

Recherche de Supersymétrie à l'aide de leptons de même charge électrique dans l'expérience ATLAS

par

Hubert Trépanier

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

FACULTÉ DES ARTS ET DES SCIENCES
UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Montréal, Québec, Canada
Août, 2016

© Hubert Trépanier, 2016.

Composition du jury

Le 30 septembre 2016, le jury a accepté le mémoire de M. Hubert Trépanier dans sa version finale.

Prof. Georges Azuelos

Département de physique

Président-rapporteur

Prof. Jean-François Arguin

Département de physique

Directeur de recherche

Prof. David London

Département de physique

Membre du jury

*À mes parents,
qui m'ont toujours poussé à suivre mes passions.*

Résumé

La théorie de la Supersymétrie est étudiée ici en tant que théorie complémentaire au Modèle Standard, sachant que celui-ci n'explique qu'environ 5% de l'univers et est incapable de répondre à plusieurs questions fondamentales en physique des particules. Ce mémoire contient les résultats d'une recherche de Supersymétrie effectuée avec le détecteur ATLAS et utilisant des états finaux contenant entre autres une paire de leptons de même charge électrique ou trois leptons. Les données proviennent de collisions protons-protons à 13 TeV d'énergie dans le centre-de-masse produites au Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) en 2015. L'analyse n'a trouvé aucun excès significatif au-delà des attentes du Modèle Standard mais a permis tout de même de poser de nouvelles limites sur la masse de certaines particules supersymétriques. Ce mémoire contient aussi l'étude exhaustive d'un bruit de fond important pour cette analyse, soit le bruit de fond provenant des électrons dont la charge est mal identifiée. L'extraction du taux d'inversion de charge, nécessaire pour connaître combien d'événements seront attribuables à ce bruit de fond, a démontré que la probabilité pour que la charge d'un électron soit mal identifiée par ATLAS variait du dixième de pourcent à 8-9% selon l'impulsion transverse et la pseudorapacité des électrons. Puis, une étude fut effectuée concernant l'élimination de ce bruit de fond via l'identification et la discrimination des électrons dont la charge est mal identifiée. Une analyse multi-variée se servant d'une méthode d'apprentissage par arbres de décision, basée sur les caractéristiques distinctives de ces électrons, montra qu'il était possible de conserver un haut taux d'électrons bien identifiés (95%) tout en rejetant la grande majorité des électrons possédant une charge mal identifiée (90-93%).

Mots-clés : Physique des particules, ATLAS, collisionneurs hadroniques, Modèle Standard, Supersymétrie, électrons, retraçage, analyse multivariée, arbres de décision

Abstract

Since the Standard Model only explains about 5% of our universe and leaves us with a lot of open questions in fundamental particle physics, a new theory called Supersymmetry is studied as a complementary model to the Standard Model. A search for Supersymmetry with the ATLAS detector and using final states with same-sign leptons or three leptons is presented in this master thesis. The data used for this analysis were produced in 2015 by the Large Hadron Collider (LHC) using proton-proton collisions at 13 TeV of center-of-mass energy. No excess was found above the Standard Model expectations but we were able to set new limits on the mass of some supersymmetric particles. This thesis describes in detail the topic of the electron charge-flip background, which arises when the electric charge of an electron is mis-measured by the ATLAS detector. This is an important background to take into account when searching for Supersymmetry with same-sign leptons. The extraction of charge-flip probabilities, which is needed to determine the number of charge-flip events among our same-sign selection, was performed and found to vary from less than a percent to 8 – 9% depending on the transverse momentum and the pseudorapidity of the electron. The last part of this thesis consists in a study for the potential of rejection of charge-flip electrons. It was performed by identifying and discriminating those electrons based on a multi-variate analysis with a boosted decision tree method using distinctive properties of charge-flip electrons. It was found that we can reject the wide majority of mis-measured electrons (90-93%) while keeping a very high level of efficiency for well-measured ones (95%).

Keywords : Particle physics, ATLAS, hadron colliders, Standard Model, Supersymmetry, electrons, tracking, multivariate analysis, boosted decision trees

Remerciements

Je remercie mon directeur de recherche Jean-François Arguin pour le support et les encouragements apportés au cours de ma maîtrise, pour sa grande disponibilité, ainsi que pour l'ouverture qu'il a toujours démontrée face aux nouvelles idées de ses étudiants. Ce fut un plaisir de travailler avec toi au cours de mes deux années d'études supérieures. Merci aussi pour la liberté et la générosité dont tu as fait preuve relativement à nos nombreux voyages au CERN. Ces séjours m'ont permis de contribuer sur place à cette grande expérience qu'est ATLAS et furent pour moi une expérience professionnelle unique de laquelle j'ai beaucoup appris.

Pour leur collaboration et l'apport à mes travaux effectués pour l'analyse SS/3L, je remercie Tuan Nguyen, étudiant au doctorat, Léa Gauthier et Otilia Ducu, chercheuses postdoctorales, tous trois du groupe ATLAS de l'Université de Montréal. Merci aussi aux responsables de l'analyse SS/3L du CERN, Ximo Poveda Torres et Julien Maurer, pour leur nombreux conseils, leur patience et leur disponibilité lors de mes séjours de travail là-bas.

Je remercie Kazuya Mochizuki, chercheur postdoctoral dans le groupe ATLAS de l'Université de Montréal et basé au CERN, ainsi que Sophie Berthelette, stagiaire d'été, pour leur collaboration dans le projet d'élimination des électrons dont la charge est mal identifiée. Merci à Kristin Lohwasser et aux autres superviseurs du groupe E/GAMMA, du CERN, pour l'idée originale derrière ce projet, ainsi que pour m'avoir fourni les échantillons nécessaires à cette étude.

Je remercie aussi mes collègues de travail du groupe ATLAS de l'Université de Montréal, pour les discussions fructifiantes à propos de l'expérience ATLAS ou de la physique des particules en général, en particulier Louis-Guillaume Gagnon, Frédérick Dallaire et Léa Gauthier.

Merci à tous les étudiants de la PHYSUM que j'ai côtoyés durant mes 5 années d'études à l'Université de Montréal, en particulier mes collègues du baccalauréat, pour la vie étudiante extraordinaire et les moments inestimables vécus à vos côtés! Sans vous, mon parcours universitaire n'aurait pas été le même.

J'aimerais enfin remercier mes parents pour le soutien constant qu'ils m'ont apportés au cours de mes études ainsi que mes frères et mes amis de Montréal, de Rouyn et de Genève pour les discussions et les réflexions sur maints sujets scientifiques, philosophiques ou d'actualités. Discuter avec vous de nos projets d'études ou de carrière, de nos rêves et nos envies, de notre société et de la place qu'on y occupe, m'a aidé à m'ouvrir les yeux et l'esprit sur bien des sujets. Vous m'avez donné le coup de pouce pour passer à travers certaines épreuves et ce chemin n'aurait pu être parcouru sans vous, je vous en suis reconnaissant à plusieurs égards.

Table des matières

Résumé	vii
Abstract	ix
Remerciements	xi
Table des matières	xiii
Liste des tableaux	xvii
Liste des figures	xxi
Sigles	xxix
Introduction	1
1 Contexte théorique	5
1.1 Le modèle Standard	6
1.1.1 Force forte : quarks et gluons	10
1.1.2 Force EM : fermions chargés et photon	11
1.1.3 Force faible : fermions et bosons W, Z	14

1.1.4	Théorie électro-faible et mécanisme de Higgs	15
1.2	La théorie de la Supersymétrie	16
1.2.1	Motivations	16
1.2.2	Modèle minimal : le MSSM	19
1.2.3	Phénoménologie et recherche de SUSY	22
2	Appareillage expérimental	27
2.1	Le Grand Collisionneur de Hadrons	28
2.2	Le détecteur ATLAS	33
2.2.1	Géométrie et système de coordonnées	34
2.2.2	Détecteur interne	36
2.2.3	Calorimètres	41
2.2.4	Spectromètre à muons	44
2.2.5	Système d'acquisition des données	48
3	Analyse SS/3L+jets	49
3.1	Motivations	50
3.2	Données utilisées et simulations numériques	53
3.3	Sélection des événements	54
3.4	Estimation et validation du bruit de fond	58
3.4.1	Méthodes d'estimation	59
3.4.2	Tests de validation	61
3.5	Résultats et interprétation	64

3.6	Sommaire	69
4	Mesure du bruit de fond des électrons <i>flips</i>	71
4.1	Technique d'extraction	72
4.1.1	Sélection des électrons	73
4.1.2	Méthode pour électrons de type <i>signal</i>	75
4.1.3	Méthode pour électrons de type <i>candidat</i>	76
4.1.4	Soustraction du bruit de fond	79
4.2	Résultats	79
4.2.1	Taux d'inversion de charge mesurés	79
4.2.2	Incertitudes systématiques	82
4.2.3	Nombre d'événements dans les régions de signal	85
5	Étude de l'élimination des électrons <i>flips</i>	87
5.1	Échantillon et méthodologie	89
5.1.1	Échantillon Monte Carlo	89
5.1.2	Définition des électrons <i>flips</i>	90
5.1.3	Distributions des électrons <i>flips</i>	91
5.2	Analyse multivariée	97
5.2.1	Méthode d'analyse : le BDT	97
5.3	Résultats	100
5.3.1	Réponse de sortie du BDT et test de sur-estimation	100
5.3.2	Résultats pour 15 variables	102

5.3.3	Étude de l'influence du nombre de variables	104
5.3.4	Comparaison avec une coupure rectangulaire	107
5.4	Suite du projet	108
Conclusion	109
Annexes	111
A	Taux de charge-flip : mesure des incertitudes systématiques	111
B	Contenu de l'échantillon $Z \rightarrow e^+e^-$	115
B.1	Définition détaillée des électrons <i>flips</i>	115
B.2	Statistique des variables choisies	117
Bibliographie	125

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des bosons du MS [6] et l'interaction leur étant associée. La charge électrique y est exprimée en unité de charge élémentaire ($e = 1.602177 \times 10^{-19}C$).	8
1.2	Les fermions du modèle Standard, leurs caractéristiques principales [6, 7] et les forces qu'ils peuvent ressentir.	9
1.3	Particules comprises dans le MSSM, un modèle minimal supersymétrique offrant une extension au MS, classifiées en supermultiplets chiraux ou de jauge (voir le texte pour plus de détails) [19].	20
3.1	Critères de sélection utilisés pour définir les différentes régions de signal utilisées dans l'analyse SUSY SS/3L [41].	57

- 3.2 Nombre d'événements observés dans les données et attendu pour le bruit de fond dans les différentes régions de signal. La valeur de $p(s = 0)$ représente ici la probabilité d'obtenir un excès qui serait uniquement dû à des fluctuations du bruit de fond. La 2^e section du tableau montre la contribution des différents type de bruits de fond, où la catégorie «Rare» inclus le bruit de fond provenant des processus $t\bar{t}$ associés avec $h/WW/t/t\bar{t}$, ainsi que tZ , Wh , Zh et la production de tribosons. Le symbole «-» signifie que ce type de bruit de fond ne contribue pas du tout à cette région de signal. Les incertitudes des bruits de fond sont parfois corrélées et ne peuvent donc pas simplement s'additionner en quadrature pour former l'incertitude totale. La dernière section montre les limites supérieures sur le nombre d'événements BSM (N_{BSM}) et les sections efficaces visibles (σ_{vis}) dans les quatre régions de signal (voir le texte pour plus de détails) [41]. 68
- 4.1 Configurations de la largeur de la bande centrale dans la distribution de m_{ee} , utilisé pour la mesure du taux d'inversion de charge, et des bandes latérales, utilisées pour la soustraction du bruit de fond, afin de calculer les incertitudes systématiques. La configuration 3 correspond à la mesure nominale du taux d'inversion de charge. 82
- 4.2 Nombre d'événements du bruit de fond associé aux électrons dont la charge est mal identifiée dans les différentes régions de validation et de signal de l'analyse SS/3L de 2015 discuté au chap. 3, ainsi que leur ratio par rapport au nombre d'événement de bruit de fond total dans chaque région. Les incertitudes contiennent les incertitudes statistiques et systématiques [41]. 86
- 5.1 Variables utilisées dans l'analyse de réduction du nombre d'électrons *flips*. Le point de périégée, pour une trace dans le détecteur interne, correspond au point d'approche le plus près de l'axe z (le plus près des faisceaux) et la courbure q/p est le rapport entre la charge reconstruite et l'impulsion de la trace. La description d'un plus grand nombre de variables est accessible via la réf. [69]. 96

5.2	Liste des efficacités de bruit de fond (ϵ_{bkg}) correspondant à des valeurs fixes d'efficacité de signal ainsi que la coupure, entre parenthèse, devant être appliquée à la réponse du BDT pour parvenir à cette efficacité.	104
5.3	Classement des variables suite à l'analyse multivariée basé sur leur importance lors de l'entraînement du BDT, pour différents scénarios utilisant 15, 10 ou 6 variables. Les motivations pour le choix des variables à retirer sont expliquées dans le texte. Les variables en gras sont ceux ayant été coupées pour la prochaine étape.	106
5.4	Efficacités de signal (ϵ_{sig}) et bruit de fond (ϵ_{bkg}) correspondant à l'application d'une coupure unique (rectangulaire) sur la variable $ d_0/\sigma(d_0) $. Par rapport à une même efficacité de signal, les résultats montrent des efficacités de bruit de fond beaucoup plus élevées qu'avec la méthode du BDT.	107

Liste des figures

1.1	(a) Diagramme de Feynman de l'échange d'un gluon entre deux quarks [8], (b) triple ou quadruple interaction entre gluons [9] et (c) processus d'hadronisation des quarks dû au confinement de la couleur [10]. . . .	10
1.2	Diagrammes de Feynman [11] pour (a) l'absorption et (b) l'émission d'un photon par un électron, (c) l'échange d'un photon entre électron et positron et (d) le processus combiné d'annihilation et de création : $e^-e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow b\bar{b}$	12
1.3	(a) émission d'un photon Bremsstrahlung par un électron au voisinage d'un noyau atomique [12], (b) conversion d'un photon en paire électron-positron suite à l'interaction avec un noyau [13] et (c) production d'électrons et de positrons via le processus combiné « Bremsstrahlung+conversion » [14].	13
1.4	Processus faisant intervenir l'interaction faible de type courant chargé avec (a) la désintégration du neutron $n \rightarrow pW^- \rightarrow p\bar{\nu}_e e^-$ [15] et (b) la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow \nu_\mu W^- \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_e e^-$ [16]. Production du boson Z^0 via une interaction faible de type courant neutre suite à une collision $e^+ + e^-$ et désintégration en paire de fermion et anti-fermions, avec $f = q, l, \nu$ [17].	15

- 1.5 Diagrammes de Feynman de la renormalisation quadratique de la masse du boson de Higgs [20] due à (a) la boucle du quark top fermionique et (b) la boucle avec le nouveau squark top scalaire introduit par SUSY. Les deux contributions s'annulent permettant à la masse du Higgs d'atteindre une valeur bien au-dessous de l'échelle de Planck. 17
- 1.6 Inverse de la constante de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte en fonction de l'énergie d'interaction et de la distance d'interaction dans un scénario de type MS seulement à gauche et en incluant la Supersymétrie à droite [21]. À l'échelle de la théorie de grande unification ($E \sim 10^{16}$ GeV), les trois forces s'unissent grâce à la Supersymétrie. 19
- 1.7 Sections efficaces pour différents mode de production de particules supersymétriques au LHC en fonction de la masse de ces particules. En (a) les processus correspondent à des collisions à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV [24] et en (b) les courbes en pointillées correspondent à une énergie du centre de masse de 13-14 TeV alors que les courbes pleines sont associées aux processus à 8 TeV [25]. . . 24
- 2.1 Diagramme illustrant la taille des faisceaux et la façon dont ils se croisent au point d'interaction 1, là où se situe l'expérience ATLAS [27]. 28
- 2.2 (a) Coupe transversale d'un dipôle du LHC où l'orientation du champ magnétique de chaque faisceau est mis en évidence [29], (b) schéma d'un collisionneur de particule de type synchrotron où les sections rouges, vertes et cyans servent respectivement à courber (dipôles), focaliser (quadripôle) et accélérer (cavités RF) les faisceaux alors que les sections bleues représentent la localisation des détecteurs. 30
- 2.3 (a) Luminosité instantanée délivrée à ATLAS par le LHC lors de collisions protons-protons à 13 TeV d'énergie dans le centre-de-masse pour différents cycle de remplissage et (b) luminosité totale intégrée, délivrée à ATLAS par le LHC, en fonction du temps au cours de l'année 2016 (selon les données disponibles en date du 27 août 2016). 32

2.4	Schéma global du détecteur ATLAS et des principaux sous-détecteurs qui le compose [31].	34
2.5	(a) Illustration des axes longitudinaux et transverses ainsi que du plan transverse de l'assemblage <i>collisionneur-détecteur</i> (LHC+ATLAS), les protons circulent en direction longitudinale alors que les produits des collisions se situent principalement dans le plan transverse [32], (b) correspondance entre l'angle polaire θ et la pseudorapidité η , utilisée comme unité angulaire dans l'expérience ATLAS [33].	35
2.6	Détecteur à pixels d'ATLAS formant la première couche du détecteur interne, composé de 4 cylindres concentriques et 3 disques à chaque extrémité [35]. La couche cylindrique la plus interne, ayant été ajoutée en 2015 au détecteur, n'est pas illustrée sur cette figure.	38
2.7	Détecteur interne d'ATLAS [37].	39
2.8	Quantité de matériel présente dans différentes parties du détecteur interne en fonction de $ \eta $ et en unité de longueur de radiation (X_0) [38].	41
2.9	Schéma du détecteur ATLAS mettant en évidence les différents calorimètres utilisés pour mesurer l'énergie déposée par les différentes particules [39].	43
2.10	Spectromètre à muons d'ATLAS [40].	46
2.11	Aimants supraconducteurs toroïdaux [34] utilisés dans (a) le centre et (b) l'avant du détecteur ATLAS. Les huit bobines de chaque composante sont indiquées par les lignes rouges.	47
3.1	Modèles SUSY pour la production (a, b, d) de gluinos et (c) de squarks bottom utilisés dans l'analyse SS [41].	52

- 3.2 À gauche : processus $t\bar{t} + W$ pouvant donner lieu à deux leptons de même charge électrique (suite à la désintégration du quark top $t \rightarrow W^+b$) ou 3 leptons dans le cas où les 3 boson W se désintègrent leptoniquement et à droite : illustration d'un hadron B reconstruit comme un électron par le calorimètre. 59
- 3.3 Processus menant à une erreur dans l'attribution de la charge d'un électron. Les diagrammes du haut montrent le cas où un électron de conversion est associé à l'électron principal et le diagramme du bas illustre le cas où la valeur élevé de p_T mène à une trace quasi-rectiligne et donc à une erreur dans l'identification de la charge électrique. 60
- 3.4 Distribution des variables cinétiques, après l'application du critère de deux leptons de même signe ou 3 leptons dans l'état final, tout en incluant (a,b) les critères $E_T^{miss} > 60$ GeV et $N_{jet}^{25} \geq 2$, (c) un veto sur le nombre de b-jet et $80 < m_{ll} < 100$ GeV et (d-f) distributions dans les régions de validation utilisées pour vérifier l'estimation du bruit de fond provenant du MS. Les incertitudes statistiques et systématiques sont comprises dans les bandes d'erreur. La catégorie «Rare» inclus le bruit de fond provenant des processus $t\bar{t}$ associés avec $h/WW/t/t\bar{t}$, ainsi que tZ , Wh , Zh et la production de tribosons [41]. 63
- 3.5 Distribution de l'énergie transverse manquante suite à l'application des critères de sélections associé aux régions de signal (a) SR0b3j, (b) SR0b5j, (c) SR1b et (d) SR3b, sauf le critère sur E_t^{miss} . Le résultat dans les régions de signal correspond au dernier intervalle. Les incertitudes statistiques et systématiques sont comprises dans les bandes d'erreur. La catégorie «Rare» inclus le bruit de fond provenant des processus $t\bar{t}$ associés avec $h/WW/t/t\bar{t}$, ainsi que tZ , Wh , Zh et la production de tribosons [41]. 65

- 3.6 Limites d'exclusion observées (lignes rouges) et attendues (trait-tillés noirs) sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$, \tilde{g} et \tilde{b}_1 pour différents scénarios SUSY. La région de signal utilisée pour obtenir chaque limite est précisée pour chaque figure. Le contour jaune autour des limites attendues correspond à la variation de $\pm 1\sigma$ sur la section efficace visible alors que les points-tillés autour de la limite observée dénote le changement de cette limite obtenu suite à la variation de la section efficace nominale vers le haut et vers le bas, par un facteur équivalent à l'incertitude théorique. Les lignes diagonales montre la limite cinétique associée à la désintégration. [41]. 67
- 4.1 Distributions de la masse invariante (m_{ll}) des électrons de charges opposées (OS) et de même charge (SS) provenant des données (cercles) et des simulations MC (régions de couleurs) lorsque (a) les deux ou (b) seulement un des électrons satisfont les critères de *signal*. Le critère $75 < m_{ee} < 100$ GeV pour sélectionner des événements provenant du boson Z est aussi illustrée. 74
- 4.2 Taux d'inversion de charge mesurés en fonction de l'impulsion transverse de la trace des électrons et pour 3 différents intervalles de pseudorapacité : $0.0 < |\eta| < 0.8$, $0.8 < |\eta| < 1.37$ et $1.37 < |\eta| < 2.0$ (excluant la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). Les mesures correspondent aux électrons provenant (a) des données ou (b) des simulations et passant les critères de *signal* (**CF nominal rate**), et aux électrons provenant (c) des données ou (d) des simulations et ne passant pas les critères de *signal* (**CF loose rate**). Les incertitudes statistiques et systématiques sont incluses dans les barres d'erreur. 80
- 4.3 Incertitudes systématiques évaluées dans chacun des intervalles en prenant la plus grande déviation entre la mesure nominale du taux d'inversion de charge nominal et les mesures prises selon différentes configurations des paramètres de la soustraction du bruit de fond présentées dans le tab. 4.1, pour les électrons satisfaisant les critères de *signal* (histogramme du haut) et ne les satisfaisant pas (histogramme du bas). 84

5.1	Comparaison des distributions de (a) η et (b) p_T pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange).	92
5.2	Comparaison des distributions de (a) $q \times d_0$, (b) $\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$, (c) E/p et (d) $\Delta\phi_{res}$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange).	94
5.3	Schéma d'un arbre de décision [70] utilisé comme méthode d'analyse multivariée pour séparé les contributions de signal et de bruit de fond, respectivement associées aux électrons dont la charge est bien et mal identifiée. À chaque noeud de décision, on utilise la variable la plus discriminantes pour séparer les événements jusqu'à ce qu'un critère d'arrêt soit atteint. Voir le texte pour plus de détails.	99
5.4	Vérification du test de «sur-entraînement» tiré de l'interface TMVA [70] pour la méthode du BDT présentant les distributions de la réponse de sortie de l'algorithme pour les électrons bien identifiés (en bleu) et mal identifiés (en rouge) mesurés sur les échantillons de test (lignes) et d'entraînement (points).	101
5.5	Courbes d'efficacité de bruit de fond (pointillés) et de signal (traits pleins) suite à l'entraînement du BDT en utilisant 15 (courbes vertes), 10 (courbes rouges) ou 6 (courbes bleues) variables en entrée, en fonction de la réponse du BDT. Ces variables sont répertoriées dans le tab. 5.3.	103
5.6	Matrice tirée de l'interface TMVA [70] représentant les coefficients de corrélation linéaires entre chaque couple de variable obtenues avant d'effectuer l'entraînement du BDT pour les électrons de bruit de fond. Se référer au tab. 5.1 pour la signification des variables.	105

- A.1 Taux de charge-flip mesurés en fonction de η pour les données respectant $10 < p_T < 30$ GeV calculés en utilisant les 5 différentes configurations du tab. 4.1 pour les électrons de type signal à gauche et candidat à droite. Dans chaque intervalle, la plus grande déviation avec les points noirs, correspondant à la mesure nominale, est sélectionnée comme incertitude systématique. 111
- A.2 Taux de charge-flip mesurés en fonction de η pour les données respectant $30 < p_T < 70$ GeV calculés en utilisant les 5 différentes configurations du tab. 4.1 pour les électrons de type signal à gauche et candidat à droite. Dans chaque intervalle, la plus grande déviation avec les points noirs, correspondant à la mesure nominale, est sélectionnée comme incertitude systématique. 112
- A.3 Taux de charge-flip mesurés en fonction de η pour les données respectant $p_T > 70$ GeV calculés en utilisant les 5 différentes configurations du tab. 4.1 pour les électrons de type signal à gauche et candidat à droite. Dans chaque intervalle, la plus grande déviation avec les points noirs, correspondant à la mesure nominale, est sélectionnée comme incertitude systématique. 113
- B.1 Schéma illustrant la définition, basée sur les informations de vérité de la simulation $Z \rightarrow e^+e^-$, utilisée pour catégoriser les électrons dépendant si leur charge est mal ou bien identifiée. Le test est d'abord effectué avec l'électron 1 ($X = 1$) puis avec l'électron 2 ($X = 2$). Voir le texte pour plus de détails sur les étapes du processus. 116
- B.2 Comparaison des distributions de χ_{track}^2 pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. 117
- B.3 Comparaison des distributions de (a) $q \times d_0$ et (b) $d_0/\sigma(d_0)$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. 118

- B.4 Comparaison des distributions de (a) $\Delta\phi_1$ et (b) $\Delta\phi_2$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. 119
- B.5 Comparaison des distributions de (a) $\Delta\phi_{res}$ et (b) $\Delta p/p$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. . . . 120
- B.6 Comparaison des distributions de (a) $\Delta(\Delta\phi_1, \Delta\phi_{LM})$ et (b) E/p pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. 121
- B.7 Comparaison des distributions de (a) N_{SCT}^{hits} et (b) $\sigma(p_T)$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. . . . 122
- B.8 Comparaison des distributions de (a) $\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$ et (b) R_ϕ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. 123
- B.9 Comparaison des distributions de (a) $\sigma(d_0)$ et (b) $z_0 \times \sin\theta$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas. 124

Sigles

ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
CSC	Cathode strip chambers
EMEC	Electromagnetic End-Cap
FCal	Forward Calorimeter
GEANT4	GEometry ANd Tracking (version 4)
HEC	Hadronic End-cap Calorimeter
LEP	Large Electron-Positron collider
LHC	Large Hadron Collider
LSP	Lightest Supersymmetric Particle
MDT	Monitored Drift Tubes
MSSM	Minimal Supersymmetric extension to the Standard Model
PID	Particle IDentification
RPC	Resistive Plate Chambers
RPV	R-Parity Violation
SCT	SemiConductor Tracker
SUSY	SUperSYmetry
TGC	Thin Gap Chambers
TRT	Transition Radiation Tracker

Introduction

Ce mémoire s'inscrit dans le cadre d'une analyse de recherche de Supersymétrie dans l'expérience ATLAS à l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire, le CERN, et contient les résultats de différents projets sur lequel j'ai eu la chance de travailler au cours de ma maîtrise. La ligne directrice de mes travaux de recherche fut l'identification de la charge électrique des électrons et positrons à l'aide du détecteur ATLAS. En effet, le détecteur n'est pas parfait et il est possible de se tromper dans la mesure de la charge électrique d'un électron lors de sa reconstruction. Puisque ces travaux ce sont orientés autour d'une analyse en recherche de Supersymétrie, pour laquelle il est crucial de bien mesurer la charge d'un électron, une partie de mon mémoire y sera aussi consacrée. Le contenu de ce document se sépare donc en 5 chapitres qui sont résumés dans ce qui suit.

Le chapitre 1 présente les notions théoriques de physique des particules acquises au cours de ma maîtrise et nécessaires à la compréhension de ce mémoire. Après avoir passé en revue le Modèle Standard de la physique des particules et discuté des différentes forces existant entre les particules fondamentales qui le forme, on abordera la Supersymétrie, une théorie au-delà du Modèle Standard permettant de répondre à certaines questions auxquelles le Modèle Standard n'apporte aucune réponse. Sans entrer dans les détails théoriques, on décrira les motivations ayant menées à sa création ainsi qu'un des modèles favorisés en physique des hautes énergies, le modèle minimal Supersymétrique ou MSSM. On terminera avec un survol de la phénoméno-

logie et des techniques de recherche utilisées de nos jours pour tenter de découvrir la Supersymétrie.

Puisque les données analysées dans ce mémoire proviennent de l'expérience ATLAS, expérience à laquelle participe le Groupe de Physique des Particules de l'Université de Montréal, le chapitre 2 va couvrir les aspects techniques du détecteur ATLAS. Après avoir décrit le fonctionnement global du LHC, le Grand Collisionneur de Hadrons du CERN procurant les collisions de protons, entre autre, à l'expérience ATLAS, on décrira en détails la composition du détecteur ainsi que les différents principes de détection relatifs à chaque sous-composantes. À ce point-ci, on insistera un peu plus sur le détecteur interne, celui-ci jouant un rôle important dans la détection des électrons et dans l'identification de leur charge électrique, sujet central à ce mémoire.

Le chapitre 3 contiendra quant à lui un résumé des résultats d'une recherche de Supersymétrie à l'aide d'états finaux contenant des jets hadroniques ainsi qu'une paire de leptons de même charge électrique ou trois leptons de charge quelconque, effectuée à l'aide de 3.2 fb^{-1} de données provenant de collision de protons à 13 TeV d'énergie dans le centre-de-masse, prises en 2015 avec le détecteur ATLAS. Tous les aspects de l'analyse seront décrits, de la sélection des événements aux résultats en passant par l'estimation des différents bruits de fond. La motivation pour chercher la Supersymétrie en utilisant des états finaux contenant 2 leptons de même charge ou 3 leptons est que ce genre de processus est plutôt rare dans le Modèle Standard mais assez commun, lorsqu'on considère des scénarios impliquant des particules supersymétriques. Aucun excès ne fut trouver au-delà des attentes du Modèle Standard mais l'analyse permit tout de même de repousser les limites existantes sur la masse de quelques particules supersymétriques.

Au chapitre 4, on discutera plus en détails de l'estimation du bruit de fond associé aux électrons dont la charge est mal identifiée mesuré par le détecteur (i.e. mesurée

comme positive alors qu'elle était négative ou vice-versa). En effet, ce point correspond à mon principal apport à l'analyse SS/3L, i.e. l'estimation de la probabilité que la charge électrique d'un électron soit mal identifié. Puisqu'une grande partie de l'analyse cherche la Supersymétrie en se basant sur des états composés de leptons de charges identiques, il est primordial d'évaluer la contribution associée aux électrons dont la charge ait pu être mal identifiée par le détecteur. On expliquera la technique d'extraction utilisée pour mesurer les taux d'inversion de charge dans les données ainsi que les résultats obtenus pour deux catégories d'électrons. On abordera aussi les méthodes d'assignation d'incertitudes systématiques sur les taux d'inversion et les résultats associés.

Finalement, le chapitre 5 présentera les résultats d'un projet complémentaire à la mesure du taux d'inversion de charge pour les électrons (discuté aux chapitres 3 et 4) consistant à réduire le bruit de fond associé à ces électrons. En effet, c'est une chose de pouvoir bien estimer le nombre d'électrons dont la charge est mal identifiée, mais c'est encore plus intéressant de connaître leurs caractéristiques et propriétés afin d'être en mesure de les isoler et de les rejeter de la sélection d'une analyse par exemple. Ce chapitre va donc contenir la présentation d'une méthode pour identifier les électrons ayant subi une inversion de charge, suivi des différentes caractéristiques leur étant associées. On terminera avec les détails de l'analyse multi-variée et de la méthode d'apprentissage par arbre de décisions utilisées afin de discriminer ce genre d'électrons, ainsi que les différents résultats obtenus et les études effectuées au cours de ce projet.

Chapitre 1

Contexte théorique

There is nothing more enriching and gratifying than learning.

— Fabiola Gianotti, Directrice-générale, CERN

La physique des particules moderne, une des branches de la physique subatomique, étudie le comportement de la matière et les interactions fondamentales à une échelle pouvant aller jusqu'à l'attomètre (la plus petite mesure à ce jour étant le rayon effectif d'un quark avec $r(q) < 43 \times 10^{-18}$ m) [1, 2]. La matière telle qu'on la connaît est formée d'atomes, eux-mêmes formés d'électrons répartis autour d'un noyau constitué de protons et de neutrons. L'électron est considéré comme une particule élémentaire, c'est-à-dire qu'il ne contient pas de sous-structure connue. Ce n'est pas le cas des protons et des neutrons qui sont composés de quarks, des particules semblables aux électrons dans le sens où elles sont fondamentales. Toutes les particules élémentaires connues sont classées dans ce qu'on appelle le Modèle Standard de la physique des particules (MS). Ce modèle complexe prédit et contrôle les interactions pouvant se produire entre l'un ou l'autre de ses constituants.

Malgré sa grande efficacité, le MS possède certaines limites. Il n'explique pas, par exemple, la nature de la matière sombre qui compose près de 26% de notre univers

[3], ni le problème de la divergence de la masse du boson de Higgs, l'asymétrie entre matière et antimatière, l'origine de la masse des neutrinos, l'énergie sombre ($\sim 69\%$ de notre univers [3]), etc. L'objectif de la physique des particules moderne est de trouver, par l'extension ou le remplacement du MS, des réponses à ces questions non-résolues. Une des théories alternatives est la Supersymétrie qui permettrait de résoudre certains de ces problèmes en plus d'unifier trois des quatre grandes forces de l'univers (dont il sera mention plus loin). Le présent chapitre se veut donc une introduction aux principaux concepts nécessaires à la recherche en physique des particules. Dans un premier temps, je poserai les bases du MS ainsi que ses limites, puis je présenterai la théorie de la Supersymétrie de manière qualitative. Ceci permettra de mieux comprendre le contexte et les motivations derrière l'analyse physique qui sera présentée au chap. 3.

1.1 Le modèle Standard

Le modèle Standard est composé de deux types de particules élémentaires, fermions et bosons. Les fermions possèdent un spin demi-entier ($S = 1/2$) et forment la matière, alors que les bosons ont un spin entier ($S = 0, 1$). Un des boson du MS (le seul avec $S = 0$) donne la masse aux particules fondamentales et les autres (dont le spin vaut $S = 1$) sont responsables de trois des quatre interactions présentes dans la nature. Celles-ci sont la force électromagnétique (phénomène électrique et magnétique, lumière, ondes, etc.), la force forte (permettant la cohésion interne des noyaux et des hadrons, comme le proton) et la force faible (responsable de la radioactivité). La quatrième est la force gravitationnelle, responsable de la gravité sur Terre et de la création des systèmes planétaires et galactiques. Bien que le comportement de cette force soit relativement bien compris, le MS n'inclut pas encore de formalisme la décrivant au niveau quantique. La portée de la force gravitationnelle et électromagnétique est infinie alors que les deux autres ne vont se faire ressentir qu'à très faible

distance, soit à l'échelle des particules subatomiques. Les constantes de couplage permettent de mesurer la force ou la puissance des interactions fondamentales et leur rapport permet de les comparer entre elle. Ce rapport entre les constantes de couplage des interactions forte, faible, électromagnétique et gravitationnelle, à l'échelle du nucléon, est donné par $\alpha_S : \alpha_{EM} : \alpha_W : \alpha_G = 1 : 10^{-3} : 10^{-6} : 10^{-39}$ [4], où α_W est une constante de couplage effective auquel doit s'ajouter une contribution associée à la masse du propagateur de la force faible. Suite à cet ajustement, la constante de couplage α_W prend la valeur de $\sim 10^{-2}$.

Parmi les bosons du MS, on trouve 12 *vecteurs de forces* qui sont le photon (γ), les 8 gluons (g), le Z^0 , le W^+ et le W^- . Le boson de Higgs (H), découvert en 2012 [5], ne véhicule pour sa part aucune force. Son spin nul lui confère le terme de *boson scalaire*. Les principales propriétés de ces bosons et l'interaction dont chacun est porteur sont présentées dans le tab. 1.1, où les 8 gluons ont été regroupés en un seul type et où l'acronyme « EM » fait référence à la force électromagnétique. Les masses y sont mesurées en électron-volt ($1 \text{ eV} \approx 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$), une unité associée à l'énergie que possède un électron traversant un potentiel électrique de 1 V. En unité naturelle, la vitesse de la lumière et la constante de Plank sont fixés à $c = h = 1$, ce qui permet, via l'équation d'équivalence masse-énergie d'Einstein: $E = mc^2$, de mesurer une masse en eV . Les unités habituellement utilisés sont les *Kilo-*, *Méga-*, *Giga-* ou *Tera-* électron-volt (KeV, MeV, GeV, TeV), dont la valeur équivaut respectivement à : 10^3 , 10^6 , 10^9 , 10^{12} eV. On remarque dans ce tableau qu'aucune force n'est portée par le boson de Higgs. En fait, tel que mentionné précédemment, ce boson permet plutôt aux autres particules du MS d'acquérir leur masse, il en sera brièvement question plus loin dans ce chapitre.

Les fermions, au nombre de 12, sont séparés en deux types, soit les quarks et les leptons. Les six quarks sont le *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) et *bottom* (b) et possèdent une charge électrique fractionnaire, i.e. une fraction précise de la charge élémentaire, soit $1/3$ ou $2/3$. Parmi les leptons, seulement trois ont une

Boson	Spin	Charge électrique [e]	Masse [GeV]	Interaction associée
γ	1	0	0	EM
g	1	0	0	Forte
Z^0	1	0	91.2	Faible
W^\pm	1	± 1	80.4	Faible
H	0	0	125.1	–

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques des bosons du MS [6] et l’interaction leur étant associée. La charge électrique y est exprimée en unité de charge élémentaire ($e = 1.602177 \times 10^{-19} C$).

charge électrique non-nulle: l’électron (e^-), le muon (μ^-) et le tau (τ^-). Chacun d’eux possède un cousin électriquement neutre, appelé neutrino et noté respectivement ν_e , ν_μ et ν_τ . Le tab. 1.2 contient la liste des fermions, leurs propriétés ainsi que les forces auxquelles ils sont sensibles. Il est à noter que le nombre de fermions du MS est en réalité doublé puisqu’il faut considérer les antiparticules associées à chacun. Ces anti-quarks et anti-leptons possèdent exactement les mêmes caractéristiques que les quarks et leptons, à l’exception de certains nombres quantiques, comme la charge électrique (Q) qui est opposée et la couleur dont il sera question à la section 1.1.1. Les anti-quarks de type *up* ($\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$) auront donc $Q = -2/3$, ceux de type *down* ($\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$) auront $Q = +1/3$, les anti-leptons (e^+, μ^+, τ^+) seront positifs, $Q = +1$, et les anti-neutrinos ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) resteront neutres avec $Q = 0$.

Une caractéristique intéressante des leptons et des quarks est qu’ils peuvent être classifiés en trois familles ou générations possédant des propriétés similaires. Le nombre leptonique par exemple, un nombre quantique associé aux leptons, sera le même à l’intérieur d’une même famille. La 1^{ère} famille est formée des particules : $\{u, d, e, \nu_e\}$, la 2^e de : $\{c, s, \mu, \nu_\mu\}$ et la 3^e de : $\{t, b, \tau, \nu_\tau\}$. Cette classification, se basant sur une hiérarchie des masses présente autant du côté des leptons que des quarks, fait en sorte que : $m(3^e) > m(2^e) > m(1^e)$. Finalement, à l’exception des neutrinos, les particules formant la 2^e et 3^e famille sont instables et ne forment donc pas la matière ordinaire, telle que nous la connaissons. Ceux-ci vont plutôt provenir de processus assez énergétiques pour les produire (réactions nucléaires dans le soleil,

	Fermion	Spin	Charge électrique [e]	Masse [MeV]	Forces ressenties	
Quarks	u	1/2	+2/3	2.3	EM, Forte, Faible	
	c			1275		
	t			173.21×10^3		
		d	1/2	-1/3	4.8	EM, Forte, Faible
		s			95	
		b			4180	
Leptons	e^-	1/2	-1	0.511	EM, Faible	
	μ^-			105.7		
	τ^-			1776.9		
		ν_e	1/2	0	$< 2 \times 10^{-6}$	Faible
		ν_μ			< 0.19	
		ν_τ			< 18.2	

TABLEAU 1.2 – Les fermions du modèle Standard, leurs caractéristiques principales [6, 7] et les forces qu'ils peuvent ressentir.

supernovae, accélérateur de particules, etc.) et auront tendances à se désintégrer en particules plus légères de famille inférieure. Le lepton τ par exemple aura tendance à se désintégrer en μ puis en e via la chaîne de désintégration suivante :

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau W^{-*} \rightarrow \nu_\tau(\mu^- \bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau(W^{-*} \nu_\mu) \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_\tau(e^- \bar{\nu}_e) \nu_\mu \bar{\nu}_\mu ,$$

où les éléments entre parenthèses proviennent de la désintégration d'une particule de l'étape précédente et où le symbole étoile (*) dénote le fait que les bosons W^- sont virtuels. La raison expliquant la présence de 3 générations bien distinctes au sein des fermions du MS est une autre question à laquelle les physiciens ne peuvent répondre de façon claire en se basant uniquement sur les observations actuelles. Afin de comprendre plus en détail le MS, les sous-sections suivantes traiteront des différentes interactions et phénomènes pouvant survenir entre les particules élémentaires le composant.

1.1.1 Force forte : quarks et gluons

Les interactions fortes s'expliquent par la *chromodynamique quantique* (CDQ), une théorie quantique des champs possédant une symétrie de type $SU(3)$. Ce langage provient de la théorie des groupes, où $SU(n)$ fait référence au groupe des matrices unitaires d'ordre n et de déterminant 1, alors que $U(n)$ correspond au groupe des matrices unitaires d'ordre n . La charge associée est la couleur (*bleu, rouge ou vert*), une caractéristique quantique que possèdent les quarks et gluons du MS. De la même façon, les anti-quarks seront porteurs d'une *anti-couleur* (*anti-bleu, anti-rouge ou anti-vert*). Il y a interaction forte lorsqu'un gluon, porteur de couleur, sera échangé entre deux quarks. Les autres bosons et les leptons ont une couleur neutre et ne seront donc pas influencés par la force forte. La fig. 1.1a montre une interaction entre un quark *vert* et un quark *bleu* qui, sous l'échange d'un gluon *vert-antibleu*, vont interchanger de couleur. Le fait que les vecteurs de force de l'interaction forte, les gluons, soient eux-mêmes porteur de couleur implique l'existence d'un vertex à 3 ou 4 gluons (fig. 1.1b), ce qui n'est pas possible avec l'interaction électromagnétique puisque le photon, tel qu'indiqué dans le tab. 1.1 est électriquement neutre.

