégrations correspondants pour le chargino. Ces exclusions sont typiquement d'une centaine de GeV.

Les dernières recherches de décroissance de chargino en W ont donc plus d'une dizaine d'années et sont bien inférieures aux énergies mise en jeu au LHC.

5.2 Motivations

La recherche de paire de charginos $\chi_1^+\chi_1^-$ se désintégrant en boson W (voir figure 5.2), comparée aux analyses menées à 7 TeV, ne postule que deux nouvelles particules dans la chaîne de désintégration : le chargino et le neutralino le plus léger. Les hypothèses théoriques sont donc moindres : un modèle avec R-parité conservée dont les deux particules supersymétriques les plus légères sont le neutralino et le chargino. Ceci est gage de simplicité pour l'interprétation des résultats car il n'y a que deux paramètres libres : les masses du chargino et du neutralino.

Les recherches de SUSY dans les canaux avec production forte ont des états finaux riches : généralement plusieurs jets, étiquetés comme venant de quark b ou non, parfois des leptons et plusieurs LSPs. Par exemple, la recherche de paire de gluinos [121] peut nécessiter l'identification de deux à six jets et la mesure d'énergie manquante provenant de deux LSP. Cette signature complexe se solde par des incertitudes sur le bruit de fond total élevées, typiquement 35%. Ici l'état final considéré est unique et net : deux leptons de charges opposées et de l'énergie transverse manquante. L'incertitude totale sur le bruit de fond est donc plus faible. Par exemple pour l'analyse deux leptons en 2011, elle était de 20% [116].

Cette analyse ne pouvait être réalisée avec les données collectées en 2011 car elle nécessite une grande luminosité intégrée. En effet, le rapport d'embranchement des W en leptons (0.2^2 pour deux W en électron ou muon) réduit le signal d'un facteur 20 comparé au cas avec sleptons intermédiaires, qui eux sont supposés se désintégrer en leur lepton correspondant dans 100% des cas.

Finalement, le facteur limitant sera essentiellement le bruit de fond. La production de WW dans le Modèle Standard donne une signature similaire au signal. Sa section efficace, mesurée par CMS à 8 TeV [122], est de 69.9 ± 7.0 pb. Quant à celle du signal, elle est typiquement de l'ordre de 1 pb pour des charginos de 100 GeV. Le succès de l'analyse reposera sur l'utilisation de variables suffisamment discriminantes pour être sensibles au signal.

Les données collectées en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV représente 20.3 fb^{-1} et l'ensemble sera utilisé dans cette analyse. Le but de cette première recherche est avant tout de montrer la faisabilité d'une telle analyse. Afin de se concentrer sur la difficulté majeure que représente le fond WW, seul le canal électron muon sera considéré afin d'éliminer le fond Z.

5.3 Sélection des événements

5.3.1 Sélection des données

Comme premier filtre sur les données, seuls les événements enregistrés par certaines catégories de déclenchement seront traités dans l'analyse.

Le choix repose sur l'efficacité de sélection du signal. Dans le cas présent, deux catégories définies par la présence d'un électron et d'un muon offrent la meilleure efficacité. Chacune possède des seuils asymétriques sur l'impulsion transverse de ces leptons (voir table 5.1). L'efficacité sur un signal de référence (chargino de 100 GeV et neutralino sans masse) s'étend de 65% dans le tonneau jusqu'à 82% dans les bouchons.

Catégorie de déclenchement	Seuil en p_T hors ligne	ϵ (tonneau)	ϵ (bouchon)
EF_e12Tvh_medium1_mu8	$p_T(e) > 14 \text{ GeV}, p_T(\mu) > 8 \text{ GeV}$	71 %	82%
EF_mu18_tight_e7_medium1	$p_T(e) > 8 \text{ GeV}, p_T(\mu) > 18 \text{ GeV}$	65 %	81%

TABLE 5.1: Liste des catégories de déclenchement utilisées. Leur efficacité, notée ϵ , est estimé en utilisant l'efficacité des catégories monolectons correspondantes, dans les parties tonneau et bouchon du calorimètre.

Des critères de déclenchement monolectons existent et ont été étudiés. Pour un seuil d'énergie supérieur à 20 GeV, les critères incluent une isolation (calorimétrique pour les électrons et sur la trace pour les muons). Or, comparer des objets définis avec et sans isolation fait partie de la méthode d'estimation des faux leptons (voir section 5.5.4). Ainsi, les critères monolectons ne sont pas utilisés. Enfin, un critère de déclenchement basé sur l'énergie manquante est possible et n'a pas été étudié pour le moment.

5.3.2 Lots de simulation

La méthode d'analyse se résume en une simple méthode *couper et compter* : une région de signal, c'est à dire un ensemble de coupures sur des variables discriminantes du bruit du fond et du signal, est définie. Dans cette région, le nombre d'événements observés dans les données et le nombre attendu dans la simulation, avec et sans signal, sont comparés pour conclure sur le résultat de l'analyse. Le choix des lots de simulation de bruits de fonds et de signaux est donc déterminant pour l'analyse.

Les bruits de fond dominants sont ceux donnant deux leptons énergétiques et de l'énergie transverse manquante. Comme discuté plus haut, le plus important est la production WW. La production de quark top, soit en paire soit célibataire, est également un bruit de fond dominant avec une section efficace importante, 238 pb pour les paires $t\bar{t}$. Les autres bruits de fonds sont mineurs, comme le Higgs dont la section efficace est faible (≈ 0.5 pb pour $H \rightarrow WW$), ZV (V = Z, W) avec un (dans le cas WZ) ou 2 (dans le cas ZZ) leptons non reconstruits, et finalement le

Drell-Yan dont la contribution se limite à la production de taus dans le canal électron-muon. Enfin, l'estimation du bruit de fond expérimental venant de la mauvaise identification des leptons, repose sur une méthode basée sur les données détaillée dans la section 5.5.4.

Tous les lots de simulation Monte Carlo sont produits avec une simulation du détecteur obtenue avec GEANT4 [123]. Les collisions multiples de protons au cours d'un même croisement de paquets sont incorporées dans la simulation avec PYTHIA. Les événements simulés sont ensuite repondérés pour reproduire la distribution du nombre moyen d'interaction par croisement de faisceaux observée dans les données. Les générateurs d'événements [124–129] utilisés sont regroupés dans la table 5.2.

Bruit de fond	Canal	Générateur	σ [pb]	L [pb^{-1}]
Top	$t\bar{t}$	MC@NLO	238.06	115.8
	Wt	MC@NLO	20.66	39.4
	st, s-chan	MC@NLO	0.564	278.9
	st, t-chan	ACER	8.61	31.6
	$t\bar{t}$ + boson	ACER	≈ 0.1	≈ 3000
WW	WW	POWHEG	5.50	460
	WW via g-g fusion	gg2wwJimmy	0.15	1460
	W^+W^+jj	SHERPA	0.04	-
	$VV \rightarrow lvqq$	SHERPA	0.037	-
	WWW*	MADGRAPH	0.0051	≈ 10000
ZV	WZ	POWHEG	9.75	263.6
	ZZ	POWHEG	8.74	434.9
	ZZ via g-g fusion	gg2zzJimmy	-	-
	$VV \rightarrow llqq$	SHERPA	-	-
	ZWW*	MADGRAPH	0.0016	32258
	ZZZ*	MADGRAPH	0.0003	151515
ZX	WZjj	SHERPA	-	-
	DY ($m(ll) < 40$ GeV)	SHERPA	≈ 1200	≈ 55
	Z 40 GeV < $m(ll) < 60$ GeV	SHERPA	≈ 3600	≈ 8
	Z ($m(ll) > 60$ GeV)	ALPGEN(Pythia)	≈ 15000	≈ 8
	Zcc ($m(ll) > 60$ GeV)	ALPGEN(Pythia)	45	≈ 20
Zbb ($m(ll) > 60$ GeV)	ALPGEN(Pythia)	90	≈ 30	
Higgs	WH	PYTHIA	0.15	1270
	ZH	PYTHIA	0.001	2250
	VBF	POWHEG	0.00356	16600
	g-g fusion	POWHEG	0.441	2311

TABLE 5.2: Ensemble des lots de simulation Monte Carlo des bruits de fond et des générateurs utilisés.

Une grille de lots de signal est générée avec Herwig, 50000 événements par point. Le scénario considéré est le plus favorable (voir chapitre 2) : il contient le chargino le plus léger de type wino et le neutralino le plus léger de type bino. Les masses de charginos vont de 100 GeV, limite inclusive actuelle établie à LEP, jusqu'à 300 GeV (150 événements attendus dans les données 2012) par pas de 10 GeV et des neutralinos de 0 GeV jusqu'à $m(\chi_1^\pm) - m(\chi_1^0) = m(W)$ GeV, pour avoir des bosons W sur leur couche de masse.

5.3.3 Définition des objets

Les algorithmes standards de reconstruction des objets décrits à la section 3.3 sont utilisés et seuls sont présentés ici les compléments. La sélection se fait en deux étapes successives : d'abord la sélection des objets candidats est effectuée. Leurs chevauchements sont traités à ce stade. Les objets candidats sont ainsi définis pour estimer la contamination en faux leptons (voir section 5.5.4). Puis une sélection plus sévère définit les objets de signal qui vont entrer dans les régions de contrôle et de signal. Pour les leptons, cette dernière étape a pour but de diminuer la contamination en faux leptons. Par exemple, la réjection pour les électrons augmente d'un facteur 20 alors que l'efficacité passe de 80% à 70%. Trois catégories de jets sont aussi définies à cette étape.

La définition des objets candidats est la suivante :

- électron candidat : les critères de sélection **medium++** [130, 131] doivent avoir une énergie transverse supérieure à 10 GeV et $|\eta| < 2.47$
- muon candidat : l'algorithme de reconstruction STACO [132] est utilisé. Seuls les muons avec une impulsion transverse supérieure à 10 GeV et $|\eta| < 2.40$ sont considérés
- jet candidat : l'algorithme **anti-kt** [133] est utilisé pour reconstruire les jets avec un paramètre de distance $R = 0.4$ Une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et $|\eta| < 4.5$ sont requis sur les candidats.

Le signal recherché se caractérise par exactement deux leptons de charges opposées et aucun jet. Ces derniers critères sont strictement appliqués dans la sélection des événements. On doit donc s'assurer de séparer correctement les objets pour éviter des doubles comptages par exemple. Pour cela, une coupure sur $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ est appliquée. Pour deux électrons (deux muons), dans un cône de rayon inférieur à $\Delta R < 0.1$ ($\Delta R < 0.05$), seul le plus énergétique est conservé. Pour un électron et un muon dans un cône avec $\Delta R < 0.1$, les deux objets sont rejetés. Ensuite, un électron peut être reconstruit par l'algorithme **anti-kt** et également par l'algorithme de reconstruction des électrons. Pour ne pas compter l'électron dupliqué, un jet est rejeté si il est dans un cône de $\Delta R < 0.2$ avec un électron. Enfin, électrons et muons peuvent provenir d'une désintégration d'un hadron au sein d'un jet. Pour ne conserver que les électrons isolés, les électrons et muons dans un cône avec $\Delta R < 0.4$ avec un jet sont rejetés.

La sélection finale des objets est la suivante, elle s'applique en plus de la sélection sur les objets candidats :

- signal électron : Les critères de sélection **tight++** sont appliqués. Une isolation au niveau de la trace et du calorimètre est également requise. La somme des impulsions des traces dans un cône de $\Delta R = 0.3$ ne doit pas être supérieure à 16% de l'énergie de l'électron. Pour l'isolation calorimétrique, les amas avoisinants (à $\Delta R = 0.3$) ne doivent pas représenter plus de 18% de l'énergie de l'électron. Ces variables d'isolation sont corrigées par rapport au bruit de fond d'empilement [134].
- signal muon : Seule une isolation sur la trace est appliquée sur les muons candidats. La définition est la même que pour les électrons mais cette fois la coupure est faite à 12 % de l'énergie du muon.
- signal jet : trois catégories de jets sont définies. Ceux étiquetés comme provenant d'un quark b par l'algorithme MV1 avec 80% d'efficacité et avec $|\eta| < 2.5$ sont classés comme jets de b centraux. Ceux non étiquetés comme provenant d'un quark b mais avec $|\eta| < 2.5$ sont classés comme jets légers centraux. Enfin, les jets satisfaisant $2.5 < |\eta| < 4.5$ avec $p_T > 30$ GeV sont classés dans les jets vers l'avant. Un jet candidat satisfaisant l'une de ces catégories sera un jet de signal.

5.4 Régions de signal

5.4.1 Variables discriminantes

Une liste de variables susceptibles d'améliorer le rapport signal sur bruit $\frac{S}{B}$, est présentée et discutée dans cette section.

Les plus évidentes sont le nombre de leptons et de jets dans l'événement. Pour éviter d'être contaminé par d'autres fonds comme WZ dans le cas 3 leptons, exactement 2 leptons de signal de charges opposées sont demandés. Les événements avec au moins un jet sont rejetés : 50% du signal passe cette coupure (autant pour le fond WW) mais le fond top est réduit de plus de 99%.

Chaque lepton provient de la désintégration d'un chargino d'au moins 100 GeV. Comme $\Delta M = m(\chi_1^\pm) - m(\chi_1^0) > m(W)$, leur impulsion transverse sera en moyenne plus élevée que celle du fond WW. Après présélection, le lepton le plus énergétique doit passer la coupure $p_T > 35$ GeV. Pour le signal avec $m(\chi_1^0) = 0$ GeV, 92 % pour $m(\chi_1^\pm) = 100$ GeV contre 86 % du fond WW passe ce critère. Pour éviter que le deuxième lepton soit un lepton provenant d'un jet par exemple, une coupure à 20 GeV sur l'impulsion transverse est effectuée.

En plus de couper individuellement sur l'impulsion transverse de chaque lepton, l'énergie du système des deux leptons peut être utilisée. Une possibilité est de couper directement sur la somme scalaire du p_T des deux leptons mais la discrimination n'est pas suffisante. On peut ajouter de l'information en incluant l'angle dans le plan transverse entre les 2 leptons. Des variables telles que $p_T(ll)$, somme vectorielle de l'impulsion transverse des leptons, et $m(ll)$, masse invariante des leptons, sont donc considérées. La distribution de ces deux dernières variables est montrée dans la figure 5.3. La distribution de l'angle entre les deux leptons n'est à priori pas différente entre le fond WW et le signal. Par contre, le fond Drell-Yan aura tendance à produire des leptons de direction opposée (pour des bosons Z^* non boostés) et donc $\Delta\Phi(ll)$ tendra vers π . La valeur de $p_T(ll)$ sera donc plus faible pour le fond DrellYan. L'intérêt de cette variable est donc limité pour le canal $e\mu$ et sera surtout important dans les canaux ee et $\mu\mu$. Elle est déjà incluse ici pour limiter la contribution de $Z \rightarrow \tau\tau$.

La présence de deux neutrinos et de deux neutralinos dans l'état final se traduit par de l'énergie transverse manquante dans le détecteur. Pour la mesurer, la somme vectorielle des impulsions transverses des objets candidats (électrons, muons et jets) et des amas dans le calorimètre (non associés à un objet avec $|\eta| < 4.9$) est calculée. Si l'un de ces objets est mal reconstruit, par exemple une énergie fortement sous estimée, l'énergie transverse manquante ne représentera plus l'énergie des particules invisibles pour le détecteur.

Pour diminuer la sensibilité à la précision de mesure sur l'énergie des objets reconstruits, la variable $E_T^{miss,rel}$ est définie par :

$$E_T^{miss,rel} = \begin{cases} E_T^{miss} & \text{if } \Delta\phi_{\ell,j} \geq \pi/2 \\ E_T^{miss} \times \sin \Delta\phi_{\ell,j} & \text{if } \Delta\phi_{\ell,j} < \pi/2 \end{cases} \quad (5.1)$$

où $\Delta\phi_{\ell,j}$ est l'angle *Phi* entre la direction de l'énergie transverse manquante et l'objet le plus proche, électron, muon ou jet. Un objet mal reconstruit aura tendance à pointer dans la même direction que l'énergie transverse manquante. Pour $E_T^{miss,rel}$, seule la composante orthogonale de E_T^{miss} à l'objet le plus proche entre en compte. Cette variable est efficace pour rejeter le

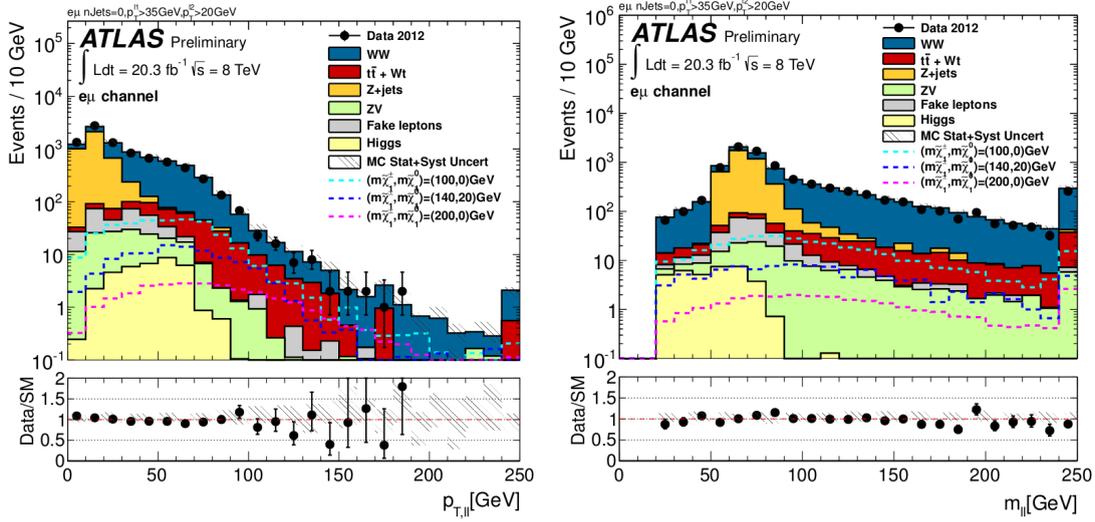


FIGURE 5.3: A gauche, la distribution de $p_T(ll)$ et à droite celle de $m(ll)$. Aucun jet, exactement un électron et un muon de charge opposée et les coupures sur les p_T des leptons sont appliquées.

bruit de fond Z+jets (dans le cas où un jet est mal reconstruit) et les taus (E_T^{miss} généralement alignés avec les leptons).

Ultimement, une variable avec l'information des deux leptons et de l'énergie manquante regrouperait la totalité de l'information de l'événement. À la manière de la masse transverse pour un boson W, la masse des charginos peut être mise à profit. Considérons un cas simple où l'impulsion des bosons W est connue. Si l'on considère la désintégration d'un seul chargino :

$$m(\chi_1^\pm) \geq m_T(p_T(W), p_T(\chi_1^0), m(W), m(\chi_1^0)) = m(W) + m(\chi_1^0) + (E_T(W)E_T(\chi_1^0) - \vec{p}_T(W)\vec{p}_T(\chi_1^0)) \quad (5.2)$$

Or, plusieurs particules sont invisibles dans l'état final et $p_T(\chi_1^0)$ n'est donc pas connu. Seule la somme de l'impulsion transverse de ces particules est mesurable. Le mieux que l'on puisse écrire est une borne inférieure sur m_T . Pour cela, E_T^{miss} est séparée entre les 2 charginos en minimisant sur la masse transverse :

$$m_{T2} = \min_{q_T} [\max(m_T(p_T(W_1), q_T), m_T(p_T(W_2), E_T^{miss} - q_T))] \quad (5.3)$$

avec $p_T(W_1)$ et $p_T(W_2)$ impulsions transverses des deux W, q_T vecteur qui minimise les deux masses transverses. La masse transverse classique est définie pour de l'énergie manquante provenant de particules dont la masse est négligeable, des neutrinos typiquement. Or, la LSP peut avoir une masse élevée. Pour la prendre en compte, on peut ajouter un paramètre libre λ dans la définition de m_T , à ajuster en fonction du signal recherché. Toutefois, la sensibilité de l'analyse se limite aux cas de LSP de faibles masses comme on le verra plus loin. λ est donc choisi nul. Puis, l'impulsion transverse des W se désintégrant leptoniquement n'est généralement pas connue. Cependant, la formule ci dessus est généralisable pour quatre particules invisibles. Finalement on obtient :

$$m(\chi_1^\pm) \geq m_{T2}(\lambda) = \min_{q_T} [\max(m_T(p_T(l_1), q_T, \lambda), m_T(p_T(l_2), E_T^{miss} - q_T, \lambda))] \quad (5.4)$$

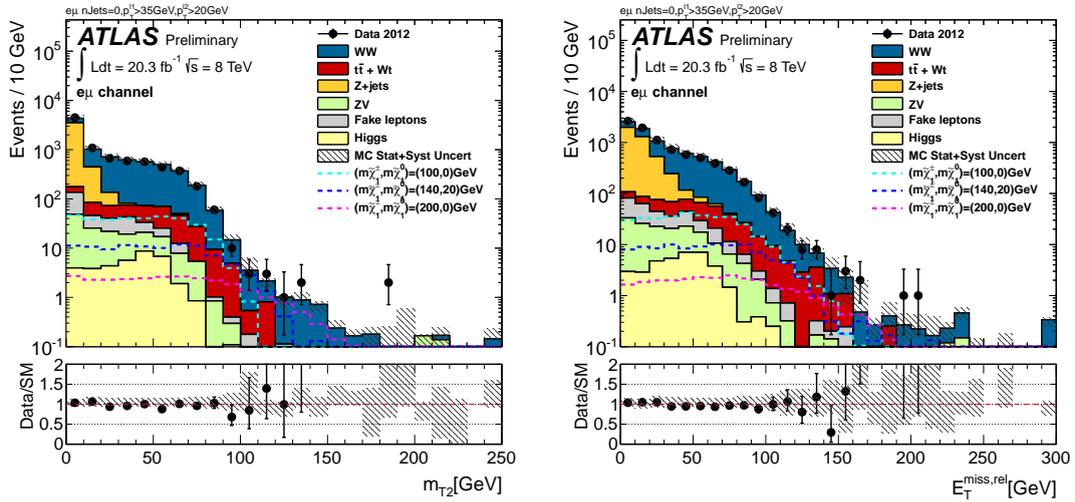


FIGURE 5.4: À gauche, la distribution de m_{T2} et à droite celle de $E_T^{miss,rel}$. Aucun jet, exactement un électron et un muon de charge opposée et les coupures sur les p_T des leptons sont appliquées. Plus la différence de masse $m(\chi_1^\pm) - m(\chi_1^0)$ est grande, plus m_{T2} prend de grandes valeurs.

La variable ainsi obtenue est appelée la masse *transverse* et est notée m_{T2} [135]. Elle possède des propriétés similaires à la masse transverse : pour le bruit de fond WW et $t\bar{t}$, m_{T2} aura un point d'arrêt à la masse du W, si on néglige les effets de résolution du détecteur. Pour des grandes différences de masses entre charginos et neutralinos, $m(\chi_1^\pm) - m(\chi_1^0) > m(W)$, m_{T2} prendra des valeurs plus grandes.

La forme de ces variables pour les différents bruits de fond et quelques points de signal représentatifs est montrée dans la figure 5.4. Une optimisation des coupures sur ces variables discriminantes en fonction des masses des charginos et neutralinos recherchés permettra de définir les régions de signal.

5.4.2 Définition des régions de signal

Suivant la définition des objets ci-dessus, des événements avec exactement deux leptons de charges opposées sont requis. Une impulsion transverse supérieure à 35 GeV pour le lepton le plus énergétique et 20 GeV pour le second est requise. La raison de cette présélection est discutée dans la section 5.4.1.

L'optimisation des régions de signal est faite sur la variable Z_N , détaillée dans l'appendice A, cette dernière donne une mesure de la sensibilité du signal en fonction du nombre d'événements de signal, de bruit de fond et de l'incertitude sur le bruit de fond. Plus sa valeur est grande, moins la probabilité que le signal soit considéré comme une fluctuation du fond est grande. L'incertitude sur le bruit de fond considérée pour l'optimisation est prise à 15%, valeur conservative pour des analyses sans jet dans l'état final (typiquement 5% dans l'analyse $H \rightarrow WW^*$ [100] et 13% dans la mesure de section efficace WW [98]).

Pour la définition complète des régions de signal, toutes les pistes sont explorées. Même si c'est la première recherche au LHC, des analyses dont les signaux ont des états finaux identiques existent. Ces analyses inspirent l'optimisation des régions de signal :

- Optimisation à la Higgs : Le Higgs est recherché dans le canal WW [136], avec 2 leptons dans l'état final, comme notre signal. Ainsi, la stratégie utilisée est reproduite pour cette recherche SUSY. Elle vise les charginos de faible masse, 120 GeV ou moins. Quelques exemples de rapport signal sur bruit de fond sont donnés ci dessous avec $m(\chi_1^\pm) = 100$ GeV et $m(\chi_1^0) = 0$ GeV. Une coupure sur la somme vectorielle des impulsions des leptons, notée $p_T(ll)$, est appliquée pour sélectionner les leptons les plus boostés. L'optimisation donne une coupure à $p_T(ll) > 70$ GeV. Après cette coupure, le rapport $\frac{B}{S}$ passe de 23 à 9 et l'efficacité sur le Drell-Yan est de 0.001. L'énergie manquante sera généralement plus grande dans le signal que dans le fond WW à cause de la présence de deux particules invisibles de plus. L'optimisation donne une coupure optimale à $E_T^{miss,rel} > 70$ GeV. L'ajout de cette coupure améliore le ratio signal sur WW d'un facteur 2, après la coupure sur $p_T(ll)$. Pour compléter cette région, une coupure sur la masse invariante des deux leptons est effectuée, $m(ll) < 100$ GeV pour réduire le fond WW de 10%. Enfin, $\Delta\phi(ll) < 1.8$ est requis, où $\Delta\phi(ll)$ est l'angle entre les deux leptons dans le plan transverse. Cette coupure n'améliore pas la sensibilité et est introduite afin de faciliter la définition des régions de contrôle décrites dans la prochaine section.
- Optimisation avec m_{T2} : La recherche de charginos se désintégrant en sleptons a déjà été développée par ATLAS et CMS [65]. L'optimisation des régions de signal reposait sur m_{T2} , variable que l'on peut également utiliser pour des W intermédiaires. Ici les charginos de plus haute masse (> 120 GeV) sont visés. Deux régions sont optimisées, l'une avec $m_{T2} > 90$ GeV pour des charginos de masse comprise entre 170 et 120 GeV et l'autre avec la coupure $m_{T2} > 100$ GeV pour les plus hautes masses. Dans ces deux régions, des coupures inversées sur $m(ll)$ et/ou $p_T(ll)$ pour éliminer le bruit de fond WW sont appliquées. Enfin, $\Delta\phi(ll) < 1.8$ est également requis.

Un résumé de la définition des régions de signal est présenté dans la table 5.3. La figure 5.5 montre la région de signal la plus sensible et la sensibilité attendue pour chaque point de signal. Pour des charginos légers, $m(\chi_1^\pm) < 120$ GeV, la cinématique des événements de signal est la plus proche de celle du WW. Zn est relativement faible, environ 1.2. Pour des charginos intermédiaires, $120 \text{ GeV} < m(\chi_1^\pm) < 220$ GeV, fond et signal sont plus facilement séparables grâce à m_{T2} . Les plus grandes sensibilités sont donc trouvées dans les régions dédiées, SRWWb et c; certains points pourraient être exclus, avec $m(\chi_1^\pm) = 140$ GeV et $m(\chi_1^0) = 20$ GeV par exemple. Les charginos plus lourds, $m(\chi_1^\pm) > 220$ GeV, ont une section efficace faible, de l'ordre de 0.1 pb. Le faible nombre d'événements attendus réduit la sensibilité à 1.1 et moins.

SR	$(p_T^{l_1}, p_T^{l_2})$ [GeV]	m_{T2} [GeV]	$E_T^{miss,rel}$ [GeV]	$p_T(ll)$ [GeV]	$m(ll)$ [GeV]	$\Delta\phi(ll)$
SRWW a	$>(35,20)$	–	>70	>70	<80	<1.8
SRWW b	$>(35,20)$	>90	–	<170	<130	<1.8
SRWW c	$>(35,20)$	>100	–	<190	–	<1.8

TABLE 5.3: Coupures de sélection appliquées pour les différentes régions de signal avec $e\mu$ dans l'état final (en plus de la présélection de 2 leptons de charge opposée et le jet veto).

5.5 Estimation du bruit de fond

Une estimation rapide des bruits de fond avec les lots d'événements discutés précédemment dans les régions de signal (voir table 5.4) confirment que le fond WW et le top ($t\bar{t}$ et Wt) dominant, 95% du fond total typiquement. Une estimation précise de ces deux fonds est requise pour atteindre les 15% d'incertitude sur le bruit de fond envisagés dans la section précédente. Pour atteindre cette précision, la méthode repose sur des régions de contrôle, construites pour les deux fonds dominants.

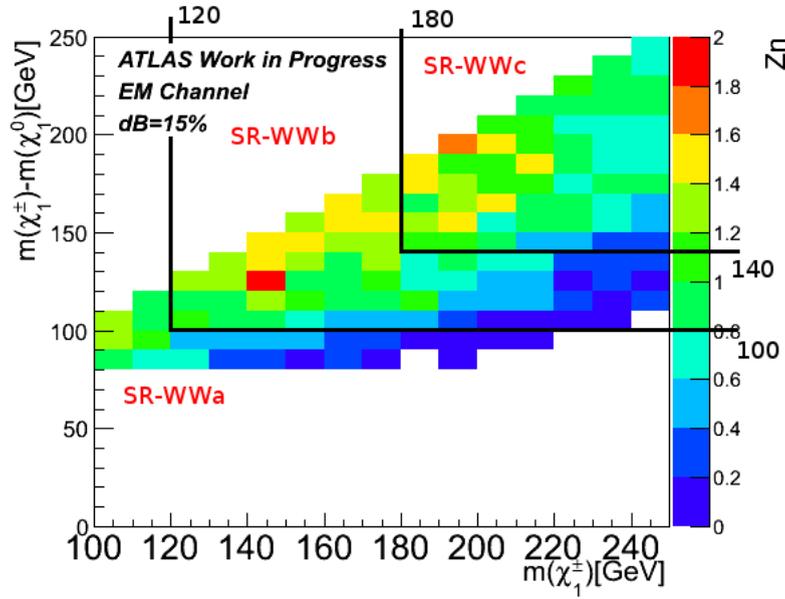


FIGURE 5.5: Significane attendue en utilisant la variable Z_n variable après l’optimisation des régions de signal. Une incertitude totale de 15% est considérée sur le bruit de fond.

	SRWW a	SRWW b	SRWW c
Top (Sherpa)	43.6	5.8	2.7
WW (AlpGen)	141.8	10.2	8.2
ZV	4.6	0.5	0.2
Autres	2.9	0.9	0.8
TOTAL	192.8	17.4	11.9

TABLE 5.4: Nombre d’événements de bruit de fond attendu dans les régions de signal.

5.5.1 Principe des régions de contrôle RC

Le principe de base est d’utiliser à la fois la simulation Monte Carlo et les données pour avoir une estimation précise d’un bruit de fond dans la région de signal. Une région pure dans le bruit de fond ciblé est définie dans laquelle le nombre d’événements dans la simulation est comparé au nombre dans les données : c’est la région de contrôle. Le rapport données-Monte Carlo est appelé le facteur d’échelle, noté F_E . Il sert alors à normaliser le bruit de fond dans la région de signal. La section efficace théorique n’est alors plus directement utilisée et est remplacée par une mesure directe dans les données.

L’avantage des régions de contrôle est de permettre de vérifier l’exactitude de la simulation. La forme des variables discriminantes est validée par comparaison aux données pour un unique bruit de fond, avant de regarder les résultats dans la région de signal. Le principe d’analyse à l’aveugle est conservé.

Pour cette méthode, une région avec suffisamment de statistique du bruit de fond désiré est requise pour minimiser l’erreur statistique sur le facteur de renormalisation. De plus la région de contrôle ne devrait être composée que d’un seul fond. En fait, la pureté de la région est définie par le rapport $P = \frac{B_j^{RC}}{\sum_i B_i^{RC}}$ où B_j^{RC} est le bruit de fond dans la région de contrôle. Pour

éviter que d'autres fonds biaisent le F_E mesuré, une pureté supérieure à 80% est typiquement requise.

Ensuite la RC doit être aussi proche que possible, en terme de coupures, de la RS (région de signal). En effet, pour que le facteur de normalisation ait un sens, il doit être calculé avec des événements cinématiquement proches de ceux de la RS. Généralement seulement une ou des coupures de la RS sont inversées pour définir la RC. Inversement, RS et RC doivent être orthogonales afin de ne pas biaiser le facteur de normalisation. Sinon un excès significatif par rapport au bruit de fond attendu pourrait être masqué par F_E . Pour juger de la distance entre RS et RC on définit le facteur de transfert $FT = \frac{B_j^{RS} F_E}{B_j^{RC}}$. Il est défini de sorte que $B_j^{RC} \times FT = B_j^{RS} \times F_E$. Un compromis entre la statistique dans la région de contrôle et la distance à la région de signal doit être trouvé et résulte généralement en un facteur de transfert compris entre 1 et 10 %.

Enfin, encore une fois pour ne pas biaiser le facteur d'échelle par le signal recherché, la RC doit être vierge en signal. La contamination est calculée comme $C_S = \frac{S^{RC}}{\sum_i B_i^{RC}}$ et doit typiquement être inférieure à 10 % qui est l'ordre de grandeur de l'incertitude sur F_E .

5.5.2 Régions de contrôle pour le WW

En raison de la proximité du signal et du fond WW, il est compliqué de construire une RC non contaminée par le signal. Deux types de RC sont définies, l'une pour SRWWa et l'autre pour SRWWb et c.

Pour la première région, la coupure sur $E_T^{miss,rel}$ est inversée et devient $E_T^{miss,rel} < 70$ GeV. Les coupures sur $p_T(l)$ et $m(l)$ ne sont pas appliquées. Dans le cas contraire, la statistique dans la RC serait trop faible. La coupure $\Delta\phi(l) < 1.8$ est conservée. Elle a été introduite pour augmenter la pureté de cette région en diminuant le bruit de fond Drell-Yan, pour lequel les leptons sont majoritairement émis dos à dos soit $\Delta\phi(l) \rightarrow \pi$. L'option d'inverser la coupure en $m(l)$ et d'enlever les autres coupures a été considérée. Or, le facteur d'échelle dépend fortement de la région en $m(l)$ considérée : l'accord données - simulation sur cette variable n'est pas bon (voir figure 5.6) et cette définition n'a pas été retenue.

Pour la deuxième RC, la coupure sur m_{T2} est aussi inversée, $m_{T2} < 90$ GeV. Les coupures sur $p_T(l)$ et $m(l)$ ne sont pas appliquées pour avoir une statistique suffisante.

Les caractéristiques des RCs pour le fond WW sont regroupées dans la table 5.5. La contamination par les autres bruits de fond est dominée par le top qui représente 20 % du nombre d'événements. La contamination en signal est au maximum de 10% ce qui est satisfaisant. Les facteurs d'échelle sont consistants dans les deux RC mais significativement supérieurs à 1, $F_E = 1.2 \pm 0.06$. Il est confirmé par l'analyse $H \rightarrow WW$ qui trouve également $F_E > 1$. La normalisation du bruit de fond WW, avant que la méthode des régions de contrôle soit appliquée, est faite avec la section efficace théorique. Or cette section efficace a été récemment mesurée supérieure à la valeur théorique. Une discussion sur l'écart entre section efficace théorique et expérimentale est disponible dans la section 6.4.4.1. Cet écart est compatible avec le facteur d'échelle mesuré.

Une limite évidente de ces régions de contrôle est qu'elles sont définies en inversant les variables les plus discriminantes (voir figure 5.7). On ne peut donc pas vérifier l'exactitude de simulation de ces variables dans les régions de signal. Des RC sans inversion des coupures doivent être

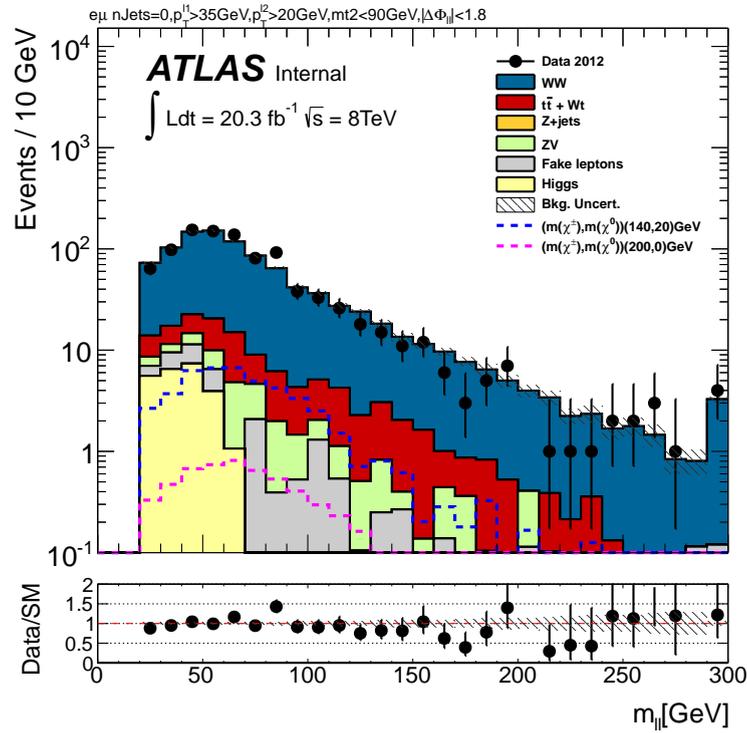


FIGURE 5.6: Distribution de m_{ll} dans la région de contrôle pour les RS basés sur m_{T2} . Le facteur d'échelle est déjà appliqué. Pour $m_{ll} < 100$ GeV, le rapport données-simulation est de 1 tandis qu'à haute masse invariant, le rapport est inférieur à 1.

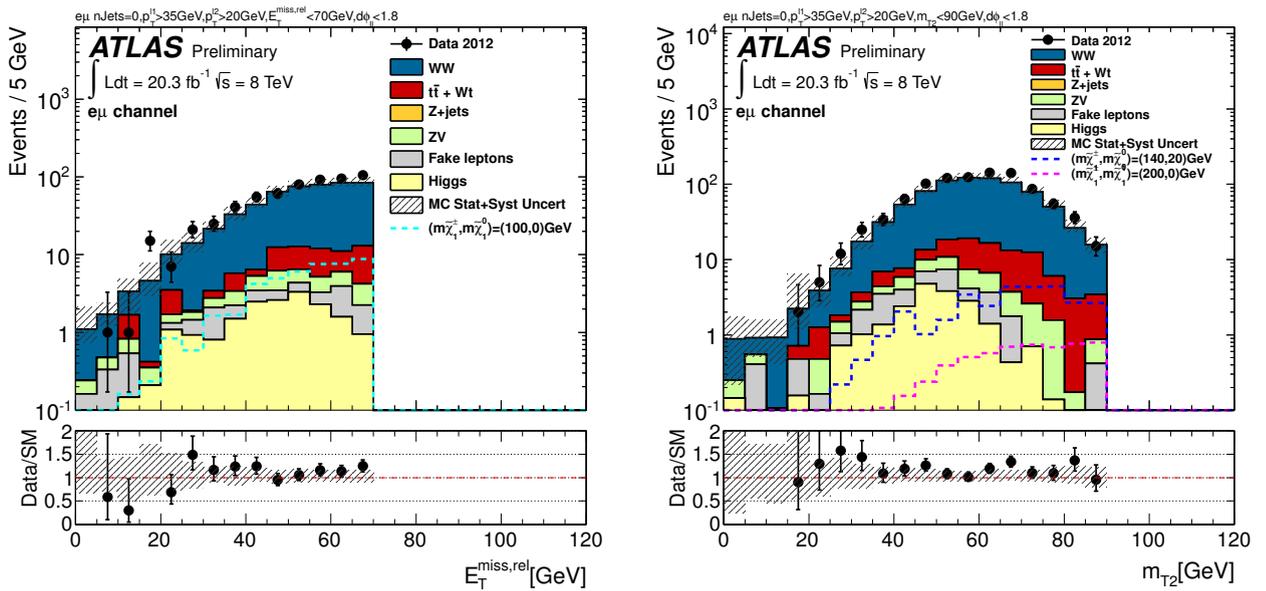


FIGURE 5.7: Distribution de $E_T^{\text{miss,rel}}$ dans la région de contrôle a à gauche, et distribution de m_{T2} dans la région de contrôle b/c à droite. Le facteur d'échelle n'est pas appliqué.

