



**HAL**  
open science

# Recherche de la production exotique de paires de quarks top de même signe au LHC avec le détecteur ATLAS

Simon Berlendis

## ► To cite this version:

Simon Berlendis. Recherche de la production exotique de paires de quarks top de même signe au LHC avec le détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Théorie [hep-th]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY052 . tel-01737516

**HAL Id: tel-01737516**

**<https://theses.hal.science/tel-01737516>**

Submitted on 19 Mar 2018

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Simon Berlendis**

Thèse dirigée par **Annick Lleres**  
et coencadrée par **Christopher Smith**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de  
Cos-mologie de Grenoble (LPSC)**  
et de l'**École Doctoral de Physique de Grenoble**

## Recherche de la production exotique de paires de quarks top de même signe au LHC avec le détecteur ATLAS

Thèse soutenue publiquement le **21 Septembre 2017**,  
devant le jury composé de :

**M. Arnaud Lucotte**

Directeur de recherche, LPSC, Président

**Mme Caroline Collard**

Chargée de recherche, IPHC, Rapporteur

**M. Benjamin Fuks**

Professeur des universités, UPMC, Rapporteur

**M. Marc Besançon**

Chercheur CEA, IRFU/SPP, Examineur

**M. Jean-François Grivaz**

Directeur de recherche émérite, LAL, Examineur

**Mme. Faïrouz Malek**

Directrice de recherche, LPSC, Examinatrice





# Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit n'auraient pas pu être réalisés sans l'aide précieuse d'un certain nombre de personnes que je tiens à remercier vivement.

Tout d'abord, je remercie chacun des membres de jury : *Arnaud Lucotte, Caroline Collard, Benjamin Fuks, Marc Besançon, Jean-François Grivaz* et *Fairouz Malek*, pour avoir pris le temps de lire avec attention mon manuscrit. Merci surtout pour les retours précieux et les discussions très intéressantes qui en ont découlé. Ce fut un véritable honneur d'avoir été évalué par des personnes comme vous.

Je remercie mes encadrants de thèse de m'avoir donné l'opportunité de me lancer dans cette merveilleuse aventure dans le domaine passionnant de la physique des particules. Merci à toi, *Annick Lleres*, pour ton soutien indéfectible, ta constante bienveillance à mon égard, et ton immense aide sans laquelle je n'aurais jamais pu produire un manuscrit de thèse de qualité. Merci à toi, *Christopher Smith*, pour avoir toujours laissé la porte ouverte pour moi et pour avoir pris le temps de m'expliquer les fondements théoriques sur lesquels j'ai pu construire ce projet de thèse. Je vous remercie grandement pour tout ce que vous avez fait pour moi, et je suis très heureux d'avoir pu faire cette thèse à vos côtés.

Je remercie toutes les personnes de la *collaboration ATLAS* avec qui j'ai travaillé durant ces trois années de doctorat pour produire les résultats qui ont été présentés dans ce manuscrit. Je souhaite en particulier remercier *Romain Madar, Erich Varnes* et *Xiaowen Lei* du groupe d'analyse exotique, *Simone Amoroso* et *Monica D'Onofrio* du groupe des performances Monte Carlo, et *Ximo Poveda* et *Julien Maurer* du groupe d'analyse supersymétrique.

Je remercie l'ensemble du personnel du Laboratoire de Physique Subatomique & Cosmologie de Grenoble pour leur accueil. Merci en particulier à *Fabienne Ledroit, Sabine Crépe-Renaudin, Marie-Hélène Genest, Jan Stark, Benjamin Trocmé* et *Pierre-Antoine Delsart* du groupe ATLAS pour leurs aides et leur bienveillance. Merci à *David Maurin* pour son immense gentillesse en tant que tuteur du laboratoire. Merci aux différents professeurs du Master de Physique Subatomique et Astroparticules de Grenoble. Et Merci à *Yamouni Mahfoud* pour sa bonne humeur infatigable.

Je remercie également *Isabelle Schanen* pour m'avoir donné la chance d'enseigner dans les Classes Préparatoires Polytechniques. Ce fut une expérience très enrichissante et très agréable, qui m'a donné le goût de l'enseignement.

Un grand merci au *Bidul* et ses membres pour ses petits dej' mensuels, ses déjeuners à des heures de retraités, ses barbecues non-organisés et ses student seminars aussi intéressants qu'irréguliers. Cette cohésion entre non-permanents est une véritable pépite d'or pour tous les doctorants du LPSC, et j'espère sincèrement que cela continuera encore pour très longtemps. Je souhaite une très bonne continuation à tous les doctorants ou docteurs que j'ai croisés durant ma thèse !

Je remercie mes collègues et amis de la première heure. Merci à toi, *Thomas Salagnac*, compagnon des afterworks, amateur de thé et de madeleine et incapable de pouvoir dire correctement “pain au chocolat”. Merci à toi, *Astrid Vauthier*, passionnée de carotte et de danse ennuyeuse et également incapable de pouvoir prononcer correctement le mot “vingt”. Et merci à toi, *Clément Camincher*, mon co-bureau préféré, mon partenaire de sports de montagne et de voyage-documentaire au pays des tzatzikis. Je suis heureux que nous ayons traversé et réussi cette expérience ensemble. J’ai vraiment passé de bons moments à vos côtés et je suis certain qu’on en passera encore bien d’autres !

Je remercie toute ma famille et mes amis qui m’ont soutenu durant ces trois années de doctorat. Merci en particulier à mes parents et mon frère pour m’avoir appris à profiter de la vie et à suivre mes passions jusqu’au bout. Merci à la famille Berlendis et Gayollaise pour le soutien infailible. Merci également à mes amis de Pertuis (#JeSuisPertuis), de Grenoble et d’ailleurs.

Et enfin, merci à toi, *Laura*, mon amour. Tu as toujours été là à me soutenir et à m’encourager dans les bons et dans les mauvais moments. Aujourd’hui, tu continues encore à me gâter de ton amour doux et chaleureux, et cela fait de moi un homme comblé.

Bref, un grand **Merci** à toutes les personnes que j’ai rencontrées le long de mon parcours et qui m’ont aidé directement ou indirectement dans cette merveilleuse aventure.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>I Contexte théorique</b>	<b>11</b>
I.1 Le Modèle Standard	12
I.1.1 Les symétries	12
I.1.2 Les particules élémentaires	13
I.1.3 L'électrodynamique quantique	15
I.1.4 La chromodynamique quantique	16
I.1.5 La brisure spontanée de symétrie électrofaible	17
I.1.6 Comment faire des prédictions ?	20
I.2 Les imperfections du Modèle Standard	23
I.2.1 Gravitation, hiérarchie et naturalité	23
I.2.2 La matière noire	24
I.2.3 L'asymétrie baryonique	26
I.2.4 Autres problèmes théoriques	27
I.3 Le modèle minimal de la supersymétrie	29
I.3.1 Quelques concepts théoriques	29
I.3.2 Intérêts théoriques	32
I.3.3 Phénoménologie et limites actuelles	34
I.4 La supersymétrie à $R$ -parité violée	38
I.4.1 Violation de la $R$ -parité	38
I.4.2 Intérêts théoriques	39
I.4.3 Nouvelle phénoménologie	40
I.4.4 Production de quarks top de même signe	41
<b>II Dispositif expérimental</b>	<b>45</b>
II.1 Le Large Hadron Collider	46
II.1.1 Fonctionnement	47
II.1.2 Luminosité et empilement	48
II.2 Le détecteur ATLAS	50
II.2.1 Système de coordonnées	50
II.2.2 Le détecteur interne	52
II.2.3 Le système calorimétrique	54
II.2.4 Le spectromètre à muons	57
II.2.5 Le système de déclenchement	58

II.3	La simulation Monte Carlo	60
II.3.1	Description générale	60
II.3.2	Le hard process	61
II.3.3	Les fonctions de distribution partonique	62
II.3.4	Le parton showering	64
II.3.5	La simulation du détecteur	66
II.4	Les objets physiques	68
II.4.1	Les électrons	68
II.4.2	Les muons	70
II.4.3	Les jets	71
II.4.4	Les b-jets	72
II.4.5	L'énergie transverse manquante	72
II.4.6	Suppression des recouvrements	73
<b>III</b>	<b>Amélioration des simulations Monte Carlo</b>	<b>75</b>
III.1	Procédure de combinaison	76
III.1.1	La procédure CKKW-L	76
III.1.2	Simulation des processus $V$ +jets	77
III.1.3	Effet de l'ordonnancement en rapidité	78
III.2	Parton showering	83
III.2.1	Ajustement de la constante de couplage $\alpha_s$	83
III.2.2	Ajustement des paramètres associés aux interactions multiples	86
III.2.3	Validation	89
<b>IV</b>	<b>Stratégies d'analyse</b>	<b>93</b>
IV.1	Recherche supersymétrique	94
IV.1.1	Supersymétrie à $R$ -parité conservée	94
IV.1.2	Supersymétrie à $R$ -parité violée	96
IV.1.3	Sélection des objets physiques	98
IV.2	Recherche exotique	101
IV.2.1	Signaux exotiques	101
IV.2.2	Résultats à 8 TeV	103
IV.2.3	Sélection des objets physiques	104
IV.3	Les sources de bruits de fond	107
<b>V</b>	<b>Recherche de quarks top de même signe</b>	<b>109</b>
V.1	Description des processus recherchés	110
V.2	Simulation Monte Carlo	112
V.2.1	Génération d'évènements	112
V.2.2	Cinématique	113
V.2.3	Sections efficaces théoriques	118
V.3	Optimisation de régions de signal	121
V.3.1	Les variables discriminantes	121
V.3.2	Procédure d'optimisation	124

V.3.3	Optimisation pour les processus $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$	125
V.3.4	Optimisation pour les processus $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$	128
V.3.5	Proposition de régions de signal	131
<b>VI</b>	<b>Estimation du bruit de fond</b>	<b>135</b>
VI.1	Le bruit de fond irréductible	137
VI.1.1	Processus du Modèle Standard	137
VI.1.2	Incertitudes systématiques	140
VI.2	Les faux leptons	143
VI.2.1	Méthode matricielle	143
VI.2.2	Mesure des efficacités	145
VI.2.3	Incertitudes systématiques	147
VI.3	La mauvaise identification de charge	149
VI.3.1	Principe d'estimation	149
VI.3.2	Mesure du taux de charge inversée	150
VI.3.3	Incertitudes systématiques	152
VI.3.4	Tests de validation	158
VI.3.5	Perspective de réduction	159
<b>VII</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>165</b>
VII.1	Interprétation statistique	166
VII.2	Résultats sur les modèles exotiques	168
VII.2.1	Validation du bruit de fond	168
VII.2.2	Résultats dans les régions de signal	169
VII.2.3	Incertitudes systématiques	170
VII.2.4	Limites	171
VII.3	Résultats sur les modèles supersymétriques	173
VII.3.1	Résultats et incertitudes systématiques	173
VII.3.2	Limites sur les modèles conservant la $R$ -parité	174
VII.3.3	Limites sur les modèles violant la $R$ -parité	176
	<b>Conclusion</b>	<b>181</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>183</b>
	<b>Annexes</b>	<b>197</b>
<b>A</b>	<b>Résultats obtenus à <math>13.2 \text{ fb}^{-1}</math> de luminosité intégrée</b>	<b>197</b>



# Introduction

À l'échelle de l'infiniment petit, les lois de la physique régissant les interactions entre les particules sont décrites par le modèle théorique connu sous le nom de *Modèle Standard*. Depuis une quarantaine d'années, les prédictions de cette théorie ont été maintes fois testées et validées par les expériences de physique des particules, en particulier par celles menées auprès des collisionneurs. Cependant, en raison des limitations technologiques, ces expériences se limitaient jusqu'à ces dernières années à des énergies inférieures à l'échelle du TeV, laissant le domaine de la physique à plus haute énergie encore inexploré. Depuis 2009, les expériences menées au Large Hadron Collider (LHC) au CERN ont permis de repousser cette frontière en produisant des collisions proton-proton à des énergies records, lesquelles atteignent maintenant 13 TeV dans le centre de masse.

Les expériences de physique à haute énergie sont principalement motivées par la recherche de phénomènes de nouvelle physique. En effet, le Modèle Standard présente des imperfections : il possède plusieurs problèmes théoriques non-résolus et ne permet pas d'expliquer certaines observations astrophysiques comme celles de la matière noire et de l'asymétrie baryonique. Ces défauts laissent à penser que ce modèle est incomplet et qu'il existe une théorie au-delà du Modèle Standard qui permettrait de les résoudre. De nombreuses théories, telles que la supersymétrie, ont été proposées et prévoient l'apparition de nouveaux phénomènes à haute énergie, lesquels se manifesteraient par des déviations des mesures expérimentales par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

L'objectif de cette thèse est de rechercher ces déviations dans les données enregistrées à 13 TeV par le détecteur ATLAS, l'un des quatre grands détecteurs installés auprès du LHC. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la recherche de processus de production de quarks top de même signe (c'est-à-dire de même charge électrique), qui sont prédits par certaines théories au-delà du Modèle Standard, telles que les modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée. Le quark top ayant la particularité de se désintégrer par interaction faible en un lepton chargé ( $t \rightarrow bW$ ,  $W \rightarrow \ell\nu$ ), ces processus ont l'avantage de produire des événements composés de deux leptons de même charge, lesquels sont facilement identifiables dans le détecteur ATLAS. Leur bruit de fond est de plus relativement faible, ce qui permet d'être sensible à des processus de faible section efficace.

Cette thèse présentera les travaux qui ont été menés au sein de la collaboration ATLAS pour la recherche de déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard dans les événements composés de leptons de même charge. Ces travaux ont porté sur deux analyses de recherche de nouvelle physique : une première analyse recherchant des processus supersymétriques, incluant la production de quarks top de même signe dans le cadre de modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée, et une seconde analyse recherchant des processus non-supersymétriques (dits exotiques) de production de quarks top. Cette dernière analyse est par ailleurs motivée par les résultats obtenus à 8 TeV, dans lesquels un modeste excès de nombre d'événements a été observé dans deux régions de signal avec un niveau de signification combiné de l'ordre

de  $2.5\sigma$  [1]. La réplication de cette analyse sur les données enregistrées à 13 TeV a pour objectif d'infirmier ou de confirmer l'excès observé à 8 TeV, à savoir établir s'il est compatible avec une fluctuation statistique du bruit de fond ou s'il provient bien d'un phénomène de nouvelle physique.

Le plan de cette thèse est le suivant.

Nous commencerons tout d'abord par introduire les différentes notions théoriques et expérimentales sur lesquelles les travaux de cette thèse s'appuieront. Le Chapitre I introduira le contexte théorique par une présentation du Modèle Standard et de ses imperfections, puis présentera les modèles de supersymétrie et les motivations pour la recherche d'évènements de production de quarks top de même signe. Le Chapitre II présentera le fonctionnement du LHC et du détecteur ATLAS, les principes de la simulation Monte Carlo et les méthodes de détection des différents types d'objets physiques.

Le Chapitre III discutera les études de performance de générateurs Monte Carlo effectuées durant cette thèse dans le but d'améliorer l'accord entre les mesures expérimentales et les prédictions des simulations des processus  $V$ +jets ( $V = Z, W$ ), ces simulations étant communément utilisées par les différentes analyses de la collaboration ATLAS.

Le Chapitre IV présentera les stratégies d'analyse mises en place pour les deux types de recherche de nouvelle physique mentionnés précédemment. Pour ces deux analyses, nous présenterons les différents processus recherchés, les régions de signal utilisées et les définitions des différents types d'objets physiques.

Le Chapitre V présentera les travaux qui ont permis l'implémentation de processus de production de quarks top de même signe pour la recherche de nouvelle physique dans le cadre de modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée. Nous discuterons notamment des procédures de simulation Monte Carlo qui ont permis de générer les échantillons d'évènements de ces processus. Nous présenterons également une étude d'optimisation de régions de signal pour la recherche des processus de production de quarks top de même signe.

Le Chapitre VI discutera des méthodes d'estimation des différentes sources de bruit de fond dans la cadre de l'étude de recherche de processus exotique, ainsi que de l'évaluation de leurs incertitudes systématiques. Nous présenterons tout particulièrement les travaux effectués pour développer et valider une méthode *data-driven* utilisée pour l'estimation du bruit de fond lié à la mauvaise identification de charge des leptons.

Enfin, le Chapitre VII présentera les résultats expérimentaux des analyses, ainsi que les limites d'exclusion qui ont été extraites pour chacun des modèles de nouvelle physique considérés. Nous finirons par une conclusion et par une discussion des perspectives relatives aux travaux présentés dans cette thèse.

## Contexte théorique

Il est difficile d'apprécier un sujet scientifique sans avoir préalablement posé le cadre théorique. Le sujet de cette thèse n'étant pas une exception, ce chapitre a pour objectif d'introduire le contexte théorique dans le cadre duquel les travaux présentés dans ce document ont été effectués.

Nous commencerons tout d'abord par détailler les bases théoriques de la physique des particules en introduisant le Modèle Standard et ses différents concepts théoriques. Nous discuterons ensuite les différentes imperfections du Modèle Standard qui laissent à penser que cette théorie est inachevée et valable seulement à basse énergie. Cette déduction motive notamment la recherche de physique au-delà du Modèle Standard dans les expériences actuellement menées au Large Hadron Collider (LHC) au CERN. Puis, nous présenterons une des théories les plus populaires de la physique des particules : *la supersymétrie*. Cette théorie prévoit notamment de nouvelles particules pouvant être potentiellement découvertes au LHC, ce qui motive une grande partie des recherches actuelles, ces recherches n'ayant pour l'instant conduit à aucune observation de déviation significative par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Enfin, nous présenterons une extension possible de la supersymétrie basée sur le concept de violation de la  $R$ -parité, et dont une des conséquences principales est la prédiction de processus de production de quarks top de même signe. Cette approche a motivé les études de recherche de nouvelle physique menées dans le cadre de cette thèse.