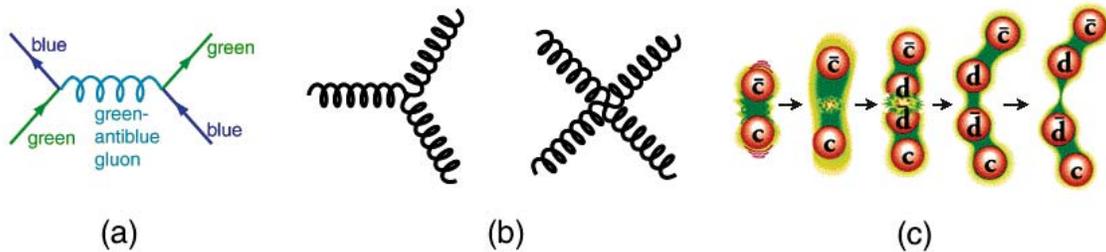


FIG. 1.1 – (a) Diagramme de Feynman de l'échange d'un gluon entre deux quarks [8], (b) triple ou quadruple interaction entre gluons [9] et (c) processus d'hadronisation des quarks dû au confinement de la couleur [10].

Ce qui rend les quarks et gluons uniques est qu'ils n'ont jamais été observés de manière isolée, ce qui est dû au principe du *confinement de la couleur*. Celui-ci découle du fait que l'intensité de l'interaction forte entre deux quarks augmente à mesure qu'ils s'éloignent l'un de l'autre. À un certain point, l'énergie de liaison va surpasser

l'énergie nécessaire à la création de quarks ce qui produira spontanément une paire quarks-antiquarks. Ceux-ci vont alors respectivement s'associer aux quarks initiaux pour former des états liés. Le phénomène *éloignement+création* peut se reproduire à plusieurs reprises et se nomme *hadronisation*. Il est illustré à la fig. 1.1c. C'est une conséquence directe du confinement des couleurs et c'est grâce à cela que l'on observe uniquement des états liés de quarks, i.e. des *baryons* (formés de 3 quarks ou 3 antiquarks) et des *mésons* (formés d'une paire quark-antiquark). Par exemple, le proton, utilisé comme faisceau au LHC, est un baryon formé des quarks *uud*. Enfin, la force forte est aussi responsable de la cohésion du noyau atomique. En effet, à cette échelle, la force forte prend totalement le dessus sur la force électromagnétique et par le biais d'échange de pions (une particule composite de type méson du MS) π^\pm ou π^0 , les protons et neutrons resteront liés à l'intérieur du noyau.

1.1.2 Force EM : fermions chargés et photon

La force électromagnétique, transportée par le photon, influence toutes les particules possédant une charge électrique non-nulle et c'est la théorie de l'*électrodynamique quantique* (QED) qui régit ces différentes interactions. Il existe plusieurs types d'interaction dont l'absorption (l'émission) d'un photon par un fermion, ayant respectivement pour effet d'augmenter (de diminuer) son énergie, tout en modifiant sa trajectoire. Ce phénomène est représenté par le diagramme de Feynman de la fig. 1.2a (1.2b) pour le cas de l'électron. Un fermion et anti-fermion peuvent aussi s'échanger un photon tel qu'illustré à la fig. 1.2c. Finalement, une paire fermion et anti-fermion peut s'annihiler en se transformant en énergie sous la forme d'un photon et inversement, un photon peut se convertir en paire de fermion et d'anti-fermion. Le diagramme de Feynman de la fig. 1.2d montre ce genre de processus *d'annihilation+création de paire*, où une paire électron-positron s'annihile en photon qui produit par la suite une paire de quarks bottom et anti-bottom.

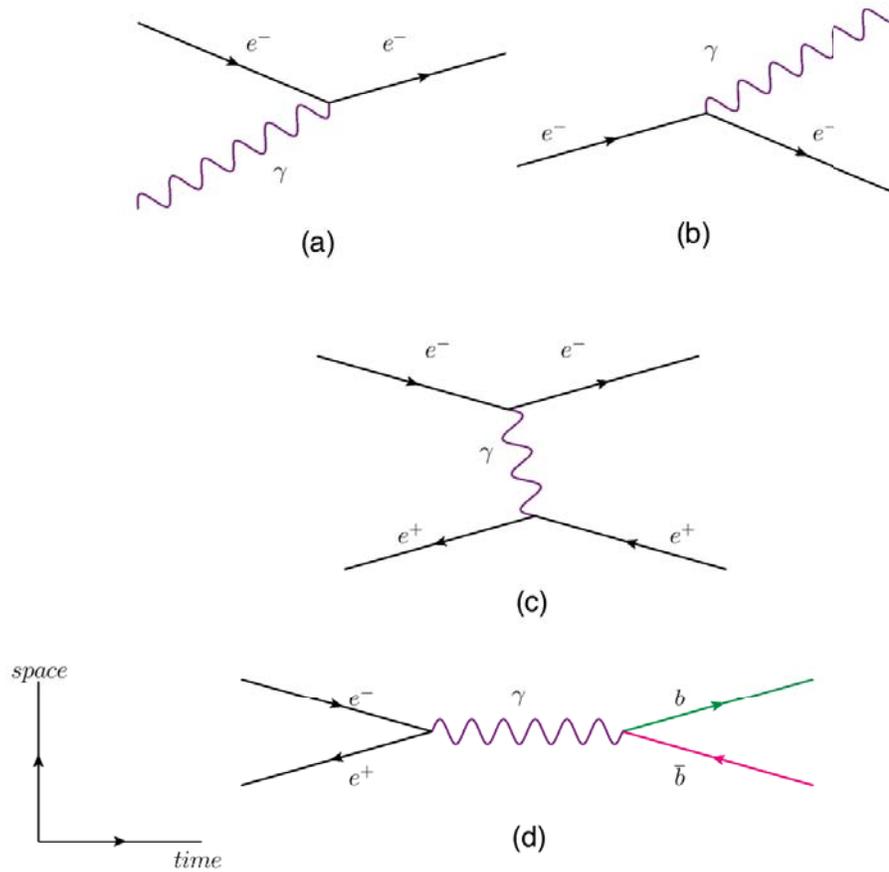


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman [11] pour (a) l’absorption et (b) l’émission d’un photon par un électron, (c) l’échange d’un photon entre électron et positron et (d) le processus combiné d’annihilation et de création : $e^-e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow b\bar{b}$.

Un autre processus électromagnétique important, particulièrement dans le contexte de la détection des particules est le rayonnement de freinage ou rayonnement *Bremsstrahlung* qui s’applique aux électrons¹ lorsqu’ils sont influencés par le champ électrique d’un noyau atomique. La fig. 1.3a est une illustration de ce phénomène où on peut voir un électron initial avec énergie E_1 et vitesse v_1 interagir avec un noyau positif et émettre un photon d’énergie $hf = E_1 - E_2$, où $E_2 < E_1$ est l’énergie de l’électron final avec vitesse v_2 (avec h la constante de Planck et f la fréquence du photon). Suite à la collision des protons au LHC, les électrons produits traversent le détecteur ATLAS et vont interagir avec la matière contenue dans celui-ci, émettant

¹Dans un souci d’allègement du texte, le terme électron fait désormais référence aux électrons e^- et positrons e^+ (anti-électrons).

ainsi des photons tout au long de leur trajectoire. Après plusieurs émissions, l'énergie de l'électron deviendra trop faible et il sera définitivement absorbé par le matériel via le processus de capture par ionisation d'un atome. À noter que les photons produits durant le parcours de l'électron vont aussi, sous l'influence d'un noyau présent dans la matériau du détecteur, se convertir en paire électron-positron comme le montre la fig. 1.3b (où l'énergie du photon initial est notée $h\nu$). Le processus complet du rayonnement de freinage suivi d'une conversion est illustré à la fig. 1.3c.

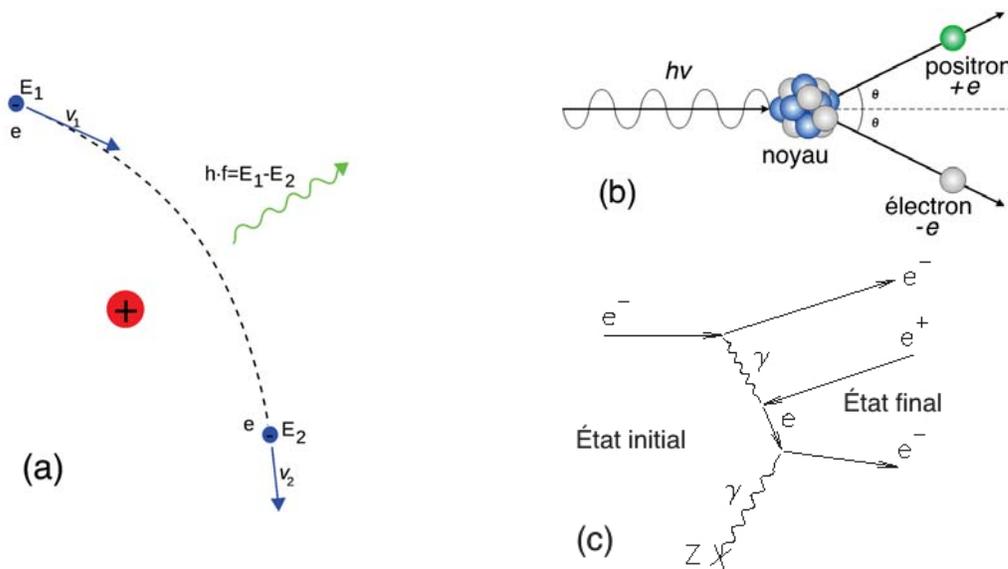


FIG. 1.3 – (a) émission d'un photon Bremsstrahlung par un électron au voisinage d'un noyau atomique [12], (b) conversion d'un photon en paire électron-positron suite à l'interaction avec un noyau [13] et (c) production d'électrons et de positrons via le processus combiné « Bremsstrahlung+conversion » [14].

Les interactions de ce genre sont communes dans l'expérience ATLAS et sont la cause de la mauvaise identification occasionnelle de la charge électrique des électrons. En effet, si la trajectoire de l'électron initial de la fig. 1.3c est associée à celle du positron dans l'état final, la charge sera reconstruite comme positive alors qu'elle aurait dû être négative. Ce genre d'erreur dans la mesure de la charge constitue un bruit de fond pour les analyses de physique au-delà du MS qui s'intéressent aux réactions comportant 2 leptons de même charge électrique dans l'état final. Ce sujet est au cœur de ce mémoire, et les chapitres 4 et 5 lui seront consacrés.

1.1.3 Force faible : fermions et bosons W, Z

Les interactions faibles affectent tous les fermions du MS et ont pour médiateurs les bosons W^\pm et Z^0 . La symétrie associée à cette interaction est de type $SU(2)$ et c'est la seule des forces du MS qui affecte les neutrinos. Contrairement aux photons et gluons, et tel qu'indiqué dans le tab. 1.1, les bosons W^\pm et Z^0 sont massifs ce qui implique qu'ils peuvent être produits virtuellement. Cela signifie que pendant le court instant Δt séparant la production et la désintégration des bosons, l'énergie ne sera pas conservée par un facteur ΔE , toujours en respectant le principe d'incertitude d'Heisenberg $\Delta t \Delta E \leq \hbar/2$. Il existe deux types d'interactions faibles, le premier étant associé à un courant chargé, et donc à l'échange d'un boson W^\pm , et le second à un courant neutre, dû à l'échange d'un boson Z^0 .

Les interactions faibles de type courant chargé entre deux quarks auront pour effet de modifier leur *saveur* et leur charge électrique, i.e. transformer par exemple un quark *down* en quark *up* comme le montre le premier vertex du diagramme de la fig. 1.4a où un neutron se transforme en proton en émettant un W^- . Entre leptons, l'échange d'un W^\pm permet de passer d'une particule chargée vers son homologue neutre électriquement ou vice-versa, par exemple d'un électron vers un neutrino électronique tel que l'illustre la désintégration du W^- de la fig. 1.4a. Ce diagramme correspond au canal semi-leptonique car le W^- interagit avec des hadrons à un vertex et des leptons à l'autre vertex. La désintégration du muon de la fig. 1.4b correspond à une interaction faible de type courant chargé dans le canal purement leptonique puisque les fermions en jeu sont tous des leptons.

Le boson Z^0 est pour sa part responsable des interactions faibles de type courant neutre. Sa production ou sa désintégration est associée à une paire de fermion et anti-fermion possédant la même saveur et une charge électrique opposée. La collision d'un électron avec un positron peut par exemple créer un boson Z^0 comme le montre le diagramme de la fig. 1.4c. Par la suite, le Z^0 se désintègre en paire de quark et

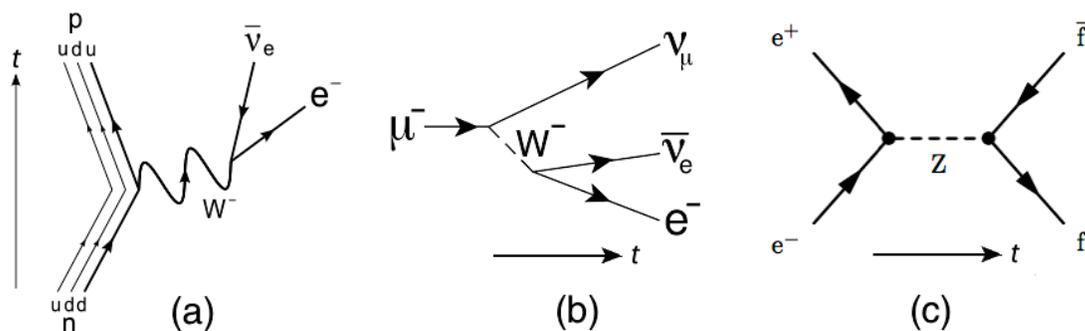


FIG. 1.4 – Processus faisant intervenir l’interaction faible de type courant chargé avec (a) la désintégration du neutron $n \rightarrow pW^- \rightarrow p\bar{\nu}_e e^-$ [15] et (b) la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow \nu_\mu W^- \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_e e^-$ [16]. Production du boson Z^0 via une interaction faible de type courant neutre suite à une collision $e^+ + e^-$ et désintégration en paire de fermion et anti-fermions, avec $f = q, l, \nu$ [17].

anti-quark, lepton et anti-lepton ou neutrino et anti-neutrino, généralisé par f et \bar{f} sur la fig. 1.4c.

Les interactions faibles sont responsables de la radioactivité ainsi que des réactions se produisant à l’intérieur du soleil. Ces processus sont semblables à celui de la fig. 1.4a, où les électrons émis sont associés aux radiations *Beta* ($\beta^\pm \equiv e^\pm$). De plus, c’est la seule des interactions qui viole la symétrie de parité P (inversion de l’espace), impliquant que seule les particules avec chiralité gauche ou les anti-particules avec chiralité droite vont interagir via l’interaction faible. Finalement, la symétrie conjuguée charge parité CP (inversion de charge et d’espace) est aussi violée par cette interaction.

1.1.4 Théorie électro-faible et mécanisme de Higgs

L’unification des forces électromagnétique et faible, établie dans les années 1960, est la base du modèle Standard tel qu’on le connaît aujourd’hui. La symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ représente le secteur électro-faible du MS, où $SU(2)_L$ est générée par le nombre quantique d’isospin faible I_W . La nouvelle symétrie de jauge $U(1)_Y$, plutôt que d’être générée par la charge électrique, comme la symétrie $U(1)_{em}$

de l'électromagnétisme, est générée par un nombre quantique appelé l'*hypercharge*. On le définit comme: $Y = 2Q - 2I_W^3$, avec Q la charge électromagnétique et I_W^3 la troisième composante de l'isospin faible.

En brisant la symétrie de jauge locale de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, le mécanisme de Higgs permet aux particules du modèle Standard d'interagir avec le champ de Higgs et ainsi d'acquérir leur masse. Plus particulièrement, les masses des bosons de jauge que l'on connaît (W^\pm, Z) seront directement générées par cette brisure de symétrie lorsque les champs de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ vont se combiner. Ce mélange forme les combinaisons linéaires suivantes qui correspondent aux champs massifs [18] :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \\ A_\mu &= \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3, \\ Z_\mu &= -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3, \end{aligned} \tag{1.1}$$

où $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ sont les bosons de jauge de la symétrie $SU(2)_L$, B_μ le boson de jauge de la symétrie $U(1)_Y$, W_μ^\pm, Z_μ les bosons physiques responsables des interactions faibles et A_μ , le photon, responsable des interactions électromagnétiques. L'angle θ_W du couplage faible dépend des constantes de couplage des symétries $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

1.2 La théorie de la Supersymétrie

1.2.1 Motivations

Le modèle Standard de la physique des particules est un puissant outil maintes fois testé et ayant fait ses preuves. Par contre, tel qu'annoncé en début de chapitre,

il n'explique que 5% de notre univers, i.e. la matière qu'on connaît qui forme les galaxies, étoiles et planètes. Il est donc clair que le MS n'est pas un modèle ultime de la physique des particules. Pour le rendre plus complet, différentes théories mises sur pied tentent de répondre à ce genre de questions ouvertes. La Supersymétrie (ou SUSY) est un des modèles les plus populaires pouvant régler un certain nombre des problèmes non résolus par le MS [19]. Celui-ci propose une symétrie supplémentaire entre fermions et bosons en postulant l'existence de partenaires supersymétriques (ou superpartenaires) pour chaque particule du MS. Toutes les caractéristiques quantiques seront conservées dans cette symétrie, excepté le spin qui diffère d'un demi-entier entre particule du MS et superpartenaire.

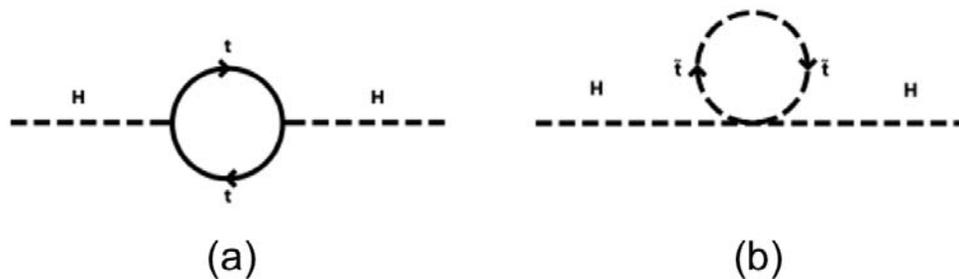


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman de la renormalisation quadratique de la masse du boson de Higgs [20] due à (a) la boucle du quark top fermionique et (b) la boucle avec le nouveau squark top scalaire introduit par SUSY. Les deux contributions s'annulent permettant à la masse du Higgs d'atteindre une valeur bien au-dessous de l'échelle de Planck.

La solution au problème de la hiérarchie, par exemple, fait partie des avantages proposés par SUSY. En effet, des corrections radiatives impliquant des interactions entre le boson de Higgs et d'autres particules, comme avec le quark top tel qu'illustré sur le diagramme de la fig. 1.5a, devrait contribuer significativement à la masse du Higgs, faisant diverger celle-ci de manière quadratique jusqu'à la masse de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV). Or, nous avons bien découvert le boson de Higgs avec une masse de 125 GeV [5], soit bien inférieure à l'échelle de Planck. La nouvelle symétrie entre bosons et fermions amenée par SUSY permet de régler ce problème. En effet, les corrections radiatives dues aux interactions entre le boson de Higgs et les particules supersymétriques (comme le superpartenaire du quark top, le *stop* « \tilde{t} ») vont balancer celles

provenant du MS, stabilisant ainsi la masse du boson de Higgs. Le diagramme de la fig. 1.5b montre l'interaction entre le boson de Higgs et le *stop*, tout deux des particules de type scalaire. En tenant compte de ce genre de corrections, les contributions à la masse du Higgs provenant des deux diagrammes auront tendance à s'annuler car elle différeront par un signe près, et ce, dû aux lois statistiques *fermionique* et *bosoniques* [6, 19].

Une autre prédiction intéressante de SUSY est qu'en ajoutant cette série de nouvelles particules supersymétriques, les constantes de couplage des interactions électromagnétique, fortes et faibles convergent à très haute énergie, signifiant qu'à un certain régime, leur force respective serait exactement la même. Ce fait est illustré à la fig. 1.6 où on peut voir la relation entre la constante de couplage, représentée par l'inverse de la force d'interaction, en fonction de l'énergie d'interaction en GeV ou en fonction de la résolution en m. Le graphique de gauche montre le comportement des couplages tel qu'on les connaît via le MS et celui de droite prend en compte la Supersymétrie. On voit qu'à une énergie d'environ 10^{16} GeV ou à une distance de 10^{-31} m les interactions électromagnétique, faible et forte s'unissent en une grande et unique interaction [6, 19]. Ce fait suggère que SUSY serait un pas vers une grande théorie unifiée des interactions puisque l'énergie associée au point d'unification sur la fig. 1.6 correspond à l'échelle de la théorie de grande unification ou GUT (pour *Grand Unified Theory* en anglais), une théorie depuis longtemps prisée par les physiciens.

Un des arguments les plus forts en faveur d'une théorie de la Supersymétrie est que la plupart des modèles mis-sur-pieds prédisent la présence d'une particule stable, n'interagissant pas avec des photons et donc indétectable à l'aide des technologies actuelles d'observation astrophysique. Ce genre de particule est un candidat idéal à la matière sombre, matière dénommée ainsi dû au fait qu'elle nous apparaît « sombre » puisqu'elle n'a jamais pu être détectée par rayonnement électromagnétique. L'existence de la matière sombre dans notre univers a été prouvée en observant la rotation de certaines galaxies. En effet, à certains points de ces galaxies (plutôt éloignés du

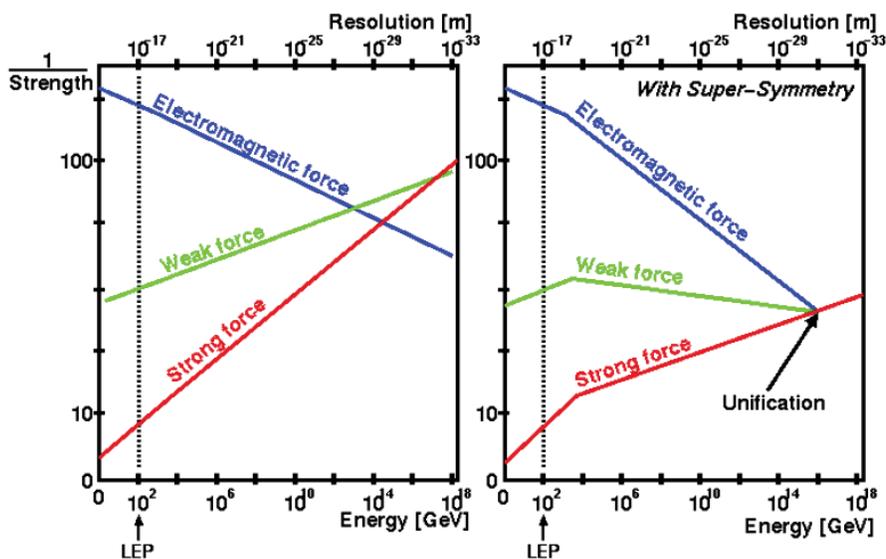


FIG. 1.6 – Inverse de la constante de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte en fonction de l'énergie d'interaction et de la distance d'interaction dans un scénario de type MS seulement à gauche et en incluant la Supersymétrie à droite [21]. À l'échelle de la théorie de grande unification ($E \sim 10^{16}$ GeV), les trois forces s'unissent grâce à la Supersymétrie.

centre), la vitesse de rotation semblait y être beaucoup trop élevée pour permettre la cohésion du disque galactique. Les astrophysiciens ont alors postulé l'existence de matière massive englobant et dépassant la limite visible de la galaxie, créant ainsi une force gravitationnelle supplémentaire vers le centre de ladite galaxie et donc la force centripète nécessaire à sa cohésion. Tel que mentionné en début de chapitre, près de 27% de notre univers serait formé de matière sombre. Conjointement avec les résultats d'expérience de détection directe de matière sombre, la découverte de nouvelles particules SUSY par l'analyse de collisions de protons au LHC permettrait d'étendre significativement notre connaissance de l'univers et des lois qui y règnent.

1.2.2 Modèle minimal : le MSSM

Depuis ses débuts dans les années 1960, plusieurs versions de SUSY ont été développées. La plus simple est le MSSM (de l'anglais *Minimal Supersymmetric extension to the Standard Model*), un modèle proposant une extension minimale au

modèle Standard, i.e. nécessitant l'ajout du plus petit nombre de particules supersymétriques et de quelques 105 nouveaux paramètres [19, 22]. Le tab. 1.3 résume le contenu du MSSM qui en plus de prédire un ou des superpartenaires à chaque particule du MS, postule l'existence de bosons de Higgs supplémentaires. Les particules fondamentales sont ici séparées en deux catégories, selon qu'elles font parties d'un supermultiplet *chiral* ou de *jauge*. De plus, on note par le symbole du tilde ($\tilde{}$) les particules supersymétriques.

Supermultiplets chiraux

Noms		Spin 0	Spin 1/2	Spin 1
Squarks, quarks	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	—
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	
Sleptons, leptons	L	$(\tilde{\nu}_e \tilde{e}_L)$	$(\nu_e e_L)$	—
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	—
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	

Supermultiplets de jauge

Noms	Spin 0	Spin 1/2	Spin 1
Gluino, gluon	—	\tilde{g}	g
Winos, W bosons	—	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	W^\pm, W^0
Bino, B boson	—	\tilde{B}^0	B^0

TABLEAU 1.3 – Particules comprises dans le MSSM, un modèle minimal supersymétrique offrant une extension au MS, classifiées en supermultiplets chiraux ou de jauge (voir le texte pour plus de détails) [19].

Les superpartenaires des fermions sont des scalaires et sont donc appelés des *sfermions* (contraction de l'anglais *scalar fermion*) [19]. Ils répondent à une statistique bosonique puisqu'ils possèdent un spin entier. Plus précisément, les superpartenaires des quarks et leptons sont les *squarks* (\tilde{q}) et *sleptons* ($\tilde{\ell}, \tilde{\nu}$). Comme dans le MS, la

composante gauche des quarks de type *up* et *down* forment le doublet $(u_L \ d_L)$ sous $SU(2)_L$. L'agencement de ce doublet avec les deux fermions scalaires réels \tilde{u}_L et \tilde{d}_L correspond au supermultiplet chiral Q . Le même principe s'applique aux leptons : le doublet $(e_L \ \nu_e)$ va former le supermultiplet chiral L avec les scalaires \tilde{e}_L et $\tilde{\nu}_e$. Similairement, les antiparticules droitières correspondant à un singulet sous $SU(2)_L$ vont se combiner avec le scalaire associé et former d'autres supermultiplets chiraux, comme par exemple \bar{u} , un supermultiplet ² formé de u_R^\dagger et \tilde{u}_R^* . À noter que les indices « L » et « R » apposés aux squarks et leptons ne représentent pas leur hélicité (ces particules ont un spin de 0) mais bien l'hélicité que possède leur partenaire du MS au sein d'un même supermultiplet. De plus, puisque les neutrinos ν sont considérés sans masse dans le MSSM, seulement ceux avec hélicité gauche participent aux interactions faibles et l'indice « L » n'est donc pas explicité. Enfin, dans le tab. 1.3, seulement les quarks et leptons de 1^{ère} génération sont représentés, le même genre d'agencement est présent pour ceux de 2^e ou 3^e génération, i.e. avec $u = \{c, t\}$, $d = \{s, b\}$ et $e = \{\mu, \tau\}$.

Le MSSM changera aussi le secteur du MS en incluant des higgs supplémentaires qui seront regroupés, tel qu'indiqué dans le tab. 1.3, en deux champs complexes scalaires formant des doublets sous $SU(2)_L$ et contenant chacun une composante chargée et neutre. Le doublet $(H_u^+ \ H_u^0)$ sera responsable de donner la masse aux quarks de type *up*, alors que les quarks de type *down* et les leptons chargés obtiendront leur masse grâce au doublet $(H_d^0 \ H_d^-)$. Avec cette nouvelle notation, le boson de Higgs détecté au LHC en 2012 correspond à une combinaison linéaire des deux scalaires neutres H_u^0 et H_d^0 . Les superpartenaires des higgs, les *higgsinos*, formeront des doublets fermioniques d'hélicité gauche sous $SU(2)_L$ ³.

Les superpartenaires des bosons de jauge du MS, les *gauginos*, et ceux des gluons, les *gluinos* (\tilde{g}), suivent une statistique fermionique car leur spin prendra la valeur

²La notation \bar{u} ne réfère pas à une conjugaison, mais dénote seulement le nom du supermultiplet.

³Par généralisation, le supermultiplet chiral formé de H_u^+ , H_u^0 , \tilde{H}_u^+ et \tilde{H}_u^0 sera nommé H_u .

1/2. également, on appelle *winos* ($\widetilde{W}^\pm, \widetilde{W}^0$) et *bino* (\widetilde{B}^0) les superpartenaires des bosons W^\pm , W^0 et B^0 de la symétrie de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (où les deux derniers sont associés aux W_μ^3 et B_μ de l'éq. 1.1). La combinaison des gauginos de spin 1/2 et de bosons de jauge de spin 1 formera des supermultiplets de jauge. Finalement, il est possible dans le MSSM d'obtenir la même combinaison que dans l'éq. 1.1 afin d'obtenir les gauginos physiques \widetilde{Z}^0 et $\widetilde{\gamma}$, respectivement appelés le *zino* et *photino*. Malgré cela, les états physiques observables et prédits par le MSSM seront différents de ceux du MS. En effet, dû à la brisure de la symétrie électro-faible, les higgsinos et les gauginos vont se mixer pour former les états de masse appelés *charginos* et *neutralinos*. Les higgsinos et winos chargés : \widetilde{H}_u^+ et \widetilde{W}^+ (\widetilde{H}_d^- et \widetilde{W}^-) vont se mixer et former deux états de masse chargés positivement (négativement), soit les charginos : $\widetilde{\chi}_i^+$ ($\widetilde{\chi}_i^-$) où $i = 1, 2$. Pareillement, les gauginos et higgsinos neutres \widetilde{B}^0 , \widetilde{W}^0 , \widetilde{H}_u^0 et \widetilde{H}_d^0 vont former par combinaison linéaire, quatre états de masse, soit les quatre neutralinos : $\widetilde{\chi}_i^0$ avec $i = 1, 2, 3, 4$. Par convention, le spectre de masse est organisé ainsi : $m(\widetilde{\chi}_1^\pm) < m(\widetilde{\chi}_2^\pm)$ et $m(\widetilde{\chi}_1^0) < m(\widetilde{\chi}_2^0) < m(\widetilde{\chi}_3^0) < m(\widetilde{\chi}_4^0)$.

1.2.3 Phénoménologie et recherche de SUSY

Une caractéristique intéressante de la Supersymétrie est que si cette théorie existe, elle doit correspondre à une symétrie brisée, autrement nous aurions dû découvrir il y a longtemps les différents superpartenaires des particules du MS. Puisque ce n'est pas le cas, SUSY correspond à une symétrie brisée et l'on suppose que les superpartenaires devraient avoir une masse de l'ordre du TeV, soit au-delà de ce qu'il est possible de mesurer actuellement au sein des différentes expériences de physique des particules. La phénoménologie de SUSY, i.e. l'étude des phénomènes et représentations qu'il est possible d'observer par des expériences concrètes, est grandement influencée par un nouveau nombre quantique du MSSM associé à la symétrie de parité-R [6]. Celui-ci est défini comme : $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$, où B et L sont les

nombres baryonique et leptonique et S est le spin. Ce nombre prend la valeur de $R = +1$ pour les particules du MS et $R = -1$ pour les particules SUSY. Au cours d'un processus donné, il peut soit être conservé ou violé. Le cas où la parité-R est violée (scénario *RPV*, de l'anglais *R-parity violation*) implique aussi une violation du nombre baryonique et/ou leptonique ainsi que l'apparition de 3 nouveaux termes de couplage reliant les supermultiplets des quarks et leptons. L'autre scénario, correspondant à une conservation de la parité-R (scénario *RPC*, de l'anglais *R-parity conservation*), implique que les particules SUSY sont toujours produites en paire et que leur désintégration produit toujours un nombre impair de particules SUSY. La conséquence la plus marquante de cette conservation est que la particule SUSY la moins massive, le LSP (de l'anglais *lightest SUSY particle*), est stable et peut donc être considérée comme candidat idéal à la matière sombre. Dans le MSSM, c'est le $\tilde{\chi}_1^0$ qui est associé au LSP. La plupart des recherches de SUSY se concentrent sur les scénarios RPC et les études comprises dans ce mémoire en font partie, i.e. qu'on ne traitera pas de cas de violation de la parité-R. De plus, les théories RPV prédisent que le proton devrait se désintégrer instantanément ($\tau_p \sim 10^{-2}$ s en considérant les termes en $\mathcal{O}(1)$ pour le couplage RPV [23]), ce qui est en opposition avec les mesures expérimentales qui démontrent bien que le proton a un temps de vie plus long que l'âge de l'univers ($\tau_p > 2.1 \times 10^{29}$ années [6]). Ces observations imposent de grandes contraintes sur les modèles RPV et c'est pourquoi ceux-ci seront beaucoup moins favorisés devant les modèles RPC.

La production de particules supersymétriques dans des collisionneurs (et leur détection) joue un rôle majeur dans la recherche de SUSY. Au LHC (de l'anglais *Large Hadron Collider*), le grand collisionneur de hadrons situé au CERN en Suisse, on utilise des collisions de protons de 6.5 TeV pour tenter entre autre de découvrir SUSY. Le fonctionnement du LHC et du détecteur ATLAS (acronyme de l'anglais *A Toroidal LHC Apparatus*), utilisé pour déterminer les produits de désintégration suivant les collisions des protons, sera expliqué plus en détail dans le chap. 2. Les

protons possédant une structure interne, leurs collisions correspondent à des interactions entre quarks et gluons. étant donnée que ceux-ci possèdent une charge de couleur, la production principale de particules supersymétriques impliquera la création de paire squark-squark, squark-gluino ou gluino-gluino ⁴. Ces processus vont largement dominer la production de charginos ou de sleptons tel qu'illustré dans la fig. 1.7a qui présente la section efficace de différents mode de production de particules supersymétriques en fonction de la masse de ces particules pour des collisions correspondant à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. La fig. 1.7b, présente les mêmes quantités aux côtés des sections efficaces correspondant aux processus résultant de collisions de protons à 13-14 TeV d'énergie du centre de masse (courbes en pointillés). En comparant les deux types de courbes pour un processus donné, on voit qu'on gagne de 1 à 2 ordres de grandeur en terme de section efficace selon la masse des particules. Ceci a fortement motivé l'augmentation de l'énergie du LHC effectué au cours des dernières années, augmentation qui permettra d'améliorer significativement le potentiel de découverte de SUSY.

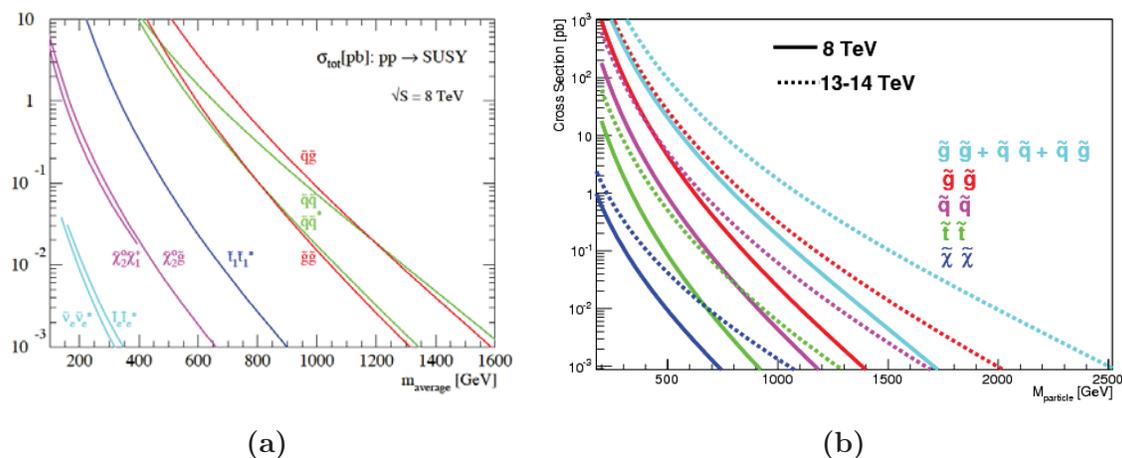


FIG. 1.7 – Sections efficaces pour différents mode de production de particules supersymétriques au LHC en fonction de la masse de ces particules. En (a) les processus correspondent à des collisions à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV [24] et en (b) les courbes en pointillées correspondent à une énergie du centre de masse de 13-14 TeV alors que les courbes pleines sont associées aux processus à 8 TeV [25].

⁴À moins d'avis contraire, le qualificatif « squark » implique aussi les anti-squarks.

La signature typique des événements SUSY comprend une grande quantité d'énergie manquante, associée au LSP, de même que des *jets hadroniques* très énergétiques, associés à la désintégration des squarks massifs [6]. Les jets hadroniques sont le résultat de l'hadronisation des quarks dans le détecteur ATLAS. En effet, tel qu'expliqué dans la section 1.1.1 et qu'illustré dans la fig. 1.1c, les quarks provenant de la désintégration des squarks vont, dû au confinement de la couleur, subir l'effet de l'hadronisation. Tout ces hadrons seront créés dans la même direction, i.e. suivant l'orientation du quark initial et cela mènera à une signature correspondant à un jet de forme conique composé d'une panoplie de particules. Ce processus de jet hadronique est très courant dans les analyses en physique des hautes énergies et sera aussi utilisé dans la suite de ce document. Cela dit, ce mémoire aborde la recherche d'événements SUSY contenant des leptons de même charge électrique. Les motivations et les techniques d'analyse correspondant à ce canal spécifique seront présentés dans le chap. 3. Puisqu'il est difficile de produire une étude exhaustive du MSSM avec ses 105 paramètres libres, on utilisera des modèles simplifiés où les masses, constantes de couplage et autres paramètres impliqués dans un processus de désintégration donné seront fixés. Encore une fois, le choix et l'interprétation de ce genre de modèles sera discuté au chap. 3 lors de la présentation de l'analyse *same-sign* (pour « leptons de même charge »).

Chapitre 2

Appareillage expérimental

*Nobody ever figures out what life is all about,
and it doesn't matter. Explore the world. Nearly
everything is really interesting if you go into it
deeply enough.*

— Richard P. Feynman

Au cours de la dernière moitié du XXe siècle, la physique des particules moderne (ou physique des hautes énergies) a rapidement évolué, notamment grâce aux avancées techniques dans le domaine expérimental. Paradoxalement, des machines de plus en plus grosses ont dues être construites afin d'explorer la matière à des échelles de plus en plus petites. C'est de cette façon que certaines particules élémentaires prédites par le MS ont pu être découvertes, la dernière étant le boson de Higgs en 2012. Aujourd'hui, il existe environ 700 expériences en physique des hautes énergies à travers le monde. Ce chiffre inclut les recherches en cosmologie, en détection de particules astrophysiques ainsi que les expériences utilisant des accélérateurs de particules. Ces dernières sont habituellement les plus grandes, les plus coûteuses et les plus efficaces en terme du régime d'énergie accessible. Mes travaux de maîtrise portent sur les résultats de l'une d'entre elles, l'expérience ATLAS, qui détecte des particules subatomiques produites via la technologie des accélérateurs. Cette ex-

périence est située au laboratoire de l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire à Genève (le CERN) et fait partie d'une collaboration mondiale englobant environ 3000 physiciens, provenant de 175 institutions et de 38 pays différents. Ce chapitre traitera d'abord du fonctionnement du LHC, le collisionneur de protons sur lequel est installé le détecteur ATLAS, puis abordera le fonctionnement d'ATLAS lui-même et de ses différentes composantes.

2.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons

Le grand collisionneur de hadrons (LHC) [26] est un accélérateur de particules circulaire permettant la collision de deux faisceaux de protons à très haute énergie. Les deux faisceaux voyagent à plus de 99% de la vitesse de la lumière en sens opposés à l'intérieur d'anneaux de 27 km de circonférence qui se croisent en certains points stratégiques, là où se produisent les collisions de protons. La fig. 2.1 illustre la manière dont se croisent les faisceaux près du point d'interaction ainsi que leur taille relative qui, grâce à un processus de focalisation, diminue à l'approche du point d'interaction.

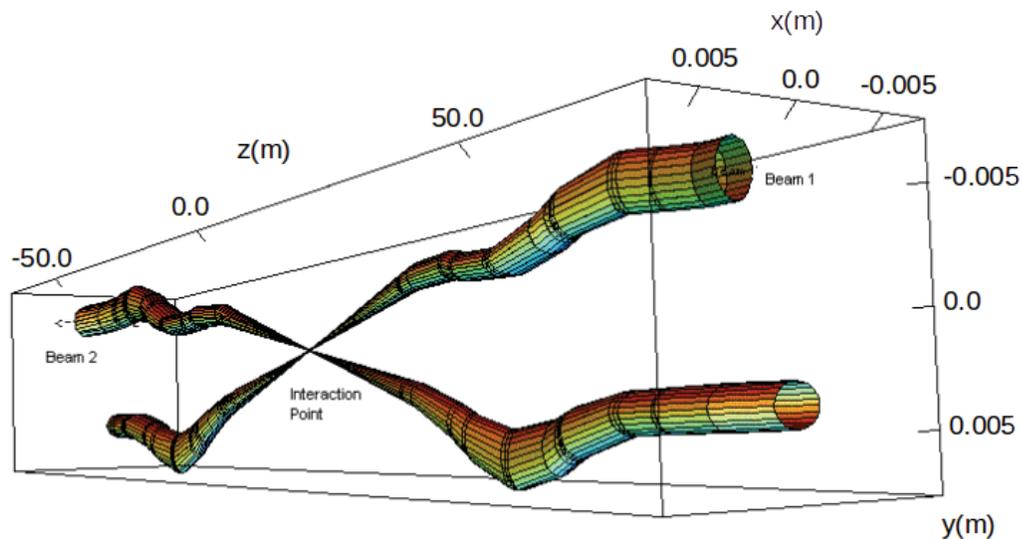


FIG. 2.1 – Diagramme illustrant la taille des faisceaux et la façon dont ils se croisent au point d'interaction 1, là où se situe l'expérience ATLAS [27].