CR	WW dans la CR	Pureté (%)	C_S (%)	F_T (%)	F_E
CRWW-WW _a	436 ± 5	83 ± 1	7 ± 1	22 ± 1.5	1.17 ± 0.06
CRWW-WW _{b/c}	701 ± 6	84 ± 1	4 ± 0	$1.4/0.6 \pm 0.2/0.1$	1.19 ± 0.05

TABLE 5.5: Caractéristiques des régions de contrôle WW. Les erreurs sont statistiques uniquement. La contamination en signal est calculée avec le point de signal donnant la plus grande sensibilité dans la région de signal associée.

définies mais la contamination en signal limite ce choix (encore 10% malgré l'inversion des variables principales). La définition de régions de validation est discutée dans le chapitre 6.

5.5.3 Régions de contrôle pour le top

Pour le top, la définition de la région de contrôle est plus aisée. Le veto sur les jets est retiré et remplacé par au moins un jet de b. Toutes les autres coupures des régions de signal sont conservées. Ainsi trois régions de contrôle, une pour chaque région de signal, sont construites.

Les caractéristiques de ces trois régions sont montrées dans la table 5.6. La pureté est optimale, près de 99%, sans contamination en signal ($\approx 1\%$). Les trois facteurs d'échelle mesurés sont en accord avec 1 dans les trois régions. Finalement, les figures 5.8 montrent un bon accord données - simulation.

CR	TOP dans la RC	Pureté (%)	C_S (%)	F_T (%)	F_E
CRT-WW _a	947 ± 18	99 ± 3	0 ± 0	1.6 ± 0.2	1.07 ± 0.04
CRT-WW _b	249 ± 9	99 ± 5	1 ± 0	1.0 ± 0.1	0.98 ± 0.07
CRT-WW _c	79 ± 5	99 ± 9	0 ± 0	1.3 ± 0.1	1.06 ± 0.13

TABLE 5.6: Caractéristiques des régions de contrôle pour le top. Les erreurs sont statistiques uniquement. La contamination en signal est calculée avec le point de signal donnant la plus grande sensibilité dans la région de signal associée.

5.5.4 Faux leptons

Les leptons produits au sein de jets ou par la conversion de photon peuvent être confondus avec des leptons isolés, c'est à dire provenant de bosons Z ou W. Leur contribution doit être estimée dans nos régions de signal et de contrôle. Pour cela, une méthode basée la fois sur le Monte Carlo et sur les données, dite méthode de la matrice [137], est utilisée.

La matrice utilisée est la suivante :

$$\begin{pmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

N_{LL} , N_{TT} , N_{LT} et N_{TL} sont les nombres d'événements passant les coupures de sélection avec les leptons de base définies dans la section 5.3.3 (indice L) ou les leptons de signal (indice T). Ces nombres sont directement mesurés dans les données dans les régions de signal et de contrôle correspondantes. Les inconnues dans cette matrice sont les efficacités de sélection pour

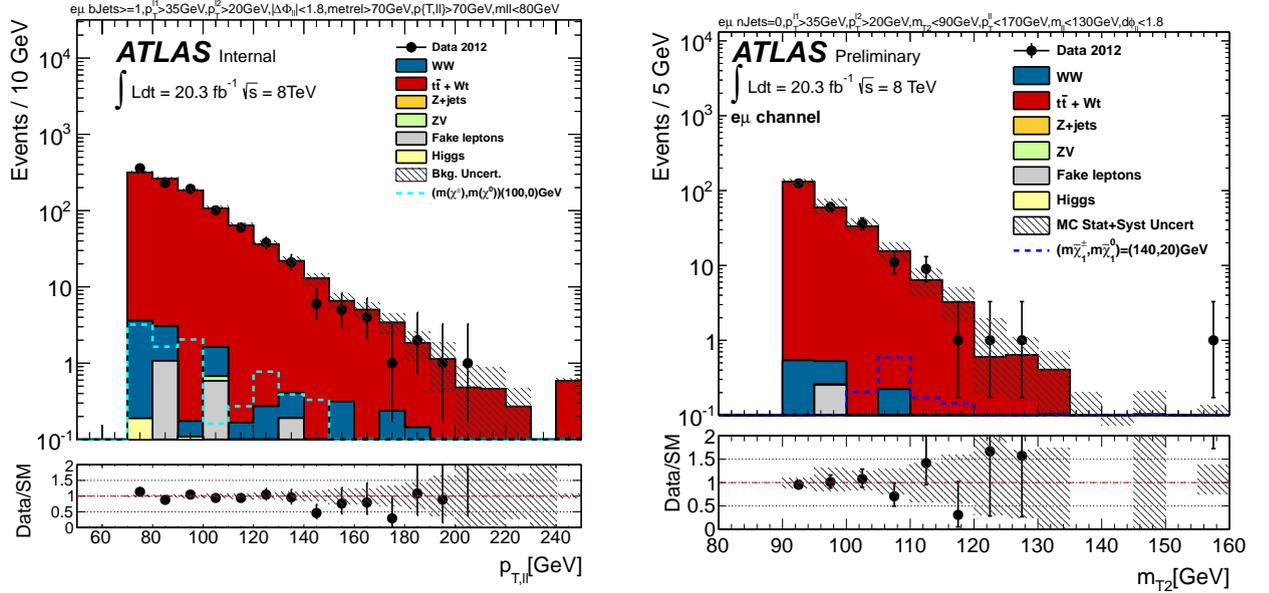


FIGURE 5.8: Distribution de $p_T(l)$ dans la région de contrôle à gauche, et distribution de m_{T2} dans la région de contrôle b à droite . Le facteur d'échelle n'est pas appliqué.

les leptons réels notés r et pour les faux leptons notées f . Une fois r et f mesurés, il restera alors à inverser la matrice pour en déduire le nombre de faux leptons dans les RS et RC.

L'efficacité r est mesurée avec un lot d'événements Monte Carlo de Z, indépendamment pour les électrons et les muons dans une région avec $E_T^{miss,rel} > 40$ GeV, pour être relativement proche des régions de signal tout en ayant suffisamment de statistique. L'information du processus physique du MC, c'est à dire sans simulation du détecteur, est utilisée pour s'assurer que l'on considère seulement les leptons isolés. r dépend des critères de reconstruction, d'identification et d'isolation appliqués. Comme on l'a vu chapitre 4 pour les électrons, les variables définissant ces critères peuvent être significativement différentes entre Monte Carlo et données. L'estimation de r par la simulation seulement s'avère donc biaisée. Des facteurs de corrections sont donc calculés avec les données dans des régions de contrôle à la manière de la méthode décrite dans la section 5.5.1.

La valeur de f dépend du type de faux leptons considérés (provenant d'un jet ou conversion) et aussi du processus (top, quark léger, etc...). f est factorisé pour chaque source de faux leptons par la formule :

$$f_{RX}^l = \sum_{i,RX} (f c^i \times R_{RX}^i \times f^i) \quad (5.6)$$

avec i , indice correspondant à la source des faux leptons, conversion de photons ou provenant de jets, et RX la région considérée. R_{RX}^i est la fraction de bruit de fond i de faux leptons dans la région RX et $f c^i$ le facteur de correction mesuré dans la région de contrôle. Les efficacités sont mesurées dans plusieurs Monte Carlo : single top, paires $t\bar{t}$, W+jets et bb. L'information à la vérité du Monte Carlo est utilisée pour s'assurer de la provenance des leptons. La même région que celle utilisée pour mesurer r est utilisée. Les efficacités combinées selon les contributions relatives de chaque fond sont alors calculées et donnent une mesure des f_i entrant dans la formule 5.6. La méthode suit ensuite celle décrite pour les efficacités des leptons réels avec une région de validation où les facteurs de corrections $f c$ sont déduits.

Les mesures de r et f en fonction de l'impulsion transverse pour différents processus dans le Monte Carlo sont représentés dans la figure 5.9 avec les compositions relatives indiquées dans la légende.

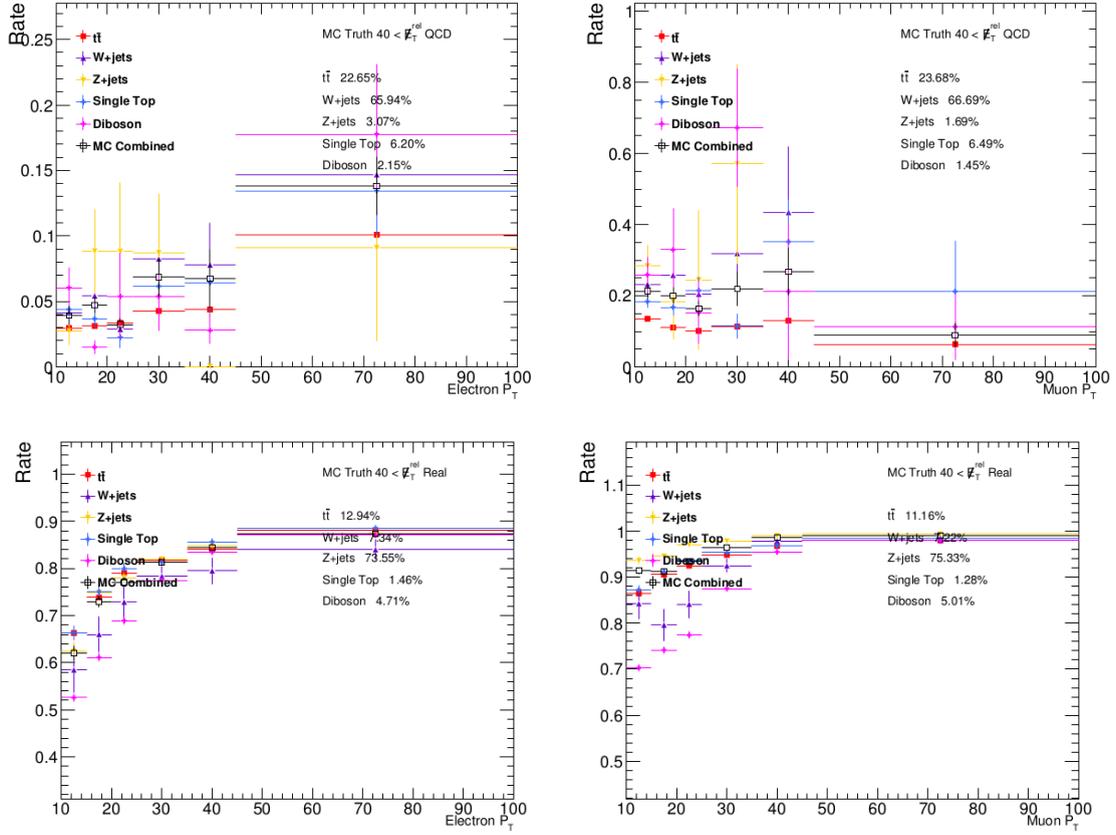


FIGURE 5.9: Efficacité sur les faux leptons, f , en haut et sur les leptons isolés, r , en bas. A gauche, les valeurs mesurées pour les muons et à droite pour les électrons. La mesure est faite fonction de l'impulsion transverse du lepton dans une région où la présélection et la coupure $E_T^{miss,rel} > 40\text{GeV}$ sont appliquées. Chaque processus individuel est montré avec la contribution relative en haut à droite de chaque figure.

Les prédictions dans les régions de signal sont regroupées dans la table 5.7. Elles sont faibles, typiquement inférieures à un événement dans les régions de signal, grâce aux coupures sur l'impulsion des leptons.

RS	ee	(stat)	(sys)	$\mu\mu$	(stat)	(sys)	$e\mu$	(stat)	(sys)
SR WWa	0.23	± 0.52	0.57	0.41	± 0.47	0.49	-0.15	± 0.63	0.57
SR WWb	-0.04	± 0.44	0.28	0.57	± 0.12	0.49	0.28	± 0.28	0.23
SR WWc	-0.20	± 0.38	0.12	0.42	± 0.17	0.30	0.09	± 0.20	0.15

TABLE 5.7: Estimation en nombre d'événements des faux leptons dans les régions de signaux avec erreurs statistique et systématique.

5.5.5 Bruits de fond mineurs

Les autres bruits de fond sont estimés directement par la simulation. C'est le cas du ZV, avec $V = Z$ ou W . On a vu qu'au moins un lepton doit être non identifié pour pouvoir entrer dans les régions de signal. Or grâce aux grandes performances d'identification des leptons, ce fond est relativement faible. De plus, peu d'événements passent les coupures sur m_{T2} et $E_T^{miss,rel}$ comme on le voit dans la figure 5.4. Le bruit de fond ZV représente de 2 à 3 % du bruit de fond total dans les trois régions de signal.

Une forte contribution du Higgs dans la région signal inspirée de la recherche $H \rightarrow WW^{(*)}$, SRWWa, pourrait être attendue. Cependant, la coupure sur $p_T(l)$ limite ce bruit de fond : pour un Higgs de 126 GeV, les leptons provenant de la désintégration du Higgs vont être en moyenne moins énergétiques que ceux du fond WW et donc du signal. D'ailleurs, la coupure $p_T(l) < 50$ GeV est effectuée dans la RS pour la recherche $H \rightarrow WW^{(*)}$. Finalement, sa contribution est très limitée, moins de 1% du fond total.

La coupure sur l'angle des leptons dans le plan transverse et celle sur l'énergie manquante élimine le fond Drell-Yan. Aucun événement $Z \rightarrow \tau\tau$ n'entre dans les régions de signal.

5.6 Incertitudes sur l'estimation du bruit de fond dans les régions de signal

5.6.1 Incertitudes théoriques

En plus des incertitudes liées aux performances du détecteur, les modélisations des variables utilisées dans la simulation sont sujettes à des incertitudes. Par exemple, si la queue de distribution de m_{T2} est mal simulée dans le bruit de fond, l'estimation sera biaisée sans que les régions de contrôle permettent de le repérer (la coupure sur m_{T2} est inversée dans la RC). La stratégie est de comparer les prédictions avec plusieurs générateurs d'événements. Les différences relatives d'estimation entre générateurs sont prises comme incertitudes théoriques. Cette méthode suit celle utilisée dans l'analyse $H \rightarrow WW$.

Les deux estimations sont normalisées dans la région de contrôle, puis la différence est prise comme erreur. L'incertitude est calculée grâce à la formule :

$$\sigma = \frac{F_{T,A} - F_{T,B}}{F_{T,A}}. \quad (5.7)$$

que l'on a écrit en fonction du F_T , facteur de transfert depuis la RC. Ainsi cette incertitude est directement liée à l'extrapolation de la RC à la région de signal. En effet, les incertitudes théoriques sur la section efficace s'annulent grâce à l'utilisation des régions de contrôle pour le WW et le top.

Trois sources d'incertitudes théoriques sont considérées sur $t\bar{t}$:

- Générateur : Le nombre d'événements $t\bar{t}$ est comparé entre le lot nominal MC@NLO+Herwig et un lot utilisé seulement pour cette systématique et qui ne diffère que par le générateur utilisé : Powheg+Herwig.
- Gerbe partonique : Cette fois des lots de $t\bar{t}$ avec Powheg+Herwig et Powheg+Pythia sont comparés.

– Radiations QCD : Des lots spéciaux générés avec AcerMC+Pythia avec plus ou moins de radiations sont comparés. Deux lots de systématiques sont utilisés, la différence en valeur absolue est donc divisée par 2 et est prise comme incertitude.

Pour le WW, seule une incertitude sur le générateur est considérée en comparant un lot Sherpa au lot nominal Powheg. Les incertitudes totales mesurées sont regroupées dans la table 5.8.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP Total	34	26	18
Δ WW Générateur	13	17	17

TABLE 5.8: Incertitudes théoriques relatives sur le WW et $t\bar{t}$ dans les 3 régions de signal.

Cette méthode a des limites. Seuls des générateurs avec le même degré de précision théorique doivent être comparés. En l’occurrence, pour le fond WW, on compare le générateur au premier ordre QCD Sherpa, avec Powheg, deuxième ordre QCD. Ainsi, l’incertitude théorique contient la différence entre 2 ordres QCD qui s’ajoute aux autres incertitudes. L’erreur est donc surestimée. La raison est qu’au moment où cette analyse a été réalisée, aucun autre lot Monte Carlo n’était disponible. Des comparaisons de générateur plus judicieuses sont possibles et seront présentées dans le prochain chapitre.

Pour le signal, des incertitudes théoriques sont aussi estimées sur la section efficace. Pour cela, des variations sur les échelles de renormalisation et de factorisation sont effectuées (entre $Q/2$ et $2Q$ où Q est la masse des particules participant au processus) ainsi que des variations sur les densités partoniques (comparaison entre CTEQ et MSTW). Les incertitudes mesurées sont présentées dans la figure 5.10. Elles sont de près de 8% pour des charginos de 100 GeV et décroissent linéairement jusqu’à 5% pour des charginos de plus de 200 GeV.

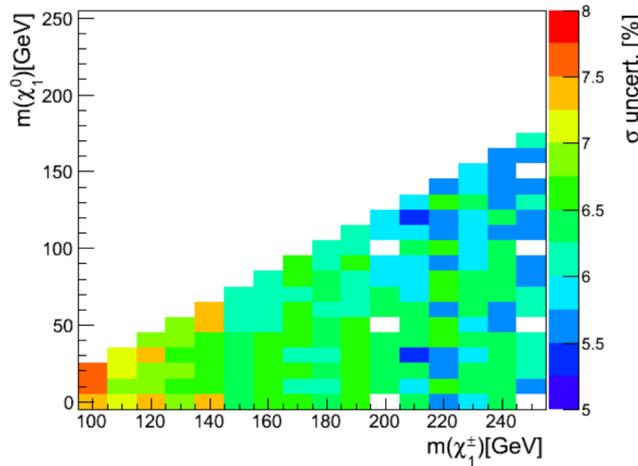


FIGURE 5.10: Incertitudes théoriques sur la section efficace du signal dans le plan $(\tilde{\chi}_1^\pm - \tilde{\chi}_1^0)$ exprimées en pourcents.

5.6.2 Incertitudes expérimentales

Le nombre d’événements dans la simulation et les données est limité. L’incertitude statistique associée comprend l’incertitude sur la statistique disponible dans la région mais aussi sur la propagation de l’incertitude du facteur d’échelle.

Les incertitudes systématiques sont estimées par variation sur le nombre d'événements Monte Carlo comme recommandé par les groupes de performances. Les variations sont effectuées dans les RS et les RC (le facteur d'échelle est recalculé pour chaque variation). Des systématiques supplémentaires venant du bruit de fond d'empilement et des amas non associés à un objet sont aussi appliquées.

Les estimations du bruit de fond et les systématiques dominantes sont présentées dans le tableau 5.9. Les systématiques expérimentales dominantes sont celles déterminant l'énergie transverse manquante, c'est à dire la calibration et la résolution sur les leptons et sur les jets (de moins de 20 GeV d'impulsion). Comme m_{T2} et $E_T^{miss,rel}$ dépendent de E_T^{miss} , la puissance de l'analyse dépend directement de sa résolution. L'incertitude liée à l'étiquetage des b est relativement faible car elle n'intervient qu'au second ordre, dans la mesure du facteur d'échelle dans la région de contrôle pour le top.

Les régions de signal sont définies dans des queues de distributions de variables complexes comme m_{T2} , régions a priori moins bien simulées que le corps de la distribution. Les erreurs dominantes proviennent donc des incertitudes théoriques comme la modélisation du générateur du WW et du $t\bar{t}$, 13 % dans SRWWa et 20 % dans SRWW b et c.

En conclusion, une erreur relative de 15 % est atteinte dans SRWWa mais elle est plus grande dans SRWWb et c : 25 %, essentiellement dominée par les incertitudes théoriques. Globalement, les erreurs théoriques sont de deux à trois fois supérieures aux erreurs expérimentales. Pour la réoptimisation de l'analyse présentée dans le chapitre 6, le but sera alors de réévaluer ces erreurs pour les diminuer.

	SRWW a		SRWW b		SRWW c	
	top	WW	Top	WW	Top	WW
NOMINAL	15.2	99.1	2.6	10.2	1.0	6.0
STAT	15.8%	5.1%	34.6%	8.2%	63%	12%
SYST	43.4%	13.6%	26.9%	21.1%	72%	22%
SYST - théorique	34.2%	12.9%	24.7%	17.4%	31%	20%
SYST - expérimentale	26.7%	4.3%	10.6%	11.9%	65%	9.2%
B-tagging B-weights	3.3%	0.3%	3.8%	< 1%	<10%	<1%
Electron Energy Resolution	12.5%	1.1%	<1%	3.4%	<10%	3.3%
Electron Energy Scale	3.3%	1.8%	3.8%	4.0%	48%	6.7%
Jet Energy Scale	18.4%	2.3%	7.6%	2.7%	<10%	<1%
Jet Energy Resolution	11.2%	1.8%	3.8%	7.9%	32%	<1%
Muon ID Component	0.7 %	1.5%	<0.1%	1.0%	<0.1%	1.2%
MET Soft term Resolution	5.7 %	0.9%	<0.1%	0.9%	30.1%	<0.1%
Générateur	15.1%	12.9%	7.7%	17.4%	16%	20%
Init/Fin State Radiation (ttbar)	5.2%		4.0%		14%	
Parton Shower (ttbar)	30.2%		23.1%		22%	

TABLE 5.9: Incertitudes dominantes dans les trois régions de signal. Les différences entre résultats nominaux et systématiques sont symétrisées et sont exprimés en pourcentages.

5.7 Résultats

5.7.1 Traitement statistique

Afin de maximiser la quantité d'information extraite de chaque région de signal et de contrôle, un traitement statistique élaboré est employé. Un ajustement simultané dans les RC et les RS est fait par maximisation d'une fonction de vraisemblance introduite dans le prochain paragraphe. Cela a plusieurs avantages :

- Les corrélations entre les différentes incertitudes des bruits de fond sont propagées de manière adéquate.
- Les mesures des F_E sont simultanées pour les différents bruits de fond.
- La combinaison des régions de signal permet d'optimiser les exclusions de signal.

L'ajustement aux données et la production de limites d'exclusion sont faits au sein du logiciel *HistFitter* [138]. Les différentes étapes depuis la construction de la fonction de vraisemblance jusqu'aux limites d'exclusions sont maintenant détaillées.

5.7.2 Définition de la fonction de vraisemblance

Pour une région de signal donnée et ses régions de contrôle associées, la fonction de vraisemblance suivante est construite :

$$L(\mu_S, \mu_B) = P(N|\mu_S S_{RS} + \mu_B B_{RS})P(M|\mu_B B_{RC}) \quad (5.8)$$

où B_{RS} , B_{RC} et S_{RS} sont le nombre d'événements de bruit de fond et de signal dans la RS et la RC, N et M sont le nombre d'événements observés dans les données dans la région de signal et dans les régions de contrôle. μ_S représente la puissance du signal si un excès est observé et μ_B correspond au F_E mesuré dans les régions de contrôle.

Pour prendre en compte les incertitudes dans cette fonction, des paramètres de nuisance θ sont introduits. Ils représentent l'écart à la valeur nominale provenant des incertitudes et seront distribués selon une loi gaussienne. Les nombres d'événements B et S dépendent de θ et peuvent s'écrire $N = N_0 * \prod_i G(\theta_i)$ avec $N = B, S$ et l'indice N_0 étant la valeur nominale. L'indice i est sommé sur la liste des incertitudes appliquées.

En tenant compte des incertitudes, la fonction de vraisemblance s'écrit :

$$L(\mu_S, \mu_B) = P(N|\mu_S S_{RS}(\bar{\theta}) + \mu_B B_{RS}(\bar{\theta}))P(M|\mu_B B_{RC}(\bar{\theta}))N(\bar{\theta}|\theta) \quad (5.9)$$

5.7.3 Maximisation de la fonction de vraisemblance

Différentes hypothèses peuvent être testées à partir de la fonction de vraisemblance construite précédemment. La première présentée ici consiste à tester la pertinence du traitement du bruit de fond. Pour cela, aucune contribution du signal n'est considérée, $\mu_S = 0$. L'ajustement dans les régions de contrôle fixe les valeurs de μ_B . La propagation des incertitudes et de la normalisation μ_B aux régions de signal donne l'estimation de bruit de fond. Seules les données dans les régions de contrôle sont utilisées, il n'y a pas d'ajustement dans les régions de signal. En fait, cette étape permet de fixer les paramètres μ_B de L pour les étapes suivantes.

Ensuite, la maximisation est faite avec les données dans les régions de signal, une région à la fois. Le nombre d'événements de signal est laissé comme paramètre libre (pas de modèle spécifique pour cette étape). En fait c'est l'hypothèse du bruit de fond seule qui est testée ici : la probabilité que le bruit de fond donne le nombre d'événements observés est mesuré par un rapport de fonction de vraisemblance et est notée CL_B . Si un excès est observé, la puissance du signal p est également à cette étape.

Enfin, si aucun signal n'est observé et pour poser des limites d'exclusion sur les modèles considérés, toutes les régions de signal sont considérées à la fois. L'hypothèse signal et bruit de fond est testée. La confiance sur cette hypothèse, c'est à dire la probabilité que le signal existe, est mesurée par CL_{S+B} .

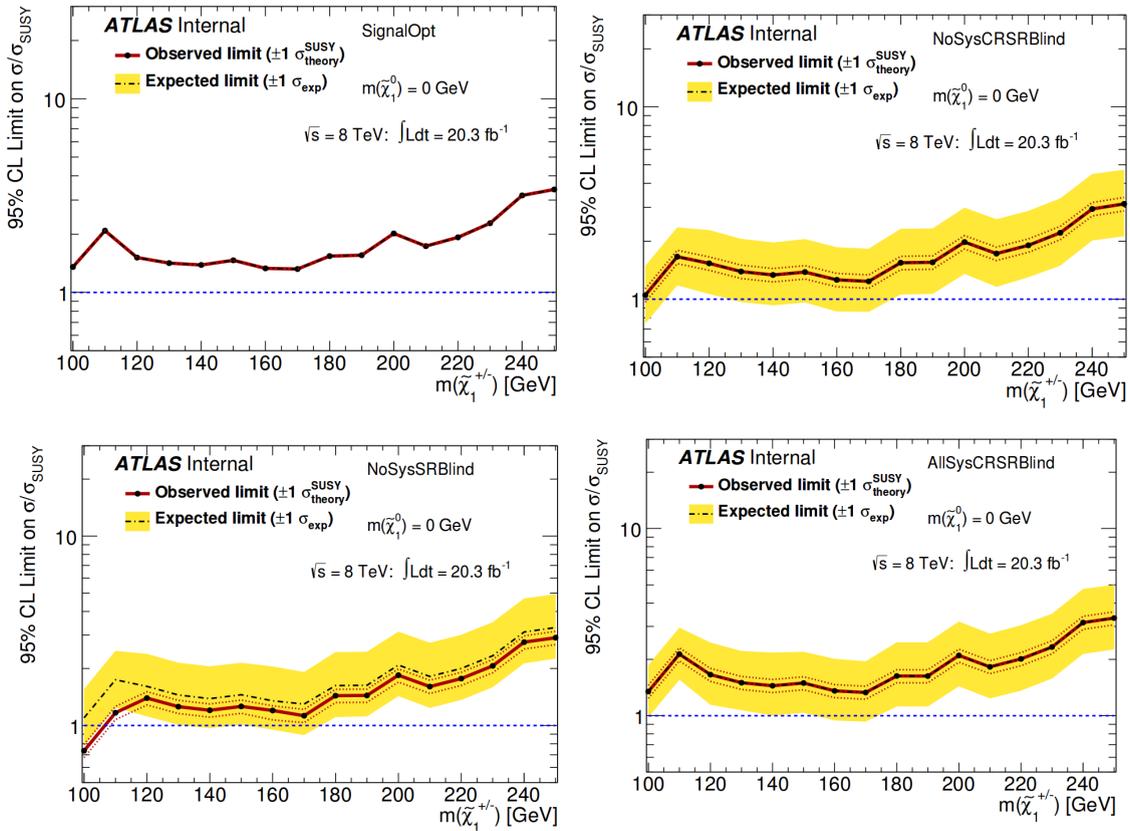


FIGURE 5.11: Evolution de l'exclusion sur la masse des charginos depuis l'optimisation dans l'approximation 2/Zn (figure en haut à gauche) puis dans les régions de signal et de contrôle sans les données (figure en haut à droite), avec les données dans les régions de contrôle (en bas à gauche) et finalement les systématiques sans les données (en bas à droite)

Les résultats sont présentés dans la table 5.10. Aucun excès significatif par rapport aux prédictions Modèle Standard n'est observé. L'accord données-simulation est bon dans les trois régions de signal.

Les limites à 95 % de degré de confiance sur le rapport des sections efficaces sont présentées dans la figure 5.12. Elles sont obtenues à partir de $CL_S = \frac{CL_{S+B}}{CL_B}$ [139]. Comme prédit par l'optimisation (voir figure 5.5), la région la plus sensible est pour les charginos de masse comprise entre 140 et 200 GeV et pour des neutralinos de basse masse, inférieure à 40 GeV. Aucun point de signal ne peut être exclu. La meilleure exclusion correspond à deux fois la section efficace du signal du modèle simplifié.

	SR-WW _a	SR-WW _b	SR-WW _c
Observé	123	16	9
Bruit de fond total	117.9 ± 14.6	13.6 ± 2.3	7.4 ± 1.5
Top	15.2 ± 6.6	2.7 ± 1.1	1.0 ± 0.7
WW	98.6 ± 14.6	10.2 ± 2.1	5.9 ± 1.3
ZV (V = W or Z)	3.4 ± 0.8	0.26 ^{+0.31} _{-0.26}	0.29 ± 0.14
Higgs	0.76 ± 0.14	0.21 ± 0.06	0.10 ± 0.04
fake	0.02 ^{+0.33} _{-0.02}	0.26 ^{+0.30} _{-0.26}	0.12 ^{+0.17} _{-0.12}
Signal			
($m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (100, 0) GeV	31	N/A	N/A
($m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (140, 20) GeV	N/A	8.2	N/A
($m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$) = (200, 0) GeV	N/A	N/A	3.3

TABLE 5.10: Nombre d'événements observés et attendus dans les trois régions de signal. Les trois dernières lignes sont le nombre d'événements attendu avec les modèles simplifiés.

Signal channel	$\langle \epsilon\sigma \rangle_{\text{obs}}^{95}$ [fb]	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}	CL_B
SR-WW _a	1.94	39.3	36.0 ^{+13.3} _{-9.9}	0.61
SR-WW _b	0.58	11.8	10.0 ^{+4.3} _{-3.0}	0.68
SR-WW _c	0.43	8.8	7.5 ^{+3.6} _{-2.2}	0.65

TABLE 5.11: 95% CL limites sur la section efficace visible ($\langle \epsilon\sigma \rangle_{\text{obs}}^{95}$) et sur le nombre d'événements de signal (S_{obs}^{95}). La troisième colonne montre 95% CL limites sur le nombre d'événements de signal avec le bruit de fond attendu (S_{exp}^{95}). La dernière colonne indique CL_B .

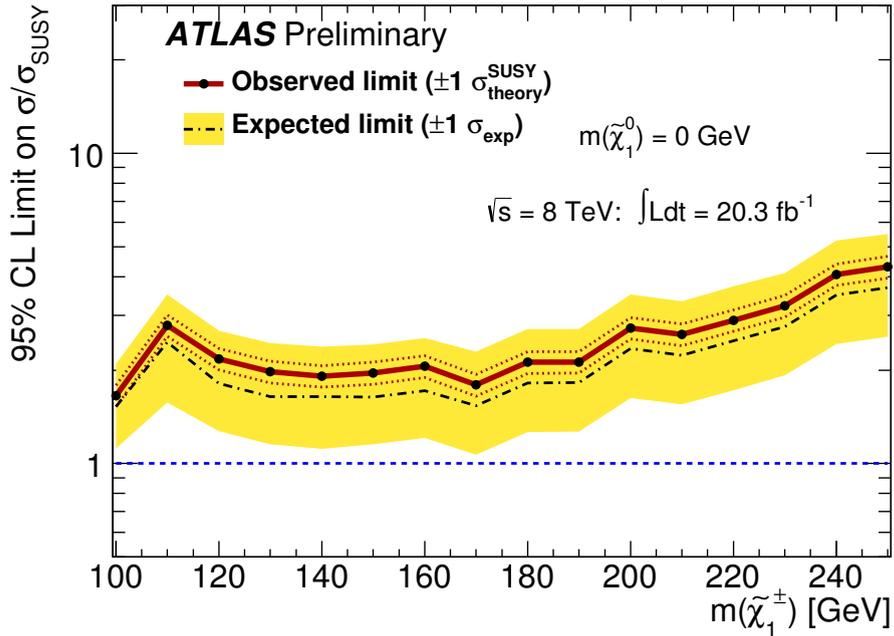


FIGURE 5.12: Limites observées et attendues sur la section efficace du signal en fonction de la masse du chargino. Le neutralino est considéré sans masse.

5.8 Conclusion

Les premiers résultats de cette analyse confirment la difficulté de recherche de ce signal. Le fond WW reste élevé dans les trois régions de signal malgré le travail sur l'optimisation des RS. Les incertitudes théoriques élevées limitent les possibles exclusions de signaux. Cependant, l'exclusion de ce signal n'est pas si éloignée (l'exclusion de section efficace deux fois plus grande que celle recherchée en témoigne) et diverses pistes pour améliorer les résultats de l'analyse ont alors été envisagés :

- Considérer les canaux ee et $\mu\mu$ pour augmenter la statistique analysée, et donc la sensibilité. Mathématiquement, le nombre d'événements de signal sera donc doublé et donc la sensibilité sera diminuée d'un facteur $\sqrt{2}$, soit la moitié requise pour une potentielle exclusion.
- Améliorer l'estimation des erreurs théoriques, en particulier pour le WW. Pour cela des nouveaux lots de simulation sont requis.
- Construire des régions de contrôle plus proches des régions de signal pour diminuer les incertitudes.
- Définir des régions de validations pour s'assurer de la validité de la simulation dans les queues de distributions. Ceux ci n'améliorera pas a priori la sensibilité mais confirmera le bon traitement du bruit de fond.

Chapitre 6

Extension de l'analyse dans les canaux ee et $\mu\mu$ et réoptimisation

L'analyse présentée dans le chapitre 5 a démontré la faisabilité de la recherche de production directe de charginos se désintégrant en boson W. Une exclusion de deux fois la section efficace du signal du modèle simplifié est atteinte pour plusieurs points de signaux. Afin d'améliorer ce résultat, plusieurs pistes ont été envisagées dans la section 5.8 et sont ici mises en oeuvre.

Il n'y a pas eu de prise de données en 2013 et donc le même ensemble de données que dans le chapitre 5, à savoir les 20.3 fb^{-1} de données collectées en 2012, sera réutilisé ici. La dernière version du Monte Carlo disponible au moment de l'analyse est utilisée ¹.

6.1 Spécificités des canaux ee et $\mu\mu$

Les connaissances acquises dans le canal $e\mu$ sont maintenant étendues aux canaux ee et $\mu\mu$. Le nombre d'événements de signal attendu est grossièrement doublé, les limites précédentes seront théoriquement améliorées d'un facteur $\sqrt{2}$ (dans l'approximation $Zn \approx \frac{S}{\sqrt{B}}$ et à bruit de fond constant).

Cependant, les bruits de fond incluant un boson Z (produisant deux leptons réels dans l'état final) sont importants dans ces deux canaux. Pour que la sensibilité ne soit pas affectée, les régions de signal sont réoptimisées en incluant ces deux canaux pour améliorer la réjection du fond ZV. La variable utilisée pour l'optimisation est la combinaison de $Z_N = \sqrt{Z_{N,ee}^2 + Z_{N,\mu\mu}^2 + Z_{N,e\mu}^2}$.

Le processus Drell-Yan est simple à éliminer : les événements dont la masse invariante des deux leptons est comprise dans une fenêtre de 10 GeV autour de la masse du boson Z sont rejetés. Après cette coupure et celle basée sur l'énergie manquante, ce fond est inexistant dans les régions de signal, aucun événement ne passe les coupures dans le Monte Carlo.

Le Z accompagné d'un autre boson qu'on notera ZV est plus problématique : il représente de 20 à 50 % du fond total dans les régions de signal. Les processus dominants sont ceux dont la signature possède de l'énergie manquante : ZZ avec l'un se désintégrant en électron ou muon et l'autre en neutrinos (typiquement 70 % du fond ZV), et WZ avec le W se désintégrant

1. L'analyse présentée dans le chapitre 5 utilise la version p1338 alors qu'ici c'est la version p1512 qu'on utilise.

leptoniquement (le neutrino prend la majorité de l'énergie du W) et dont le lepton n'est pas reconstruit et le Z en électron ou muon (typiquement 30% du fond ZV).

Les définitions des régions de signal réoptimisées sont maintenant décrites. Pour SRWWa, les coupures sur $p_T(ll)$, et $E_T^{miss,rel}$ sont augmentées de 70 à 80 GeV : cette augmentation est nécessaire pour diminuer le fond ZV dans les canaux ee et $\mu\mu$ tout en conservant la même sensibilité dans le canal $e\mu$ ($Zn = 1.5$ pour le point de signal (100,0)). La coupure inversée sur $m(ll)$ passe de $m(ll) < 100$ à $m(ll) < 120$ GeV. En fait, cette coupure permet d'éliminer la queue en WW dans cette distribution. La coupure optimale correspond à la masse maximale des charginos recherchée dans la région de signal.

Pour SRWWb et SRWWc, les coupures sur m_{T2} ne peuvent pas être à nouveau optimisées et sont conservées respectivement à 90 et 100 GeV. La coupure sur $p_T(ll)$ n'apporte plus d'amélioration de sensibilité et est donc retirée. L'analyse présentée dans le chapitre 5 a permis de préciser les signaux ciblés par chaque de région de signal. SRWWa pour les charginos avec une masse inférieure à 120 GeV, SRWWb pour les masses entre 120 et 170 GeV et enfin SRWWc pour les plus hautes masses. Les coupures hautes sur $m(ll)$ permettent de cibler ces signaux tout en éliminant la queue de distribution du WW sur cette variable. Ainsi la coupure sur $m(ll)$ est augmentée à $m(ll) < 120$ GeV dans SRWWa et $m(ll) < 170$ GeV dans SRWWb.

Pour conclure la réoptimisation, la coupure en $\Delta\Phi(ll)$, qui avait été introduite dans le but d'aider à définir les régions de contrôle pour WW, est enlevée. Désormais, une coupure sur $p_T(ll)$ sera utilisée (voir section 6.2.1). Les définitions des régions de signal réoptimisées sont résumées dans la table 6.1.

SR	(p_T^l, p_T^l) [GeV]	m_{T2} [GeV]	$E_T^{miss,rel}$ [GeV]	$p_T(ll)$ [GeV]	$m(ll)$ [GeV]
SRWW a	$>(35,20)$	–	>80	>80	<120
SRWW b	$>(35,20)$	>90	–	–	<170
SRWW c	$>(35,20)$	>100	–	–	–

TABLE 6.1: Coupures de sélection appliquées pour les trois régions de signal avec ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ dans l'état final (en plus de la présélection de 2 leptons de charge opposée et le jet veto).

La réoptimisation a été faite avec une incertitude de 15% sur le bruit de fond, comme précédemment. Puis, l'optimisation a été vérifiée avec les incertitudes mesurées dans la première analyse (voir figure 6.1) : dans SRWWb et c, la valeur de Zn est inférieure de 10% à cause des incertitudes théoriques mais les mêmes définitions de région de signal sont trouvées.

Le nombre d'événements et les significances attendues sont montrées dans la table 6.2. Comparé au canal $e\mu$ seulement et aux incertitudes sur le bruit de fond, la valeur de Zn augmente significativement, de l'ordre de 50% dans les trois régions de signal pour les points de référence. Le fond ZV ne limite donc pas la sensibilité de ces canaux, grâce à la réoptimisation. Comme dit précédemment jusqu'à 50% du fond est du ZV et une région de contrôle dédiée est donc nécessaire pour en assurer une bonne estimation.

6.2 Redéfinition des régions de contrôle

Pour les fonds Top et WW, les régions de contrôle redéfinies en accord avec les nouvelles régions de signal sont présentées dans cette section. Seuls les événements $e\mu$ sont utilisés pour ne pas multiplier le nombre de régions de contrôle. Toutefois les facteurs de normalisation sont mesurés

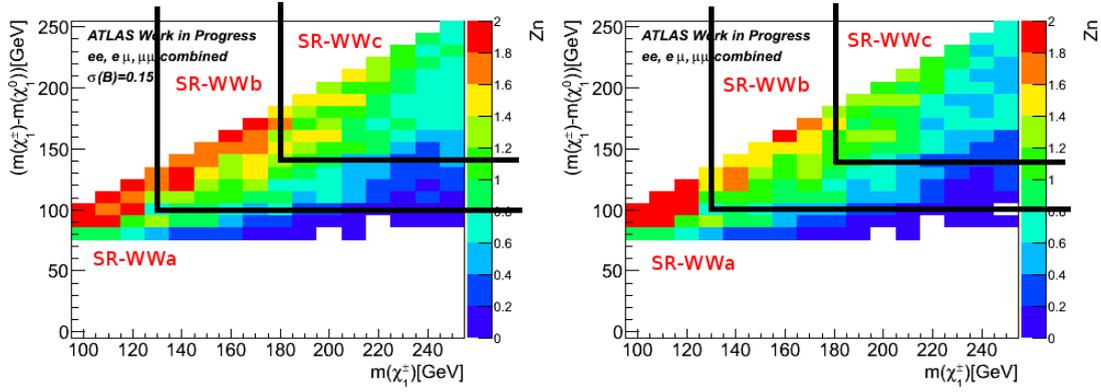


FIGURE 6.1: Significane attendue en utilisant la variable Z_N variable après l'optimisation des régions de signal. A gauche, une incertitude totale de 15% est considérée sur le bruit de fond. A droite, Les incertitudes mesuré dans la section précédente sont utilisées.