## I.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est la théorie qui permet de décrire les interactions entre les particules élémentaires. Finalisée dans les années 1970, sa formulation est le fruit de la fusion de plusieurs grandes théories du XX<sup>e</sup> siècle telles que la mécanique quantique, la relativité restreinte ou encore la théorie des champs. L'histoire de sa construction est très longue et s'appuie sur les travaux d'un grand nombre de physiciens dont le but était de comprendre et de résoudre les différents problèmes expérimentaux et théoriques de leur époque. De nombreuses découvertes ont d'ailleurs fait l'objet de prix Nobel et font aujourd'hui partie intégrante de l'histoire des sciences.

Le succès du Modèle Standard est aujourd'hui incontestable. Quarante ans plus tard, ses prédictions continuent à être en accord avec les mesures expérimentales. Il a de plus permis de mieux comprendre les propriétés des particules élémentaires et de leurs interactions, de prédire de nouveaux phénomènes et de développer nos connaissances sur l'histoire même de notre univers, du Big Bang à aujourd'hui. Ces réussites lui ont valu la réputation d'être à l'heure actuelle une des théories de physique fondamentale les plus complètes pour décrire l'échelle de l'infiniment petit.

Cette section propose à tout lecteur novice en physique des particules une brève introduction au Modèle Standard, aux bases théoriques sur lesquelles il est construit et aux différents concepts physiques qu'il prédit. Certains sujets manqueront peut-être d'explications ou même de pédagogie. Si c'est le cas, le lecteur est invité à consulter des ouvrages académiques de référence comme *Quarks and Leptons* [2] ou des cours d'introduction à la physique des particules [3].

Nous aborderons tout d'abord les notions de symétrie en section I.1.1 et présenterons en section I.1.2 les différentes particules à partir desquelles le Modèle Standard a été construit. Puis, nous verrons quelques bases théoriques sur l'électrodynamique quantique en section I.1.3 et sur la chromodynamique quantique en section I.1.4. Nous expliquerons aussi le concept de brisure spontanée de symétrie à travers l'exemple de la symétrie électrofaible en section I.1.5. En section I.1.6, nous finirons sur les techniques de prédiction en théorie quantique des champs.

### I.1.1 Les symétries

Le Modèle Standard a été développé à partir de la théorie quantique des champs en utilisant le concept d'invariance de jauge [4] pour décrire trois des quatre forces fondamentales, l'électromagnétisme, la force faible et la force forte, la gravitation n'étant pas incluse dans le Modèle Standard.

Le concept d'invariance de jauge consiste à rendre un lagrangien invariant sous des transformations locales de jauge. On associe ces transformations à des groupes de symétrie locale appelés *groupes de jauge* et, comme nous le verrons avec l'exemple de l'électrodynamique quantique en section I.1.3, ces invariances amènent l'apparition de *bosons de jauge* (photons, gluons, . . .) qui interagissent avec les autres particules du Modèle Standard. Ce sont ces interactions qui sont à l'origine des forces fondamentales.

Dans le cadre du Modèle Standard, le groupe de jauge est  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , où la symétrie  $SU(3)_C$  correspond à la force forte qui est décrite par la chromodynamique quantique (Sect. I.1.4), et la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  correspond à l'unification de l'électromagnétisme et de la force faible, appelée interaction *électrofaible*. Ces symétries sont appelées les symétries *internes* du Modèle Standard. Elles peuvent néanmoins être brisées par des mécanismes de brisure spontanée de symétrie, comme c'est le cas

pour la symétrie de l'interaction électrofaible  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ , dans laquelle seule la symétrie  $U(1)_Q$  associée à l'électromagnétisme est conservée (voir Sect. I.1.5).

Une des notions clés à comprendre pour la suite est le concept de *loi de conservation*. D'après le théorème établi en 1918 par Emmy Noether [5], chaque symétrie globale ou locale appliquée au lagrangien du Modèle Standard amène à la conservation d'une grandeur physique dans les processus d'interaction. Un exemple connu est la symétrie de Poincaré qui concerne toutes les transformations de Lorentz et de translation. Dans ce cas, l'application du théorème de Noether résulte en la conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment cinétique pour chaque processus physique. De la même manière, les symétries internes  $SU(3)_C$  et  $U(1)_Q$  amènent respectivement à la conservation de la charge de couleur (rouge, bleu, vert) et à la conservation de la charge électrique. Cependant, nous verrons par la suite qu'il existe aussi des lois de conservation ne dérivant pas d'une des symétries précédentes (par exemple la conservation des nombres baryonique et leptonique). Nous dirons que ces lois de conservation dérivent de *symétries accidentelles*.

## I.1.2 Les particules élémentaires

En théorie quantique des champs, un champ est un objet qui se transforme sous les représentations des groupes de symétrie internes (groupes de jauge) et externes (groupe de Poincaré) du Modèle Standard. Par conséquent, on lui associe des nombres quantiques intrinsèques associés aux symétries internes et externes tels que la charge électrique, la charge de couleur ou le spin. Ce dernier nombre quantique permet par ailleurs de catégoriser les champs en plusieurs types :

- les champs de spin **0**, qui sont appelés champs **scalaires**,
- les champs de spin **1**, qui sont appelés champs **vectoriels**,
- les champs de spin **1/2**, qui sont appelés champs **spinoriels**.

Les champs de spin entier sont appelés *bosons* et suivent les lois de la statistique de Bose-Einstein, tandis que les champs de spin demi-entier sont appelés *fermions* et suivent les lois de la statistique de Fermi-Dirac. À titre d'exemple, les particules "médiatrices" des forces, comme le photon, sont des bosons, alors que les particules qui composent la matière ordinaire telles que l'électron, le quark up et le quark down, sont des fermions.

Deux notions supplémentaires liées aux champs nécessitent aussi d'être introduites :

- La *chiralité* est une caractéristique intrinsèque du fermion. En régime ultra-relativiste, elle représente la projection de son spin selon la direction de son vecteur impulsion. Elle peut prendre, par exemple, la valeur  $-1$ , la particule est alors dite *gauche*, ou  $+1$ , pour une particule dite *droite*.
- Les *antiparticules* sont des particules jumelles qui ont les mêmes propriétés de spin et de masse que leurs particules associées excepté qu'elles possèdent des nombres quantiques opposés. Par exemple, si un quark up  $u$  a une charge électrique  $+2/3$ <sup>1</sup> et une charge de couleur rouge, son anti-particule associée, notée  $\bar{u}$ , a une charge électrique  $-2/3$  et une charge de couleur anti-rouge.

Le Modèle Standard impose l'existence de 12 types de fermion de masses différentes répertoriés dans le tableau I.1. Les fermions se répartissent en deux catégories, les *leptons* et les *quarks*, eux-mêmes répartis en trois familles distinctes, comme cela sera explicité plus loin.

---

1. La charge électrique est donnée en unité de charge  $e$ ,  $e$  étant égale à la charge électrique de l'électron.

TABLE I.1. – Liste des trois familles de leptons et de quarks du Modèle Standard ainsi que leur charge électrique et leur charge de couleur.

	Leptons		Quarks	
1 <sup>re</sup> famille	électron $e$	neutrino électronique $\nu_e$	up $u$	down $d$
2 <sup>e</sup> famille	muon $\mu$	neutrino muonique $\nu_\mu$	charm $c$	strange $s$
3 <sup>e</sup> famille	tau $\tau$	neutrino tauique $\nu_\tau$	top $t$	bottom $b$
Charge	-1	0	+2/3	-1/3
Couleur	-	-	r/v/b	r/v/b

Ne portant aucune charge de couleur, les leptons n’interagissent que par interaction électrofaible. Il existe des leptons massifs chargés ( $e$ ,  $\mu$  et  $\tau$ ) et des leptons neutres de masse nulle<sup>2</sup> ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ) appelés neutrinos.

Les quarks interagissent par interaction électrofaible et par interaction forte. Il existe des quarks de charge électrique +2/3 ( $u$ ,  $c$  et  $t$ ) et des quarks de charge électrique -1/3 ( $d$ ,  $s$  et  $b$ ). Ils peuvent chacun avoir l’une des trois charges de couleurs possibles : rouge, vert ou bleu. Comme nous le verrons dans la section I.1.4, l’interaction forte a la particularité d’être plus importante à grande distance. En conséquence, à basse énergie, les quarks ne sont pas libres et, à l’exception du quark top, ils ne peuvent exister qu’en formant un état composite avec d’autres quarks ; les états composites possibles constituent les hadrons. Il existe deux types de hadrons :

- les **mésons** qui sont composés d’un quark et d’un anti-quark de couleur opposée (par exemple le pion  $\pi$ )
- les **baryons** qui sont composés de trois quarks de couleurs différentes (par exemple le proton  $p$  et le neutron  $n$ )
- les **pentaquarks**, récemment découverts par LHCb [6], sont composés de cinq quarks.

On appelle ce phénomène le *confinement*.

Cependant, comme mentionné précédemment, ce phénomène ne s’applique pas au quark top. Ayant la particularité d’être la particule élémentaire la plus lourde avec une masse d’environ 173.5 GeV [7], le quark top se désintègre par interaction faible ( $t \rightarrow bW$ ), au lieu de s’hadroniser.

Les fermions sont répartis en trois familles distinctes. Les particules de la première famille étant les plus légères, les particules des autres familles se désintègrent de manière directe ou indirecte en particules de la première famille. C’est en partie pour cette raison que la matière ordinaire est entièrement composée de particules de la première famille, c’est-à-dire de quarks up et down, lesquels composent les noyaux atomiques, et d’électrons en orbite autour du noyau. Le type de fermion (up, down, strange, ...) est appelé la *saveur* de la particule.

En plus des fermions, le Modèle Standard implique l’existence de cinq types de bosons répertoriés dans le tableau I.2.

- Le photon  $\gamma$  est la particule qui compose la lumière. C’est une particule vecteur non-massive, neutre et médiatrice de la force électromagnétique. Elle peut se coupler à toutes les particules chargées électriquement.

2. Néanmoins, depuis la découverte des oscillations des neutrinos en 1998, il a été prouvé les neutrinos possèdent une faible masse.

- Les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  sont des particules vecteur massives, médiatrices de la force faible responsable de la désintégration radioactive des noyaux.
- Les gluons sont des particules non-massives et médiatrices de la force forte qui est à l'origine de la cohésion des noyaux atomiques. Ces bosons se couplent à toutes les particules qui ont une charge de couleur, y compris à eux-mêmes (voir Sect. I.1.4).
- Le boson de Higgs est la seule particule élémentaire scalaire du Modèle Standard. Elle est massive et est issue de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

TABLE I.2. – Liste des bosons du Modèle Standard ainsi que leur interaction associée, leur charge électrique et leur spin.

	Interaction	Charge	Spin
Photon $\gamma$	Électromagnétique	0	1
Boson $Z$	Faible	0	1
Bosons $W^\pm$	Faible	$\pm 1$	1
Gluons $g$	Forte	0	1
Boson de Higgs $h$	-	0	0

### I.1.3 L'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (appelée QED pour *quantum electrodynamics*) est la théorie qui permet de décrire l'interaction électromagnétique dans le Modèle Standard en se basant sur un groupe de symétrie simple :  $U(1)$ . Cette théorie est l'exemple idéal pour introduire le concept d'invariance de jauge et pour montrer comment il amène à l'introduction d'une interaction (électromagnétique), d'un boson de jauge (photon), et d'une loi de conservation (charge électrique).

Prenons le lagrangien de Dirac d'un champ libre  $\Psi$  de masse  $m$  :

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi \quad (\text{I.1})$$

Nous pouvons alors appliquer sur  $\Psi$  la transformation locale de jauge  $U(1)$  :

$$\Psi \xrightarrow{U(1)} \Psi' = \exp[-i\alpha(x)]\Psi \quad (\text{I.2})$$

où  $\alpha(x)$  est une phase quelconque en fonction du quadrivecteur de l'espace-temps  $x$ .

Le lagrangien est invariant sous cette transformation uniquement lorsque la phase  $\alpha$  est constante par rapport à  $x$ . Dans ce cas, la transformation devient globale et l'application du théorème de Noether implique l'existence d'un courant électrique  $j_\mu$  qui se conserve :

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad \text{avec} \quad j_\mu = -e\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi \quad (\text{I.3})$$

ce qui amène alors à la conservation de la charge électrique.

Lorsque la phase  $\alpha$  n'est pas constante, la transformation introduit un terme en  $\partial_\mu\alpha(x)$ , rendant le lagrangien non-invariant sous  $U(1)$ . Pour compenser ce terme, il est nécessaire de redéfinir la dérivée  $\partial_\mu$  en une dérivée covariante  $D_\mu$  avec :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (\text{I.4})$$

où  $e$  est un paramètre libre de la théorie qui est associé ici à la charge électrique et où  $A_\mu$  est un *champ de jauge* associé ici au photon. Sous U(1), ce champ suivra la transformation suivante :

$$A_\mu \xrightarrow{U(1)} A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial\alpha(x) \quad (\text{I.5})$$

Le lagrangien devient alors invariant sous la transformation locale U(1).

En introduisant un terme cinétique de propagation pour le champ de jauge, le lagrangien devient :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (\text{I.6})$$

$$= \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi}_{\text{Dirac}} - \underbrace{e\bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu \Psi}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}}_{\text{propagation}} \quad (\text{I.7})$$

$$\text{avec } F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (\text{I.8})$$

L'invariance de jauge U(1) a donc nécessité l'introduction d'un champ de jauge, le photon  $A_\mu$ , et d'un terme d'interaction entre ce champ et le champ  $\Psi$  dont la constante de couplage est  $e$ .

En conclusion de cette section, nous avons introduit l'électrodynamique quantique qui a la particularité d'être une théorie facile à construire car elle se base sur un groupe de jauge simple U(1). De manière générale, des groupes de symétrie plus complexes peuvent introduire plusieurs matrices de transformation non-commutatives nécessitant l'introduction de plusieurs champs de jauge pour rendre le lagrangien invariant, comme par exemple la chromodynamique quantique qui est basée sur la symétrie SU(3).

### I.1.4 La chromodynamique quantique

Fondée par Politzer, Wilczek et Gross [8–10], la chromodynamique quantique est la théorie qui décrit l'interaction forte au sein de Modèle Standard. Dans cette section, nous nous dispenserons de toutes les étapes de construction par invariance de jauge que nous avons introduites dans la section précédente, pour nous concentrer plus particulièrement sur les propriétés importantes de cette théorie.

La chromodynamique quantique (aussi appelée QCD pour *quantum chromodynamics*) se base sur l'invariance de jauge de la symétrie SU(3). De manière similaire à l'électrodynamique quantique, elle introduit la présence de champs de jauge de masse nulle au nombre de huit, appelés gluons, et d'une constante de couplage  $g_s$  entre les quarks et les gluons. Elle introduit un nouveau nombre quantique qui est la charge de couleur. Un quark peut avoir trois charges de couleur différentes, rouge  $r$ , vert  $v$  ou bleu  $b$ , tandis que les gluons possèdent une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Seules les particules qui ont une charge de couleur, c'est-à-dire les quarks et les gluons, interagissent par interaction forte. Les leptons et les autres bosons sont neutres sous SU(3).

Les gluons sont génériquement notés  $G_\mu^a$  où  $a$  représente les huit états possibles ( $a = 1, \dots, 8$ ). Les quarks sont notés  $q_f^i$  où  $f$  et  $i$  représentent respectivement les trois saveurs de la particule ( $f = 1, 2, 3$ ) et les trois charges de couleur ( $i = 1, 2, 3$ ). Le lagrangien de la chromodynamique quantique s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_f \bar{q}_f^i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q_{f_i} - \sum_f g_s (\bar{q}_{f_i} \gamma^\mu T_a^{ij} q_{f_j}) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a \quad (\text{I.9})$$

$$\text{avec } G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c \quad (\text{I.10})$$

où les  $T_a$  sont les générateurs du groupe SU(3).

La particularité de la chromodynamique quantique est d'avoir une constante de couplage qui dépend de l'échelle d'énergie du processus. À basse énergie, la constante de couplage  $\alpha_S = g_s^2/4\pi$  est supérieure à 1 et la chromodynamique quantique devient non-perturbative, ce qui empêche de faire des prédictions par calcul d'éléments de matrice (voir Sect. I.1.6). De plus, dans ce régime, les quarks ne peuvent exister librement ; comme mentionné précédemment, ils subissent le phénomène de confinement et forment des états composites neutres sous SU(3) appelés hadrons. À partir d'une échelle d'énergie  $\Lambda_{QCD}$  de l'ordre du 100 MeV, la constante de couplage devient plus petite et la théorie devient perturbative. Dans ce régime, il est alors possible de faire des prédictions par calcul d'éléments de matrice. La Figure I.1 montre l'évolution de  $\alpha_S$  en fonction de l'échelle d'énergie en régime perturbatif [11]. La nature de cette dépendance sera discutée en section I.1.6.

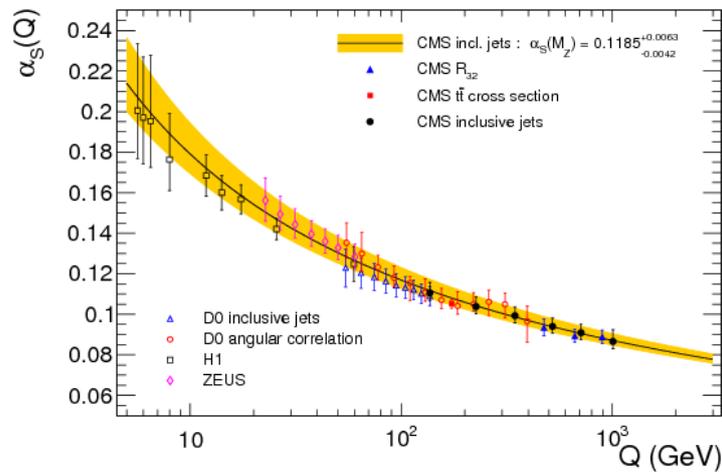


FIGURE I.1. – Évolution de la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_S$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$  dans le régime perturbatif. Les différentes mesures indirectes publiées par différentes collaborations sont représentées [11].