Ces installations sont situées dans un tunnel d'une profondeur moyenne de 100 m qui fut au départ bâti pour abriter le LEP [28], l'accélérateur ayant précédé le LHC au CERN et démantelé en 2000. Celui-ci a été construit sous terre étant donné que c'était moins dispendieux pour le CERN que d'acheter les terres pour bâtir en surface et parce que l'impact devenait minimal sur le paysage. En prime l'écorce terrestre fournit une protection économique aux radiations cosmiques. La configuration du LHC ne représente pas un cercle parfait, mais plutôt un agencement en alternance de huit sections circulaires (mesurant 2.45 km) et huit sections linéaires (de 545 m). Chaque section courbe est composée de 154 dipôles magnétiques utilisés pour faire courber la trajectoire des protons. Pour ce faire, ceux-ci doivent délivrer un champ magnétique de 8.33 T, soit plus de 100 000 fois le champ magnétique terrestre. Puisque les faisceaux parcourent le même trajet mais en sens opposés, les champs magnétiques appliqués à chacun devront être opposés comme le montre le schéma de la coupe transversale d'un des dipôles du LHC sur la fig. 2.2a. Afin d'atteindre une telle valeur, ces aimants supraconducteurs doivent être maintenus à une température de 1.9 K. Les sections rectilignes du LHC sont constituées de cavités «radio-fréquences» (cavités RF) délivrant le champ électromagnétique nécessaire à l'accélération des protons. À l'intérieur d'une cavité RF, ce champ oscille à une fréquence de 400 MHz permettant aux groupes (ou paquets) de protons d'être accélérés uniformément, les protons arrivant «trop tard» seront accélérés et ceux arrivant «trop tôt» seront ralentis par le champ. Au total, chaque faisceau du LHC est constitué de 2808 paquets contenant 1.15×10^{11} de protons. Puisque l'énergie maximale délivrée par chaque cavité RF est d'environ 5 MV/m, il est impossible d'atteindre une énergie de faisceau de l'ordre du TeV en un seul parcours, comme cela se produirait avec un accélérateur linéaire. À chaque passage dans les cavités RF, les protons gagneront un peu en énergie, jusqu'à atteindre le seuil voulu de 7 TeV. Cette caractéristique constitue un avantage majeur des accélérateurs circulaires sur les linéaires.

La grande circonférence de 27 km du LHC est motivée par le fait qu'on cherche

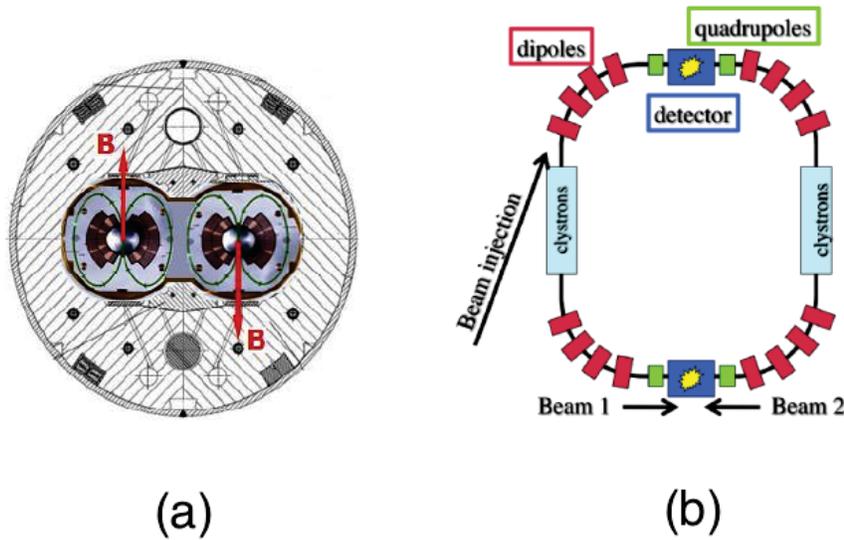


FIG. 2.2 – (a) Coupe transversale d’un dipôle du LHC où l’orientation du champ magnétique de chaque faisceau est mis en évidence [29], (b) schéma d’un collisionneur de particule de type synchrotron où les sections rouges, vertes et cyans servent respectivement à courber (dipôles), focaliser (quadripôle) et accélérer (cavités RF) les faisceaux alors que les sections bleues représentent la localisation des détecteurs.

à obtenir des protons de la plus haute impulsion possible. La force centripète affectant les protons est ici due à la force magnétique qu’on leur applique. Il en découle que l’impulsion (p) est directement liée au rayon de courbure (r) et au champ magnétique appliqué (B) via l’équation : $p = Bqr$, où q est la charge électrique du proton. Ceci signifie que plus le champ magnétique et le rayon sont élevés, plus les particules posséderont une grande impulsion et donc une haute énergie. Puisque le champ délivré par les dipôles magnétiques se situe presque à la limite de la valeur maximale atteignable par des aimants supraconducteurs produits à grande échelle de nos jours, le rayon de courbure est la dernière quantité pouvant être optimisée afin d’atteindre une grande impulsion. La valeur nominale de 27 km a été déterminée lors de la phase de construction du LEP¹ comme une valeur offrant un bon compromis entre performance physique, contraintes monétaires et exigences techniques (dues à l’emplacement de l’accélérateur).

¹Le tunnel dans lequel se situe le LHC fut d’abord construit pour abriter le LEP, (de l’anglais *Large Electron-Positron collider*) un collisionneur électron-positron en fonction dans les années 1990 étudiant entre autre les propriétés des bosons W et Z.

Puisque la plupart des théories au-delà du MS prédisent des particules ayant une masse de l'ordre du TeV, il est essentiel, suivant l'équation d'équivalence masse-énergie d'Einstein : $E = mc^2$, que les collisions de protons au LHC soient très énergétiques afin de produire de telles particules très massives. Le design original du LHC fut conçu pour lui permettre d'atteindre une énergie de 14 TeV dans le système du centre-de-masse (chaque faisceau ayant une énergie de 7 TeV). Par contre, cette valeur ne fut pas atteinte dans les premières années d'exploitation et en fait, à ce jour, on ne l'a pas encore atteint. En effet, suite aux premières collisions en 2009 à 450 GeV d'énergie dans le centre-de-masse, puis à 1.18 TeV au cours de la même année, le LHC augmenta l'énergie à 7 TeV durant les périodes de mesure de 2010-2011. En 2012, il augmenta encore à 8 TeV, permettant d'accumuler assez de données pour découvrir le boson de Higgs. Cette énergie est le dernier seuil atteint avant la longue phase de travaux de 2013-2015 qui mena à l'atteinte d'une énergie de 13 TeV au courant de l'année 2015. L'obtention de valeurs si élevées est possible puisque le LHC est une expérience de type «collisionneur», où deux faisceaux accélérés à la même énergie se frappent face à face. L'énergie disponible dans le centre-de-masse vaut alors : $E_{CM} = 2E$, avec E l'énergie individuelle de chaque faisceau. Avec la technologie actuelle, il est hors de notre portée d'atteindre une énergie de 14 TeV par exemple avec une expérience à cible fixe. Dans ce scénario, l'énergie du centre-de-masse vaut $E_{CM} = \sqrt{2Em}$, où E est l'énergie du faisceau et m la masse des particules formant la cible. À titre comparatif, pour obtenir la même E_{CM} avec une cible de protons, l'énergie du faisceau devrait être de ~ 105000 TeV, soit 4 ordres de grandeur de différence.

Finalement, un des paramètres les plus importants pour un accélérateur est la luminosité (L), une quantité directement liée à la mesure du nombre de collisions pouvant être produites dans un détecteur par cm^2 et par seconde. Plus la luminosité est élevée, plus il y aura de collisions enregistrées, augmentant ainsi les chances d'observer des phénomènes rares. Ce paramètre, spécifiquement indicateur des per-

formances d'un accélérateur, se calcule ainsi :

$$L = \frac{f \cdot N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (2.1)$$

où f est la fréquence de croisement des paquets de protons, N_1 et N_2 est la quantité de protons contenu dans chaque paquets qui se croisent et le terme au dénominateur équivaut à une section efficace de collision qui dépend de σ_x et σ_y . Ces variables correspondent à la taille transversale d'un paquet, en x et en y , mesuré au point d'interaction et valent en moyenne $16 \mu\text{m}$ au LHC. Ce collisionneur a été conçu pour délivrer une luminosité de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ lorsqu'il fonctionne à son plein potentiel, soit 10^{34} collisions par cm^2 et par seconde. Cette valeur a été atteinte pour la première fois récemment, lors de la deuxième grande phase d'exploitation du LHC tel que présenté sur la fig. 2.3a qui montre la luminosité instantanée maximale mesurée par ATLAS lors de chaque cycle de remplissage des faisceaux en fonction du temps de l'année en 2016. En intégrant la luminosité délivrée depuis le début d'une année d'exploitation ($L = \int L dt$), on obtient une mesure du nombre de données collectées.

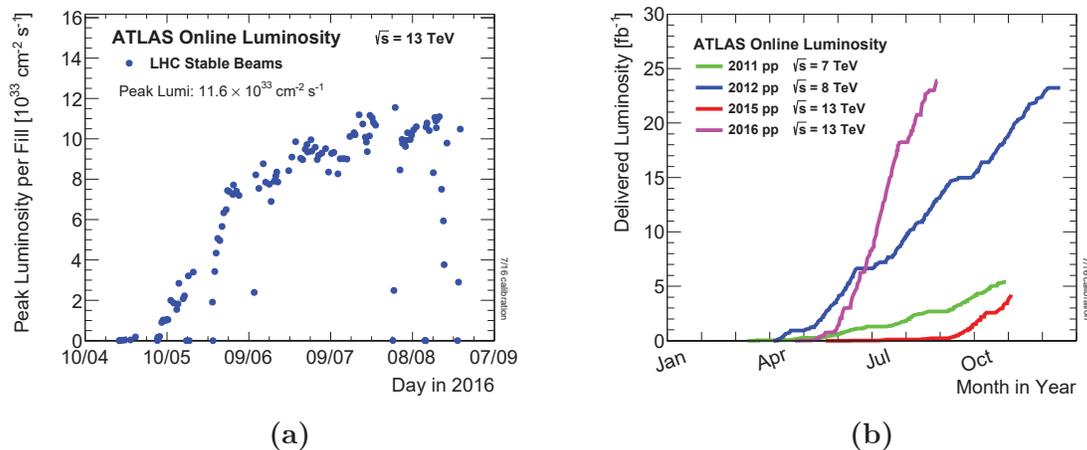


FIG. 2.3 – (a) Luminosité instantanée délivrée à ATLAS par le LHC lors de collisions protons-protons à 13 TeV d'énergie dans le centre-de-masse pour différents cycle de remplissage et (b) luminosité totale intégrée, délivrée à ATLAS par le LHC, en fonction du temps au cours de l'année 2016 (selon les données disponibles en date du 27 août 2016).

La luminosité intégrée totale délivrée à ATLAS par le LHC est présentée sur la fig. 2.3b pour les différentes années d'exploitation du LHC et celle-ci est aussi utile pour évaluer les performances du LHC et des détecteurs. Par exemple, on peut voir que déjà en août, la quantité de données enregistrées en 2016 a dépassé la quantité totale enregistrée en 2012, un indice clair de l'amélioration de la performance du LHC.

2.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [30], qui fait 44 m de long et 25 m de diamètre, est un détecteur multi-fonctions installé dans une caverne à 80 m sous terre et permettant la détection de plusieurs type de particules (leptons, hadrons, photons, etc.). Un schéma global de ce détecteur géant est présenté à la fig. 2.4. L'emplacement de ses différentes composantes est indiqué, de même que le tube du LHC (abritant les faisceaux) qui traverse ATLAS au centre de son axe de rotation. La suite de ce chapitre traitera d'abord de la géométrie du détecteur avant de décrire les différentes sections du détecteur qu'on retrouve sur la fig. 2.4, soit le détecteur interne, composé du détecteur à pixels, du trajectomètre SCT (de l'anglais *Semiconductor Tracker*), du trajectomètre TRT (de l'anglais *Transition Radiation Tracker*) et de l'aimant solénoïde, les calorimètres (de différentes technologies, soit à tuiles ou à argon liquide) et le spectromètre à muons, comprenant les aimants toroïdaux et les détecteurs à muons. Chaque sous-section abordera les principes physiques derrière la détection des particules ainsi que le type de technologie utilisé. Les performances et les caractéristiques techniques liées à la détection des électrons et à la mesure de leur charge seront aussi discutées puisqu'elles sont directement liées à une partie importante de ce mémoire, i.e. l'erreur dans l'identification de la charge électrique des électrons.

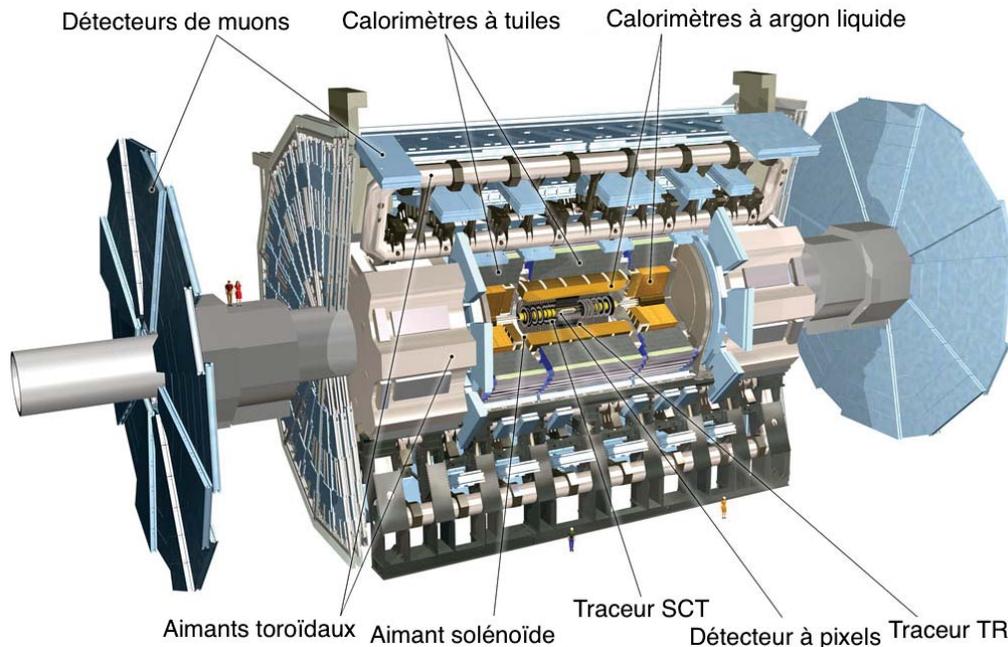


FIG. 2.4 – Schéma global du détecteur ATLAS et des principaux sous-détecteurs qui le compose [31].

2.2.1 Géométrie et système de coordonnées

La géométrie de l'assemblage *collisionneur-détecteur* est associée à un système de coordonnées où l'axe z est longitudinal au LHC et le plan $x-y$, transverse à l'anneau. Le centre du détecteur ATLAS, qui est de forme cylindrique, concorde avec le centre de ce système de coordonnées. Les faces planes du détecteur sont donc parallèles au plan $x-y$ et les protons arrivent des axes $\pm\hat{z}$ comme le montre la fig. 2.5a. Celle-ci montre aussi le système d'axes transverses et longitudinaux utilisé dans ATLAS.

Puisque l'impulsion initiale des protons entrant en collision est uniquement orientée vers l'axe z , par conservation de l'impulsion, la somme de l'impulsion finale des produits de désintégration dans le plan $x-y$ devrait être nulle. Pour bien étudier cette particularité, on définit l'impulsion transverse p_T comme la projection de l'impulsion totale \vec{p} sur le plan $x-y$: $\vec{p}_T = |\vec{p}| \cdot \sin\theta$, où $\theta = 0, \pi$ le long de l'axe z . La conservation de l'impulsion est mise à profit dans les analyses physiques afin de calculer l'impulsion associée aux particules non-détectées par ATLAS. Celle-ci

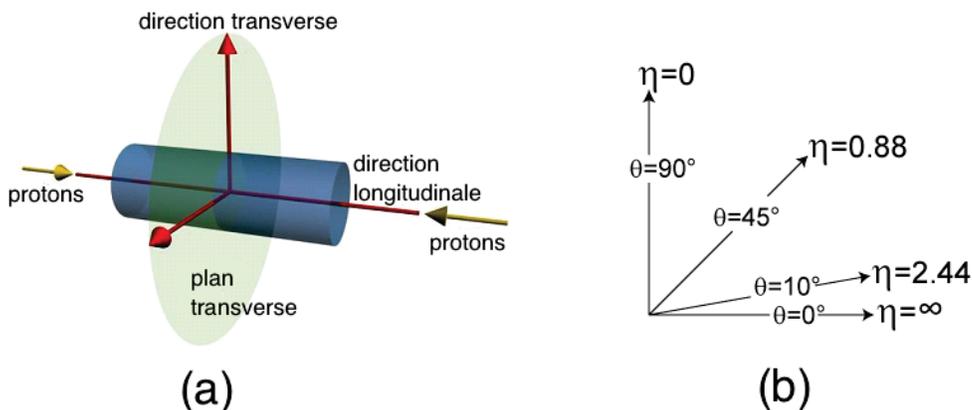


FIG. 2.5 – (a) Illustration des axes longitudinaux et transverses ainsi que du plan transverse de l'assemblage *collisionneur-détecteur* (LHC+ATLAS), les protons circulent en direction longitudinale alors que les produits des collisions se situent principalement dans le plan transverse [32], (b) correspondance entre l'angle polaire θ et la pseudorapidité η , utilisée comme unité angulaire dans l'expérience ATLAS [33].

peuvent provenir du MS, comme les neutrinos, ou provenir de modèles hypothétiques, comme le LSP $\tilde{\chi}_1^0$. Pour en tenir compte, une nouvelle quantité, l'impulsion transverse manquante, est définie : $\vec{p}_T^{miss} = -\sum_i \vec{p}_T(i)$, où i est l'indice associé à tous les produits de désintégration d'une même collision. La norme de cette variable est appelée l'énergie transverse manquante ou MET (de l'anglais *Missing Energy Transverse*) : $|\vec{p}_T^{miss}| \equiv E_T^{miss}$. Cette variable de choix est très représentative des processus de physique au-delà du MS et est beaucoup utilisée pour isoler les événements susceptibles de produire de nouvelles particules. De plus, afin de tirer profit de la symétrie cylindrique du détecteur ATLAS, on définit une nouvelle valeur, la *pseudorapidité* η qui remplace l'angle polaire θ . La raison pour laquelle on préfère la pseudorapidité η à l'angle polaire θ , en physique des collisionneurs hadroniques, est parce que la production de particule est généralement constante en fonction de η . De plus, les différences en pseudorapidité ($\Delta\eta$) sont des quantités invariables sous une transformation de Lorentz (un *boost* de Lorentz) le long de l'axe longitudinal des faisceaux et par rapport au référentiel du laboratoire. Ceci est particulièrement important dans le cadre des collisionneurs hadroniques où les protons entrant en collision vont chacun porter une différente fraction x de l'impulsion, effet menant

à un différent *boost* pour chaque parton. La relation entre ces deux variables est : $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$ et est illustrée sur la fig. 2.5b. Celle-ci implique entre autre que la plage de valeurs possible pour la pseudorapidité est $-\infty < \eta < \infty$.

2.2.2 Détecteur interne

Utilisé pour connaître la trajectoire des particules chargées, sans les arrêter, le détecteur interne est composé de 3 sous-structures et d'un électro-aimant solénoïde délivrant un champ magnétique de 2 T ($\sim 60\,000$ fois plus puissant que le champ magnétique terrestre) [30]. Par la force de Lorentz, les particules chargées s'y déplaçant auront une trajectoire plus ou moins courbée selon leur vitesse. C'est aussi par ce principe que le signe de la charge électrique d'une particule sera déterminé. Le détecteur interne est particulièrement utile pour déterminer la position du vertex principal, l'impulsion des particules ainsi que les paramètres d'impact transversal (d_0) et longitudinal (z_0), respectivement définis comme la plus petite distance entre la trace d'une particule et l'axe des faisceaux (axe z) et comme la valeur de la composante z associée au point sur la trace ayant permis de déterminer d_0 .

Détecteur à pixels

La première sous-structure du détecteur interne, celle la plus près des faisceaux illustrée à la fig. 2.6, est un détecteur à pixels couvrant l'intervalle $|\eta| < 2.5$ et comportant 4 couches dans le secteur central permettant une mesure de grande résolution près du point d'interaction. La première couche, située à environ 3.5 cm du faisceau et ajoutée au détecteur juste avant la période de mesure de 2015, n'est pas illustrée sur la fig. 2.6, il en sera question plus en détails à la fin de cette section. Le reste du détecteur contient un total de 80 millions de pixels semi-conducteurs d'une dimension de $50 \times 400 \mu\text{m}$ et d'une épaisseur de $250 \mu\text{m}$. Ceux-ci sont répartis sur les 3 cylindres

concentriques situés à 5, 9 et 12 cm autour du faisceau, respectivement identifiés par *Barrel Layer* 0, 1 et 2 sur la fig. 2.6, et 3 disques transverses parallèles au plan $x - y$ de chaque côté de ces cylindres, identifiés par *End-cap disk layers* sur la fig. 2.6 et dont le rayon s'étend de 9 à 15 cm [34]. Ce genre d'assemblage assure une couverture complète de l'espace et permet qu'une particule croise au moins quatre couches lors de son parcours. En passant dans le matériau actif (du silicium), une particule chargée va créer un déplacement de charge sur son passage. Ces charges vont se déplacer dans le matériau sous l'effet d'un champ électrique et seront recueillies par des électrodes qui transmettront le signal du passage d'une particule. Puisque la structure est très près du faisceau, celle-ci doit pouvoir supporter une immense quantité de radiation, soit l'équivalent sur 10 ans de 5×10^{14} neutrons par cm^2 [34]. À incidence normale, l'épaisseur de chaque cylindre ou disque correspond environ à 2.5% de la longueur de radiation, longueur définie comme la distance moyenne parcourue par un électron dans un matériau pour que son énergie, par effet Bremsstrahlung, soit réduite par un facteur de $1/e$, i.e. $\sim 37\%$. Lors de son passage dans cette partie du détecteur interne, un électron avec $|\eta| = 0$ traversant quatre couches de pixels va donc perdre en moyenne $\sim 4\%$ de son énergie par radiation.

Afin de garantir la bonne performance du détecteur interne jusqu'à la fin de la vie d'ATLAS, une nouvelle composante a été ajoutée au détecteur à pixels juste avant la période de mesure de l'année 2015. Celle-ci consiste en une 4^e couche de pixels de dimensions $50 \times 250 \mu\text{m}$, située entre le faisceau et le premier cylindre détecteur interne [36]. Cette structure a été construite de manière à pouvoir l'installer sur ATLAS sans avoir à démonter les sections supérieures du détecteur. De ce fait, on lui donne le nom de «couche du baril insérable» ou IBL (de l'anglais *Insertable B-layer*). Cette composante couvrant une section comprise entre 31 et 40 mm est particulièrement importante pour la localisation du vertex principal et donc pour l'identification des quarks bottom puisque ceux-ci ont tendance à parcourir une distance plus longue que les autres saveurs avant de se désintégrer.

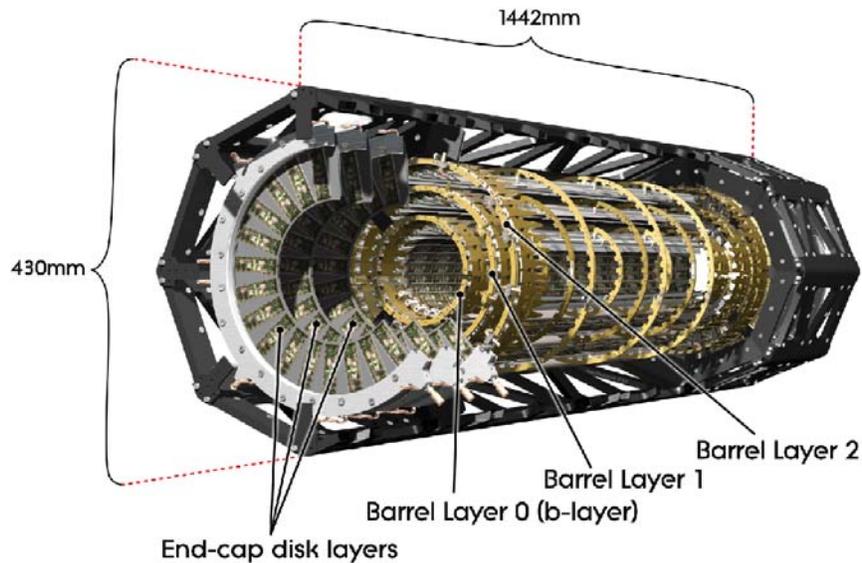


FIG. 2.6 – Détecteur à pixels d’ATLAS formant la première couche du détecteur interne, composé de 4 cylindres concentriques et 3 disques à chaque extrémité [35]. La couche cylindrique la plus interne, ayant été ajoutée en 2015 au détecteur, n’est pas illustrée sur cette figure.

Trajectomètre semi-conducteur

La deuxième sous-structure est le trajectomètre semi-conducteur (SCT) qui fonctionne de manière similaire au détecteur à pixels mais qui, dans le but de couvrir une plus grande surface, utilise des micro-bandes de $80 \mu\text{m} \times 12 \text{ cm}$ plutôt que des pixels. Avec ses 4 cylindres à double couche, situés à environ 30, 37, 44 et 51 cm du faisceau, ses 9 disques transverses à chaque extrémité, dont le rayon couvre une région allant de 27 à 61 cm du faisceau, et ses 6.3 millions de micro-bandes permettant la détection, le SCT procure en moyenne 4 points points tri-dimensionnels supplémentaires pour reconstruire la trace d’une particule. La configuration de cette sous-structure est illustrée sur la fig. 2.7 qui montre l’ensemble du détecteur interne. La région des cylindres y est identifiée comme *Barrel semiconductor tracker* et les disques par *End-cap semiconductor tracker*. Comme le détecteur à pixel, la couverture en η permet de détecter les particules jusqu’à une valeur de $|\eta| = 2.5$.

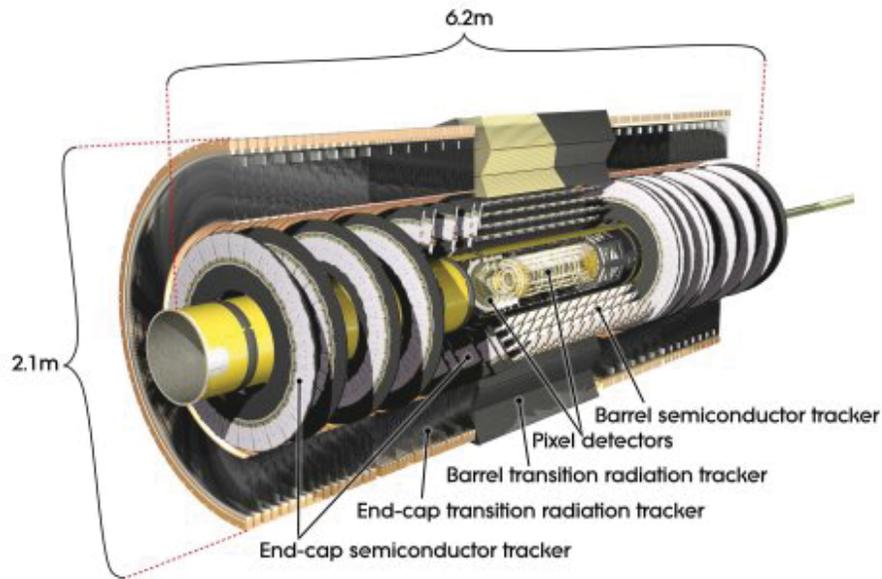


FIG. 2.7 – Détecteur interne d'ATLAS [37].

Trajectomètre à rayonnement de transition

Finalement, la troisième sous-structure du détecteur interne est le trajectomètre à rayonnement de transition (TRT) qui est composé de tubes métalliques semblables à des pailles de 4 mm de diamètre et allant jusqu'à 144 cm de long dans la section du baril. Ces pailles sont remplies d'un mélange de gaz composé de 70% de xénon (Xe), 27% de dioxyde de carbone (CO₂) et 3% de dioxygène (O₂) [30]. Elles contiennent une anode sous la forme d'un fil de 30 μm de diamètre passant en leur centre (la paroi des pailles jouent le rôle de la cathode). Lorsqu'une particule traverse une paille, elle va ioniser le gaz sur son passage. Sous l'influence d'une différence de potentiel de 1500V, les ions ainsi créés vont se déplacer sur l'anode au centre de la paille, produisant ainsi un signal. L'espace entre chaque paille est rempli avec du matériel permettant aux particules ultra-relativistes d'émettre un rayonnement de transition, i.e. un rayonnement émis par une particule lors de son passage à la frontière entre deux milieux. Ce rayonnement permettra d'accentuer le signal perçu par l'anode. La section du baril, identifié par *Barrel transition radiation tracker* sur la fig. 2.7, couvre un rayon de 56 à 107 cm et comprend 50 000 pailles séparées en deux sur

leur longueur pour offrir doublement de canaux de lecture. Les 32 disques du TRT, identifiés par *End-cap transition radiation tracker* sur la fig. 2.7, sont formés de 320 000 pailles radiales couvrant une région allant de 64 (48 pour les 4 derniers disques) à 103 cm du faisceau. Cette dernière structure du détecteur interne d'ATLAS, couvrant seulement la région $|\eta| < 2.0$, est moins précise que les deux premières, mais est utile pour couvrir un large volume de détection tout en réduisant les coûts y étant associés. En effet, la précision intrinsèque de la position dans le plan $R - \phi$ est de $130 \mu\text{m}$ par paille, comparé à $17 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ par module dans la région centrale, respectivement pour le SCT et le détecteur à pixels.

Pour finir, la combinaison des données accumulées avec ces trois systèmes permet alors de reconstruire adéquatement la trajectoire de n'importe quelle particule chargée. Celle-ci permet d'obtenir de l'information sur l'impulsion et la charge électrique d'une particule. Néanmoins, tel qu'introduit à la fin de la section 1.1.2, il existe une probabilité non-nulle que la charge reconstruite par le détecteur soit opposée à la charge réelle. Pour les électrons, une cause importante menant à cette mauvaise identification est la quantité de matériau contenu dans le détecteur interne. En effet, plus ce genre de particule traverse une grande quantité de matériau, plus elle aura tendance à produire du rayonnement de freinage Bremsstrahlung. Dans cette situation, les chances que l'algorithme de reconstruction de la trajectoire associe à l'électron principal un électron secondaire provenant d'une conversion de paire augmentent significativement. La fig. 2.8 présente la quantité de matière en unité de longueur de radiation (X_0) et en fonction de $|\eta|$ dans les trois sous-structures du détecteur interne d'ATLAS, le tuyau abritant les faisceaux (*Beam-pipe*) et autres matériaux «de service» comme le système de refroidissement cryogénique, les fils électriques, etc.

On voit par exemple que le détecteur à pixels (en rose) a tendance à plus arrêter les particules à haut η que dans le centre du détecteur, comme le font le SCT (en vert) et le TRT (en orange). On remarque que les matériaux de services (surface

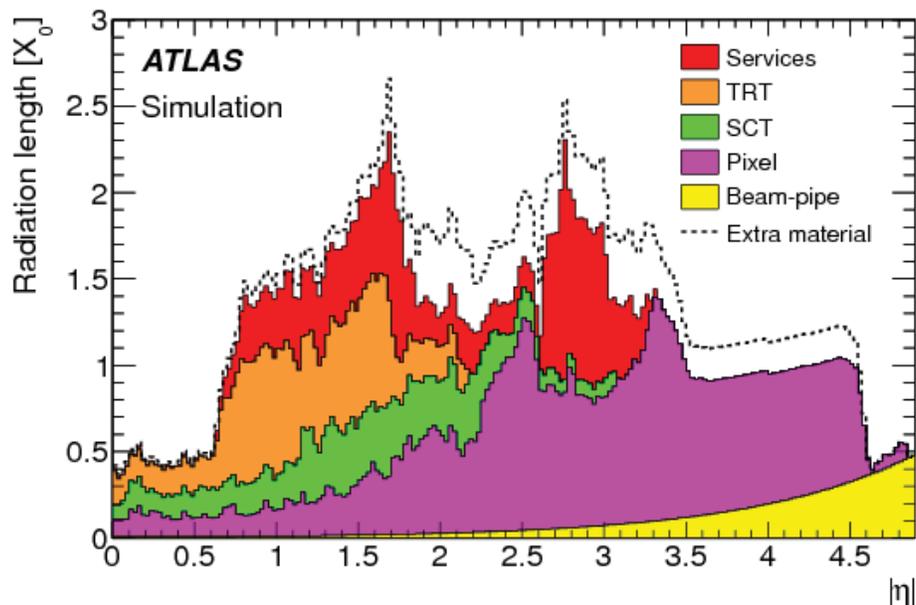


FIG. 2.8 – Quantité de matériel présente dans différentes partie du détecteur interne en fonction de $|\eta|$ et en unité de longueur de radiation (X_0) [38].

en rouge) dominant en terme de pouvoir d'arrêt principalement dans les zones de transition, soit autour de $|\eta| = 1.6$ et 2.7 .

2.2.3 Calorimètres

Les prochaines couches de sous-détecteurs sont les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Ils servent à connaître l'énergie des particules interagissant respectivement par la force électromagnétique, i.e. les photons, les électrons et les positrons et par la force forte, i.e. celles formées de quarks comme les protons, neutrons, pions, etc. Contrairement au détecteur interne qui est de type «traceur» et qui mesure l'impulsion d'une particule sans l'arrêter, ceux de type calorimètre vont complètement absorber la particule en mesurant l'énergie déposée par celle-ci. Le principe des calorimètres utilisés par ATLAS est d'alterner entre un matériau absorbant et un matériau d'échantillonnage (ou de mesure). Le premier aura pour effet de créer une gerbe électromagnétique ou hadronique le long de la trajectoire de la

particule. Le second aura pour but de mesurer l'énergie déposée par les particules contenues dans une gerbe à différents endroits au cours de leur propagation, et ce, jusqu'à ce qu'elles aient perdu toute leur énergie dans le calorimètre. Les deux types de gerbe présentent sensiblement la même structure dans leur calorimètre respectif, à la différence que le développement latéral et longitudinal d'une gerbe hadronique est plus important que dans le cas d'une gerbe électromagnétique. De plus, elles sont formées dans le premier cas d'une grande variété de particules, suite aux multiples réactions nucléaires, alors que dans le second cas, elles contiennent uniquement des γ , e^+ ou e^- .

Calorimètres électromagnétiques

Le calorimètre électromagnétique est séparé en deux sections, soit la partie du «baril» disposée de manière concentrique autour du détecteur interne, à la limite extérieure du solénoïde (couvrent l'espace jusqu'à $|\eta| < 1.475$) et deux sections aux bouts des cylindres afin de bien couvrir les régions à grand angle de diffusion du détecteur ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Celles-ci sont illustrées sur la fig. 2.9 et respectivement identifiées par *LAr electromagnetic barrel* et *LAr electromagnetic end-cap*. Ces deux calorimètres utilisent le plomb (Pb) comme matériau absorbant et de l'argon liquide (LAr) comme matériau d'échantillonnage [30]. Afin de minimiser les zones «mortes» (où une mesure ne peut être effectuée), ATLAS utilise une structure en accordéon, ce qui permet une couverture azimuthal (ϕ) complète. En passant au travers des sections absorbantes, les particules perdent rapidement de l'énergie et contribuent à la création du jet en libérant une grande quantité d'électrons. Ces derniers sont ensuite collectés et enregistrés sous forme de courant électrique lors de leur passage dans les sections d'échantillonnage (LAr).

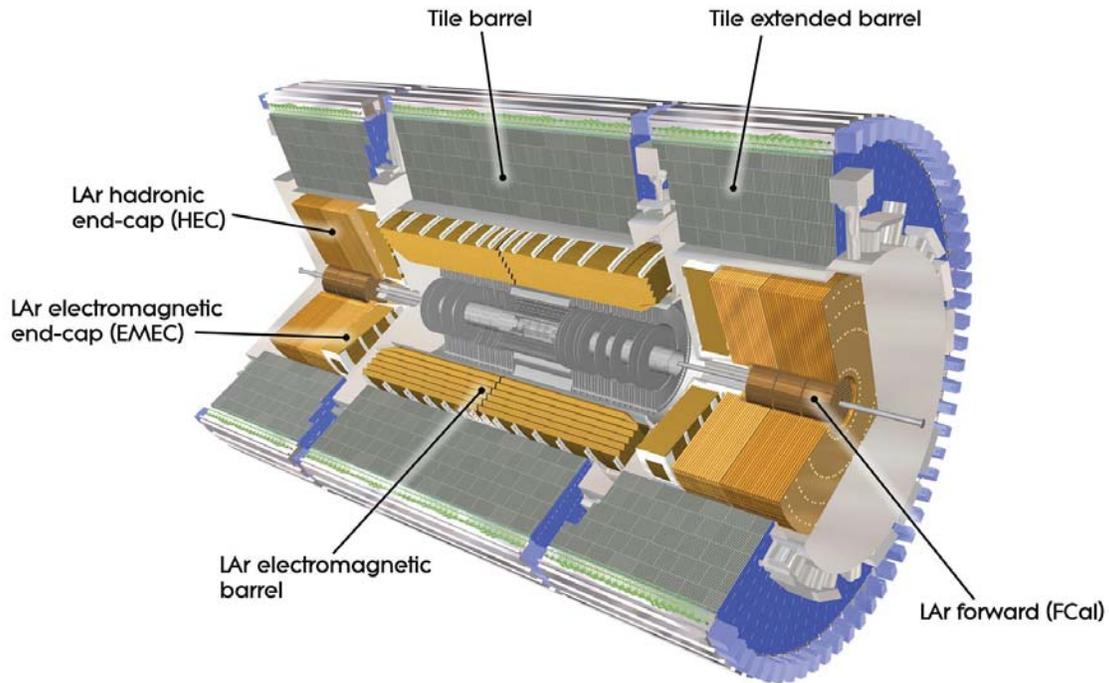


FIG. 2.9 – Schéma du détecteur ATLAS mettant en évidence les différents calorimètres utilisés pour mesurer l'énergie déposée par les différentes particules [39].

Calorimètres hadroniques

Les calorimètres hadroniques pour leur part se divisent en deux sections. La première est le calorimètre à tuiles, situé juste derrière le calorimètre électromagnétique. Il est composé d'une section centrale, couvrant la région $|\eta| < 1.0$ et noté par *Tile barrel* sur la fig. 2.9, et de deux barils d'extrémité situées de chaque côté, couvrant l'intervalle $0.8 < |\eta| < 1.7$ et identifiés sur la fig. 2.9 par *Tile extended barrel*. Ces calorimètres auront de l'acier comme matériau absorbant, alors que le matériau d'échantillonnage consiste en des tuiles formées de plastiques scintillateurs. Celles-ci, suite au passage des gerbes, vont émettre de la lumière qui sera récolté par des tubes photomultiplicateurs, permettant la reconstruction de l'énergie déposée [30].

Comme pour le calorimètre électromagnétique, l'autre type de calorimètre hadronique utilise aussi du LAr comme matière d'échantillonnage. Par contre, plutôt que

d'avoir une structure en accordéon, on utilisera des plaques de cuivre parallèles de 25-50 mm d'épaisseur dont l'intervalle de 8.5 mm sera remplie avec du LAr [30]. Ces calorimètres se situent uniquement dans les régions avant d'ATLAS, juste derrière les calorimètres électromagnétiques avant, soit dans l'intervalle couvrant $1.5 < |\eta| < 3.2$. Ils sont identifiés sur la fig. 2.9 comme *LAr hadronic end-cap*.

Calorimètres LAr avant

Un dernier détecteur, identifié par *LAr forward* sur la fig. 2.9 vient compléter l'ensemble des calorimètres de l'expérience ATLAS. Le calorimètre à argon liquide avant ou FCAL (de l'anglais *Forward Calorimeter*) est disposé de manière à pouvoir mesurer l'énergie déposée par des particules dont l'angle de diffusion est très grand, soit pour $3.1 < |\eta| < 4.9$ [30]. La particularité de ce calorimètre est qu'il permet de mesurer autant les jets électromagnétiques que ceux hadroniques. En effet, le premier module, contenant du cuivre comme matériau absorbant, est optimisé pour capter les interactions électromagnétiques alors que les deux autres modules, construits de tungstène, seront plus efficaces pour les mesures hadroniques. La structure consiste en des tubes parallèles au faisceau à l'intérieur desquels se trouvent des électrodes ainsi que le matériau d'échantillonnage, du LAr.

2.2.4 Spectromètre à muons

Finalement, la dernière couche de détecteurs est le spectromètre à muons qui consiste en un assemblage de quatre détecteurs différents et d'aimants supraconducteurs. Le muon est une particule qui traverse les autres sous-détecteurs d'ATLAS en étant peu influencée. Pour mesurer sa trace, on se sert du même principe que dans le détecteur interne, i.e. qu'on utilise un fort champ magnétique toroïdal qui permet de courber la trajectoire d'un muon et ainsi de reconstruire son impulsion et

sa charge. Un schéma global du système de détection des muons est présenté sur la fig. 2.10. Dans la section centrale, la trace des muons est mesurée par trois chambres cylindriques autour du calorimètre hadronique et concentriques entre-elles. Dans les régions avant, trois chambres de chaque côté sont disposées en plans perpendiculaires de près de 25 m de diamètre, semblables à des hélices et transverses au faisceau. Le fonctionnement des différents types de détecteurs à muons et des aimants supraconducteurs est expliqué dans ce qui suit.

Détecteurs à muons

Deux des détecteurs à muons sont construits pour effectuer des mesurer précisément les coordonnées de leur trajectoire, les tubes à dérive contrôlée ou MDT (de l'anglais *Monitored drift tubes*), couvrant la région $|\eta| < 2.7$, et les chambres à bandes cathodiques ou CSC (de l'anglais *Cathode strip chambers*), couvrant l'intervalle $2.0 < |\eta| < 2.7$. Le détecteur MDT qu'on retrouve dans la région centrale, tel qu'indiqué sur la fig. 2.10, utilise des pailles semblables à celle du détecteur interne mais avec un plus gros diamètre. Celles-ci sont remplies d'un mélange de gaz et suite à son ionisation, dû au passage d'un muon, les électrons et ions créés sont récoltés grâce à un câble métallique contenu au centre du tube. Les détecteurs CSC sont quant à eux formés de chambres à multi-fils proportionnelles avec les cathodes séparées en bandes et fonctionne de manière similaire au MDT.