	SRWWa	SRWWb	SRWWc
Top	19.82	6.03	2.35
WW	74.53	21.91	11.30
ZV	16.62	11.83	9.37
ZX	0	0	0
Others	0.76	0.59	0.35
TOTAL	111.71	40.76	23.36
(100,0) (Z_N)	2.52	1.01	0
(140,20) (Z_N)	1.44	1.86	1.39
(200,0) (Z_N)	0.54	1.08	1.38

TABLE 6.2: Estimation Monte Carlo du bruit de fond et Z_N pour les points de signal $(m(\tilde{\chi}_1^\pm), m(\tilde{\chi}_1^0))$. calculé avec une erreur total de 15% sur le bruit de fond. Ces résultats sont la combinaison des 3 canaux ee , $\mu\mu$ et $e\mu$.

dans les canaux ee et $\mu\mu$ et vérifiés compatibles avec ceux mesurés dans le canal $e\mu$. Deux régions sont définies pour chaque bruit de fond, l'une pour SRWWa, l'autre commune à SRWWb et SRWWc.

La même procédure est suivi pour le fond ZV. Deux nouvelles régions de contrôle sont décrites dans cette section, l'une pour SRWWa et une commune pour SRWWb et SRWWc. Pour le fond ZV, seuls les événements des canaux ee et $\mu\mu$ sont utilisés : ils sont combinés pour donner un seul facteur d'échelle par RS.

6.2.1 Régions de controle pour le fond WW

De nouveau, la proximité du signal et du fond WW complique la définition d'une RC non contaminée par le signal. Le défi est d'avoir une RC avec des caractéristiques au moins équivalentes à celles décrites dans la section 5.5.2 tout en utilisant les nouvelles coupures de la RS et en se passant de la coupure sur $\Delta\phi(ll)$.

Pour SRWWa, la région de contrôle est basée sur l'inversion de la coupure sur $E_T^{miss,rel}$, la RC est ainsi orthogonale à la région de signal. De plus, c'est la seule coupure qui permette de diminuer significativement la contamination en signal (typiquement, divisée par trois entre $E_T^{miss,rel} > 80$

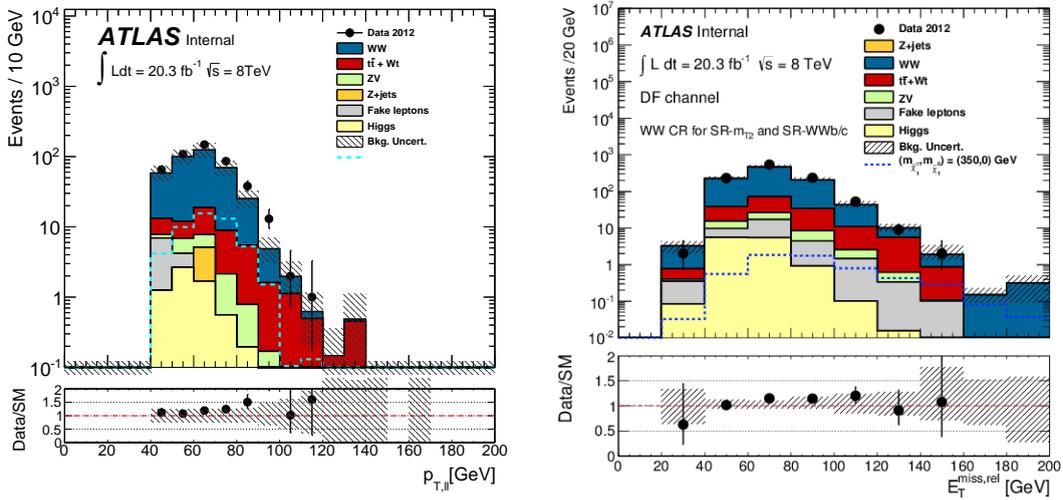


FIGURE 6.2: Distribution de $p_T(ll)$ dans la région de contrôle pour SRWWa à gauche, et distribution de $E_T^{miss,rel}$ dans la région de contrôle b/c à droite. Le facteur d'échelle n'est pas appliqué.

GeV et $E_T^{miss,rel} < 80$ GeV). Sans autre coupure, le fond Drell-Yan domine. Des coupures basses sur $E_T^{miss,rel}$ et $p_T(ll)$ permettent de favoriser le fond WW. Le meilleur compromis pour avoir une pureté et une statistique suffisante est trouvé avec $p_T(ll) > 40$ GeV et $E_T^{miss,rel} > 60$ GeV. La coupure haute sur la masse invariante des leptons est conservée. Les coupures de présélection et le veto sur les jets sont également conservés.

Pour la région de contrôle commune à SRWWb et c, une fenêtre sur m_{T2} est appliquée entre 50 et 90 GeV. Comme pour la région de contrôle précédente, inverser m_{T2} permet de réduire la contamination en signal et d'avoir une région orthogonale. La coupure basse sur m_{T2} permet de sélectionner les événements WW en éliminant le fond Drell-Yan (l'efficacité de la coupure sur ce fond est inférieure à 1%). Comme la coupure sur $m(ll)$ n'est pas commune aux deux RS, elle n'est pas appliquée dans la RC.

La figure 6.2 montre les distributions de quelques unes des variables utilisées. L'accord données - simulation est très bon, avec un accord à $\pm 1\sigma$. Les caractéristiques des RC pour le fond WW sont regroupées dans la table 6.3. Le reste des autres bruits de fond est dominée par le top qui représente 20 % du nombre d'événements total. La contamination en signal est au maximum de 10% ce qui équivaut au résultat obtenu précédemment. La contamination en signal pour l'ensemble de la grille dans la région de contrôle pour SRWWa est montrée dans la figure 6.3.

Comme lors de l'analyse précédente, les facteurs d'échelle sont significativement supérieurs à un. De plus, ils sont significativement différents dans les deux régions de contrôle. Cela provient de la coupure sur $m(ll)$ comme le montre la table 6.4. Selon la coupure sur $m(ll)$ appliquée, F_E varie de 0.95 à 1.22. Ainsi, la mauvaise simulation de cette variable requiert que les coupures sur $m(ll)$ soient les mêmes dans les régions de contrôle que dans celles de signal pour éviter un biais sur F_E . Toutefois, comme plus de 95% des événements WW ont $m(ll) < 170$ GeV, l'application de cette coupure dans la seconde RC n'a que peu d'impact sur le facteur d'échelle et on peut donc s'en passer.

Finalement, les performances de la RC pour WW sont équivalentes à celles de la RC de la section 5.5.2, objectif premier de la redéfinition, tout en améliorant la proximité entre RS et RC. En effet, les mêmes variables sont utilisées dans RS et RC. Par contre, les coupures sur $E_T^{miss,rel}$ et

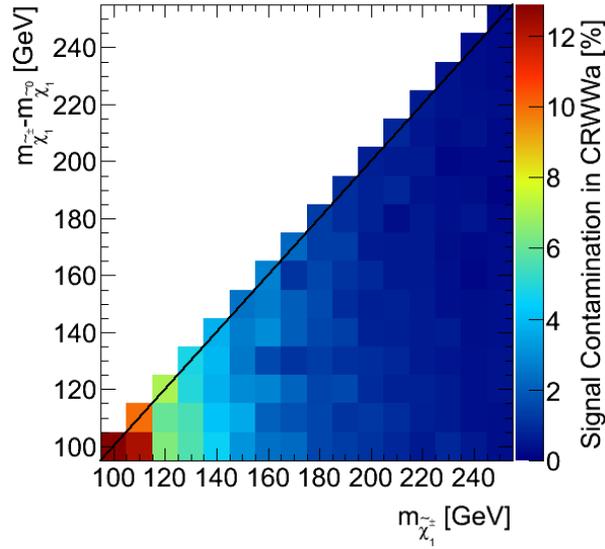


FIGURE 6.3: Contamination en signal dans la RC pour le fond WW pour SRWWa, l'ensemble des points de signaux sont considérés.

CR	WW dans la CR	Pureté (%)	C_S (%)	F_T (%)	F_E
CRWW-WWa, $e\mu$	385	85 ± 2	13 ± 0.5	17.1 ± 1.2	1.22 ± 0.07
CRWW-WWb,c, $e\mu$	947	74 ± 2	14 ± 0.2	1.7 ± 1.4	1.14 ± 0.04

TABLE 6.3: Caractéristiques des régions de contrôle pour le top. Les erreurs sont statistiques uniquement. La contamination en signal est calculée avec le point de signal donnant la plus grande contamination.

mll cut in CRWW	$mll < 120$ GeV	$mll > 120$ GeV	no mll cut
F_E in CRa, $e\mu$	1.22 ± 0.13	0.94 ± 0.08	1.15 ± 0.10
F_E in CRb/c, $e\mu$	1.21 ± 0.12	0.96 ± 0.09	1.16 ± 0.10

TABLE 6.4: Evolution des facteurs d'échelle en fonction de la coupure en $m(ll)$ appliquée dans les régions de contrôle WW. Les contributions en faux leptons ne sont pas considérées.

m_{T2} sont toujours inversées et la forme de ces variables n'est donc pas validée dans les régions de signal. Ce problème est adressé dans la section 6.2.4. En ce qui concerne les incertitudes sur le WW, l'effort se concentre sur les incertitudes théoriques et elles seront discutées dans la section 6.3.

6.2.2 Régions de contrôle pour le fond Top

La définition des régions de contrôle pour le Top est plus aisée. Le but est ici de mettre à jour les RCs en accord avec la nouvelle définition des régions de signal.

Pour SRWWa, la région de contrôle a la même définition que la région de signal à l'exception du veto sur les jets. A la différence de l'analyse précédente, le veto sur les jets légers centraux et les jets vers l'avant est conservé et au moins un jet de b est requis dans la définition. Cette modification permet de rapprocher la région de contrôle de la région de signal et ainsi de réduire les incertitudes sur le top, en particulier les incertitudes théoriques (voir section 6.3).

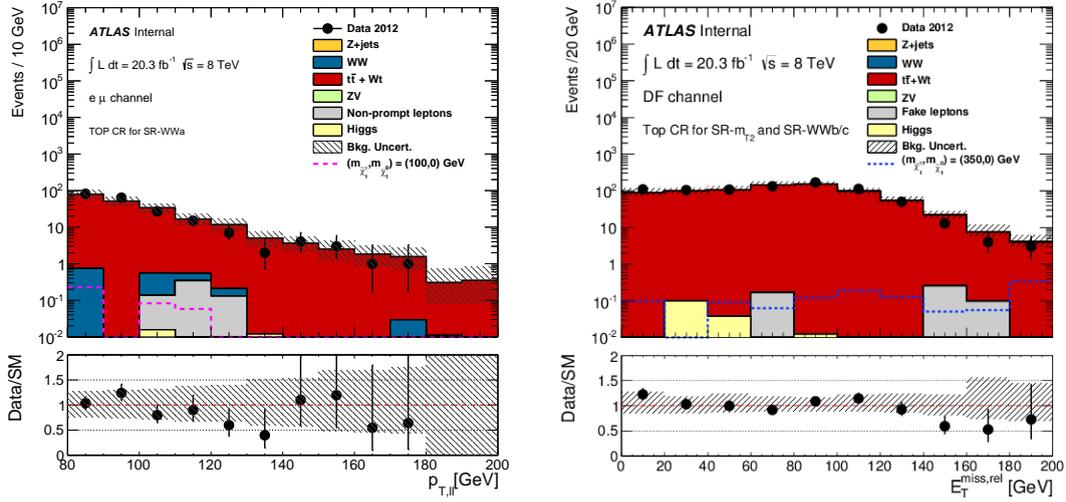


FIGURE 6.4: Distribution de $p_T(ll)$ dans la région de contrôle pour SRWWa à gauche, et distribution de $E_T^{miss,rel}$ dans la région de contrôle b/c à droite. Le facteur d'échelle n'est pas appliqué.

Pour la région de contrôle commune à SRWWb et c, les mêmes coupures sur les jets sont appliquées que pour la SRWWa. La coupure sur m_{T2} appliquée est abaissée à 70 GeV pour avoir une statistique suffisante. Aucune coupure sur $m(ll)$ n'est appliquée comme cette coupure n'est pas commune à SRWWb et c.

CR	Pureté (%)	C_S (%)	F_T (%)	F_E
CRT-WW _a , $e\mu$	99 ± 4	0 ± 0.1	6.3 ± 0.8	1.00 ± 0.08
CRT-WW _{b/c} , $e\mu$	99 ± 2	0 ± 0.1	1.1 ± 0.2	1.03 ± 0.04

TABLE 6.5: Caractéristiques des régions de contrôle pour le top. Les erreurs sont statistiques uniquement. La contamination en signal est calculée avec le point de signal donnant la plus grande contamination.

Les caractéristiques de ces deux régions sont montrées dans la table 6.5. La pureté est optimale, près de 99%, sans contamination en signal ($\approx 1\%$). Les 2 facteurs d'échelle mesurés sont en accord avec 1 dans les deux régions. Finalement, les figures 6.4 montrent un bon accord données - simulation.

6.2.3 Régions de contrôle pour ZV

Pour compléter le traitement des bruits de fond principaux, deux nouvelles régions de contrôle sont définies pour le fond ZV. Ces régions de contrôle utilisent les définitions de SRWWa et de SRWWb : les mêmes coupures sont appliquées à l'exception des coupures sur la masse invariante des leptons qui est remplacée par une fenêtre de masse autour de la masse du Z, à plus ou moins 10 GeV. Ces régions de contrôle rejettent le fond Drell-Yan grâce aux coupures sur l'énergie manquante.

La composition doit être la même dans la région de signal et dans la région de contrôle pour ne pas biaiser le facteur d'échelle. C'est bien le cas ici avec 70 % de ZZ et 30 % de WZ. Les caractéristiques des RC pour le fond ZV sont regroupées dans la table 6.6. Le facteur d'échelle ne peut pas être biaisé par le signal : la contamination est faible, 5% au maximum. La contamination

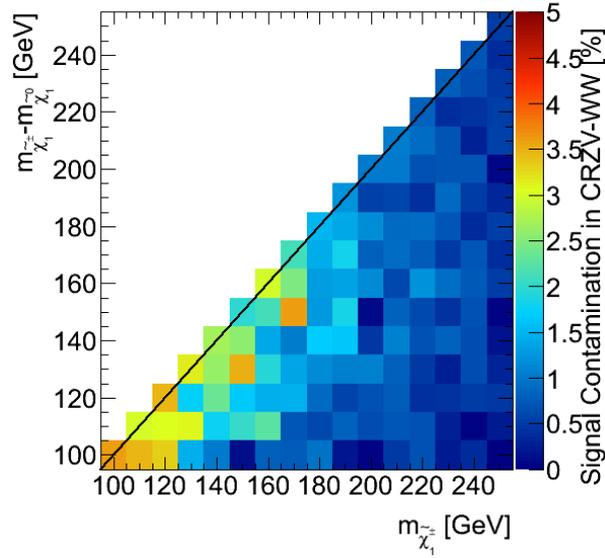


FIGURE 6.5: Contamination en signal dans la RC pour le fond ZV pour SRWWa, l'ensemble des points de signaux sont considérés.

pour tous les points de signaux est montrée dans la figure 6.5. L'incertitude statistique sur le facteur d'échelle est relativement élevée, 11% en moyenne. Pour le résultat final, les canaux ee et $\mu\mu$ sont regroupés et un seul F_E est estimé pour les deux canaux. L'incertitude statistique résultante sur F_E est inférieure à 10% et ils sont compatibles avec 1 quoique systématiquement plus élevés

La figure 6.6 montre les distributions de $E_T^{miss,rel}$ dans les régions de contrôle. L'accord entre données - simulation est satisfaisant, à 2σ avec l'incertitude statistique seulement.

CR	Pureté (%)	C_S (%)	F_T (%)	F_E
CRZV-WWa, ee	81 ± 4	2 ± 0.4	12.0 ± 1.5	1.14 ± 0.16
CRZV-WWa, $\mu\mu$	85 ± 2	4 ± 0.6	13.9 ± 1.7	1.12 ± 0.13
CRZV-WWb/c, ee	95 ± 4	4 ± 0.5	12.2 ± 1.9	1.02 ± 0.08
CRZV-WWb/c, $\mu\mu$	97 ± 3	5 ± 0.7	12.4 ± 1.8	1.14 ± 0.08

TABLE 6.6: Caractéristiques des régions de contrôle pour ZV. Les erreurs sont statistiques uniquement. La contamination en signal est calculée avec le point de signal donnant la plus grande contamination.

6.2.4 Régions de validation

Pour compléter le contrôle des bruits de fond, deux nouvelles régions sont construites afin de valider les facteurs d'échelle. Ces régions sont indispensables pour valider la forme des variables les plus discriminantes, dont les coupures ont été systématiquement retournées pour définir les régions de contrôle du fond WW.

Les critères requis pour les régions de validation sont les mêmes que pour une région de contrôle. La définition de ces régions doit rester au plus proche de la définition des régions de signal, sans inverser de coupures sur les variables majeures. Elle doit aussi être dominée par le bruit de fond, avec des proportions semblables à celles des régions de signal. Par contre, le nombre

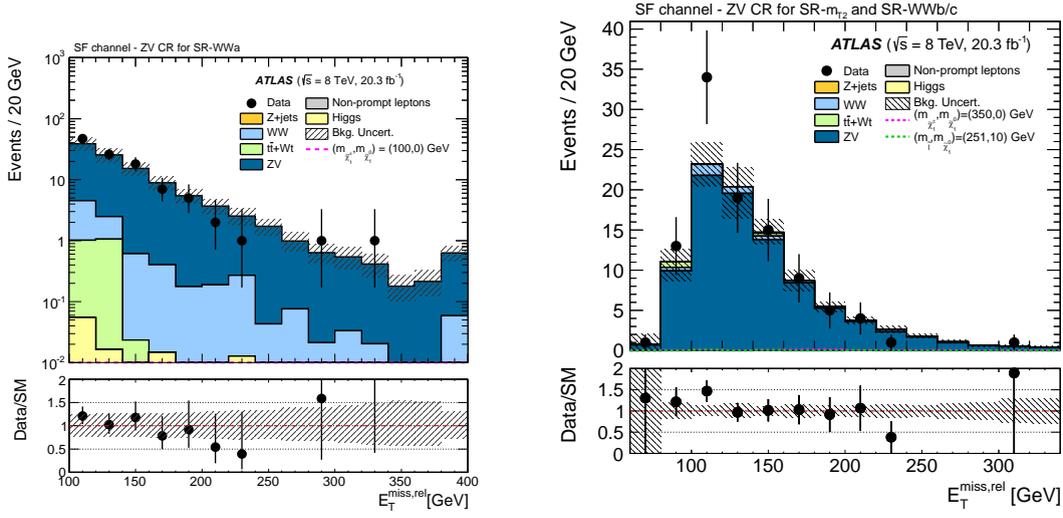


FIGURE 6.6: Distribution de $E_T^{miss,rel}$ dans la région de contrôle pour SRWWa à gauche, et distribution de $E_T^{miss,rel}$ dans la région de contrôle b/c à droite. Le facteur d'échelle n'est pas appliqué.

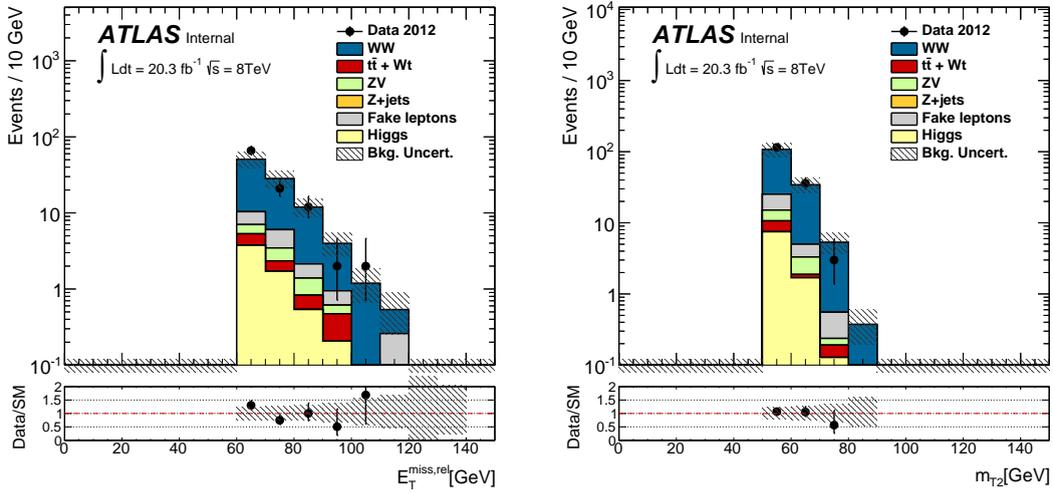


FIGURE 6.7: Distribution de $E_T^{miss,rel}$ dans la région de validation pour SRWWa à gauche, et distribution de m_{T2} dans la région de validation b/c à droite. Les facteurs d'échelle sont appliqués.

d'événements peut être moindre comparé à une région de contrôle comme aucune mesure n'est faite dans cette région.

La définition est la même que pour les régions de contrôle WW. Les coupures inversées sur $E_T^{miss,rel}$ et m_{T2} sont retirées. Afin de sélectionner le bruit de fond et rejeter le signal, la coupure sur le p_T du lepton le plus énergétique est inversée. On n'a ainsi que des leptons entre 20 et 35 GeV.

VR	Data	Total SM	Top	WW	Z+Jets	ZV	fakes	higgs
VRWW-WW _a , ee	46	50 ± 3	2 ± 1	30 ± 1	10 ± 3	1 ± 0.3	4 ± 1	2 ± 0.1
VRWW-WW _a , $e\mu$	103	96 ± 3	3 ± 1	77 ± 2	0 ± 0	3 ± 0.4	7 ± 1	6 ± 0.3
VRWW-WW _a , $\mu\mu$	109	112 ± 6	3 ± 1	66 ± 2	34 ± 6	3 ± 0.4	1 ± 1	5 ± 0.3
VRWW-mT ₂ , ee	77	69 ± 5	3 ± 1	47 ± 2	23 ± 7	3 ± 0.4	6 ± 1	3 ± 0.2
VRWW-mT ₂ , $e\mu$	154	147 ± 4	3 ± 1	117 ± 3	0 ± 0	6 ± 1	12 ± 2	9 ± 0.3
VRWW-mT ₂ , $\mu\mu$	164	173 ± 8	5 ± 1	91 ± 1	52 ± 8	6 ± 0.5	11 ± 2	8 ± 0.3

TABLE 6.7: Composition des régions de validation en données et simulation de bruit de fond standard normalisée à 20.3 fb^{-1} . Les barres d'incertitudes sont statistiques seulement.

La table 6.7 donne la composition des régions de validation dans les trois canaux et dans les deux régions de validation. Un très bon accord entre données et simulation est observé, avec des écarts couverts par l'erreur statistique. La figure 6.7 montre que les distributions de $E_T^{miss,rel}$ et de m_{T2} ont un très bon accord. La bonne simulation dans les queues de distribution, c'est à dire dans les régions de signal, est confirmée pour $E_T^{miss,rel} > 80 \text{ GeV}$. Par contre, très peu d'événements avec $m_{T2} > 90 \text{ GeV}$ entrent dans la région de validation. Ainsi on ne peut pas conclure sur l'accord données-simulation dans cette région. Néanmoins, un bon accord est observé sur tout l'intervalle $m_{T2} < 80 \text{ GeV}$, renforçant ainsi la confiance sur la bonne modélisation de cette variable.

6.3 Incertitudes théoriques

Pour le signal, la même procédure que celle décrite dans la section 5.6.1 est appliquée. Les incertitudes mesurées sur les section efficaces sont similaires, 8% pour les charginos de 100% et 5% pour les charginos de plus de 200 GeV.

L'incertitude totale sur le bruit de fond pour l'optimisation a été fixée à 15%. Or, les incertitudes théoriques sont élevées, plus de 15% dans les RS définies au chapitre 5, et elles limitaient donc la puissance de la précédente analyse. Les incertitudes théoriques dominantes sont celles sur le fond WW et c'est évidemment celles-ci qui doivent être prioritairement réévaluées. Pour le Top, l'erreur théorique est également recalculée avec tous les lots à disposition pour préciser l'estimation. Enfin, le fond ZV n'est plus négligeable et des incertitudes théoriques dédiées sont calculées.

La dénomination "incertitudes théoriques" est quelque peu abusive. Leurs évaluations consistent en une comparaison de lots de simulations avec des paramètres de génération différents, en fait le plus souvent des générateurs différents. Ici, de nouveaux lots Monte Carlo sont mis à profit pour réaliser des comparaisons entre lots plus judicieuses.

La méthodologie est la même que celle discutée dans la section 5.6.1. On rappelle seulement la formule ici pour calculer l'incertitude et rappeler le lien avec les régions de contrôle à travers le facteur de transfert :

$$\sigma = \frac{F_{T,A} - F_{T,B}}{F_{T,A}}. \quad (6.1)$$

Pour être consistant avec les régions de contrôle, seul le canal $e\mu$ est utilisé pour les fonds Top et WW (Les canaux ee et $\mu\mu$ donnent des incertitudes compatibles avec celles obtenues dans le canal $e\mu$). Pour le fond ZV, une combinaison des canaux ee et $\mu\mu$ est utilisée.

6.3.1 Modélisation du générateur

La modélisation des variables dépend du générateur utilisé. Ajouter une incertitude sur la modélisation du générateur permet de se rapprocher d'une analyse générateur indépendante. Les algorithmes de génération, la prise en charge des radiation QED mais aussi les possibles bugs qui diffèrent entre générateurs sont prises en compte dans cette erreur. On voit donc qu'on ne parle pas ici d'une véritable incertitude théorique.

Dans la section 5.6.1, les générateurs comparés pour le WW étaient Sherpa (LO) et Powheg (NLO). Les incertitudes mesurées sont grandes, de l'ordre de 15%, et essentiellement dues à la différence d'ordre QCD. Evidemment, cette comparaison n'a pas lieu d'être car par construction l'ordre QCD utilisé dans les calculs est théoriquement plus complet.

Maintenant, deux générateurs NLO sont comparés : aMC@NLO et Powheg (lot nominal) pour WW, utilisés tous les deux avec Herwig pour les gerbes partoniques. aMC@NLO+Pythia6 et Powheg+Pythia6 sont également comparés pour vérifier que l'on obtient les mêmes incertitudes. Pour le fond top, aMC@NLO + Jimmy (lot nominal) est comparé à PowHeg+Jimmy. Notons que cette incertitude est calculée indépendamment pour le fond $t\bar{t}$ et le top solitaire. Enfin, une incertitude est mesurée pour le fond ZV. Dus aux manques de lots de simulation adéquats, une comparaison peu représentative est faite entre Powheg+Pythia8 et Sherpa.

La table 6.8 contient les incertitudes générateurs dans les trois régions de signal. Les différences les plus importantes sont dans les queues de distributions de m_{T2} (voir figure 6.8) où l'erreur est de plus de 15% pour SRWWb et SRWWc. Si on compare les incertitudes obtenues dans la section 5.6.1 avec celles-ci, les incertitudes dans SRWWa ont diminué : pour le Top on passe de 15% à moins de 1%. Les mêmes lots de simulation sont utilisés, cette baisse est donc obtenue grâce à la RC du Top plus proche de la RS : elle inclut maintenant un veto sur les jets légers centraux et vers l'avant. Pour le WW, on passe de 13 à 1% grâce à la comparaison qui est maintenant faite entre 2 générateurs NLO. Pour SRWWb et c, les résultats sont plus mitigés : pour le fond Top, l'incertitude est dominée par le manque de statistique dans les lots Top utilisés mais cela n'a pas d'impact sur les résultats de l'analyse, le fond Top étant peu important dans ces deux régions (il représente moins de 15% dans SRWWb, 6% dans SRWWc du fond total). Pour le WW, les incertitudes sont du même ordre de grandeur que celle obtenue avec la comparaison à Sherpa.

Pour conclure, les incertitudes obtenues avec Herwig ou Pythia6 sont compatibles entre elles. On confirme ainsi une différence intrinsèque aux générateurs et que c'est celle ci qu'on estime ici.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP Générateur	0 ± 10	10 ± 28	5 ± 21
Δ WW Générateur (+ Herwig)	1 ± 2	10 ± 4	23 ± 4
Δ WW Générateur (+ Pythia6)	5 ± 4	11 ± 8	24 ± 7
Δ ZV Gerbe Part. + Gén	11 ± 4	10 ± 4	9 ± 5

TABLE 6.8: Incertitudes théoriques relatives sur la modélisation générateur sur les bruits de fond WW et $t\bar{t}$ dans les 3 régions de signal.

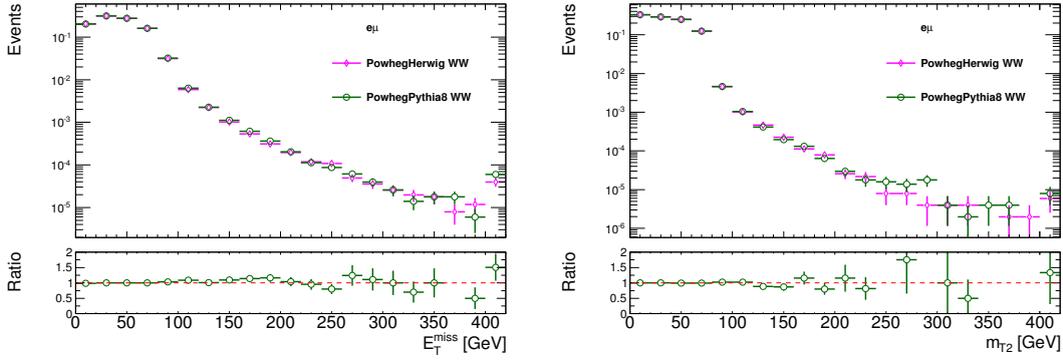


FIGURE 6.8: Distributions de $E_T^{miss,rel}$ et de m_{T2} après présélection pour le processus WW, prédites par le générateur Powheg associé soit à Pythia6 soit à Herwig.

6.3.2 Gerbes partoniques

Différentes interfaces pour générer les gerbes partoniques sont aussi comparées pour mesurer une incertitude. Les générateurs Powheg associé soit à Herwig, soit à Pythia8 sont comparés pour le fond WW. Les incertitudes calculées avec le générateur aMC@NLO associé soit à Herwig soit à Pythia6 sont également calculées et vérifiées compatibles avec les précédentes. Pour le top, on utilise le générateur Powheg avec Jimmy ou Pythia8 (au lieu de Herwig et Pythia8 utilisé dans la section 5.6.1 car le lot Jimmy contient plus de statistique).

La table 6.9 résume les incertitudes mesurées. Pour le WW, comme un veto sur les jets est appliqué dans les RS et RC, l'incertitude est faible, inférieure à 5% et compatible avec 0 dans les 3 régions de signal. Pour le Top, comme le facteur d'échelle est mesuré dans une RC sans veto sur les b-jets, l'incertitude est bien plus élevée, jusqu'à 20% dans SRWWc. Toutefois, encore une fois grâce à la nouvelle RC, les incertitudes sont diminuées de 30 à 50% comparées à la section 5.6.1.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP Gerbe Part.	20 ± 7	11 ± 9	13 ± 10
Δ WW Gerbe Part. (Gen = Powheg)	4 ± 2	4 ± 4	0 ± 4
Δ WW Gerbe Part. (Gen = aMC@NLO)	1 ± 2	5 ± 4	9 ± 5

TABLE 6.9: Incertitudes théoriques relatives sur la modélisation générateur sur les bruits de fond WW et $t\bar{t}$ dans les 3 régions de signal.

6.3.3 Echelles QCD

Les échelles de normalisation et de factorisation QCD, μ_R et μ_F entrent dans le calcul de la section efficace par le théorème de factorisation. Leur valeur n'est pas fixée par la théorie. De façon nominale, elles sont prises égales à l'échelle d'énergie Q de l'événement. Pour mesurer une incertitude sur ces facteurs, des lots de Monte Carlo spéciaux sont générés avec les variations $0.5 \mu_R$, $2 \mu_R$, $0.5 \mu_F$ et $2 \mu_F$. Les nombres d'événements obtenus dans les régions de signal avec ces lots sont comparés à la valeur nominale pour obtenir l'incertitude. Comme on a des variations haute et basse, l'incertitude est la moyenne de ces deux variations. Des lots spéciaux aMC@NLO et Powheg sont générés pour le WW et le Top. Pour le ZV, des lots aMC@NLO+Herwig sont utilisés.

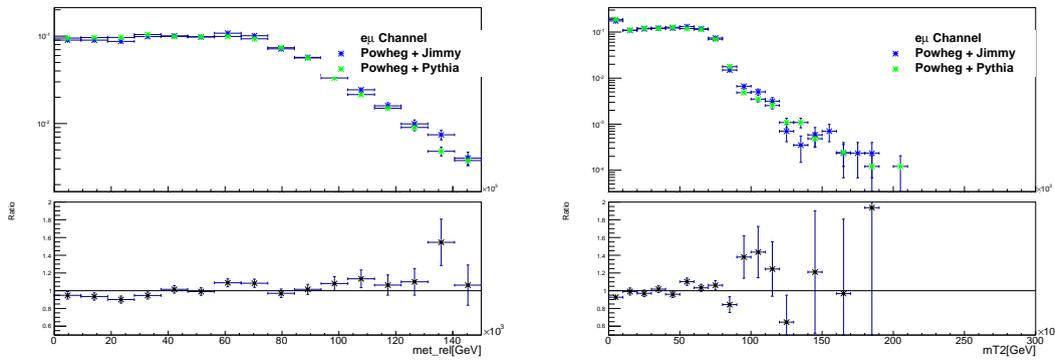


FIGURE 6.9: Distribution de $E_T^{miss,rel}$ de m_{T2} après la présélection avec deux interfaces différentes pour gerbes partoniques pour le fond $t\bar{t}$.

Les incertitudes liées aux échelles QCD sont regroupées dans la table 6.10. Les échelles influent essentiellement sur la section efficace absolue. Ici elles sont donc très faibles grâce aux régions de contrôle : environ 5% dans les trois régions de signal pour le WW. Elles sont plus élevées pour le top et le ZV mais sont dominées par des variations statistiques.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP echelle QCD	6 ± 7	16 ± 13	21 ± 15
Δ WW echelle QCD	4 ± 2	4 ± 4	0 ± 4
Δ ZV echelle QCD	14 ± 7	7 ± 7	17 ± 7

TABLE 6.10: Incertitudes théoriques relatives sur les échelles QCD sur les bruits de fond WW, TOP et ZV dans les trois régions de signal.

6.3.4 Densité de probabilités partoniques

Les densités de probabilités partoniques sont définies dans la section 1.2.1. Elles ont été mesurées par exemple à HERA [140]. Les erreurs expérimentales sont propagées aux PDFs par une méthode Hessienne : les différentes sources d'incertitudes sont regroupées pour former des variations indépendantes les unes des autres. Ainsi chaque PDF est constituée d'une valeur nominale et d'un ensemble de valeurs systématiques, chacune indépendante.

Pour propager l'incertitude des PDFs à notre analyse, chaque événement est repondéré par la formule :

$$w_i = \frac{PDF_i(f_1, x_1, Q^2)PDF_i(f_2, x_2, Q^2)}{PDF_{NOM}(f_1, x_1, Q^2)PDF_{NOM}(f_2, x_2, Q^2)} \quad (6.2)$$

où l'indice i correspond à la PDF systématique considérée, w_i est le poids appliqué sur l'événement, f_1 et f_2 la saveur du parton, x_1 et x_2 fraction d'énergie du parton et Q^2 l'énergie du processus dur. Les facteurs de transfert sont ensuite recalculés avec le nombre d'événements repondéré pour déduire l'incertitude PDF avec la formule 6.1. Comme pour les échelles QCD, l'incertitude sera calculée comme la somme quadratique des moyennes des variations haute et basse.

La table 6.11 contient les incertitudes PDF. Comme pour l'incertitude sur les échelles QCD, les PDFs influent essentiellement sur la section efficace absolue. Les incertitudes associées sont faibles, quelques pourcents pour le ZV et le WW, de 4 à 12% pour le Top. Remarquons que les variations statistiques sont faibles si on les compare à celles des autres incertitudes théoriques. Ici

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP PDF	6 ± 1	4 ± 1	12 ± 3
Δ WW PDF	1 ± 0	2 ± 0	3 ± 0
Δ ZV PDF	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0

TABLE 6.11: Incertitudes théoriques relatives sur les densités de probabilité partoniques sur les bruits de fond WW, TOP et ZV dans les trois régions de signal.

on compare deux lots indépendants avec des statistiques limitées mais un même lot d'événements avec repondération. L'incertitude statistique est ici la somme quadratique de la variance du poids moyen $\langle w_i \rangle$ de chaque PDF systématique.

Afin de vérifier les incertitudes sur le fond Top plus élevées que pour le WW et le ZV, les ensembles PDFs MSTW2008nlo68cl et NNPDF2010 [141] sont utilisés pour calculer les incertitudes. Les résultats sont listés dans la table 6.12. L'incertitude calculée avec CT10 est entre MSTW, 2% typiquement, et NNPDF, 10% typiquement. De plus utiliser une PDF plutôt qu'une autre a un impact de l'ordre du pourcent, largement couvert par l'incertitude PDF.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP PDF CT10	6	4	12
Δ TOP PDF MSTW	2	2	2
Δ TOP PDF NNPDF20100	10	6	13
Δ TOP PDF CT10 \rightarrow MSTW	2	0	2
Δ TOP PDF CT10 \rightarrow NNPDF20100	1	0	1

TABLE 6.12: Incertitudes théoriques relatives sur les densités de probabilité partoniques sur le fond TOP calculées avec différents ensembles de PDFs. Les deux dernières lignes correspondent à la comparaison entre CT10 et une autre PDF, MSTW ou NNPDF.

6.3.5 Radiations de l'état initial et final

Pour le top, des lots de simulation spéciaux ont été générés pour prendre en compte l'impact du nombre de radiations QCD sur l'acceptance des régions de signal. Comme le jet veto est différent entre la RC et la RS, l'impact sera maximal pour ce fond. Les deux lots utilisés sont générés avec AcerMC [142], avec deux fois moins et deux fois plus de radiations. La différence relative symétrisée entre ces deux lots est prise comme incertitude.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP IFSR	6 ± 5	8 ± 8	15 ± 9

TABLE 6.13: Incertitudes théoriques relatives sur les radiations de l'état initial et final sur le fond TOP.

La table 6.13 contient les incertitudes mesurées et la figure 6.10 montre une comparaison des distributions des variables principales. Dans les trois régions de signal, l'incertitude est compatible avec 0 mais le manque de statistique dans les deux lots AcerMC empêche d'avoir une estimation précise.

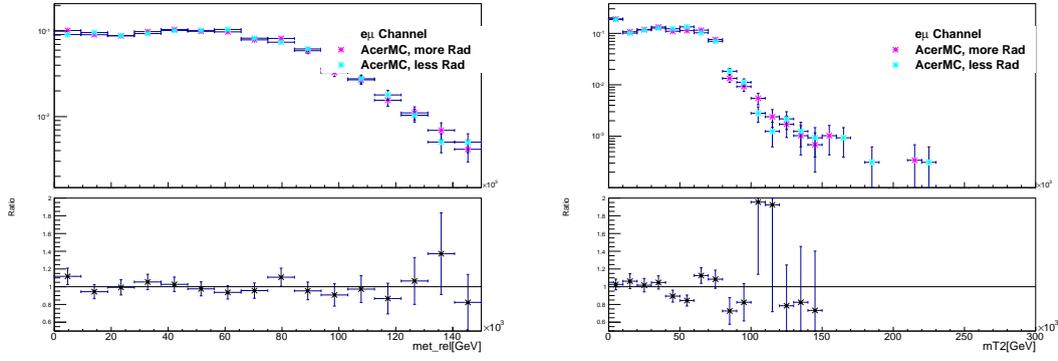


FIGURE 6.10: Distribution de $E_T^{miss,rel}$ de m_{T2} après la présélection avec les deux lots AcerMC pour la production $t\bar{t}$.