Comme nous le verrons par la suite, c'est en raison de cette évolution du couplage de l'interaction forte que la production de quarks et de gluons (à l'exception du quark top) dans les collisions de protons au LHC conduit à des jets de hadrons.

### I.1.5 La brisure spontanée de symétrie électrofaible

Implémentée par Glashow, Salam et Weinberg [12, 13] dans les années 1960, la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  permet de décrire l'interaction électrofaible (notée EW pour *electroweak*) dans le cadre du Modèle Standard. Elle implique l'apparition de quatre bosons de jauge : les champs  $W_\mu^i$  où  $i = 1, 2, 3$  qui sont associés à la symétrie  $SU(2)_L$ , et le champ  $B_\mu$  qui est associé à  $U(1)_Y$ . Le théorème de Noether engendre la conservation de deux nouveaux nombres quantiques : l'isospin  $I_3$  pour  $SU(2)_L$  et l'hypercharge  $Y$  pour  $U(1)_Y$ .

La symétrie  $SU(2)_L$  a la particularité de n'interagir qu'avec des particules de chiralité gauche (labellisée  $L$ ). Les particules de chiralité gauche des trois familles ( $f$ ) sont alors ordonnées en doublet de  $SU(2)$

d'isospin 1/2 :

$$L_f = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu_L \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau_L \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \quad Q_f = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \quad (\text{I.11})$$

alors que les particules de chiralité droite (labellisée  $R$ ) des trois familles sont supposées être des singlets de  $SU(2)$  d'isospin 0 :

$$E_f = e_R, \mu_R, \tau_R \quad U_f = u_R, c_R, t_R \quad D_f = d_R, s_R, b_R; \quad (\text{I.12})$$

Les neutrinos droits sont supposés absents dans le Modèle Standard.

Le lagrangien de l'interaction électrofaible avant brisure spontanée de symétrie s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^iW_i^{\mu\nu} + i\bar{L}^f\gamma^\mu D_\mu L_f + i\bar{E}^f\gamma^\mu D_\mu E_f \quad (\text{I.13})$$

$$+ i\bar{Q}^f\gamma^\mu D_\mu Q_f + i\bar{U}^f\gamma^\mu D_\mu U_f + i\bar{D}^f\gamma^\mu D_\mu D_f \quad (\text{I.14})$$

$$\text{avec} \quad D_\mu = \partial_\mu + igT_iW_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad \text{pour les doublets} \quad L_f \text{ et } Q_f \quad (\text{I.15})$$

$$\text{et} \quad D_\mu = \partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad \text{pour les singlets} \quad E_f, U_f \text{ et } D_f \quad (\text{I.16})$$

où  $T_i$  sont les générateurs du groupe  $SU(2)$  ; ils sont égaux aux matrices de Pauli  $\sigma_i/2$ .

La principale critique de ce modèle est qu'il est impossible d'inclure les termes de masse des particules car cela violerait la symétrie électrofaible  $SU(2)\times U(1)$ . En 1964, Peter Higgs, Robert Brout et François Englert proposent alors un mécanisme de brisure spontanée de symétrie pour expliquer l'apparition de ces termes de masse [14–16]. Ce mécanisme fut confirmé en 2012 par la découverte au LHC du boson de Higgs par les collaborations ATLAS et CMS [17, 18].

Le mécanisme de Higgs-Englert-Brout suppose l'existence d'un doublet de champs scalaires  $\Phi$  dont le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\Phi), \quad \text{avec} \quad V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (\text{I.17})$$

où  $\mu^2$  et  $\lambda$  sont des paramètres libres ( $\lambda$  est appelé paramètre d'autocouplage). Si ces derniers respectent les conditions  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ , le potentiel a alors une forme de "chapeau mexicain", comme représentée sur la Figure I.2. De plus, il possède sous ces conditions une valeur minimale dans le vide pour laquelle  $|\Phi|$  est non-nulle et égale à  $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ , ce qui engendre la brisure spontanée de symétrie. Le doublet s'écrit alors :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{brisure}} \Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (\text{I.18})$$

où  $\phi_{1,2,3,4}$  sont des champs scalaires et  $h(x)$  est le boson de Higgs qui est associé à l'excitation radiale du doublet autour de sa valeur minimale  $v$ .

Le doublet  $\Phi$  se couple aux bosons de jauge de  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  du fait des termes cinétiques de son lagrangien exprimé selon l'équation I.17. Après brisure de symétrie, ces termes font alors apparaître des termes de masse pour les bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (\text{I.19})$$

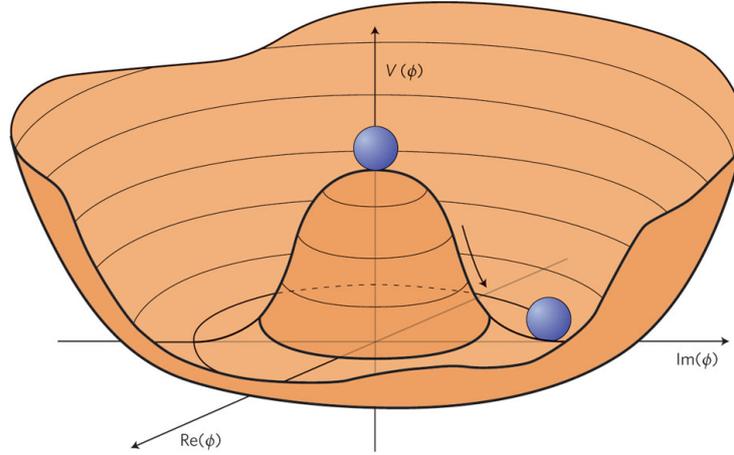


FIGURE I.2. – Potentiel de Higgs  $V(\Phi)$  en fonction de la partie imaginaire et de la partie réelle du doublet de champs scalaires  $\Phi$ .

où  $m_W = \frac{1}{2}g\nu$ ,  $m_Z = \frac{g\nu}{2\cos\theta_W}$  et  $\tan(\theta_W) = g'/g$ , et où les champs  $W^\pm$  et  $Z$  sont des mélanges des champs  $W^i$  et  $B$  :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & \sin(\theta_W) \\ -\sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (\text{I.20})$$

Après brisure de symétrie, la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  se brise en une symétrie  $U(1)_Q$ , associée à l'électromagnétisme décrit en section I.1.3. La charge électrique est alors retrouvée en combinant l'isospin  $I_3$  et l'hypercharge  $Y$  selon la formule suivante :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (\text{I.21})$$

Une autre caractéristique du doublet  $\Phi$  est qu'il se couple aussi aux fermions via des couplages de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{\text{yukawa}} = -\frac{\lambda_\ell^{ij}}{\sqrt{2}} \bar{L}_i \Phi E_j - \frac{\lambda_u^{ij}}{\sqrt{2}} \bar{Q}_i (\Phi^c) U_j - \frac{\lambda_d^{ij}}{\sqrt{2}} \bar{Q}_i \Phi D_j + h.c. \quad (\text{I.22})$$

où les  $\lambda_{\ell/u/d}$  sont des matrices  $3 \times 3$  dans l'espace des saveurs des fermions. Ainsi, après brisure de symétrie, ces termes vont engendrer des termes de masse pour les fermions à l'exception des neutrinos. Les états propres de masse des fermions sont alors définis le mélange des états de  $SU(2)_L$  qui permet de diagonaliser les matrices  $\lambda$ . Dans le secteur des quarks, on illustre cette différence d'états par la matrice  $3 \times 3$  de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (notée  $V_{\text{CKM}}$ ) dont le carré de son élément  $|V_{ij}|^2$  décrit la probabilité pour qu'un quark de la famille  $i$  se transforme en un quark de la famille  $j$  par interaction avec un boson  $W^\pm$ . La matrice CKM est la suivante [7] :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.004 \\ 0.225 & 0.973 & 0.041 \\ 0.009 & 0.041 & 0.999 \end{pmatrix} \quad (\text{I.23})$$

De par l'unicité de la matrice CKM, ses éléments peuvent être réécrits plus simplement en fonction de trois paramètres d'angle ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{23}$ ) et d'un paramètre de phase ( $\delta$ ).

Une autre propriété de la brisure spontanée de symétrie est l'apparition du boson de Higgs  $h$  associé à l'excitation radiale décrite par l'équation I.18. Ce champ scalaire possède une masse et peut interagir avec toutes les particules ayant acquis une masse par la brisure de symétrie<sup>3</sup>, y compris avec lui-même.

### I.1.6 Comment faire des prédictions ?

Pour être valide, un modèle théorique doit permettre de prédire correctement le résultat d'une mesure expérimentale.

En physique des particules, et en particulier dans le cadre des expériences effectuées auprès du LHC, l'observable expérimentale la plus couramment utilisée est la *section efficace* d'un processus physique donné  $X$ , notée  $\sigma_X$ . Exprimée en unité de surface (souvent en pb ou fb), elle traduit la probabilité que l'interaction d'un état initial  $i$  donné conduise à un état final donné  $f$ . En prenant le cas d'une interaction entre une particule  $a$  et une particule  $b$  donnant un état final  $f$ , on démontre en théorie quantique des champs que la section efficace associée à ce processus peut être calculée en intégrant l'expression suivante [7] :

$$d\sigma_{a b \rightarrow f} = \mathcal{F}^{-1} |M_{if}|^2 d\Phi_f \quad (\text{I.24})$$

où  $\mathcal{F} = \sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}$  est le flux de Møller qui s'exprime en fonction des quadri-impulsions et des masses des particules initiales,  $d\Phi_f$  est un élément d'intégration sur les impulsions et énergies des particules de l'état final et les  $M_{if}$  sont les *éléments de matrices* (appelés aussi *amplitudes de transition*). En régime perturbatif, c'est-à-dire lorsque la constante de couplage  $\alpha$  en jeu est inférieure à 1, les éléments de matrice sont considérés comme une série de termes en  $\alpha^{2(n+1)}$ .

Les prédictions sur les sections efficaces peuvent alors être calculées à partir de ces termes jusqu'à un ordre donné  $n$  et on peut interpréter les termes supérieurs comme une incertitude sur la prédiction. Dans la suite, nous parlerons :

- *LO* (pour *Leading Order* en anglais) pour le calcul des éléments de matrice à l'ordre 0,
- du premier ordre des perturbations ou *NLO* (pour *Next-to-Leading Order* en anglais) pour le calcul des éléments de matrice à l'ordre 1,
- du deuxième ordre des perturbations ou *NNLO* (pour *Next-to-Next-to-Leading Order* en anglais) pour le calcul des éléments de matrice à l'ordre 2,
- ... etc.

Pour calculer la section efficace totale, il est cependant nécessaire d'intégrer  $d\sigma$  sur tout l'espace des phases  $d\Phi_f$ . Dans le cas d'un processus simple produisant deux particules dans l'état final, il est possible de faire l'intégration analytiquement. Dans le cas de processus plus complexes, à plus de deux particules finales, il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes numériques, dont la plus connue est la méthode de simulation Monte Carlo que l'on abordera dans la section II.3.

Un des avantages de l'approche perturbative est que chaque terme peut être représenté sous forme graphique en connectant l'état initial à l'état final à l'aide de propagateurs et de vertex d'interaction. Ces représentations sont appelées *diagrammes de Feynman* et ont été inventées par le physicien du même nom. À titre d'exemple, le diagramme de Feynman associé à la production de deux photons par annihilation de deux électrons,  $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$ , est représenté à l'ordre des arbres sur la Figure I.3.

Les termes d'ordre supérieur incluent des boucles de particules dans les diagrammes de Feynman, comme le montre la Figure I.4 qui reprend l'exemple de l'annihilation de deux électrons en deux photons.

3. Les photons et les gluons restent néanmoins sans masse après brisure de symétrie.

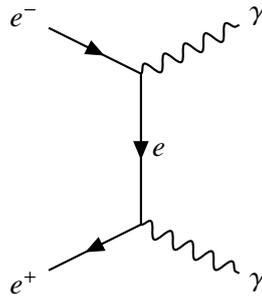


FIGURE I.3. – Diagramme de Feynman à l’ordre des arbres illustrant l’annihilation de deux électrons en deux photons ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ). L’abscisse et l’ordonnée représentent respectivement le temps et l’espace. Deux vertex électromagnétiques entre les électrons et les photons sont impliqués dans le processus. Un propagateur est formé entre les deux vertex.

Cependant, ces diagrammes à boucles produisent des termes d’intégrale divergente à basse énergie et à haute énergie dans le calcul des éléments de matrice empêchant ainsi toutes prédictions possibles à un ou plusieurs ordres des perturbations. Pour contourner ce problème, on a alors recours à des astuces mathématiques : une étape de *régularisation* permet d’identifier et de séparer les termes divergents des termes convergents, et une étape de *renormalisation* permet de supprimer les termes divergents à haute énergie en redéfinissant les couplages, les masses et les champs du Modèle Standard. Les termes divergents à basse énergie sont, quant à eux, supprimés en prenant en compte les émissions de particules collinéaires et de faible énergie.

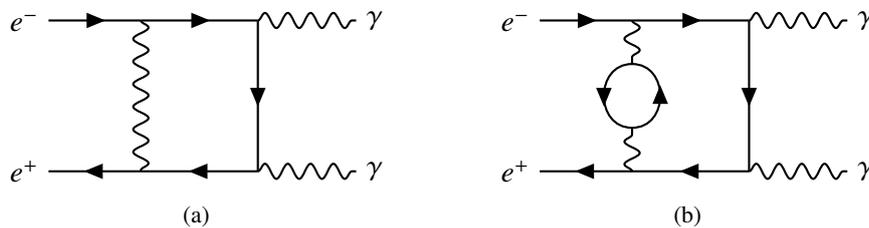


FIGURE I.4. – Diagrammes de Feynman à boucles illustrant l’annihilation de deux électrons en deux photons. Le premier ordre des perturbations (NLO) inclut des diagrammes à une boucle (Figure (a)) tandis que le deuxième ordre des perturbations (NNLO) inclut des diagrammes à deux boucles (Figure (b)).

Bien que techniquement difficile, cette méthode permet de faire des prédictions en accord à plusieurs ordres de grandeur avec les résultats expérimentaux. Pour ne citer qu’un exemple, le moment magnétique anomal de l’électron a été calculé au cinquième ordre des perturbations, et l’expérience a montré un excellent accord, à neuf ordres de grandeur près, entre les valeurs théorique et expérimentale [19, 20] :

$$a_{\text{th}} = 0.001\,159\,652\,181\,643\,(764) \tag{I.25}$$

$$a_{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73\,(28) \tag{I.26}$$

où les nombres entre parenthèses représentent l’incertitude sur les derniers chiffres.

Une autre conséquence du calcul perturbatif à une ou plusieurs boucles est que les masses des particules et les couplages peuvent apparaître physiquement différents comparés aux valeurs “brutes” (*bare* en anglais) définies dans le lagrangien. Par exemple, les couplages peuvent dépendre de l’échelle d’énergie

de l'interaction ou de l'échelle de distance. Ceci explique pourquoi la constante de couplage forte  $\alpha_s$  augmente lorsque l'échelle d'énergie diminue (voir Fig. I.1) jusqu'à arriver à un régime non-perturbatif, rendant les prédictions impossibles par calcul des éléments de matrice à basse énergie ou à grande distance.

## I.2 Les imperfections du Modèle Standard

Malgré ses succès expérimentaux indéniables, le Modèle Standard paraît incomplet. Il présente en effet un certain nombre de problèmes théoriques et expérimentaux qui laisse à penser que ce modèle est effectif, c'est-à-dire valable uniquement à basse énergie. Cette idée suppose alors qu'il existe une énergie  $\Lambda_{UV}$  à partir de laquelle le Modèle Standard ne permet plus de prédire correctement les résultats expérimentaux, engendrant ainsi des déviations des mesures expérimentales par rapport aux prédictions du Modèle Standard. L'observation de ces déviations serait alors le signe de l'apparition de phénomènes dits de "nouvelle physique", comme la production de nouvelles particules ou l'apparition de nouvelles interactions, qui découleraient d'une nouvelle théorie étendant le Modèle Standard à haute énergie. La recherche de ces phénomènes de nouvelle physique est au cœur d'une grande partie des recherches de physique des particules menées actuellement auprès de collisionneurs tels que le LHC. Les travaux de recherche présentés dans cette thèse s'inscrivent dans ce cadre-là.

Cette section présentera les principales imperfections du Modèle Standard, en commençant par les problèmes causés par la différence entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck. Nous évoquerons notamment le problème de naturalité qui constitue une des principales motivations pour la recherche de nouvelle physique aux énergies du LHC. Nous aborderons ensuite les observations d'astrophysique non expliquées par le Modèle Standard comme la matière noire et l'asymétrie baryonique de l'univers, lesquelles motivent la recherche au LHC de particules invisibles ou de processus de violation baryonique. Puis, nous finirons sur divers problèmes théoriques qui seront peu utilisés dans cette thèse, mais qui ont néanmoins une place importante dans la recherche de phénomènes de nouvelle physique.

### I.2.1 Gravitation, hiérarchie et naturalité

Un des problèmes majeurs du Modèle Standard est l'absence de la force **gravitationnelle**. Étant très faible à basse énergie, l'interaction gravitationnelle entre particules élémentaires est négligée dans le Modèle Standard. Elle devient néanmoins importante à l'échelle d'énergie de Planck ( $\Lambda_{\text{Planck}} \sim 10^{18}$  GeV). Décrite par la relativité générale, la gravitation dérive des effets de courbure de l'espace-temps autour d'objets massifs. Or cette description souffre de nombreux problèmes théoriques lorsqu'elle est incluse dans un modèle de théorie quantique des champs. La recherche d'une théorie "du tout" qui englobe à la fois la théorie quantique des champs et la relativité générale fait alors partie des sujets de recherche d'une partie de la communauté des théoriciens. Même si certaines théories existent, telles que la théorie des cordes et la gravitation quantique à boucles, aucune d'entre elles n'a été jusqu'à présent validée expérimentalement.