Les deux autres types de détecteurs à muons sont les chambres à plaques résistantes ou RPC (de l'anglais *Resistive plate chambers*), couvrant la région centrale donc $|\eta| < 1.05$, et les chambres à intervalles minces ou TGC (de l'anglais *Thin gap chambers*) qui sont uniquement utilisés dans les sections avant, i.e. pour $1.05 < |\eta| < 2.7$ (< 2.4 pour le système de déclenchement). Le système TGC fonctionne comme une chambre à multi-fils proportionnelles, alors que le RPC est composé de deux électrodes parallèles en forme de plaques et n'utilise donc pas de fils

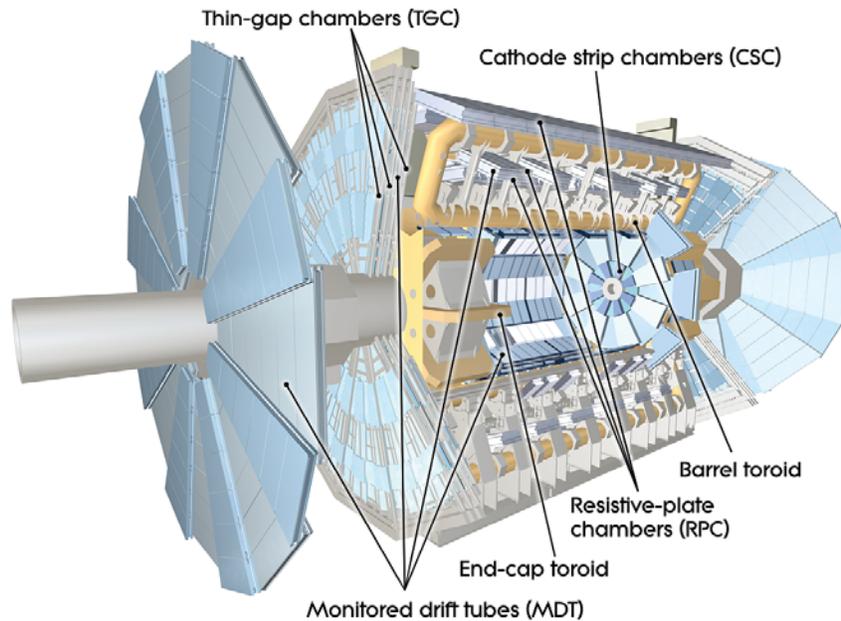


FIG. 2.10 – Spectromètre à muons d'ATLAS [40].

conducteurs. La principale utilité de ces deux composantes est de contribuer au système du déclenchement (*trigger*) et de fournir un deuxième point pour reconstruire la trajectoire d'un muon.

Aimants supraconducteurs

Le champ magnétique nécessaire pour connaître l'impulsion et la charge électrique des muons permet d'introduire la notion de «toroïdal», contenu dans l'acronyme «ATLAS». En effet, le champ généré dans cette section du détecteur est créé par huit immenses bobines toroïdales (en forme de beignes) situées dans la zone centrale et disposées symétriquement autour du faisceau ainsi que par deux sections à chaque bout du détecteur contenant chacune 8 bobines toroïdales. Ces composantes sont illustrées en jaune sur la fig. 2.10 et sont respectivement identifiées par *Barrel toroid* et *End-cap toroid*.

La première structure fournit le champ dans l'intervalle $|\eta| < 1.6$ et la seconde pour $1.4 < |\eta| < 2.7$ [30]. On remarque que la région de transition correspondant

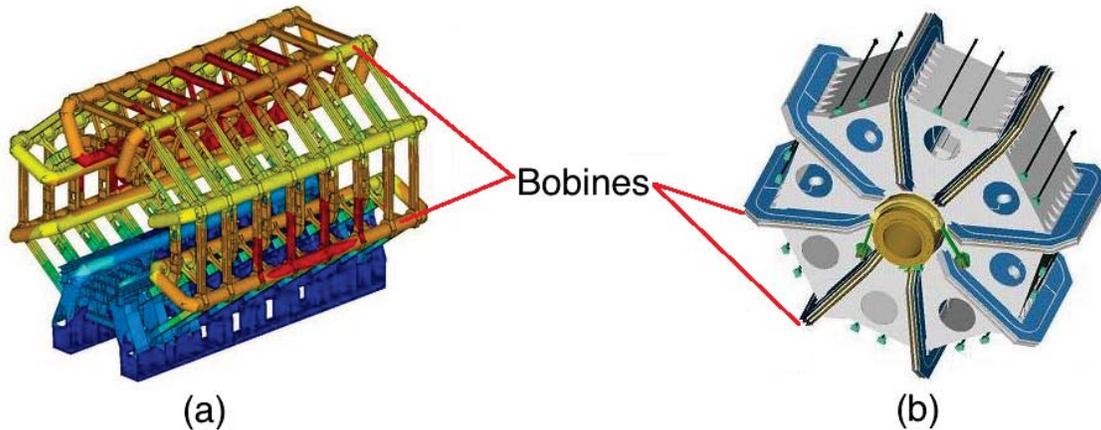


FIG. 2.11 – Aimants supraconducteurs toroïdaux [34] utilisé dans (a) le centre et (b) l’avant du détecteur ATLAS. Les huit bobines de chaque composante sont indiqués par les ligne rouges.

à $1.4 < |\eta| < 1.6$ reçoit une contribution des deux systèmes d’aimants, et ce, afin d’uniformiser le champ magnétique pour optimiser les mesures. La structure des aimants toroïdaux, s’étendant d’un rayon de 9.4 à 20.1 m, est aussi illustrée sur la fig. 2.11a afin de mieux comprendre la géométrie de l’assemblage. La valeur maximale du champ produit par ses bobines de 25.3 m de long peut aller jusqu’à 3.9 T ce qui correspond à un pouvoir de déviation de 2-6 Tm sur l’intervalle $0.0 < |\eta| < 1.4$. Les performances des aimants supraconducteurs sont exprimées selon leur force de déviation (mesuré en Tesla·m), calculée comme l’intégrale $\int Bdl$, où B est la composante du champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation d’un muon et où l’intégrale est calculée le long de la trajectoire d’un muon hypothétique possédant, entre la première et la dernière couche de chambres à muons, une impulsion transverse infinie. Le schéma des aimants toroïdaux avant est illustré sur la fig. 2.11b. Ceux-ci mesurent 5 m de longueur et leur rayon couvre l’espace entre 1.65 et 10.7 m. Grâce à un champ maximal de 4.1 T, ces aimants supraconducteurs fournissent une force de déviation de 4-8 Tm dans l’intervalle $1.6 < |\eta| < 2.7$ [34].

2.2.5 Système d'acquisition des données

Lorsqu'il est en opération, la quantité de données mesurée par le détecteur ATLAS est phénoménale. Il n'existe pas sur Terre d'ordinateur assez gros et puissant pour stocker toute l'information qu'il nous délivre. Avec un taux de croisement des protons de près de 40 millions par seconde (40 MHz), 1 PB de données brutes² sont produites chaque seconde. Donc avant de pouvoir être utilisées par les chercheurs, les données résultant des collisions de protons doivent passer à travers un système de déclenchement (*Level-trigger*) séparé en 2 niveaux, soit le L1 (*Level 1*) et le EF (*Event Filter*) qui vont décider si l'on conserve en mémoire un événement spécifique. Le premier, basé sur l'électronique du détecteur, permet de réduire le taux à 100 kHz, soit 100 000 événements par seconde. Le deuxième, effectué par des super ordinateurs situés près d'ATLAS, réduit à environ 1000, le nombre d'événements enregistrés sur les disques durs pour consultation ultérieure, ce qui équivaut à un taux de 100 MB/s. Maintenant qu'elles sont stockées, les données sont envoyées au premier centre de reconstruction, le *tier-0*, situé au CERN, où les événements sont reconstruits. Puis, elles sont distribuées aux 13 plus puissants centres de calcul nationaux de la planète où elles sont enregistrées une seconde fois (correspond aux centres de *tier-1*). Ceux-ci les envoient ensuite dans les différentes universités et instituts de recherche de *tier-2* pour être à la disposition des différents groupes de la collaboration ATLAS. Les chercheurs pourront ensuite les enregistrer sur leur ordinateur (*tier-3*) afin de produire des analyses physiques et tenter de mesurer de nouvelles tendances ou des excès permettant de mener à la découverte d'une particule hypothétique ou à la confirmation d'une théorie au-delà du Modèle Standard.

²1 PB = 1 *peta-bytes* = 1 million de GB.

Chapitre 3

Analyse $SS/3L+jets$

We are just an advanced breed of monkeys on a minor planet of a very average star. But we can understand the Universe. That makes us something very special.

— Stephen Hawking

Tel que mentionné en introduction de ce mémoire, l’analyse physique dans laquelle s’inscrit mes travaux de maîtrise est la recherche de Supersymétrie avec des états finaux contenant des jets et deux leptons de même charge électrique ou trois leptons de charge quelconque à l’aide de l’expérience ATLAS. Cette analyse, fruit d’une collaboration internationale, utilise des données provenant des collisions de protons à 13 TeV d’énergie dans le centre de masse, récoltées avec le détecteur ATLAS au LHC en 2015, et correspondent à une luminosité intégrée totale de 3.2 fb^{-1} . Ce chapitre présente les principaux résultats publiés suite à l’analyse de 2015 ainsi que les différentes techniques nécessaires à la recherche de SUSY. Il contient un survol rapide de chaque composante de l’analyse. Plus détails peuvent être trouvés dans l’article publié en mai 2016, disponible via la réf. [41]. Il sera entre autres question du type de données et des simulations numériques utilisées, du processus de sélection des événements, de l’estimation et la validation du bruit de fond ainsi que des résul-

tats principaux et autres interprétations en découlant. Ma contribution personnelle à cette grande analyse est l'estimation du bruit de fond associé aux électrons dont la charge est mal identifiée, plus précisément le calcul de la probabilité d'associer la mauvaise charge à un électron. En effet, puisque les états finaux considérés peuvent contenir des leptons de même signe, une erreur dans l'identification de la charge pourrait mener à des événements qu'on croirait provenir d'un processus SUSY. Les techniques utilisées pour extraire ce bruit de fond seront abordées brièvement dans la section 3.4, mais seront surtout discutées dans le chap. 4, où je présenterai les différentes étapes menant à l'extraction de ce bruit de fond.

3.1 Motivations

L'analyse présentée ici se base sur le modèle Supersymétrique minimal, le MSSM introduit à la section 1.2.2, et considère, dans sa version de 2015, une conservation de la parité-R¹. Tel qu'expliqué précédemment, ceci implique que la particule supersymétrique la plus légère (LSP), qui sera considérée comme le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, soit stable. De plus, comme le montrait la fig. 1.7, la section efficace associée à la production de paires de gluinos est très grande et cette recherche exploite ce fait en considérant d'une part des processus où la collision de protons donne lieu à une paire $\tilde{g}\tilde{g}$. D'autre part, on considère aussi les processus donnant lieu à une paire $\tilde{b}\tilde{b}^*$, ces derniers étant considérés légers dû à leur couplage avec le squark top (qui serait aussi parmi les particules SUSY les plus légères). Souvent, les paires de particules SUSY vont se désintégrer en charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ ou en neutralinos lourds $\tilde{\chi}_{2,3,4}^0$ (en association dans les deux cas avec des quarks), puis en bosons de Higgs, W ou Z , ou en sleptons, le tout menant à des $\tilde{\chi}_1^0$, quarks et leptons dans l'état final. Puisque les gluinos sont des particules de Majorana (le gluino et l'anti-gluino sont la même particule), il est possible

¹L'analyse la plus récente effectuée avec les données de 2016 couvre plus de scénarios et inclut des signaux violant la parité-R (RPV) [42].

que la désintégration des bosons ou sleptons produits au cours de la chaîne donne lieu à des leptons de même charge électrique, d'où l'appellation *same-sign* (SS). Aussi, la présence de manière générale de beaucoup de leptons dans l'état final motive le choix d'observer spécifiquement des événements contenant des paires de leptons de même signes ou 3 leptons (3L), peu importe leur charge électrique. Puisque le détecteur ATLAS ne peut détecter directement le LSP, une variable importante dans l'analyse est l'amplitude de l'impulsion transverse manquante E_T^{miss} introduite à la section 2.2.1 et correspondant à la signature du LSP dans l'état final. L'avantage majeur de ce type de recherche est que les processus du MS donnant des leptons de même charge dans l'état final sont très rares (possèdent une section efficace faible). En d'autres mots, le bruit de fond provenant du MS est très faible, ce qui permet d'utiliser des coupures moins restrictives sur certaines variables, principalement l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}), le nombre de jets (N_{jets}), l'impulsion transverse (p_T) et la masse effective (m_{eff}) définie comme $m_{eff} = E_T^{miss} + \sum p_T(leptons) + \sum p_T(jets)$. Il est donc possible d'explorer des régions de l'espace de phase non-couvertes par d'autres analyse SUSY, comme les scénarios de type «comprimés», i.e. avec une petite différence de masse entre les gluinos/squarks et le LSP.

Puisqu'une étude exhaustive de l'espace de phase du MSSM (avec ses 105 paramètres) serait beaucoup trop laborieuse, on utilise des modèles simplifiés qui permettent l'étude d'une grande variété de processus SUSY. Ces modèles sont choisis en considérant des contraintes expérimentales et contiennent seulement deux paramètres libres. Ils peuvent donc être simulés numériquement afin de reproduire le signal qu'on obtiendrait en présence d'un processus donné. Les quatre modèles simplifiés considérés dans cette analyse sont illustrés à la fig. 3.1. Le premier scénario à la fig. 3.1a implique des sleptons dans la chaîne de désintégrations : $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\ell}\tilde{\ell}^* \rightarrow q\bar{q}\ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$, alors que pour la fig. 3.1b, la cascade comprend des charginos : $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}'\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q\bar{q}'W^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\bar{q}'W^\pm\tilde{\chi}_1^0Z$. Néanmoins, dans les deux cas, l'état final contient des quarks légers, associés aux jets hadroniques, ainsi que potentiellement

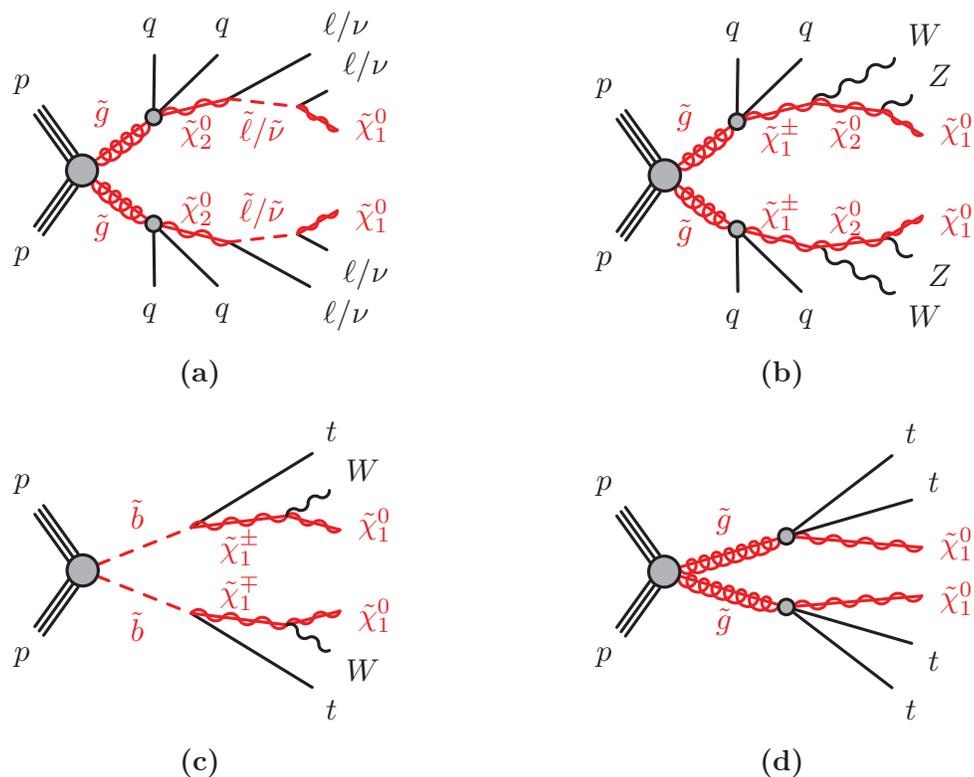


FIG. 3.1 – Modèles SUSY pour la production (a, b, d) de gluinos et (c) de squarks bottom utilisés dans l’analyse SS [41].

plusieurs leptons. Les deux autres scénarios sont pour leur part motivés par le fait que les squarks de 3e génération seraient les plus légers. La production directe d’une paire de squarks bottom est illustré à la fig. 3.1c. Leur désintégration mène à un état final contenant 2 quarks top, 2 bosons W et deux LSP : $\tilde{b}_1 \rightarrow tW^- \tilde{\chi}_1^0$. La fig. 3.1d montre quant à elle la production d’une paire de gluinos qui, via la désintégration d’un squark stop virtuel, mène à un état final formé de 4 quarks top et deux LSP : $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t} \tilde{\chi}_1^0$. Dû à la désintégration des quarks top, ces deux scénarios contiendront beaucoup de leptons ainsi que des «jets- b », des jets contenant un hadron de type b , i.e. un hadron dont la saveur d’un des quarks qui le compose est bottom. En effet, étant donné que les hadrons b sont les seuls qui vont parcourir une distance supplémentaire considérable dans le détecteur avant de se désintégrer (ceux de type c en feront de même mais dans une moindre mesure), les jets contenant un hadron de

type b peuvent être distingués des autres jets. Pour ce faire, on mesure la distance entre le vertex principal et le point d'origine des «jets- b », qui est plus grande que pour les jets provenant de quarks légers.

Afin d'être sensible aux différents scénarios présentés sur la fig. 3.1, on définit quatre *régions de signal* différentes correspondant à quatre régions d'un espace de phase contenant plusieurs paramètres. À chacune d'elle est associée une série de sélections basée sur cinq différentes variables : N_{lep} le nombre de leptons, N_{jet}^{50} (N_{b-jet}^{20}) le nombre de (b-) jets dont l'impulsion est supérieure à 50 (20) GeV, E_T^{miss} l'énergie transverse manquante et m_{eff} la masse effective (définie plus haut), utilisant des jets avec $p_T > 20$ GeV. Sachant que le Modèle Standard prédit un certain nombre d'événement dans nos régions de signal (événements de bruit de fond), on compte le nombre d'événements observés dans chacune d'elles en espérant mesurer un excès pouvant mener à la découverte de SUSY. Les régions de signal seront discutées plus en détails dans la section 3.3.

3.2 Données utilisées et simulations numériques

Les données utilisées dans cette étude furent collectées par le détecteur ATLAS en 2015 durant la première année de la deuxième phase d'exploitation (*Run 2*). La distance séparant chaque paquet de protons dans le LHC était de 25 ns, le pic de luminosité instantanée de $L = 5.2 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ et le nombre moyen d'interactions par croisement de paquet, de $\langle \mu \rangle = 14$. Suite à l'application des différents filtres nécessaires à l'obtention de données de bonne qualité, la luminosité intégrée considérée dans l'analyse vaut $3.2 fb^{-1} \pm 5\%$. Dans cette analyse, des simulations Monte Carlo (MC) sont utilisés pour modéliser certains bruits de fond ainsi que les signaux SUSY. Ces événements MC passent ensuite dans le simulateur GEANT4 [43], un simulateur permettant de reproduire le passage des particules dans le détecteur

ATLAS, ou dans une simulation rapide utilisant une paramétrisation de la réponse du calorimètre combinée avec GEANT4 pour les autres sections du détecteur [44], où ils sont reconstruits de la même manière que les données. Les bruits de fond provenant de processus à dibosons (WW , WZ et ZZ) sont simulés à l'aide du générateur SHERPA v2.1.1 [45] et sont décrits en détails dans la réf. [46]. Les processus $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}WW$ sont produits au premier ordre avec MADGRAPH v2.2.2 [47] et l'interface PYTHIA 8.186 [48] pour modéliser les gerbes de partons (*parton showering*) et sont décrits dans la réf. [49]. Plus de détails concernant la simulation des autres types de bruits de fond, moins importants, sont compris dans la section 3 de la réf. [41]. Les processus SUSY correspondant aux différents signaux de cette analyse sont quant à eux produits au premier ordre (*leading order*) à partir d'éléments de matrice contenant jusqu'à 2 partons supplémentaires à l'aide du générateur MADGRAPH v2.2.3 et de l'interface PYTHIA 8.186 qui permet entre autres la modélisation de la chaîne de désintégration SUSY, de la gerbe de partons et des processus d'hadronisation.

3.3 Sélection des événements

Pour être considéré valable, un événement doit posséder un vertex bien reconstruit [50] associé à au moins deux traces avec $p_T > 400$ MeV. Pour choisir le vertex principal, on conserve celui pour lequel la valeur de $\sum_i p_T(i)^2$ est la plus élevée, où $p_T(i)$ est l'impulsion transverse de la trace i associée au vertex. Dans cette analyse, afin de pouvoir estimer certains bruits de fond, il est utile de définir deux catégories de leptons : ceux de type *candidat* et ceux de type *signal*. Puisque cette recherche n'étudie pas les leptons τ , le terme «leptons» dans ce qui suit fait uniquement référence à des muons ou des électrons.

Les électrons de type *candidat* sont reconstruits en associant une trace du détecteur interne à un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique et doivent

satisfaire $|\eta| < 2.47$ et $p_T > 10$ GeV. De plus, on exclut de la sélection ceux contenus dans la région de transition entre les calorimètres centraux et avant, i.e. l'intervalle $1.37 < |\eta| < 1.52$. Ils doivent d'autre part satisfaire des critères d'identification de vraisemblance (ou PID pour *Particle IDentification*) de type faible, dénommé dans ce qui suit par le terme *loose likelihood* (ou *LooseLLH*) [51, 52]. Ces critères sont basés sur des mesures de la forme des gerbes dans les calorimètres de même que sur certaines propriétés des traces dans le détecteur interne (il en sera question au cours du chap. 5). Enfin, le rapport entre le paramètre d'impact transversal de la trace associée à l'électron (mesurée à partir du vertex principal) et l'incertitude sur cette mesure (variable porte le nom de «significane» de d_0) doit respecter : $|d_0|/\sigma(d_0) < 5$. Les muons de type *candidat* sont pour leur part reconstruits en associant une trace du détecteur interne avec une trace du spectromètre à muons. Ils doivent satisfaire $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 10$ GeV et passer les critères d'identification PID de type *medium* décrits dans la réf. [53], basés sur le nombre de points laissés dans les deux détecteurs et la significane du rapport charge impulsion (q/p).

Les autres objets importants dans cette analyse sont les jets et les jets-*b*. Tout d'abord, un algorithme appelé *anti- k_t* [54] utilise les dépôts tri-dimensionnelles d'énergie du calorimètre [55] pour reconstruire les jets avec un rayon du cône de $R = 0.4$. En plus de devoir satisfaire $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.8$, on demande que la majorité des traces associées aux jets avec $p_T < 50$ GeV et $|\eta| < 2.4$ soit compatible avec le vertex principal, et ce, pour réduire les effets provenant des autres collisions dans le même événement [56]. Les jets avec $|\eta| < 2.5$ qui satisfont l'algorithme d'identification des quarks bottom (le *b-tagging*) sont identifiés comme des jets-*b*. Cet algorithme basé sur une analyse multi-variée utilise les paramètres d'impact des traces et la position des vertex secondaires comme variables discriminantes afin de déterminer si un jet contient un hadron de type *b* ou pas [57, 58]. Des facteurs de correction sont ensuite appliqués aux échantillons simulés pour compenser la différence de performance du *b-tagging* entre les données et les simulations MC.

La prochaine étape dans la sélection des événements consiste à s'assurer qu'il n'y ait pas de chevauchement (ou de dédoublement) entre les différents objets identifiés précédemment. La distance angulaire définit comme $\Delta R_y = \sqrt{(\Delta y)^2 + (\Delta\phi)^2}$ est utilisée pour déterminer si un jet par exemple est trop près d'un électron, où $\Delta y = y_1 - y_2$ et $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ (les indices faisant référence aux deux objets qu'on veut comparer). Plutôt que la pseudorapacité, on utilise ici la rapidité y , définit ainsi : $y = \frac{1}{2} \ln\{(E + p_z)/(E - p_z)\}$, où E est l'énergie et p_z l'impulsion le long de l'axe du faisceau. Les valeurs précises des contraintes imposées sur $\Delta R_y(e, jet)$ et $\Delta R_y(\mu, jet)$ pour s'assurer que chaque objet soit bien isolé, sont contenues à la section 4 de la réf. [41].

Les électrons ayant passé le test de chevauchement sont maintenant identifiés comme électrons de type *signal* s'ils satisfont les critères de PID plus «sévères» que *LooseLLH*, soit *TightLLH* [51, 52] et si $|\eta| < 2$, le dernier critère étant utilisé pour diminuer le bruit de fond dû aux électrons dont la charge est mal identifiée. Les muons de *signal* doivent pour leur part satisfaire $|d_0|/\sigma(d_0) < 3$. En plus, les traces associées aux deux types de leptons de *signal* doivent posséder un paramètre d'impact longitudinal (mesuré à partir du vertex principal), z_0 , qui satisfait la relation suivante : $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm. Finalement, certains critères d'isolation sont appliqués aux deux types de leptons de *signal*. Pour ce faire, on demande que la somme scalaire de l'impulsion transverse de toutes les traces comprises dans un cône de autour du lepton, excepté sa propre trace, correspondent à moins de 6% du p_T du lepton. La taille du cône pour les électrons (muons) est choisie comme la plus petite valeur entre $\Delta R_\eta(\ell, jet) = 0.2(0.3)$ et $\Delta R_\eta(\ell, jet) = 10\text{GeV}/p_T$, correspondant à un cône de dimension 0.2 (0.3) à faible impulsion et un cône plus étroit pour les leptons de haute impulsion transverse². Une vérification supplémentaire est effectuée pour les électrons, où on demande que l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (en excluant l'énergie de l'électron considéré) à l'intérieur d'un certain rayon autour

²On utilise cette fois ΔR_η définit comme : $\Delta R_\eta = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

de l'électron soit inférieure à 6% de l'impulsion transverse totale dudit électron. Encore une fois, les valeurs de ΔR utilisées sont précisées dans la réf. [41].

Le dernier objet à être défini est l'énergie transverse manquante E_T^{miss} qui, tel qu'indiqué plus tôt, correspond à la norme de la valeur négative de tous les objets physiques d'un événement (électrons, muons, jets et photons) et d'un terme additionnel incluant l'impulsion de toutes les autres traces provenant du vertex principal, mais n'étant pas associées à un objet physique. Cet ajout permet une meilleure calibration tout en s'assurant que E_T^{miss} demeure indépendante du nombre d'interactions par croisement [59, 60].

Les événements sont ensuite conservés uniquement s'ils contiennent au moins deux leptons avec $p_T > 20$ GeV et si l'un d'eux possède exactement deux leptons. Ceux-ci doivent avoir la même charge électrique. Tel que mentionné en fin de section 3.1, quatre régions de signal sont définies pour maximiser la sensibilité aux différents modèles simplifiés illustrés à la fig. 3.1. Les critères sur le nombre de leptons, le nombre de (b-) jets dont l'impulsion est supérieure à 50 (20) GeV, l'énergie transverse manquante et la masse effective définissant ces régions de signal sont résumés dans le tab. 3.1.

Région de signal	N_{lep}^{signal}	N_{jets-b}^{20}	N_{jets}^{50}	$E_T^{miss} [GeV]$	$m_{eff} [GeV]$
SR0b3j	≥ 3	$= 0$	≥ 3	> 200	> 550
SR0b5j	≥ 2	$= 0$	≥ 5	> 125	> 650
SR1b	≥ 2	≥ 1	≥ 4	> 150	> 550
SR3b	≥ 2	≥ 3	—	> 125	> 650

TABLEAU 3.1 – Critères de sélection utilisés pour définir les différentes régions de signal utilisées dans l'analyse SUSY SS/3L [41].

Pour déterminer les valeurs de E_T^{miss} et m_{eff} du tab. 3.1, on effectue une procédure d'optimisation en balayant l'espace de phase pour un certain processus donné afin de trouver l'agencement menant à la plus grande signification de signal sur bruit de fond. Chacune des quatre régions de signal est sensible à des scénarios différents.

En effet, les régions SR0b3j et SR0b5j vont couvrir les événements provenant de la production de paires de gluinos ou de squarks de 1^{ère} ou 2^e génération menant à un état final avec beaucoup de leptons ou de jets, mais sans jets- b (fig. 3.1a,b). La région de signal SR1b va plutôt couvrir les scénarios où au moins un jets- b est produit via la création de squarks de 3^e génération (fig. 3.1c), alors que la région SR3b se concentre sur les événements contenant beaucoup de quarks top et donc où au moins trois jets- b sont produits (fig. 3.1d).

3.4 Estimation et validation du bruit de fond

Les différents bruits de fond à considérer dans cette analyse peuvent être regroupés en 3 types. Le premier correspond aux événements provenant du MS et comportant deux leptons de même signe ou au moins 3 leptons. Ces bruits de fond sont principalement dus aux processus où la collision de protons donne des états finaux comme $t\bar{t} + V$ ou VV (di-bosons), V faisant référence aux bosons de jauge Z et W^\pm . Ces types de processus sont dit irréductibles, dans le sens où leur présence est inévitable dû à la nature intrinsèque du Modèle Standard. Le diagramme de Feynman associé au processus $t\bar{t} + W$ est illustré à gauche sur la fig. 3.2.

À l'inverse, les deux autres types de bruit de fond sont réductibles étant donné qu'ils proviennent d'une erreur de détection ou d'identification, il est donc toujours possible d'améliorer nos techniques afin d'en diminuer l'importance. Le second type de bruit de fond est celui dû aux électrons dont la charge est mal identifiée par la reconstruction et provient principalement d'événements $t\bar{t}$. L'étude de ce bruit de fond est central à ce mémoire et tel que mentionné plus tôt, son estimation fut ma contribution personnelle à l'analyse SS/3L. Les techniques utilisées pour l'estimer seront brièvement abordées dans la suite de cette section, mais il en sera surtout question lors du chap. 4. Enfin, les événements contenant au moins un lepton «non-

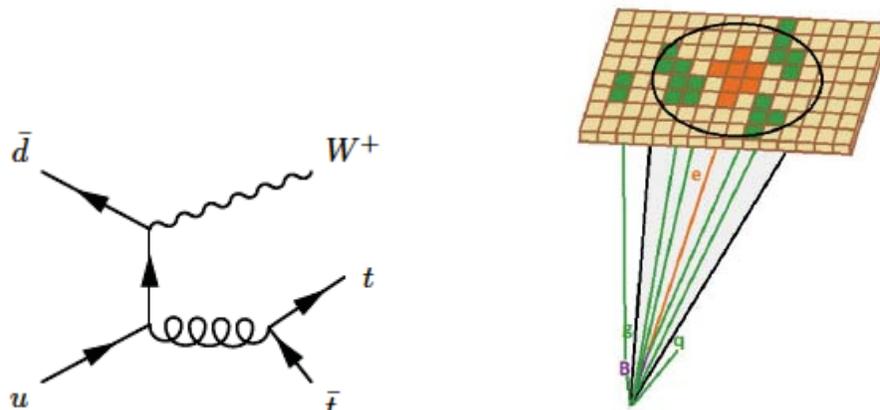


FIG. 3.2 – À gauche : processus $t\bar{t} + W$ pouvant donner lieu à deux leptons de même charge électrique (suite à la désintégration du quark top $t \rightarrow W^+b$) ou 3 leptons dans le cas où les 3 boson W se désintègrent leptoniquement et à droite : illustration d'un hadron B reconstruit comme un électron par le calorimètre.

réel» (ou *faux*) constitue le dernier type de bruit de fond à considérer. Celui-ci peut correspondre à un hadron identifié comme un lepton, tel qu'illustré à droite sur la fig. 3.2, provenir de la désintégration de quarks lourds ou de la conversion d'un photon (dans le cas d'un *faux* électron).

En résumé, ces trois types de bruits de fond ont tous la caractéristique d'imiter un signal SUSY en produisant soit deux leptons de même signe ou trois leptons, des jets et de l'énergie manquante. Il est donc nécessaire de bien estimer leur contribution respective puisque qu'elle servira de base afin de mesurer un excès lors de l'observation du nombre d'événements. La suite de cette section porte sur les méthodes utilisées pour estimer les bruits de fond et le processus de validation de ces estimations.

3.4.1 Méthodes d'estimation

L'estimation du bruit de fond provenant de processus du MS s'effectue à l'aide d'événements modélisés par simulation MC tel qu'expliqué dans la section 3.2. Puisque les processus comme $t\bar{t}+V$ et VV sont dominants, on définit des régions de validation

où la contribution de ce genre d'événements est significativement augmentées afin de bien vérifier les prédictions découlant des modèles MC. Les principales incertitudes systématiques associées à l'estimation de ces bruits de fond proviennent de la précision des simulations MC. Elles sont entre autres reliées à la calibration de l'échelle d'énergie des jets, la résolution de leur énergie, l'efficacité de l'algorithme d'identification des jets- b et les incertitudes sur la modélisation des sections efficaces théoriques. D'autres incertitudes systématiques plus théoriques tiennent aussi compte de la modélisation des distributions cinématiques lors des simulations MC. Plus de détails sur les systématiques associées à ce bruit de fond sont compris dans l'article (réf. [41]).

Les événements contenant un électron dont la charge est mal identifiée (référé à partir d'ici par le terme «électrons *flips*») sont dominés par les processus expliqués en fin de section 1.1.2, i.e. l'émission d'un photon Bremsstrahlung énergétique suivi de sa conversion en une paire électron-positron. Puisque la charge est déterminée en observant le sens de courbure de la trajectoire dans le détecteur interne, il est aussi possible que la charge d'un électron possédant un grande p_T soit mal identifiée étant donné que sa trace correspond presque à une ligne droite (grand rayon de courbure). Ces deux-cas sont illustrés sur la fig. 3.3.

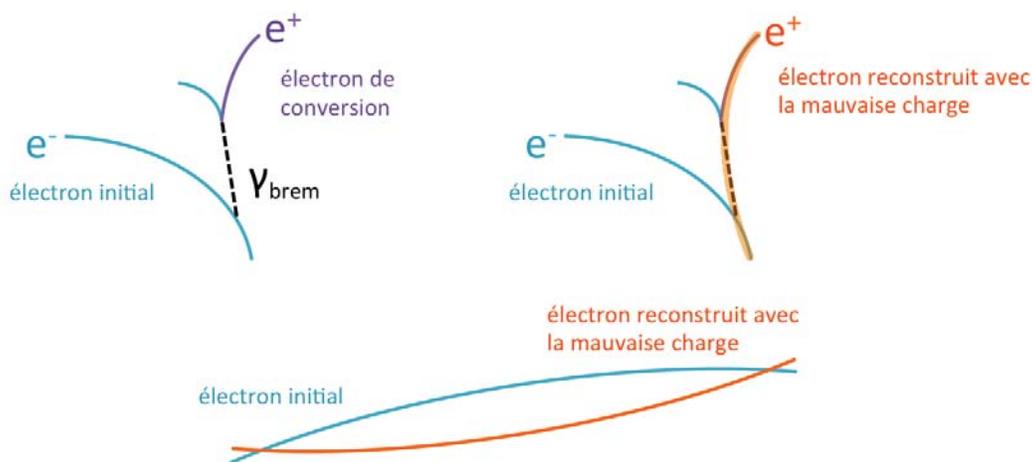


FIG. 3.3 – Processus menant à une erreur dans l'attribution de la charge d'un électron. Les diagrammes du haut montrent le cas où un électron de conversion est associé à l'électron principal et le diagramme du bas illustre le cas où la valeur élevée de p_T mène à une trace quasi-rectiligne et donc à une erreur dans l'identification de la charge électrique.

Ce bruit de fond est estimé en extrayant le taux (la probabilité) d'inversion de charge pour un électron dans des événements $Z \rightarrow ee$ provenant des données réelles en utilisant un processus d'ajustement de vraisemblance (*likelihood fit*). Les détails concernant l'extraction de ce bruit de fond ainsi que les incertitudes systématiques associées sont données au cours du chap. 4. À noter que dans le cas des muons, la probabilité d'effectuer une erreur lors de la mesure de la charge électrique est négligeable dans le régime d'énergie relatif à cette analyse.

Pour finir, le bruit de fond associé aux leptons non-réels (tels que des hadrons identifiés comme des leptons, des leptons venant de la désintégration de quarks lourds ou des électrons provenant de la conversion d'un photon) est estimé en utilisant la méthode de la matrice appliquée sur des données. Cette technique permet de relier via une matrice le nombre d'événements contenant des leptons réels ou non-réels avec le nombre d'événements contenant des leptons de type *signal* ou *candidat* (mais non *signal*), tel que défini dans la section 3.3. Cette matrice est composée des probabilités pour les leptons *candidats* réels ou non-réels de satisfaire les critères de *signal*. En mesurant ces probabilités dans différents échantillons (voir la section 5 de la réf. [41] pour plus de détails) et connaissant le nombre de leptons de type candidat/signal, il est possible d'extraire le nombre de leptons non-réels dans les régions de validation et de signal. Des incertitudes systématiques de 50-60% sont assignées aux probabilités pour les leptons *candidats* et non-réels de satisfaire aussi les critères de signal, afin de tenir compte des différences dans l'origine des leptons non-réels entre les régions de contrôle (utilisées pour mesurer ces probabilités) et de signal. Ceci mène à une incertitude de 18-21% sur le bruit de fond total selon les régions de signal.

3.4.2 Tests de validation

La dernière étape nécessaire au calcul du nombre d'événements associé aux différents bruits de fond consiste à valider l'exactitude de nos estimations. Pour ce

faire on observe la distribution de certaines variables discriminantes en comparant les données et le bruit de fond, tout en s’assurant de ne pas être contaminé par un signal quelconque. Les fig. 3.4a-c montrent par exemple le nombre de jets avec $p_T > 50$ GeV, le nombre de jets- b avec $p_T > 20$ GeV et l’impulsion transverse du lepton le plus énergétique, le tout après l’application du critère de deux leptons de même signe ou 3 leptons dans l’état final ainsi que les critères : $E_T^{miss} > 60$ GeV et $N_{jet}^{25} \geq 2$ pour les fig. 3.4a-b, un veto sur le nombre de b-jet et $80 < m_{ll} < 100$ GeV pour la fig. 3.4c. Les deux premières permettent de valider principalement le bruit de fond dû aux leptons non-réels (*faux leptons*) alors que la fig. 3.4c valide l’estimation pour les électrons *flips*. On remarque sur les trois histogrammes un bon accord entre données et bruit de fond.

Pour valider le bruit de fond irréductible provenant d’événements du MS, on définit 4 régions de validation en appliquant des critères spécifiques sur les mêmes variables que celles utilisées pour définir les régions de signal (voir le tab. 3.1). Pour certaines régions de validation, des coupures supplémentaires sont appliquées sur d’autres variables comme le nombre de leptons de type candidats, l’impulsion transverse des leptons ou la masse invariante des jets. Les valeurs utilisées pour déterminer ces régions de validation sont choisies de manière à obtenir des régions orthogonales aux régions de signal. Les fig. 3.1d et 3.1e,f présentent la distribution de m_{eff} pour les régions validant le bruit de fond dû respectivement aux processus VV et $t\bar{t} + V$. On remarque aussi un bon accord entre les données et l’estimation du bruit de fond, malgré une déviation de 1.5σ dans la région $t\bar{t} + V$ [41]. Finalement, il est possible de vérifier l’accord du bruit de fond avec les données dans des régions dont la cinématique est très proche des régions de signal en observant les distributions de E_t^{miss} , une variable essentielle pour isoler le signal. En observant les distributions à gauche de la ligne rouge sur les fig. 3.5a-d, i.e. avant l’application des critères sur E_t^{miss} , on remarque en effet un bon accord entre données et bruit de fond dans les quatre différentes régions près des régions de signal.

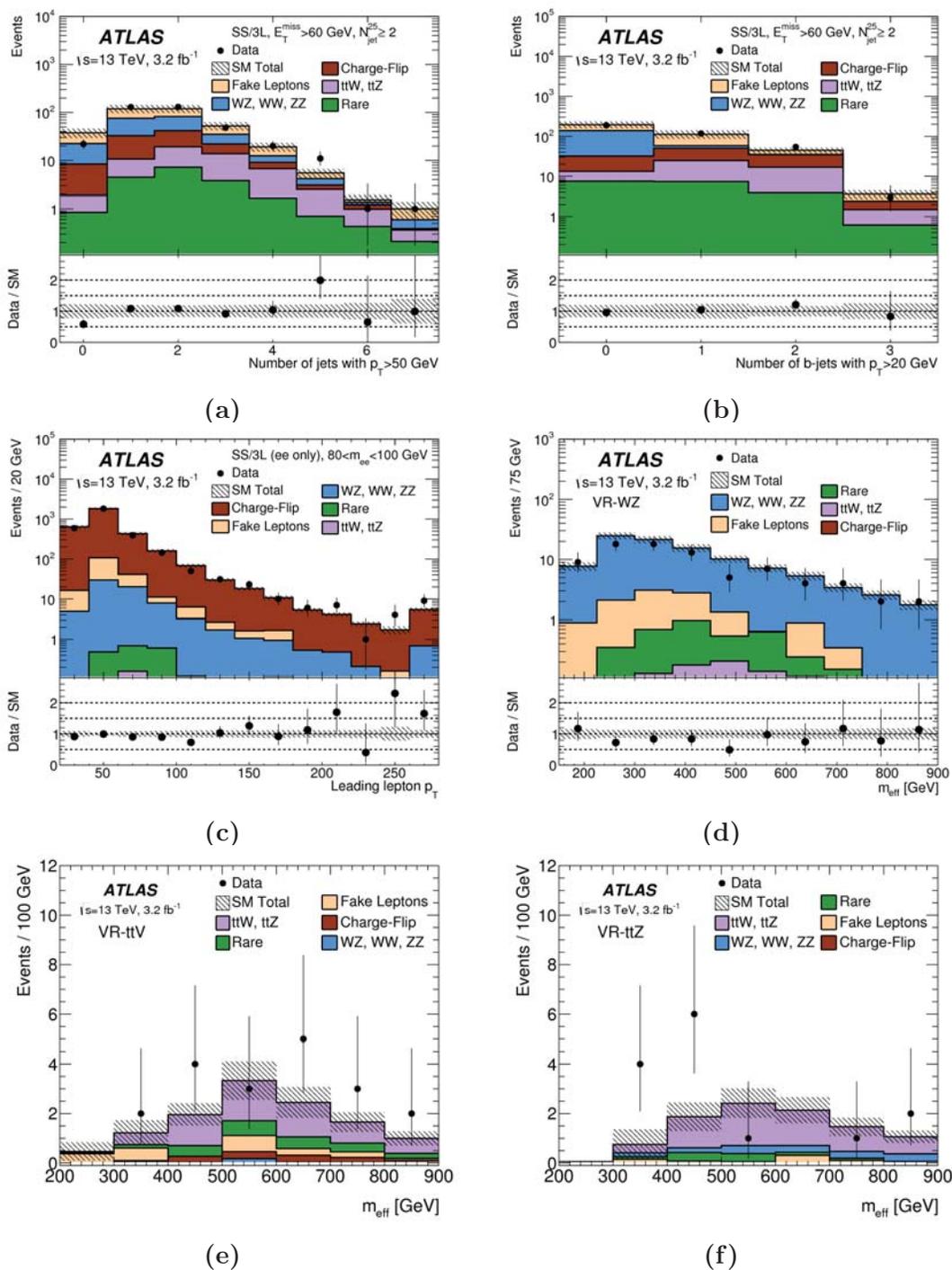


FIG. 3.4 – Distribution des variables cinétiques, après l'application du critère de deux leptons de même signe ou 3 leptons dans l'état final, tout en incluant (a,b) les critères $E_T^{miss} > 60$ GeV et $N_{jet}^{25} \geq 2$, (c) un veto sur le nombre de b-jet et $80 < m_{ll} < 100$ GeV et (d-f) distributions dans les régions de validation utilisées pour vérifier l'estimation du bruit de fond provenant du MS. Les incertitudes statistiques et systématiques sont comprises dans les bandes d'erreur. La catégorie «Rare» inclut le bruit de fond provenant des processus $t\bar{t}$ associés avec $h/WW/t\bar{t}$, ainsi que tZ , Wh , Zh et la production de tribosons [41].