6.3.6 Interférences entre top solitaire et paires $t\bar{t}$

Des diagrammes redondants sont considérés dans les lots $t\bar{t}$ et top solitaire. Pour éviter un double comptage, deux techniques peuvent être utilisées pour retirer ces diagrammes : la soustraction de diagramme qu'on note DS et le retrait de diagramme noté DR. Ces deux méthodes sont comparées et la différence relative est prise comme systématique supplémentaire. Des lots Powheg + Jimmy générés avec chaque méthode sont comparés.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ Top soli. DRDS	7 ± 8	17 ± 8	28 ± 8

TABLE 6.14: Incertitudes théoriques relatives sur les méthodes de soustraction des diagrammes redondants sur le fond Top.

La table 6.14 contient les incertitudes mesurées. Ces incertitudes ne s'applique que sur le top solitaire et les incertitudes notées ici sont déjà corrigées par la proportion de top célibataire dans les régions de signal. Encore une fois les variations statistiques dominant et l'incertitude est surévaluée.

6.3.7 Résumé

Les différentes contributions sont sommées en quadrature et les incertitudes théoriques totales sont résumées dans la table 6.15. Ces incertitudes ne sont pas ajustées avec la fonction de vraisemblance, elles sont prises comme incertitudes fixes à appliquer sur les bruits de fond dans les régions de signal. Calculées dans des canaux individuels ($e\mu$ pour top et WW, ee et $\mu\mu$ pour ZV), ces incertitudes sont utilisées pour les trois canaux.

	SRWW a (%)	SRWW b (%)	SRWW c (%)
Δ TOP	24(34)	23(26)	32(18)
Δ WW	6(13)	13(17)	24(20)
Δ ZV	18(-)	12(-)	20(-)

TABLE 6.15: Incertitudes théoriques relatives sur les fonds WW, Top et ZV dans les 3 régions de signal. Toutes les contributions ont été sommées en quadrature et seront utilisées pour les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ Entre parenthèse figurent les incertitudes mesurées dans la section 5.6.1.

Comparées aux résultats du chapitre 5, les incertitudes ont diminué dans SRWWa de 40% en moyenne, de 20% en moyenne dans SRWWb. Pour le top, la nouvelle RC avec veto sur jets centraux et vers l'avant a permis ce progrès. Pour le WW, ce sont les nouveaux lots de simulation plus adéquats qui permettent cette diminution. Par contre, pour SRWWb et c, les incertitudes sont restées les mêmes. Pour le Top, on a vu que les incertitudes sont dominées par les variations statistiques à cause de la statistique limitée des lots utilisés. Néanmoins, le Top est un fond mineur dans ces deux RS et le résultat de l'analyse n'en est pas affecté. Pour le WW, l'incertitude sur la modélisation du générateur domine, la comparaison à Sherpa ou à aMC@NLO donne donc des incertitudes comparables.

6.4 Résultats

6.4.1 Mesure du bruit de fond

L'ajustement de la fonction de vraisemblance est fait dans l'hypothèse du bruit de fond, sans signal, pour mesurer le bruit de fond et les incertitudes systématiques associées. La table 6.16 contient les systématiques dominantes pour le WW et le Top. Pour comparer avec les résultats du chapitre 5, seul les résultats du canal $e\mu$ sont montrés.

Pour le fond Top, les incertitudes systématiques totales ont été réduites typiquement de 20% dans les trois régions de signal. Comme discuté plus haut, c'est le rapprochement des RSs et des RCs sur le veto des jets qui permet cette amélioration. Pour le fond WW, le nouveau traitement des incertitudes théoriques permet de réduire l'incertitude total d'un quart environ. Dans SRWWc, les incertitudes restent constantes.

Finalement le rapport des incertitudes théoriques sur expérimentales qui était un facteur de 2 à 3 dans le chapitre 5 est maintenant de 1 dans la région SRWWa. Les progrès sur la mesure des incertitudes théoriques a donc permis de réduire ces dernières au même ordre de grandeur que les incertitudes expérimentales.

	SRWW a		SRWW b		SRWW c	
	top	WW	Top	WW	Top	WW
NOMINAL	11.6	58.2	4.3	12.3	0.9	7.2
STAT + SYST	37.36% (46.2%)	10.4% (14.5%)	37.1% (43.8%)	16.3% (22.6%)	88%(95%)	26.5% (25.0%)
B-tagging B-weights	6.9%(3.3%)	0.2%(0.3%)	7.3%(3.8%)	< 1%(< 1%)	6%(<10%)	<1%(<1%)
Electron Energy Resolution	2.1%(12.5%)	0.4%(1.1%)	<1%(<1%)	1.5%(3.4%)	<10%(<10%)	<1%(3.3%)
Electron Energy Scale	1.0%(3.3%)	3.1%(1.8%)	5.8%(3.8%)	2.6%(4.0%)	55%(48%)	3.0%(6.7%)
Jet Energy Scale	13.9%(18.4%)	1.4%(2.3%)	<1%(7.6%)	1.5%(2.7%)	7%(<10%)	1.0%(<1%)
Jet Energy Resolution	17.3%(11.2%)	2.6%(1.8%)	5.1%(3.8%)	3.7%(7.9%)	9%(32%)	4.8%(<1%)
Expérimentale	23%(27%)	4.2%(4.3%)	11%(11%)	5%(12%)	57%(65%)	6%(9%)
Théorique	24%(34%)	6%(13%)	23%(26%)	13%(17%)	32%(18%)	24%(20%)

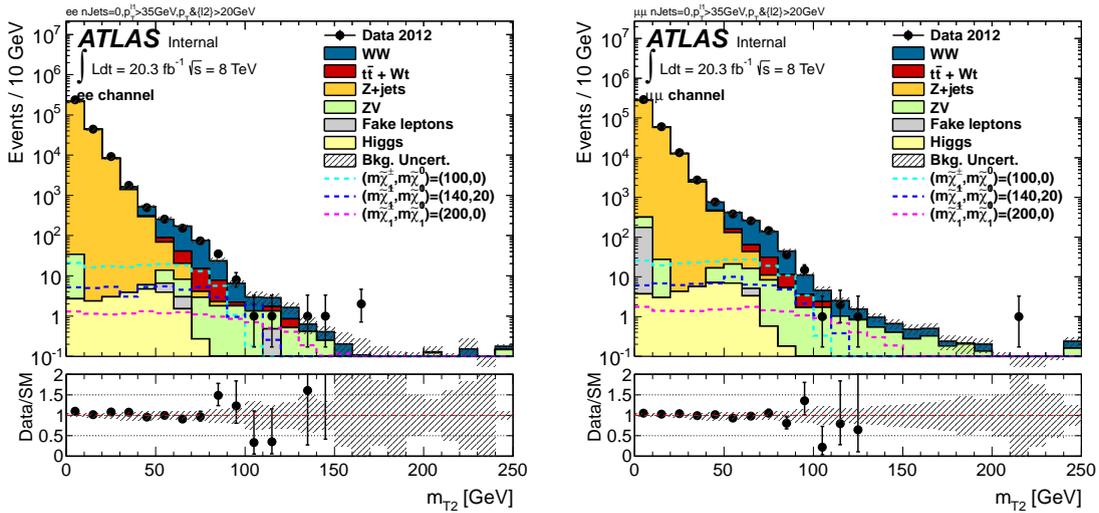
TABLE 6.16: Incertitudes dominantes dans les trois régions de signal pour le canal $e\mu$. Les différences entre résultats nominaux et systématiques sont symétrisées et sont exprimées en pourcentages. Entre parenthèses figurent les résultats de l'analyse décrite dans le chapitre 5.

La table 6.17 contient le nombre d'événements de tous les bruits de fond et le nombre d'événements observés dans les trois régions de signal. Dans le canal $e\mu$, l'accord entre données et simulation est très bon, $\pm 1\sigma$ d'incertitude du Monte Carlo. Par contre, dans les canaux ee et $\mu\mu$, la simulation Monte Carlo est systématiquement supérieur aux données. Cela est particulièrement vrai dans SRWWc où l'estimation Monte Carlo est le double de ce qui est observé, c'est à dire à $+2.5\sigma$ de la valeur nominale.

Dans SRWWc, les valeurs des F_E ont été mesurées dans les canaux ee et $\mu\mu$ pour vérifier le bon contrôle des bruits de fond. Pour WW, $F_E(ee, \mu\mu) = 1.15$ et $F_E(e\mu) = 1.17$ et pour ZV $F_E(ee) = 1.03$ et $F_E(e\mu) = 1.14$. On a donc un bon accord dans tous les canaux et la valeur des F_E n'explique pas le déficit de données dans SRWWc. En fait, ce déficit est uniquement présent dans la région $m_{T2} > 100$ GeV dans les canaux ee et $\mu\mu$ comme le montre la figure 6.11. Aucune explication n'a été trouvée et on interprète ce déficit comme une variation statistique des données.

	SR-WWa		SR-WWb		SR-WWc	
	$ee/\mu\mu$	$e\mu$	$ee/\mu\mu$	$e\mu$	$ee/\mu\mu$	$e\mu$
WW	57.75 ± 5.48	58.21 ± 6.03	16.44 ± 2.54	12.30 ± 2.01	10.38 ± 2.65	7.29 ± 1.93
ZW or ZZ	16.31 ± 3.50	1.82 ± 0.48	10.91 ± 1.91	0.56 ± 0.18	9.21 ± 2.12	0.41 ± 0.16
Top	9.17 ± 3.52	11.55 ± 4.32	2.37 ± 1.68	4.31 ± 1.60	$0.62^{+1.15}_{-0.62}$	0.94 ± 0.83
Autres	3.29 ± 1.48	2.01 ± 1.10	0.52 ± 0.41	0.91 ± 0.56	0.12 ± 0.49	0.40 ± 0.32
Total	86.53 ± 7.36	73.60 ± 7.91	30.24 ± 3.53	18.07 ± 2.60	20.34 ± 3.54	9.04 ± 2.19
Données	73	70	26	17	10	11
$(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (100, 0)$	25.55 ± 3.31	24.39 ± 2.22	8.34 ± 0.75	7.22 ± 0.76	5.17 ± 0.46	4.61 ± 0.44
$(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (140, 20)$						
$(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (200, 0)$						
$(m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (110, 113)$ (GMSB)	18.20 ± 2.13	4.3 ± 0.34				

TABLE 6.17: Résumé du bruit de fond et du signal dans les trois régions de signal.

FIGURE 6.11: Distribution de m_{T2} dans les canaux ee et $\mu\mu$ après la présélection. Un déficit est observé dans la région $m_{T2} > 100$ GeV.

6.4.2 Impact des nouvelles RCs et des incertitudes théoriques

Afin d'estimer le gain provenant du traitement du bruit de fond seul, les limites sur le signal sont recalculées avec le canal $e\mu$. Le résultat est présenté dans la figure 6.12. Depuis l'analyse précédente, l'exclusion sur la section efficace sur des charginos de masse comprise entre 100 et 160 GeV a été amélioré de 50 %. Cet intervalle de masse correspond à SRWWa et SRWWb, là où les incertitudes théoriques ont été notablement diminuées. En effet, l'incertitude sur le fond est passé de 15% à 11% dans SRWWa, de 20% à 14% dans SRWWb.

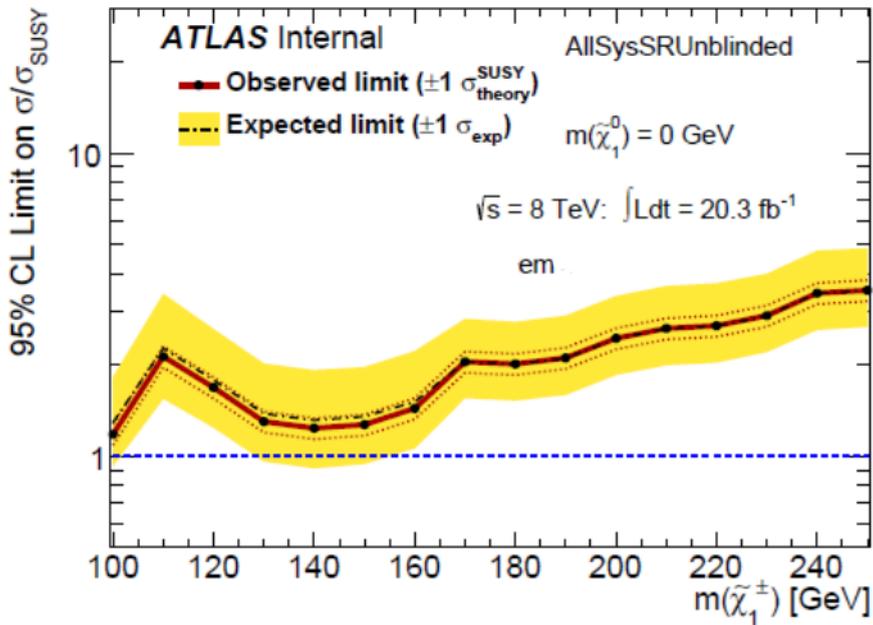


FIGURE 6.12: Limites observées et attendues sur la section efficace du signal en fonction de la masse du chargino. Le neutralino est considéré sans masse. Seuls les résultats avec le canal $e\mu$ sont présentés.

Bien sur, cet effort n'est pas suffisant pour exclure des points de signal. On doit inclure les canaux ee et $\mu\mu$.

6.4.3 Interprétations dans le cadre des modèles simplifiés

En incluant les canaux ee et $\mu\mu$, des exclusions de modèles simplifiés sont possibles. Les limites à une dimension (masse du chargino) sont regroupées dans la figure 6.13. Pour des neutralinos de masse nulle, les charginos de 100 GeV jusqu'à 180 GeV peuvent être exclus à 95% de confiance. Pour un neutralino de 10 GeV, les exclusions sont sensiblement les mêmes.

Pour des neutralinos de plus haute masse, on perd toute sensibilité pour des charginos de moins de 120 GeV. Dans ces scénarios, $\Delta M = m(\chi_1^\pm) - m(\chi_1^0) \approx m(W)$. Les W issus du signal sont donc produits au repos. Or, SRWWa a été définie afin de discriminer les leptons boostés du signal par rapport au WW standard. Ainsi, pour $\Delta M = m(W)$, le signal n'est plus distinguable du fond WW et SRWWa perd toute sensibilité. Plus généralement, plus ΔM est différent de $m(W)$ plus le signal est séparable du bruit de fond. D'ailleurs, on peut vérifier sur les figures d'exclusion que la sensibilité est sensiblement constante à ΔM constant, les différences venant de l'évolution de la section efficace en fonction de la masse du chargino.

Le facteur limitant de l'analyse est encore le bruit de fond WW dont la proximité avec le signal limite les performances des régions de signal, en particulier quand le neutralino est massif et que $\Delta M \approx m(W)$. Pour $\Delta M < m(W)$, la désintégration du chargino passe par un W virtuel et des analyses dédiées sont envisageables et seront testées en chapitre 7. Pour les masses de charginos supérieures à 180 GeV, la quantité de données analysées est trop faible par rapport aux faibles sections efficaces pour permettre une sensibilité. Les prédictions de prises de données

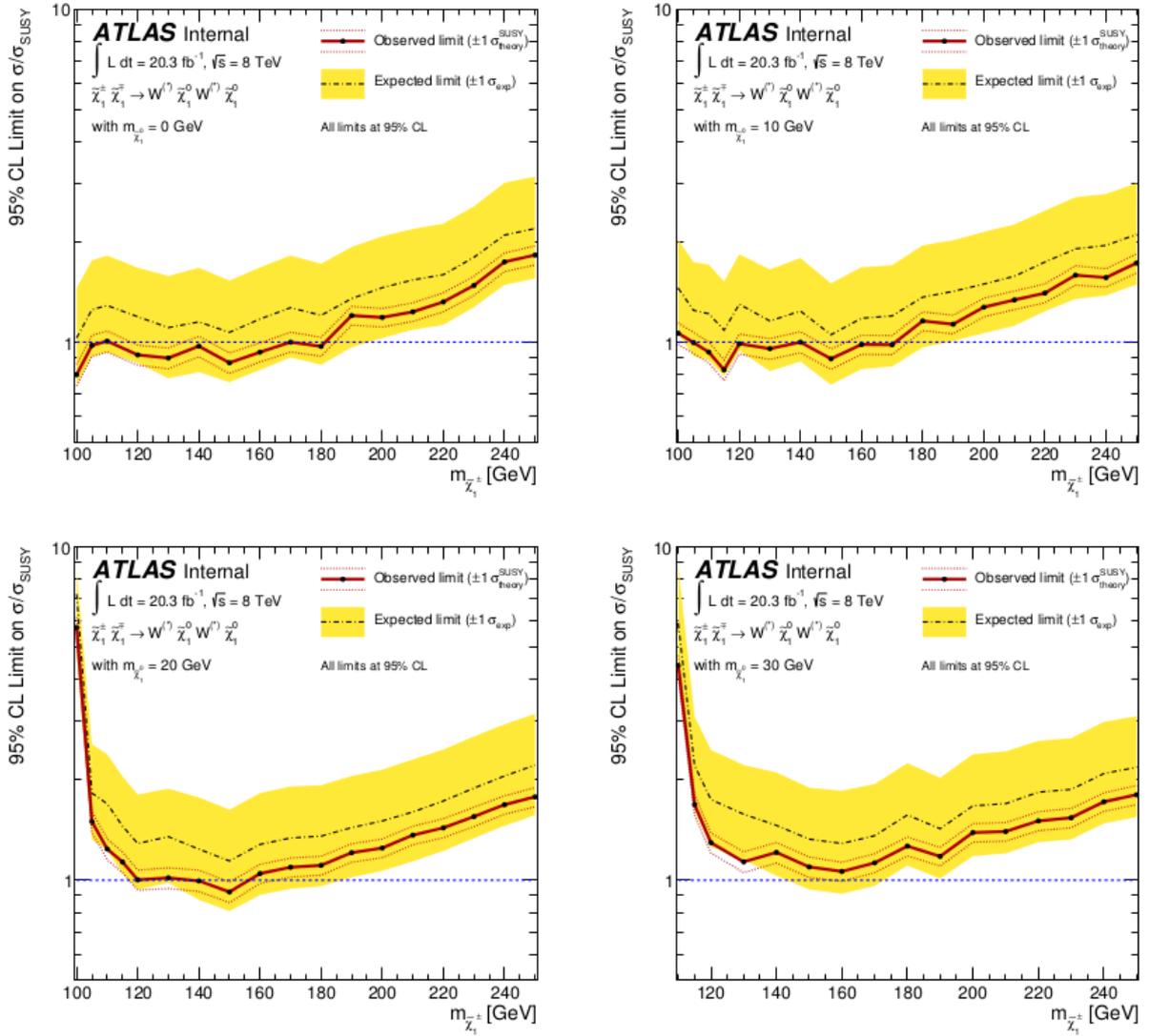


FIGURE 6.13: Limites observées et attendues sur la section efficace du signal en fonction de la masse du chargino. De gauche à droite et de haut en bas, Le neutralino est considéré sans masse, 10 GeV, 20 GeV et 30 GeV.

pour les prochaines années du LHC vont jusqu'à 3000 fb^{-1} . Les perspectives pour les potentiels de découverte à 14 TeV seront présentées dans le chapitre 7.

6.4.4 Comparaison avec les analyses Modèle Standard WW

La recherche de production directe de paire de charginos possède un état final très similaire à celui de la production WW dans le Modèle Standard. La section efficace WW a été mesurée à ATLAS et CMS dans le canal à deux leptons à 7 et 8 TeV [98, 122, 143]. Un écart significatif a été observé avec les prédictions théoriques pouvant être la manifestation de nouvelle physique.

Channel	$e^\pm\mu^\mp$	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$
Observed Events	5067	594	975
Total expected events	$4376 \pm 26 \pm 280$	$536 \pm 10 \pm 42$	$873 \pm 12 \pm 63$
MC WW signal	$3224 \pm 10 \pm 248$	$346 \pm 3 \pm 32$	$610 \pm 5 \pm 56$
Top(data-driven)	$609 \pm 18 \pm 52$	$92 \pm 7 \pm 8$	$127 \pm 9 \pm 11$
W+jets(data-driven)	$220 \pm 15 \pm 112$	$14 \pm 5 \pm 9$	$3 \pm 5 \pm 6$
Z+jets (data-driven)	$166 \pm 3 \pm 26$	$55 \pm 1 \pm 23$	$96 \pm 2 \pm 27$
Other dibosons (MC)	$157 \pm 4 \pm 31$	$30 \pm 2 \pm 5$	$39 \pm 1 \pm 5$
Total background	$1152 \pm 24 \pm 130$	$190 \pm 9 \pm 26$	$264 \pm 11 \pm 30$

FIGURE 6.14: Nombres d'événement attendues dans la région de signal définie pour l'analyse WW à 8 TeV à ATLAS. Les erreurs statistiques et systématiques sont également montrées.

6.4.4.1 Mesure de la section efficace WW avec ATLAS et CMS

La figure 6.14 montre le nombre d'événements attendus dans la région de signal avec les incertitudes statistiques et expérimentales associées. Les incertitudes sur le WW sont comparables avec celles obtenues dans la région de signal SRWWa (voir section 6.4.1), région la plus proche de celle utilisée dans l'analyse WW. Elles sont comprises entre 6 et 8 % pour les 3 canaux dans l'analyse Modèle Standard et sont de 10% dans SRWWa. Les incertitudes théoriques sont également relativement élevées dans l'analyse SM avec de 3 à 5% selon les canaux contre 6% dans SRWWa.

Les sections efficaces mesurées sont regroupées dans le tableau 6.18. A 7 TeV, les mesures d'ATLAS et CMS sont consistantes entre elles et sont supérieures de $+1\sigma$ par rapport à la prédiction théorique NLO. Les résultats à 8 TeV confirment cette différence. La mesure CMS effectuée avec 5 fb^{-1} montre un excès de plus de 1σ . La dernière mesure en date est celle d'ATLAS avec l'ensemble des données à 8 TeV qui montre un excès de 2σ par rapport à la prédiction théorique. cette différence peut être le signe de contribution de nouvelle physique, et en l'occurrence de paire de chargino à la production de WW.

\sqrt{s}	Théorique	CMS	ATLAS
7 TeV	44.7 ± 2.0	52.4 ± 5.1	51.9 ± 6.6
8 TeV	58.7 ± 2.9	69.9 ± 7.0	71.4 ± 5.3

TABLE 6.18: Sections efficaces théoriques et mesurées par ATLAS et CMS à 7 et 8 TeV exprimées en picobarns. Les incertitudes expérimentales contiennent les incertitudes statistiques, systématiques et l'incertitude sur la luminosité intégrée.

6.4.4.2 Production de paire d'electroweakinos et section efficace WW

L'hypothèse d'electroweakinos contribuant à la section efficace WW a été étudiée par D. Curtin, P. Jaiswal et P. Meade [144]. Le but est de trouver un modèle SUSY s'ajustant de manière optimale aux données, mieux que les prédictions du Modèle Standard. Le signal le plus évident est composé d'electroweakinos se désintégrant en W. Cependant, il doit être concordant avec les exclusions actuelles en particulier celles sur la production $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ (voir section 2.4.3).

Le modèle choisi par P. Meade et al. contient deux neutralinos légers de 113 et 130 GeV, un chargino de 110 GeV et la LSP est un gravitino non massif. Les désintégrations $\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow$

$\tilde{\chi}_1^\pm W^*$ donnent un W^* hors de sa couche de masse dont les produits de désintégration ne sont pas détectés. La désintégration du chargino est $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W\tilde{G}$. Pour une production d'une paire d'electroweakinos, la signature sera donc toujours $W^+W^- + \tilde{G}\tilde{G} + X$ avec X les produits de désintégration non détectés.

L'accord entre la simulation Monte Carlo et les données est amélioré en considérant ces processus SUSY avec les résultats de l'analyse WW dans CMS à 7 TeV. Les résultats sont montrés dans la figure 6.15. La normalisation mais aussi la forme des différentes variables sont améliorées. L'accord a aussi été vérifié avec les données à 8 TeV où il est significativement meilleur.

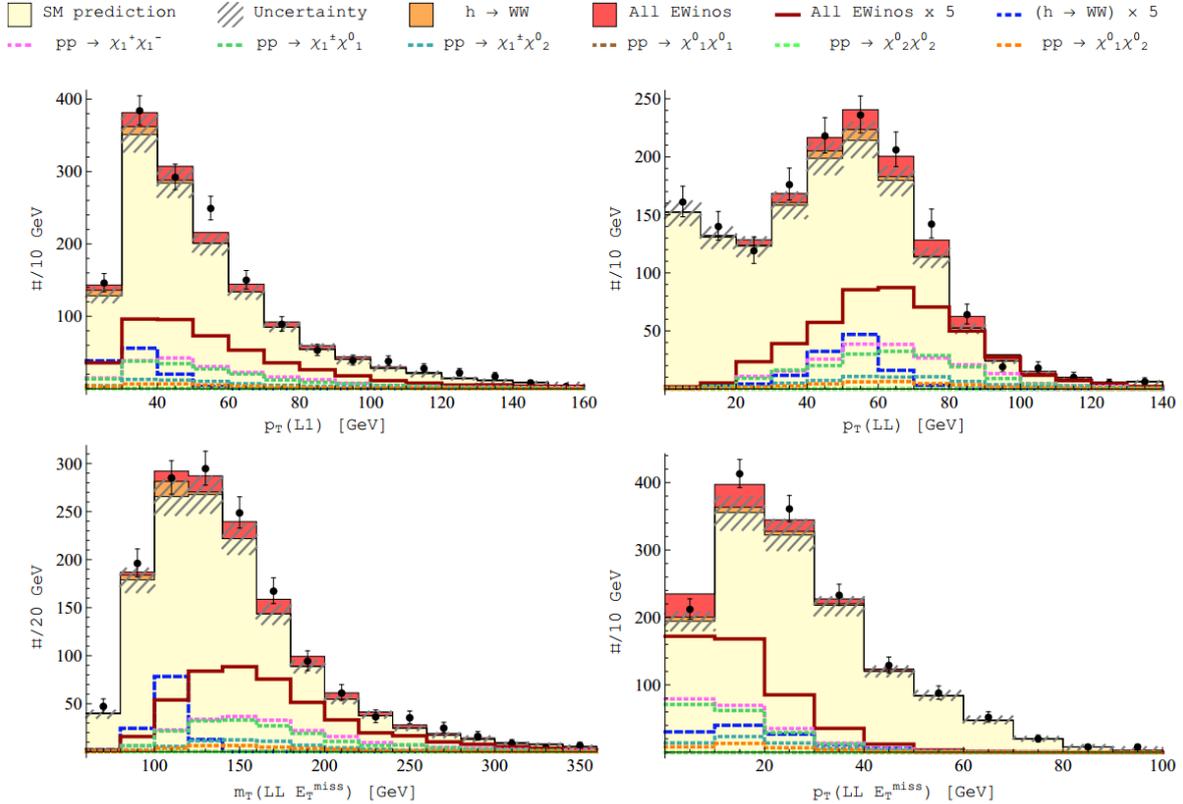


FIGURE 6.15: Distributions de gauche à droite et de haut en bas de $p_T(l1)$, $p_T(ll)$, $m_T(l1, E_T^{miss})$ et $p_T(ll, E_T^{miss})$ avec la simulation Monte Carlo incluant des signaux SUSY et les données de CMS à 7 TeV.

Ce modèle a été testé expérimentalement dans l'analyse présentée dans ce chapitre. 28 événements sont attendus dans SRWWa et comme aucun excès n'a été observé, une exclusion peut être établie. Ce point particulier ne peut être exclu car la statistique n'est pas suffisante. Seule une section efficace une fois et demi plus élevée peut être exclue.

6.5 Recherche de productions directes de sleptons et de sleptons intermédiaires

Peu d'arguments théoriques suggèrent des sélectrons ou des smuons légers mais c'est un scénario possible qui peut être testé au LHC. La section efficace est plus faible que la production directe de paires de charginos (un exemple de section efficace pour les sleptons est montré dans la figure

6.16, de l'ordre de 0.1 pb pour des sleptons gauche de 100 GeV) mais le rapport d'embranchement en lepton est de 100%. De plus, il y a seulement deux particules invisibles dans l'état final, deux LSPs, facilitant la discrimination avec le bruit de fond.

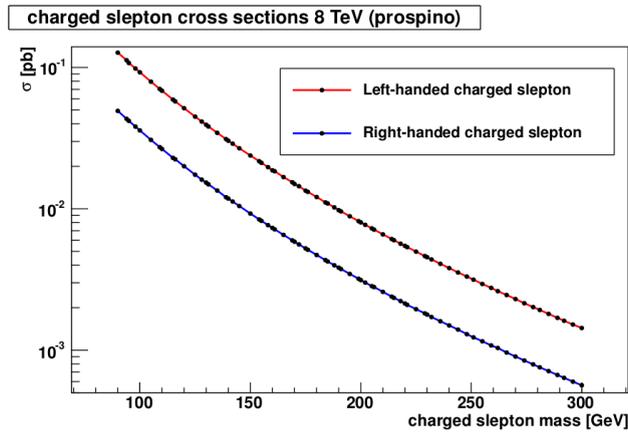


FIGURE 6.16: Section efficace de production directe de sleptons de chiralité droite et gauche.

Les régions de signal sont similaires à celles décrites dans la section 5.4.2. La présélection est la même que pour le cas des W intermédiaires. Elles sont basées uniquement sur la variable m_{T2} avec différentes coupures selon les masses des sparticules visées. Trois régions de signal sont définies avec les coupures $m_{T2} > 90, 120, 150$ GeV. Les bruits de fond dominants sont le diboson et les paires $t\bar{t}$ et sont estimés par les région de contrôle décrites dans la section 6.2.

Aucun excès n'a été observé pour ces signaux et des exclusions sont faites sur ces scénarios. Les exclusions en deux dimensions avec la masse du neutralino en ordonnées sont montrées dans la figure 6.17. L'exclusion maximale sur la masse du chargino est à 480 GeV soit 2.5 fois supérieure au cas avec W intermédiaire. Les sleptons peuvent être exclus jusqu'à 330 GeV dans le cas où les états gauche et droit sont dégénérés.

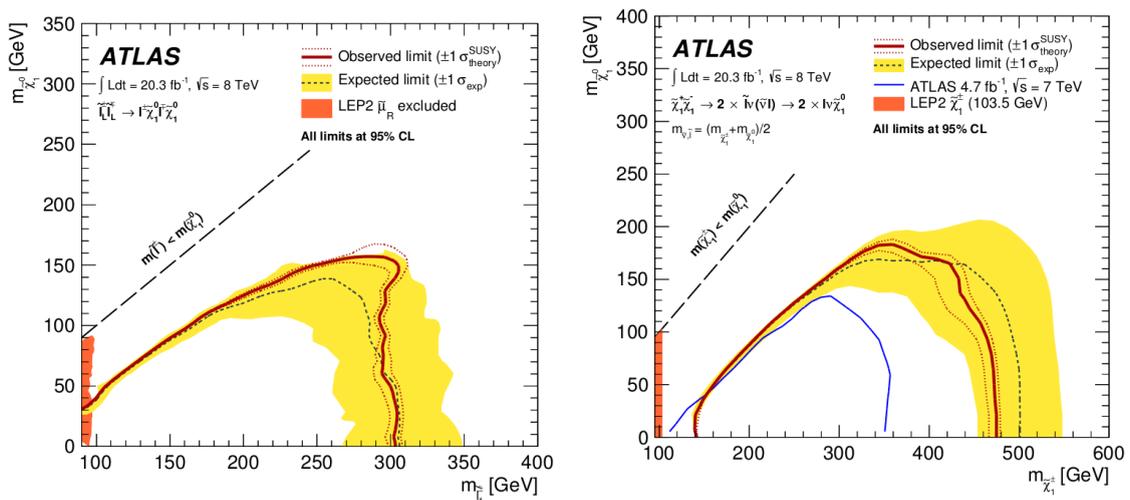


FIGURE 6.17: Limites sur les sections efficaces à 95% de confiance pour les charginos se désintégrant en sleptons à gauche et production directe de sleptons à droite.

Ces recherches ont aussi été effectuées à CMS. La variable discriminante utilisée est la masse cotransverse m_{CT} qui a des propriétés similaires à m_{T2} avec un point d'arrêt à la masse du W et des queues de distributions pour le signal. La particularité est qu'elle tient compte du

boost du système. Le bruit de fond est estimé avec des régions de contrôle également. Cependant le fond dominant WW est estimé avec une région de contrôle avec 3 leptons : un lepton d'événements WZ est volontairement ignoré et additionné à l'énergie transverse manquante. On a ainsi des événements avec une cinématique proche de ceux d'événements WW qui servent alors à normaliser la simulation Monte Carlo WW.

Les exclusions obtenues par CMS sont montrées dans la figure 6.18. Comparées aux résultats d'ATLAS, les exclusions de CMS sur les charginos sont meilleures d'une cinquantaine de GeV alors qu'elles sont inférieures d'une cinquantaine de GeV dans le cas des sleptons. Comme ce sont les mêmes régions de signal qui sont utilisées pour la recherche de sleptons et de charginos, la différence est liée aux variables utilisées. On peut supposer que m_{CT} donne une meilleure discrimination dans le cas où il y a une particule intermédiaire (chargino en sleptons) et m_{T2} dans le cas d'une production directe.

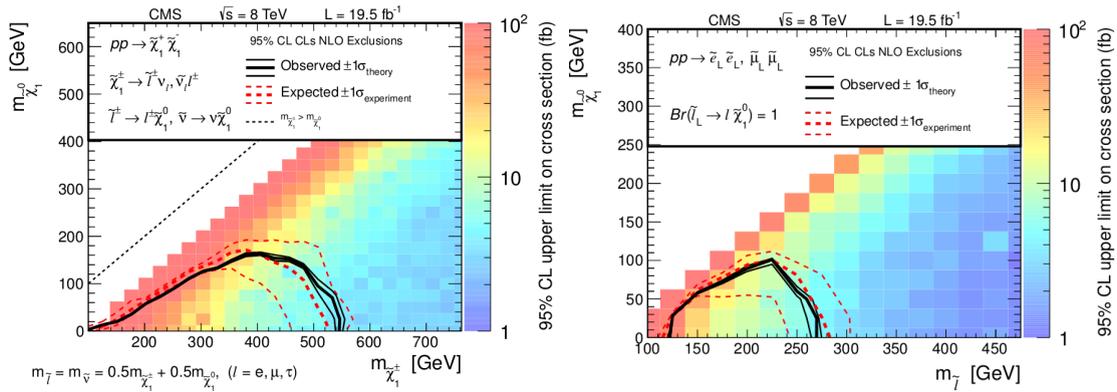


FIGURE 6.18: Limites sur les sections efficaces à 95% de confiance pour les charginos se désintégrant en sleptons à gauche et production directe de sleptons à droite à CMS.

6.6 Conclusion

L'amélioration des RS et des RC, et de l'estimation des incertitudes théoriques a conduit à la première exclusion au LHC du scénario avec charginos se désintégrant en W. La limite de LEP est ainsi améliorée jusqu'à 180 GeV pour des neutralinos de masse nulle. La figure 6.19 montre l'exclusion dans le plan $(m(\chi_1^0), m(\chi_1^{\pm}))$ et fait écho à la figure 5.1 avec un chargino pure wino. Cette analyse n'a pour l'instant pas été réalisée avec le détecteur CMS et c'est donc la seule exclusion de ce modèle au LHC.

Cependant l'intervalle d'exclusion est relativement modeste comparé aux exclusions réalisées dans le canal 3 leptons sur la production directe de chargino 1 et de neutralino 2. Le canal deux leptons a été étudié en détails et le maximum d'information en a été extrait avec les données actuelles. Pour améliorer les exclusions sur le chargino dans ce scénario, d'autres canaux peuvent être considérés comme on le verra dans le chapitre 7.

Plus généralement, cette analyse permet l'exclusion d'un scénario particulier parmi tous ceux que peut proposer SUSY. Si l'on veut exclure l'existence d'une particule prédite par le MSSM comme le chargino, on doit exclure toutes les phénoménologies possibles que prédit la théorie. La suite logique de cette analyse est donc d'étudier les analyses complémentaires à celle-ci qui pourraient exclure le chargino sous toutes ces formes.

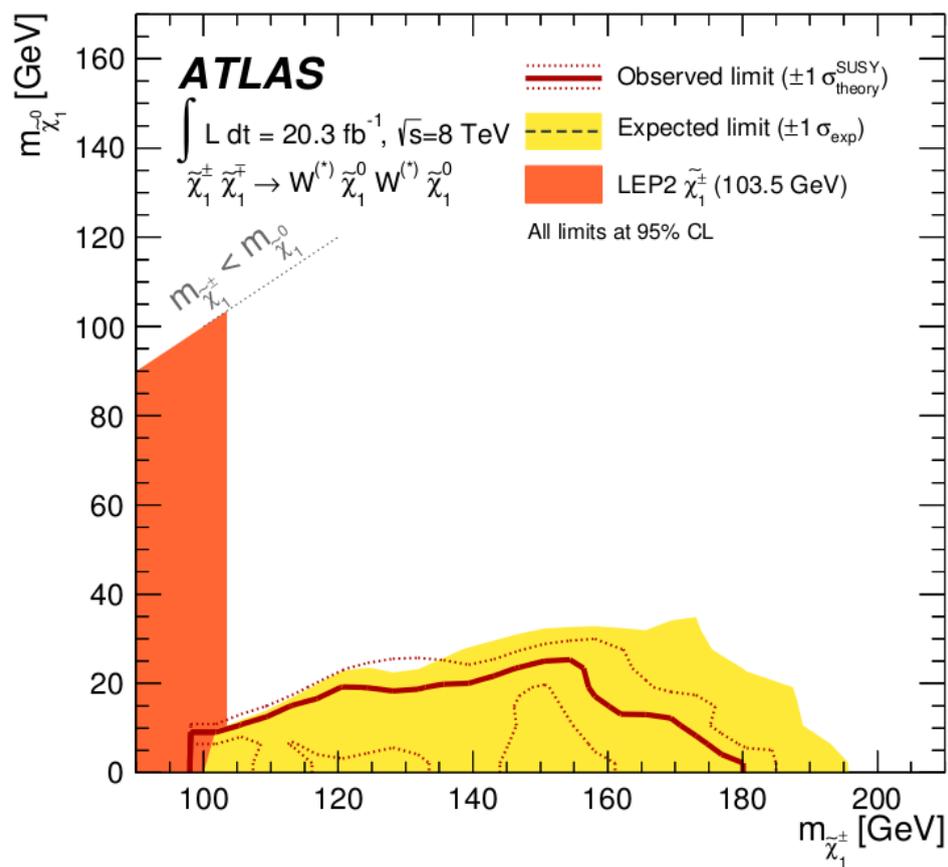


FIGURE 6.19: Limites observées et attendues sur la section efficace du signal en fonction de la masse du chargino en abscisse et du neutralino en ordonnées.

Chapitre 7

Prospectives pour la recherche de charginos

Les collisions proton-proton ne reprendront qu'en 2015 au LHC avec des énergies de 13 ou 14 TeV. Le bond en énergie et les grandes luminosités attendues ouvrent de nouvelles possibilités de recherches et les stratégies d'analyses peuvent être préparées dès maintenant.

Les recherches SUSY par production faible sont généralement peu améliorées par l'augmentation en énergie. Les particules recherchées étant légères, $O(100 \text{ GeV})$ typiquement, et les couplages du même ordre de grandeur que ceux du Modèle Standard, la section efficace évolue de la même façon que le bruit de fond. Autrement dit, aucune amélioration significative des analyses menées à 8 TeV n'est envisagée avec les premiers fb^{-1} à 14 TeV. Dans ce cas, c'est plutôt la luminosité intégrée qui détermine la puissance de découverte et on s'attend à avoir jusqu'à 300 fb^{-1} en 2022.

L'augmentation de la luminosité instantanée prévue pour le redémarrage du LHC provoque une augmentation du bruit d'empilement, avec un nombre moyen d'interaction par croisement de faisceaux compris entre 30 et 90 selon les configurations choisies. Les performances du détecteur seront diminuées et affectent la sensibilité des analyses.

Dans ce chapitre, tous les modes de production directe incluant uniquement des charginos $\tilde{\chi}_1^\pm$, des neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ et des gravitinos \tilde{G} sont discutés. Les scénarios décrits dans la section 2.4.4 sont traités indépendamment :

- scénario A : $\tilde{\chi}_1^\pm$ pur wino et $\tilde{\chi}_1^0$ pur bino
- scénario B : $\tilde{\chi}_1^\pm$ pur higgsino et $\tilde{\chi}_1^0$ pur bino
- scénario C : spectres compressés

Les charginos se désintègreront en W, sur couche de masse ou non et les neutralinos, si ils ne sont pas LSP, en photon, H ou Z selon leur nature. De nombreux canaux sont donc à étudier et des outils sont développés pour réaliser des analyses rapides. Ceux-ci sont présentés dans la section 7.1. Le scénario A est d'abord étudié. Les analyses sont testées dans le cadre des données collectées à 8 TeV dans la section 7.2. Cela permet de valider les résultats en les comparant à l'analyse du chapitre 6. Les analyses prometteuses sont ensuite réoptimisées à 14 TeV dans la section 7.3 et différentes hypothèses de bruit d'empilement sont testées. Les scénarios B et C sont ensuite discutés dans la section 7.4.