L'énorme différence d'échelle d'énergie entre l'interaction électrofaible ( $\Lambda_{\text{EW}} \sim 100$  MeV) et l'interaction gravitationnelle ( $\Lambda_{\text{Planck}} \sim 10^{18}$  GeV) fait aussi partie des interrogations du Modèle Standard. Environ 16 ordres de grandeur séparent les masses des particules du Modèle Standard de la masse de Planck, ce qui représente une énorme plage d'énergie qui serait, d'après le Modèle Standard, vide de tout nouveau phénomène. Cette énorme différence inexpliquée laisse à supposer que le Modèle Standard ne soit pas un modèle complet et qu'une physique sous-jacente permettrait d'expliquer cette **hiérarchie** des échelles des énergies.

D'un point de vue plus technique, la différence d'échelle entre les interactions électrofaible et gravitationnelle amène un problème d'ajustement fin dans le calcul des corrections radiatives de la masse du boson de Higgs. En supposant que le Modèle Standard est une théorie effective, c'est à dire valable que jusqu'à

une certaine énergie  $\Lambda_{UV}$ , des termes quadratiques apparaissent lorsque des boucles de particules lourdes sont incluses dans le calcul de la masse au carré du boson de Higgs :

$$\begin{aligned}
 \text{---} h \bullet \text{---} &= \text{---} h \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \dots \\
 m_h^2 &= m_h^{02} - \frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda_{UV}^2 + \dots
 \end{aligned} \tag{I.27}$$

où  $m_h$  est la masse du boson de Higgs mesurée expérimentalement et  $m_h^0$  est sa masse brute (*bare*). Si la valeur de l'échelle d'énergie  $\Lambda_{UV}$  est égale à celle de Planck, les corrections radiatives atteignent des valeurs de l'ordre de  $(10^{18} \text{ GeV})^2$ . Il faut alors que la valeur de  $m_h^{02}$  soit ajustée jusqu'à la 32<sup>ème</sup> décimale pour que la différence avec les corrections radiatives soit égale à la valeur de  $m_h^2$  mesurée à  $(125 \text{ GeV})^2$ . Cet ajustement fin de la masse du boson de Higgs est si précis qu'il semble peu naturel dans l'hypothèse où  $m_h^{02}$  est un paramètre libre. C'est le problème de **naturalité** [21].

Il est cependant important de noter qu'il est possible de réfuter le caractère physique des termes quadratiques en  $\Lambda_{UV}^2$  et de les supprimer par des méthodes de renormalisation. Néanmoins, chaque nouvelle particule massive incluse dans une théorie de nouvelle physique contribuera tout de même largement aux corrections radiatives de la masse du boson de Higgs, notamment par des termes logarithmiques en  $M_{NP}^2 \ln(\Lambda_{UV}/M_{NP})$  [21] qui peuvent être difficilement supprimés par renormalisation. Le problème de naturalité persiste donc lorsqu'on suppose que le Modèle Standard est une théorie effective.

Plusieurs solutions ont été proposées pour résoudre le problème de naturalité. Une des plus connues consiste à ajouter une symétrie additionnelle qui permettrait de protéger la masse du boson de Higgs des corrections radiatives, comme c'est le cas pour la masse des fermions du Modèle Standard. Cette idée est utilisée dans les théories de supersymétrie (voir Sect. I.3). D'autres solutions proposent de considérer la masse du boson de Higgs comme un paramètre dynamique qui prendrait sa valeur à partir d'un mécanisme sous-jacent ou de considérer que la masse de Planck se situe à l'échelle du TeV dans l'hypothèse qu'il existe des dimensions supplémentaires.

Le problème de naturalité est un des arguments principaux pour la recherche de nouvelle physique aux énergies du TeV. Pourtant, aucune des mesures expérimentales effectuées auprès du LHC n'a pour l'instant permis d'apporter une réponse à ce problème théorique fondamental.

## I.2.2 La matière noire

De nombreuses observations astrophysiques montre qu'il existerait une matière invisible dans l'univers dont on ne perçoit que l'effet gravitationnel, et dont aucune particule du Modèle Standard ne permet d'expliquer.

La première observation remonte à 1933 et provient des observations faites par Fritz Zwicky de la dispersion des vitesses des galaxies dans l'amas de Coma [22]. La quantité de matière visible ne suffisait pas à expliquer les grandes vitesses des galaxies et il supposa alors l'existence d'une matière invisible qui fut appelée matière noire. Dans les années 1970, Vera Rubin vérifia cette hypothèse en étudiant les courbes de rotation des galaxies [23]. À grande distance par rapport aux centres galactiques, la vitesse des étoiles a été mesurée comme constante au lieu de décroître avec la distance, mettant ainsi en évidence la présence d'un halo de matière noire.

Plus récemment, d'autres observations indirectes ont permis de conforter cette hypothèse. Les phénomènes de lentille gravitationnelle dans les observations des galaxies lointaines ont montré la présence d'une matière invisible massive déformant les rayons lumineux qui les traversent [24]. Des études sur la collision d'amas de galaxies dans l'amas du Bullet ont aussi mis en évidence une différence dans la dispersion de la matière visible avec la dispersion de la densité massive des deux amas, prouvant alors la présence d'une grande quantité de matière invisible [25].

Les mesures du spectre de puissance des fluctuations angulaires du rayonnement cosmologique (CMB) par WMAP [26] et PLANCK [27] ont permis de quantifier la densité massive, appelée densité relique, de la matière noire dans l'univers :

$$\Omega_{\text{DM}} = \frac{\rho_{\text{DM}}}{\rho_{\text{crit}}} = 0.258(11) \quad (\text{I.28})$$

où  $\rho_{\text{crit}}$  est la densité critique de l'univers. De plus, les simulations de la formation des grandes structures de l'univers nécessitent d'inclure l'hypothèse de la présence d'une matière noire dans les premiers instants après le Big Bang pour expliquer la répartition actuelle des galaxies [28].

Ces observations expérimentales apportent aussi des informations sur la nature de la matière noire : elle semble être neutre, non-baryonique (c'est-à-dire n'interagissant pas par interaction forte), invisible (n'interagissant pas par interaction électromagnétique), massive et non-relativiste.

Un des modèles les plus populaires à l'heure actuelle est l'hypothèse d'une nouvelle particule appelée *WIMP* (pour *Weakly Interacting Massive Particle*) [29]. D'une masse comprise entre 10 GeV et quelques TeV, cette particule aurait la particularité d'interagir faiblement avec la matière ordinaire. L'hypothèse du *WIMP* suppose aussi qu'elle fut abondante pendant les premiers instants après le Big Bang et que, par création et annihilation, sa densité était en équilibre thermodynamique ou chimique avec les particules du Modèle Standard. Ensuite, en raison de l'expansion de l'univers, la température et la densité de matière noire ont diminué. Puis, à une certaine température critique à laquelle le taux de réaction de la matière noire est devenu plus faible que le taux d'expansion de l'univers, la quantité de matière noire est devenue constante au cours du temps. C'est le phénomène de "freeze-out" (ou congélation). La popularité du modèle du *WIMP* provient du fait que l'ajustement avec la densité relique de matière noire mesurée prévoit que la section efficace de réaction soit du même ordre de grandeur ( $\sim 0.1\text{pb}$ ) que les sections efficaces typiques des processus électrofaibles.

Des nombreuses recherches de matière noire sont actuellement motivées par le modèle du *WIMP*. Par exemple, les expériences de détection directe telles que *LUX* et *XENON* cherchent à détecter les interactions des *WIMPs* avec des noyaux atomiques lourds en mesurant le recul nucléaire. Les mesures par détection indirecte telles que celles effectuées par les expériences *AMS* et *PAMELA* recherchent les produits d'annihilation des *WIMPs* en particules du Modèle Standard (photons, électrons, neutrinos, protons). La recherche de la production de *WIMPs* fait aussi partie du programme de physique du LHC. De nombreux modèles de nouvelle physique incluent des particules possédant les mêmes propriétés que les *WIMPs*. C'est par exemple le cas du neutralino dans les modèles supersymétriques conservant la R-parité (voir Sect. I.3).

D'autres théories que le modèle du *WIMP* permettant d'expliquer la présence de la matière noire ont été proposées [7]. Certaines de ces théories supposent notamment l'existence de trous noirs primordiaux, de neutrinos stériles ou d'axions comme candidats pour la matière noire. D'autres modèles, tels que la théorie *MDAR*, tentent d'expliquer les courbes de rotation des galaxies en modifiant les équations de la gravitation à grande distance.

### I.2.3 L'asymétrie baryonique

Les symétries baryonique et leptonique ont été introduites dans les années 1940-1950 afin d'expliquer les désintégrations possibles ou interdites des particules du Modèle Standard. Elles sont associées à deux nombres quantiques qui se conservent dans tout processus physique au même titre qu'une charge quantique :

- Le nombre baryonique  $B$  vaut  $+1$  pour les baryons,  $-1$  pour les antibaryons et  $0$  pour les autres particules comme les mésons et les leptons. Il vaut aussi  $+1/3$  pour les quarks et  $-1/3$  pour les antiquarks.
- Le nombre leptonique  $L$  vaut  $+1$  pour les leptons ( $\ell, \nu$ ),  $-1$  pour les antileptons et  $0$  pour les autres particules comme les hadrons.

Ces deux symétries permettent notamment d'expliquer la très grande stabilité du proton, lequel est forcé de se désintégrer en un autre baryon, ce qui est impossible puisqu'il est lui-même le plus léger des baryons. Une autre conséquence de ces symétries est la conservation de la proportion entre matière et antimatière dans les processus physiques. Ce dernier point est cependant en contradiction avec la dominance dans l'univers de la matière par rapport à l'antimatière, mettant en défaut le Modèle Standard [30, 31].

L'asymétrie matière-antimatière dans l'univers a été vérifiée expérimentalement grâce aux mesures faites par WMAP [26] et PLANCK [27] du spectre de puissance des fluctuations angulaires du rayonnement cosmologique. La différence actuelle entre les nombres de baryons et d'antibaryons par rapport aux rayonnements a été mesurée comme étant [7] :

$$5.8 \times 10^{-10} \leq \eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \leq 6.6 \times 10^{-10} \quad (\text{I.29})$$

Cette observation de la dominance de la matière a par ailleurs été confirmée par les prédictions de la nucléosynthèse primordiale [32] et par les mesures effectuées par AMS [33] du taux d'antibaryons dans les rayons cosmiques. Dans l'hypothèse où les quantités de matière et d'antimatière étaient les mêmes après l'inflation cosmique, ces observations expérimentales laissent donc penser qu'un mécanisme a permis une surproduction de matière par rapport à l'antimatière.

Pour expliquer ce mécanisme, Andrei Sakharov a proposé en 1967 trois règles qui permettraient la *baryogénèse*, c'est-à-dire la production d'une asymétrie baryonique pendant les premiers instants après le Big Bang [34] :

1. Une violation du nombre baryonique  $B$ .
2. Une violation de la symétrie par conjugaison de charge (notée  $C$ ), ainsi qu'une violation de la combinaison de la symétrie  $C$  et de la symétrie par inversion de l'espace, appelée symétrie de parité (notée  $P$ ).
3. Être hors de l'état d'équilibre thermodynamique.

Ces conditions servent de règles pour toutes les théories développées pour expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers.

Il est néanmoins erroné de penser que le Modèle Standard ne satisfait pas ces règles. En effet, il a été prouvé que des transitions non-perturbatives engendrent des processus violant le nombre  $B + L$ , tout en conservant  $B - L$  [35]. Ces anomalies sont appelées sphalerons et peuvent être non-négligeables à haute température. De plus, l'interaction électrofaible a la particularité de violer les symétries  $C$  et  $CP$ , notamment via le terme de phase de la matrice  $CKM$ . En outre, l'état hors équilibre thermodynamique peut être atteint grâce à l'expansion de l'univers. Bien qu'il semble possible de produire une asymétrie baryonique dans

le cadre du Modèle Standard, la quantité de violation  $CP$  ne semble cependant pas être suffisante pour expliquer la proportion actuelle de baryons mesurée [36]. Ce dernier point motive notamment la recherche de processus de violation du nombre baryonique  $B$  ou de violation  $CP$  additionnelles non prédites par le Modèle Standard.

De manière générale, la conservation des nombres baryonique et leptonique n'est plus considérée comme une hypothèse indispensable pour toute théorie au-delà du Modèle Standard. De par la nécessité d'inclure une violation baryonique pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière et de par l'existence des processus de sphalerons dans le Modèle Standard, il paraît peu probable que cette conservation persiste dans le cadre d'une nouvelle théorie. Cette idée a en particulier été développée par les théories dites de *Grande Unification* (GUT) qui prévoient des processus de violation des nombres baryonique et leptonique. Cependant, ces théories souffrent d'énormes contraintes posées par certaines observations de basse énergie comme, par exemple, la limite du temps de vie du proton qui a été estimée à environ  $2.1 \times 10^{29}$  années, voire  $\sim 10^{33}$  années pour certains canaux de désintégration [7]. Néanmoins, comme nous le verrons dans la section I.4, des scénarios de supersymétrie à  $R$ -parité violée permettent de considérer des processus de violation du nombre baryonique tout en respectant les contraintes posées par les observations de basse énergie.

Il est également important de noter que la violation du nombre baryonique  $B$  n'est pas l'unique moyen de créer une asymétrie baryonique. Les scénarios de *leptogénèse* prévoient une violation du nombre leptonique  $L$  et permettent également de créer une asymétrie baryonique grâce au phénomène des sphalerons qui permet de garder une proportion égalitaire des nombres  $B$  et  $L$ . Ces scénarios ont récemment pris un essor grâce aux théories incluant des mécanismes dits de *see-saw* qui ont été proposés dans le but d'expliquer la masse des neutrinos et qui prévoient des processus de violation du nombre leptonique [37].

#### I.2.4 Autres problèmes théoriques

Des problèmes théoriques autres que ceux présentés précédemment remettent également en question l'exactitude du Modèle Standard.

Tout d'abord, le Modèle Standard suppose que les neutrinos sont de masse nulle. Or, en 1998, la collaboration Super-Kamiokande a découvert le phénomène d'oscillation des neutrinos [38], qui a été par la suite vérifié par d'autres expériences. Ce phénomène prouve indirectement que les neutrinos sont massifs, mais avec une valeur de masse extrêmement faible ( $\leq 2$  eV). L'ajout dans le Modèle Standard d'un terme de masse de Dirac pour les neutrinos pose cependant des problèmes de naturalité sur la valeur de leur constante de Yukawa. Une autre possibilité pour expliquer la masse des neutrinos serait d'inclure un terme de masse de Majorana qui, par un mécanisme de *see-saw*, rendrait la masse des neutrinos de chiralité gauche très faible [39]. Cette possibilité est notamment testée dans la recherche de désintégration  $\beta$  double (notée  $0\nu\beta\beta$ ).

La stabilité du potentiel de Higgs fait aussi partie des interrogations du Modèle Standard. Les boucles de particules impliquent que le paramètre d'autocouplage  $\lambda$  du potentiel de Higgs (voir Sect. I.1.5) dépend de l'échelle d'énergie  $Q$ , de la même façon que pour les constantes de couplage [40]. Or, d'après la masse mesurée du boson de Higgs, il a été calculé que  $\lambda(Q)$  devient négatif à grande valeur de  $Q$ , ce qui engendre une décroissance du potentiel de Higgs à grand  $|\Phi|$  et donc un nouveau minimum de potentiel. Bien que la probabilité de transition du champ de Higgs en un nouveau minimum soit calculée comme étant très faible [41], cette particularité du Modèle Standard d'être à la limite de l'instabilité laisse la porte ouverte à de nombreuses spéculations théoriques.

De plus, dès les années 1970, il a été remarqué que les constantes de couplage associées aux interactions électromagnétique, faible et forte se croisent toutes presque à la même valeur, à des échelles d'énergie de l'ordre de  $10^{15}$  GeV comme le montre la Figure I.5. Cette particularité a fait naître l'idée selon laquelle ces trois interactions fondamentales pourraient s'unifier à très haute énergie. Les théories de Grande Unification ont d'ailleurs ainsi été développées autour de cette idée, bien qu'aucune n'ait été validée expérimentalement.

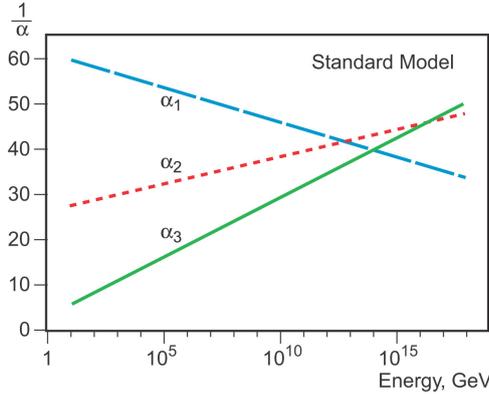


FIGURE I.5. – Constantes de couplage de l'interaction électromagnétique (bleu), de l'interaction faible (rouge) et de l'interaction forte (vert) en fonction de l'échelle d'énergie.

Un des autres problèmes du Modèle Standard concerne l'absence de violation de la symétrie CP dans l'interaction forte. En effet, la chromodynamique quantique prévoit naturellement un terme additionnel avec un paramètre de phase  $\theta_{\text{QCD}}$  violant la symétrie CP [42] :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \ni \theta_{\text{QCD}} G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \quad (\text{I.30})$$

Or, les limites sur le moment dipolaire interne du neutron imposent des contraintes très fortes sur ce paramètre,  $\theta_{\text{QCD}} \lesssim 10^{-10}$ , ce qui implique qu'il y ait un ajustement extrêmement fin de ce paramètre libre dans le Modèle Standard. Ce problème de naturalité constitue une des principales justifications aux théories au-delà du Modèle Standard qui supposent l'existence d'un nouveau champ appelé *axion* qui expliquerait de manière dynamique la valeur très faible de la phase  $\theta_{\text{QCD}}$ .