3.5 Résultats et interprétation

Les distributions pour E_t^{miss} sont présentées à la fig. 3.5, où les sections à droite des lignes rouges montrent le nombre d'événements dans les quatre régions de signal considérées dans l'analyse, soit SR0b3j, SR0b5j, SR1b et SR3b. Chaque histogramme contient les données provenant du détecteur ATLAS, la contribution des différents bruits de fond énoncés dans la section précédente, leurs incertitudes systématiques et statistiques, ainsi que la distribution attendue des signaux SUSY associés aux scénarios de la fig. 3.1, soit $\tilde{g} \rightarrow qq\ell\ell\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{g} \rightarrow qqWZ\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{b}_1 \rightarrow tW\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$, dans l'ordre de présentation des figures.

Le nombre d'événements exact mesuré et prédit par les estimations du bruit de fond pour chaque région de signal est indiqué dans le tab. 3.2. On y remarque d'abord que les incertitudes correspondent à 22 – 34% du bruit de fond total selon la région de signal. Le principal bruit de fond est WZ dans SR0b3j et SR0b5j, alors que $t\bar{t}W$ domine dans SR1b, suivi de près par $t\bar{t}Z$, les leptons non-réels et le type «Rare». Ce dernier bruit de fond apporte la plus grande contribution dans SR3b, suivi par les électrons *flips*, $t\bar{t}Z$ et les leptons non-réels.

Lorsqu'on tente de détecter un excès, une importante quantité à mesurer est la valeur- p (de l'anglais *p-value*), qui dans cette étude est calculée en considérant l'hypothèse : «bruit de fond seulement», d'où la précision $s = 0$ dans le tab. 3.2. Avec cette hypothèse, la valeur- p représente la probabilité que l'excès observé soit uniquement dû à une fluctuation dans le bruit de fond du MS. Pour faire une découverte, cette valeur doit donc être très petite et la plus basse parmi les quatre régions de signal est $p(s = 0) = 0.04$, soit une déviation standard de 2.054σ ³, ce qui, par convention, n'est pas considéré significatif en physique des particules; les évidences nécessitant 3σ (valeur- $p = 2.7 \times 10^{-3}$) et les découvertes, 5σ (valeur- $p = 5.7 \times 10^{-7}$).

³Valeur obtenue à la déviation standard nécessaire pour couvrir $1 - 0.04 = 0.96$ de l'aire sous la courbe d'une gaussienne.

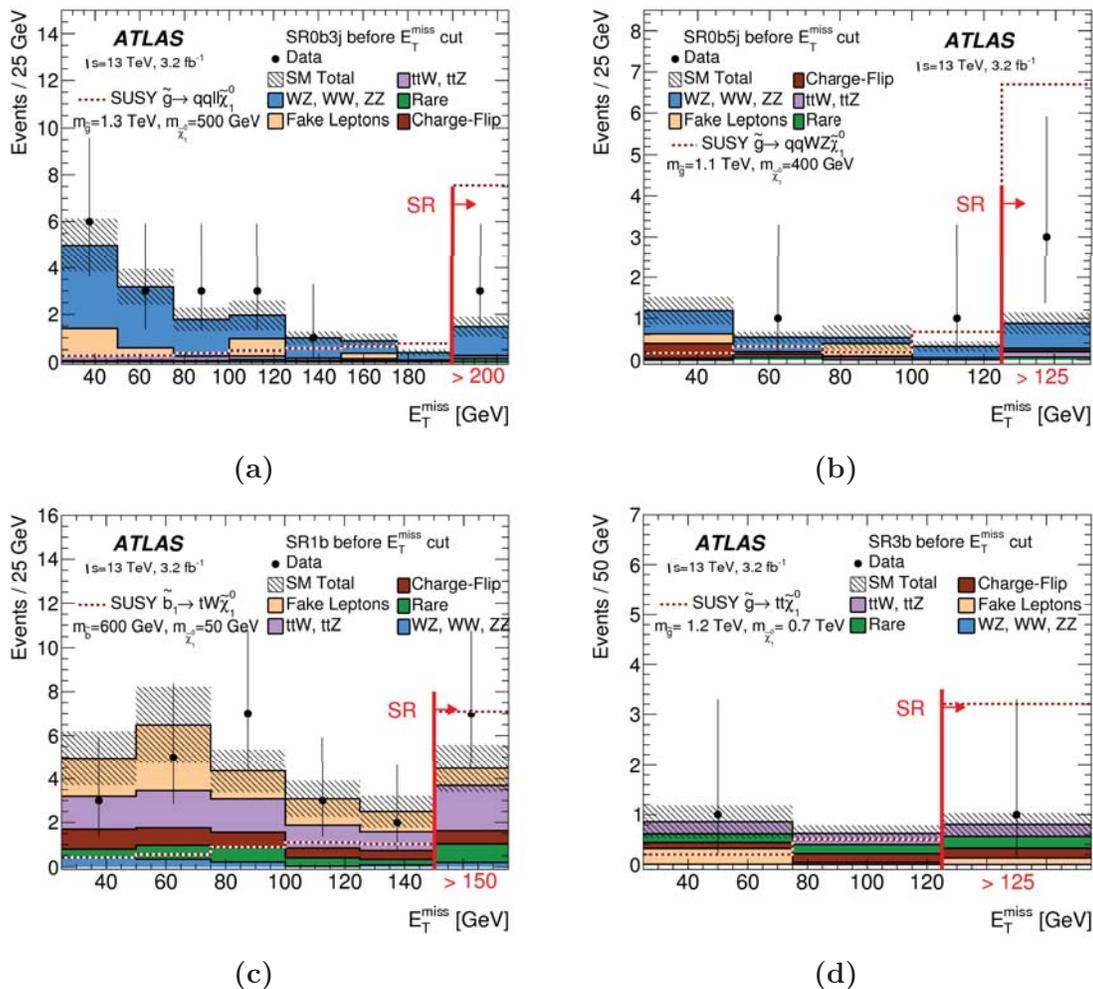


FIG. 3.5 – Distribution de l'énergie transverse manquante suite à l'application des critères de sélections associé aux régions de signal (a) SR0b3j, (b) SR0b5j, (c) SR1b et (d) SR3b, sauf le critère sur E_T^{miss} . Le résultat dans les régions de signal correspond au dernier intervalle. Les incertitudes statistiques et systématiques sont comprises dans les bandes d'erreur. La catégorie «Rare» inclus le bruit de fond provenant des processus $t\bar{t}$ associés avec $h/WW/t/t\bar{t}$, ainsi que tZ , Wh , Zh et la production de tribosons [41].

En l'absence d'écarts significatifs par rapport au MS, il est possible de calculer des limites supérieures sur la contribution de phénomènes au-delà du MS (ou BSM, de l'anglais *Beyond Standard Model*) aux régions de signal, en considérant les scénarios de la fig. 3.1. La dernière section du tab. 3.2 montre la limite sur le nombre d'événements BSM contribuant aux différentes région de signal, calculé en considérant un niveau de confiance de 95% et de manière indépendante pour chaque modèle. Le programme d'ajustement d'histogrammes *HistFitter* [61] utilise un test de ratio des profils de vraisemblance (*profile-likelihood-ratio test*) afin de calculer ces valeurs. La fonction *likelihood* correspond ici au produit de convolution d'une distribution Poisson de la densité de probabilité décrivant le nombre d'événements observés dans une région de signal donnée, multiplié avec une distribution Gaussienne représentant les incertitudes systématiques. Il est aussi possible de transformer cette limite en limite sur la section efficace visible du processus BSM en divisant le nombre d'événements par la luminosité intégrée totale de l'échantillon de données analysé. La section efficace visible est définie comme : $\sigma_{vis} = \sigma_{prod} \times A \times \epsilon = N_{BSM}/L$, soit le produit de la section efficace de production, l'acceptance et l'efficacité de reconstruction. Enfin, dans le tab. 3.2, les chiffres entre parenthèses sont les valeurs attendues en accord avec l'hypothèse selon laquelle les processus proviennent uniquement du MS et les incertitudes correspondent à une variation de $\pm 1\sigma$ sur la valeur attendue du MS.

Finalement, l'absence de tout excès permet aussi de déterminer des limites sur les masses possibles des superpartenaires compris dans les quatre modèles simplifiés. Dans ces modèles, la masse des particules SUSY n'intervenant pas est ajustée à une valeur très élevée et les rapports d'embranchement pour une chaîne de désintégration spécifique sont fixés à 100%. La fig. 3.6 présente les limites observées et attendues sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ en fonction de la masse du \tilde{g} ou du \tilde{b}_1 pour les quatre régions de signal associées aux quatre scénarios SUSY. Afin d'optimiser ces limites et pour vraiment considérer un scénario unique, on pose certaines contraintes sur la masse des particules SUSY intermédiaire dans la chaîne de désintégration, entre autres sur

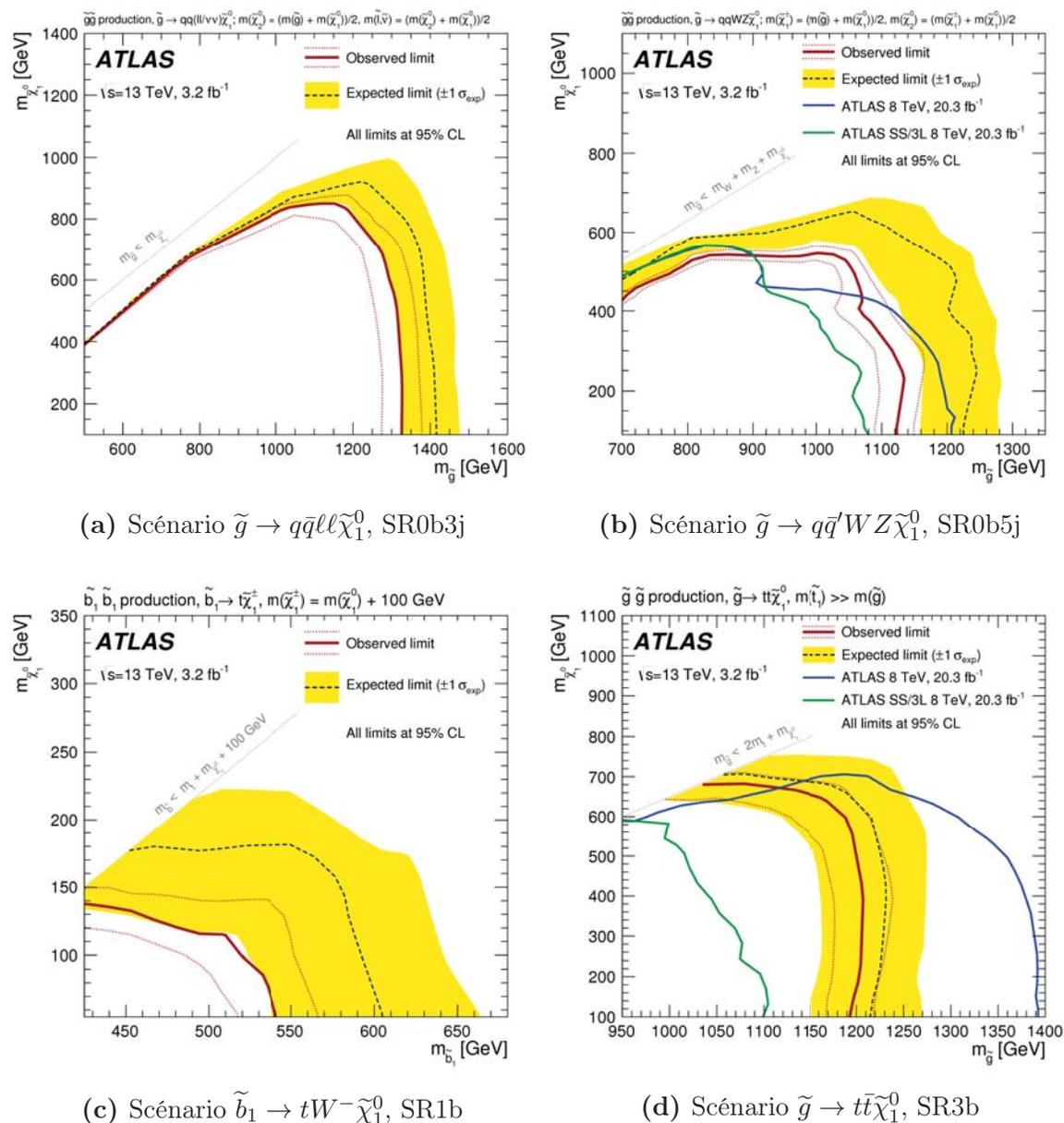


FIG. 3.6 – Limites d'exclusion observées (lignes rouges) et attendues (trait-tillés noirs) sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$, \tilde{g} et \tilde{b}_1 pour différents scénarios SUSY. La région de signal utilisée pour obtenir chaque limite est précisée pour chaque figure. Le contour jaune autour des limites attendues correspond à la variation de $\pm 1\sigma$ sur la section efficace visible alors que les points-tillés autour de la limite observée dénote le changement de cette limite obtenu suite à la variation de la section efficace nominale vers le haut et vers le bas, par un facteur équivalent à l'incertitude théorique. Les lignes diagonales montre la limite cinétique associée à la désintégration. [41].

	SR0b3j	SR0b5j	SR1b	SR3b
Observation	3	3	7	1
Bruit de fond total	1.5 ± 0.4	0.88 ± 0.29	4.5 ± 1.0	0.80 ± 0.25
$p(s = 0)$	0.13	0.04	0.15	0.36
Leptons non-réel	< 0.2	0.05 ± 0.18	0.8 ± 0.8	0.13 ± 0.17
Électrons <i>flips</i>	–	0.02 ± 0.01	0.60 ± 0.12	0.19 ± 0.06
$t\bar{t}W$	0.02 ± 0.01	0.08 ± 0.04	1.1 ± 0.4	0.10 ± 0.05
$t\bar{t}Z$	0.10 ± 0.04	0.05 ± 0.03	0.92 ± 0.31	0.14 ± 0.06
WZ	1.2 ± 0.4	0.48 ± 0.20	0.18 ± 0.11	< 0.02
$W^\pm W^\pm jj$	–	0.12 ± 0.07	0.03 ± 0.02	< 0.01
ZZ	< 0.03	< 0.04	< 0.03	< 0.03
<i>Rare</i>	0.14 ± 0.08	0.07 ± 0.05	0.8 ± 0.4	0.24 ± 0.14
$N_{BSM}^{obs}(N_{BSM}^{exp})$	$5.9(4.1^{+1.6}_{-0.8})$	$6.4(3.6^{+1.2}_{-1.1})$	$8.8(6.0^{+2.6}_{-1.6})$	$3.8(3.7^{+1.1}_{-0.5})$
$\sigma_{vis}^{obs}[fb]$	1.8	2.0	2.8	1.2

TABLEAU 3.2 – Nombre d'événements observés dans les données et attendu pour le bruit de fond dans les différentes régions de signal. La valeur de $p(s = 0)$ représente ici la probabilité d'obtenir un excès qui serait uniquement dû à des fluctuations du bruit de fond. La 2^e section du tableau montre la contribution des différents type de bruits de fond, où la catégorie «Rare» inclus le bruit de fond provenant des processus $t\bar{t}$ associés avec $h/WW/t/t\bar{t}$, ainsi que tZ , Wh , Zh et la production de tribosons. Le symbole «–» signifie que ce type de bruit de fond ne contribue pas du tout à cette région de signal. Les incertitudes des bruits de fond sont parfois corrélées et ne peuvent donc pas simplement s'additionner en quadrature pour former l'incertitude totale. La dernière section montre les limites supérieures sur le nombre d'événements BSM (N_{BSM}) et les sections efficaces visibles (σ_{vis}) dans les quatre régions de signal (voir le texte pour plus de détails) [41].

$\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\ell}$ et $\tilde{\nu}$, de même que \tilde{t}_1 . Ces contraintes sont spécifiées au-dessus de chaque graphique de la fig. 3.6. Tous les points de l'espace de phase situés sous les courbes sont exclus à 95% de niveau de confiance. À titre comparatif, les fig. 3.6b,d montrent l'ancienne limite calculée avec des données de 8 TeV d'énergie dans le centre-de-masse par l'analyse SS/3L, mais aussi la limite globale d'ATLAS qui combine différentes analyses SUSY. On remarque que pour certaines parties de l'espace des paramètres, les nouvelles limites à 13 TeV procurent une meilleure sensibilité, en particulier pour des masses élevées du $\tilde{\chi}_1^0$. Ce genre de comparaison n'est pas possible avec les figures 3.6a,c puisque les modèles y étant associés différent de ceux utilisés dans une pré-

cédente étude. La manière de construire ce genre de limites est de balayer chaque points de l'espace des paramètres et de calculer combien d'événements auraient dû être observés dans nos régions de signal étant donné ce couple de masse. Puisque aucun excès ne fut observé, il est possible de rejeter les points de l'espace qui en prédisent un, et ce, à 95% de niveau de confiance. En d'autres mots, toutes les valeurs au-dessus des courbes rouges sur la fig. 3.6 sont compatibles avec les résultats du tab. 3.2 et peuvent donc exister dans la nature.

Pour les modèles prédisant la désintégration du \tilde{g} en $\tilde{\chi}_2^0$ et sleptons (fig. 3.6a), la région de signal SR0b3j permet d'exclure $m_{\tilde{g}} \lesssim 1.3$ TeV pour un $\tilde{\chi}_1^0$ léger ainsi que $m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 850$ GeV pour $m_{\tilde{g}} \approx 1.1$ TeV. Pour le cas où le \tilde{g} va en $\tilde{\chi}_1^\pm$ puis en $\tilde{\chi}_2^0$ (fig. 3.6b), sondé par la région de signal SR0b5j, la limite atteint $m_{\tilde{g}} \approx 1.1$ TeV (pour un $\tilde{\chi}_1^0$ léger) et $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 550$ GeV pour $m_{\tilde{g}} \approx 1.0$ TeV. La région SR1b est utile pour poser les limites sur le scénario où le squark bottom se désintègre via un $\tilde{\chi}_1^\pm$ intermédiaire (fig. 3.6c) et celles-ci atteignent $m_{\tilde{b}_1} \approx 540$ GeV (avec un $\tilde{\chi}_1^0$ léger) et $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 140$ GeV considérant $m_{\tilde{b}_1} \approx 425$ GeV. Pour finir, la région de signal SR3b permet de poser des limites sur le modèle simplifié où le \tilde{g} se désintègre via un squark top virtuel. On trouve que les masses $m_{\tilde{g}} \lesssim 1.2$ TeV sont exclues pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 600$ GeV, de même que $m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 680$ GeV lorsque $m_{\tilde{g}} \approx 1.05$ TeV.

3.6 Sommaire

Cette recherche de Supersymétrie, utilisant des états finaux contenant 2 leptons de même charge électrique ou 3 leptons à 13 TeV, fut réalisée à l'aide des données récoltées par le détecteur ATLAS en 2015. Malgré le fait qu'aucun excès significatif n'ait été observé, des limites d'exclusion ont pu être placées sur la masse de certaines particules SUSY, apportant ainsi une amélioration significative aux résultats à 8 TeV. Puisqu'une grande partie de l'analyse repose sur l'identification de la charge des

leptons, il est primordial de s'assurer que la reconstruction des particules à travers le détecteur est faite adéquatement. Sachant que ce processus n'est pas parfait, i.e. qu'ATLAS assigne parfois une charge opposée à un électron, il est nécessaire de bien évaluer le nombre d'événements où ce genre d'erreur se produit, étant donné qu'il constitue un contaminant non-négligeable d'un signal SUSY. En réalité, ce bruit de fond ne fut pas très important dans cette analyse étant donné qu'une coupure à $|\eta| < 2.0$ était appliquée aux électrons, justement pour rejeter le plus possible les électrons *flips*. Néanmoins, en développant un meilleur outil d'élimination des électrons *flips* (tel que discuté au chap. 5), on pourrait repousser la coupure à $|\eta| < 2.5$ et ainsi augmenter l'acceptance du signal, ce qui du même coup améliorerait l'analyse. Malgré tout, l'estimation de ce bruit de fond fut essentielle dans cette analyse, permettant entre autres le calcul de nouvelles limites d'exclusion sur la masse des particules SUSY. Cette étape est mon principal apport à cette étude et correspond à la partie centrale de mes travaux de maîtrise. En ce sens, la prochaine section portera directement sur les méthodes utilisées afin d'extraire ce bruit de fond et les différents tests en découlant.

Chapitre 4

Mesure du bruit de fond des électrons *flips*

There are two possible outcomes: if the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery.

— Enrico Fermi

La mauvaise reconstruction de la charge électrique d'un lepton est une erreur expérimentale pouvant survenir lors de l'identification des particules. Tel que discuté dans le chap. 3, la mesure de la charge des leptons est importante dans les analyses physiques utilisant des états finaux avec des leptons de même signe et dans celles-ci, on associe l'erreur sur la charge à un bruit de fond, communément appelé le bruit de fond d'inversion de charge ou dû aux électrons *flips*. Tel qu'introduit dans les sections 1.1.2 et 3.4, les causes de l'inversion de charge sont associées à deux phénomènes, illustrés à la fig. 3.3, soit une association de l'électron initial avec un électron de charge électrique opposée provenant du processus combiné «Bremsstrahlung+conversion» et une erreur dans la mesure du rayon de courbure de la trace des électrons de très haute impulsion. Le premier étant dû au passage de l'électron dans un médium

quelconque, ici le détecteur interne d'ATLAS, le deuxième étant uniquement relié à un manque de précision dans la mesure de la courbure de la trace de l'électron. Ce genre de bruit de fond peut aussi survenir avec des muons, mais dû à leur faible section efficace d'interaction avec la matière, il est considéré comme négligeable dans cette analyse. De plus, le fait de reconstruire la trace des muons en utilisant des informations provenant du détecteur interne et du spectromètre à muons permet de diminuer les erreurs associées à la charge. Cela dit, après avoir abordé les méthodes d'extraction du taux d'inversion de charge, une quantité essentielle à la prédiction du nombre d'événements contenant un électron *flips*, ce chapitre présentera les résultats obtenus dans le cadre de l'application de cette technique pour l'analyse SS/3L.

4.1 Technique d'extraction

La méthode pour estimer le nombre d'événements contenant une paire d'électrons de même charge électrique (événements *de même signe*) nécessite la connaissance du taux d'inversion de charge, i.e. la probabilité que la charge de l'électron soit mal mesurée. De plus, cette technique est uniquement basée sur les données et n'utilise pas de simulations Monte Carlo. En connaissant les taux d'inversion de charge ξ_i , il suffit de sélectionner des événements avec une paire de leptons de charges opposées et de leur assigner le poids :

$$w_{flip} = \xi_1(1 - \xi_2) + (1 - \xi_1)\xi_2 , \quad (4.1)$$

avec $\xi_{1,2} = 0$ pour les muons et où les indices $i = 1, 2$ font référence aux deux électrons contenus dans une paire. Le premier terme de l'éq. 4.1 correspond au cas où l'électron 1 est mal identifié et l'électron 2 bien identifié, alors que le deuxième terme représente la situation inverse. Tel que discuté précédemment, le taux d'inversion

de charge dépend de l'impulsion transverse de la trace associée à l'électron (p_T) et de sa pseudorapacité (η) qui est directement reliée à la quantité de matériel croisé. Ainsi, on aura $\xi_i \rightarrow \xi(p_{T,i}, \eta_i)$. Pour tenir compte de ces dépendances, le poids w_{flip} est donc extrait en fonction de ces deux variables. L'avantage majeur qu'apporte cette méthode est de ne pas dépendre des simulations MC et de leurs incertitudes systématiques.

À cause du rayonnement Bremsstrahlung, l'impulsion des électrons mal identifiés sera légèrement inférieure à la normale. Le fait d'appliquer le poids w_{flip} à des événements contenant des leptons de charges opposées (bien identifiés) ne va donc pas reproduire de manière exacte l'allure des distributions d'électrons *flips* pour certaines variables fortement reliées à l'impulsion comme la masse invariante m_{ee} . Malgré tout, l'effet provenant de ce biais fut négligé dans l'analyse SS/3L puisqu'elle n'utilise pas ce genre de variables discriminantes.

4.1.1 Sélection des électrons

L'échantillon des données utilisé pour extraire les taux d'inversion de charge contient uniquement des événements de type $Z \rightarrow ee$, obtenus en appliquant le critère suivant sur la masse invariante des deux leptons les plus énergétiques de l'événement : $75 < m_{ee} < 100$ GeV. Pour définir les électrons, on applique les mêmes critères que ceux énoncés au chap. 3.3 en plus d'effectuer les étapes du test de chevauchement. Dans le cadre de l'analyse SS/3L, deux mesures différentes du taux d'inversion de charge sont nécessaires. La première, effectuée sur des électrons de *signal*¹, sert à calculer le bruit de fond nominal dû aux électrons mal identifiés et la seconde, calculée à partir d'électrons de type *candidat* (et ne passant pas les critères de *signal*) est utilisé lors de l'estimation du bruit de fond des leptons non-réels (*fake*). Les techniques d'extraction pour ces deux mesures sont décrites aux prochaines sec-

¹Voir la section 3.3 pour la définition des termes *signal* et *candidat*.

tions. La fig. 4.1 montre les distributions de masse invariante des paires *signal-signal* et *signal-candidat*, utilisées pour la sélection des événements lors de la première et deuxième mesure respectivement. Pour chacun des cas, on trouve la distribution des paires d'électrons de mêmes charges (SS) et de charges opposées (OS)². Pour le cas des électrons de type *candidat* (fig. 4.1b), un bruit de fond supplémentaire associé principalement aux électrons non-réels vient rehausser le niveau de la distribution de chaque côté du pic du Z (régions latérales) pour les données SS seulement, amenant ainsi encore plus de désaccord entre données et simulations, celles-ci ne contenant que $pp \rightarrow Z \rightarrow ee$. Pour connaître le nombre exact d'événements dans la région du Z , il est essentiel de soustraire ce niveau de bruit de fond dans les distributions et il en sera question à la section 4.1.4.

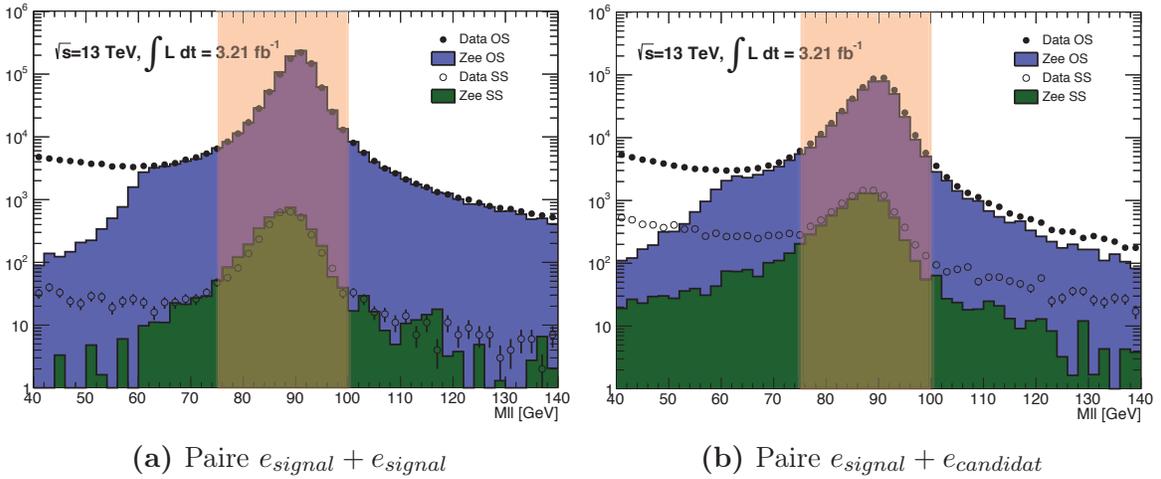


FIG. 4.1 – Distributions de la masse invariante (m_{ll}) des électrons de charges opposées (OS) et de même charge (SS) provenant des données (cercles) et des simulations MC (régions de couleurs) lorsque (a) les deux ou (b) seulement un des électrons satisfait les critères de *signal*. Le critère $75 < m_{ee} < 100$ GeV pour sélectionner des événements provenant du boson Z est aussi illustrée.

²L'écart entre les données et les simulations Monte Carlo produites avec le générateur Powheg+Pythia8, visible pour $m_{ee} \lesssim 60$ GeV, est simplement dû au fait que la création de paires d'électrons via un boson Z ($pp \rightarrow Z \rightarrow ee$) est le seul processus simulé. Par contre, à faibles valeurs de masse, les réactions de type Drell-Yan impliquant un photon virtuel vont dominer ($q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$), d'où le désaccord entre les distributions.

4.1.2 Méthode pour électrons de type *signal*

La première mesure du taux d'inversion de charge permet de déterminer le bruit de fond nominal associé aux électrons dont la charge est mal identifiées. Elle est réalisée en considérant des événements composés de deux électrons de type *signal* (selon la définition du chap. 3.3). Pour tenir compte des effets de la dépendance en (η, p_T) sur la mesure du taux d'inversion de charge, et puisque les électrons au sein d'une même paire ont généralement des propriétés cinétiques différentes, la technique la plus efficace est d'extraire simultanément pour tous les intervalles le taux d'inversion de charge en maximisant la fonction de vraisemblance suivante :

$$L(\{N_{\kappa}^{SS,obs}\}|\{\xi(\eta, p_T)\}) = \prod_{\kappa} \mathcal{P}(N_{\kappa}^{SS,obs}|N_{\kappa}^{SS,att}) , \quad (4.2)$$

où $\kappa = (\eta_1, p_{T,1}, \eta_2, p_{T,2})$ est la variable utilisée pour définir l'intervalle spécifique dans lequel se trouve chaque paire, intervalle correspondant à une combinaison unique de $(\eta_1, p_{T,1})$ et $(\eta_2, p_{T,2})$. Ici, on pose (arbitrairement) $p_{T,1} > p_{T,2}$ pour identifier les électrons au sein d'une même paire. La partie gauche de l'équation signifie que la fonction de vraisemblance L dépend de l'ensemble d'événements de même signe observés $\{N_{\kappa}^{SS,obs}\}$ pour tous les κ possibles étant donné un certain ensemble $\{\xi(\eta, p_T)\}$ de taux d'inversion de charge couvrant aussi toutes les valeurs de κ . À droite, on voit que cette fonction de vraisemblance correspond au produit sur tous les intervalles κ de la probabilité de Poisson du nombre observé d'événements de même signe étant donné le nombre d'événements de même signe attendus. Cette probabilité peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathcal{P}(N_{\kappa}^{SS,obs}|N_{\kappa}^{SS,att}) = \frac{(N_{\kappa}^{SS,att})^{N_{\kappa}^{SS,obs}} e^{-N_{\kappa}^{SS,att}}}{N_{\kappa}^{SS,obs}!} , \quad (4.3)$$

où le nombre d'événements de même signe attendu est calculé en prenant le

produit du poids défini à l'éq. 4.1 et du nombre total d'événements observés, peu importe la charge des électrons :

$$N_{\kappa}^{SS,att} = w_{flip}(\xi(\eta_1, p_{T,1}), \xi(\eta_2, p_{T,2})) \times N_{\kappa}^{OS+SS,obs} . \quad (4.4)$$

En bref, l'éq. 4.2 permet de mesurer la vraisemblance d'observer un certain nombre d'événements de même signe dans le cas où les taux d'inversion de charge prennent une valeur X . En associant les $\xi(\eta, p_T)$ à des paramètres libres, le processus va donc tenter de maximiser cette vraisemblance et une fois le maximum atteint, va conserver les valeurs obtenues de $\xi(\eta, p_T)$ dans chaque intervalle comme valeur officielle. Les incertitudes statistiques sur les taux d'inversion de charge sont calculés automatiquement par la routine de maximisation en prenant la racine carrée des éléments diagonaux de la matrice de covariance, matrice obtenue en inversant le négatif de la matrice hessienne. Cette dernière correspond à la dérivée seconde du logarithme de l'éq. 4.2 par rapport à ses paramètres. Ceux-ci correspondent au nombre d'événements de même signe observés, i.e. l'ensemble suivant : $\{N_{\kappa}^{SS,obs}\} = \{N_{\kappa=0}^{SS,obs}, N_{\kappa=1}^{SS,obs}, \dots, N_{\kappa=n}^{SS,obs}\}$, pour n nombre d'intervalles.

4.1.3 Méthode pour électrons de type *candidat*

La seconde mesure est utile lors de l'estimation du bruit de fond provenant des leptons non-réels (leptons *fake*), procédure qui utilise un échantillon de contrôle de paires de leptons de même signe. On s'en sert afin d'apporter une correction pour tenir compte de la contribution des électrons *flips* aux leptons non-réels. Puisque cette méthode implique de connaître le nombre d'électrons de type *candidat*, il est nécessaire d'extraire le taux d'inversion de charge pour ce type d'électrons. Plutôt que d'appliquer l'éq. 4.2 sur des paires d'électrons de type *candidat*, ce qui introduirait une grande quantité de bruit de fond parasite aux événements $Z \rightarrow ee$, on utilise

des paires formées d'un électron de *signal* et d'un électron *candidat*. Ceci aura pour effet d'augmenter la pureté des paires sélectionnées et d'améliorer la statistique. On introduit donc la variable $\bar{\xi}$, représentant la probabilité d'obtenir une erreur dans la mesure de la charge d'un électron qui échoue les critères de *signal* (ou taux d'inversion de charge pour électrons de type *candidat*). Les expressions pour la fonction de vraisemblance (éq. 4.2) et le nombre d'événements de même signe attendu (éq. 4.4) doivent aussi être modifiées pour tenir compte de la différence entre les deux électrons d'une paire :

$$L(\{N_{\kappa}^{SS,obs}\}|\{\xi(\eta_1, p_{T,1})\}, \{\bar{\xi}(\eta_2, p_{T,2})\}) = \prod_{\kappa} \mathcal{P} \left(N_{\kappa}^{SS,obs} | \bar{N}_{\kappa}^{SS,att} \right) \times G(\xi(\eta_1, p_{T,1}), \hat{\xi}, \hat{\sigma}), \quad (4.5)$$

$$\bar{N}_{\kappa}^{SS,att} = w_{flip}(\xi(\eta_1, p_{T,1}), \bar{\xi}(\eta_2, p_{T,2})) \times N_{\kappa}^{OS+SS,obs}, \quad (4.6)$$

où l'indice 1 (2) réfère cette fois à l'électron de type *signal* (*candidat*). La maximisation de l'éq. 4.5 permet d'évaluer en une seule étape les taux d'inversion de charge pour les électrons de type *candidat* et de type *signal*. Puisque la séparation en intervalle (η, p_T) est la même pour les deux types et que la paire d'électrons contient maintenant une asymétrie, le nombre de paramètres libres à considérer dans le processus est doublé ainsi que le nombre de termes formant le produit de l'éq. 4.5. De ce fait, la convergence de l'optimisation sera beaucoup moins stable que pour la technique de la section 4.1.2 et les incertitudes statistiques beaucoup plus grandes. C'est pourquoi on va tout de même conserver la méthodologie «en 2 étapes» pour obtenir les taux d'inversion de charge des électrons, méthode consistant à utiliser l'éq 4.2 pour le taux d'inversion de charge des électrons de *signal* et l'éq 4.5 pour les taux des électrons de type *candidat* (en ne tenant pas compte des taux pour électrons de *signal* produits à cette étape). De plus, on remarque que la fonction de vraisemblance

de l'éq. 4.5 contient un nouveau terme Gaussien $G(\xi(\eta_1, p_{T,1}), \xi_T, \sigma_T)$, défini comme :

$$G(\xi(\eta_1, p_{T,1}), \hat{\xi}, \hat{\sigma}) = \exp \left[-\frac{(\xi(\eta_1, p_{T,1}) - \hat{\xi})^2}{2(\hat{\sigma})^2} \right], \quad (4.7)$$

où $\xi(\eta_1, p_{T,1})$ est le paramètre libre associé au taux d'inversion de charge calculé pour l'électron de type *signal*, $\hat{\xi}$ est le taux calculé précédemment avec la technique de la section 4.1.2 qui correspond au même intervalle que $\xi(\eta_1, p_{T,1})$ et $\hat{\sigma}$ est l'incertitude statistique associée à $\hat{\xi}$. L'ajout de ce terme permet de tenir compte des incertitudes des taux d'inversion de charge nominaux lors de l'estimation des taux pour les électrons de type *candidat* en plus de contraindre strictement les valeurs possibles des paramètres $\xi(\eta_1, p_{T,1})$, facilitant ainsi la convergence de l'optimisation. Il a été démontré que l'ajout de ce terme ne change pas significativement la valeur des taux d'inversion de charge ou leurs incertitudes, son usage étant donc uniquement de faciliter l'optimisation de la fonction de vraisemblance. Finalement, la maximisation du produit de l'éq. 4.2 et de l'éq. 4.5 a été étudiée dans l'optique de pouvoir optimiser les paramètres pour électrons de *signal* et de type *candidat* au cours d'une unique étape d'optimisation. Les résultats obtenus avec seulement 1.7 fb^{-1} ont montré une grande instabilité dans le processus de minimisation. Lors de l'étude, la faible quantité de données utilisée pour effectuer ce test fut une piste mise de l'avant pour expliquer ces instabilités. Dans l'optique de publier des résultats robustes avec l'analyse de 2015, ces tests ne furent pas reproduits avec l'échantillon de données de 3.2 fb^{-1} , par préférence pour la procédure classique «en 2 étapes» qui donnaient des résultats plus stables et fiables. Par contre la maximisation du produit de l'éq. 4.2 et de l'éq. 4.5, permettant d'extraire les deux types de mesure, pourra de nouveau être considéré dans une future analyse où plus de données seront disponibles.

4.1.4 Soustraction du bruit de fond

Pour connaître le nombre d'événements réels dans la région du Z ($75 < m_{ee} < 100$ GeV), il est nécessaire d'y soustraire la contribution des événements de bruit de fond pouvant survenir³. Ces événements sont des processus donnant lieu à une paire d'électrons autre que celle provenant de la désintégration du boson Z . La présence d'un électron *fake* parmi ceux de l'état final en est un exemple. La technique de l'extrapolation linéaire de la distribution de masse invariante des régions latérales (i.e. de chaque côté du pic du Z) est utilisée pour soustraire ce bruit de fond. Le nombre d'événements observés dans les régions $50 < m_{ee} < 75$ GeV et $100 < m_{ee} < 125$ GeV est d'abord mesuré et on utilise ensuite leur moyenne pour corriger le nombre d'événements présents dans la région centrale. C'est ce nombre d'événements corrigé qui est utilisé dans les éq. 4.2-4.6. Les valeurs de masse invariante utilisées pour définir les régions de la distribution sont déterminées pour maximiser le nombre d'événements dans la région centrale. Pour éviter que ce choix de valeurs apporte un biais dans nos mesures, on définit des incertitudes systématiques en faisant varier les dimensions des régions latérales et centrale (voir section 4.2.2 pour plus de détails).

4.2 Résultats

4.2.1 Taux d'inversion de charge mesurés

Les taux d'inversion de charge mesurés dans les données et dans les simulations sont présentés à la fig. 4.2. Même si uniquement les mesures prises dans les vraies données seront utilisées dans l'analyse SS/3L, on calcule tout de même des taux d'inversion de charge à l'aide de simulation MC afin de vérifier la capacité de la

³Cette étape est uniquement utile lors de l'analyse des données provenant du détecteur et non pas lors de l'analyse des données simulées par processus MC.

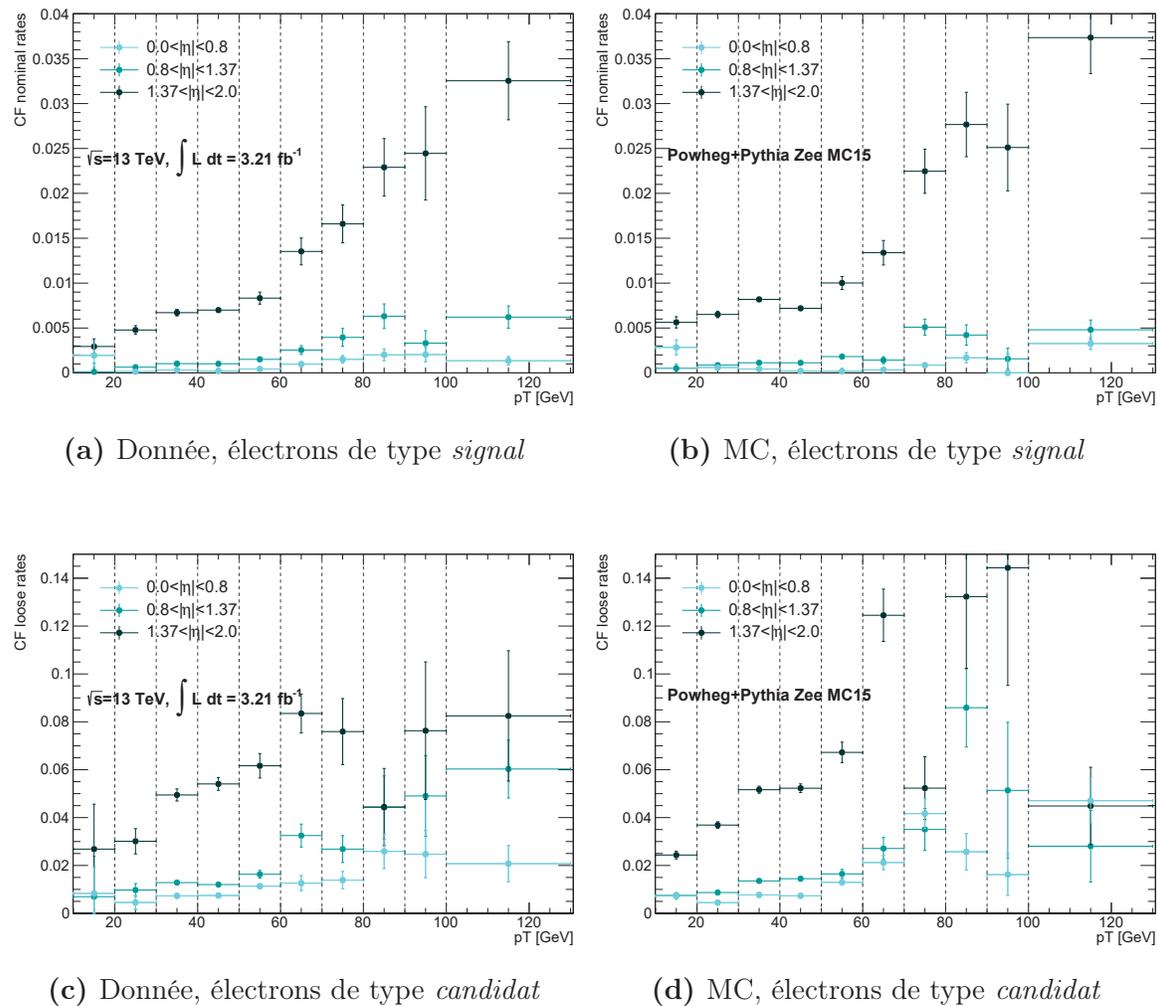


FIG. 4.2 – Taux d’inversion de charge mesurés en fonction de l’impulsion transverse de la trace des électrons et pour 3 différents intervalles de pseudorapidité : $0.0 < |\eta| < 0.8$, $0.8 < |\eta| < 1.37$ et $1.37 < |\eta| < 2.0$ (excluant la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). Les mesures correspondent aux électrons provenant (a) des données ou (b) des simulations et passant les critères de *signal* (*CF nominal rate*), et aux électrons provenant (c) des données ou (d) des simulations et ne passant pas les critères de *signal* (*CF loose rate*). Les incertitudes statistiques et systématiques sont incluses dans les barres d’erreur.

simulation du détecteur ATLAS de simuler le processus d'erreur de détermination de charge.