7.1 Méthodologie

Le but est de tester un grand nombre de signaux et canaux de nouvelle physique. La méthode doit donc permettre de rapidement générer des lots de simulation. Pour cela, des lots d'événements sans simulation du détecteur, dits *à la vérité* sont utilisés.

7.1.1 Comparaison de l'information à la vérité et de la simulation complète du détecteur

Pour les signaux, des lots sont produits avec le générateur Herwig++ [145] dans un modèle simplifié, le même que celui utilisé dans les chapitres 5 et 6. Pour le bruit de fond, les processus dominants sont identifiés pour chaque signal de nouvelle physique et seulement ceux ci seront considérés. Les lots officiels ATLAS sont utilisés avec uniquement l'information avant simulation du détecteur.

Les analyses réalisées avec l'information *à la vérité* sont biaisées et généralement très optimistes par rapport à une analyse incluant la résolution du détecteur. Les résultats de l'analyse du chapitre 6 sont reproduits avec l'information *à la vérité* pour estimer le biais. La définition des objets décrits dans la section 5.3.3 est reproduite et les régions de signal sont définies comme indiquée dans la section 6.1.

Signal region SRWW	a (Vérité)	a (Reco)	b (Vérité)	b (Reco)	c (Vérité)	c (Reco)
$M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100$ GeV	50.0	20.1				
$M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 140$ GeV			15.0	8.9		
$M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 200$ GeV					7.5	3.8
WW	64.7	42.6	11.9	10.6	8.4	5.7
Top	17.5	11.9	6.5	4.0	4.7	1.1
$Z_0(S_1)$	3.3	1.9				
$Z_0(S_2)$			2.9	2.0		
$Z_0(S_3)$					1.8	1.4

TABLE 7.1: Nombres d'événements attendus dans les régions de signal avec la vérité Monte Carlo et après reconstruction dans les régions de signal de l'analyse 2 leptons + E_T^{miss} . Seul le canal $e\mu$ est considéré.

Les trois régions de signal sont reproduites et les résultats entre informations *à la vérité* et après simulation du détecteur sont comparés dans la table 7.1. Typiquement 50% des événements *à la vérité* sont absents après la simulation complète du détecteur. Les efficacités de reconstruction des différents objets par le détecteur ne sont pas pris en compte *à la vérité* causant la différence. De plus, les événements entrant dans les régions de signal sont dans les queues de distributions des variables discriminantes, m_{T2} par exemple, et proviennent essentiellement des effets de résolution du détecteur. Finalement, si on compare les sensibilités attendues, elles sont 50 % meilleures au niveau générateur.

La comparaison ne permet pas de donner des conclusions significatives sur la viabilité d'une analyse. De plus c'est un cas favorable que l'on a considéré avec seulement des leptons et aucun jet. La résolution sur les jets étant moins bonne que sur les leptons, la précision sur les sensibilités dans les canaux avec jet en sera d'autant dégradé. Une procédure de simulation rapide de la résolution du détecteur est alors développée.

7.1.2 Simulation de la résolution du détecteur

Les perspectives vont inclure des états finaux avec une combinaison d'électrons, de muons, de jets et d'énergie manquante. Les résolutions pour chacun de ces objets sont simulées indépendamment. De plus, des efficacités réalistes de reconstruction sont appliquées sur ces objets. La méthode détaillée est décrite dans l'appendice B.

Les trois régions de signal sont alors reproduites avec les événements *à la vérité* où la simulation rapide du détecteur a été appliquée. Le nombre d'événements attendus est montré dans la table 7.2. Les plus grandes différences sont dans les régions de signal incluant au moins un électron. En particulier le bruit de fond originaire des quarks tops est jusqu'à huit fois plus élevé *à la vérité* dans SRWWc dans les canaux ee et $e\mu$. Cela peut être dû aux coupures d'isolation calorimétrique et sur la trace difficilement reproduites *à la vérité*. Cependant, le canal $\mu\mu$ donne un très bon accord, à mieux que 20% pour tous les processus et les régions de signal. La sensibilité est aussi en bon accord, à 20 % de différence au pire dans SRWWb. Pour la suite des perspectives, les canaux incluant seulement des électrons ne seront pas utilisés. A la place, les canaux incluant seulement des muons seront comptés deux fois en appliquant une correction sur l'efficacité pour qu'elle corresponde à celle des électrons.

7.2 Recherche de $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ au LHC à 8 TeV avec 20 fb^{-1}

Comme décrit dans la section 2.4.4, la phénoménologie des electroweakinos est organisée en trois scénarios différents. Dans cette section, on s'intéresse au scénario A avec un chargino de nature wino et un neutralino de nature bino. Les scénarios B et C seront discutés à la fin de ce chapitre. D'abord des analyses rapides sur tous les canaux avec un neutralino 1 comme LSP sont réalisées. Puis le cas avec gravitino comme LSP sera discuté à la fin de cette section.

7.2.1 Sections efficaces

Les sections efficaces sont calculées avec prospino [61] dans le cadre d'un modèle avec chargino pure wino et neutralino pure bino. Les résultats sont montrés dans la figure 7.1 pour plusieurs productions directes d'electroweakinos.

$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ est le signal en or avec la plus haute section efficace, près de 10 picobarns pour une masse de $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = M(\tilde{\chi}_2^0) = 100 \text{ GeV}$. La production de paire de charginos $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ a une section efficace du même ordre de grandeur, quelques picobarns pour des charginos de 100 GeV. Pour des neutralinos de 1 GeV, $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ a aussi une section efficace relativement grande. La production directe de matière noire $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et de paire de neutralinos de deuxième génération ont une section efficace faible, moins d'un femtobarn.

Les analyses recherchant une production directe de deux neutralinos de même génération ont donc une section efficace trop faible pour permettre une analyse avec les données collectées à 8 TeV : Seulement 20 événements sont attendus. On ne traitera donc pas ces deux signaux. Le cas $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ a déjà été largement étudié au LHC. Il reste donc à considérer $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ qui n'a pas été du tout recherché au LHC et $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ dans d'autres canaux que celui en deux leptons.

Signal region SRWW ($e\mu$)	a (Vérité)	a (Reco)	b (Vérité)	b (Reco)	c (Vérité)	c (Reco)
$M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100$ GeV $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 140$ GeV $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 200$ GeV	29.4	20.1	12.9	8.9	5.9	3.8
WW	43.0	42.65	11.7	10.6	8.1	5.7
Top	23.8	11.9	13.0	4.0	8.3	1.1
$Z_0(S_1)$ $Z_0(S_2)$ $Z_0(S_3)$	2.3	1.9	2.1	2.0	1.2	1.4
Signal region SRWW (ee)	a (Vérité)	a (Reco)	b (Vérité)	b (Reco)	c (Vérité)	c (Reco)
$M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100$ GeV $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 140$ GeV $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 200$ GeV	10.7	7.4	5.1	3.1	2.3	1.8
WW	14.5	15.3	5.6	5.4	3.3	3.5
Top	10.5	3.0	7.6	0.4	4.3	0.4
ZV	8.6	6.1	5.6	4.8	4.8	3.5
$Z_0(S_1)$ $Z_0(S_2)$ $Z_0(S_3)$	1.4	1.2	1.0	0.8	0.6	0.6
Signal region SRWW ($\mu\mu$)	a (Vérité)	a (Reco)	b (Vérité)	b (Reco)	c (Vérité)	c (Reco)
$M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 100$ GeV $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 140$ GeV $M(\tilde{\chi}_1^\pm) = 200$ GeV	13.4	14.4	4.0	3.0	2.3	2.4
WW	17.1	16.5	5.3	5.9	3.4	2.0
Top	5.9	4.9	1.0	2.0	0.4	0.7
ZV	7.2	8.9	4.8	6.4	3.5	5.2
$Z_0(S_1)$ $Z_0(S_2)$ $Z_0(S_3)$	1.9	2.0	1.1	0.8	0.8	0.8

TABLE 7.2: Événements attendus dans le canal 2 leptons et énergie manquante comparés entre informations à la vérité incluant une simulation rapide du détecteur et la simulation complète du détecteur. De haut en bas, les canaux $e\mu$, ee et $\mu\mu$.

7.2.2 Estimateur de la signficance du signal

La sensibilité d'une analyse à un signal est estimée grâce à Z_n , estimateur décrit dans l'appendice A. Celui-ci prend en compte le nombre d'événements de signal, de bruit de fond et l'incertitude sur le bruit de fond et transforme la probabilité que le bruit de fond donne une variation statistique compatible avec le signal attendu en nombre de déviations standards. Généralement, une sensibilité de $Z_n = 2$ signifie que l'analyse peut exclure le signal et une sensibilité de $Z_n = 5$ que le signal peut être découvert. Pour établir une limite sur les sections efficaces, la méthode CL_S décrite dans la section 5.7.3 est approximée par la valeur $\frac{2}{Z_n}$. On suppose donc qu'une exclusion à 95% de confiance est possible quand Z_n vaut 2¹.

1. La valeur exacte correspondant à une exclusion à 95% est $Z_n = 1.64$. La valeur de 2 est une approximation.

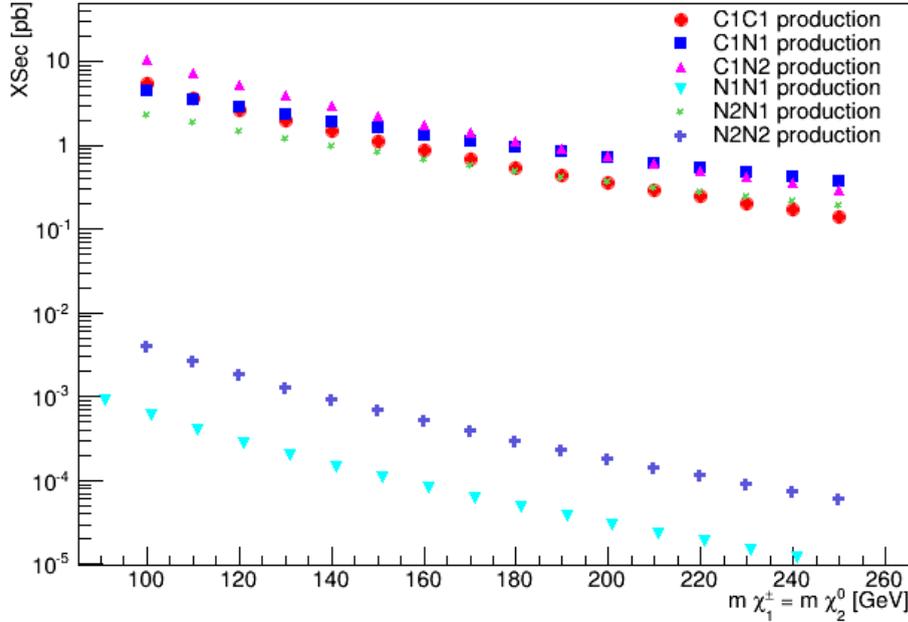


FIGURE 7.1: Sections efficaces à 8 TeV dans le cas de chargino pure wino et neutralino pure bino. Dans la légende, C1 = $\tilde{\chi}_1^\pm$, N1 = $\tilde{\chi}_1^0$ et N2 = $\tilde{\chi}_2^0$. $\tilde{\chi}_1^\pm$. Leur masse va de 100 GeV à 250 GeV par pas de 10 GeV. La masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est prise à 1 GeV à l'exception du signal $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$.

Pour les analyses présentant des sensibilités particulièrement faibles, Zn ne donne pas de résultats exploitables. Dans ces cas, l'estimateur de sensibilité est remplacé par Z_0 défini par :

$$Z_0 = \frac{N_S}{\sqrt{N_B(1 + \Delta B^2)}} \quad (7.1)$$

où ΔB est l'incertitude relative sur le bruit de fond.

Dans le cadre de ces analyses rapides, une estimation des systématiques sur le bruit de fond n'est pas possible. Des valeurs typiques des incertitudes mesurées dans les analyses ATLAS seront appliquées pour calculer Z_n . Les états finaux seront composés d'énergie manquante accompagnée de leptons et/ou de jets. Pour des états finaux sans jet, une incertitude de 15% est utilisée, reproduisant la valeur choisie pour l'optimisation des régions de signal de l'analyse présentée dans le chapitre 5. Pour des états finaux avec jet, une incertitude systématique de 30% sera prise.

7.2.3 $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mathbf{W}(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2\tilde{\chi}_1^0$

La signature dans le détecteur sera un lepton, aucun jets et de l'énergie transverse manquante. Le bruit de fond évident est le processus W + jets. Sa section efficace est très grande, 30000 picobarns après application du rapport d'embranchement du W en lepton soit 4 à 5 ordre de grandeur au dessus du signal. Ce sera le seul bruit de fond considéré. Pour le signal, trois points caractéristiques sont générés avec des neutralinos sans masse et des chargino de 100, 150 et 200 GeV.

A moins de trouver des variables extrêmement discriminantes, être sensible à ce signal semble compliqué. Cependant l'état final est très simple et il y a un seul bruit de fond, ce signal fait donc office de test pour la méthode.

La définition des objets est celle décrite dans la section 5.3.3. La présélection sera exactement un muon (les canaux avec seulement des électrons ne sont pas pris en compte comme décrit dans la section 7.1). Les variables discriminantes possibles sont peu nombreuses à cause de l'état final simple : l'impulsion transverse du lepton, la masse transverse et l'énergie transverse manquante. La forme de ces variables pour le bruit de fond et les trois points de signaux sont montrés dans la figure 7.2.

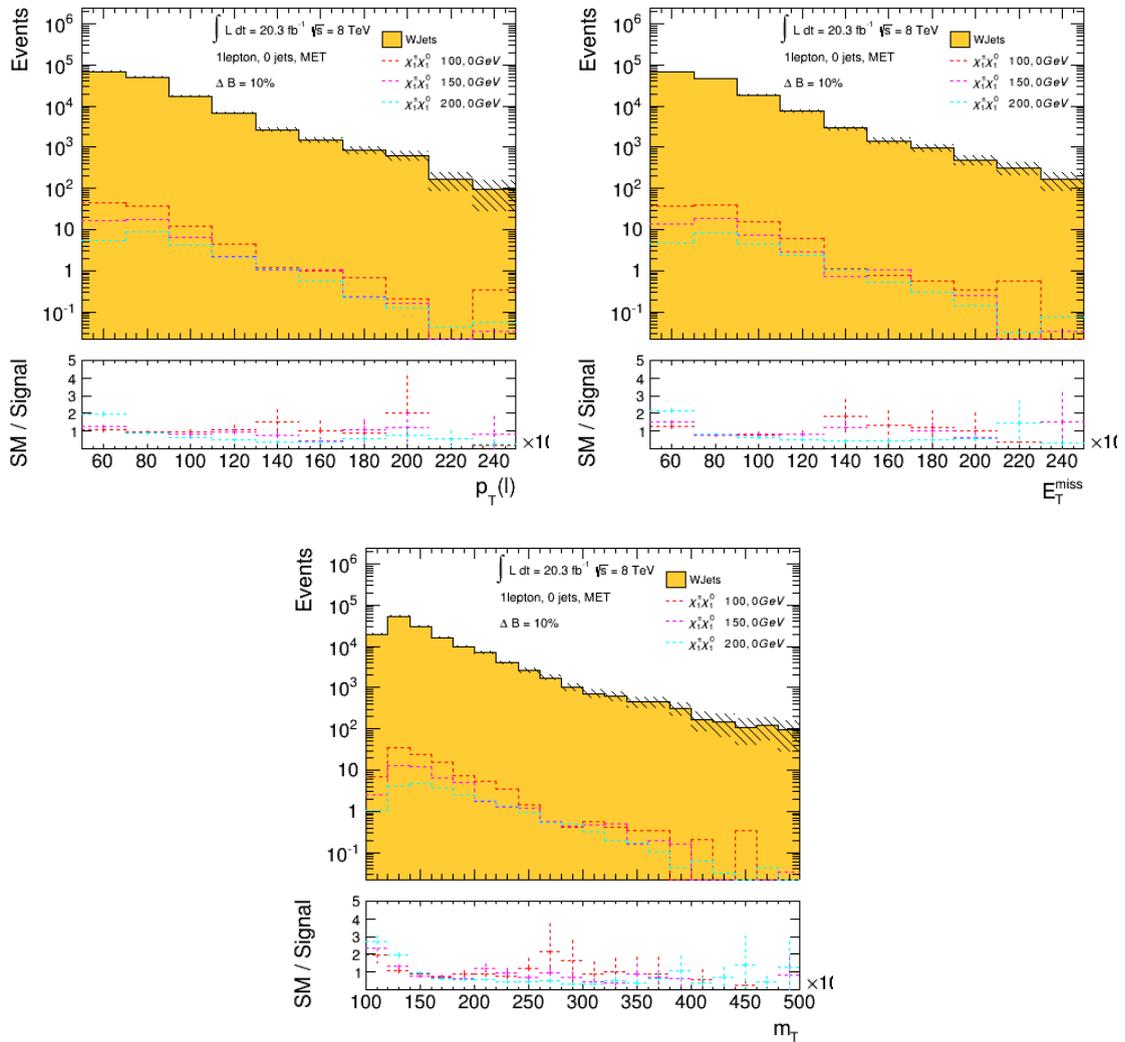


FIGURE 7.2: De gauche à droite et de haut en bas, distributions de $p_T(l)$, E_T^{miss} et m_T en GeV après la présélection demandant exactement un muon et pas de jets.

Pour discriminer signal et bruit de fond, des leptons provenant de W boostés doivent être sélectionnés. Une coupure à 60 GeV sur l'impulsion transverse du lepton permet d'améliorer d'un facteur 10 le rapport $\frac{S}{B}$.

L'optimisation est faite en testant plusieurs valeurs de coupures et le résultat est montré dans la figure 7.3. Masse transverse et énergie transverse manquante sont très corrélées et la sensibilité n'est que peu améliorée par l'optimisation. Une seule région de signal est retenue avec $E_T^{miss} >$

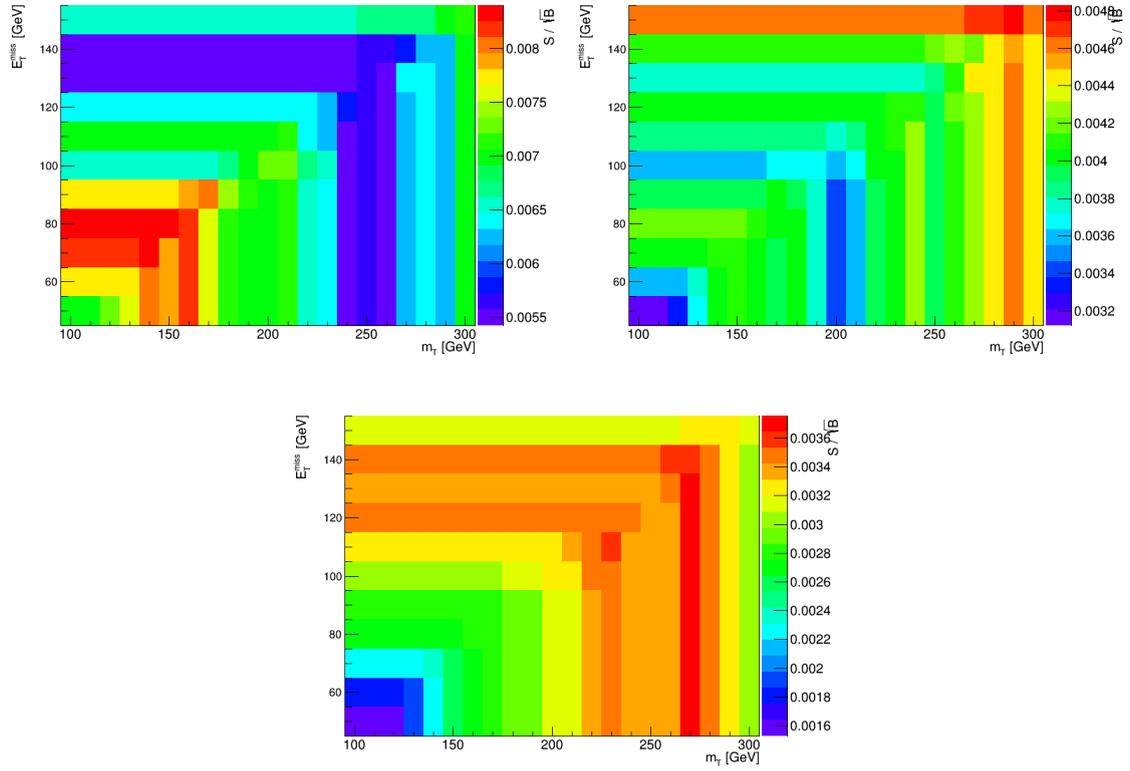


FIGURE 7.3: Optimization dans le canal 1 lepton et 0 jet. De haut en bas et de gauche à droite, Z_0 pour des masses de charginos de 100, 150 and 200 GeV en fonctions des coupures sur E_T^{miss} et m_T .

80 GeV and $m_T > 150$ GeV. Le rapport S/B reste très défavorable avec trois ordre de grandeur de plus pour le bruit de fond. Le nombre d'événements dans la région de signal est donné dans le tableau 7.3.

W + Jets	Signal (100 GeV, 0 GeV)	Signal (150 GeV, 0 GeV)	Signal (200 GeV, 0 GeV)
139985 ± 2031	115 ± 5 (0.01)	62 ± 2 (0.004)	38 ± 1 (0.002)

TABLE 7.3: Nombre d'événements attendus dans la région de signal pour le canal un lepton et aucun jet. L'incertitude indiquée correspond à l'erreur statistique seulement. Entre parenthèses, la sensibilité calculée avec Z_0 est montrée.

Aucune variable avec suffisamment de pouvoir de discrimination n'a été trouvée. Le potentiel d'exclusion d'une analyse au LHC est donc très limité avec les $20 fb^{-1}$ de données. Seules les sections efficaces supérieures de trois ordres de grandeur à celle SUSY peuvent être exclues. De plus, à 14 TeV les sections efficaces sont doublées pour le signal et le bruit de fond, ne favorisant pas l'amélioration des limites. En conclusion, le signal $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ dans le canal un lepton n'est pas accessible au LHC même aux plus hautes luminosités.

7.2.4 $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mathbf{W}(\rightarrow 2 \text{ jets}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$

Deux jets, de l'énergie transverse manquante et pas de lepton sont la signature dans ce canal. Plusieurs bruits de fond peuvent donner cette signature comme les processus W+jets et Z+jets. Les productions de paires $t\bar{t}$ sont aussi considérer. Le fond QCD pourrait être le fond dominant mais en raison du peu de statistique disponible et la difficulté à reproduire la distribution de l'énergie transverse manquante avec la vérité, il ne sera pas considéré dans cette analyse. Les résultats présentés ci-dessous sont donc optimistes. Trois points de signaux sont considérés avec neutralino non massif et des charginos de 100, 150 et 200 GeV.

Comme dans le cas leptonique, le résultat fait peu de doute mais une analyse rapide est tout de même effectuée pour la complétude des perspectives.

Pour la présélection un veto sur les leptons, électron ou muon, est requis. Les événements avec un jet de quark b ou un jet vers l'avant sont rejetés et au moins deux jets centraux sont requis. Les variables discriminantes sont construites à partir des deux jets avec les énergies les plus grandes. Dans 91% des cas ceux-ci proviennent du W. Une fenêtre de masse est appliquée sur la masse invariante des deux jets entre 65 et 90 GeV. Les distributions des variables cinématiques des jets sont montrées dans la figure 7.4. Une coupure sur l'impulsion des jets est effectuée à 50 GeV comme présélection des jets boostés.

Comme dans le cas leptonique, le but est de sélectionner les jets provenant de W boostés. L'optimisation est faite sur deux variables : la somme vectorielle de l'impulsion des deux jets notée $p_T(jj)$ et l'énergie transverse manquante.

Les résultats de l'optimisation sont montrés dans la figure 7.5. Une seule région de signal est construite avec $E_T^{miss} > 250$ GeV et $p_T(jj) > 250$ GeV. Le nombre d'événements attendus est donné dans le tableau 7.4. Sans surprise, la sensibilité atteinte ne permet ni de découvrir ni d'exclure un potentiel signal, Z_0 est inférieur à 0.1. Hormis les processus QCD, le bruit de fond dominant est Z + jets avec $Z \rightarrow \nu\nu$. Ce fond est deux ordres de grandeur au dessus du signal.

Même si la coupure sur l'énergie manquante est suffisante pour éliminer le fond QCD, aucune exclusion ne sera possible dans ce canal avec les données à 8 TeV. De même, les sections efficaces à 14 TeV ne favorisent pas une meilleure exclusion. En conclusion la production $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_1^0$ dans le canal hadronique ne sera pas non plus accessible au LHC mêmes aux plus hautes luminosités.

W + Jets	Z $\rightarrow \nu\nu$	Top	Signal (100 GeV, 0 GeV)	Signal (150 GeV, 0 GeV)	Signal (200 GeV, 0 GeV)
450 \pm 52	2966 \pm 221	0	47 \pm 4 (0.04)	39 \pm 2 (0.04)	68 \pm 4 (0.07)

TABLE 7.4: Nombre d'événements attendus dans la région de signal pour le canal 0 lepton et 2 jets. L'incertitude indiquée correspond à l'erreur statistique seulement. Entre parenthèses, la sensibilité calculée avec Z_0 est montrée.

7.2.5 $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \mathbf{W}(\rightarrow 2 \text{ jets}) + \mathbf{W}(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$

La production de paires de charginos est maintenant considérée. Seul le cas avec deux leptons dans l'état final étant couvert par ATLAS, le but est d'explorer d'autres canaux non traités pour l'instant. Le canal avec un W hadronique et le second leptonique est considéré ici.

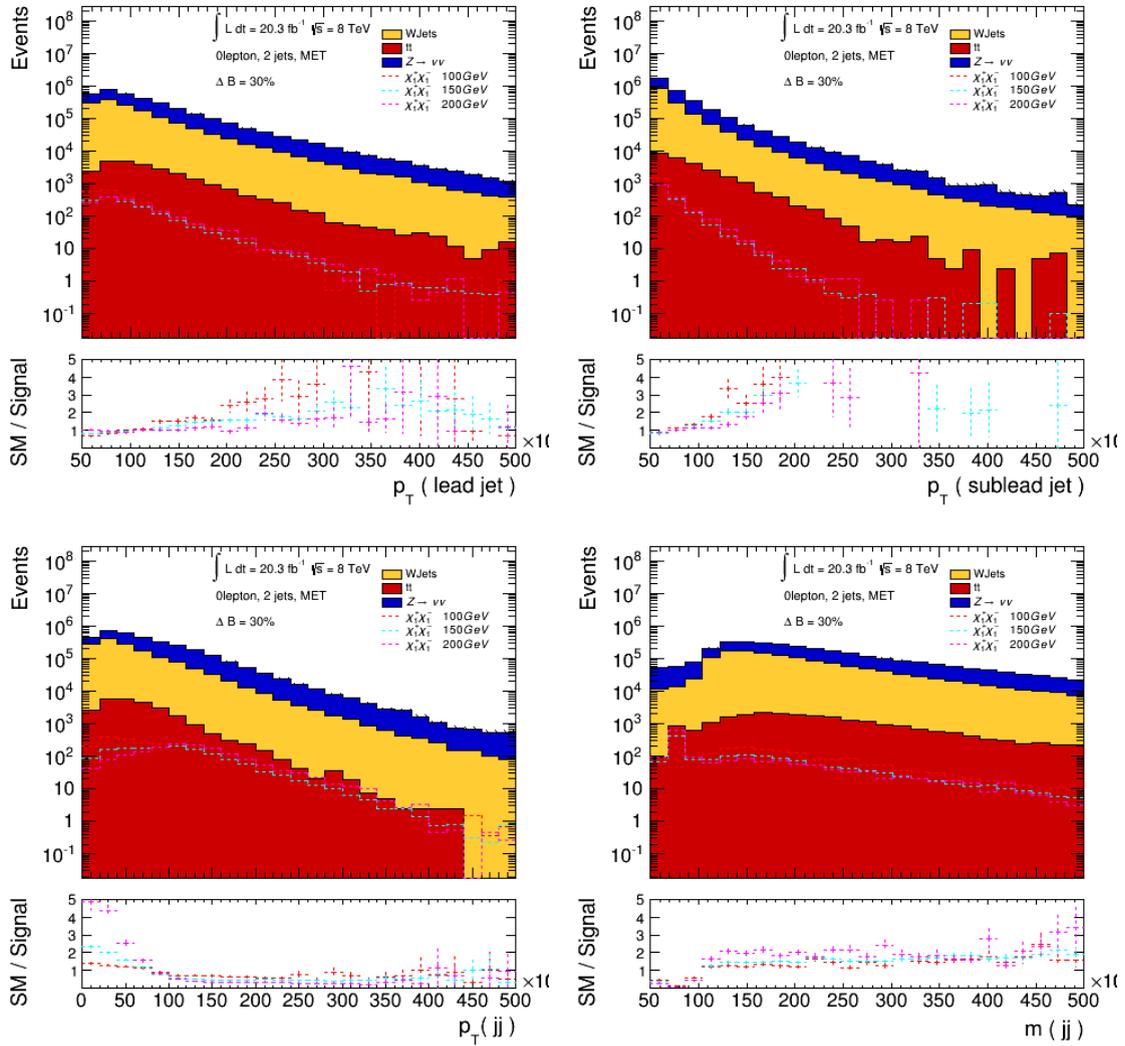


FIGURE 7.4: De gauche à droite et de haut en bas, distributions des variables $p_T(\text{lead jet})$, $p_T(\text{sublead jet})$, $p_T(jj)$ et E_T^{miss} en GeV après présélection dans le canal 2 jets et 0 lepton.

L'un des bruits de fond dominant sera la production de deux bosons dans le Modèle Standard, notés VV dans la suite. Le fond W +jets donne aussi une grande contribution, la section efficace de W +2jets étant de 100 picobarns environ. La production de paires $t\bar{t}$ a une section efficace très grande et est également à considérer. Comme il y a deux jets légers dans la région de signal, les processus QCD pourraient être non négligeable. Cependant, un lepton sera requis et une coupure sur l'énergie transverse manquante relativement élevée permettra de diminuer ce fond. Dans les analyses SUSY avec un lepton de haut p_T , il n'a jamais été le bruit de fond dominant (par exemple voir [146, 147]). On ne le considèrera donc pas ici. Cinq points de signaux sont générés avec $\tilde{\chi}_1^0$ sans masses et $\tilde{\chi}_1^\pm$ de 100, 150, 200, 250 et 300 GeV.

La présélection consiste en exactement un muon. Les événements avec au moins un jet vers l'avant ou un jet de quark b sont rejetés pour éliminer le bruit de fond venant de quark top. Exactement deux jets légers centraux sont requis et les deux jets les plus énergétiques sont utilisés pour construire les variables discriminantes. Une fenêtre est appliquée autour de la masse invariante des deux jets, entre 65 et 90 GeV pour sélectionner les W hadroniques.

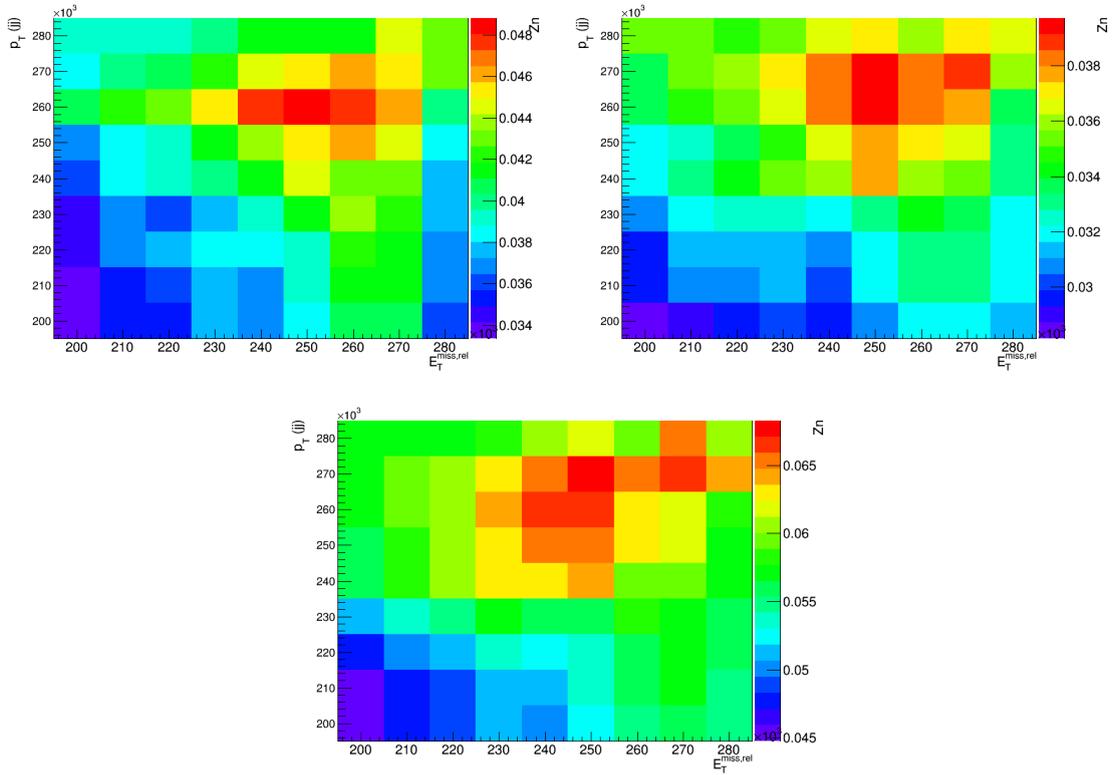


FIGURE 7.5: Résultat de l'optimisation dans le canal 0 lepton et 2 jets. De gauche à droite et de haut en bas, Z_0 pour des masses de charginos de 100, 150 et 200 GeV par rapport aux coupures sur E_T^{miss} et $p_T(jj)$.

Pour rejeter les leptons venant de production W+jets non boostés, $p_T(l) > 40$ GeV est requis sur le lepton. Les jets provenant de radiation de gluon de l'état initial sont supprimés grâce à une coupure sur l'impulsion transverse des jets avec $p_T(jets) > 80$ GeV. E_T^{miss} doit être supérieure à 50 GeV. Finalement, pour mesurer le boost du système complet, une coupure forte sur l'angle entre le système des deux jets et le lepton, $\Delta R(l, jj) < 0.3$, est appliquée. Les distributions de ces variables sont montrées dans la figure 7.6.

Les variables les plus discriminantes sont la masse transverse construite avec le lepton et l'énergie manquante notée $m_T(l, E_T^{miss})$ et la somme vectorielle de l'impulsion transverse des jets notée $p_T(jj)$. Ces deux variables sont montrées dans la figure 7.7. Les coupures sur ces variables sont optimisées pour maximiser la valeur de Z_n .

Les résultats de l'optimisation sont présentés dans la figure 7.8. Plus la masse du chargino est grande, plus la coupure sur $p_T(jj)$ et m_T doit être grande pour donner la meilleure sensibilité. Trois régions de signal sont construites avec les coupures $(m_T, p_T(jj)) = (90, 160), (140, 180), (140, 220)$ GeV pour les charginos de masses respectives (100), (150,200) et (250, 300) GeV. Le nombre d'événements attendus dans les trois régions de signal est montré dans le tableau 7.5. Pour les charginos de masses inférieures à 200 GeV, le bruit de fond W+jets et le signal ne peuvent pas être distingués, la valeur de Z_n reste inférieur à 1. Pour les masses supérieures, les jets sont plus boostés et des coupures plus dures sur $p_T(jj)$ permettent de rejeter le fond W+jets et d'atteindre un Z_n de 1.5. Pour les masses plus grandes, supérieures à 300 GeV, la section efficace du signal est trop faible et le nombre d'événements de signal est trop faible pour être sensible.

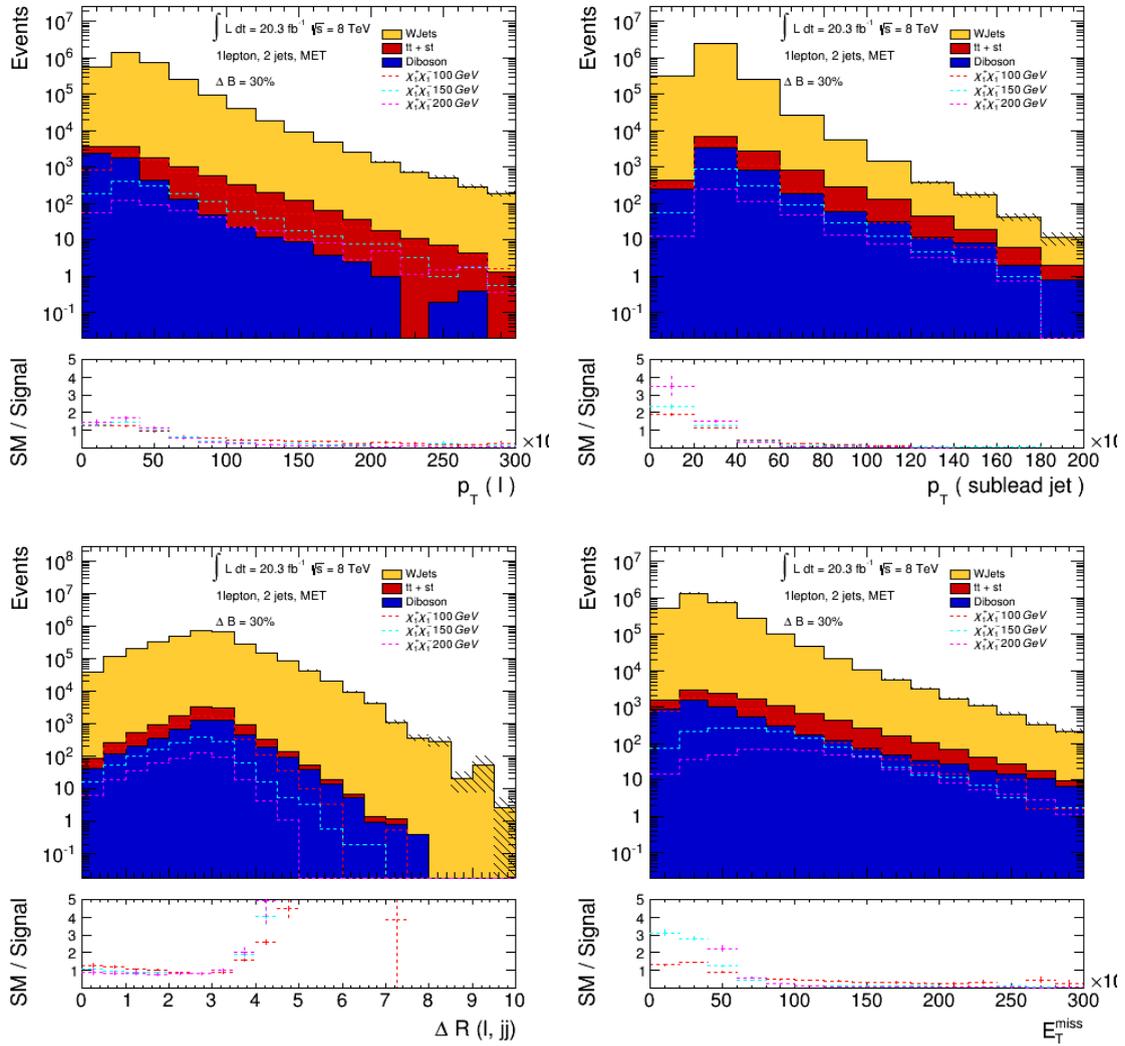


FIGURE 7.6: De gauche à droite et de haut en bas, distributions de $p_T(l)$, $p_T(j)$, E_T^{miss} en GeV et $\Delta R(l, jj)$ après que la présélection soit appliquée dans le canal 1 lepton et 2 jets.

Pour $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + W(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$, la sensibilité est trop faible pour justifier une analyse avec les données à 8 TeV. Avec une luminosité intégrée plus grande, ce canal pourrait améliorer les exclusions sur les charginos de haute masse, de manière complémentaire à l'analyse deux leptons. Les perspectives à 14 TeV de ce canal sont discutées dans la section 7.3.2.