Enfin, le Modèle Standard possède d'autres particularités théoriques non expliquées à l'heure actuelle parmi lesquelles figurent les suivantes :

- Les masses des particules sont hiérarchisées. La masse du quark top est d'environ 175 GeV alors que les masses des neutrinos sont inférieures à 2 eV.
- Le nombre de famille (3) de leptons et de quarks est non expliqué.
- Les symétries sur lesquelles est basé le modèle Standard ( $\text{SU}(3)_C$ ,  $\text{SU}(2)_L$ ,  $\text{U}(1)_Y$ ) dérivent peut-être d'une seule et même symétrie.
- Certains des 19 paramètres libres (masses, couplages,  $V_{CKM}$ ) ont peut-être des valeurs qui peuvent être prédites par une physique sous-jacente.

## I.3 Le modèle minimal de la supersymétrie

De par ses nombreux avantages théoriques et sa richesse phénoménologique, la supersymétrie fait partie des théories au-delà du Modèle Standard abondamment testées au LHC par les collaborations ATLAS et CMS. Parmi les nombreux modèles supersymétriques existants, le modèle minimal de la supersymétrie a été développé afin de résoudre le problème de naturalité tout en se basant sur un minimum d’hypothèses. Le modèle minimal est actuellement utilisé dans la plupart des recherches de processus de supersymétrie au LHC, y compris dans les travaux effectués durant cette thèse.

Dans cette section, nous introduirons tout d’abord les principaux concepts théoriques du modèle minimal de la supersymétrie. Nous présenterons notamment les nouvelles particules supersymétriques prédites par ce modèle. Nous discuterons ensuite les différentes justifications qui font de ce type de modèles un outil théorique de premier plan. Puis, nous présenterons les différents aspects phénoménologiques qui ont permis d’orienter les recherches de nouvelle physique au LHC, et nous finirons par les limites actuelles sur les paramètres du modèle minimal, imposées par les résultats des précédentes recherches de processus supersymétriques.

### I.3.1 Quelques concepts théoriques

Développée dans les années 1970, la supersymétrie [21] est née d’une volonté d’étendre l’algèbre de Poincaré [43–45] responsable de l’invariance par transformation de Lorentz. Elle y ajoute des opérateurs associés à des transformations dites supersymétriques, notées  $Q$  et  $Q^\dagger$ , lesquelles transforment les bosons en fermions et inversement les fermions en bosons.

$$Q |\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle \quad \text{et} \quad Q |\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle \quad (\text{I.31})$$

Lorsqu’une invariance sous ces transformations est imposée à un modèle de théorie quantique des champs, toutes les particules de ce modèle sont associées à des particules partenaires ayant les mêmes nombres quantiques mais avec une différence de  $\pm 1/2$  sur le spin. La particule et son “superpartenaire” sont alors unifiés en un même objet appelé supermultiplet.

Dans le cadre du modèle minimal de la supersymétrie, appelé MSSM (pour *Minimal Supersymmetric Standard Model*), une particule supersymétrique est associée à chacune des particules du Modèle Standard, doublant ainsi le nombre total de particules. Dans le secteur des fermions, cela se traduit par l’apparition de particules scalaires appelées *sfermions* associées à chaque chiralité des fermions. Les supermultiplets attendus sont répertoriés dans le tableau I.3.

Dans le secteur des bosons de jauge, les particules supersymétriques partenaires sont des spineurs appelés *jauginos* et sont répertoriées dans le tableau I.4. De la même manière que dans le Modèle Standard, ils apparaissent par invariance sous des transformations de jauge et de supersymétrie.

Afin de rendre le lagrangien invariant sous des transformations supersymétriques et afin d’éviter certaines anomalies de jauge, le secteur scalaire est étendu à un modèle à deux doublets de Higgs :  $H_u$  et  $H_d$ . Le premier doublet se couple aux quarks up, tandis que le second se couple aux quarks down et aux leptons. Leurs particules supersymétriques partenaires sont des spineurs appelés *higgsinos* et sont listées dans le tableau I.5.

TABLE I.3. – Liste des supermultiplets dans le secteur des fermions du Modèle Standard ainsi que les particules partenaires associées.  $Q = (u, d)$  et  $L = (e, \nu)$  sont les doublets de la symétrie SU(2) et l'indice  $i$  correspond à la saveur.

Nom	Symbole	Spin 0	Spin 1/2
squarks et quarks $i = 1, 2, 3$	$Q^i$	$(\tilde{u}_L^i, \tilde{d}_L^i)$	$(u_L^i, d_L^i)$
	$U^i$	$\tilde{u}_R^{i \dagger}$	$u_R^{i c}$
	$D^i$	$\tilde{d}_R^{i \dagger}$	$d_R^{i c}$
sleptons et leptons $i = 1, 2, 3$	$L^i$	$(\tilde{l}_L^i, \tilde{\nu}_L^i)$	$(l_L^i, \nu_L^i)$
	$E^i$	$\tilde{l}_R^{i \dagger}$	$l_R^{i c}$

TABLE I.4. – Liste des partenaires supersymétriques des bosons de jauge du Modèle Standard.

Nom	Spin 1/2	Spin 1
gluinos et gluons	$\tilde{G}$	$G_\mu$
winos et $W^i$ bosons	$\tilde{W}^i$	$W_\mu^i$
bino et B boson	$\tilde{B}$	$B_\mu$

TABLE I.5. – Liste des supermultiplets dans le secteur des scalaires ainsi que les particules partenaires associées.

Nom	Symbole	Spin 0	Spin 1/2
Higgs et higgsinos	$H_u$	$(H_u^+, H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$
	$H_d$	$(H_d^0, H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$

Dans le cadre de la supersymétrie, une partie des interactions et des termes de masses des particules est décrite par un superpotentiel invariant à la fois sous transformation supersymétrique et sous transformation de jauge. Dans le cadre du MSSM, il s'écrit :

$$W_{\text{MSSM}} = Y_u^{ij} U_i Q_j H_u - Y_d^{ij} D_i Q_j H_d - Y_e^{ij} E_i L_j H_d + \mu H_u H_d \quad (\text{I.32})$$

où  $i$  et  $j$  sont des indices de saveur,  $Y_u$ ,  $Y_d$  et  $Y_e$  sont les constantes de Yukawa et  $\mu$  est un paramètre libre.

Ce potentiel peut aussi être étendu avec des termes supplémentaires également invariants par transformation supersymétrique et de jauge, mais qui introduisent une violation du nombre baryonique  $B$  et du nombre leptonique  $L$  (voir Sect. I.2.3). Ce potentiel additionnel s'écrit sous la forme :

$$W_{\text{BL}} = \underbrace{\mu'^i L_i H_u + \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j E_k + \lambda'^{ijk} L_i Q_j D_k}_{\Delta L=1} + \underbrace{\frac{1}{2} \lambda''^{ijk} U_i D_j D_k}_{\Delta B=1} \quad (\text{I.33})$$

où  $i$ ,  $j$  et  $k$  représentent les indices de saveur. Cependant, ces termes de violation leptonique et baryonique sont extrêmement contraints par les observations faites à basse énergie [46], notamment par les limites de désintégration du proton en  $p \rightarrow \ell^+ \pi^0$  et  $p \rightarrow \ell^+ K^0$  [7]. Pour résoudre ce problème, le MSSM stipule de manière ad hoc la conservation d'une symétrie discrète appelée  $R$ -parité et définie par :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (\text{I.34})$$

où  $B$ ,  $L$  et  $s$  sont respectivement les nombres baryonique et leptonique et le spin de la particule. La  $R$ -parité est alors égale à  $+1$  pour les particules du Modèle Standard et  $-1$  pour les particules supersymétriques.

Les conséquences de la conservation de la  $R$ -parité sont multiples. Tout d'abord, les termes du potentiel de l'équation I.33 sont interdits, ce qui empêche tout processus de violation baryonique ou leptonique. Ensuite, les particules supersymétriques sont produites uniquement par paires et se désintègrent uniquement en une autre particule supersymétrique plus légère. Enfin, la particule supersymétrique la plus légère, appelée LSP (pour *Lightest Supersymmetric Particle*), est stable. Si cette particule est neutre, elle possède les mêmes caractéristiques qu'une *WIMP* (voir Sect. I.2.2) et constitue donc un candidat idéal pour la matière noire.

L'absence de particules supersymétriques à basse énergie nécessite de considérer la supersymétrie comme une symétrie brisée. À l'heure actuelle, de nombreux modèles de mécanisme de brisure de symétrie ont été proposés afin d'inclure des termes de masse supplémentaires, rendant les particules supersymétriques plus lourdes que les particules du Modèle Standard. Par exemple, la supergravité (SUGRA) [47] fait intervenir un nouveau champ de spin 2 responsable de l'interaction gravitationnelle, le graviton, ainsi que son partenaire supersymétrique, le gravitino [48].

Il est néanmoins possible de paramétriser le mécanisme de brisure en incluant tous les termes de masse qui permettent de briser explicitement la supersymétrie tout en conservant des corrections radiatives non quadratiquement divergentes sur les masses des scalaires :

$$\begin{aligned}
L_{\text{soft}}^{\text{MSSM}} = & -\frac{1}{2}(M_3\tilde{G}\tilde{G} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B} + \text{c.c}) \\
& - (a_u\tilde{u}^\dagger\tilde{Q}H_u - a_d\tilde{d}^\dagger\tilde{Q}H_d - a_e\tilde{e}^\dagger\tilde{L}H_d + \text{c.c}) \\
& - m_Q^2\tilde{Q}^\dagger\tilde{Q} - m_L^2\tilde{L}^\dagger\tilde{L} - m_u^2\tilde{u}^\dagger\tilde{u} - m_d^2\tilde{d}^\dagger\tilde{d} - m_e^2\tilde{e}^\dagger\tilde{e} \\
& - m_{H_u}^2H_u^*H_u - m_{H_d}^2H_d^*H_d - (bH_uH_d + \text{c.c})
\end{aligned} \tag{I.35}$$

où  $M$  et  $b$  sont des paramètres libres et  $a$  et  $m$  sont des matrices  $3 \times 3$  dans l'espace des saveurs. Si les valeurs de ces paramètres sont relativement faibles (de l'ordre du TeV), alors les corrections radiatives sur la masse des scalaires restent acceptables.

Le problème de cette paramétrisation est qu'elle amène 105 nouveaux paramètres libres [49], ce qui rend difficile toute interprétation phénoménologique. Cependant, la plupart de ces paramètres introduisent des termes de violation de saveur et de violation de la symétrie  $CP$ , termes qui sont fortement contraints par les résultats expérimentaux de basse énergie tels que les limites sur la désintégration du muon en  $\mu \rightarrow e\gamma$  [50], les mesures d'oscillation du Kaon ( $K^0 - \bar{K}^0$ ) [51] et les limites sur le moment dipolaire du neutron [52]. Ainsi, pour contourner ce problème, différentes hypothèses de simplification sont imposées sur l'équation I.35, permettant de réduire le nombre total de paramètres libres. Le MSSM phénoménologique (pMSSM) permet par exemple de réduire ce nombre à 19 grâce à un ensemble d'hypothèses regroupées sous le nom "d'universalité de la brisure de symétrie" [53]. Le modèle MSSM contraint (CMSSM) impose des critères plus stricts sur les masses, réduisant le nombre de paramètres libres à cinq [54].

Les termes du lagrangien  $L_{\text{soft}}^{\text{MSSM}}$  exprimé par l'équation I.35 ont plusieurs effets sur la phénoménologie des modèles supersymétriques. Tout d'abord, de la même manière que dans le Modèle Standard, les valeurs dans le vide des champs de Higgs  $|H_u|^2$  et  $|H_d|^2$  prennent des valeurs non nulles, ce qui a pour conséquences de briser la symétrie électrofaible et de faire apparaître cinq particules scalaires massives :

- deux particules scalaires chargées  $H^\pm$ ,

- deux particules scalaires neutres  $h$  et  $H$  dont une qui est associée au boson de Higgs,
- une particule pseudo-scalaire  $A$ .

De plus, des matrices de masse non-diagonales apparaissent entre les particules supersymétriques de même nombre quantique, ce qui engendre un mélange des particules dans leur état de masse. C'est notamment le cas pour :

- les sfermions  $\tilde{f}_{1,2}$  qui sont des mélanges des sfermions de chiralité gauche  $\tilde{f}_L$  et de chiralité droite  $\tilde{f}_R$ , dans l'hypothèse d'absence de violation de saveur,
- les charginos  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$  qui sont des mélanges des winos chargés  $\tilde{W}^\pm$  et des higgsinos chargés  $\tilde{H}_{u,d}^\pm$ ,
- les neutralinos  $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$  qui sont des mélanges du wino neutre  $\tilde{W}^3$ , du bino  $\tilde{B}$  et des higgsinos neutres  $\tilde{H}_{u,d}^0$ .

La liste complète des particules supersymétriques et non-supersymétriques du MSSM dans leur état de masse est donnée dans le tableau I.6.

TABLE I.6. – Liste des particules du MSSM dans leur état de masse.

Non-supersymétrique		Supersymétrique	
Nom	Symbole	Nom	Symbole
quarks	$q$	squarks	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$
leptons	$l$	sleptons	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$
neutrinos	$\nu$	sneutrinos	$\tilde{\nu}$
gluons	$g$	gluinos	$\tilde{g}$
W bosons higgs chargés	$W^\pm$ $H^\pm$	charginos	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$
Z boson photon higgs scalaires higgs pseudo-scalaire	$Z$ $\gamma$ $h/H$ $A$	neutralinos	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$

### I.3.2 Intérêts théoriques

Les modèles supersymétriques, en particulier le MSSM, font l'objet d'un très grand intérêt en raison de leurs attraits théorique et phénoménologique et de leur capacité à pouvoir résoudre une grande partie des problèmes du Modèle Standard.

Tout d'abord, la supersymétrie est vue comme une théorie assez élégante. Bien que cette caractéristique soit subjective, elle peut néanmoins être compréhensible lorsqu'on s'attarde sur certains aspects théoriques. La supersymétrie a en effet été démontrée comme étant la seule extension possible de l'algèbre de Poincaré qui permet de traiter dans un cadre commun les symétries externes (d'espace-temps) et les symétries internes [55]. Elle permet en outre d'unifier le concept de boson et de fermion en un seul objet mathématique simplifiant certaines formulations mathématiques. De plus, les tentatives d'inclure la

gravitation dans les modèles de supergravité [47] sont vues comme un premier pas vers l'unification de la relativité générale et de la théorie quantique des champs. Ces modèles sont d'ailleurs favorisés dans certains scénarios de la théorie des cordes appelés "supercordes" [56].

Par ailleurs, la supersymétrie permet de résoudre le problème de naturalité (voir Sect. I.2.1). En reprenant l'exemple de la boucle du quark top dans les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs,

$$\Delta m_h^2 = \underbrace{\left( -\frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda_{UV}^2 \right)}_{\text{Boucle } t} + \underbrace{\left( +2 \frac{3}{16\pi^2} y_{\tilde{t}}^2 \Lambda_{UV}^2 \right)}_{\text{Boucle } \tilde{t}} + \dots \quad (\text{I.36})$$

la boucle du stop compense exactement le terme quadratique divergent. La supersymétrie garantit en effet la suppression de tous les termes quadratiques divergents sur la masse des scalaires, et ce, à tous les ordres de perturbation. Il ne reste alors que des termes logarithmiques en  $m_{\text{soft}}^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_{\text{soft}})$ , où  $m_{\text{soft}}$  correspond à l'échelle d'énergie des termes de masse provenant de la brisure de la supersymétrie. Ces termes restent néanmoins faibles si les masses des particules supersymétriques sont à l'échelle du TeV [21].

Une autre particularité de la supersymétrie est le croisement des courbes d'évolution des constantes de couplage à haute échelle d'énergie. L'apparition de nouvelles particules supersymétriques a en effet pour conséquence de modifier les équations d'évolution des constantes de couplage, et il a été prédit que les constantes de couplage prennent des valeurs similaires à des échelles d'énergie de l'ordre de  $10^{16}$  GeV [57] comme le montre la Figure I.6. Bien que ce phénomène puisse paraître accidentel, il favorise néanmoins les scénarios de grande unification des interactions à haute énergie.

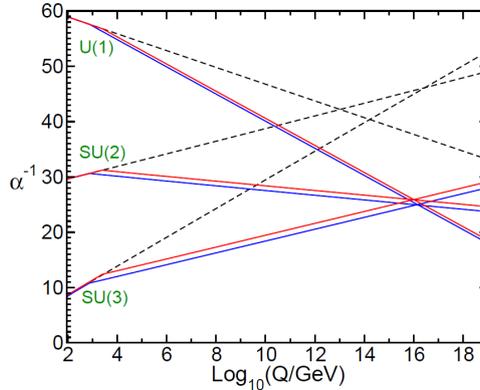


FIGURE I.6. – Évolution au deuxième ordre des perturbations des constantes de couplage liées aux symétries U(1), SU(2) et SU(3) en fonction de l'échelle d'énergie. Les lignes discontinues et les lignes continues décrivent respectivement l'évolution dans le cadre du Modèle Standard et dans le cadre du MSSM. Les lignes rouges et bleues se différencient par des variations des paramètres de masse des particules supersymétriques et de la valeur de  $\alpha_S$  à l'échelle d'énergie de la masse  $m_Z$  du boson Z [21].

Un des autres atouts de la supersymétrie est la possibilité d'expliquer la présence de la matière noire dans l'univers. Dans l'hypothèse de conservation de la  $R$ -parité, la particule supersymétrique la plus légère, souvent associée au neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , possède les mêmes caractéristiques qu'un  $WIMP$  : elle est en effet neutre, non-baryonique et stable, ce qui en fait un très bon candidat pour la matière noire [58]. De plus, certaines études ont montré qu'il est possible de retrouver la densité relique de matière noire sous certaines conditions sur les paramètres du MSSM [59].