Les fenêtres d'intervalles utilisées dans le cadre de ces mesures sont $\{10-20, 20-30, 30-40, 40-50, 50-60, 60-70, 70-80, 80-90, 90-100, 100-7000\}$ GeV selon p_T et $\{0.0-0.8, 0.8-1.37, 1.37-2.0\}$ selon $|\eta|$, ce qui donne lieu à 30 mesures de taux d'inversion de charge. Tel qu'indiqué au chap. 3, les résultats sont donc extraits à partir d'un échantillon de données avec une luminosité intégrée de 3.2 fb^{-1} . Les simulations $Z \rightarrow ee$ sont quant à elle produites à l'aide du générateur Powheg+Pythia8. Les taux d'inversion de charge dans les données présentent pour la mesure nominale du bruit de fond (fig. 4.2a) vont jusqu'à 0.7% dans la région du baril ($|\eta| < 1.37$) et jusqu'à environ 3.3% dans les régions avancées du détecteur ($|\eta| > 1.37$). Pour les électrons de type *candidat* (fig. 4.2c), les taux d'inversion de charge sont généralement plus élevés et atteignent 5-6% dans la région du baril et 8-9% pour les régions à haut $|\eta|$. Les résultats de la fig. 4.2 contiennent les incertitudes statistiques, calculés lors du processus d'optimisation, et les incertitudes systématiques. L'estimation de ces dernières est présentée dans la prochaine section.

Les mesures effectuées par simulation MC (fig. 4.2b,d), seulement utiles afin d'y comparer les valeurs extraites dans les données, sont obtenues en appliquant exactement la même méthode que celle décrite depuis le début de ce chapitre, excepté l'étape de soustraction du bruit de fond dans les distributions $Z \rightarrow ee$ qui est seulement nécessaire lorsqu'on utilise les données. L'accord entre données et MC est relativement bon, en particulier pour les mesures nominales, et ce, malgré quelques désaccords à haut η pour $p_T > 60$ GeV dans les mesures pour électrons de type *candidat*.

4.2.2 Incertitudes systématiques

La plus importante source d'incertitudes sur les taux d'inversion de charge proviennent de la présence de bruit de fond dans les distributions $Z \rightarrow ee$, et de la manière dont celui-ci est estimé et soustrait. Ces incertitudes systématiques, inhérentes à la méthode décrite à la section 4.1.4, sont évaluées en reproduisant les mêmes étapes d'extraction du taux d'inversion de charge mais en variant la largeur des régions latérales et/ou centrale dans la distribution de m_{ee} utilisée pour l'étape de soustraction du bruit de fond. Les différentes configurations utilisées sont présentées dans le tab. 4.1.

Configuration	Région centrale [GeV]	Largeur des régions latérales [GeV]
1	$75 < m_{ee} < 100$	–
2	$75 < m_{ee} < 100$	20
3	$75 < m_{ee} < 100$	25
4	$75 < m_{ee} < 100$	30
5	$80 < m_{ee} < 110$	25

TABLEAU 4.1 – Configurations de la largeur de la bande centrale dans la distribution de m_{ee} , utilisé pour la mesure du taux d'inversion de charge, et des bandes latérales, utilisées pour la soustraction du bruit de fond, afin de calculer les incertitudes systématiques. La configuration 3 correspond à la mesure nominale du taux d'inversion de charge.

Afin d'établir les incertitudes systématiques, on calcule la différence entre les taux d'inversion de charge obtenus grâce à différentes configurations. L'option 3 correspond à la mesure nominale et celle-ci sera comparée aux quatre autres configurations afin d'obtenir 4 différentes erreurs systématiques. L'effet d'appliquer ou non la soustraction du bruit de fond est évalué en comparant les scénarios 1 vs. 3. L'impact de la largeur de la bande centrale utilisée pour effectuer les mesures est étudié en comparant les configurations 3 vs. 5, alors que l'effet de la largeur des régions latérales, les bandes utilisées pour soustraire le bruit de fond, est vérifié en comparant les confi-

gurations 2 vs. 3 (effet d'une bande plus étroite) et 3 vs. 4 (effet d'une bande plus large). Les fig. A.1, A.2 et A.3 présentées à l'ann. A montrent les valeurs de taux d'inversion de charge associées à chaque configurations pour différents intervalles de p_T et η . Ces 4 effets sont comparés les uns avec les autres et dans chaque intervalle (η, p_T) , on choisit la valeur qui démontre la plus grande déviation avec la mesure nominale représentée par les points noirs sur les fig. A.1-A.3.

Les résultats pour les incertitudes systématiques dans chaque intervalle sont présentés sur la fig. 4.3, pour les électrons qui satisfont les critères de *signal* (histogramme du haut) et pour ceux qui ne les passent pas (histogramme du bas). Dans le premier cas, les incertitudes varient généralement entre 1% et 20%, excepté pour quelques intervalles à faible p_t ou la statistique plus faible influe beaucoup sur les procédures de soustraction de bruit de fond, apportant des incertitudes de $> 50\%$ pour ces intervalles. Dans le cas des électrons ne passant pas les critères de *signal*, la valeur des systématiques joue entre 2% et 25% dépendant des intervalles. Encore une fois les erreurs pour $p_T < 20$ GeV sont $> 50\%$ dû à la faible statistique. Les incertitudes $> 100\%$, présentent dans les intervalles $p_T < 20$ GeV et dues à une faible statistique, pourraient sembler problématiques à première vue, mais étant donné que l'analyse considère uniquement les événements contenant au moins deux leptons de $p_T > 20$ GeV, ces fluctuations statistiques n'influent pas sur les résultats de l'analyse SS/3L et ne furent pas étudiées plus en détails. À ce sujet, les résultats de l'analyse de 2016 utilisant un plus grande statistique ($13.2 fb^{-1}$) montrent des incertitudes systématiques plus faibles et plus réalistes [42].

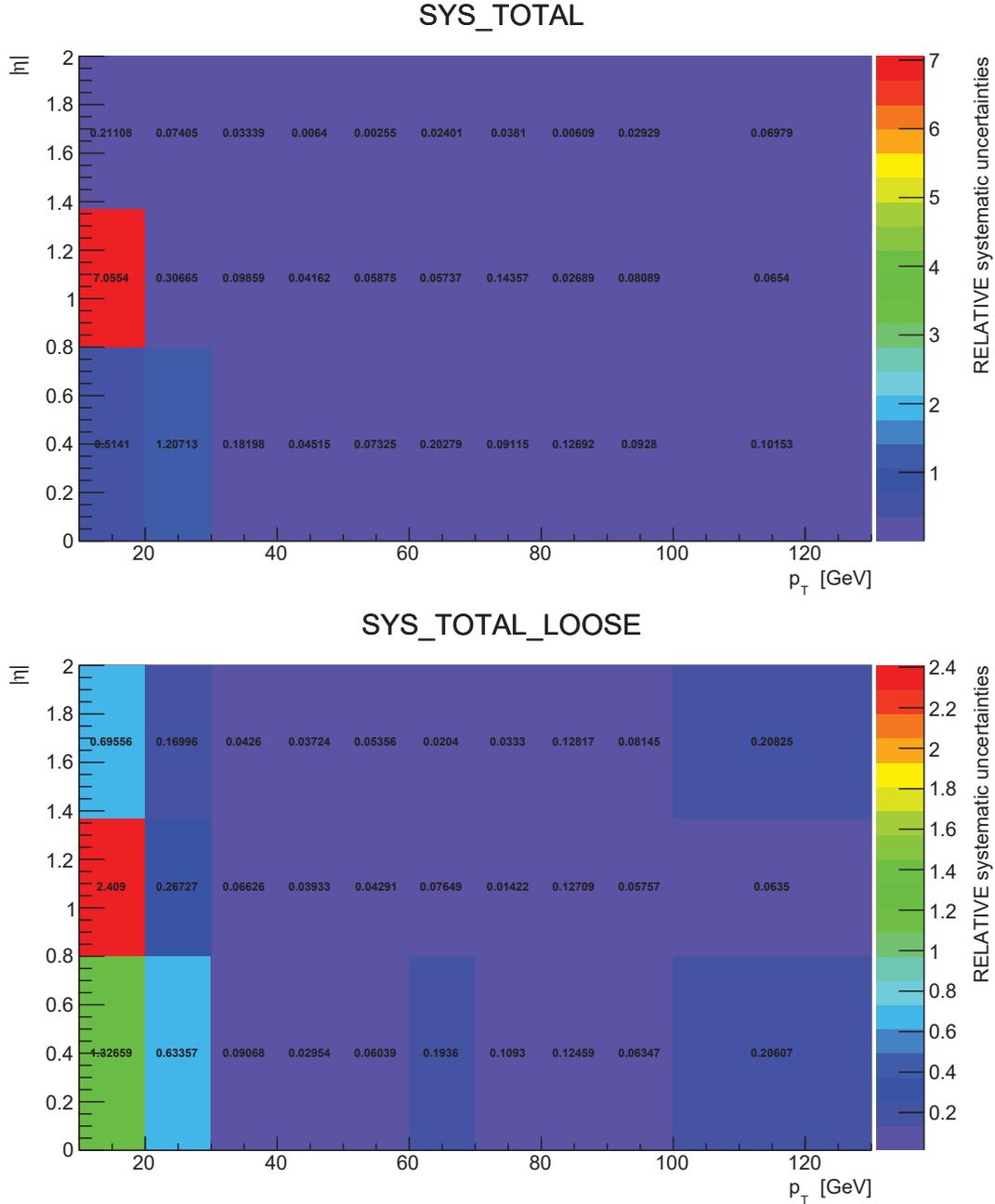


FIG. 4.3 – Incertitudes systématiques évaluées dans chacun des intervalles en prenant la plus grande déviation entre la mesure nominale du taux d’inversion de charge nominal et les mesures prises selon différentes configurations des paramètres de la soustraction du bruit de fond présentées dans le tab. 4.1, pour les électrons satisfaisant les critères de *signal* (histogramme du haut) et ne les satisfaisant pas (histogramme du bas).

4.2.3 Nombre d'événements dans les régions de signal

Une fois que les taux d'inversion de charge sont bien estimés grâce à la méthode basée sur les données décrite plus tôt dans cette section, la prochaine et dernière étape est d'estimer le nombre d'événements contenant une paire d'électrons de même charge (événements *SS*). Pour ce faire, on choisit des événements contenant une paire d'électrons de charge opposée (événements *OS*) respectant certains critères spécifiques aux régions de validation ou de signal dans lesquelles on veut extraire le nombre d'événements *SS*. Chaque événement *OS* satisfaisant ces critères se verra assigner un poids en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité de ses deux électrons. Par exemple, si pour un intervalle spécifique on a : $\kappa = (\eta_1, p_{T,1}, \eta_2, p_{T,2}) = (\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2)$, le poids dans l'éq. 4.1 prendra la forme :

$$w_{flip}(\kappa) = \xi_1(\alpha_1, \beta_1) [1 - \xi_2(\alpha_2, \beta_2)] + [1 - \xi_1(\alpha_1, \beta_1)] \xi_2(\alpha_2, \beta_2) , \quad (4.8)$$

où les $\xi \rightarrow \bar{\xi}$ lorsque l'on mesure le taux d'inversion de charge pour les électrons de type *candidate*. Ce poids multiplie le nombre d'événements contenant une paire d'électrons de charge opposée dans le même intervalle κ . Le nombre total d'événements *SS* se calcule en sommant les contributions de tous les intervalles κ :

$$N_{SS} = \sum_{\kappa} N_{OS}(\kappa) \times w_{flip}(\kappa) \quad (4.9)$$

calculant pour chacun des intervalles le poids $w_{flip}(\kappa)$ de l'éq. 4.8. Les résultats obtenus dans les régions de validation de l'analyse *SS/3L* sont illustrés à la fig. 3.4 et la fig. 3.5 pour les régions de signal. Le nombre d'événements par région de signal est aussi mentionné dans une des lignes du tab. 3.2. Afin de résumer ces résultats, le tab. 4.2 présente les résultats pour le nombre d'événements associés au bruit de fond des électrons *flips* (N_{SS}) pour les régions de validation et de signal obtenus lors de

l'analyse SS/3L de 2015 ainsi que leur ratio par rapport au bruit de fond total.

Régions de validation				
	VR-WW	VR-WZ	VR-ttV	VR-ttZ
N_{SS}	0.26 ± 0.05	–	1.14 ± 0.15	–
N_{SS}/N_{TOT}	7.6%	–	9.4%	–
Régions de signal				
	SR0b3j	SR0b5j	SR1b	SR3b
N_{SS}	–	0.02 ± 0.01	0.60 ± 0.12	0.19 ± 0.06
N_{SS}/N_{TOT}	–	2.3%	13.3%	23.8%

TABLEAU 4.2 – Nombre d'événements du bruit de fond associé aux électrons dont la charge est mal identifiée dans les différentes régions de validation et de signal de l'analyse SS/3L de 2015 discuté au chap. 3, ainsi que leur ratio par rapport au nombre d'événement de bruit de fond total dans chaque région. Les incertitudes contiennent les incertitudes statistiques et systématiques [41].

Pour résumer, ce chapitre a présenté la méthode utilisée pour l'extraction du bruit de fond dû aux électrons dont la charge est mal identifiée par le détecteur ATLAS, un bruit de fond particulièrement important dans les analyses cherchant de la nouvelle physique à l'aide d'états finaux formés de leptons de même charge électrique. Ces techniques furent optimisées afin d'estimer avec la plus grande précision possible, le nombre d'événements pouvant contaminer, par exemple, un signal SUSY. Cela dit, tel qu'indiqué en début de section 3.4, ce bruit de fond est réductible, i.e. que son effet pourrait être diminué si la reconstruction des particules par les algorithmes d'ATLAS était améliorée ou si nous étions capable de différencier les électrons *flips* des bons électrons. En d'autres mots, ce genre de bruit de fond n'existerait pas si nous utilisions un détecteur parfait. Puisque ce n'est évidemment pas le cas, il peut donc être intéressant de mieux comprendre les caractéristiques des électrons mal identifiés afin de pouvoir les rejeter de nos analyses physiques. Ce sujet, correspondant au dernier volet de mes travaux de maîtrise, est traité en détail au chapitre suivant.

Chapitre 5

Étude de l'élimination des électrons *flips*

*The good thing about science is that it's true
whether or not you believe in it.*

— Neil deGrasse Tyson

Bien qu'il soit important, d'une part, de mesurer adéquatement la contribution des électrons *flips* au bruit de fond total d'une analyse physique, il peut être intéressant, d'autre part, de mieux comprendre les processus de reconstruction et d'assignation de la charge électrique pour les rendre plus performants. De cette manière, il serait possible de réduire significativement les probabilités de se tromper dans la mesure de la charge. Ultimement, ce genre d'étude permettrait d'éliminer, en totalité ou en partie, les événements associés à ce bruit de fond. Le but du dernier volet de mes travaux de maîtrise est donc de développer un outil dont pourrait bénéficier les utilisateurs d'ATLAS afin de réduire le bruit de fond provenant des électrons *flips* dans leur analyse. En plus de l'analyse SS/3L (présentée au chap. 3) qui fait partie du groupe de recherche sur la Supersymétrie, cet outil servirait à d'autres analyses pour lesquelles ce bruit de fond peut devenir très important, comme entre autres ceux étudiant les phénomènes du Modèle Standard (p. ex. $W^\pm W^\pm jj$ [62]), le quark

top (p. ex. $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ [63]), le boson Higgs (p. ex. $t\bar{t}H$ [64]) ou les phénomènes de physique exotique au-delà du MS (p. ex. quarks de 4^e génération [65, 66]).

Tel qu'expliqué à maintes reprises dans ce mémoire (voir sections 1.1.2 et 3.4), la mauvaise identification de la charge des électrons dépend de la reconstruction de sa trace dans le détecteur interne. Ce processus utilise une série de variables afin d'associer la meilleure trace à un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique et l'optique de ce projet est de se servir de ces variables afin de discriminer les électrons dont la charge a été mal identifiée. Par exemple, la variable d'impact transversal d_0 pourrait être une bonne variable pour séparer les électrons *flips* des électrons bien identifiés. En effet, cette variable correspond à la distance dans le plan $x - y$ entre la trace d'un électron et le vertex principal. Dans le cas des électrons *flips*, la trace de l'électron provenant de la conversion d'un photon Bremsstrahlung aura tendance à être plus loin du vertex principal que la trace de l'électron initial. Une autre variable pouvant apporter un fort pouvoir discriminant est le rapport E/p , soit le ratio entre l'énergie déposée par un électron dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion de la trace associée. Puisque la radiation de photons Bremsstrahlung et d'électrons de conversion aura pour effet de faire varier ces deux quantités, on s'attend à des comportements très différents pour les distributions d'électrons bien et mal identifiés. Enfin, la pseudorapidité η peut aussi servir à rejeter les électrons *flips*, puisque la quantité de matériel est plus importante à haut $|\eta|$ que pour des faibles valeurs. Par contre, celle-ci ne peut être utilisée par toutes les analyses puisque cela peut amener un biais étant donné la dépendance de certains processus physiques sur $|\eta|$. Les désintégrations à grand angle de diffusion en sont un exemple. Par contre, tel que mentionné dans le chap. 3, l'analyse SS/3L va utiliser une telle coupure ($|\eta| < 2.0$) pour diminuer le bruit de fond dû aux électrons *flips*.

L'ajout d'un processus d'élimination des électrons de charge mal identifiée se situerait à la suite des différentes étapes de reconstruction des électrons effectuées par le groupe de performances combinées E/GAMMA, groupe supervisant la défini-

tion et la reconstruction des électrons, positrons et photons au sein de l'expérience ATLAS. Les différentes étapes de reconstruction des électrons correspondent à : 1) l'association des différentes cellules du calorimètre électromagnétique ayant reçu une quantité d'énergie afin de reconstruire l'énergie d'un électron, 2) le retraçage des différents points perçus par le détecteur interne pour reconstruire les traces pouvant correspondre à cet électron et 3) le choix de la trace qui concorde le mieux avec le dépôt d'énergie dans le calorimètre [51, 52]. C'est suite à toutes ces étapes, en utilisant comme informations des électrons contenant une trace unique, qu'on introduirait le processus de rejet des électrons mal identifiés.

La suite de ce chapitre présente la technique développée pour rejeter les électrons *flips*, i.e. une analyse multivariée basée sur des échantillons d'électrons simulés et recourant à une série de variables discriminantes associées principalement au détecteur interne, mais aussi au calorimètre électromagnétique. Après avoir discuté du type d'échantillon utilisé et introduit l'algorithme de définition des électrons mal identifiés, la méthode d'analyse multivariée employée, soit l'apprentissage par arbre de décision ou BDT (de l'anglais *Boosted Decision Tree*), sera abordée, pour terminer avec la présentation des différents résultats obtenus.

5.1 Échantillon et méthodologie

5.1.1 Échantillon Monte Carlo

L'échantillon utilisé dans le cadre de ce projet correspond à des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ provenant d'une simulation Monte Carlo (MC) produite avec le générateur POWHEG+PYTHIA8 [67]. Les événements passent ensuite dans le simulateur GEANT4 [43] qui permet de reproduire le passage des électrons dans le détecteur ATLAS. Essentiellement, l'échantillon MC ressemble beaucoup à celui ayant servi à

comparer l'estimation du bruit de fond provenant des électrons *flips* avec les données du chap. 4 (voir fig. 4.2), la différence résidant dans le type de variables accessibles. En effet, les échantillons $Z \rightarrow e^+e^-$ de l'analyse SS/3L comprenait un nombre limité de variables spécifiques à la recherche de SUSY, alors que ceux dont on se sert pour rejeter les électrons *flips* sont produits par le groupe E/GAMMA. Ils contiennent donc une panoplie de variables, qui sont soit spécifiques aux événements (le nombre de vertex par événement, le nombre moyen de collisions de protons par croisement de faisceaux, l'impulsion ou la masse reconstruite du boson Z , etc.), soit spécifiques aux électrons formant la paire e^+e^- (impulsion, pseudorapidité, largeur du dépôt dans le calorimètre, nombre de points enregistrés par les couches du détecteur interne, etc.). L'échantillon est donc séparé en trois sous-ensembles de variables, le premier en contient une quinzaine qui sont associés aux événements, les deux autres correspondent respectivement à l'électron 1 et 2 et contiennent chacun plus d'une centaine de variables. Les variables importantes à ce projet, sélectionnées pour discriminer les électrons mal identifiés, seront décrites plus loin dans ce chapitre. Contenant au départ 20M d'événements, l'échantillon est soumis à certains critères simples comme, entre autres, $p_T > 15$ GeV et $|\eta| < 2.5$, diminuant le nombre d'événements à 11.6M.

5.1.2 Définition des électrons *flips*

Pour déterminer si la charge d'un électron est mal identifiée, il est nécessaire d'utiliser l'information dite de «vérité», i.e. celle caractérisant la véritable identité de l'électron. Ces informations sont totalement certaines et sont uniques aux échantillons simulés, dans le sens où, bien sûr, il n'existe pas de contrepartie dans les données réelles de collision. À la base, chaque boson Z produit une paire contenant deux électrons de charge électrique opposée et c'est suite au passage dans le détecteur que certain d'entre-eux verront leur charge mal mesurée (ou «s'inverser», d'où l'appellation d'électrons *flips*). En comparant l'information de vérité de chaque électron

à son état reconstruit, il est possible de dire si sa charge électrique a été inversée ou non et ainsi de lui attribuer l'étiquette d'électron dont la charge est mal ou bien identifiée. Un schéma ainsi qu'une description complète du processus de sélection qui utilise quatre différentes variables de vérité est présenté en ann. B.1.

Lors de ce processus, on doit dans un premier temps vérifier le type de la particule à l'aide de la variable de vérité `Type`. Si celle-ci vaut 2, l'électron n'a pas produit de rayonnement de freinage Bremsstrahlung de manière assez significative pour influencer son parcours et est appelé «électron rapide» (de l'anglais *prompt electron*). Par contre, si le type de l'électron vaut 4 et que sa première particule mère est un électron ou un positron, cela correspond au cas où l'électron initial a produit du rayonnement Bremsstrahlung suivi de conversion de paires et l'électron final provient fort probablement de ces effets si la charge a été inversée. Une fois ces vérifications effectuées, on s'assure que la charge de vérité est du même signe que la charge reconstruite, si oui, notre électron possède la bonne charge, autrement, c'est un électron *flip*.

5.1.3 Distributions des électrons *flips*

Afin de bien comprendre le comportement des différents type d'électrons, on présente d'abord, à la fig. 5.1, les distributions de pseudorapidité et d'impulsion transverse pour les 4 catégories d'électrons, i.e. les électrons *flips* de type 2 et de type 4, ainsi que les électrons dont la charge est bien identifiée de type 2 et 4. En observant d'abord la distribution pour p_T (fig. 5.1b), on ne constate pas une grande différence entre les 4 catégories, les distributions ayant environ toutes la même largeur et la même valeur moyenne. Par contre, la conclusion est complètement différente pour les distributions en η . On voit en effet sur la fig. 5.1a que les électrons de type 4 (autant ceux avec la bonne que la mauvaise charge) suivent de très près la distribution du matériel dans le détecteur ATLAS (voir fig. 2.8), avec par exemple une majorité d'électrons dans la région $1.4 < \eta < 2.2$, ce qui correspond environ à la région de

transition entre les détecteurs centraux (*barrel*) et ceux avant (*end-cap*), endroits où l'on retrouve beaucoup de matériel. De plus, les distributions pour les électrons bien et mal mesurés de type 4 se suivent de très près, illustrant la probabilité de $\sim 50\%$ pour qu'une trace initiale se retrouve associée à une trace finale de charge opposée (deux possibilités de charge seulement : positive ou négative). Pour les électrons de type 2, on remarque quant à eux que ceux bien identifiés sont plus présents dans la région centrale du détecteur, alors que ceux dont la charge est mal reconstruite surviennent surtout à très haut η , majoritairement à $|\eta| \geq 2$.

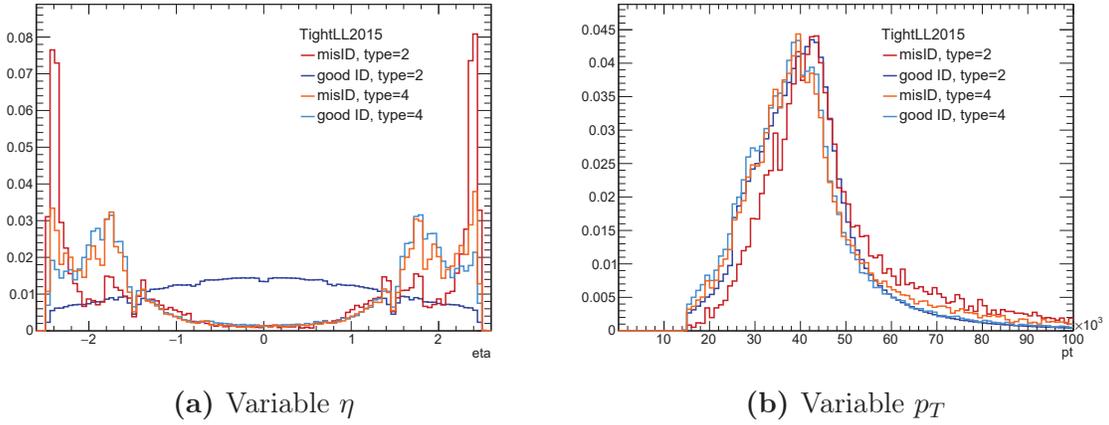


FIG. 5.1 — Comparaison des distributions de (a) η et (b) p_T pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange).

Afin de déterminer sur quelles variables l'analyse pourra se baser pour rejeter les électrons *flips*, on porte en graphique la distribution des électrons mal identifiés vs. ceux bien identifiés et on conserve uniquement les variables permettant de discriminer efficacement entre ces deux types d'électrons. Par souci de concision, ce mémoire ne comprend pas les graphiques associés aux 109 variables disponibles dans l'échantillon $Z \rightarrow e^+e^-$ mais seulement ceux pour lesquels on remarque une différence marquée entre électrons à la charge bien identifiée et électron *flips*. Néanmoins, une liste exhaustive et plutôt technique des 109 variables associés à chaque électrons des paires est présentée à la réf. [68]. Les variables qu'on conserve seront choisies dues à leur capacité à bien discriminer les électrons *flips*. On sait entre autre que les

traces de ces électrons sont souvent mal reconstruites dans le détecteur interne. Cette caractéristique est visible lorsqu'on observe la distribution pour $q \times d_0$ présentées aux fig. 5.2a, soit le produit de la charge électrique avec le variable d'impact transverse. On remarque que les distributions des électrons *flips* ont en grande partie une valeur de $q \times d_0$ non-centrée à zéro comparativement aux distributions pour les électrons dont la charge est bien identifiée. La distribution pour $\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$, soit la signification de la courbure (défini comme le rapport entre la charge reconstruite et l'impulsion totale), permet aussi d'observer la mauvaise reconstruction de la trace des électrons. On voit en effet sur la fig. 5.2b que les électrons *flips* de type 2 ont une signification généralement plus faible comparée aux autres distributions, soulignant le fait que l'erreur dans la mesure de la charge provient véritablement d'une mauvaise mesure de la courbure, affectant du même coup la détermination de d_0 .

Une deuxième caractéristique des électrons *flips* est la concordance de faible qualité entre les données du calorimètre (largeur du dépôt d'énergie de l'électron) et du détecteur interne (la trace de l'électron). Ce fait est observable aux fig. 5.2c,d qui présentent le rapport entre l'énergie déposée et l'impulsion de la trace (E/p), ainsi que $\Delta\phi_{res}$, soit la différence selon ϕ entre la position de l'amas d'énergie déposé dans la 2^e couche du calorimètre EM et la trace extrapolée depuis le point de périégée, trace dont l'impulsion fut préalablement ajustée (remise à l'échelle) en fonction de l'énergie de l'amas avant d'effectuer l'extrapolation. Dans le premier cas, on remarque une grande différence entre les distributions, majoritairement attribuable à une sous-estimation de l'énergie déposée par rapport à l'impulsion dans le cas des électrons *flips* de type 2 (en rouge) ou simplement à un mauvaise concordance de manière généralisée pour les électrons de type 4 (en orange et cyan). Dans le deuxième cas, on voit que $\Delta\phi_{res}$ est centré à zéro pour les électrons de type 2 possédant une charge bien identifiée (en bleu), correspondant à qui est attendu pour une bonne concordance. Ce n'est clairement pas le cas pour les autres distributions qui montrent soit une valeur moyenne décalée, soit une distribution plus étendue.

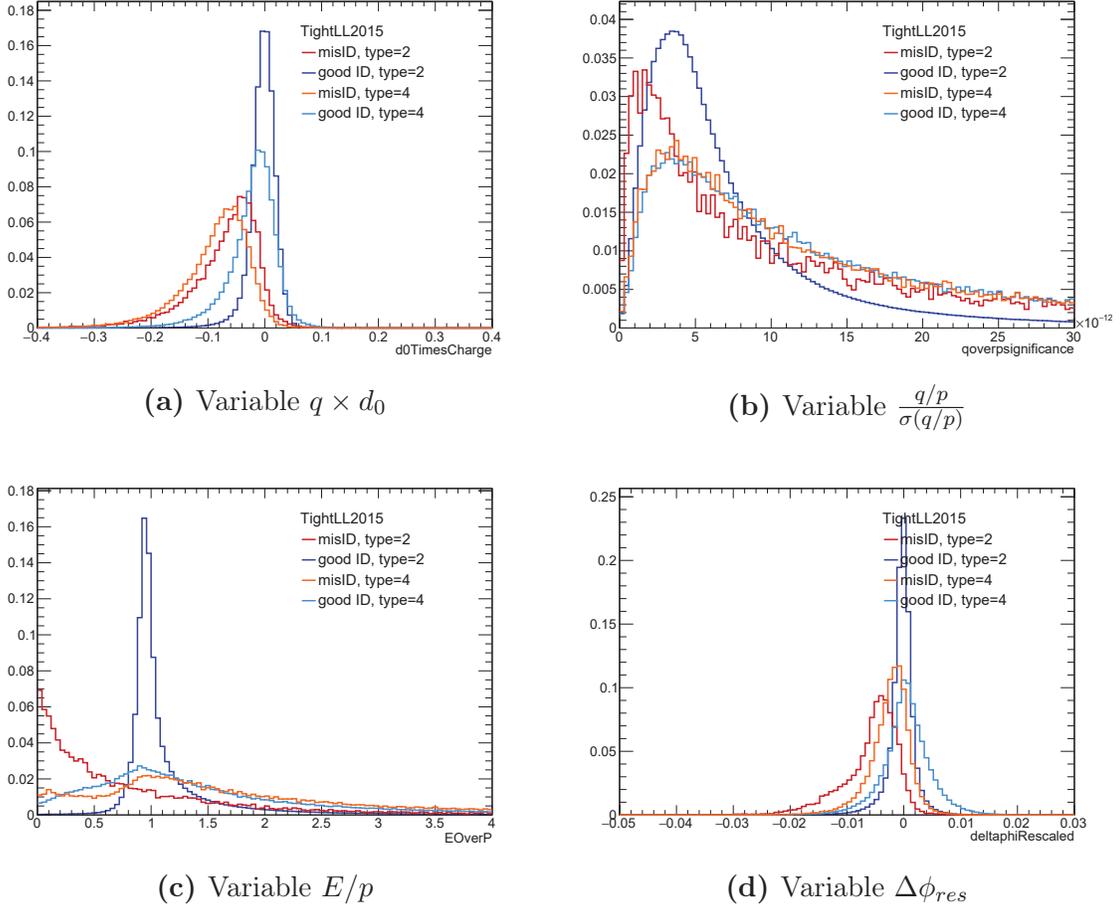


FIG. 5.2 – Comparaison des distributions de (a) $q \times d_0$, (b) $\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$, (c) E/p et (d) $\Delta\phi_{res}$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange).

Cela dit, la totalité des 15 variables conservées pour l'analyse sont décrites en détails dans le tab. 5.1 et les fig. B.2-B.9 en ann. B.2 présentent les distributions d'électrons bien et mal identifiés pour ces 15 variables (en différenciant aussi le type)¹. Afin de tenir compte de la dépendance en η (voir fig. 5.1a), ces figures montrent quatre histogrammes pour chaque variable, le premier englobant toutes les valeurs de pseudorapidité et les trois autres montrant la contribution des électrons compris dans des intervalle spécifique de $|\eta|$, défini par les limites suivantes : $\{0, 1.4, 2.2, 2.5\}$. Ces histogrammes furent très utiles pour établir le choix des variables, mais un critère

¹Des figures semblables pour les 109 variables sont accessibles via la réf. [68].

utilisé afin d'éviter de dépendre d'un quelconque processus physique spécifique fut aussi utilisé. À titre d'exemple, les variables d'isolation en tout genre ne furent pas conservés pour cette raison. Certaines de ces 15 variables montrent un très fort pouvoir de séparation (voir fig. B.2-B.9) et il serait tentant de les utiliser afin d'appliquer de simples coupures rectangulaires pour se débarrasser des électrons *flips*. Par contre, avec une telle procédure brutale, on perdrait beaucoup de bons électrons, ce qui n'est pas souhaitable. Pour pallier à cela, on utilise une méthode qui va tenir compte de toutes les variables et définir une coupure optimale compte tenu du comportement de toutes les variables considérées, incluant certaines moins discriminantes, comme χ_{track}^2 (fig. B.2), $\Delta\phi_1$ (fig. B.3a), N_{SCT}^{hits} (fig. B.7a) et $z_0 \times \sin \theta$ (fig. B.9b) par exemple. Cette méthode d'analyse à multi-variables est présentée en détail dans la prochaine section, suivie des résultats obtenus.

Variable	Nom dans le ntuple E/GAMMA	Description
χ_{track}^2	chi2oftrackmatch	Résultat du χ^2 suite à l'ajustement global (<i>Global Track Fitter</i>) lors du processus de reconstruction des traces
$q \times d_0$	d0TimesCharge	Produit de la charge électrique reconstruite et du variable d'impact transversal d_0
$ d_0/\sigma(d_0) $	d0significance	Significane de d_0 définie comme le rapport entre d_0 et son incertitude
$\Delta\phi_{1(2)}$	deltaphi1(2)	$\Delta\phi$ entre la position de l'amas d'énergie déposé dans la 1 ^{ère} (2 ^e) couche du calorimètre EM et la trace extrapolée depuis le point de périégée
$\Delta\phi_{res}$	deltaphiRescaled	Défini comme $\Delta\phi_2$, mais en ajustant l'impulsion de la trace sur l'énergie de l'amas, avant de faire l'extrapolation
$\Delta p/p$	deltaPOverP	Impulsion perdue par la trace entre le point de périégée et le dernier point de mesure, divisé par l'impulsion originale
$\Delta(\Delta\phi_1, \Delta\phi_{LM})$	deltaDeltaPhiFirstAndLM	Différence entre $\Delta\phi_1$ et $\Delta\phi_{LM}$, où $\Delta\phi_{LM}$ est défini comme $\Delta\phi_2$ mais en utilisant la 3 ^e couche du calorimètre EM
E/p	EOverP	Rapport entre l'énergie déposée par un électron dans le calorimètre et l'impulsion de sa trace
N_{SCT}^{hits}	nSCTHits	Nombre de coups enregistrés par le SCT
$\sigma(p_T)$	pTErr	Incertitude sur la mesure de l'impulsion transverse d'une trace
$\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$	qoverpsignificance	Significane de la courbure d'une trace (q/p) définie comme le rapport entre q/p et son incertitude
R_ϕ	rphi	Rapport entre l'énergie contenu dans une cellule du calorimètre EM de dimension 3×3 et une autre de dimension 3×7 centré à la position de l'électron dans le calorimètre
$\sigma(d_0)$	tracksigd0pvunbiased	Incertitude sur d_0
$z_0 \times \sin \theta$	z0sinTheta	Produit du variable d'impact longitudinal z_0 et de l'angle de la trace ($\sin \theta$)

TABLEAU 5.1 – Variables utilisées dans l'analyse de réduction du nombre d'électrons *flips*. Le point de périégée, pour une trace dans le détecteur interne, correspond au point d'approche le plus près de l'axe z (le plus près des faisceaux) et la courbure q/p est le rapport entre la charge reconstruite et l'impulsion de la trace. La description d'un plus grand nombre de variables est accessible via la réf. [69].

5.2 Analyse multivariée

Comme son nom l'indique, l'analyse multivariée permet de bien traiter le comportement statistique de données associées à plusieurs variables. Elle nous sera utile afin de séparer les événements qu'on appellera de «signal»² (les électrons bien identifiés) des événements de type «bruit de fond» (les électrons *flips*). L'outil utilisé pour effectuer cette analyse est la version 4.2.0 du logiciel TMVA [70], de l'anglais *Toolkit for Multivariate Data Analysis*, qui via un environnement d'apprentissage machine basé sur le logiciel ROOT [71], permet d'évaluer et de classifier de manière parallèle différentes variables. Cet outil (profitant du langage de programmation C++) offre un cadre de travail facile d'approche permettant d'entraîner et de tester des algorithmes de décisions en plus de fournir des techniques pour faciliter l'application de ces algorithmes à des problèmes physiques. Pour effectuer ces tâches, TMVA propose différentes méthodes : optimisation par coupure rectangulaire (*Rectangular cut optimisation*), estimation de vraisemblance projective (*Projective likelihood estimation*), analyse linéaire discriminante (*Linear discriminant analysis*), réseaux de neurones (*Neural networks*), arbres de décision (*Decision trees*), etc. [70], et c'est cette dernière que nous utiliserons dans cette étude.

5.2.1 Méthode d'analyse : le BDT

La méthode utilisée dans cette étude pour séparer les électrons bien identifiés (signal) et mal identifiés (bruit de fond) est «l'apprentissage par arbres de décision de manière stimulé», référée dans ce qui suit par BDT (de l'anglais *Boosted decision trees*). Dans cette méthode, on utilise une succession de noeuds de décision binaire (gauche/droite) qui vont catégoriser les événements comme étant de signal ou de bruit de fond. On débute le processus avec le noeud fondamental où on utilise une

²Le qualificatif «signal» n'a pas ici la même signification que dans l'analyse SS/3L du chap. 3.

unique variable discriminante pour déterminer si l'événement est de type bruit de fond ou signal. Dans le premier cas, on l'envoie à gauche et dans le second, à droite. Puis on reproduit le test avec une autre variable pour chacun des nouveaux noeuds et on répète la division jusqu'à ce qu'un certain noeud contienne un nombre minimum d'événements ou une pureté maximale (ou minimale) d'événements de signal. À chaque noeud, le choix de la variable est déterminé en prenant celle qui propose la meilleure séparation entre signal et bruit de fond, considérant l'espace de phase où se trouve ce noeud. Ce choix implique que certaines variables pourront être utilisées plusieurs fois de suite alors que d'autres peuvent ne pas être utilisées du tout. À la fin de l'arbre de décision, on se retrouve avec des «paniers» ou «feuilles», contenant un certain nombre d'événements, tous associés à un endroit spécifique de l'espace de phase. On classe ensuite les événements contenus dans ces feuilles comme de type bruit de fond ou signal en se basant sur la majorité des événements qu'il contient. À titre d'exemple, le schéma d'un arbre de décision est illustré sur la fig. 5.3.

Dans celui-ci, la variable x_i est d'abord utilisée pour séparer les événements au niveau du noeud fondamental. Ceux-ci sont considérés comme du bruit de fond si $x_i > c_1$ ou comme du signal si $x_i < c_1$ (c_1 représentant le critère 1). Puis, pour chaque noeud subséquent, on utilise la variable la plus discriminante pour séparer encore une fois les événements. À gauche, on utilise la variable x_j et le critère c_2 , alors qu'à droite on utilise une variable x_j et le critère c_3 ³. Puis, pour 3 des 4 noeuds obtenus, on atteint soit un nombre minimal d'événements, une pureté maximale ou une pureté minimale d'événements de signal (dépendant des variables utilisés). Le 4^e noeud, suite à un autre test basé cette fois sur la variable x_k et le critère c_4 , est ensuite classifié de la même façon. Dans cet exemple, on aura donc que tous les événements respectant l'ensemble de critère suivant : $\{(x_i < c_1) \cup (x_j > c_3) \cup (x_k > c_4)\}$, caractérisant une région spécifique de l'espace de phase, seront classifiés comme des événements de

³Les deux variables x_j ne sont pas nécessairement la même et sont seulement identifiés de la même manière pour illustrer ici le fait qu'on se trouve au même niveau de noeuds.

bruit de fond et ainsi de suite pour les autres feuilles.