7.2.6 $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + W(\rightarrow 2 \text{ jets}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$

Le dernier canal considéré est la production de paire de charginos avec la désintégration toute hadronique des W. C'est une signature très complexe dans un collisionneur hadronique mais la présence de deux particules invisibles permet de donner suffisamment d'énergie transverse manquante pour supprimer le bruit de fond QCD.

Les bruits de fond dominants sont la production diboson et les processus W+jets et Z+jets. Le processus $t\bar{t}$ et les processus QCD $2 \rightarrow 2$ sont également considérés. Le lot QCD n'est pas

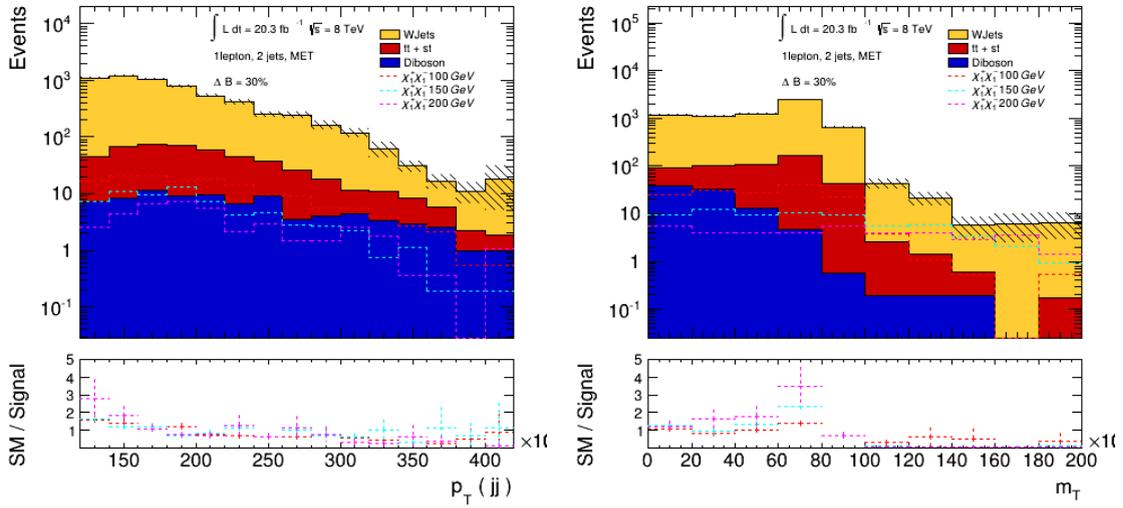


FIGURE 7.7: Distributions de $p_T(jj)$ et m_T en GeV après présélection dans le canal 1 lepton et 2 jets.

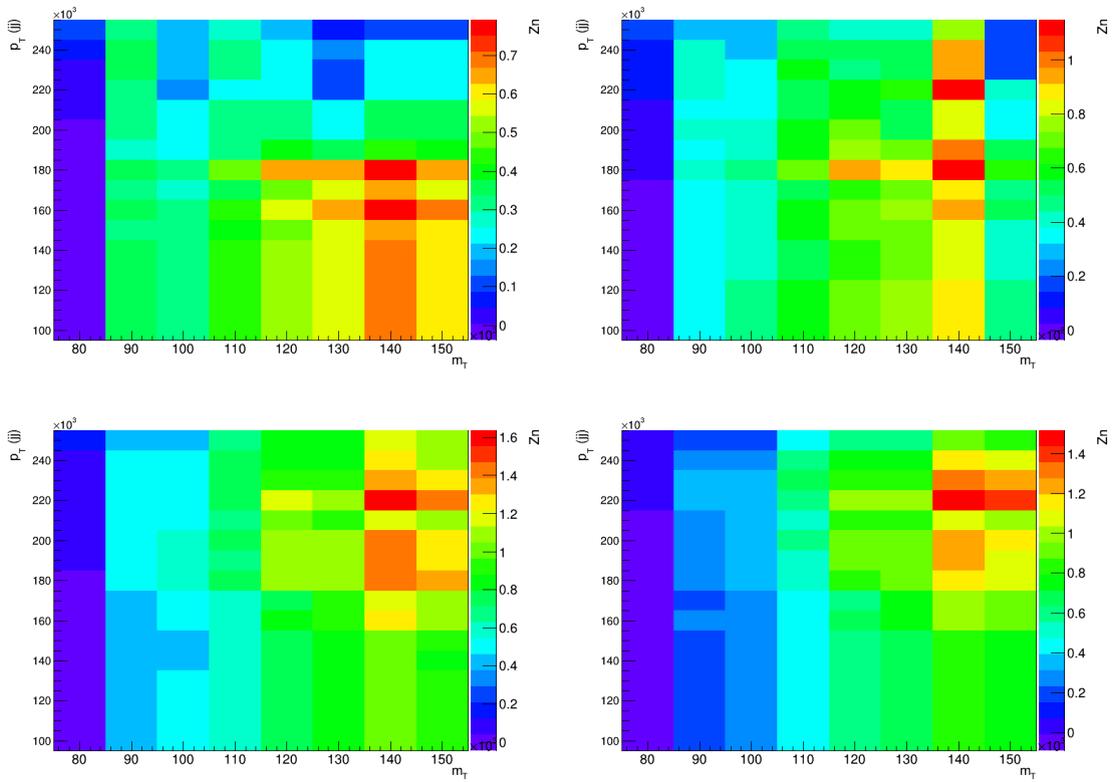


FIGURE 7.8: Optimisation dans le canal 1 lepton et 2 jets. De gauche à droite et de haut en bas, les valeurs de Z_n attendues pour des masses de charginos de 150, 200, 250 et 300 GeV en fonction des coupures sur m_T et $p_T(jj)$.

optimal car seulement deux jets sont produits dans le processus simulé, les deux autres venant d'une radiation initiale ou finale de gluon. Un lot avec des événements $2 \rightarrow 4$ peuvent donner des jets plus énergétiques et donc plus difficiles à discriminer du bruit de fond. Mais c'est le seul lot QCD disponible dans ATLAS. Les cinq signaux utilisés dans la section 7.2.5 sont réutilisés ici.

W + Jets	Top	VV	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (100 GeV, 0 GeV)
58 ± 9	4 ± 1	1 ± 1	6 ± 1 (0.3)

W + Jets	Top	VV	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (150 GeV, 0 GeV)	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (200 GeV, 0 GeV)
9 ± 4	0.3 ± 0.2	0 ± 1	4 ± 1 (0.7)	5 ± 1 (0.8)

W + Jets	Top	VV	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (250 GeV, 0 GeV)	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (300 GeV, 0 GeV)
4 ± 3	0.3 ± 0.2	0 ± 1	5 ± 1 (1.6)	5 ± 1 (1.5)

TABLE 7.5: Nombre d'événements attendues dans les trois régions de signal pour le canal 1 lepton et 2 jets. De haut en bas, régions de signal pour les charginos légers, intermédiaires et lourds. L'incertitude indiquée correspond à l'erreur statistique seulement. Entre parenthèses, la sensibilité calculée avec Zn est montrée.

La présélection consiste en un veto sur les leptons. Les événements avec des jets vers l'avant ou provenant de quark b sont rejetés pour réduire le fond $t\bar{t}$. Exactement quatre jets légers centraux sont requis. Même si cette sélection est non optimale, elle facilite la combinaison des jets entre eux. Les six combinaisons de jets sont testées, leur masse invariante est calculée et celle avec la masse la plus proche de celle du W est conservée. Les deux autres jets sont également combinés et la masse invariante calculée. Les deux paires ainsi formées doivent avoir une masse invariante entre 65 et 90 GeV. Les masses invariantes ainsi calculées sont montrées dans la figure 7.9.

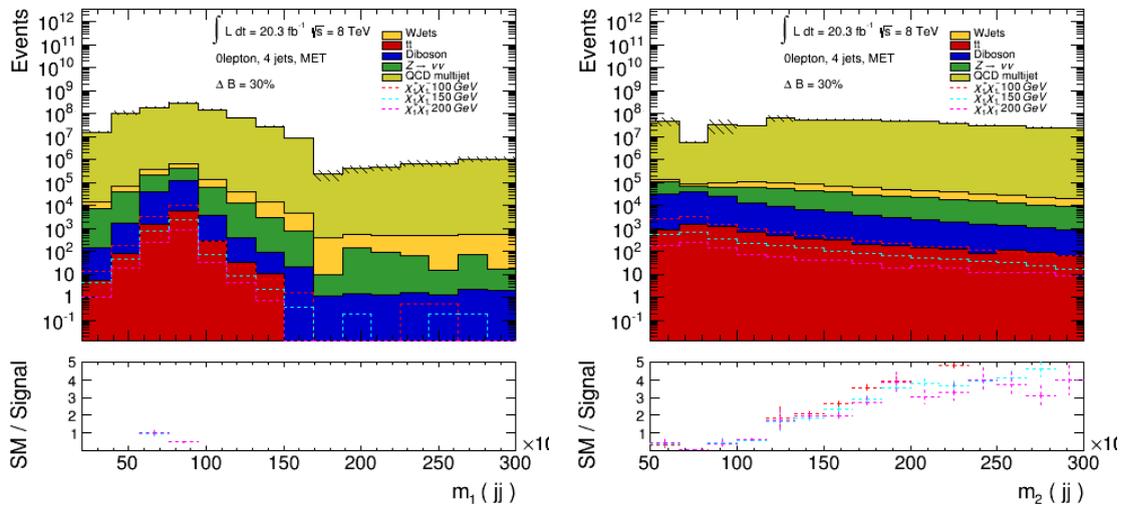


FIGURE 7.9: À gauche, masse invariante de la paire de jet avec la masse invariante la plus proche de la masse du W et à droite masse invariante de la seconde paire de jet.

Pour l'optimisation, de simples variables cinématiques sont utilisées avec des coupures très fortes pour éliminer les jets venant de radiations initiales et la QCD. Les variables utilisées sont regroupées dans la figure 7.10. Tous les jets doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 80 GeV et une énergie manquante transverse supérieure à 50 GeV. Les coupures sur la somme vectorielle des impulsions des deux paires de jets sont optimisées pour maximiser Zn.

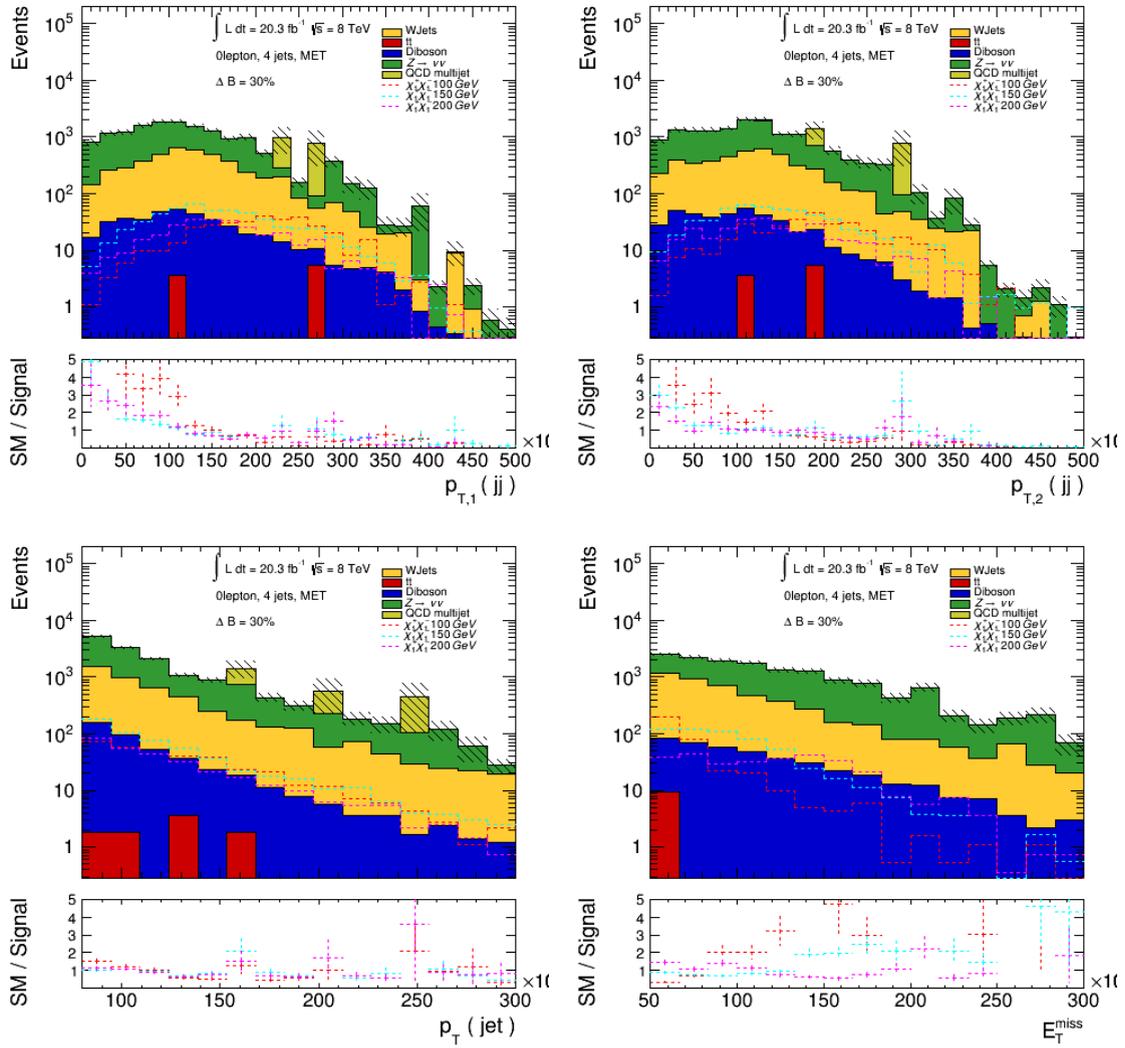


FIGURE 7.10: De gauche à droite et de haut en bas, $p_T(jj)$ de la première et de la seconde pair de jets, $p_T(j)$ et finalement E_T^{miss} dans le canal 4 jets et 0 lepton.

Les résultats de l'optimisation sont montrés dans la figure 7.11. La sensibilité est très faible pour les trois canaux, inférieure à 0.3. Une seule région de signal est construite avec $p_T(jj_1) > 180 \text{ GeV}$ et $p_T(jj_2) > 110 \text{ GeV}$. Le nombre d'événements est montré dans le tableau 7.6. Les événements QCD et W+jets dominant. La statistique dans le lot QCD est très faible et l'estimation faite n'est pas réaliste et plutôt optimiste. L'information à la vérité ne peut pas fournir une estimation pertinente du bruit de fond QCD et les chiffres ici sont seulement indicatifs. La sensibilité obtenue est finalement inférieure à 0.2, tout en sachant que c'est une sensibilité optimiste. On en conclut que ce signal n'est pas accessible au LHC.

W + Jets	Top	VV	Z + jets	QCD	$\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ (100 GeV)	$\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$ (200 GeV)
595 ± 42	5 ± 3	49 ± 2	1354 ± 172	1495 ± 695	206 ± 10 (0.20)	96 ± 6 (0.10)

TABLE 7.6: Nombre d'événements attendus dans la région de signal pour plusieurs masses de charginos dans le canal 4 jets et 0 lepton. L'incertitude indiquée correspond à l'erreur statistique seulement. Entre parenthèses, la sensibilité calculée avec Zn est montrée.

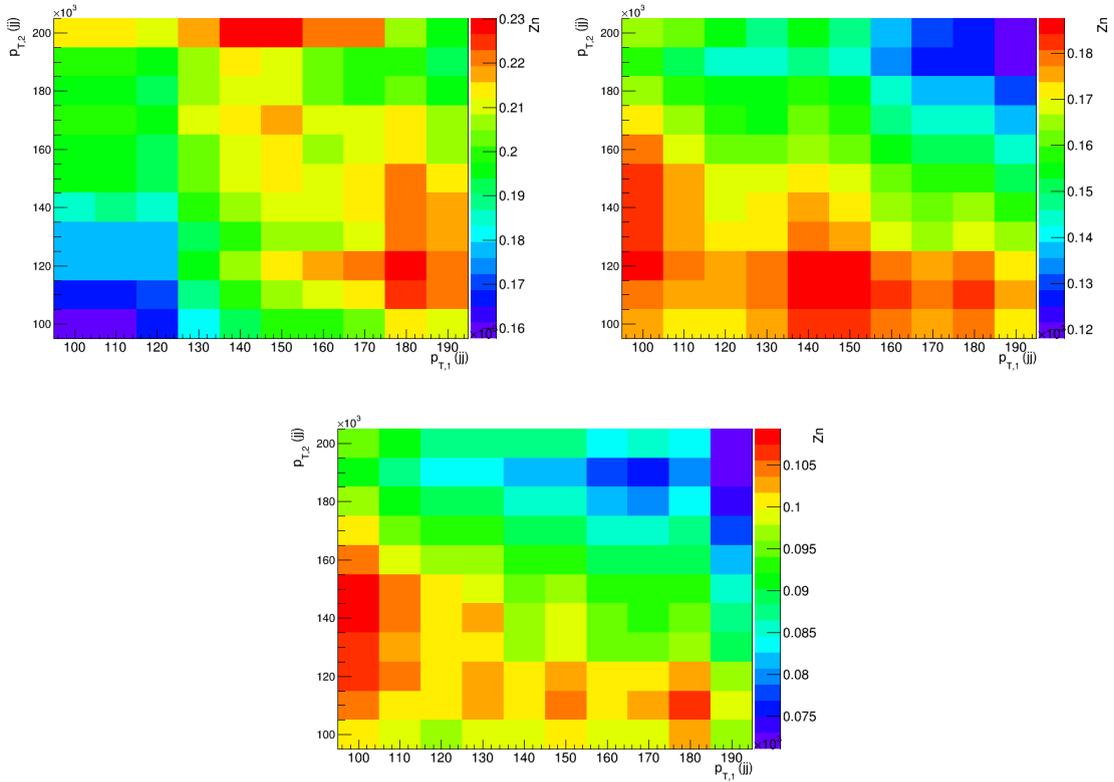


FIGURE 7.11: Optimisation pour le canal 0 lepton et 4 jets. De gauche à droite, Z_n attendus pour des charginos de masses 100, 150 et 200 GeV en fonction des coupures sur $p_{T,1}^{jj}$ et $p_{T,2}(jj)$

7.2.7 Conclusion sur les modèles avec neutralino LSP pure bino

Les différents canaux considérés jusqu'ici sont maintenant regroupés. Les processus considérés sont regroupés dans la table 7.7. Pour la recherche directe de chargino, les limites de chaque canal pris indépendamment et combinées sont montrées dans la figure 7.12. Les signatures 2 leptons et 1 lepton + 2 jets sont celles contribuant au plus à l'exclusion du chargino de masse de 100 GeV jusqu'à 300 GeV. On a vu que les autres signaux ne semblent pas intéressants, même pour 14 TeV. Seuls les signaux 2 leptons et 1 lepton + 2 jets seront considérés dans les perspectives à 14 TeV.

Seul le cas avec un boson W sur sa couche de masse a été traité dans les sections précédentes. Un signal avec $\Delta M < M(W)$ est étudié à 14 TeV dans la section 7.3.4.

7.2.8 Discussion sur le cas avec gravitino LSP

Pour un gravitino LSP, le neutralino peut alors se désintégrer. Dans le scénario A, la désintégration en un photon est la plus naturelle. Les signatures incluront un ou deux photons en plus des produits de désintégration du W et de l'énergie manquante. Ces signaux possèdent donc très peu de bruit de fond et les sensibilités sont bien meilleures.

L'analyse avec l'état final deux photons et énergie transverse manquante à ATLAS [148] vise la production directe de charginos se désintégrant en un neutralino et un boson W . Les neutralinos

Signaux	Signature	Bruit de fond	$\sigma * \text{BR} (M(\chi_1^0) = 100 \text{ GeV})$	Zn
$\chi_1^0 \chi_1^0$	1 jet (ISR) + E_t^{miss}	Z + jets, W + jets, VV, QCD	0.6 fb	-
$\chi_1^\pm \chi_1^0 \rightarrow W(\rightarrow l\nu)\chi_1^0 \chi_1^0$	1 l + E_t^{miss}	W + jets	940.8 fb	0.01
$\chi_1^\pm \chi_1^0 \rightarrow W(\rightarrow qq')\chi_1^0 \chi_1^0$	2 jets + E_t^{miss}	W + jets, Z + jets, TOP	3028.4 fb	0.07
$\chi_1^\pm \chi_1^\mp \rightarrow W(\rightarrow l\nu)W(\rightarrow l\nu)\chi_1^0 \chi_1^0$	2 l OS + E_t^{miss}	WW, TOP	235.5 fb	> 2.0
$\chi_1^\pm \chi_1^\mp \rightarrow W(\rightarrow l\nu)W(\rightarrow qq')\chi_1^0 \chi_1^0$	1 l + 2 jets + E_t^{miss}	WW, W+jets, TOP	1516.1 fb	1.6
$\chi_1^\pm \chi_1^\mp \rightarrow W(\rightarrow qq')W(\rightarrow qq')\chi_1^0 \chi_1^0$	4 jets + E_t^{miss}	W+jets, Z+jets, TOP	2440.2 fb	0.2

TABLE 7.7: Résumé des signaux considérés avec 20 fb^{-1} de données à 8 TeV. La meilleure sensibilité obtenue pour ces signaux est montrée dans la dernière colonne.

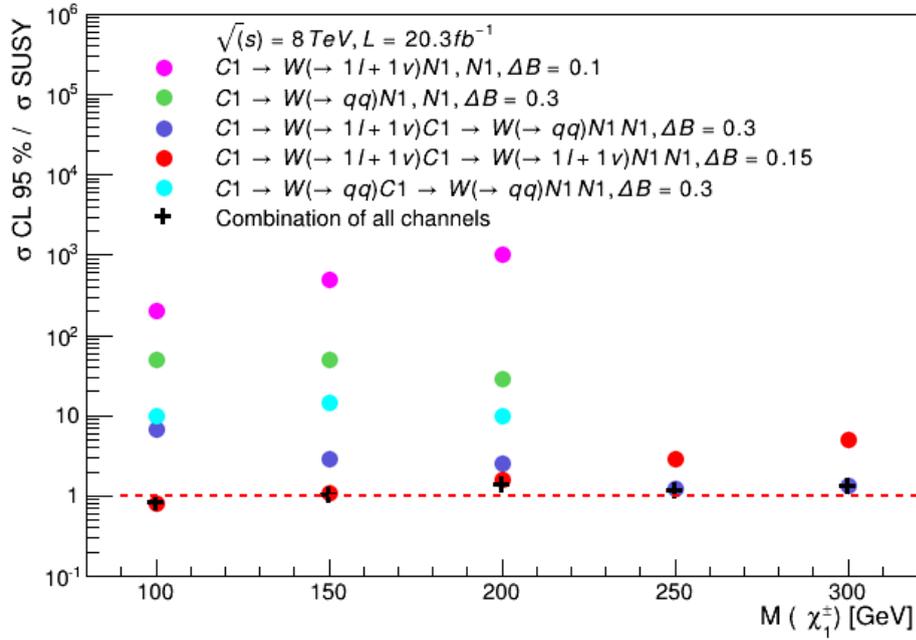


FIGURE 7.12: Limites d'exclusions sur les sections efficaces de productions dans les modèles simplifiés.

sont relativement massifs, plus de 100 GeV, et la majorité de l'énergie transverse est donc portée par les photons et les gravitinos dans ces événements. La sélection repose sur deux photons énergétiques, $p_T > 75$ GeV et plus de 150 GeV d'énergie transverse manquante. Le bruit de fond est très faible dans les régions de signal, deux événements ou moins, dominé par la production de boson accompagné de deux photons. Les limites obtenues sont montrées dans la figure 7.13 à droite. Elles excluent des charginos de moins de 600 GeV, pour des neutralinos de plus de 50 GeV. Les charginos ont donc été largement exclus dans le scénario A au LHC avec un gravitino LSP.

7.3 Prospectives de recherche de $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ au LHC à 14 TeV

7.3.1 Section efficace

Les sections efficaces des signaux SUSY produits par interaction faible sont typiquement doublés à 14 TeV. Cependant, celles des bruits de fond dominants comme les dibosons auront la même évolution. Ainsi pour des conditions de détecteur constantes, les sensibilités à 8 TeV seront les mêmes que celles obtenues à 14 TeV avec 10 fb^{-1} . La luminosité intégrée considérée ici sera de 30 fb^{-1} , correspondant à celle attendue en 2016 et 300 fb^{-1} qui est celle attendue en 2022.

Pour la simulation des bruits de fond à 14 TeV, les lots à 8 TeV sont réutilisés. Chaque événement est repondéré par la probabilité de trouver les partons à l'origine de l'événement dans des collisions de 14 TeV. Pour cela LHAPDF [149] est utilisé. Pour le signal, des lots à 14 TeV sont générés en utilisant Herwig++.

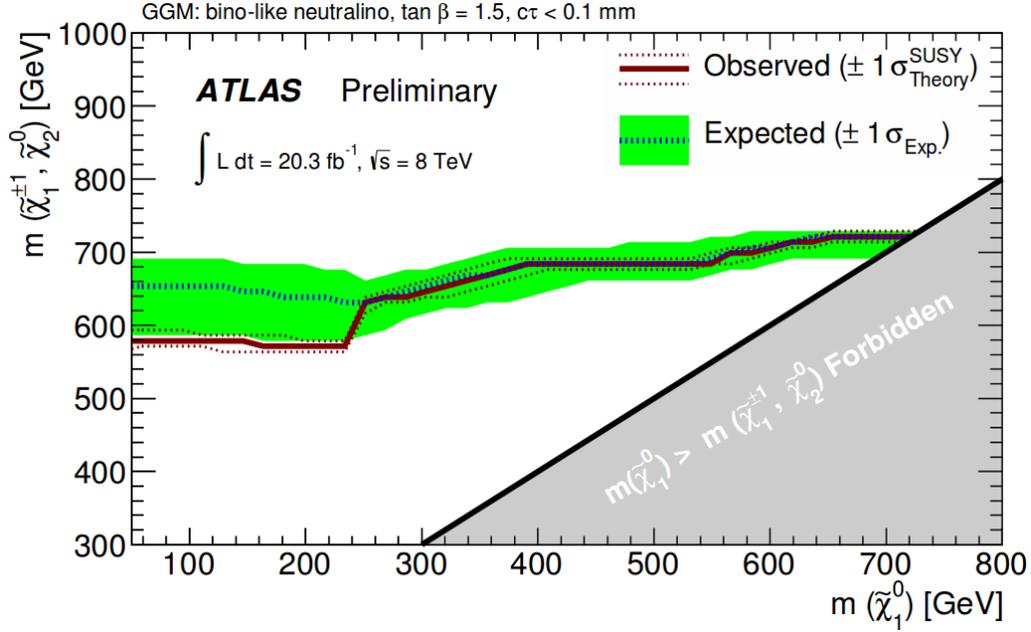


FIGURE 7.13: Exclusions à 95% CLs sur la section efficace sur la production directe de paire de chargino en fonction de la masse du neutralino et du chargino.

A nouveau, seule l'information *à la vérité* est utilisée. Pour reproduire la résolution du détecteur, les résolutions officielles servant à faire les études à 14 TeV sont utilisées². Le bruit d'empilement a un impact majeur sur la résolution et plusieurs scénarios sont possibles pendant le run II. Ici 60 interactions par croisement de faisceaux sont considérées pour l'optimisation puis les régions de signal sont réutilisées dans les hypothèses de 20 et de 80 interactions par croisement dans la section 7.3.5.

7.3.2 $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \mathbf{W}(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + \mathbf{W}(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$

Le bruit de fond dominant sera la production de WW. La section efficace du $t\bar{t}$ sera multipliée par un facteur 4 à 14 TeV et sera donc un bruit de fond majeur. Pour les canaux ee et $\mu\mu$, les bruits de fond WZ et ZZ donneront une signature similaire, en particulier ZZ avec un Z se désintégrant en neutrinos. Pour le signal une grille est générée avec des charginos dont la masse est comprise entre 100 et 300 GeV par pas de 20 GeV et la masse du neutralino comprise entre 0 et $M(\tilde{\chi}_1^\pm) - M(\tilde{\chi}_1^0) = M(W)$ pour que les W soient sur couche de masse.

La stratégie employée suit celle développée dans l'analyse d'ATLAS à 8 TeV, détaillée dans les chapitres 5 et 6 : comme présélection, exactement deux leptons sont requis ($e\mu$ et $\mu\mu$). Le canal ee est à nouveau ignoré à cause de la mauvaise simulation de la résolution). Aucun jet léger, étiqueté comme venant d'un quark b ou vers l'avant ne doit être présent dans l'événement pour réduire le fond top. Le lepton le plus énergétique doit avoir une impulsion transverse supérieure à 40 GeV et le second à 20 GeV.

2. le code officiel, le logiciel "TruthToRecoFunctions", pour reproduire la résolution du détecteur à 14 TeV est disponible à l'adresse <https://svn-web.cern.ch/cern/wsvn/atlasgroups/PhysicsAnalysis/EuropeanStrategy/TruthToRecoFunctions/> ?

Pour l'optimisation, les deux stratégies décrites dans le chapitre 5 sont reproduites. L'optimisation est faite sur les variables les plus discriminantes : $p_T(ll)$, $E_T^{miss,rel}$, $m(ll)$ et m_{T2} . La variable Zn est maximisée en considérant une incertitude constante sur le bruit de fond de 15 %.

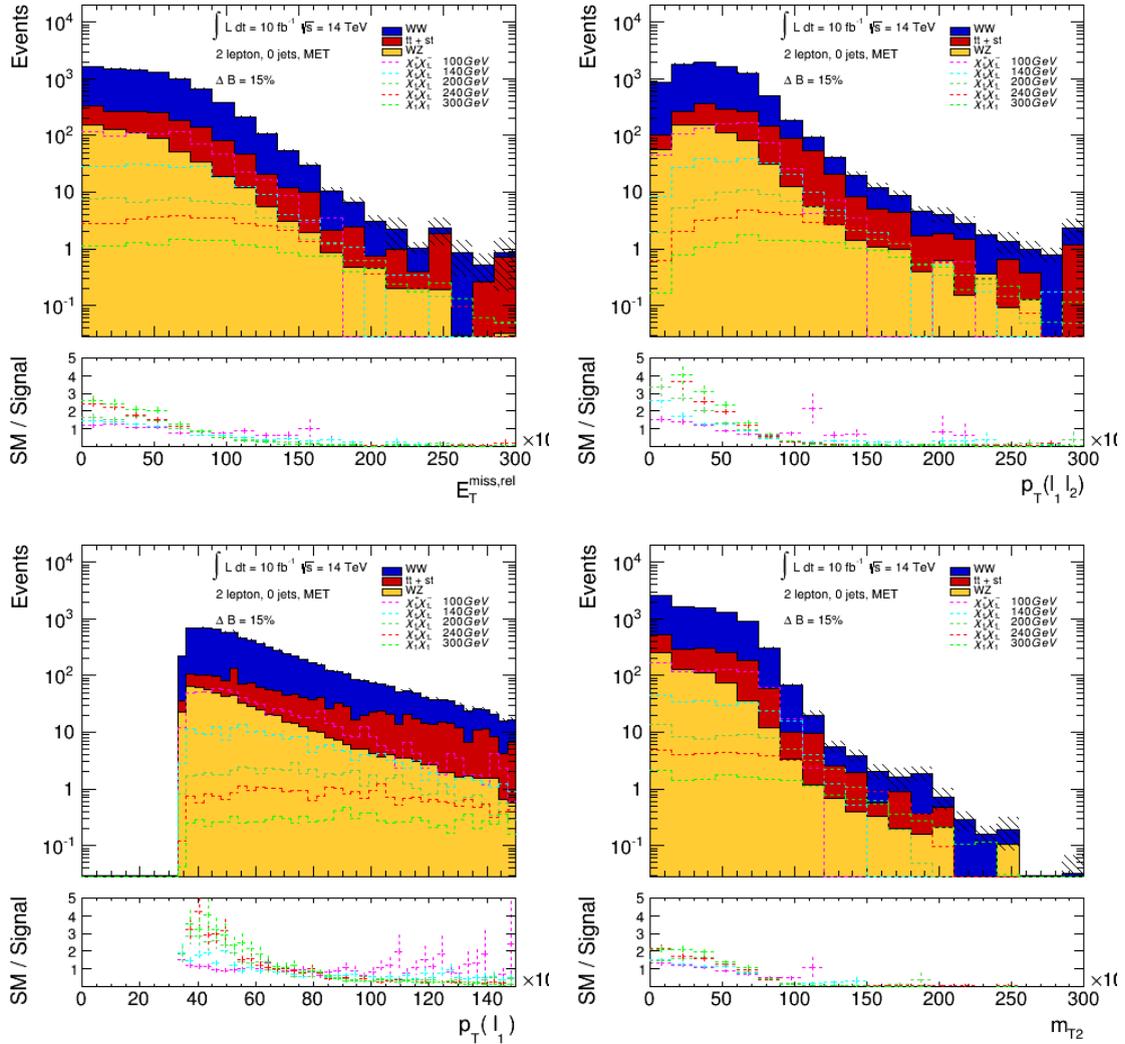


FIGURE 7.14: De gauche à droite et de haut en bas, distributions de E_T^{miss} , $p_T(ll)$, $p_T(lead)$ et m_{T2} en GeV après présélection dans le canal 2 leptons et 0 jets.

Trois points de références sont utilisés pour l'optimisation : (100 GeV, 0 GeV), (140 GeV, 20 GeV) et (200 GeV, 0 GeV). Pour l'optimisation, seul le canal $\mu\mu$ est utilisé comme il donne le meilleur accord entre la simulation complète et notre simulation rapide. Les résultats sont montrés dans la figure 7.15. Trois régions de signal sont construites et sont très proches de celles trouvées dans l'analyse du chapitre 6. Pour des charginos légers, les coupures sont exactement les mêmes avec $p_T(ll) > 80$ GeV et $E_T^{miss} > 80$ GeV. Pour les charginos plus lourds, les coupures sur m_{T2} sont trouvées optimales à $m_{T2} > 100$ et $m_{T2} > 110$, soit 10 GeV au dessus de l'analyse précédente.

Les sensibilités des trois régions sont montrées dans la figure 7.16. La valeur de Zn est ajoutée en quadrature pour les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$. Comme le canal ee n'est pas utilisé, le canal $\mu\mu$ est compté deux fois en corrigeant avec l'acceptance des électrons. Pour chaque point, la région de signal avec la meilleure sensibilité est retenue. Globalement, pas d'amélioration des résultats à

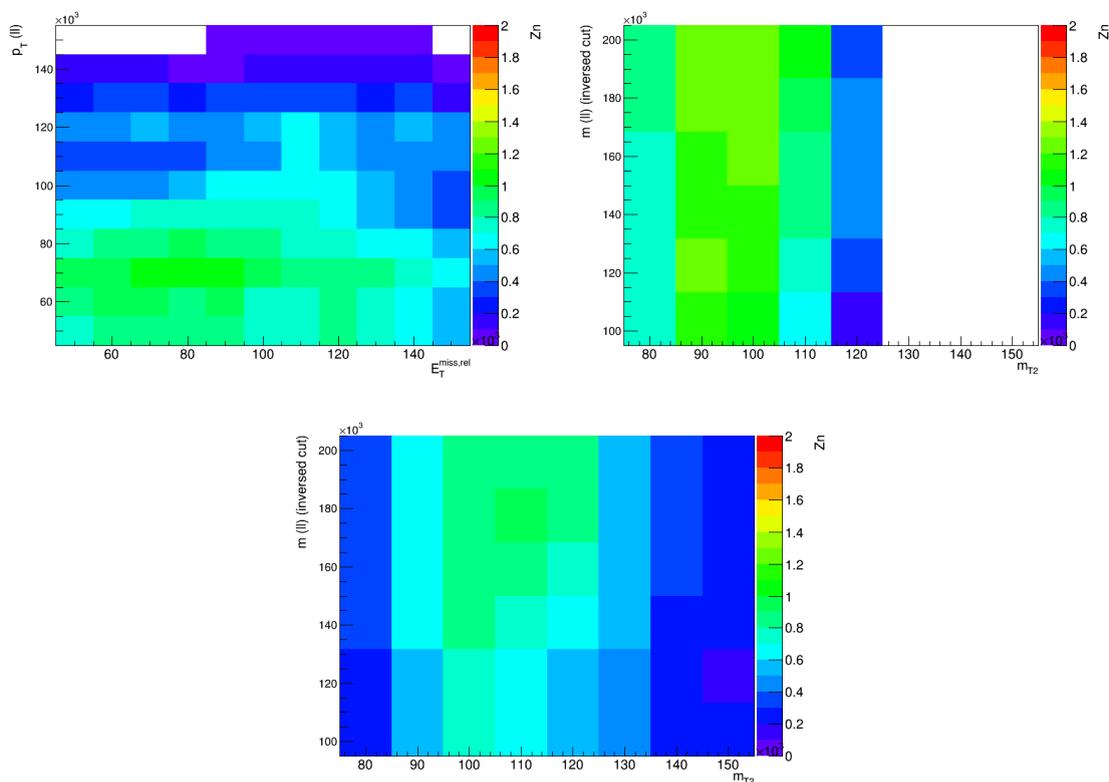


FIGURE 7.15: Optimisation pour le canal 2 leptons et 0 jets. De gauche à droite, Zn attendu pour des charginos de masses 100, 140 et 200 GeV en fonction des coupures sur p_T^{ll} et $E_T^{miss,rel}$.

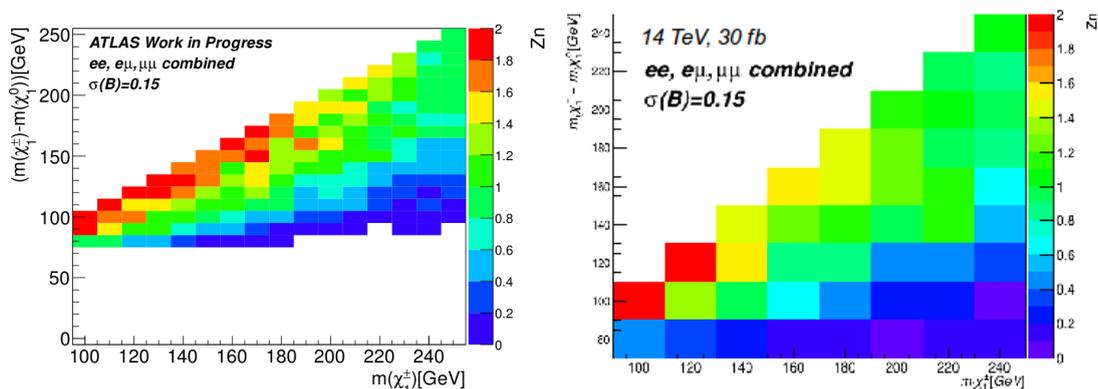


FIGURE 7.16: Comparaison de la sensibilité obtenue dans l'analyse deux leptons d'ATLAS à gauche et dans l'analyse à 14 TeV analysis avec 30 fb^{-1} à droite.

8 TeV n'est observée. La résolution à 14 TeV avec $\langle \mu \rangle = 60$ est moins bonne qu'à 8 TeV et l'augmentation de luminosité intégrée ne compense pas. La sensibilité reste grossièrement la même.

7.3.3 $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \mathbf{W}(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + \mathbf{W}(\rightarrow \mathbf{q}\mathbf{q}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$

Les bruits de fonds dominants seront les mêmes que ceux décrits dans la section 7.2.5 et la stratégie d'optimisation sera donc la même. Pour le signal, une grille est aussi générée avec les mêmes caractéristiques que celle utilisée dans la section 7.3.2.