Enfin, la supersymétrie est une théorie d'une rare richesse phénoménologique, ce qui l'a rend très avantageuse pour la recherche de nouvelle physique. En effet, de par ses nombreux scénarios possibles, la supersymétrie peut prédire des déviations par rapport au Modèle Standard dans une grande variété d'états finaux possibles. Cet avantage phénoménologique permet de mettre en place une multitude de stratégies d'analyse basées sur divers processus supersymétriques.

C'est pour toutes ces justifications théoriques que les modèles supersymétriques, en particulier le modèle minimal, restent très utilisés dans les recherches de nouvelle physique au LHC malgré ses contraintes actuelles.

### I.3.3 Phénoménologie et limites actuelles

Le spectre de masse des particules supersymétriques du MSSM est difficile à prédire car il dépend presque entièrement du mécanisme de brisure de symétrie et donc des valeurs des paramètres du lagrangien  $L_{\text{soft}}^{\text{MSSM}}$ . Néanmoins, il est possible de trouver des tendances générales sur la hiérarchie des masses des particules supersymétriques grâce à des arguments théoriques (naturalité, unification, etc) [60, 61] :

- le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  est la particule supersymétrique la plus légère,
- le gluino est plus massif que les charginos et les neutralinos,
- les squarks des deux premières familles (notés génériquement  $\tilde{q}$ ) sont dégénérés en masse et sont plus lourds que les sleptons, mais leur masse doit être néanmoins proche de celle du gluino,
- les squarks et les sleptons de la troisième famille ( $\tilde{t}, \tilde{b}, \tilde{\tau}$ ) sont plus légers que les autres sfermions,
- il y a une forte séparation en masse entre  $\tilde{t}_1$  et  $\tilde{t}_2$ ,
- les sfermions de chiralité gauche sont plus lourds que ceux de chiralité droite,
- la masse des particules supersymétriques ne surpasse pas l'échelle du TeV.

À titre d'exemple, le spectre de masse du MSSM dans le cadre d'un modèle mSUGRA est montré sur la Figure I.7(a). Ces règles sont loin d'être valides dans tous les scénarios, mais elles permettent néanmoins d'orienter les recherches de supersymétrie.

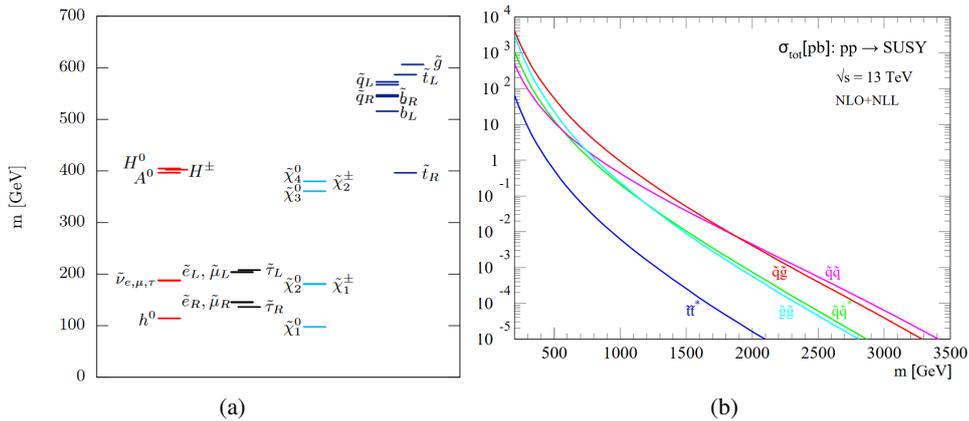


FIGURE I.7. – (a) Spectre de masse des particules supersymétriques dans le cadre d'un modèle mSUGRA [62]. (b) Sections efficaces de production des particules supersymétriques à 13 TeV au premier ordre des perturbations [63].

Dans le cadre du MSSM, les particules supersymétriques sont produites par paires, avec une section efficace de production qui dépend de la masse de la particule mère, où le terme "mère" se réfère à la particule supersymétrique produite avant désintégration. L'état initial étant constitué de particules colorées

(quarks et gluons), il est logique que les sections efficaces les plus grandes dans les collisions de protons correspondent à la production de particules supersymétriques colorées, à savoir des squarks ( $\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{q}^*, \tilde{q}\tilde{g}$ ), des gluinos ( $\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{g}$ ) et des stops ( $\tilde{t}\tilde{t}^*$ ) [63]. Les valeurs de ces sections efficaces sont représentées sur la Figure I.7(b).

Les particules supersymétriques se désintègrent en d'autres particules supersymétriques plus légères avec des rapports d'embranchement qui dépendent du spectre de masse du modèle considéré. De manière générale, les modes de désintégration sont les suivants :

- Le gluino se désintègre en une paire quark-squark :  $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}$ . Lorsque le squark est plus lourd que le gluino, le squark peut être produit de manière virtuelle.
- Le squark se désintègre en quark en émettant un gluino, un chargino ou un neutralino :  $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}/q'\tilde{\chi}^\pm/q\tilde{\chi}^0$ .
- Le slepton et le sneutrino se désintègrent en lepton ou en neutrino en émettant un neutralino ou un chargino :  $\tilde{\ell} \rightarrow \ell\tilde{\chi}^0/\nu\tilde{\chi}^\pm$  et  $\tilde{\nu} \rightarrow \ell\tilde{\chi}^\pm/\nu\tilde{\chi}^0$ .
- Le neutralino et le chargino se désintègrent en un autre neutralino ou chargino plus léger en émettant un boson de jauge ou un boson de Higgs :  $\tilde{\chi}^0_i \rightarrow Z\tilde{\chi}^0_j/h\tilde{\chi}^0_j/W\tilde{\chi}^\pm_j$  et  $\tilde{\chi}^\pm_i \rightarrow Z\tilde{\chi}^\pm_j/h\tilde{\chi}^\pm_j/W^\pm\tilde{\chi}^0_j$ .

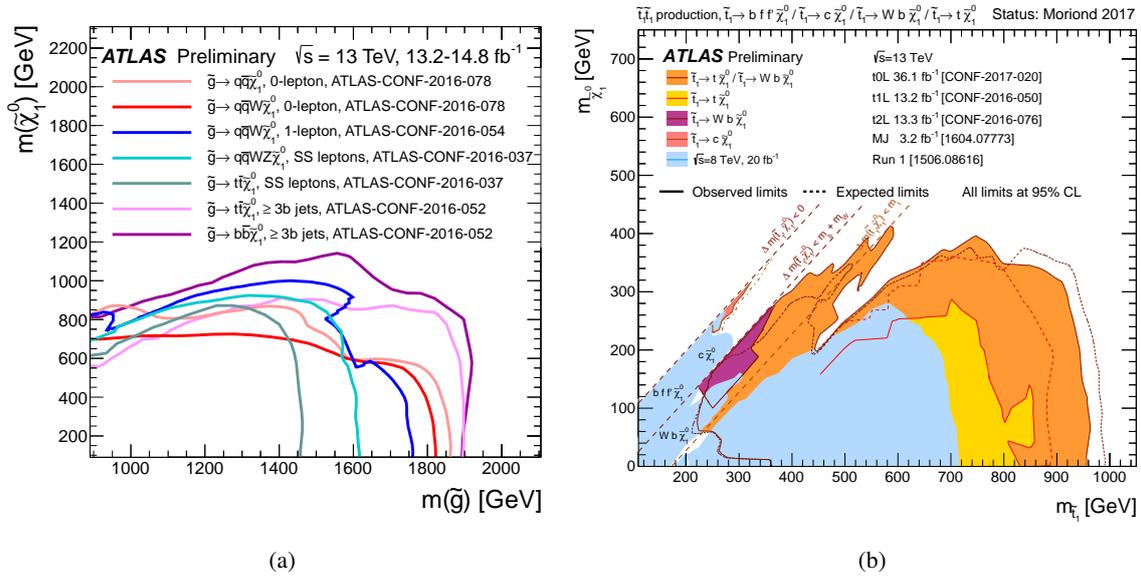
Dans l'hypothèse de conservation de la  $R$ -parité, l'état final d'un processus supersymétrique après une succession de désintégrations est constitué de particules du Modèle Standard et de neutralinos  $\tilde{\chi}^0_1$ . La signature de ces processus au LHC est alors caractérisée par une grande impulsion transverse manquante due à la non-détection des neutralinos  $\tilde{\chi}^0_1$ , ceux-ci n'interagissant pas avec la matière.

Les recherches de supersymétrie effectuées par la collaboration ATLAS utilisent des *modèles simplifiés* afin de réduire le nombre de paramètres à prendre en compte dans les études phénoménologiques et dans l'interprétation des résultats. Les rapports d'embranchement des chaînes de désintégration d'intérêt sont notamment fixés à 1 afin d'éliminer toute dépendance avec le spectre de masse des particules. Seuls deux paramètres de masse sont en général considérés dans ces modèles simplifiés : la masse de la particule mère (comme le gluino  $\tilde{g}$  pour le processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ ) et la masse de la particule supersymétrique finale (comme le neutralino  $\tilde{\chi}^0_1$ ).

De nombreuses recherches de processus supersymétriques ont été menées au LHC par les collaborations ATLAS et CMS [64, 65]. À l'heure actuelle, aucun signe de supersymétrie n'a été observé et des limites d'exclusion sur les masses des particules ont été extraites dans le cadre de modèles simplifiés. Les Figures I.8(a) et I.8(b) montrent respectivement les limites sur la masse du gluino et sur la masse du stop, extraites en fonction de la masse du neutralino à partir de différentes analyses effectuées à 13 TeV par la collaboration ATLAS. Un résumé des résultats publiés par la collaboration ATLAS est aussi donné sur la Figure I.8(c) avec les limites obtenues pour les masses des particules supersymétriques, lesquelles atteignent l'échelle du TeV.

Certains de ces résultats ont été réinterprétés dans le cadre de modèles supersymétriques plus réalistes. Par exemple, la référence [66] évalue le nombre de modèles du pMSSM exclus à partir d'un balayage sur l'ensemble des paramètres du pMSSM. La Figure I.9 montre la fraction de modèles exclus en fonction de la masse de chacune des particules supersymétriques. En se basant sur des contours où environ 90% des modèles du pMSSM sont exclus, on en déduit que la masse du gluino et la masse du stop sont respectivement exclues jusqu'à environ 1 TeV et 0.5 TeV.

La recherche de particules supersymétriques se poursuit actuellement au LHC afin, en particulier, de couvrir au maximum tous les scénarios possibles du modèle minimal de supersymétrie. De plus, de



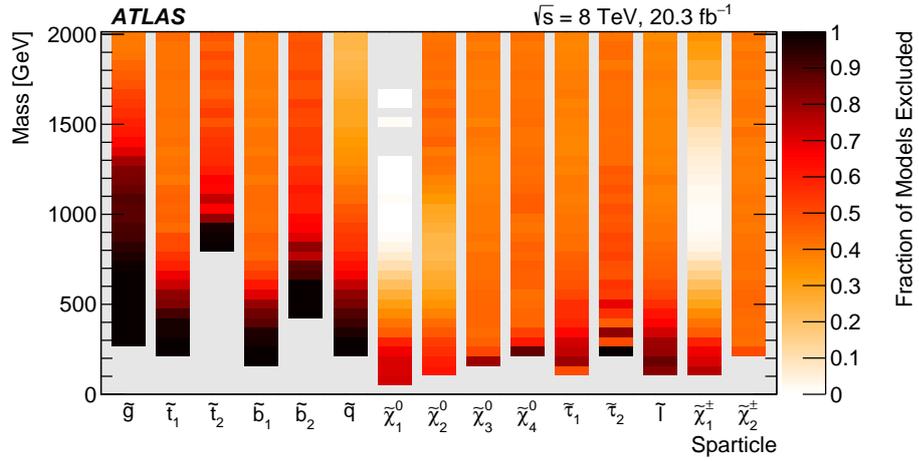
### ATLAS SUSY Searches\* - 95% CL Lower Limits

Status: March 2017

ATLAS Preliminary  
 $\sqrt{s} = 7, 8, 13 \text{ TeV}$

Model	$e, \mu, \tau, \gamma$	Jets	$E_T^{\text{miss}}$	$\int \mathcal{L} d(\text{fb}^{-1})$	Mass limit		Reference
					$\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	
Inclusive Searches	MSUGRA/CMSSM	0-3 $e, \mu$ 1-2 $\tau$	2-10 jets/3 b	Yes	20.3	608 GeV	1507.05555
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ , 0-lepton	0	2-6 jets	Yes	36.1	1.85 TeV	ATLAS-CONF-2017-022
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ (compressed)	mono-jet	1-3 jets	Yes	3.2	1.57 TeV	1604.07773
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_2^0$	0	2-6 jets	Yes	36.1	2.02 TeV	ATLAS-CONF-2017-022
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}W\tilde{\chi}_1^0$	0	2-6 jets	Yes	36.1	2.01 TeV	ATLAS-CONF-2017-022
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}W\tilde{\chi}_1^0$	3 $e, \mu$	4 jets	Yes	13.2	1.7 TeV	ATLAS-CONF-2016-037
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}W\tilde{\chi}_1^0$	2 $e, \mu$ (SS)	0-3 jets	Yes	13.2	1.5 TeV	ATLAS-CONF-2016-037
	GMSB ( $\tilde{L}$ NLSP)	1-2 $\tau + 0-1 \ell$	0-2 jets	Yes	3.2	2.0 TeV	1607.05979
	GGM (bino NLSP)	2 $\gamma$	-	Yes	3.2	1.65 TeV	1606.09150
	GGM (higgsino-bino NLSP)	$\gamma$	1 b	Yes	20.3	1.37 TeV	1507.05493
3rd gen. squarks	$\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$	0	3 b	Yes	36.1	1.92 TeV	ATLAS-CONF-2017-021
	$\tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$	0-1 $e, \mu$	3 b	Yes	36.1	1.97 TeV	ATLAS-CONF-2017-021
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$	0-1 $e, \mu$	3 b	Yes	20.2	1.37 TeV	1407.0600
	$\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$	0	2 b	Yes	3.2	840 GeV	1606.08772
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$	2 $e, \mu$ (SS)	1 b	Yes	13.2	325-685 GeV	ATLAS-CONF-2016-037
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$	0-2 $e, \mu$	1-2 b	Yes	4.713.3	117-170 GeV	1209.2102, ATLAS-CONF-2016-077
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2 \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$ or $\tilde{t}_1^* \rightarrow Wb\tilde{\chi}_1^0$	0-2 $e, \mu$	0-2 jets/1-2 b	Yes	20.3	90-198 GeV	1506.08616, ATLAS-CONF-2017-020
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$	0	mono-jet	Yes	3.2	90-323 GeV	1604.07773
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$ (natural GMSB)	2 $e, \mu$ ( $Z$ )	1 b	Yes	20.3	150-600 GeV	1403.5222
	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0 + Z$	3 $e, \mu$ ( $Z$ )	1 b	Yes	36.1	290-790 GeV	ATLAS-CONF-2017-019
EW direct	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow \tilde{L} \tilde{L}^0$	2 $e, \mu$	0	Yes	20.3	90-335 GeV	1403.5294
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow \tilde{L} \tilde{L}^0$	2 $e, \mu$	0	Yes	13.2	540 GeV	ATLAS-CONF-2016-096
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow \tilde{L} \tilde{L}^0$	2 $\tau$	0	Yes	14.8	580 GeV	ATLAS-CONF-2016-093
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow \tilde{L} \tilde{L}^0$	3 $e, \mu$	0	Yes	13.3	1.0 TeV	ATLAS-CONF-2016-096
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0$	2-3 $e, \mu$	0-2 jets	Yes	20.3	425 GeV	1403.5294, 1402.7029
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0$	$e, \mu, \gamma$	0-2 b	Yes	20.3	270 GeV	1501.07110
	GGM (wino NLSP)	4 $e, \mu$	0	Yes	20.3	635 GeV	1405.5086
	GGM (wino NLSP) weak prod.	1 $e, \mu + \gamma$	-	Yes	20.3	115-370 GeV	1507.05493
	GGM (bino NLSP) weak prod.	2 $\gamma$	-	Yes	20.3	590 GeV	1507.05493
	Long-lived particles	Direct $\tilde{L}_R \tilde{L}_R$ prod., long-lived $\tilde{L}_R^+$	Disapp. trk	1 jet	Yes	36.1	430 GeV
Direct $\tilde{L}_R \tilde{L}_R$ prod., long-lived $\tilde{L}_R^+$		dE/dx trk	-	Yes	18.4	495 GeV	1506.05332
Stable, stopped $\tilde{g}$ R-hadron		0	1-5 jets	Yes	27.9	850 GeV	1310.6584
Stable $\tilde{g}$ R-hadron		trk	-	-	3.2	1.58 TeV	1606.05129
Metastable $\tilde{g}$ R-hadron		dE/dx trk	-	-	3.2	1.57 TeV	1604.04520
GMSB, stable $\tilde{L}_R \rightarrow \tilde{L} + (\tilde{e}, \mu) + \tau + (\tilde{e}, \mu)$		1-2 $\mu$	-	Yes	19.1	537 GeV	1411.6795
GMSB, $\tilde{L}_R \rightarrow \tilde{L} + G$ , long-lived $\tilde{L}_R^+$		2 $\gamma$	-	Yes	20.3	440 GeV	1409.5542
$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ , long-lived $\tilde{L}_R^+$		displ. ee/μμ/μμ	-	-	20.3	1.0 TeV	1504.05162
GGM $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ , long-lived $\tilde{L}_R^+$		displ. vtx + jets	-	-	20.3	1.0 TeV	1504.05162
RPV		LFV $pp \rightarrow \tilde{e} + X, \tilde{e} \rightarrow e\mu\tau/\mu\tau$	$e\mu, e\tau, \mu\tau$	-	-	3.2	1.9 TeV
	Bilinear RPV CMSSM	2 $e, \mu$ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	1.45 TeV	1404.2500
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0, \tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow \tilde{e}e, e\mu, \mu\mu$	4 $e, \mu$	-	Yes	13.3	1.14 TeV	ATLAS-CONF-2016-075
	$\tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0, \tilde{L}_R \tilde{L}_R \rightarrow \tilde{e}e, e\mu, \mu\mu$	3 $e, \mu + \tau$	-	Yes	20.3	450 GeV	1405.5086
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	0	4-5 large-R jets	-	14.8	1.08 TeV	ATLAS-CONF-2016-057
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	1 $e, \mu$	8-10 jets/0-4 b	-	36.1	1.55 TeV	ATLAS-CONF-2016-057
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	1 $e, \mu$	8-10 jets/0-4 b	-	36.1	1.65 TeV	ATLAS-CONF-2017-013
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	0	2 jets + 2 b	-	15.4	410 GeV	ATLAS-CONF-2016-022, ATLAS-CONF-2016-084
	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$	2 $e, \mu$	2 b	-	20.3	450-510 GeV	ATLAS-CONF-2015-015
	Other	Scalar charm, $\tilde{L} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$	0	2 c	Yes	20.3	510 GeV

FIGURE I.8. – Limites sur les masses du neutralino et (a) du gluino ou (b) du stop à partir de différentes recherches de supersymétrie effectuées à 13 TeV dans cadre de modèles simplifiés. (c) Liste des limites obtenues à 7, 8 et 13 TeV par la collaboration ATLAS dans le cadre de différents modèles de supersymétrie [64].