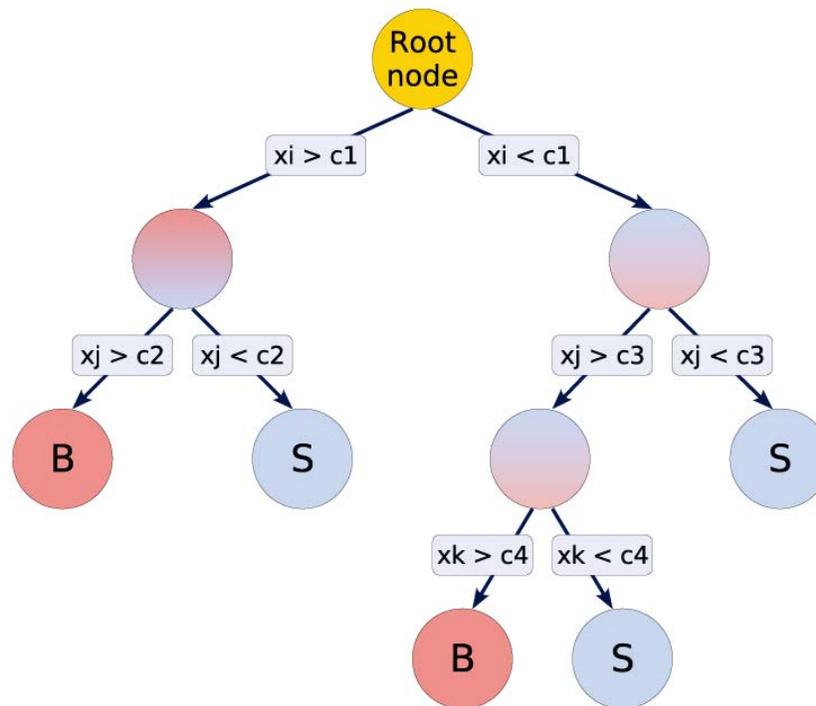


FIG. 5.3 – Schéma d'un arbre de décision [70] utilisé comme méthode d'analyse multivariée pour séparer les contributions de signal et de bruit de fond, respectivement associées aux électrons dont la charge est bien et mal identifiée. À chaque nœud de décision, on utilise la variable la plus discriminantes pour séparer les événements jusqu'à ce qu'un critère d'arrêt soit atteint. Voir le texte pour plus de détails.

Finalement, dans la méthode du BDT, l'apprentissage est «stimulé» (traduction du qualificatif *Boosted*), permettant d'étendre le concept d'arbre de décision unique à plusieurs arbres, formant ainsi une «forêt». Pour ce faire, suite au calcul du premier arbre de décision, on associe un plus grand poids aux événements de signal ayant atterri dans une feuille classifiée comme bruit de fond (et vice-versa). Cela mène à un échantillon formé d'événements re-pondérés sur lequel on développe ensuite un second arbre de décision. Cette étape est répétée de 100 à 500 fois afin de créer une forêt contenant l'ensemble des arbres de décision. Le résultat final correspond alors à une moyenne pondérée du résultat obtenu avec chaque arbre de décision.

5.3 Résultats

L'analyse multivariée comporte deux phases principales : l'entraînement du BDT et l'application. La première, décrite à la section précédente, permet d'obtenir une séparation entre électrons de type bruit de fond et de type signal et comprend aussi une étape permettant de tester l'efficacité de l'entraînement du BDT. La deuxième phase fournit une manière simple d'appliquer les résultats de la première phase à différents échantillons. Dans le cas de cette étude, le BDT est entraîné sur 11.6M d'événements $Z \rightarrow ee$ et le but ultime est de pouvoir appliquer les résultats de cet entraînement sur les données provenant des collisions protons-protons afin de rejeter directement les électrons dont la charge est mal identifiée. Puis, on applique un critère pour éviter de compter 2 fois le même événement réduisant le nombre total d'électrons à 15.4M. Celui-ci diminue ensuite à 13.27M après l'application des critères d'identification (PID=TightLL2015) pour les deux électrons. De ce nombre, environ 60k ont leur charge mal identifiée et 13.21M possèdent la bonne charge électrique. Dans cette section, on présentera d'abord l'allure typique de la réponse obtenue par le BDT de même que les résultats du test de «sur-estimation» effectué automatiquement par l'algorithme d'apprentissage, puis on montrera les résultats de l'entraînement du BDT pour 15 variables et on terminera en discutant de l'influence du nombre de variables sur les résultats de l'entraînement.

5.3.1 Réponse de sortie du BDT et test de sur-estimation

Lorsque l'entraînement du BDT est lancé, l'outil TMVA effectue d'abord une séparation aléatoire des événements en deux sous-ensembles égaux contenant chacun 6.6M d'électrons de signal (charge bien identifiée) et 30k électrons de bruit de fond (charge mal identifiée). Le premier de ces sous-ensembles sert à l'entraînement spécifique du BDT et le second à tester l'efficacité de cet entraînement. La fig. 5.4 présente

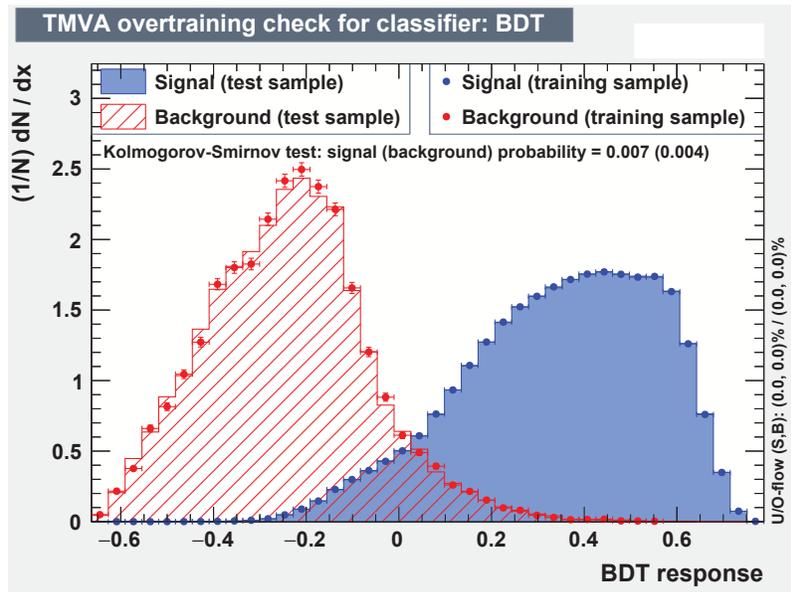


FIG. 5.4 – Vérification du test de «sur-entraînement» tiré de l'interface TMVA [70] pour la méthode du BDT présentant les distributions de la réponse de sortie de l'algorithme pour les électrons bien identifiés (en bleu) et mal identifiés (en rouge) mesurés sur les échantillons de test (lignes) et d'entraînement (points).

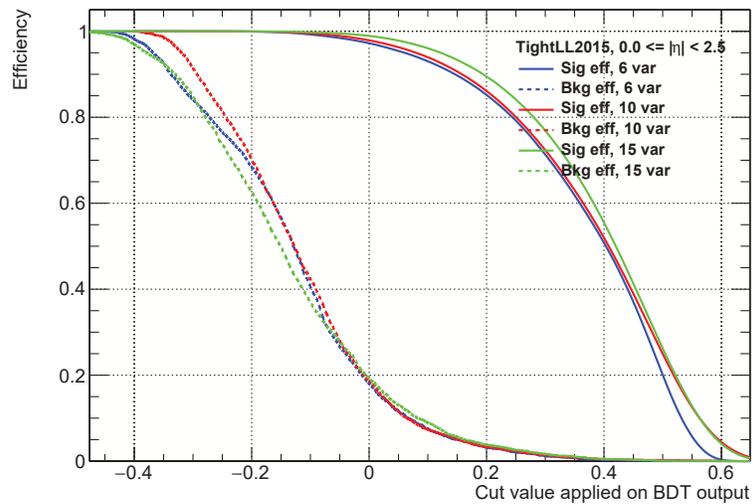
la réponse du BDT obtenue pour les électrons de signal (en bleu) et de bruit de fond (en rouge) suite à l'étape de l'entraînement (points) et du test (lignes). Cette réponse correspond à une variable produite par l'algorithme du BDT sur laquelle il est possible d'appliquer une coupure simple afin de rejeter les contributions d'événements de bruit de fond. On remarque tout de suite le fort potentiel de séparation entre électrons de signal (charge bien identifiée) et de bruit de fond (charge mal identifiée), exploitable grâce à l'optimisation par le BDT. De plus, le faible chevauchement entre les deux distributions indique déjà la possibilité d'une coupure garantissant une haute efficacité de signal sur bruit de fond.

La fig. 5.4 permet du même coup de vérifier que l'apprentissage du BDT n'a pas souffert de «sur-entraînement», se traduisant par une augmentation artificielle des performances de la classification au niveau de l'entraînement et par une diminution de la performance lorsqu'on la mesure sur un échantillon indépendant, d'où l'importance de l'étape de séparation des événements expliquée ci-haut. Les cas de

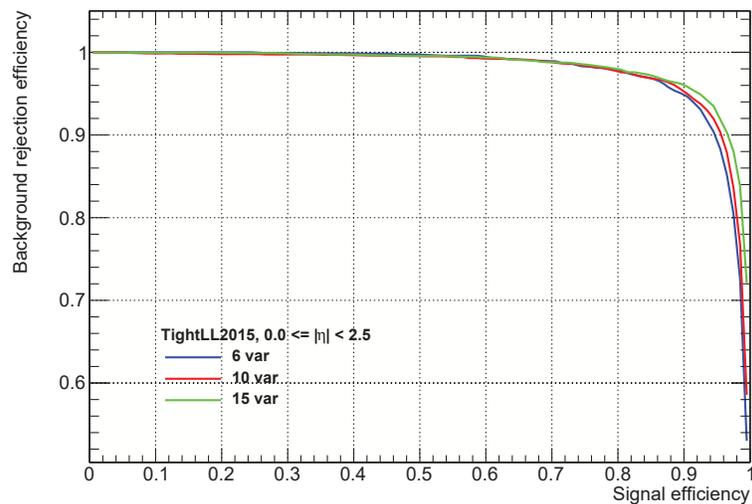
«sur-entraînement» lors de l'apprentissage surviennent quand le nombre de degrés de liberté est trop faible, conséquence de l'ajustement d'un trop grand nombre de variables sur une trop petite quantité de données [70]. Ceci peut arriver fréquemment lors de l'entraînement d'un unique arbre de décision dont la profondeur (le nombre de niveau de noeud permis) est élevée. Par contre en introduisant la technique du *Boosting*, on augmente le nombre d'arbres, ce qui permet de garder une faible profondeur, et ainsi de diminuer les chances de «sur-entraînement». On remarque donc que sur la fig. 5.4, un bon accord est présent entre les résultats provenant de l'échantillon test et d'entraînement, menant à la conclusion que la classification des électrons s'est bien effectuée sans «sur-entraînement».

5.3.2 Résultats pour 15 variables

L'entraînement du BDT est un outil produisant un ensemble de coupures possibles auxquelles sont associées une efficacité de signal et de bruit de fond. En d'autres mots, à chaque valeur sur l'axe des x de la fig. 5.4 correspond une certaine quantité d'électrons bien et mal identifiés. Ces quantités sont affichées en vert sur la fig. 5.5a, pour l'efficacité de signal (trait plein) et de bruit de fond (pointillés). Sur cette figure, on constate qu'en demandant que la réponse du BDT soit > -0.2 , le niveau de signal resterait presque à 100%, mais on conserverait tout de même 60% du bruit de fond, ce qui n'est pas très performant. À l'inverse, un critère demandant que la réponse du BDT soit > 0.4 permettrait de réduire la contribution des électrons de bruit de fond à $< 1\%$, mais on perdrait aussi plus de 40% de nos bons électrons. Afin d'avoir accès à une plage d'efficacité possible, le tab. 5.2 recense les différentes efficacités de bruit de fond accessibles en fonction de certaines efficacités de signal prédéterminées ainsi que les valeurs des coupures correspondantes, pour le cas, dans la colonne de gauche, du BDT utilisant 15 variables.



(a)



(b)

FIG. 5.5 – Courbes d'efficacité de bruit de fond (pointillés) et de signal (traits pleins) suite à l'entraînement du BDT en utilisant 15 (courbes vertes), 10 (courbes rouges) ou 6 (courbes bleues) variables en entrée, en fonction de la réponse du BDT. Ces variables sont répertoriées dans le tab. 5.3.

ϵ_{sig} [%]	ϵ_{bkg} [%] (coupure du BDT)		
	15 variables	10 variables	6 variables
99	19.83 (-0.00512852)	29.22 (-0.0545894)	34.97 (-0.0819873)
95	7.32 (0.121778)	8.61 (0.0798419)	10.71 (0.0602898)
90	3.89 (0.194094)	4.81 (0.157981)	5.07 (0.146331)
85	2.81 (0.242776)	3.16 (0.210228)	3.05 (0.201892)
80	2.01 (0.280154)	2.34 (0.250337)	2.14 (0.244069)
75	1.47 (0.310981)	1.60 (0.283974)	1.69 (0.278036)
70	1.21 (0.33757)	1.21 (0.313565)	1.07 (0.307391)
65	0.89 (0.361076)	0.87 (0.340151)	0.86 (0.334272)
60	0.63 (0.38227)	0.74 (0.364541)	0.54 (0.358678)
55	0.49 (0.401923)	0.52 (0.387196)	0.41 (0.381847)
50	0.45 (0.420162)	0.43 (0.408002)	0.29 (0.403217)

TABLEAU 5.2 – Liste des efficacités de bruit de fond (ϵ_{bkg}) correspondant à des valeurs fixes d'efficacité de signal ainsi que la coupure, entre parenthèse, devant être appliquée à la réponse du BDT pour parvenir à cette efficacité.

5.3.3 Étude de l'influence du nombre de variables

Lors de l'entraînement du BDT, les 15 variables sont analysées et deux matrices de corrélation, révélant les dépendances entre chaque couple de variable, sont produites, soit une pour les électrons de signal et une pour le bruit de fond. Cette dernière est présentée à la fig. 5.6, où on remarque une grande corrélation (ou anticorrélation) entre certaines variables comme $q \times d_0$ et $|d_0/\sigma(d_0)|$ ou E/p et $\Delta\phi_2$. Le but de cette étude est de tenter de diminuer le nombre de variables utilisé par l'analyse multivariée dans le but d'obtenir un processus plus robuste et plus simple à concevoir et à présenter mais aussi pour se départir des corrélations existantes. Afin de déterminer lesquelles conserver, on se base sur la matrice de corrélation de la fig. 5.6, mais aussi sur le classement des variables produit suite à l'entraînement du BDT qui est présenté au tab. 5.3. Dans ce tableau, les variables sont ordonnées en

fonction de l'importance qu'elles ont eu lors de l'entraînement (pouvoir de séparation, fréquence d'utilisation, etc.). Entre deux variables montrant une forte corrélation ou étant similaire de par leur définition, celle placée le plus haut dans le classement est conservée et l'autre est retirée. Les variables en gras dans le tab. 5.3 sont celles n'ayant pas passé lors du second tour d'entraînement du BDT.

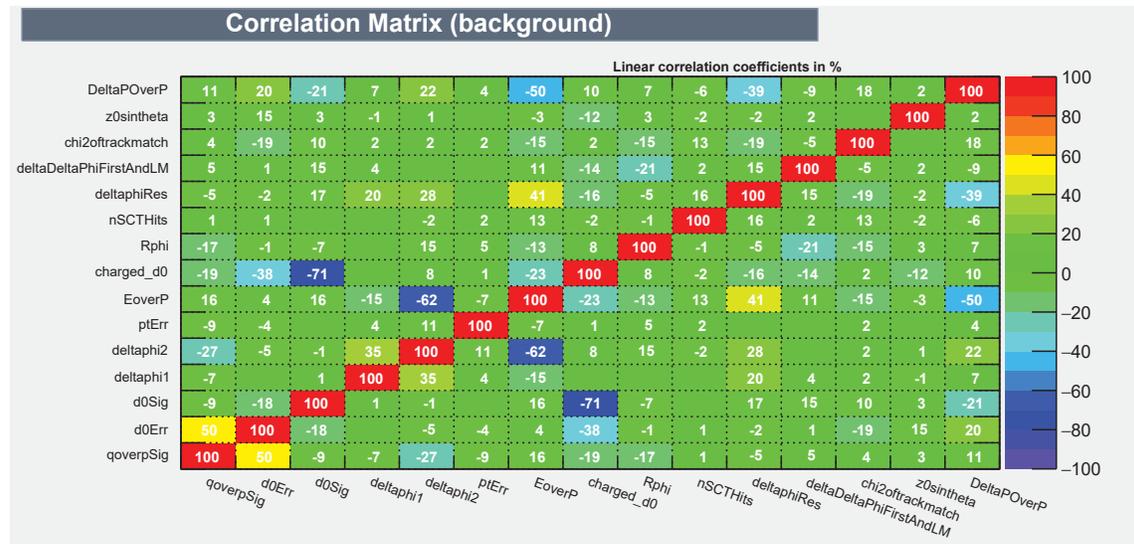


FIG. 5.6 – Matrice tirée de l'interface TMVA [70] représentant les coefficients de corrélation linéaires entre chaque couple de variable obtenues avant d'effectuer l'entraînement du BDT pour les électrons de bruit de fond. Se référer au tab. 5.1 pour la signification des variables.

En comparant les différentes courbes d'efficacités de la fig. 5.5a, on remarque aussi que les 3 scénarios montrent des résultats similaires. Par contre la fig. 5.5b affichant l'efficacité d'élimination du bruit de fond en fonction de l'efficacité de signal montre clairement une diminution des performances quand on passe de 15 à 10 à 6 variables. Malgré cela, on remarque finalement que les efficacités de bruit de fond des deux dernières colonnes du tab. 5.2 sont comparables au scénario avec 15 variables à $\epsilon_{sig} = 0.95$, où elles ne sont supérieures que de quelques pourcent. À $\epsilon_{sig} = 0.99$, les résultats sont de loin meilleurs avec 15 variables, mais par contre, pour $\epsilon_{sig} \leq 0.85$, les efficacités obtenues avec 6 variables sont comparables ou même plus basses que les deux autres scénarios.

	15 variables		10 variables		6 variables	
Rang	Nom	Importance	Nom	Importance	Nom	Importance
1	$q \times d_0$	9.364e-02	$q \times d_0$	1.355e-01	$q \times d_0$	1.882e-01
2	$ d_0/\sigma(d_0) $	7.737e-02	$\mathbf{d_0/\sigma(d_0)}$	1.139e-01	E/p	1.717e-01
3	$\Delta\phi_1$	7.444e-02	E/p	1.127e-01	$\Delta\phi_1$	1.672e-01
4	$\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$	7.444e-02	R_ϕ	1.047e-01	R_ϕ	1.648e-01
5	E/p	7.368e-02	$\Delta\phi_1$	1.038e-02	$\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$	1.620e-01
6	$\Delta\phi_{Res}$	7.349e-02	$\Delta\phi_{Res}$	9.789e-02	$\Delta\phi_{Res}$	1.461e-01
7	$\Delta\mathbf{p/p}$	7.134e-02	$\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$	9.576e-02		
8	R_ϕ	6.949e-02	χ_{track}^2	8.980e-02		
9	$\sigma(\mathbf{d_0})$	6.887e-02	$\mathbf{z_0 \times \sin \theta}$	8.176e-02		
10	χ_{track}^2	6.030e-02	$\mathbf{N_{SCT}^{hits}}$	6.416e-02		
11	$\Delta(\Delta\phi_1, \Delta\phi_{LM})$	5.979e-02				
12	$\sigma(p_T)$	5.928e-02				
13	$z_0 \times \sin \theta$	5.483e-02				
14	$\Delta\phi_2$	4.760e-02				
15	N_{SCT}^{hits}	4.141e-02				

TABLEAU 5.3 – Classement des variables suite à l'analyse multivariée basé sur leur importance lors de l'entraînement du BDT, pour différents scénarios utilisant 15, 10 ou 6 variables. Les motivations pour le choix des variables à retirer sont expliquées dans le texte. Les variables en gras sont ceux ayant été coupées pour la prochaine étape.

5.3.4 Comparaison avec une coupure rectangulaire

De plus, il est utile de comparer les résultats du BDT avec les efficacités obtenues dans le cadre d'une simple application de coupure rectangulaire. En ce sens, le tab. 5.4 présente les efficacités de signal et de bruit de fond obtenues après l'application de différentes coupures sur la variable $|d_0/\sigma(d_0)|$. En comparant par exemple le cas $d_0/\sigma(d_0) \leq 3.0$ avec les résultats du tab. 5.2, on voit que pour une efficacité de signal de $\epsilon_{sig} \sim 90\%$ on conserve seulement de 3 – 5% des événements de bruit de fond avec la méthode du BDT et $\sim 50\%$ dans le cas d'une unique coupure sur $|d_0/\sigma(d_0)|$.

Coupure sur $ d_0/\sigma(d_0) $	≤ 1.0	≤ 2.0	≤ 3.0	≤ 4.0	≤ 5.0
ϵ_{sig}	0.46	0.77	0.92	0.97	0.99
ϵ_{bkg}	0.11	0.30	0.52	0.69	0.80

TABLEAU 5.4 – Efficacités de signal (ϵ_{sig}) et bruit de fond (ϵ_{bkg}) correspondant à l'application d'une coupure unique (rectangulaire) sur la variable $|d_0/\sigma(d_0)|$. Par rapport à une même efficacité de signal, les résultats montrent des efficacités de bruit de fond beaucoup plus élevées qu'avec la méthode du BDT.

Aussi, l'application de coupures rectangulaires plus sophistiquées, utilisant trois variables : $|d_0/\sigma(d_0)| \leq 3.0$, $E/p > 0.6$, $\Delta\phi_{Res} \geq -0.002$, a montré qu'il était possible d'obtenir une efficacité de signal de $\epsilon_{sig} \sim 80\%$ tout en rejetant un peu plus de 60% ($\epsilon_{bkg} \sim 38\%$) des électrons de type bruit de fond. Dans ce cas, un événement devait satisfaire les trois coupures (critère du «et» logique) pour être considéré. Encore une fois, le BDT surpasse ces résultats en affichant une efficacité de bruit de fond d'à peine $\sim 2\%$ pour la même efficacité de signal (voir fig. 5.5b). Les hautes performances atteintes par l'analyse multivariée et la méthode du BDT montrent donc qu'il est possible de réduire considérablement le nombre d'électrons dont la charge est mal reconstruite. Ce genre de développement pourrait bénéficier à plusieurs analyses et la dernière section de ce chapitre discute de la suite de ce projet et du travail qui sera fait pour permettre une implementation à travers toute la collaboration.

5.4 Suite du projet

Enfin, il fut montré qu'une classification des électrons *flips* par l'utilisation d'une analyse multivariée, via une méthode d'apprentissage par arbres de décision, le BDT, permet de conserver des électrons dont la charge est bien identifiée avec une haute efficacité, tout en rejetant une grande partie des électrons avec une charge mal identifiée. Par exemple, en conservant 95% d'électrons avec une charge bien identifiée, les résultats indiquent qu'il serait possible de rejeter de 90 – 93% des électrons *flips*. Ces travaux préliminaires s'inscrivent dans un projet plus global dont l'objectif est de fournir un outil généralisé à tous les utilisateurs d'ATLAS, leur permettant de réduire ce bruit de fond d'une manière pratique, i.e. en appliquant un simple critère sur une variable associée à la réponse du BDT. Pour y parvenir, d'autres études ont été effectuées à ce sujet, comme l'influence du PID (méthode d'identification des particules) sur l'entraînement du BDT ainsi que l'effet de l'entraîner sur différents intervalles de η et p_T séparément. Ces résultats furent obtenues au cours de l'été 2016 par Sophie Berthelette, une stagiaire d'été travaillant entre autre sous ma supervision, et sont disponibles via la réf. [72]. Finalement, la dernière étape consistera à implémenter cet outil dans le logiciel de reconstruction d'ATLAS afin qu'il puisse devenir accessible à tous, tâche qui sera réalisée par un chercheur post-doctoral du groupe de l'UdeM.

Conclusion

Les travaux de maîtrise rapportés dans ce mémoire sont orientés autour de la recherche de Supersymétrie à l'aide d'états finaux contenant des jets hadroniques ainsi qu'une paire de leptons de même charge électrique ou trois leptons de charge quelconque dans l'expérience ATLAS (analyse SS/3L). Après avoir introduit les notions de base concernant la Supersymétrie et le détecteur ATLAS, ce mémoire présente les détails de l'analyse SS/3L effectuée avec 3.2 fb^{-1} de données accumulées en 2015 suite à la collision de protons à 13 TeV d'énergie dans le centre de masse au LHC. Les résultats de cette analyse n'ont montré aucun excès au-dessus des attentes du Modèle Standard mais ont tout de même permis d'établir de nouvelles limites sur la masse de certains partenaires supersymétriques, comme les \tilde{g} , \tilde{b}_1 et $\tilde{\chi}_1^0$.

Un bruit de fond important dans cette étude est celui provenant des électrons dont la charge est mal identifiée par le détecteur ATLAS (électrons *flips*). Le travail d'estimation de ce bruit de fond constitue la majeure partie de mes travaux de maîtrise. Pour y parvenir, il a fallu extraire les taux (probabilités) d'inversion de charge pour deux types d'électrons en optimisant une fonction de vraisemblance utilisant le nombre observé d'événements contenant une paire d'électrons de même charge. Cette composante importante de l'analyse a donc permis d'obtenir une bonne mesure du niveau de bruit de fond, qui après avoir été validée, devint essentielle à la définition de nouvelles limites sur les processus SUSY.

Le dernier projet présenté dans ce mémoire est aussi relié à la mauvaise identification de la charge des électrons par ATLAS. Celui-ci consiste à étudier plus en détails les propriétés des électrons *flips* dans le but de développer une méthode permettant de les rejeter. En ayant la capacité d'exclure ces électrons de nos analyses physiques, on réduirait significativement le niveau de bruit de fond dans les analyses utilisant des leptons de même charge et de manière générale, le travail nécessaire à l'estimation du bruit de fond pour une étude donnée. À l'aide d'une analyse multivariée pour tenir compte des différentes variables caractérisant les électrons *flips* et d'une méthode d'apprentissage par arbres de décision, on a développé une technique efficace permettant de discriminer entre bons électrons et électrons *flips*. On a montré qu'avec cette technique il était possible de conserver une grande pureté d'électrons de signal, ceux dont la charge est bien identifiée, tout en coupant significativement le nombre d'électrons *flips*. Dans un futur proche, il est prévu que cet outil soit implanté dans les algorithmes d'identification d'ATLAS afin que tous ses utilisateurs puissent en profiter.

Au final, les imperfections du détecteur ATLAS doivent absolument être prises en compte lors d'analyses physiques, autrement un signal de nouvelle physique pourrait devenir biaisé ou faussement interprété. Pour ce faire, deux approches alternatives peuvent être considérées, soit l'estimation correcte de la contribution des événements de bruit de fond et la réduction de ce même bruit de fond par l'application de critères de discrimination permettant d'exclure les particules qui en sont la cause. En englobant ces deux approches, l'étude de l'inversion de charge des électrons par le détecteur ATLAS, dans le contexte de la recherche de SUSY tel que présentée dans ce mémoire, constitue une analyse globale du phénomène.

Annexe A

Taux de charge-flip : mesure des incertitudes systématiques

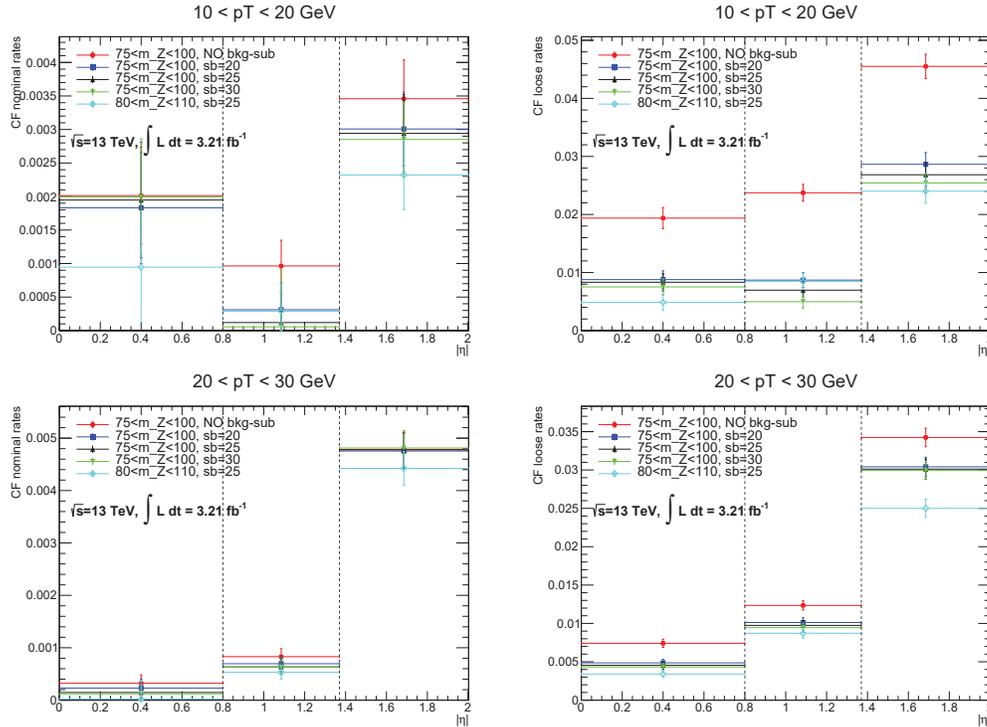


FIG. A.1 – Taux de charge-flip mesurés en fonction de η pour les données respectant $10 < p_T < 30$ GeV calculés en utilisant les 5 différentes configurations du tab. 4.1 pour les électrons de type signal à gauche et candidat à droite. Dans chaque intervalle, la plus grande déviation avec les points noirs, correspondant à la mesure nominale, est sélectionnée comme incertitude systématique.

Annexe A. Taux de charge-flip : mesure des incertitudes systématiques

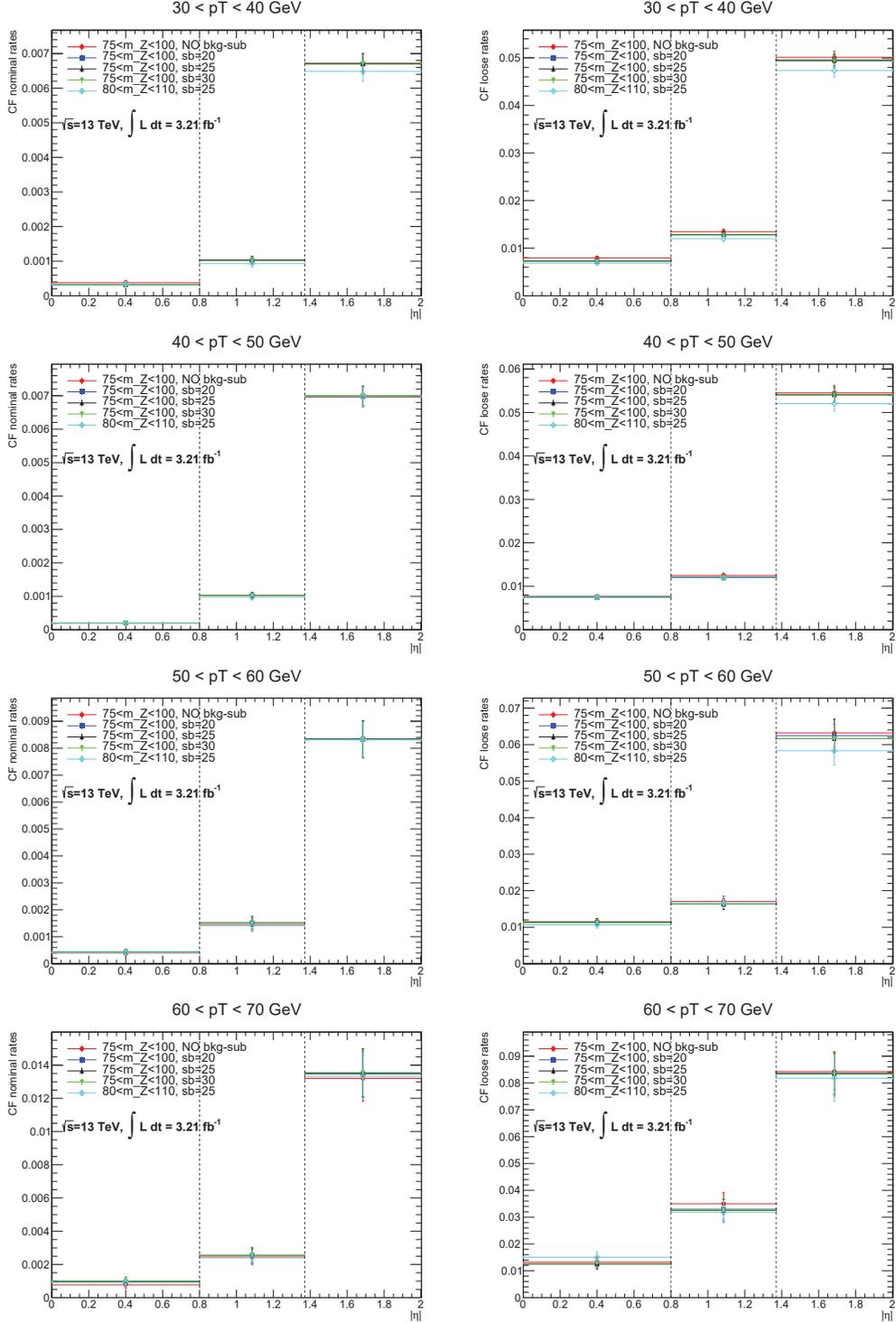


FIG. A.2 – Taux de charge-flip mesurés en fonction de η pour les données respectant $30 < p_T < 70$ GeV calculés en utilisant les 5 différentes configurations du tab. 4.1 pour les électrons de type signal à gauche et candidat à droite. Dans chaque intervalle, la plus grande déviation avec les points noirs, correspondant à la mesure nominale, est sélectionnée comme incertitude systématique.

Annexe A. Taux de charge-flip : mesure des incertitudes systématiques

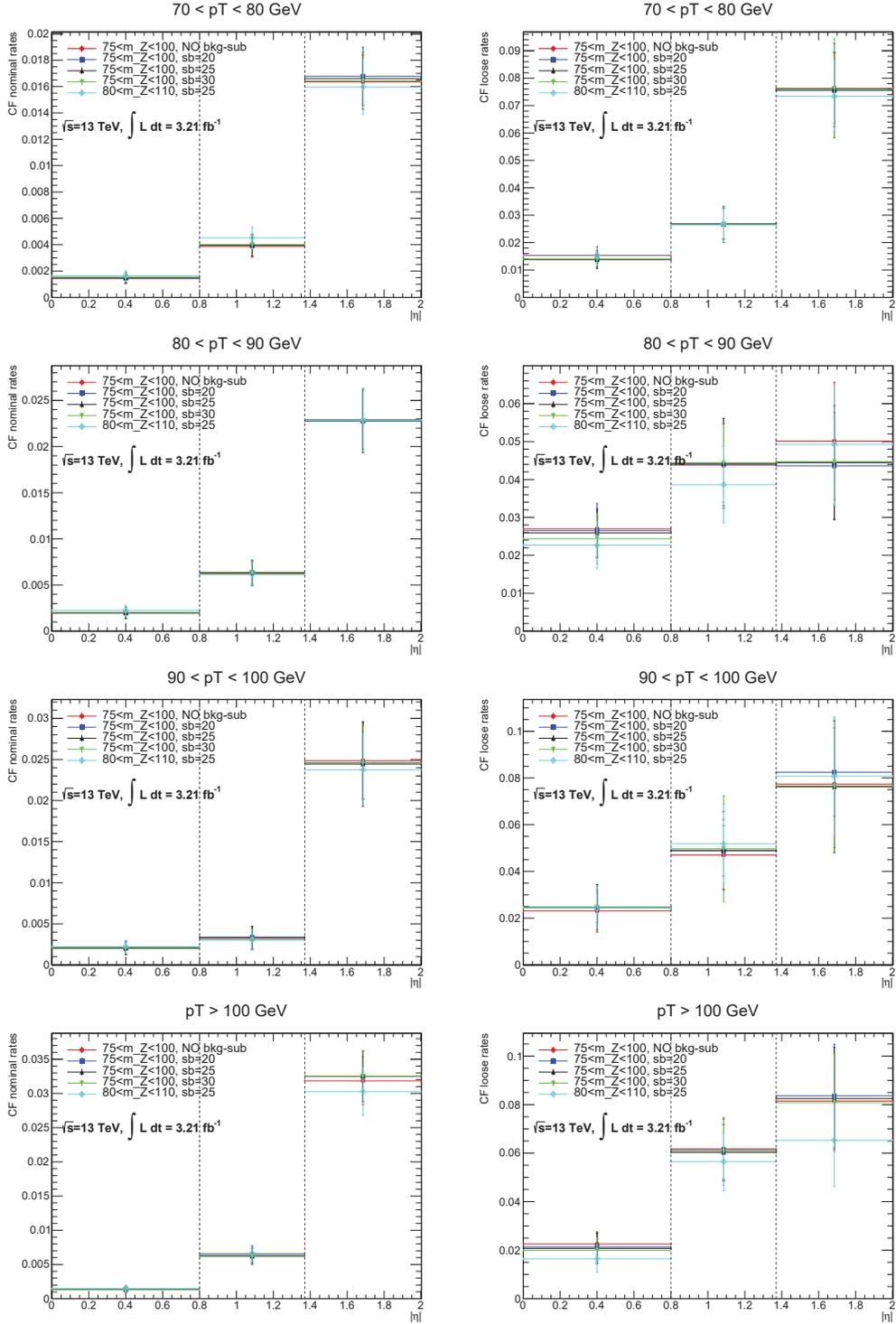


FIG. A.3 – Taux de charge-flip mesurés en fonction de η pour les données respectant $p_T > 70$ GeV calculés en utilisant les 5 différentes configurations du tab. 4.1 pour les électrons de type signal à gauche et candidat à droite. Dans chaque intervalle, la plus grande déviation avec les points noirs, correspondant à la mesure nominale, est sélectionnée comme incertitude systématique.

Annexe B

Contenu de l'échantillon $Z \rightarrow e^+ e^-$

B.1 Définition détaillée des électrons *flips*

Un schéma du processus de définition des électrons *flips* qui utilise quatre variables et est réalisé pour un électron à la fois est illustré à la fig. B.1. Le premier test consiste à vérifier le type de la particule à l'aide de la variable `Type`. Si le type vaut 2, l'électron n'a pas produit de rayonnement de freinage Bremsstrahlung de manière assez significative pour influencer son parcours et est appelé «électron rapide» (de l'anglais *prompt electron*). Par contre, si le type vaut 4 et qu'en plus le numéro d'identification du *Particle Data Group* (ou PDG) [6] de la première particule mère associée est un électron ou un positron (variable `1stEgMotherPdgId` vaut ± 11), alors l'électron initial a produit du rayonnement Bremsstrahlung suivi de conversion de paires et l'électron final provient fort probablement de ces effets. La raison pour laquelle on ajoute un critère sur la variable `1stEgMotherPdgId` est parce qu'on veut s'assurer que la particule initiale, à l'origine du phénomène de rayonnement de freinage, soit bien un électron, et non un photon par exemple. À ce point, si un électron ne satisfait pas un de ces deux critères d'identification, il n'est pas considéré comme un «bon» électron et est donc rejeté de la sélection.

Le second test demande de s'assurer que la charge électrique de l'électron initial concorde avec la charge de l'électron final. Pour les électrons de type 2, la charge de l'électron initial est représentée par le signe de la variable `TruthPdgId` (ici, on

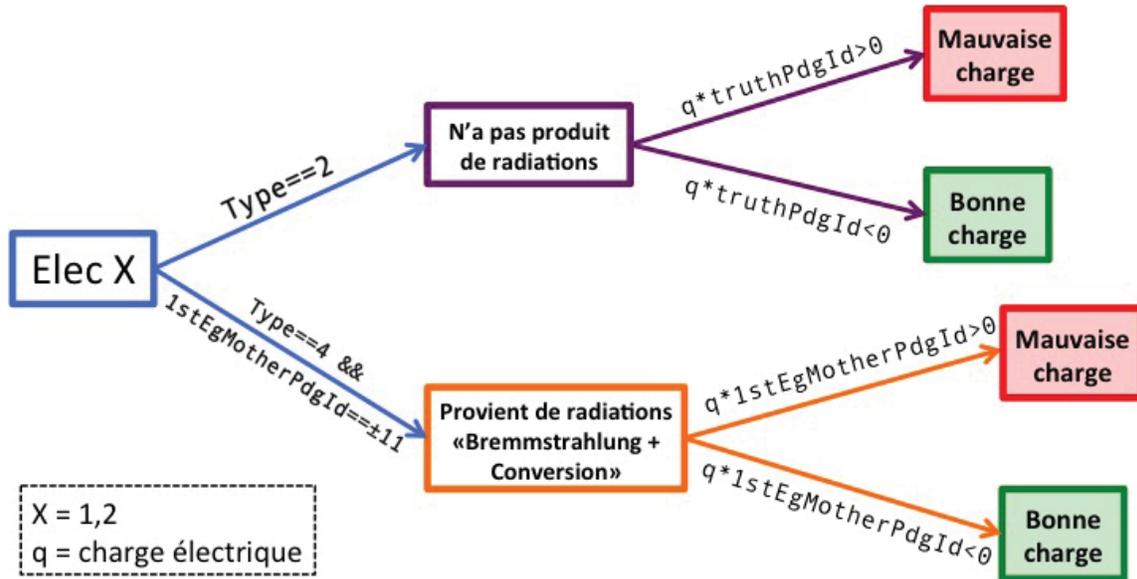


FIG. B.1 – Schéma illustrant la définition, basée sur les informations de vérité de la simulation $Z \rightarrow e^+e^-$, utilisée pour catégoriser les électrons dépendant si leur charge est mal ou bien identifiée. Le test est d’abord effectué avec l’électron 1 ($X = 1$) puis avec l’électron 2 ($X = 2$). Voir le texte pour plus de détails sur les étapes du processus.

ne regarde pas la première particule mère car ces électrons n’ont pas produit de radiations). En effet, le numéro d’identification du PDG vaut $+11$ pour un électron et -11 pour un positron. Ainsi, le produit de la charge q de l’électron final avec le numéro d’identification du PDG de l’électron initial permet de déterminer si la charge s’est inversée au cours de son parcours dans le détecteur. Si ce produit est supérieur (inférieur) à 0 , la charge sera mal- (bien-) identifiée. Par exemple, un électron initial avec $\text{TruthPdgId} = +11$ qui voit sa charge s’inverser sera associé à un positron dans l’état final avec $q = +1$. Le calcul du produit mène donc à un résultat > 0 , confirmant ainsi la mauvaise identification de la charge. À l’opposé, un positron initial avec $\text{TruthPdgId} = -11$ dont la charge ne s’inverse pas sera associé à un positron dans l’état final avec $q = +1$ et le calcul du produit donnera un résultat < 0 , résultat associé à une charge bien identifiée. Pour les électrons de type 4, la logique est identique, à la seule différence qu’on utilise la variable 1stEgMotherPdgId pour définir la charge électrique de l’électron initial, plutôt que TruthPdgId . En effet, la variable TruthPdgId définit la dernière particule présente dans le processus de propagation et puisque le type 4 est associé aux électrons ayant subit du rayonnement

Bremsstrahlung, il est fort possible que $\text{TruthPdgId} \neq \text{1stEgMotherPdgId}$, ce qui viendrait biaiser la conclusion suite au calcul du produit avec la charge q .