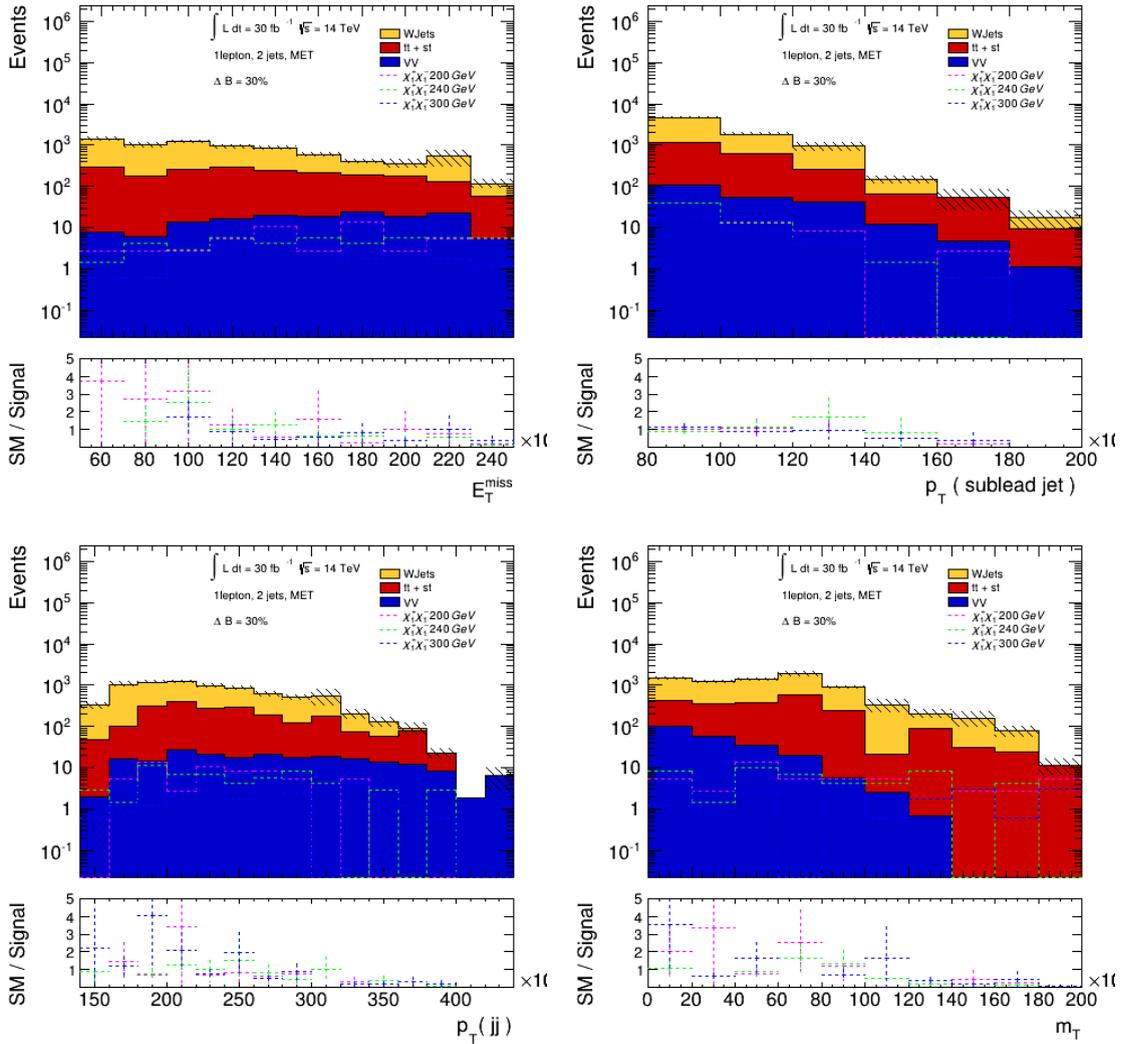


FIGURE 7.17: De gauche à droite et de haut en bas, les distributions de E_T^{miss} , $p_T(j)$, $p_T(jj)$ et m_T en GeV après la présélection 1 lepton et 2 jets.

Pour des charginos de masses inférieures à 200 GeV, la sensibilité est trop faible pour améliorer les résultats du canal deux leptons. Pour les masses plus hautes, la statistique disponible dans le lot W+Jets limite l'estimation de ce fond dans les régions de signal et empêche de réaliser les mêmes optimisations en testant différentes valeurs de coupures. Pour $p_T(jj) > 250$ GeV, il n'y a plus un seul événement brut. Une coupure non optimale est appliquée à 220 GeV afin d'avoir une estimation réaliste du fond W+jets. Une seule région de signal est utilisée avec $p_T(jj) > 220$ GeV et $m_T > 140$ GeV. La coupure sur l'énergie transverse manquante est également augmentée à 80 GeV.

Une seule région est donc construite pour l'analyse à 14 TeV pour tous les points de signal. Le nombre d'événements attendu est montré dans la table 7.8. La section efficace du processus

$t\bar{t}$ étant quatre fois plus grande, c'est maintenant le bruit de fond dominant. La valeur de Z_n augmente avec la masse du chargino car la signature est globalement plus boostée et donc plus facilement distinguable du bruit de fond.

W + Jets	Top	VV	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (200 GeV)	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (240 GeV)	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (300 GeV)
11 ± 7	14 ± 4	0 ± 0	12 ± 5 (1.0)	13 ± 3 (1.0)	15 ± 2 (1.3)

TABLE 7.8: Nombre d'événements attendu dans la région de signal pour l'état final 2 jets et 1 lepton. L'incertitude indiquée correspond à l'erreur statistique seulement. Entre parenthèses, la sensibilité calculée avec Z_n est montrée.

7.3.4 $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^- \rightarrow \mathbf{W}^*(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + \mathbf{W}^*(\rightarrow e, \mu + \nu_{e,\mu}) + 2 \tilde{\chi}_1^0$

Le scénario avec des charginos se désintégrant en W hors couche de masse est étudié ici. Les bruits de fond considérés sont les mêmes que dans le cas des W sur couche de masse. Pour le signal, un seul lot de simulation Monte Carlo est généré avec un chargino de 100 GeV et un neutralino de 50 GeV.

La sélection du signal suit celle de l'analyse $H \rightarrow WW^*$. Comparé au cas précédent, la coupure sur l'impulsion transverse est baissée à 25 GeV sur le lepton le plus énergétique et à 15 GeV sur le second lepton. Des veto sur les jets et sur les bosons Z sont appliqués. L'énergie manquante est émise dans la direction opposée à celle des leptons, une coupure est ajoutée sur $|\Delta\phi(E_T^{miss,rel}, l_1 l_2)| > 1.57$. Enfin les deux neutralinos et les deux neutrinos donnent de l'énergie transverse manquante et $E_T^{miss} > 25$ GeV est appliqué. Les distributions de quelques variables sont montrées dans la figure 7.18.

Pour optimiser une région de signal, des coupures inversées sur $m(l_1 l_2)$, $p_T(l_1 l_2)$ et $E_T^{miss,rel}$ sont ajoutées. Les coupures sont optimisées sur Z_n et la région de signal retenue est définie par $m(l_1 l_2) < 50$ GeV, $p_T(l_1 l_2) < 50$ GeV et $E_T^{miss,rel} < 40$ GeV. Le nombre d'événements attendus est montré dans la table 7.9. Le signal ne peut être distingué du bruit de fond WW et la sensibilité est très faible, $Z_n = 0.1$. De plus cette estimation est optimiste car ne contenant pas d'estimation des fonds Drell Yan, W+jets et du $H \rightarrow WW^*$.

WW	Top	ZV	$\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ (100 GeV)
101 ± 2	8 ± 4	26 ± 1	2 ± 2 (0.1)

TABLE 7.9: Nombre d'événements attendu dans la région de signal pour l'état final 2 leptons et 0 jet avec des W hors couche de masse. L'incertitude indiquée correspond à l'erreur statistique seulement. Entre parenthèses, la sensibilité calculée avec Z_n est montrée.

Malgré une région de signal dédiée, le point de signal considéré ne peut être testé avec 30 fb^{-1} de données à 14 TeV. Une analyse standard ne permet pas de discriminer suffisamment le signal du bruit de fond trop important. Cependant, d'autres types d'analyses peuvent être envisagées comme la recherche de vertex déplacés pour les très faibles ΔM [150].

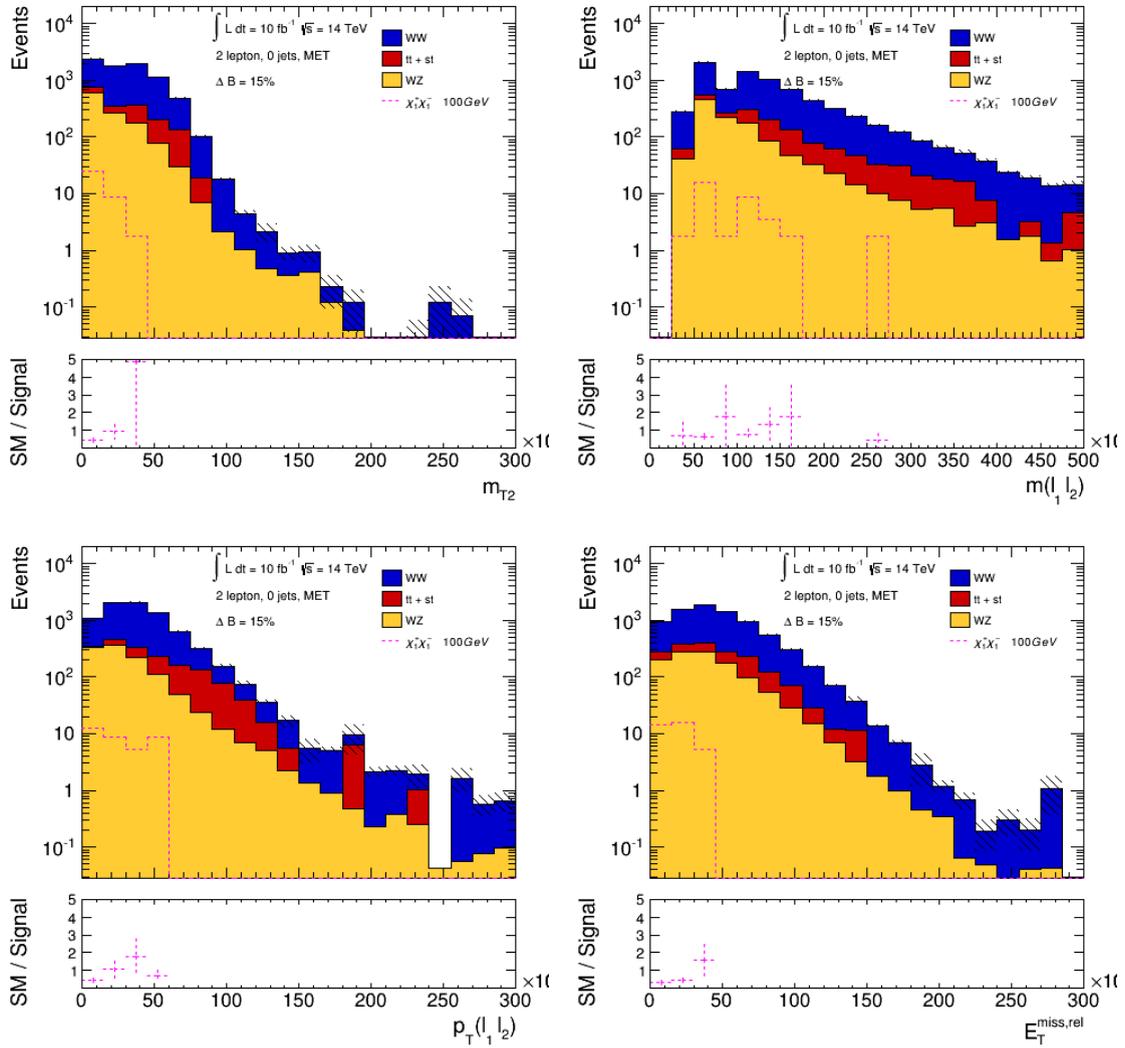


FIGURE 7.18: De gauche à droite et de haut en bas, les distributions de m_{T2} , $m(l_1 l_2)$, $p_T(l_1 l_2)$ et $E_T^{miss,rel}$ en GeV après la présélection 2 lepton et 0 jet pour le cas W hors couche de masse.

7.3.5 Combinaison et sensibilité à l'empilement

Les résultats dans le canal deux leptons et un lepton et deux jets sont combinés. Le résultat est montré dans la figure 7.19. Le canal avec deux leptons seulement ne donne pas d'amélioration pour les charginos de basse masse. Seule une combinaison avec le canal un lepton et deux jets pourrait permettre d'exclure des charginos avec des masses supérieures à 200 GeV. En ne considérant que l'analyse 2 leptons, aucune amélioration n'est attendue par rapport aux résultats à 8 TeV. La combinaison avec l'analyse 1 lepton et 2 jets permet d'améliorer la sensibilité jusqu'à des charginos de 300 GeV mais sans permettre l'exclusion.

Les régions de signal sont réutilisées avec des hypothèses différentes sur l'empilement. Des lots de Monte Carlo avec un empilement de $\langle \mu \rangle = 20$, correspondant aux conditions de la prise de données de 2012, et $\langle \mu \rangle = 80$ correspondant à un scénario pessimiste pour les premières prises de données à 14 TeV sont générés. Les sensibilités obtenues sont montrées dans la figure 7.20. Les sensibilités attendues sont très dépendantes de l'empilement, elles varient d'un facteur 4 entre $\langle \mu \rangle = 20$ et $\langle \mu \rangle = 80$.

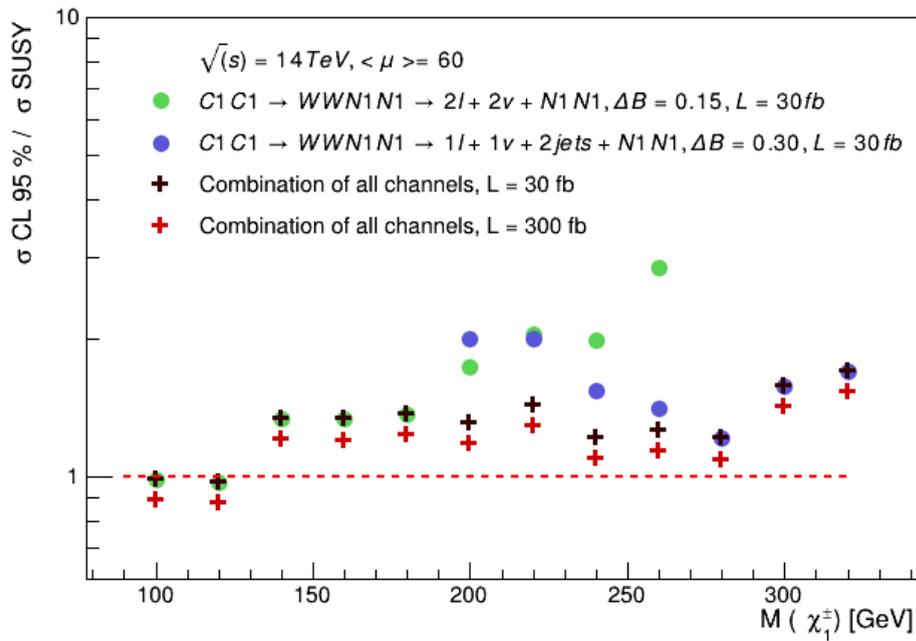


FIGURE 7.19: Combinaison des canaux 2 leptons et 1 lepton et deux jets dans l'approximation 2/Zn sur l'exclusion des charginos. Deux hypothèses de luminosité intégrée sont faites 30 fb^{-1} et 300 fb^{-1} sans réoptimisation des régions de signal.

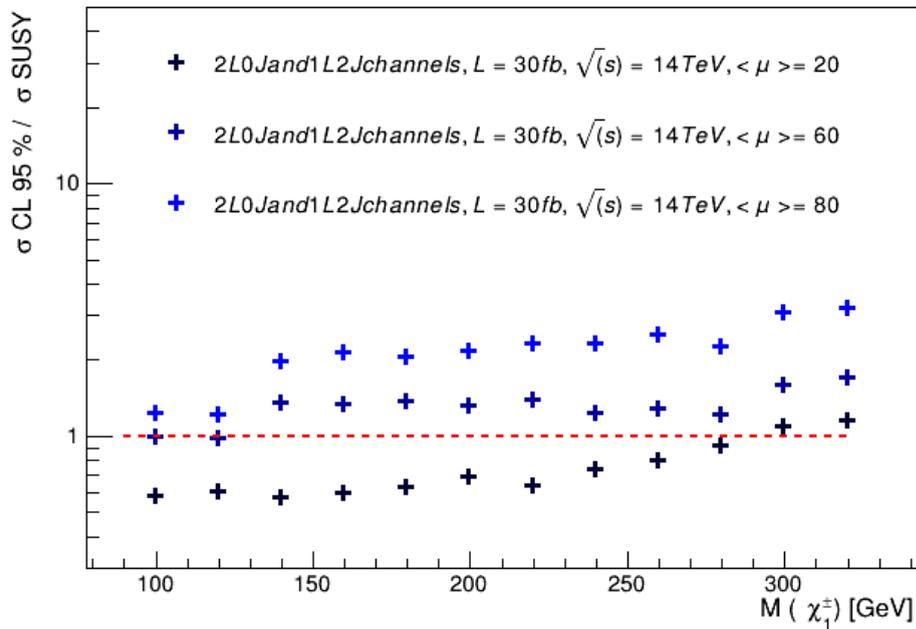


FIGURE 7.20: Combinaison des canaux 2 leptons et 1 lepton et deux jets dans l'approximation 2/Zn sur l'exclusion des charginos avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Trois hypothèses d'empilement sont montrées avec $\langle \mu \rangle = 20, 60$ et 80 .

En conclusion, la recherche de production directe de paire de chargino semble complexe avec 30 fb^{-1} de luminosité intégrée à 14 TeV . Malgré un nombre d'événements de signal multiplié

par un facteur six entre 20 fb^{-1} à 8 TeV et 30 fb^{-1} à 14 TeV, les sensibilités ne peuvent être que marginalement améliorées dans le canal deux leptons. Cependant, l'ajout du canal 1 lepton et deux jets améliore la sensibilité pour les hautes masses de charginos et permet de sonder des sections efficaces une fois et demi plus grande que celle prédite par SUSY pour des charginos avec des masses comprises entre 200 et 300 GeV.

A une luminosité intégrée plus grande, 300 fb^{-1} par exemple, la réoptimisation des régions de signal devrait améliorer les sensibilités montrées dans la figure 7.19. Toutefois, le nombre moyen d'interaction prévus à ces luminosité est supérieur à 100. De plus, les régions de signal trouvées dans pour les prospectives à 8 et 14 TeV sont sensiblement les mêmes : les coupures optimales sur m_{T2} et $p_T(jj)$ n'ont pas évoluées. La sensibilité des analyses à haute luminosité sera donc moins dépendante de la luminosité intégrée que de l'impact du bruit d'empilement sur les variables les plus discriminantes.

7.4 Discussion sur les scénarios B et C

Le scénario A a été largement couvert dans les sections précédentes. Le scénario B peut être testé en réinterprétant les résultats précédents. Les signatures seront identiques et seule la section efficace sera différente, trois fois inférieure à celles du scénario A. Les sensibilités seront donc plus faibles et aucune sensibilité n'est donc attendue au LHC.

Le scénario C correspond à des spectres de masse compressés. Pour un chargino de type wino et une LSP de type neutralino, la différence de masse ΔM entre chargino et LSP détermine la phénoménologie. Pour $\Delta M > 1 \text{ GeV}$, la désintégration a lieu via un W hors couche de masse. Cependant cette analyse est complexe comme on l'a vu dans la section 7.3.4 et aucune sensibilité n'est attendue. Pour des ΔM plus faible, le chargino est metastable et ne se désintègre qu'au bout de quelques nanosecondes. Dans le détecteur, ce scénario se manifeste par des traces qui disparaissent. Dans les données à 8 TeV enregistrées par ATLAS, cette analyse a été menée [150]. Pour des neutralinos entre 140 et 220 GeV, les charginos sont exclus de 100 à 500 GeV comme montré dans la figure 7.21 à gauche.

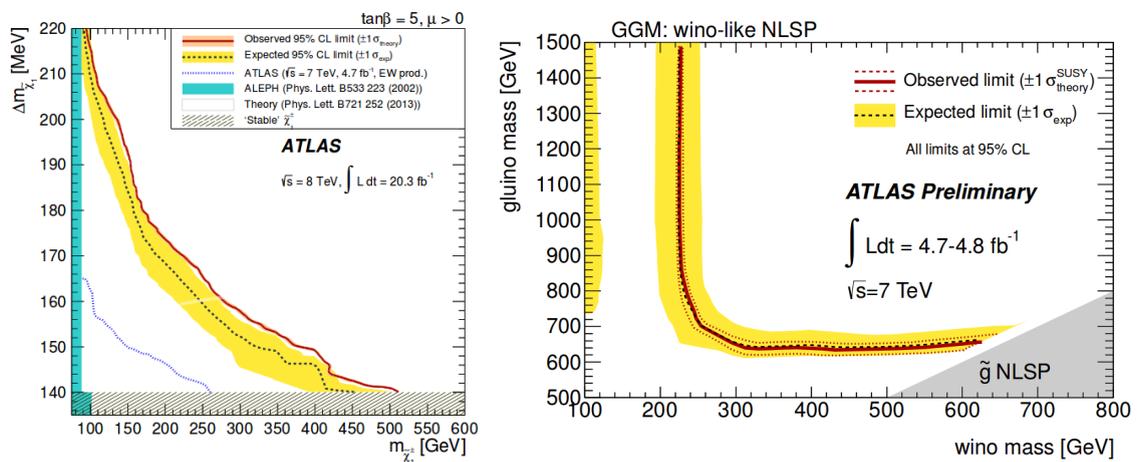


FIGURE 7.21: A gauche, exclusions d'un scénario AMSB [150] en fonction de la masse du chargino et du neutralino LSP. A droite, exclusions à 95% CLs sur la section efficace de la production associée de chargino et de neutralino en fonction de la masse du chargino et du gluino

Toujours dans le scénario C, si la LSP est un gravitino, de nombreuses signatures sont possibles. Dans ce cas, l'état final un photon, un lepton et énergie transverse manquante [151] est sensible à la production associée de chargino et de neutralino. Le scénario testé consiste en un chargino se désintégrant en un boson W et un gravitino et en un neutralino se désintégrant en un gravitino et un photon. La sélection inclut une coupure sur la masse transverse, $m_T > 100$ GeV, et une sur l'énergie transverse manquante, $E_T^{miss} > 100$ GeV. Le bruit de fond dominant est la production $W\gamma$ avec une section efficace de 4.3 pb [152]. Les limites obtenues sont montrées dans la figure 7.21 à droite. Les charginos de moins de 220 GeV sont exclus.

7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la sensibilité d'ATLAS à la production directe de paire de charginos et à la production associée de chargino et neutralino a été étudiée.

Pour des neutralinos LSP, les perspectives à 8 TeV ont montré que la production associée $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ ne permet pas d'améliorer les limites existantes sur le chargino. Pour la production directe de paires de charginos, la considération du canal semi-leptonique améliore la sensibilité à des charginos de masses comprises entre 200 et 300 GeV, région non contrainte par le canal leptonique. Les scénarios B et C ne sont pas plus favorables car avec une section efficace réduite (scénario B) ou des signatures plus complexes (scénario C). Dans le cas d'un gravitino LSP, plusieurs analyses ont déjà été réalisées avec les données prises à 7 TeV et 8 TeV, excluant les charginos de moins de 200 GeV.

A 14 TeV, l'évolution des sections efficaces du signal et du bruit de fond ne favorise pas la sensibilité au signal. Le bruit d'empilement croissant limite le pouvoir de discrimination des analyses. Les limites obtenues avec 30 fb^{-1} de luminosité intégrée et $\langle \mu \rangle = 60$ à 14 TeV sont équivalentes à celles obtenues avec 20 fb^{-1} à 8 TeV. Ces limites sont très sensibles à l'empilement et dans l'hypothèse de $\langle \mu \rangle = 80$, la sensibilité est réduite d'un facteur deux. Toutefois, le bruit d'empilement à μ élevé est une extrapolation du bruit observé à $\langle \mu \rangle = 20$. L'amélioration des performances et la réduction de l'impact du bruit d'empilement, comme il a été fait par exemple fait dans le chapitre 4 entre 2011 et 2012, peuvent significativement améliorer ce résultat : pour des performances équivalentes à celle de 2012, le chargino pourrait être exclu jusqu'à 280 GeV.

Conclusion

L'excellent fonctionnement du LHC en 2011 et 2012 associé aux très bonnes performances de l'expérience ATLAS ont permis de collecter plus de 25 fb^{-1} de luminosité intégrée à 7 et 8 TeV. Rien que pour ATLAS, l'analyse de ces données a produit plus de deux cent quatre vingt publications. Le résultat le plus retentissant est bien sur l'observation d'un boson scalaire de 126 GeV avec des propriétés compatibles avec le boson de Higgs. Le Modèle Standard est désormais complet. Aucune déviation significative de ses prédictions n'a été observée. Les recherches de supersymétrie, qui représente un quart des publications d'ATLAS, n'ont pas relevé de signes de nouvelle physique. Ce résultat est à relativiser. Ces deux années constituent seulement le début du programme du LHC. L'augmentation en énergie et la luminosité intégrée beaucoup plus importante agrandissent l'espace de phase supersymétrique vérifiable.

Cette thèse s'inscrit dans ces deux premières années de prises de données. En 2011, la compréhension et l'optimisation des performance du détecteur étaient l'un des objectifs primordiaux, en particulier pour les électrons. Le chapitre 4 a été consacré à la mesure des efficacités d'identification des électrons. La méthode *Tag&Probe* appliquée au boson Z a permis en 2011 de mesurer les efficacités avec une précision meilleure que le pourcent sur une large gamme de pseudo-rapacité ($|\eta| < 2.47$) et d'impulsion transverse : de 20 à 50 GeV, l'incertitude est inférieure à 2% pour des impulsions transverses comprises entre 15 et 20 GeV. En 2012, le maintien des performances malgré l'augmentation du bruit d'empilement fut un défi majeur. La méthode *Tag&Probe* a permis de valider la réoptimisation des critères d'identification, élément indispensable à la découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ$.

Les chapitre 5 et 6 sont consacrés à la première recherche de production directe de chargino, partenaires supersymétriques des bosons W, au LHC. La faisabilité de l'analyse a d'abord été validée dans le canal $e\mu$ et une limite sur des sections efficaces deux fois plus grandes que celles prédites par les modèles simplifiés a pu être établie pour des charginos de moins de 200 GeV. Les incertitudes dominantes sur le bruit de fond, les incertitudes théoriques dans ce cas, ont alors été alors entièrement réévaluées permettant de diminuer leur valeur d'un facteur deux dans une des régions de signal. La réoptimisation de l'analyse en considérant les canaux ee et $\mu\mu$ a permis d'améliorer la sensibilité. Des charginos de moins de 180 GeV dans l'hypothèse d'un neutralino non massif ont pu être exclu améliorant l'exclusion vieille de 15 ans faite à LEP.

Finalement, le chapitre 7 s'intéresse à la prochaine prise de données du LHC et détermine le potentiel des futurs analyses sur les productions directes de charginos et les productions associées de chargino et de neutralino 1 dans le cadre de modèle simplifié. Les perspectives à 8 TeV ont montré que la sensibilité à des charginos de masses supérieures à 200 GeV ne peut être améliorée qu'en considérant le canal semi-leptonique de la production directe de charginos. A 14 TeV et dans l'hypothèse de $\langle \mu \rangle = 60$, une luminosité de 30 fb^{-1} ne permet pas d'améliorer les limites à cause du bruit d'empilement trop important. Seul un maintien des performances constantes entre 8 TeV et 14 TeV permettrait d'exclure des charginos jusqu'à 280 GeV.

Annexe A

Zn comme variable d'optimisation de région de signal

A.1 Introduction

Le but de l'optimisation de la région de signal est de déterminer quelles régions vont donner la meilleure sensibilité au signal. Cette sensibilité dépend de trois paramètres :

- N_B , le nombre d'événements de bruit de fond dans la région de signal
- N_S , le nombre d'événements de signal dans la région de signal
- ΔB , l'incertitude sur le bruit de fond

Lors de l'optimisation, N_B et N_S sont estimés par simulation Monte Carlo et généralement ΔB est pris à une valeur typique des incertitudes attendues. Maintenant, mettons que l'on réalise l'analyse et qu'on observe dans les données un nombre d'événements N_S dans la région de signal. Connaissant N_B et ΔB , quelle est la probabilité que N soit consistant statistiquement avec N_B et ΔB ? Ou inversement, ce qui est plus intéressant dans le cas d'une recherche, peut on rejeter l'hypothèse du bruit de fond seul avec le lot N ?

En physique des particules, le critère de rejet est le nombre de déviations standards : typiquement quand deux déviations standards par rapport à la valeur moyenne du bruit de fond sont atteintes, on suppose que l'hypothèse de bruit de fond est rejetée et qu'on a un excès significatif. Cinq déviations standards sont typiquement le seuil pour parler d'une découverte. Dans cette thèse, le nombre de déviations standards sera estimé avec Z_N .

A.2 Définition de Zn

La définition de Zn donnée dans cette section est tirée de [153]. Elle s'écrit :

$$Zn(N_S, N_B, \Delta B) = 2 \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2p(N_S, N_S, \Delta B)) \quad (\text{A.1})$$

avec p définit comme :

$$p(N_S, N_B, \Delta B) = \int_0^\infty db \mathbf{G}(b, N_B, N_B \Delta B) \sum_{i=N_S+N_B}^\infty \mathbf{P}(i, b) \quad (\text{A.2})$$

p est la probabilité que le bruit de fond donne une variation statistique compatible avec le nombre d'événements de signal attendus. $\mathbf{P}(i, b)$ est la probabilité poissonnienne que le bruit de fond donne un nombre d'événements égal ou supérieur à $N_B + N_S$. N_B est connue à une incertitude ΔB près et $\mathbf{P}(i, b)$ est donc moyenné sur la distribution gaussienne $\mathbf{G}(b, N_B, N_B \Delta B)$. L'équation A.1 permet de passer de la probabilité p au nombre de déviations standards.

L'équation A.2 est valable pour un nombre entier d'événements. Or il est fréquent dans les lots de simulation Monte Carlo d'avoir des nombres réels. Pour traiter ce cas, $\mathbf{P}(i, b)$ est remplacé par une fonction β régularisé (voir appendice G de [137]) et c'est cette formulation de Z_n qu'on utilise dans cette thèse.

A.3 Combinaison des régions de signal

La sensibilité obtenue en combinant des régions de signal peut être calculée à partir du produit des probabilités $p(N_S, N_B, \Delta B)$ dans chaque RS. Cependant, le simple produit donne des valeurs optimistes dans l'hypothèse d'une fluctuation du bruit de fond qui est la même dans toutes les régions de signal ce qui n'est généralement pas vrai.

Dans cette thèse, on fera l'approximation que N_B et N_S sont suffisamment grands, c'est à dire gaussiens. L'approximation suivante est alors correcte [137] :

$$Z_{n_{\text{comb}}}^2 = \sum_{i=1 \dots n} Z_n^2(N_{S,RS_i}, N_{B,RS_i}, \Delta B_{RS_i}) \quad (\text{A.3})$$

où l'index i représente la région de signal à combiner parmi les n régions de signal.

Annexe B

De la vérité Monte carlo à une simulation rapide du détecteur

L'ensemble des lots de simulation Monte Carlo ne contenant que l'information à *la vérité*, une simulation rapide du détecteur permet de faire des prospectives plus réaliste. Des outils officiels existent pour les lots à 14 TeV mais pas pour ceux à 8 TeV. Dans cette section présente une simulation rapide du détecteur pour les lots à 8 TeV.

B.1 Résolution sur les leptons

La résolution sur l'énergie et sur les positions en η et en ϕ des électrons et des muons est mesurée dans un lot de simulation Monte Carlo de référence WW généré avec Powheg et avec des désintégrations leptoniques seulement. Une présélection est exactement deux leptons est appliquée avec $p_T > 10$ GeV. Dans chaque événement passant la présélection, les variables à *la vérité* et celle provenant de la reconstruction des objets sont comparées afin de déterminer la résolution du détecteur. La figure B.1 montre les comparaisons.

La résolution du détecteur dépendant de l'énergie et de la région en η , plusieurs intervalles sont fixés où les résolutions sont mesurées. La résolution en Φ est constante. Les figures B.2, B.3 et B.4 montrent des exemples de distributions de la résolution en une dimension.

B.2 Résolution pour les jets

Les jets à *la vérité* sont reconstruits avec l'algorithme antiKt avec un paramètre de distance $R = 0.4$, le même que celui utilisé dans la plupart des analyses ATLAS. Pour avoir des résultats proches de ceux obtenus après reconstruction par le détecteur, un étalement est appliqué suivant l'impulsion transverse de chaque jet.

Pour les jets, cet étalement est choisi comme la somme de deux fonctions gaussiennes[154]. La largeur des gaussiennes dépend de l'impulsion transverse du jet et trois intervalles sont définis : 0 à 100 GeV, 100 à 300 GeV et plus de 300 GeV. Ces résolutions sont montrées dans la figure B.5.

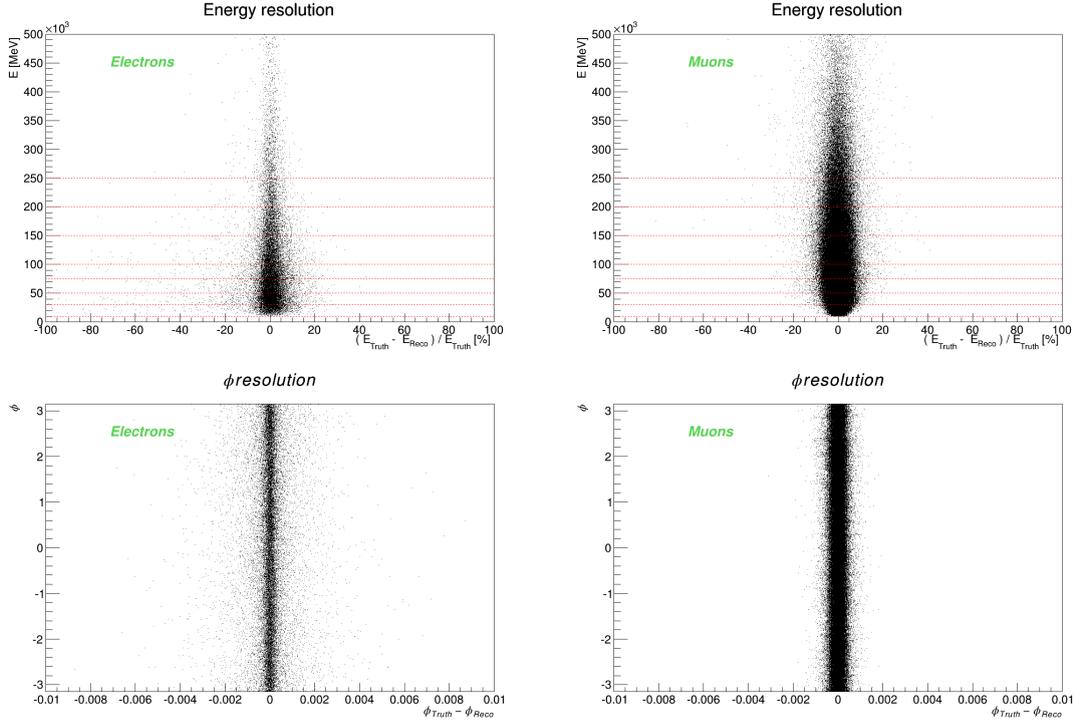


FIGURE B.1: De haut en bas, résolution en deux dimensions sur l'énergie et ϕ . Les figures de gauches sont pour les électrons et les figures de droites pour les muons. Les lignes rouges symbolisent les intervalles où les résolutions sont mesurées.

B.3 Résolution sur E_T^{miss}

La résolution sur l'énergie transverse manquante est donnée par :

$$\sigma(E_T^{miss}) = a\sqrt{H_T} (+b) \quad (\text{B.1})$$

où H_T est la somme scalaire des énergies transverse des objets présents dans l'événement. Les coefficients a et b dépendent de l'empilement. Pour $\langle \mu \rangle = 20$, $a = 0.58$ et b est négligeable. La figure B.6 montre l'évolution du coefficient a en fonction de μ .

B.4 Efficacité de sélection des objets

Pour les électrons et les muons, les critères de reconstruction et d'identification ne peuvent être appliqués à *la vérité* et l'efficacité est très optimiste. Pour reproduire l'efficacité réelle, un poids sur chaque événement est appliqué correspondant aux critères **tight** d'identification. Pour une impulsion transverse de plus de 20 GeV, l'efficacité sur les électrons est de 70 % en moyenne et de 80 % sur les muons. Pour les événements avec plusieurs leptons, ces poids sont multipliés entre eux.

Pour les jets, comme le même algorithme antiKt est utilisé à *la vérité* et à la reconstruction, aucun poids n'est appliqué. L'identification des b-jets est supposé avoir une efficacité de 80%.

Les distributions des variables *à la vérité*, avec application de la résolution mesurée dans cette section et au niveau reconstruit sont ici comparées. Les variables les plus discriminantes de l'analyse deux leptons comme m_{T2} , p_{Tll} et $E_T^{miss,rel}$ sont montrées dans les figures [B.7](#), [B.8](#) et [B.9](#). Un meilleur accord est observé après application de la résolution, en particulier dans le canal $\mu\mu$.

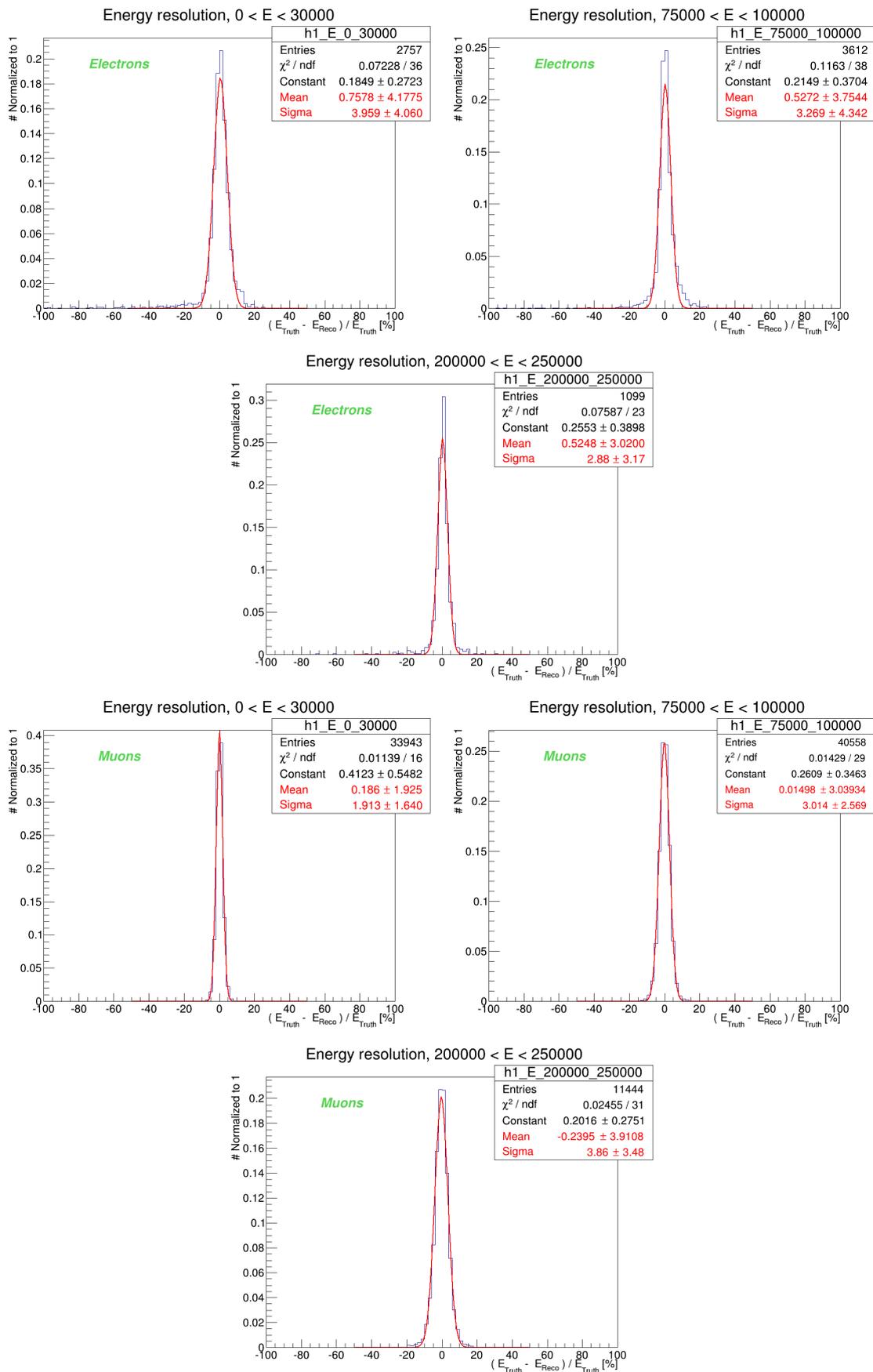


FIGURE B.2: Exemples de résolution en énergie en une dimension. Les figures du haut sont pour les électrons et ceux du bas pour les muons. La ligne rouge est un ajustement avec une distribution gaussienne qui est seulement indicative. L'histogramme bleu sera celui utilisé pour mesurer la résolution et la reproduire dans les lots Monte Carlo.