(a)

FIGURE I.9. – Fraction de modèles du pMSSM exclus en fonction de la masse de chacune des particules supersymétriques. Ce résultat a été obtenu en réinterprétant les résultats publiés à 8 TeV par la collaboration ATLAS et en réalisant un balayage sur l'ensemble des paramètres du pMSSM [66].

nombreuses extensions de ce modèle minimal sont maintenant incluses dans ces recherches, notamment les théories de supersymétrie à  $R$ -parité violée qui seront présentées dans la section suivante.

## I.4 La supersymétrie à $R$ -parité violée

La supersymétrie à  $R$ -parité violée est une variante du modèle minimal de supersymétrie. Cette théorie a subi un récent essor en raison de l'absence d'observation de déviations dans les résultats des recherches de supersymétrie effectuées au LHC ces dernières années. En remettant en cause une des principales hypothèses du modèle minimal, à savoir la conservation de la  $R$ -parité, elle redéfinit les processus de nouvelle physique à rechercher et modifie ainsi les stratégies d'analyse à appliquer. La supersymétrie à  $R$ -parité violée a de plus un intérêt particulier car elle prévoit en particulier des processus de production de quarks top de même signe de charge électrique, lesquels ont été spécifiquement étudiés et recherchés dans les travaux effectués dans le cadre de cette thèse.

Dans cette section, nous définirons tout d'abord les principales notions liées à la violation de la  $R$ -parité en présentant le mécanisme de violation minimale des saveurs qui permet de s'affranchir de l'hypothèse de conservation de la  $R$ -parité. Nous discuterons ensuite des différentes motivations pour la recherche au LHC de processus supersymétriques violant la  $R$ -parité, puis la phénoménologie de ces processus. Enfin, nous présenterons certains de ces processus qui prévoient la production de quarks top de même signe.

### I.4.1 Violation de la $R$ -parité

L'idée de la supersymétrie à  $R$ -parité violée ou RPV (pour *R-parity violation*) consiste à rajouter les termes du superpotentiel de l'équation I.33, qui à l'origine ont été éliminés par l'hypothèse de conservation de la  $R$ -parité. Il apparaît alors 48 nouveaux paramètres libres associés aux différentes valeurs des couplages  $\mu'_i$ ,  $\lambda_{ijk}$ ,  $\lambda'_{ijk}$  et  $\lambda''_{ijk}$ , ainsi que 51 nouveaux paramètres provenant des termes de brisure de supersymétrie violant explicitement la  $R$ -parité [46]. Ces nouveaux termes entraînent des processus de violation des nombres baryonique et leptonique, lesquels sont extrêmement contraints par les observations faites à basse énergie. Le lecteur trouvera dans la référence [46] une liste complète des contraintes induites sur les couplages. À titre d'exemple, les limites sur la désintégration du proton en  $p \rightarrow \ell^+ \pi^0$  imposent :

$$|\lambda'_{11k} \lambda''_{11k}| < 2 \times 10^{-27} \left( \frac{m_{\bar{d}}}{100 \text{ GeV}} \right)^2 \quad (\text{I.37})$$

Pour respecter les observations de basse énergie, les couplages doivent prendre des valeurs extrêmement faibles, ce qui pose un problème de naturalité dans l'hypothèse où ce sont des paramètres libres. Dans le cadre de la supersymétrie RPV, le problème est contourné en considérant les couplages comme des paramètres dynamiques, dont les valeurs sont ajustées par un mécanisme inconnu.

Plusieurs mécanismes ont récemment été développés, dont l'un des principaux est basé sur le concept de violation minimale des saveurs [67–69] ou MFV (pour *Minimal Flavor Violation*). En l'absence des termes de Yukawa, le Modèle Standard contient la symétrie des saveurs suivante :

$$(SU(3))^5 = SU(3)_Q \otimes SU(3)_U \otimes SU(3)_D \otimes SU(3)_L \otimes SU(3)_E \quad (\text{I.38})$$

Or, cette symétrie est violée lorsque les termes de masse des fermions sont introduits. Le principe de la MFV consiste à supposer que, dans le cadre du modèle de supersymétrie RPV, seuls les termes de Yukawa brisent  $(SU(3))^5$ , ce qui a pour conséquence de connecter les couplages baryoniques et leptoniques avec les masses des fermions. Par exemple, le couplage  $\lambda''$  possède une expression de la forme :

$$\lambda''_{ijk} \sim f_{\text{CKM}}^{ijk} \tan^2 \beta \frac{m_{u_i} m_{d_j} m_{d_k}}{m_t^3} \quad (\text{I.39})$$

où  $\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}$  est le rapport des valeurs dans le vide des champs de Higgs  $|H_u|$  et  $|H_d|$ , et  $f_{\text{CKM}}^{ijk}$  est un facteur dépendant des termes de la matrice  $CKM$ . Les couplages sont alors hiérarchisés en fonction des masses des particules en jeu, ceux associés aux quarks légers étant réduits à des valeurs très faibles. Les couplages liés aux termes de violation leptonique  $\lambda$  et  $\lambda'$  possèdent, quant à eux, des valeurs extrêmement réduites en raison des masses faibles des leptons et des neutrinos. En réduisant la valeur de ces couplages, la MFV permet de respecter les contraintes de basse énergie, notamment celles imposées par les limites sur la désintégration du proton et sur les oscillations neutron-antineutron [69]. Dans la pratique, la prédiction des valeurs des couplages est complexe et dépend de la manière dont la MFV est appliquée. Toutefois, le tableau I.10 montre les ordres de grandeur des couplages  $\lambda''$  pour différentes procédures de MFV, démontrant ainsi que les couplages prédominants correspondent à ceux impliquant le quark top ( $\lambda''_{3ij}$ ).

$\lambda''_{IJK}$		Full MFV			Holomorphic MFV		
		$ds$	$sb$	$db$	$ds$	$sb$	$db$
$\tan \beta = 5$	$u$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-13}$	$10^{-8}$	$10^{-10}$
	$c$	$10^{-4}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-10}$	$10^{-6}$	$10^{-7}$
	$t$	0.1	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
$\tan \beta = 50$	$u$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-11}$	$10^{-6}$	$10^{-9}$
	$c$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-8}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$
	$t$	1	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$

FIGURE I.10. – Ordre de grandeur des couplages baryoniques  $\lambda''$  pour le modèle MFV Complet [67] et le modèle MFV Holomorphique [69] pour  $\tan \beta = 5$  et  $\tan \beta = 50$ . Le couplage  $\lambda''_{ijk}$  est antisymétrique par rapport à ses deux derniers indices ( $\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj}$ ), réduisant ainsi le nombre de paramètres à 9.

## I.4.2 Intérêts théoriques

La supersymétrie à  $R$ -parité violée (RPV) possède plusieurs intérêts théoriques et phénoménologiques.

Tout d'abord, la supersymétrie RPV permet d'introduire une nouvelle phénoménologie que nous présenterons dans la section I.4.3, laquelle est complémentaire à celle du modèle minimal de supersymétrie. L'état final des processus supersymétriques violant la  $R$ -parité n'est en effet plus composé de neutralinos invisibles, mais uniquement des particules du Modèle Standard<sup>4</sup>. Cette particularité permet d'appliquer des stratégies de recherche qui n'avaient jusqu'à alors pas été considérées, agrandissant ainsi la richesse phénoménologique de la supersymétrie qui était auparavant restreinte à des processus de grande impulsion transverse manquante.

Ensuite, la supersymétrie RPV prévoit des processus de violation des nombres baryonique et leptonique, lesquels ont un intérêt théorique que nous avons abordé dans la section I.2.3. La recherche de ces processus n'a été que très peu menée au LHC jusqu'à présent, en raison de l'absence de modèles théoriques les prédisant tout en respectant les contraintes à basse énergie. L'émergence des modèles de supersymétrie RPV permet de reconsidérer ces recherches de violation dans un cadre théorique dynamique, plausible et testable aux énergies du LHC. La supersymétrie RPV est donc également utilisée comme un outil pour la recherche de violation des nombres baryonique et leptonique.

L'impact de la supersymétrie RPV en cosmologie a aussi été étudié [46], notamment pour expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers. Malheureusement, il est difficile de générer une asymétrie baryonique

4. Lorsque les couplages RPV sont faibles, les processus supersymétriques peuvent également être composés de particules avec un long temps de vie.

à haute température sans que les processus de violation baryonique et leptonique aient l'effet inverse de réduire cette asymétrie. De nombreux modèles ont néanmoins été proposés afin de contourner ce problème en générant une asymétrie baryonique à basse température [70–72].

Par ailleurs, la supersymétrie RPV enlève la possibilité d'expliquer la présence de la matière noire dans l'univers. En l'absence de conservation de la  $R$ -parité, la particule supersymétrique la plus légère (LSP), supposée être le neutralino, est instable comme expliqué dans la suite, ce qui à première vue enlève une des motivations principales de la supersymétrie et peut dissuader de trouver une alternative à l'hypothèse de conservation de la  $R$ -parité. Il faut cependant rappeler que cette parité n'a pas été introduite pour expliquer la matière noire, mais plutôt pour respecter les contraintes à basse énergie. Or, elle n'a plus vraiment d'intérêt dès lors que les modèles de supersymétrie RPV peuvent respecter ces contraintes grâce à des mécanismes tels que la MFV. De plus, d'autres particules hypothétiques telles que le gravitino ou l'axion ont été proposées comme candidat alternatif à la matière noire, prenant ainsi le rôle du neutralino.

### I.4.3 Nouvelle phénoménologie

L'apparition des nouveaux couplages de la supersymétrie à  $R$ -parité violée modifie grandement la phénoménologie des processus supersymétriques. Ces couplages engendrent des modes de désintégration produisant uniquement des particules du Modèle Standard et violant les nombres leptonique  $L$  ou baryonique  $B$ . Ces modes de désintégration sont les suivants :

- les sleptons et les sneutrinos peuvent se désintégrer en leptons et neutrinos via le couplage  $\lambda_{ijk}$  :  $\tilde{\ell}_i \rightarrow \ell_j \bar{\nu}_k$  et  $\tilde{\nu}_i \rightarrow \ell_j \bar{\ell}_k$  ( $\Delta L = 1$ ),
- les squarks, les sleptons et les sneutrinos peuvent se désintégrer en quarks, en leptons et en neutrinos via le couplage  $\lambda'_{ijk}$  :  $\tilde{q}_i \rightarrow q_j \bar{\nu}_k / q'_j \bar{\ell}_k$ ,  $\tilde{\ell}_i \rightarrow u_j \bar{d}_k$  et  $\tilde{\nu}_i \rightarrow q_j \bar{q}_k$  ( $\Delta L = 1$ ),
- les squarks peuvent se désintégrer en quarks via le couplage  $\lambda''_{ijk}$  :  $\tilde{u}_i \rightarrow \bar{d}_j \bar{d}_k$  et  $\tilde{d}_j \rightarrow \bar{u}_i \bar{d}_k$  ( $\Delta B = 1$ ).

L'absence de conservation de la  $R$ -parité permet à la particule supersymétrique la plus légère (LSP) de se désintégrer en particules du Modèle Standard, devenant ainsi une particule instable. Par exemple, le neutralino peut se désintégrer en quarks grâce au couplage  $\lambda''_{112}$  de la manière suivante :  $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow u\bar{u}^* \rightarrow uds$ . Les états finaux des processus supersymétriques ne sont alors plus caractérisés par des neutralinos stables et invisibles, mais par des particules du Modèle Standard. Cette particularité permet à la supersymétrie RPV d'échapper aux contraintes imposées par les recherches de processus supersymétriques conservant la  $R$ -parité qui sont en général caractérisées par des critères de sélection stricts sur l'impulsion transverse manquante.

De manière générale, les stratégies de recherche des processus supersymétriques violant la  $R$ -parité se basent sur trois types de signatures :

- Les états finaux composés de plusieurs leptons, utilisés pour la recherche de processus de violation leptonique via les couplages  $\lambda$  et  $\lambda'$  [73, 74].
- Les états finaux composés de plusieurs quarks, utilisés pour la recherche de processus de violation baryonique via les couplages  $\lambda''$  [75].
- Les signatures de vertex déplacé. Ces signatures sont prédites lorsque les couplages baryoniques et leptoniques sont suffisamment faibles ( $\lesssim 10^{-7}$ ) pour que la LSP ait un temps de vol assez long, lui permettant de se désintégrer dans le détecteur [76].

Des analyses relatives à ces trois axes de recherche ont été menées au LHC par les collaborations ATLAS et CMS. Les résultats à 8 TeV des recherches de violation leptonique et de vertex déplacé ont imposé des limites relativement fortes sur les sections efficaces de production [64, 65, 76]. Les contraintes sur les processus de violation baryonique sont restées, quant à elles, relativement modérées [77].

#### I.4.4 Production de quarks top de même signe

Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement à la recherche de violation du nombre baryonique à partir des couplages  $\lambda''_{3ij}$  qui, comme nous l'avons vu dans la section I.4.1, sont motivés par les scénarios de violation minimale de saveur (MFV) et par les contraintes à basse énergie.

Une étude phénoménologique publiée en 2013 [78] a examiné les différentes signatures possibles de la supersymétrie à  $R$ -parité violée sous MFV. La Figure I.11 montre les différentes chaînes de désintégration possibles pour chacune des particules supersymétriques. Le quark top se révèle être la particule finale la plus abondamment produite, et ce, de manière quasi-indépendante du spectre de masse des particules supersymétriques. En considérant des modes de production de gluinos ou de d-squarks ( $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{d}$  ou  $\tilde{d}\tilde{d}$ ), ces chaînes de désintégration amènent à la production de quarks de même signe de charge électrique après désintégration des particules supersymétriques.

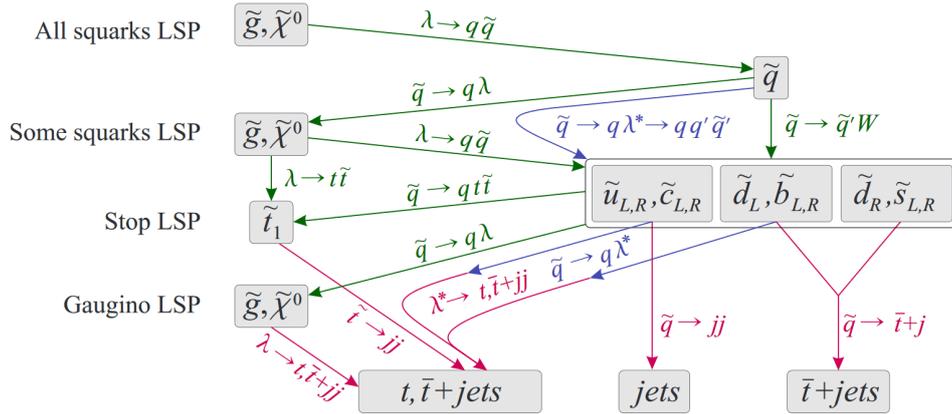


FIGURE I.11. – Chaînes de désintégration possibles des particules supersymétriques en fonction de la nature du LSP.  $\lambda$  correspond à un neutralino ou à un gluino, et  $j$  représente la production d'un jet. Les désintégrations impliquant des couplages de violation baryonique sont représentées en rouge [78].

Il est cependant important de noter que l'état final composé seulement de jets peut aussi être une stratégie possible de recherche de supersymétrie RPV. Cet état final a été exploré afin de rechercher des processus de production de paires de gluinos ( $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow jjj$ ) [75] ou de stops ( $pp \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow jj$ ) [79, 80] dans l'état final composé de plusieurs jets de hadrons.

Les processus de production de quarks top de même signe dans l'état final présentent, quant à eux, plusieurs avantages expérimentaux lorsque les quarks top se désintègrent leptoniquement ( $t \rightarrow b\ell\nu$ ). Tout d'abord, le signe de la charge des quarks top peut être directement identifié en mesurant la charge des leptons, ce qui permet de sélectionner uniquement les quarks top qui sont de même signe. De plus, la proportion d'évènements provenant des processus du Modèle Standard produisant des leptons de même charge est relativement faible, ce qui permet d'être sensible à des processus de nouvelle physique de

faible section efficace. Enfin, dans la perspective où des déviations par rapport au Modèle Standard sont mesurées, la proportion de leptons de charge positive par rapport aux leptons de charge négative renseigne sur l'asymétrie de charge des quarks top produits, ce qui est une observable possible permettant de différencier la compatibilité des données entre plusieurs modèles de nouvelle physique [78].