B.2 Statistique des variables choisies

Distributions des électrons mal identifiés et bien identifiés (séparés par type selon la variable de vérité **Type**) pour les 15 variables sélectionnées dans le cadre de l'analyse de réduction du bruit de fond charge-flip. Les figures de cette section illustrent les différentes distributions pour toutes les valeurs de pseudorapidité ainsi que pour 3 intervalles en $|\eta|$ spécifiques, soit : $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$ et sont présentées en suivant l'ordre du tab. 5.1.

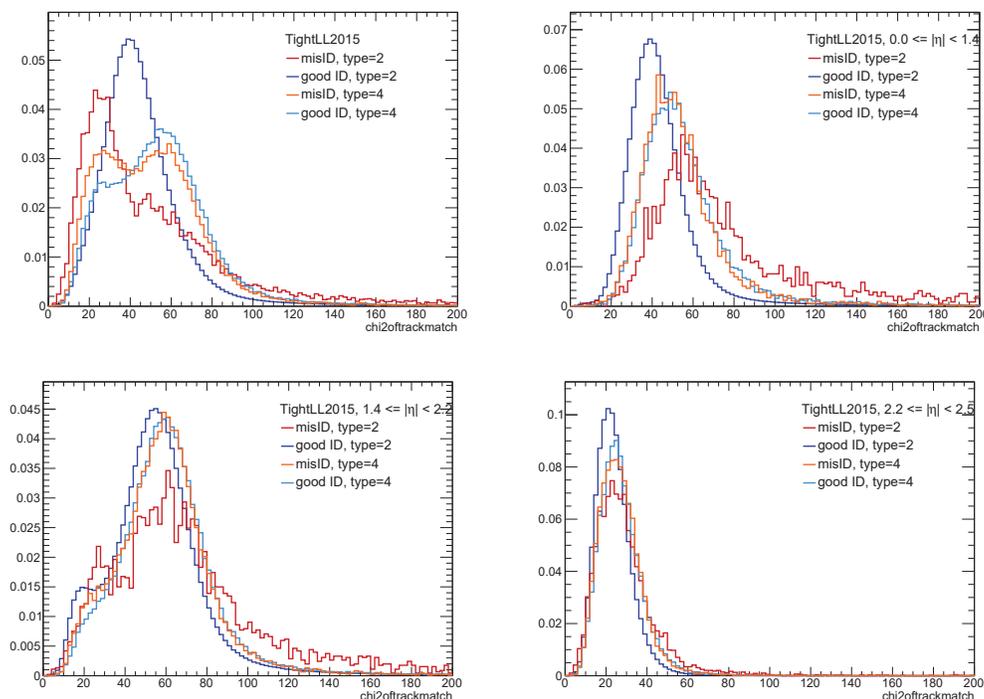


FIG. B.2 – Comparaison des distributions de χ^2_{track} pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

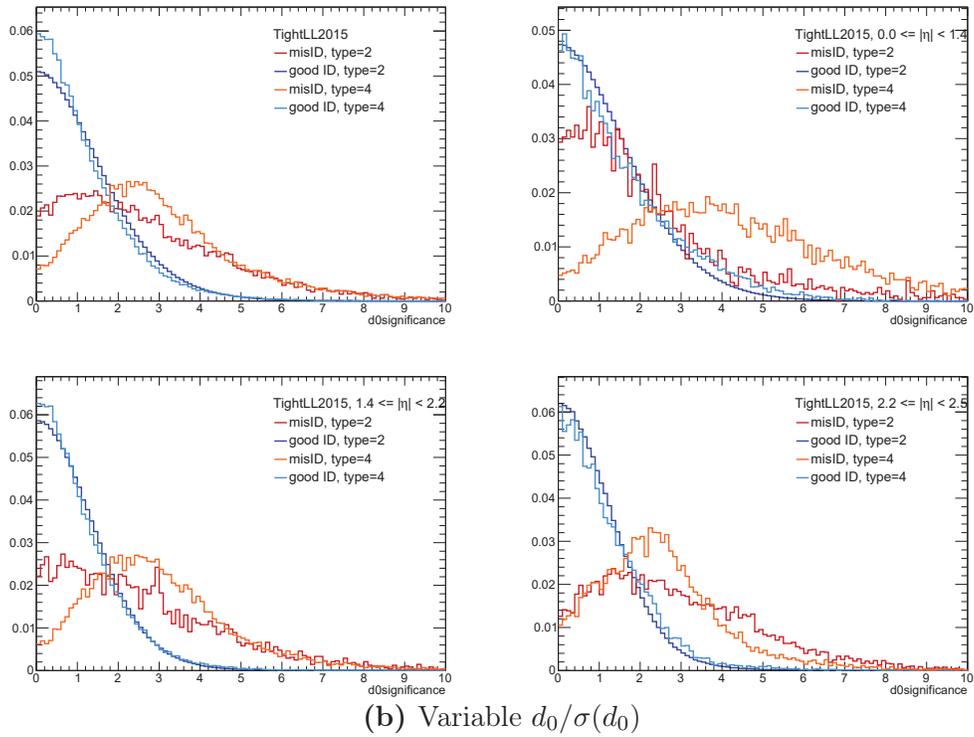
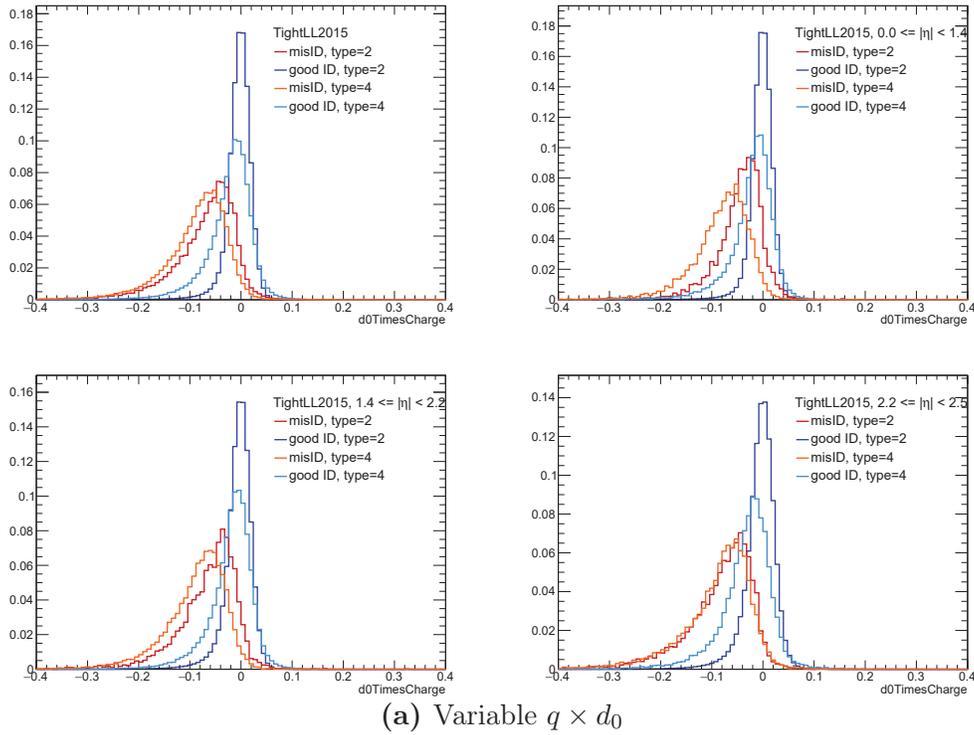


FIG. B.3 – Comparaison des distributions de (a) $q \times d_0$ et (b) $d_0/\sigma(d_0)$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

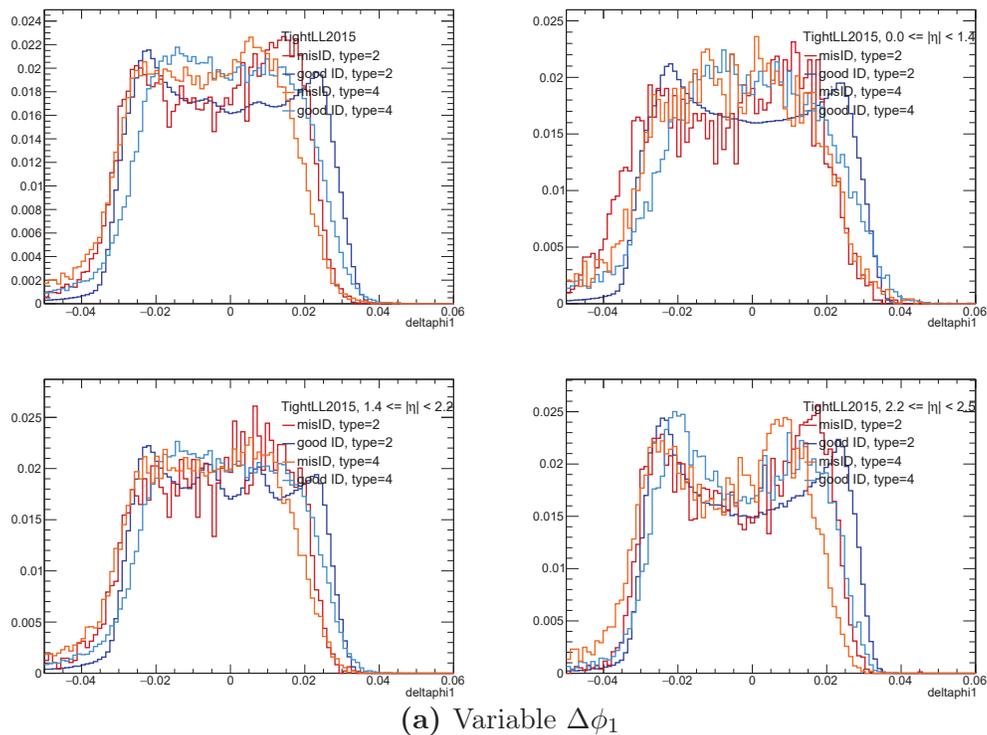
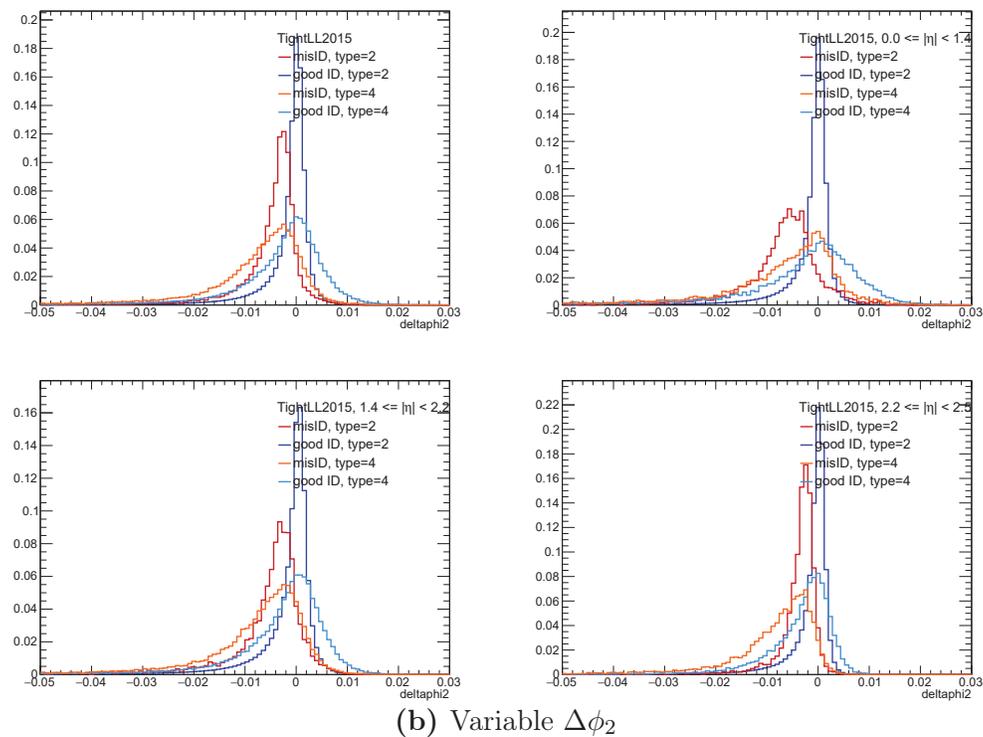

 (a) Variable $\Delta\phi_1$

 (b) Variable $\Delta\phi_2$

FIG. B.4 – Comparaison des distributions de (a) $\Delta\phi_1$ et (b) $\Delta\phi_2$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

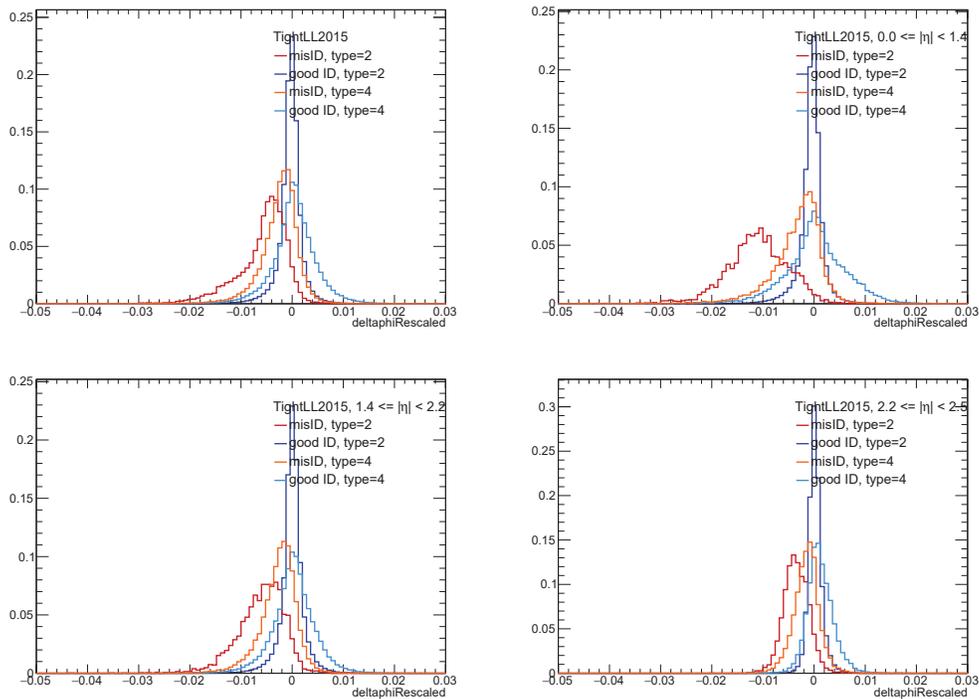
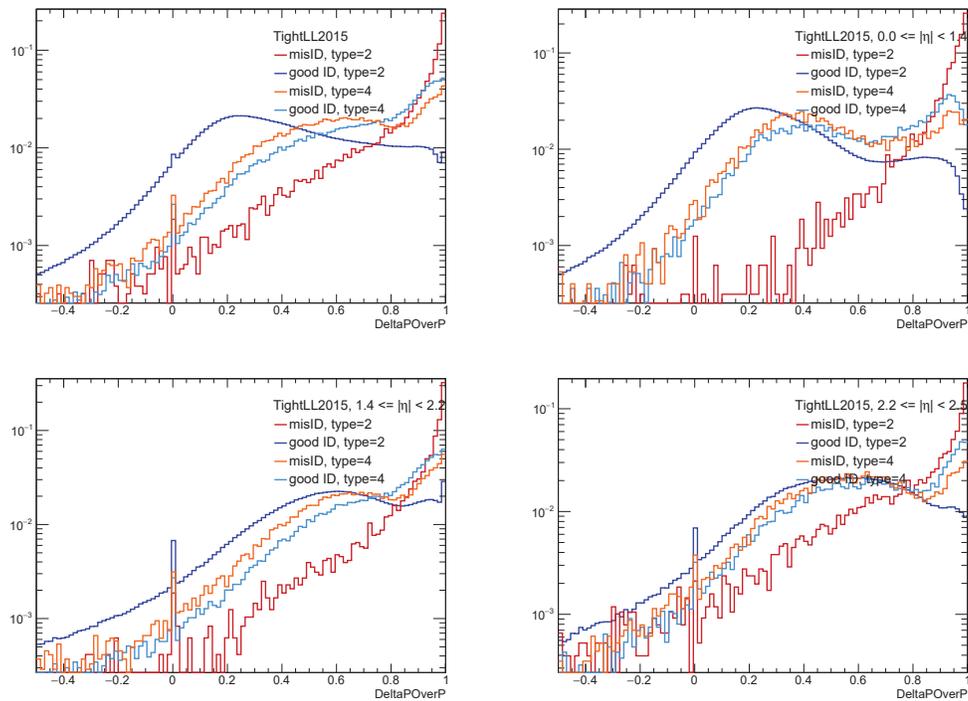

 (a) Variable $\Delta\phi_{res}$

 (b) Variable $\Delta p/p$

FIG. B.5 — Comparaison des distributions de (a) $\Delta\phi_{res}$ et (b) $\Delta p/p$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

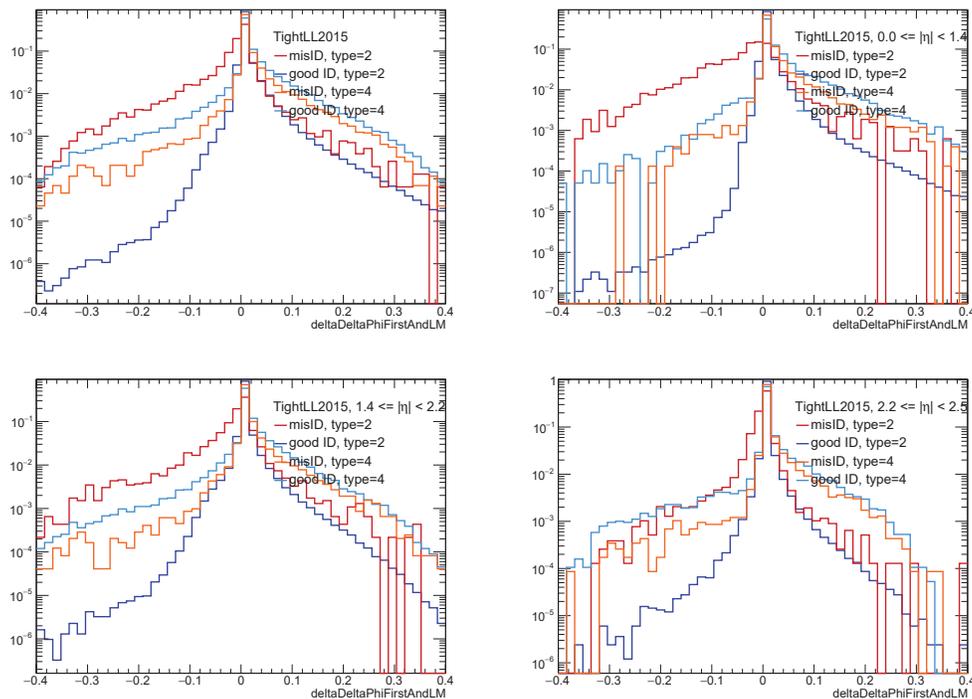
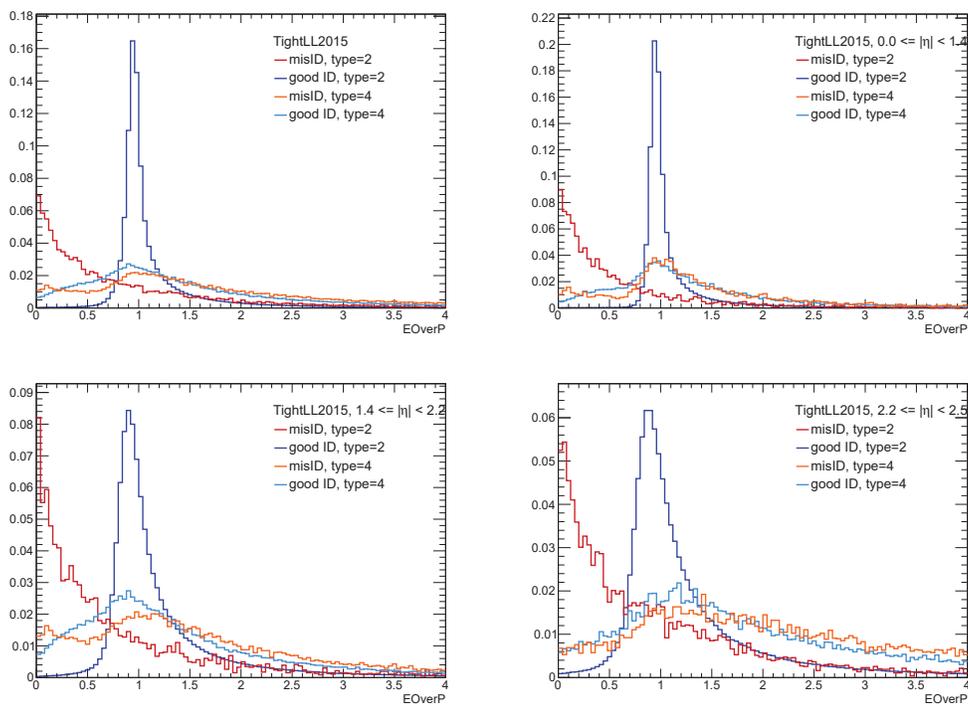

 (a) Variable $\Delta(\Delta\phi_1, \Delta\phi_{LM})$

 (b) Variable E/p

FIG. B.6 – Comparaison des distributions de (a) $\Delta(\Delta\phi_1, \Delta\phi_{LM})$ et (b) E/p pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

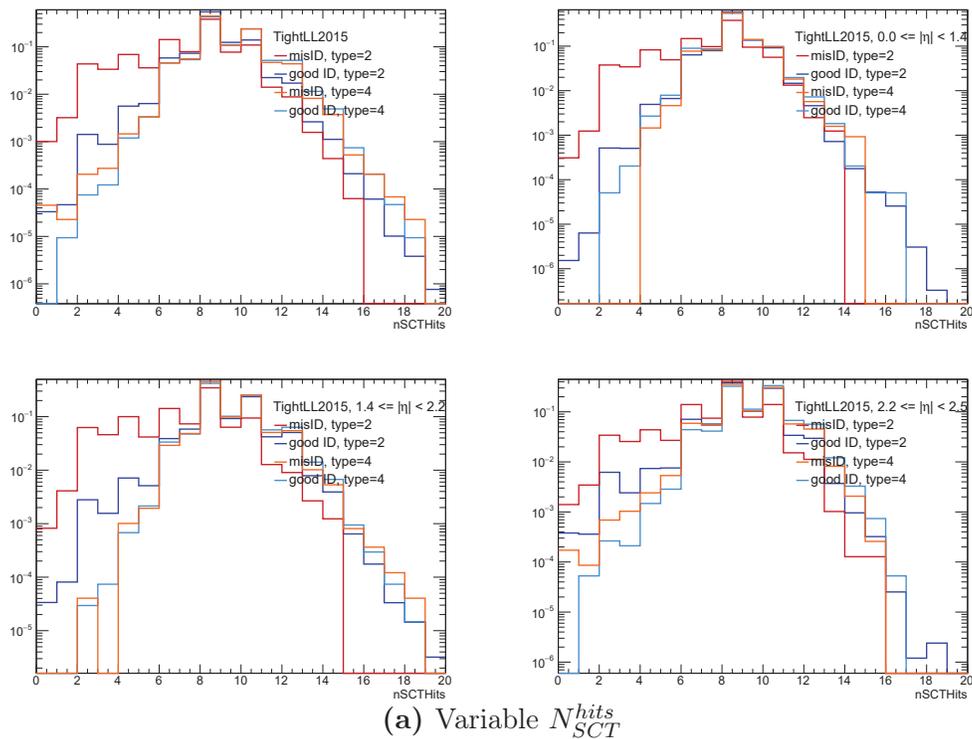
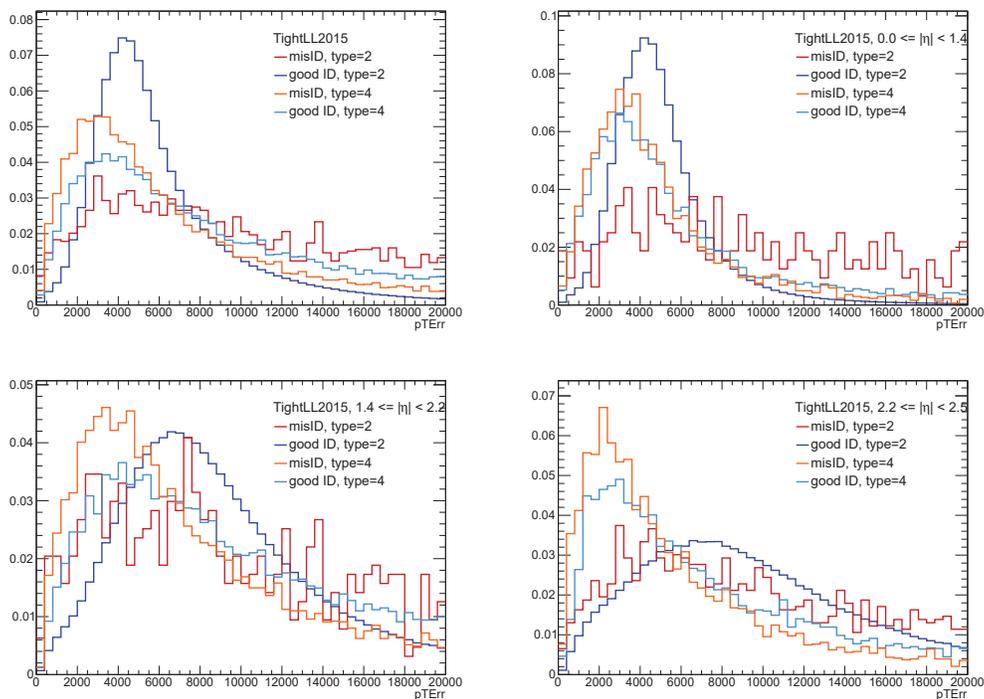

 (a) Variable N_{SCT}^{hits}

 (b) Variable $\sigma(p_T)$

FIG. B.7 – Comparaison des distributions de (a) N_{SCT}^{hits} et (b) $\sigma(p_T)$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

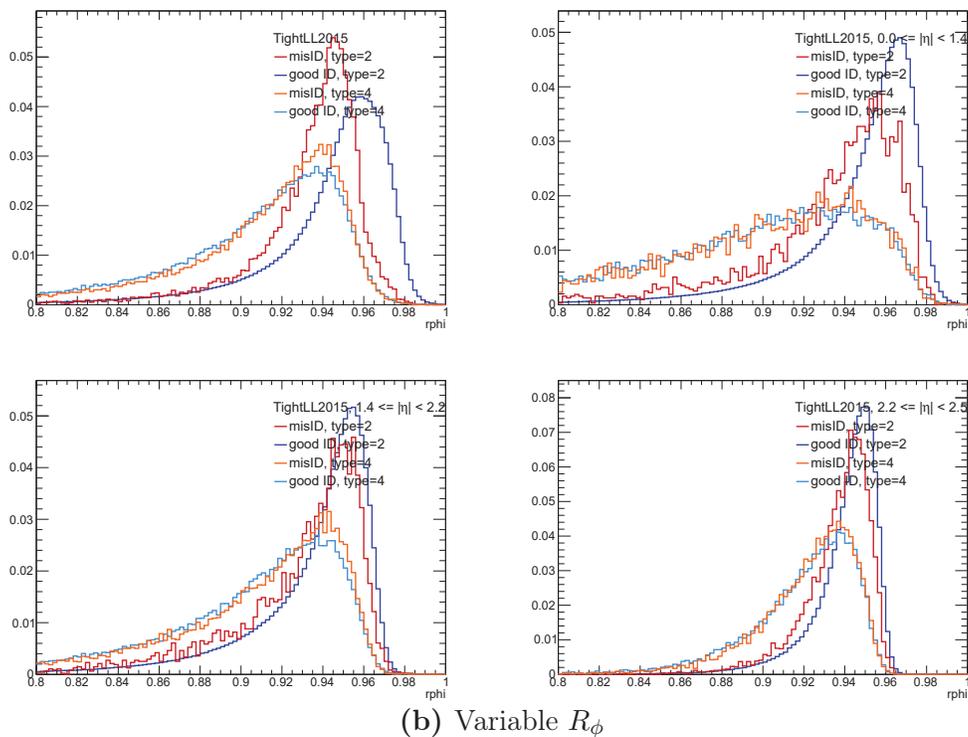
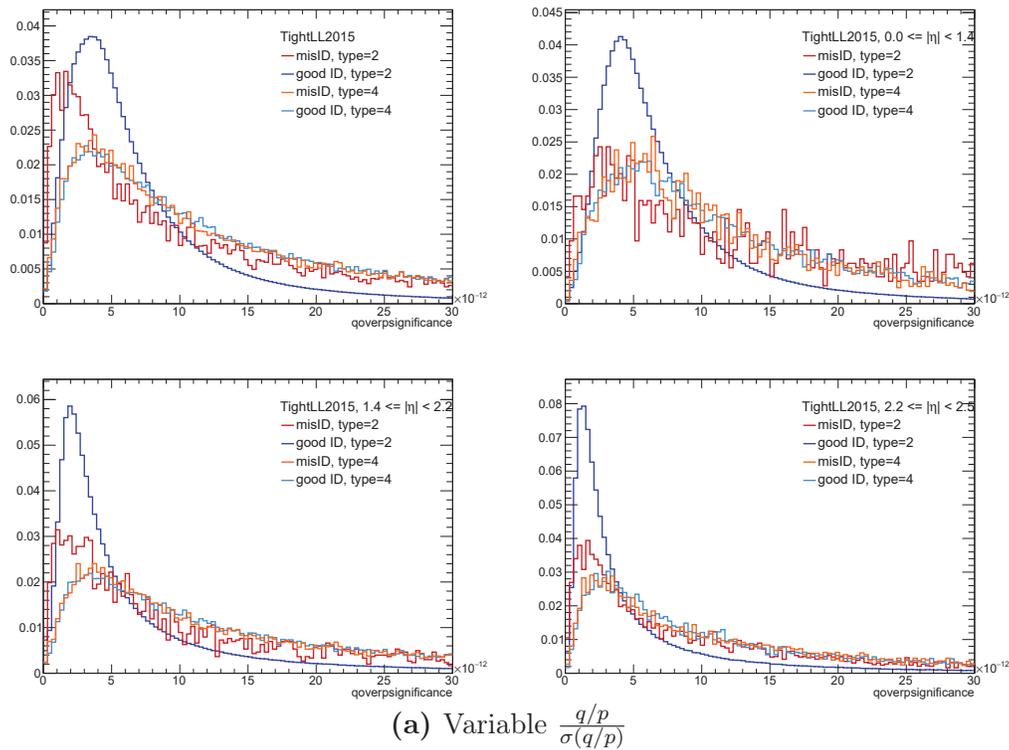


FIG. B.8 – Comparaison des distributions de (a) $\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$ et (b) R_ϕ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

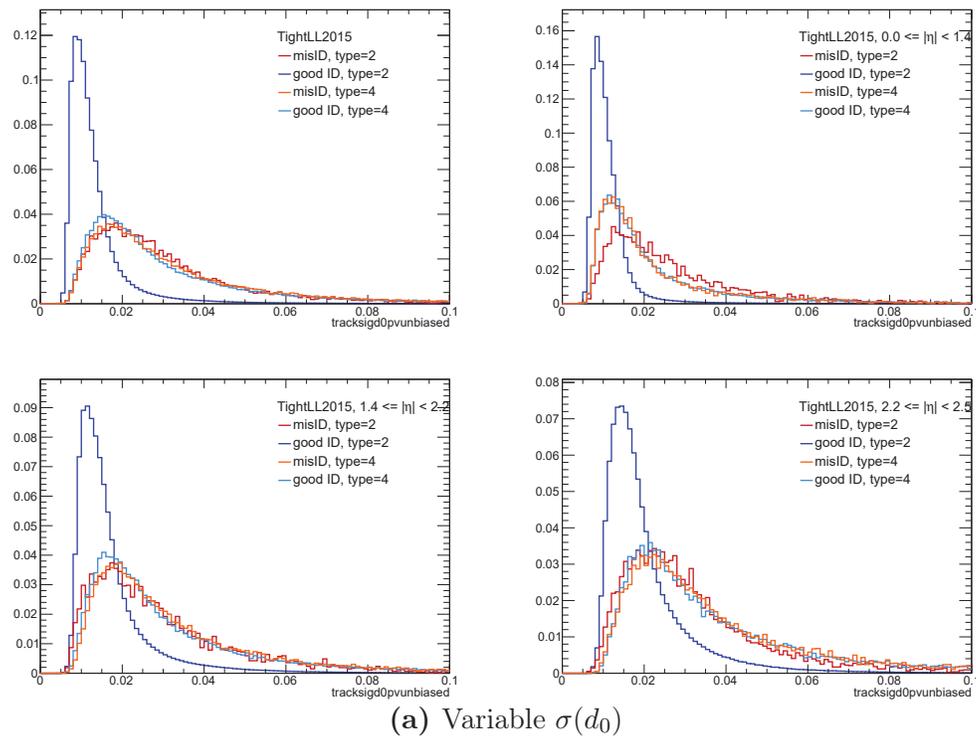
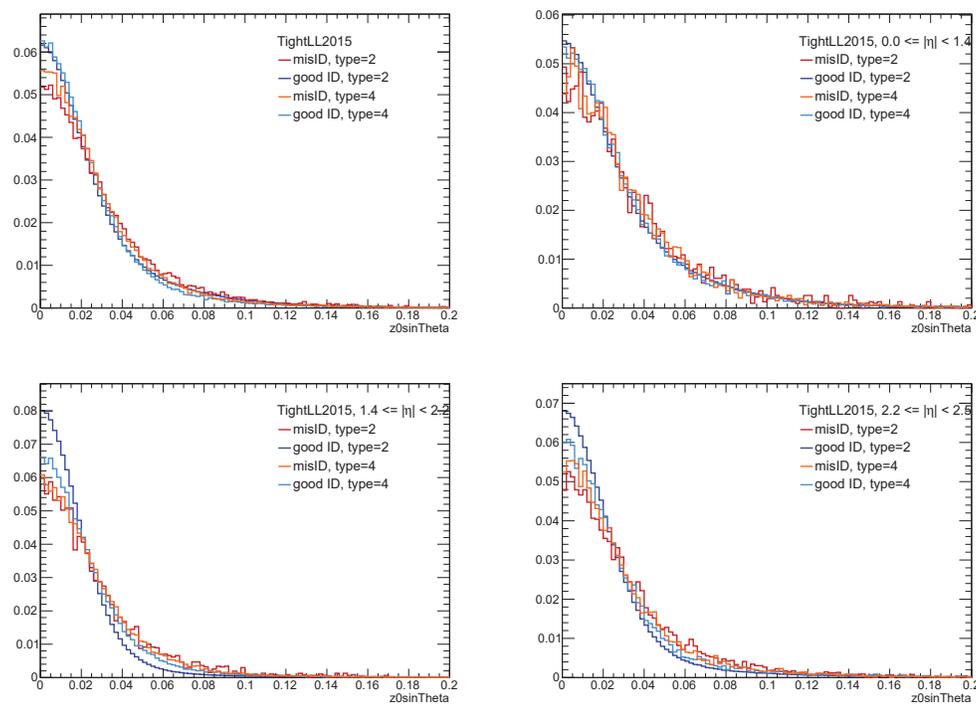

 (a) Variable $\sigma(d_0)$

 (b) Variable $z_0 \times \sin \theta$

FIG. B.9 – Comparaison des distributions de (a) $\sigma(d_0)$ et (b) $z_0 \times \sin \theta$ pour les électrons bien identifiés de type 2 (4) en bleu (cyan) et ceux mal identifiés de type 2 (4) en rouge (orange), selon les intervalles en $|\eta|$: $[0, 2.5]$, $[0, 1.4[$, $[1.4, 2.2[$, $[2.2, 2.5]$, de gauche à droite et de haut en bas.

Bibliographie

- [1] H Abramowicz et al. Limits on the effective quark radius from inclusive ep scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B757:468–472, 2016.
- [2] Peter J. Mohr, David B. Newell, and Barry N. Taylor. CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014. 2015.
- [3] <https://darkmatterdarkenergy.com/tag/planck-2015/>.
- [4] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/forces/couple.html>.
- [5] 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.*, B716:1–29, 2012.
- [6] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [7] E. W. Otten and C. Weinheimer. Neutrino mass limit from tritium beta decay. *Rept. Prog. Phys.*, 71:086201, 2008.
- [8] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/forces/feyns.html>.
- [9] <http://www.quantumdiaries.org/author/flip-tanedo/page/5/>.
- [10] http://particleadventure.org/quark_confinement.html.
- [11] <http://www.quantumdiaries.org/tag/feynman-diagrams/>.
- [12] <https://en.wikipedia.org/wiki/Bremsstrahlung>.
- [13] <http://electrons.wikidot.com/pair-production-and-annihilation>.
- [14] <http://www.jick.net/jess/hr/skept/EMC2/node9.html>.
- [15] https://en.wikipedia.org/wiki/W_and_Z_bosons.
- [16] https://en.wikipedia.org/wiki/Michel_parameters.
- [17] <http://resonaances.blogspot.ca/2012/10/a-problem-with-bees.html>.
- [18] Mark Thomson. *Modern particle physics, chap. 15*. Cambridge University Press, New York, 2013.
- [19] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. 1997. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [20] By VermillionBird (Own work), via Wikimedia Commons. <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=3429162>.

- [21] <http://physics.stackexchange.com/questions/254369/supersymmetry-and-grand-unification>.
- [22] Csaba Csaki. The Minimal supersymmetric standard model (MSSM). *Mod. Phys. Lett.*, A11:599, 1996.
- [23] <https://en.wikipedia.org/wiki/R-parity>.
- [24] Lucian-Stefan Ancu. SUSY searches with the ATLAS detector. In *Interplay between Particle and Astroparticle physics London, United Kingdom, August 18-22, 2014*, 2014.
- [25] Eva Halkiadakis, George Redlinger, and David Shih. Status and Implications of Beyond-the-Standard-Model Searches at the LHC. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 64:319–342, 2014.
- [26] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [27] <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/collisions.htm>.
- [28] *LEP design report*. CERN, Geneva, 1984. Copies shelved as reports in LEP, PS and SPS libraries.
- [29] http://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.lorentz_force.
- [30] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [31] http://courses.washington.edu/partysym/15Spr/Img/atlas_schematic.html.
- [32] <http://hypatia.phys.uoa.gr/applet/en/help.html>.
- [33] <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=5970403>.
- [34] <http://atlasexperiment.org/detector.html>.
- [35] J. F. Arguin. Commissioning of the ATLAS Pixel Detector. In *Proceedings, 34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2008)*, 2008.
- [36] The ATLAS Pixel Insertable B-Layer (IBL). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 650(arXiv:1012.2742):45–49. 7 p, Dec 2010. Comments: 7 pages, 5 figures, 4 tables, accepted by Nuclear Instruments and Methods A for publication.
- [37] <http://www.fsp101-atlas.de/e197881/e200172/>.
- [38] ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur. Phys. J.*, C72:1909, 2012.
- [39] <http://www.fsp101-atlas.de/e197881/e200194/>.
- [40] E. Diehl. Calibration and Performance of the ATLAS Muon Spectrometer. In *Particles and fields. Proceedings, Meeting of the Division of the American Physical Society, DPF 2011, Providence, USA, August 9-13, 2011*, 2011.

- [41] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 13$ TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C76(5):259, 2016.
- [42] ATLAS Collaboration. Search for supersymmetry with two same-sign leptons or three leptons using 13.2 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collision data collected by the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2016-037, CERN, Geneva, Aug 2016.
- [43] Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [44] ATLAS Collaboration, M Beckingham, M Duehrssen, E Schmidt, M Shapiro, M Venturi, J Virzi, I Vivarelli, M Werner, S Yamamoto, and T Yamanaka. The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2010-013, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [45] T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, F. Siegert, and J. Winter. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 02:007, 2009.
- [46] Multi-Boson Simulation for 13 TeV ATLAS Analyses. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-002, CERN, Geneva, Jan 2016.
- [47] Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, and Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06:128, 2011.
- [48] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, 178:852–867, 2008.
- [49] Modelling of the $t\bar{t}H$ and $t\bar{t}V$ ($V = W, Z$) processes for $\sqrt{s} = 13$ TeV ATLAS analyses. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-005, CERN, Geneva, Jan 2016.
- [50] Vertex Reconstruction Performance of the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-026, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [51] Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2014-032, CERN, Geneva, Jun 2014.
- [52] Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2016-024, CERN, Geneva, Jun 2016.
- [53] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J.*, C76(5):292, 2016.
- [54] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063, 2008.

- [55] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [56] Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2014-018, CERN, Geneva, May 2014.
- [57] ATLAS Collaboration. Performance of b -Jet Identification in the ATLAS Experiment. *JINST*, 11(04):P04008, 2016.
- [58] Expected performance of the ATLAS b -tagging algorithms in Run-2. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-022, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [59] Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-027, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [60] Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at $\sqrt{s}=13$ TeV. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-023, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [61] HistFitter software framework for statistical data analysis. *Eur. Phys. J.*, C75:153, 2015.
- [62] ATLAS Collaboration. Evidence for Electroweak Production of $W^{\pm}W^{\pm}jj$ in pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS Detector. *Phys. Rev. Lett.*, 113(14):141803, 2014.
- [63] ATLAS Collaboration. Measurement of the $t\bar{t}W$ and $t\bar{t}Z$ production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 11:172, 2015.
- [64] ATLAS Collaboration. Search for the associated production of the Higgs boson with a top quark pair in multilepton final states with the ATLAS detector. *Phys. Lett.*, B749:519–541, 2015.
- [65] Search for anomalous production of events with same-sign dileptons and b jets in 14.3 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2013-051, CERN, Geneva, May 2013. Not published in the proceedings.
- [66] Search for new physics using events with b -jets and a pair of same charge leptons in 3.2 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2016-032, CERN, Geneva, Jun 2016.
- [67] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [68] H. Trépanier. Comparison of variables distributions with η binning and type2 vs. type4 dependancy, https://indico.cern.ch/event/523503/contributions/2145742/attachments/1262975/1991873/etaBins_comparison_tightLL_type2VStype4_v4Ntuples.pdf.

-
- [69] H. Trépanier. Reducing charge mis-id using a multivariate analysis, légende complète des variables, p.29 de https://indico.cern.ch/event/523503/contributions/2145742/attachments/1262975/1867884/BDT_track_matching_18-04-2016.pdf.
- [70] Andreas Hoecker, Peter Speckmayer, Joerg Stelzer, Jan Therhaag, Eckhard von Toerne, and Helge Voss. TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS, ACAT:040*, 2007.
- [71] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389:81–86, 1997.
- [72] Sophie Berthelette, Jean-Francois Arguin, and Hubert Trepanier. Reduction of electron charge mis-identification using a BDT analysis on $Z \rightarrow ee$ sample. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-1225, CERN, Geneva, Aug 2016.