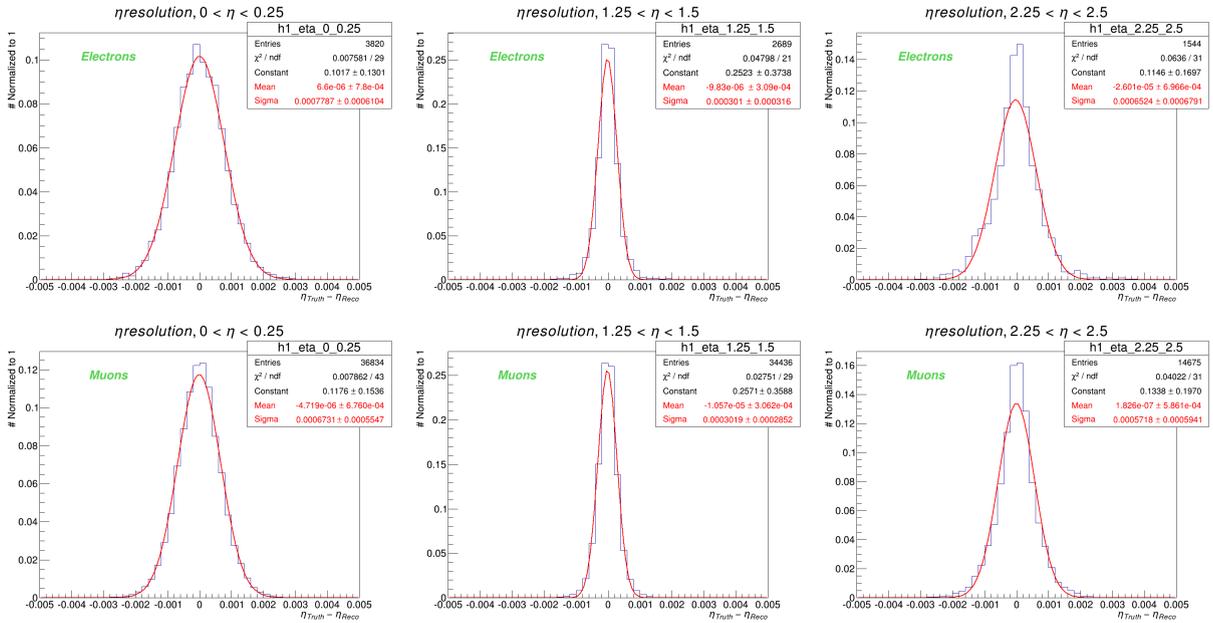


FIGURE B.3: Exemples de résolution en η en une dimension. Les figures du haut sont pour les électrons et ceux du bas pour les muons. La ligne rouge est un ajustement avec une distribution gaussienne qui est seulement indicative. L'histogramme bleu sera celui utilisé pour mesurer la résolution et la reproduire dans les lots Monte Carlo.

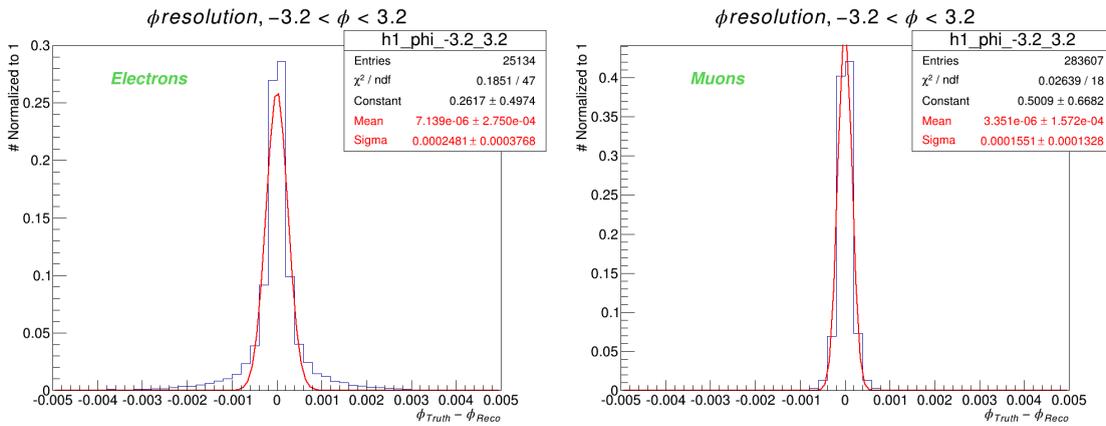


FIGURE B.4: Résolution en ϕ en une dimension. Les figures du haut sont pour les électrons et ceux du bas pour les muons. La ligne rouge est un ajustement avec une distribution gaussienne qui est seulement indicative. L'histogramme bleu sera celui utilisé pour mesurer la résolution et la reproduire dans les lots Monte Carlo.

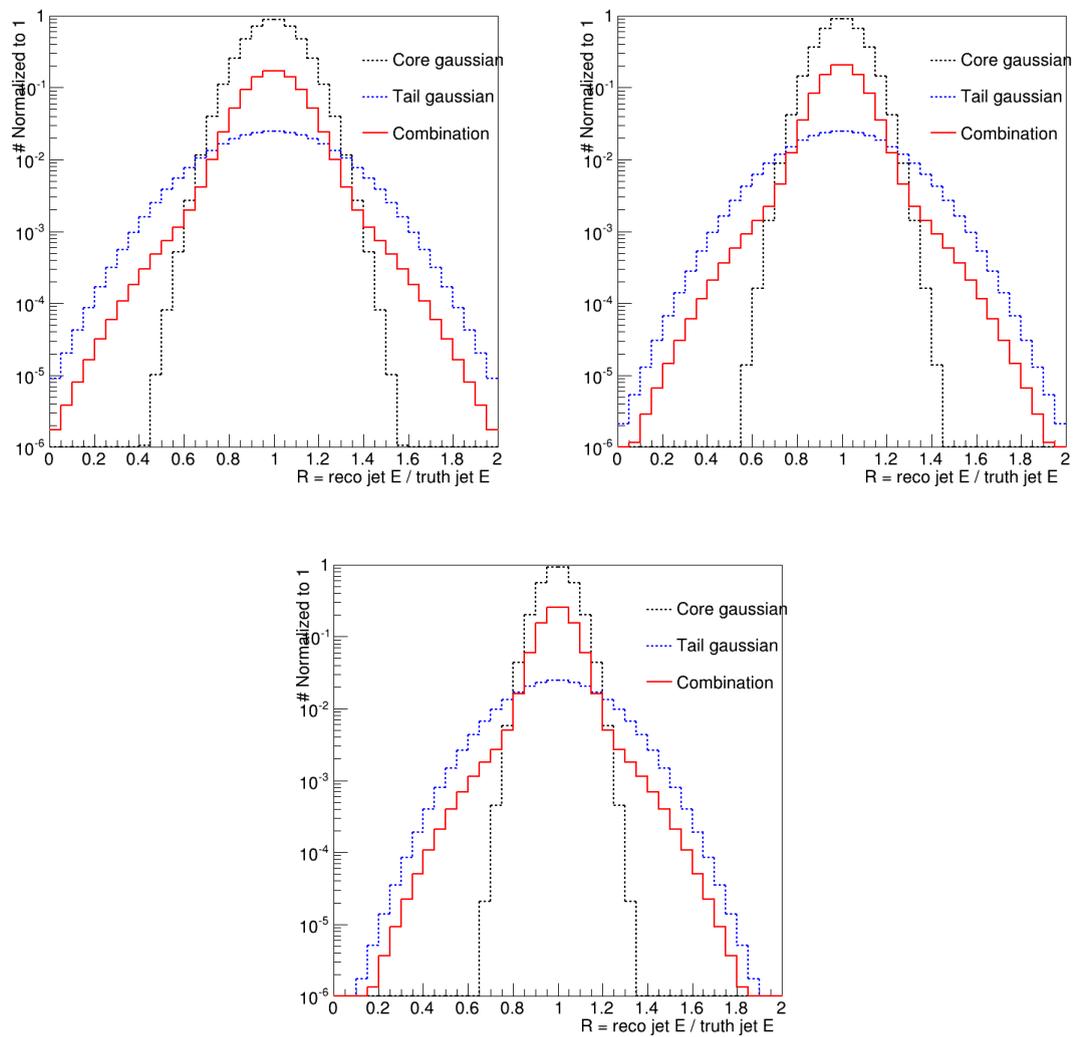
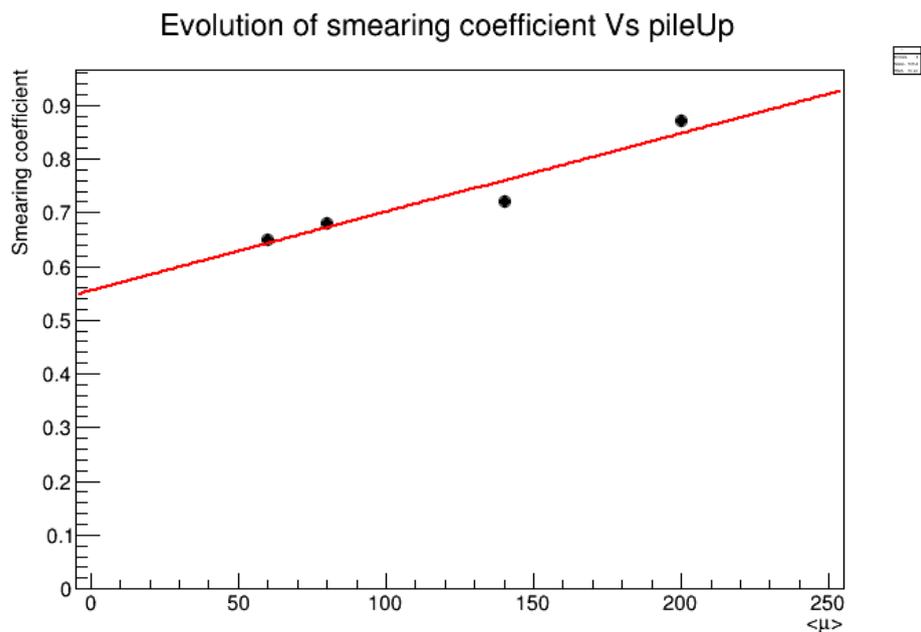
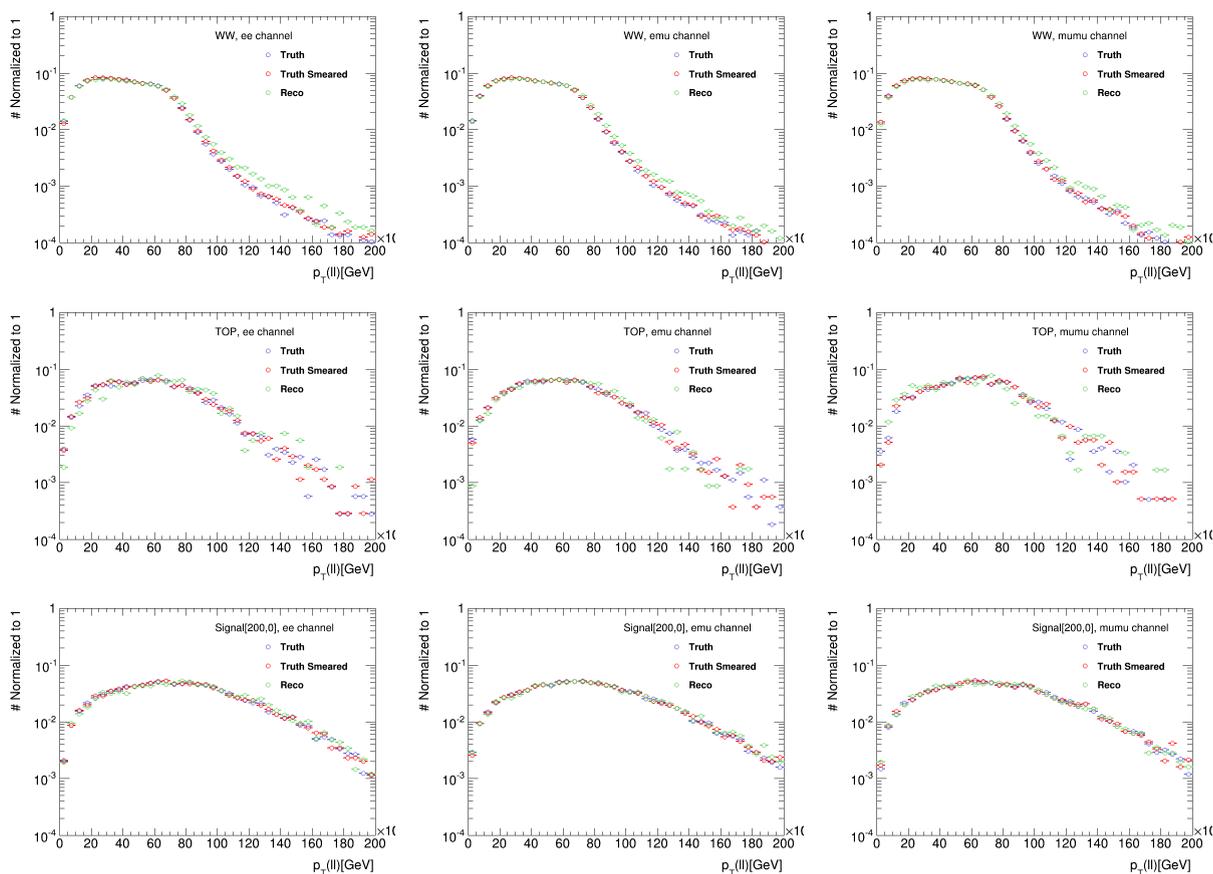


FIGURE B.5: Résolution en 1D pour l'impulsion transverse des jets dans les trois intervalles en p_T .

FIGURE B.6: Evolution du terme a de la résolution sur E_T^{miss} en fonction de l'empilement.FIGURE B.7: Distributions de $p_T(ll)$ normalisées à 1. De haut en bas, les processus WW, $t\bar{t}$ et χ_1^\pm, χ_1^0 (200,0)GeV. De gauche à droite, les canaux ee, $e\mu$ et $\mu\mu$.

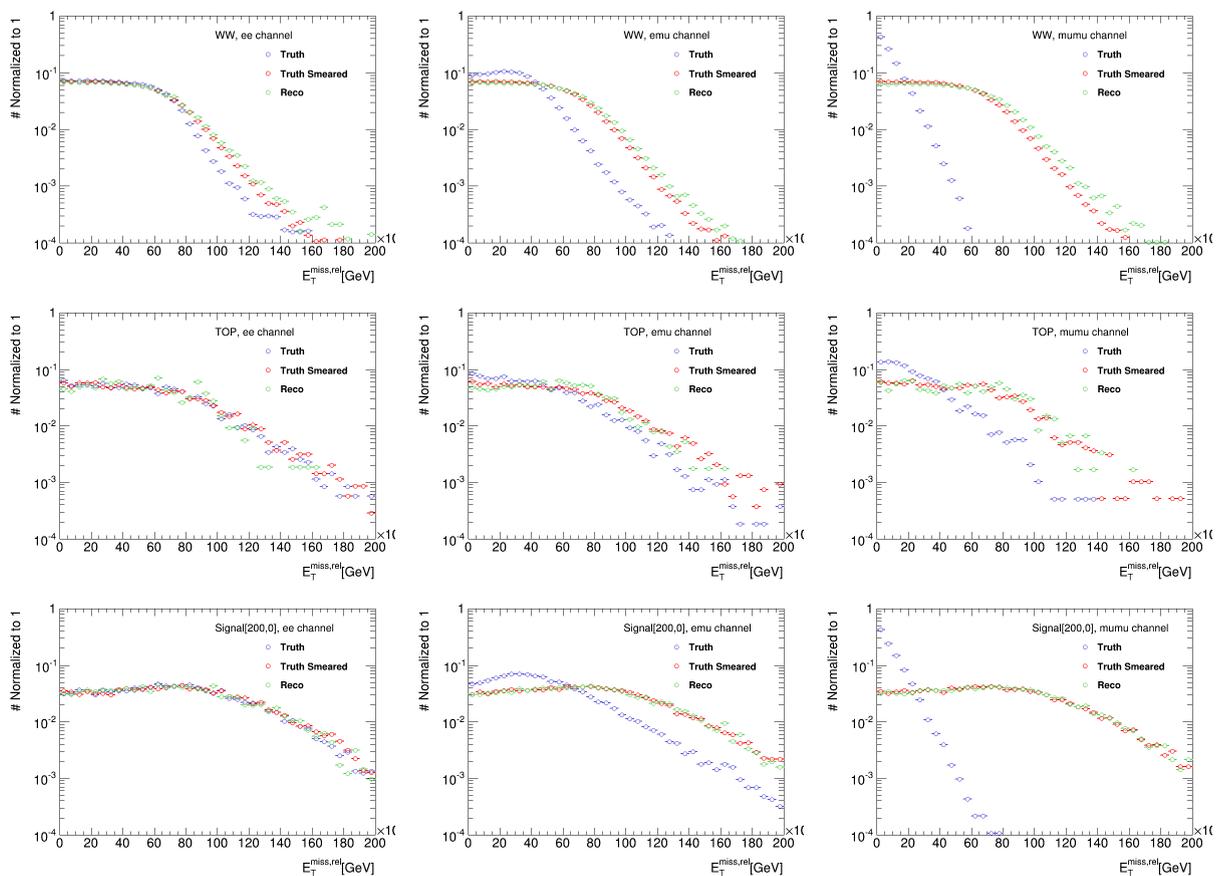


FIGURE B.8: Distributions de $E_T^{miss,rel}$ normalisées à 1. De haut en bas, les processus WW, $t\bar{t}$ et χ_1^\pm, χ_1^0 (200,0)GeV. De gauche à droite, les canaux ee, e μ et $\mu\mu$.

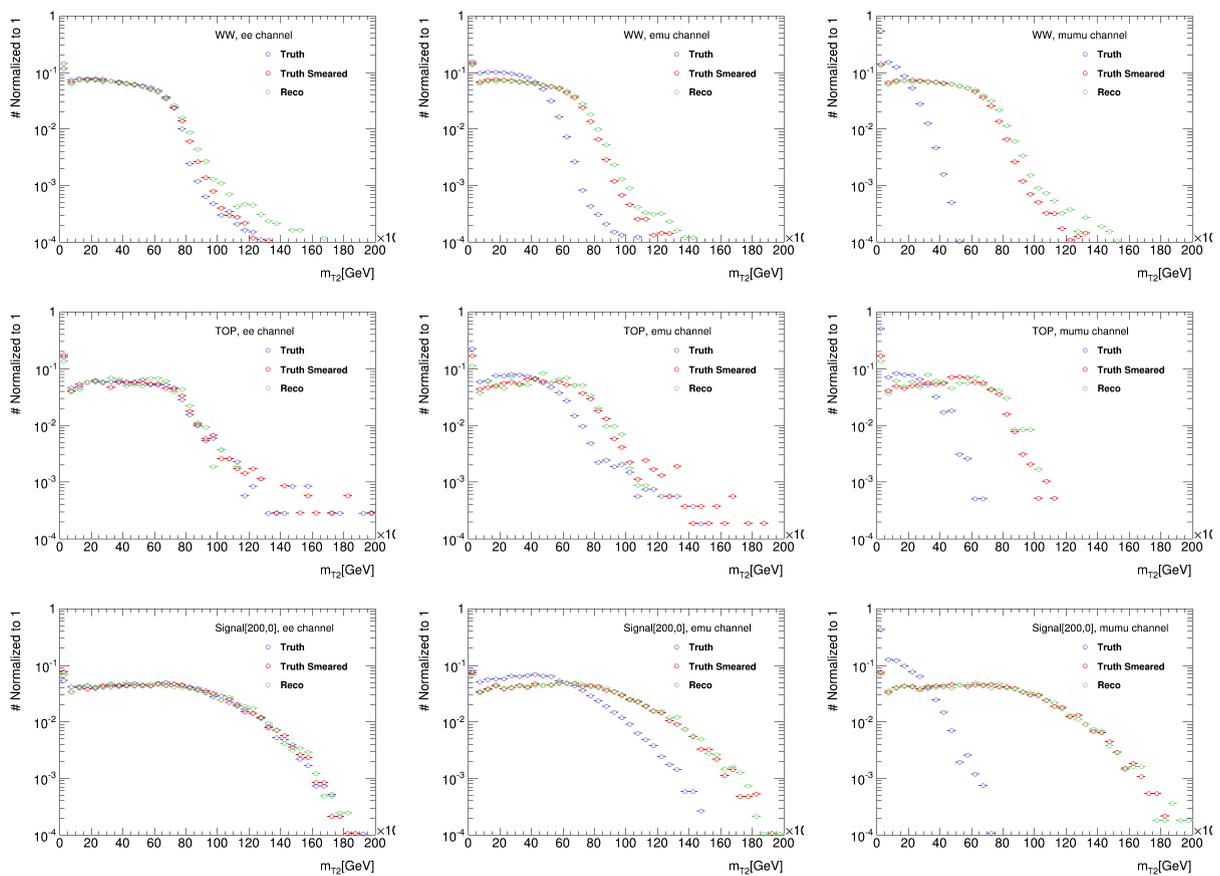


FIGURE B.9: Distributions de m_{T2} normalisées à 1. De haut en bas, les processus WW, $t\bar{t}$ et χ_1^\pm, χ_1^0 (200,0)GeV. De gauche à droite, les canaux ee, $e\mu$ et $\mu\mu$.

Bibliographie

- [1] S. Neddermeyer and C. Anderson, *Note on the Nature of Cosmic Ray Particles*, Phys.Rev. **51** (1937) 884.
- [2] E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, Phil.Mag. **21** (1911) 669.
- [3] H. Yukawa, *On the interaction of elementary particles*, Proc.Phys.Math.Soc.Jap. **17** (1935) 48.
- [4] C. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini, and C. Powell, *Processes involving charged mesons*, Nature **159** (1947) 694.
- [5] H. Leutwyler, *On the history of the strong interaction*, ArXiv e-prints (2012) , [1211.6777](#).
- [6] E. Fermi, *Fermi's Theory of Beta Decay (English translation by Fred L. Wilson, 1968)*, American Journal of Physics (1934) .
- [7] F. Dyson, *The S matrix in quantum electrodynamics*, Phys.Rev. **75** (1949) 1736.
- [8] R. Feynman, *Space - time approach to quantum electrodynamics*, Phys.Rev. **76** (1949) 769.
- [9] J. S. Schwinger, *Quantum electrodynamics. I A covariant formulation*, Phys.Rev. **74** (1948) 1439.
- [10] S. Tomonaga, *On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields*, Prog.Theor.Phys. **1** (1946) 27.
- [11] E. Wigner, *Group Theory and its Applications to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra*, Academic Press (1959) 1.
- [12] J. Chadwick, *Possible Existence of a Neutron*, Nature **129** (1932) 312.
- [13] W. Heisenberg, *Über den Bau der Atomkerne*, Zeitschrift für Physik **77** (1932) 1.
- [14] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physic*. 1984.
- [15] G. Rochester and C. Butler, *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles*, Nature **160** (1947) 855.
- [16] J. Beringer et al., *The review of particle Physics*, Phys.Rev. **D86** (2012) 010001.
- [17] M. Gell-Mann and Y. Neeman, *The Eightfold Way*. 1964.

- [18] V. Barnes et al., *Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three*, Physical Review Letter **12** (1964) 204.
- [19] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys.Lett. **8** (1964) 214.
- [20] E. D. Bloom, D. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, et al., *High-Energy Inelastic $e p$ Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees*, Phys.Rev.Lett. **23** (1969) 930.
- [21] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. Coward, et al., *Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering*, Phys.Rev.Lett. **23** (1969) 935.
- [22] J. Augustin et al., *Discovery of a Narrow Resonance in $e+ e-$ Annihilation*, Phys.Rev.Lett. **33** (1974) 1406.
- [23] S. Herb, D. Hom, L. Lederman, J. Sens, H. Snyder, et al., *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys.Rev.Lett. **39** (1977) 252.
- [24] CDF Collaboration, F. Abe et al., *Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*, Phys.Rev.Lett. **74** (1995) 2626.
- [25] D0 Collaboration, S. Abachi et al., *Observation of the top quark*, Phys.Rev.Lett. **74** (1995) 2632.
- [26] J.-P. Derendinger, *Theorie Quantique des Champs*. 1995.
- [27] R. Harr. <http://hep.physics.wayne.edu/~harr/courses/7060/w03/lecture10.htm>.
- [28] G. 't Hooft and M. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl.Phys. **B44** (1972) 189.
- [29] B. C. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse, *New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron*, Phys.Rev.Lett. **97** (2006) 030801.
- [30] S. Asai, Y. Kataoka, T. Kobayashi, T. Namba, T. Suehara, et al., *Precision measurements of positronium decay rate and energy level*, AIP Conf.Proc. **1037** (2008) 43.
- [31] C.-N. Yang and R. L. Mills, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys.Rev. **96** (1954) 191.
- [32] A. T. N. Bogolubov, B. Struminsky, *On composite models in the theory of elementary particles*, JINR Preprint **D-1968** (1965) 342.
- [33] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. **22** (1961) 579.
- [34] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264.
- [35] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 321.
- [36] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 508.

- [37] G. Altarelli, *Collider Physics within the Standard Model : a Primer*, [arXiv:1303.2842 \[hep-ph\]](#).
- [38] R. P. Feynman, *The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies*, High Energy Collisions : Third International Conference at Stony Brook, N.Y. Gordon Breach. (1969) 237.
- [39] CTEQ Collaboration, *Handbook of perturbative QCD : Version 1.0*, Rev.Mod.Phys. **67** (1995) 157.
- [40] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl.Phys. **B126** (1977) 298.
- [41] Y. Dokshitzer, *Calculation of structure functions of deep-inelastic scattering and ee annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics*, Sov.Phys. J.E.T.P. **46** (1977) 641.
- [42] V. Gribov and L. Lipatov, *Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory*, Sov.J.Nucl.Phys. **15** (1972) 438.
- [43] C. Diaconu, *Structure Functions*, Int.J.Mod.Phys. **A24** (2009) 1069.
- [44] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 1.
- [45] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 30.
- [46] M. L. Perl, G. Abrams, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. Briggs, et al., *Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation*, Phys.Rev.Lett. **35** (1975) 1489.
- [47] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. **21** (2010) 1.
- [48] B. Cleveland et al., *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector*, Astrophysical Journal **496** (1998) 502.
- [49] S. Bilenky and B. Pontecorvo, *Lepton mixing and neutrino oscillations*, Physics report **41** (1978) 225.
- [50] J. Wess and B. Zumino, *Supergauge Transformations in Four-Dimensions*, Nucl.Phys. **B70** (1974) 39.
- [51] S. Dimopoulos and H. Georgi, *Softly Broken Supersymmetry and $SU(5)$* , Nucl.Phys. **B193** (1981) 150.
- [52] S. Coleman and J. Mandula, *All Possible Symmetries of the S Matrix*, Physical Review **159** (1967) 1251.
- [53] R. Haag, J. T. Lopuszanski, and M. Sohnius, *All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix*, Nucl.Phys. **B88** (1975) 257.
- [54] D. Kazakov, *Beyond the standard model : In search of supersymmetry*, [arXiv:hep-ph/0012288 \[hep-ph\]](#).
- [55] A. Djouadi et al., *The Minimal supersymmetric standard model : Group summary report*, [arXiv:hep-ph/9901246 \[hep-ph\]](#).

- [56] G. Giudice and R. Rattazzi, *Theories with gauge mediated supersymmetry breaking*, Phys.Rept. **322** (1999) 419.
- [57] A. Chamseddine, R. Arnowitt, and N. Pran, *Locally supersymmetric grand unification*, Phys.Rev.Lett. **49** (1982) 970.
- [58] N. Arkani-Hamed, P. Schuster, N. Toro, J. Thaler, L.-T. Wang, et al., *The Path from LHC Data to the New Standard Model via On-Shell Effective Theories*, [arXiv:hep-ph/0703088](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703088) [hep-ph].
- [59] L. Hall. *Searches for SUSY at the LHC*, LBL Workshop, 19-21 Oct 2011, 2011.
- [60] N. Craig, *The State of Supersymmetry after Run I of the LHC*, [arXiv:1309.0528](https://arxiv.org/abs/1309.0528) [hep-ph].
- [61] W. Beenakker, R. Hopker, and M. Spira, *PROSPINO : A Program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD*, [arXiv:hep-ph/9611232](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9611232) [hep-ph].
- [62] T. Han, S. Padhi, and S. Su, *Electroweakinos in the Light of the Higgs Boson*, Phys.Rev. **D88** (2013) 115010.
- [63] I. Melzer-Pellmann and P. Pralavorio, *Lessons for SUSY from the LHC after the first run*, Eur. Phys. J. **C74** (2014) 2801, [arXiv:1404.7191](https://arxiv.org/abs/1404.7191).
- [64] ATLAS Collaboration, *Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ pp collisions with the ATLAS detector*, JHEP **1404** (2014) 169.
- [65] CMS Collaboration, *Search for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons using leptonic final states in pp collisions at 8 TeV*, Tech. Rep. CMS-PAS-SUS-13-006, CERN, Geneva, 2013.
- [66] D. J. Bird et al., *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*, APJ **441** (1995) 144.
- [67] LEP Collaboration, *LEP design report*. CERN, Geneva, 1984. Copies shelved as reports in LEP, PS and SPS libraries.
- [68] R. R. Wilson, *The Tevatron*, Phys.Today **30N10** (1977) 23.
- [69] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock, *LHC Design Report*. CERN, Geneva, 2004.
- [70] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [71] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [72] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.
- [73] ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.
- [74] LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.
- [75] LHCf Collaboration, *Results from LHCf Experiment*, EPJ Web Conf. **28** (2012) 02003.

- [76] J. L. Pinfold, *The MoEDAL Experiment — Searching for Highly Ionizing Particles at the LHC*, C08-09-27 (2008) 217.
- [77] TOTEM Collaboration, G. Latino, *The TOTEM Experiment at the LHC*, [arXiv:0905.2936](https://arxiv.org/abs/0905.2936) [hep-ex].
- [78] ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector electronics and sensors*, JINST **3** (2008) no. 07, P07007.
- [79] ATLAS Collaboration, *Tracking Results and Comparison to Monte Carlo simulation at $\sqrt{s} = 900$ GeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-011, CERN, Geneva, Jul, 2010.
- [80] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Silicon Pattern Recognition Algorithm in Data and Simulation at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-072, CERN, Geneva, Jul, 2010.
- [81] ATLAS Collaboration, *Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-069, CERN, Geneva, Jul, 2010.
- [82] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-042, CERN, Geneva, Mar, 2012.
- [83] G. et al, *La physique au LHC*, Cours de l'école de Gif 2004 (2005) .
<http://ecole-degif.in2p3.fr/Cours/GIF04/Unal.ps.gz>.
- [84] ATLAS Collaboration Collaboration, *Monitoring and data quality assessment of the ATLAS liquid argon calorimeter*, tech. rep., 2014. [arXiv:1405.3768](https://arxiv.org/abs/1405.3768) [hep-ex].
- [85] ATLAS Collaboration Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*. 2009. [arXiv:0901.0512](https://arxiv.org/abs/0901.0512) [hep-ex].
- [86] B. Lenzi and R. Turra, *Monte Carlo calibration update for electrons and photons using multivariate techniques*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-1426, CERN, Geneva, Oct, 2013.
- [87] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur.Phys.J. **C72** (2012) 1909.
- [88] ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-006, CERN, Geneva, Apr, 2011.
- [89] ATLAS Collaboration, *Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using 4.9 fb⁻¹ of pp collision data collected in 2011*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-123, CERN, Geneva, Aug, 2012.
- [90] ATLAS Collaboration, *Measurement of the b-tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb of Data from the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-043, CERN, Geneva, Mar, 2012.
- [91] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, [arXiv:1406.0076](https://arxiv.org/abs/1406.0076) [hep-ex].

- [92] ATLAS Collaboration, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS*, Eur.Phys.J. **C72** (2012) 1844.
- [93] *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-082, CERN, Geneva, Aug, 2013.
- [94] ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive W and γ cross sections in the electron and muon decay channels in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. D **85** (2012) 072004.
- [95] ATLAS Collaboration, *Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Journal of High Energy Physics **2011** (2011) no. 9, 1.
- [96] ATLAS Collaboration, *Measurement of ZZ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and limits on anomalous ZZZ and $ZZ\gamma$ couplings with the ATLAS detector*, Journal of High Energy Physics **2013** (2013) no. 3, 1.
- [97] ATLAS Collaboration, *Measurement of WZ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, The European Physical Journal C **72** (2012) no. 10, 1.
- [98] ATLAS Collaboration, *Measurement of the WW cross section in pp collisions with the ATLAS detector and limits on anomalous gauge couplings*, Phys. Lett. B **712** (2012) no. 4–5, 289.
- [99] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel with 4.8 fb^{-1} of pp collision data at with ATLAS*, Phys. Lett. B **710** (2012) no. 3, 383.
- [100] ATLAS Collaboration, *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **726** (2013) no. 1–3, 88.
- [101] ATLAS Collaboration Collaboration, *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*, Phys.Rev. **D90** (2014) 052004, [arXiv:1406.3827 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1406.3827).
- [102] ATLAS Collaboration, *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, [arXiv:1404.2240 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1404.2240).
- [103] J. Alison et al., *Supporting document on electron performance measurements using the 2011 LHC proton-proton collisions*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2012-1023, CERN, Geneva, Jul, 2012. This is the Draft of the supporting document for the CONF note.
- [104] ATLAS Collaboration, *Search for Supersymmetry Using Final States with One Lepton, Jets, and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in $\sqrt{7}$ TeV collisions*, Phys.Rev.Lett. **106** (2011) 131802.
- [105] ATLAS Collaboration, *Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in proton-proton collisions*, Phys. Lett. B **701** (2011) no. 2, 186.
- [106] ATLAS Collaboration, *Search for stable hadronising squarks and gluinos with the ATLAS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **701** (2011) no. 1, 1.

- [107] ATLAS Collaboration, *Search for supersymmetry in pp collisions at in final states with missing transverse momentum and b-jets*, Phys. Lett. B **701** (2011) no. 4, 398.
- [108] ATLAS Collaboration, *Search for a Heavy Particle Decaying into an Electron and a Muon with the ATLAS Detector in $\sqrt{7}$ TeV collisions at the LHC*, Phys.Rev.Lett. **106** (2011) 251801.
- [109] ATLAS Collaboration, *Search for an excess of events with an identical flavour lepton pair and significant missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton–proton collisions with the ATLAS detector*, The European Physical Journal C **71** (2011) no. 7, 1.
- [110] ATLAS Collaboration, *Search for supersymmetric particles in events with lepton pairs and large missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton–proton collisions with the ATLAS experiment*, The European Physical Journal C **71** (2011) no. 7, 1.
- [111] ATLAS Collaboration, *Search for heavy long-lived charged particles with the ATLAS detector in pp collisions at*, Phys. Lett. B **703** (2011) no. 4, 428.
- [112] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena with the monojet and missing transverse momentum signature using the ATLAS detector in proton–proton collisions*, Phys. Lett. B **705** (2011) no. 4, 294.
- [113] ATLAS Collaboration, *Search for diphoton events with large missing transverse energy with 36 pb^{-1} of 7 TeV proton–proton collision data with the ATLAS detector*, The European Physical Journal C **71** (2011) no. 10, 1.
- [114] ATLAS Collaboration, *Search for diphoton events with large missing transverse energy with 36 pb^{-1} of 7 TeV proton–proton collision data with the ATLAS detector*, The European Physical Journal C **71** (2011) no. 10, 1.
- [115] ATLAS Collaboration, *Search for Supersymmetry in Events with Three Leptons and Missing Transverse Momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV collisions with the ATLAS Detector*, Phys.Rev.Lett. **108** (2012) 261804.
- [116] ATLAS Collaboration, *Search for direct slepton and gaugino production in final states with two leptons and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at 7 TeV*, Phys. Lett. B **718** (2013) no. 3, 879.
- [117] *Search for direct-slepton and direct-chargino production in final states with two opposite-sign leptons, missing transverse momentum and no jets in $20/\text{fb}$ of pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-049, CERN, Geneva, May, 2013.
- [118] ALEPH Collaboration Collaboration, *Search for charginos nearly mass degenerate with the lightest neutralino in $e^+ e^-$ collisions at center-of-mass energies up to 209-GeV*, Phys.Lett. **B533** (2002) 223–236, [arXiv:hep-ex/0203020](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0203020) [[hep-ex](#)].
- [119] DELPHI Collaboration, *Searches for supersymmetric particles in e^+e^- collisions up to 208 GeV, and interpretation of the results within the MSSM*, DELPHI 2002-027-CONF-561, Summer Conferences 2002 (2002) .
- [120] L3 Collaboration, *L3 note 2707*, Phys. Letter B471 **999** 308.
- [121] ATLAS Collaboration, *Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7$ TeV proton–proton collision data*, Phys.Rev. D **87** (2013) 012008.

- [122] CMS Collaboration, *Measurement of the WW and ZZ production cross sections in pp collisions at 8 TeV*, Phys. Lett. B **721** (2013) no. 4–5, 190.
- [123] GEANT4 Collaboration, *GEANT4 : A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [124] M. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001.
- [125] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **06** (2002) 029.
- [126] S. Frixione, P. Nason, and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower showers in heavy flavour production*, JHE **08** (2003) 007.
- [127] S. Frixione, E. Laenen, and P. Motylinski, *Single-top production in MC@NLO*, JHEP **03** (2006) 092.
- [128] Bahr.M. et al., *Herwig++ Physics and Manual*, Eur. Phys. J. **C58** (2008) 639.
- [129] J. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637.
- [130] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, The European Physical Journal C **72** (2012) no. 3, 1.
- [131] ATLAS Collaboration Collaboration, ATLAS Collaboration, *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, Eur.Phys.J. **C74** (2014) 2941, [arXiv:1404.2240](https://arxiv.org/abs/1404.2240) [[hep-ex](#)].
- [132] ATLAS Collaboration Collaboration, *Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in 2010*, Eur.Phys.J. **C74** (2014) 3034, [arXiv:1404.4562](https://arxiv.org/abs/1404.4562) [[hep-ex](#)].
- [133] G. S. Matteo Cacciari Gavin, P. Salam, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [134] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/EgammaIsolation>.
- [135] C. G. Lester and D. J. Summers, *Measuring masses of semi invisibly decaying particles pair produced at hadron colliders*, Phys. Lett. **B463** (1999) 99.
- [136] ATLAS Collaboration, *Update of the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ Analysis with 13 fb $^{-1}$ of $\sqrt{s} = 8$ TeV Data Collected with the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-158, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [137] C. Clement et al., *Searching for direct gaugino production and direct slepton production with two leptons and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-911, CERN, Geneva, Jul, 2013.
- [138] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/SusyFitter>.
- [139] A. L. Read, *Presentation of search results : The $CL(s)$ technique*, J.Phys. **G28** (2002) 2693.

- [140] H1 and ZEUS Collaboration, *Recent results from HERA and their impact for LHC*, EPJ Web Conf. **28** (2012) 02008.
- [141] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur.Phys.J. **C63** (2009) 189, [arXiv:0901.0002 \[hep-ph\]](#).
- [142] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, Comput.Phys.Commun. **184** (2013) 919.
- [143] *Measurement of the W^+W^- production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-033, CERN, Geneva, Jul, 2014.
- [144] D. Curtin, P. Jaiswal, and P. Meade, *Charginos Hiding In Plain Sight*, Phys.Rev. **D87** (2013) no. 3, 031701.
- [145] M. Bahr, S. Gieseke, M. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, et al., *Herwig++ Physics and Manual*, Eur.Phys.J. **C58** (2008) 639.
- [146] ATLAS Collaboration, *Search for direct top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 8, \text{TeV}$ pp collisions using 21 fb^{-1} of ATLAS data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-037, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [147] *Search for squarks and gluinos in events with isolated leptons, jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-062, CERN, Geneva, Jun, 2013.
- [148] *Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Momentum in 8 TeV pp Collision Data with the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-001, CERN, Geneva, Jan, 2014.
- [149] D. Bourilkov, R. C. Group, and M. R. Whalley, *LHAPDF : PDF use from the Tevatron to the LHC*, [arXiv:hep-ph/0605240 \[hep-ph\]](#).
- [150] ATLAS Collaboration, *Search for charginos nearly mass degenerate with the lightest neutralino based on a disappearing-track signature in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Rev. **D88** (2013) no. 11, 112006.
- [151] ATLAS Collaboration, *Search for supersymmetry in events with at least one photon, one lepton, and large missing transverse momentum in proton-proton collision at a center-of-mass energy of 7 TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-144, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [152] ATLAS Collaboration, *Measurement of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on anomalous triple gauge couplings with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B717** (2012) 49.
- [153] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*. Clarendon Press, 1998.
- [154] S. Owen, *Data-driven estimation of the QCD multijet background to SUSY searches with jets and missing transverse momentum at ATLAS using jet smearing*, Tech. Rep. ATL-PHYS-INT-2012-008, CERN, Geneva, Feb, 2012.