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à la recherche de quarks top de même signe en s'inspirant des conclusions de l'étude phénoménologique de la référence [78]. Deux types de processus représentés sur la Figure I.12 seront exploités. Ces processus ont l'avantage de violer le nombre baryonique par deux unités ( $\Delta B = 2$ ), ce qui est une caractéristique générique des processus de violation baryonique attendus au LHC si de tels processus existent [81].

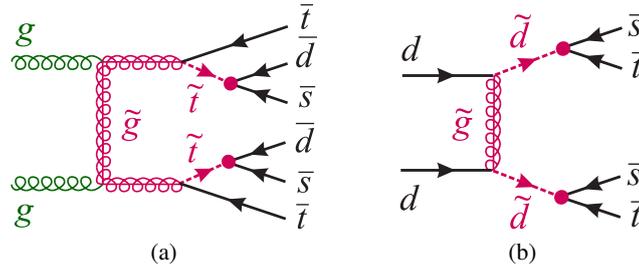


FIGURE I.12. – Diagrammes de Feynman associés (a) à la production d'une paire de gluinos  $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en trois quarks  $\tilde{g} \rightarrow \bar{t}\bar{d}\bar{s}$  et (b) à la production d'une paire de d-squarks  $dd \rightarrow \tilde{d}\tilde{d}$  se désintégrant chacun en deux quarks  $\tilde{d} \rightarrow \bar{t}\bar{s}$ .

Le premier type de processus, représenté sur la Figure I.12(a), correspond à la production d'une paire de gluinos ( $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ ) se désintégrant chacun en trois quarks via un couplage  $\lambda''_{3ij}$ . Le mode de désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{d}\bar{s}$  représenté sur l'exemple de la Figure I.12(a) implique le couplage baryonique  $\lambda''_{321}$ . Les autres couplages  $\lambda''_{313}$  et  $\lambda''_{323}$  peuvent produire les mêmes types d'état final avec des modes de désintégration du gluino respectivement en  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{b}/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$  et  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{b}\bar{s}/\bar{t}\bar{b}\bar{s}$ . Dans ces modes de désintégration, le gluino peut produire des quarks top de signe négatif ( $\bar{t}$ ) ou positif ( $t$ )<sup>5</sup> avec la même probabilité. L'asymétrie de charge attendue des quarks top est donc égale à zéro.

Le deuxième type de processus, représenté sur la Figure I.12(b), correspond à la production d'une paire de d-squarks de même signe ( $dd \rightarrow \tilde{d}\tilde{d}$ ) se désintégrant en deux quarks via un couplage  $\lambda''_{3ij}$ . Comme précédemment, le mode de désintégration en  $\tilde{d} \rightarrow \bar{t}\bar{s}$ , représenté sur la Figure I.12(b) implique le couplage  $\lambda''_{321}$ . Un état final assez similaire peut également être considéré avec un mode de désintégration en  $\tilde{d} \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  via le couplage  $\lambda''_{313}$ . Ce type de processus produit uniquement des quarks top de signe négatif, ce qui donne une asymétrie de charge des quarks top négative.

Le caractère minimaliste des processus considérés permet d'être inclusif sur les autres processus supersymétriques. En effet, dès lors que le diagramme se complexifie par l'ajout d'autres particules supersymétriques, l'état final reste assez similaire aux précédents diagrammes à la différence qu'il contient des quarks additionnels. Par exemple, l'ajout du neutralino permet de considérer des désintégrations du gluino en  $\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow t\bar{d}\bar{s}$ . L'utilisation de critères de sélection inclusifs pour la recherche des processus décrits dans cette section permet de garantir une sensibilité sur les autres scénarios de supersymétrie RPV ainsi qu'une possible réinterprétation des résultats [82].

5. Les quarks top de charge positif ( $t$ ) et les anti-quarks top de charge négative ( $\bar{t}$ ) sont génériquement appelés quarks top dans ce manuscrit.

Jusqu'à aujourd'hui, les processus de production de paires de d-squarks n'ont pas été recherchés au LHC. Leur implémentation dans les analyses ATLAS représente donc une nouveauté dans les recherches de nouvelle physique. Les processus de production de paires de gluinos ont, quant à eux, déjà été recherchés à 8 TeV dans l'état final composé de leptons de même charge par les collaborations ATLAS [83] et CMS [84]. À 13 TeV, la recherche de production de gluinos a de plus été étendue à des états finaux composés de plusieurs jets de hadrons par les collaborations ATLAS [75] et CMS [85] ou composés d'un seul lepton par la collaboration ATLAS [86].

Comme nous le verrons dans les prochains chapitres, une partie des travaux de cette thèse a été dédiée à la recherche des processus présentés dans cette section dans le cadre d'une analyse de recherche de nouvelle physique dans les événements composés de leptons de même charge avec les données enregistrées à 13 TeV.



## Dispositif expérimental

Ce chapitre a pour objectif de présenter les appareillages et outils expérimentaux sur lesquels les travaux de cette thèse se sont appuyés pour la recherche de nouvelle physique. Plusieurs notions présentées dans ce chapitre seront réutilisées dans la suite.

Nous présenterons tout d'abord le Large Hadron Collider (LHC). Cet accélérateur de particules est capable de générer des collisions de protons à des énergies dans le centre de masse de 13 TeV. Nous introduirons ensuite le détecteur ATLAS qui permet de détecter les particules issues des collisions de protons. Nous présenterons notamment les différentes composantes de ce détecteur ainsi que les différentes techniques de détection qui leur sont associées. Puis, nous aborderons les simulations numériques Monte Carlo qui sont utilisées pour faire des prédictions sur les observables expérimentales à partir d'un modèle physique. Nous décrirons notamment les différentes méthodes de simulation utilisées pour la génération d'évènements ainsi que la simulation de la réponse du détecteur. Enfin, nous présenterons les différents types d'objets physiques qui sont reconstruits à partir des données enregistrées par le détecteur ATLAS. Ces objets physiques permettent de reconstruire les particules produites durant les collisions des protons et sont utilisés pour sélectionner les évènements d'intérêt pour les analyses.

## II.1 Le Large Hadron Collider

Construit par le Centre Européen de la Recherche Nucléaire (CERN), le Large Hadron Collider (LHC) est à l'heure actuelle le plus puissant accélérateur de particules. Situé à la frontière franco-suisse entre les montagnes du Jura et la ville de Genève (voir Fig. II.1(a)), il permet de collisionner des hadrons (proton-proton, proton-plomb ou plomb-plomb) à des énergies jamais atteintes en laboratoire auparavant, pouvant atteindre 14 TeV dans le centre de masse dans le cas de collisions de protons. Il a été construit dans l'ancien tunnel circulaire du LEP (voir Fig. II.1(b)), situé entre 45 et 170 m de profondeur et possédant une circonférence de 27 km.

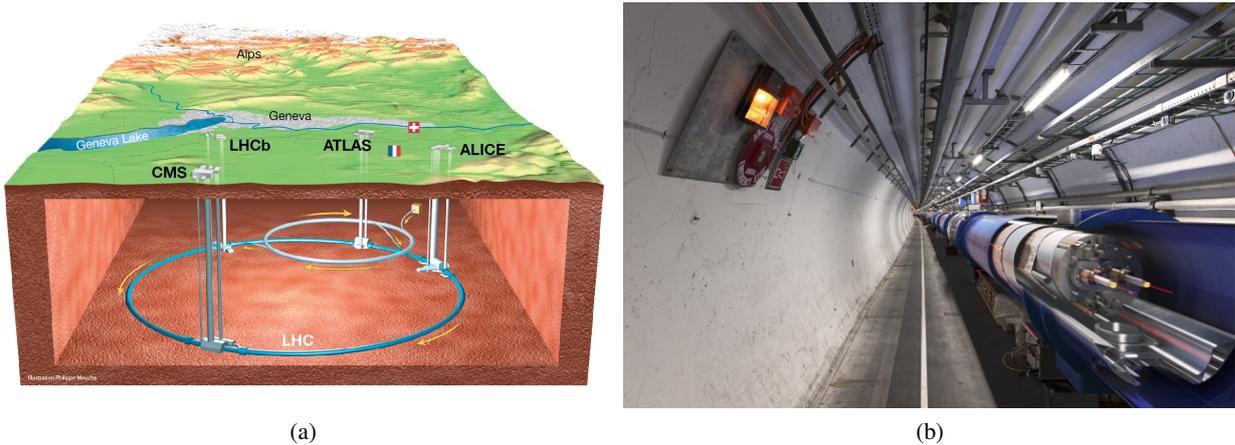


FIGURE II.1. – (a) Vue schématique du LHC avec la position des quatre détecteurs (b) Coupe en trois dimensions d'un dipôle magnétique dans le tunnel du LHC [87].

Un lecteur novice en physique des particules pourra se demander légitimement quelles sont les motivations pour la construction d'une machine si complexe et si chère. La raison est simple : c'est le moyen le plus efficace pour produire des particules très massives. D'après la relation d'Einstein ( $E = mc^2$ ), la masse d'une particule est une forme d'énergie au même titre que l'énergie cinétique. Il est alors possible de transformer de l'énergie cinétique en énergie de masse, permettant ainsi de produire des particules massives qui n'existent pas à l'état naturel. À titre d'exemple, on pourra citer les découvertes du quark top en 1995 au Tevatron par les collaborations D0 et CDF [88, 89], et du boson de Higgs au LHC en 2012 par les collaborations ATLAS et CMS [17, 18]. Cependant, plus la masse de la particule à produire est grande, plus l'énergie nécessaire pour la produire doit être grande. C'est pour cette raison que les limites technologiques des accélérateurs de particules sont sans cesse repoussées afin de produire des collisions toujours plus énergétiques.

Pour aller un peu plus loin sur la question de la motivation pour la construction du LHC, les accélérateurs de particules ne servent pas seulement à créer et à découvrir de nouvelles particules, ils permettent de manière générale d'étudier les interactions à haute énergie entre les particules élémentaires. Comme nous l'avons vu dans la section I.2, le Modèle Standard possède un certain nombre d'imperfections qui pourraient être résolues si ce modèle est considéré comme une théorie effective, c'est-à-dire valable seulement à basse énergie. Ainsi, à partir d'un certain seuil en énergie encore inconnu, on s'attend à voir apparaître des déviations des mesures expérimentales par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Ce serait alors le signe de l'apparition de ce qu'on appelle *la nouvelle physique*. L'étude des interactions entre particules à

haute énergie est un des meilleurs moyens de rechercher ces déviations, rendant ainsi le LHC un des outils les plus performants à l'heure actuelle pour approfondir nos connaissances en physique des particules.

### II.1.1 Fonctionnement

Dans le tunnel du LHC, des protons sont accélérés par paquets jusqu'à une vitesse égale à 99.99999% de la vitesse de la lumière. Deux faisceaux de protons circulent dans deux anneaux séparés du LHC : un dans le sens horaire et un dans le sens antihoraire. Lors d'un fonctionnement typique où les paquets de protons sont séparés temporellement de 25ns, le LHC peut contenir 2808 paquets tournant à une fréquence d'environ 11kHz, ce qui équivaut à 11000 tours par seconde. Les faisceaux de protons se rencontrent au niveau de quatre points d'intersection où les collisions ont lieu à une fréquence d'environ 40MHz (soit 40 millions de collisions par secondes). À chaque point d'intersection se situe un des quatre grands détecteurs du LHC (ATLAS, CMS, LHCb et ALICE), lesquels détectent les particules issues des collisions.

Le principe d'un accélérateur de particules repose sur la force de Lorentz :  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$ . Une particule chargée telle que le proton peut être accélérée grâce à un champ électrique  $\vec{E}$  et être déviée de sa trajectoire via un champ magnétique  $\vec{B}$ . Dans le cas du LHC, les protons sont accélérés lors de leur passage dans 16 cavités radiofréquences et leur trajectoire est maintenue circulaire via des milliers d'aimants supraconducteurs placés le long des anneaux du LHC. Ces aimants sont composés d'un alliage de niobium et de titane et peuvent générer un champ magnétique de 8.3T grâce à un courant de 12kA. Pour fonctionner, ils sont refroidis à 1.9K grâce à un système de distribution d'hélium liquide. Parmi ces aimants, 1232 ont une forme dipolaire permettant de courber la trajectoire des faisceaux de protons et 392 ont une forme quadripolaire afin de les focaliser.

Cependant, avant d'être introduits dans les anneaux du LHC, les protons doivent être initialement accélérés jusqu'à 450 GeV par une série d'accélérateurs de particules représentée sur la Figure II.2. Les protons sont d'abord produits par ionisation d'atomes d'hydrogène grâce à un champ électrique fort, et sont ensuite accélérés à une énergie de 50 MeV via l'accélérateur linéaire *LINAC 2*. Puis, une série d'accélérateurs circulaires prennent le relais pour accélérer successivement les protons à une énergie de 1.4 GeV, puis à 25 GeV et enfin à 450 GeV grâce respectivement aux accélérateurs *BOOSTER*, *PS* et *SPS*. Les protons sont ensuite injectés dans les anneaux du LHC et les cavités radiofréquences permettent de les accélérer jusqu'à l'énergie nominale de collision.

Les premières collisions proton-proton du LHC ont été produites le 20 novembre 2009 avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV. Depuis, différentes périodes de prise de données ont été effectuées en augmentant l'énergie dans le centre de masse à 7 TeV en 2011, puis à 8 TeV en 2012, ce qui a permis la découverte du boson de Higgs. Enfin, en 2015 et en 2016, le LHC a redémarré avec une énergie dans le centre de masse de 13 TeV ; les données récoltées à cette énergie par le détecteur ATLAS ont été utilisées pour le travail présenté dans cette thèse. Par comparaison avec les précédents accélérateurs de particules, des collisions électron-positron à 209 GeV, des collisions électron-proton à 318 GeV et des collisions proton-antiproton à 2 TeV étaient respectivement produites au LEP, à HERA et au Tevatron. Le choix d'utiliser au LHC des protons à la place d'électrons s'explique par le fait que la quantité d'énergie perdue par radiation (bremsstrahlung) dans un accélérateur circulaire est négligeable pour les protons.

Les collisions entre les deux faisceaux ont lieu aux quatre points d'intersection du LHC où sont placés les quatre grands détecteurs. ATLAS et CMS sont les deux détecteurs les plus polyvalents. Ils avaient pour premier objectif la découverte le boson de Higgs, ce qui a été fait en 2012, et ont maintenant pour principal objectif la recherche de toute déviation du Modèle Standard qui serait le signe d'un phénomène

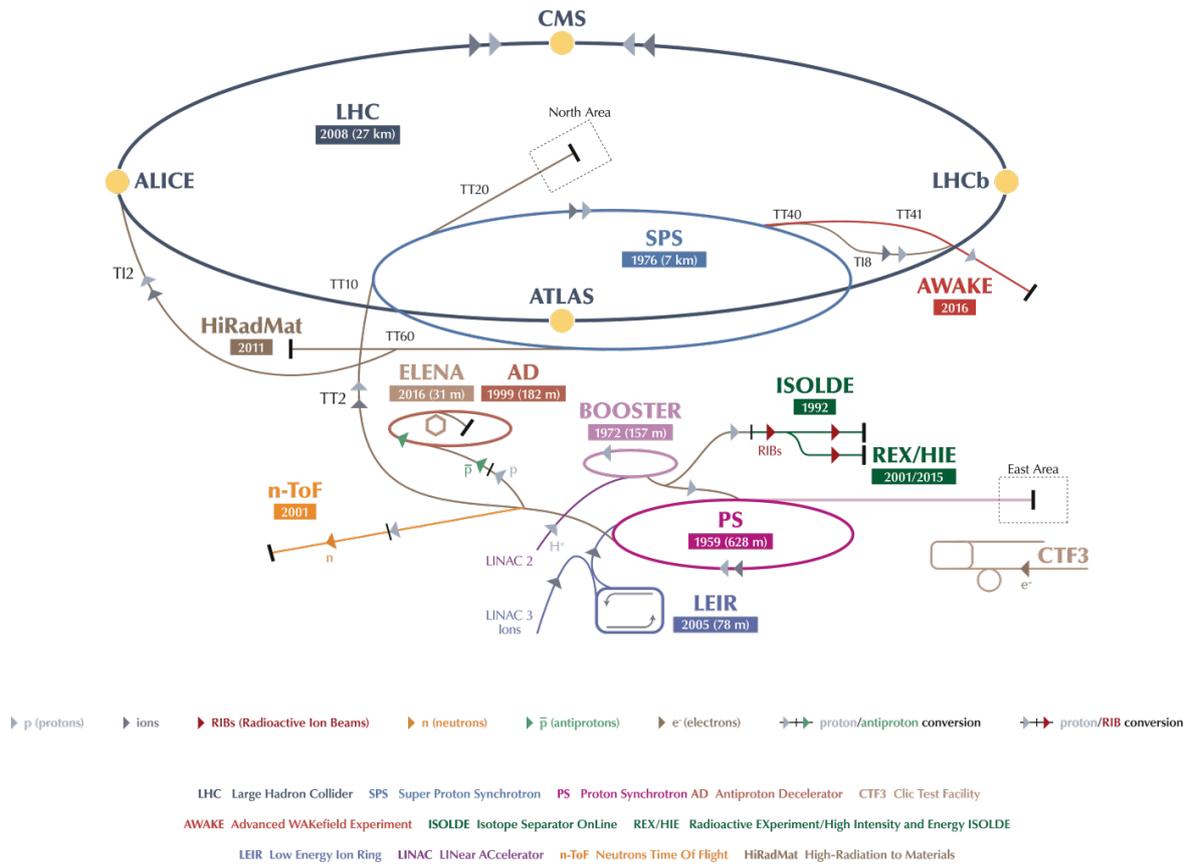


FIGURE II.2. – Schéma de la chaîne d'accélérateurs de particules au CERN [87].

de nouvelle physique. Les deux collaborations travaillant sur ces détecteurs sont indépendantes, ce qui permet d'assurer une complémentarité dans leurs découvertes : chaque résultat d'une des collaborations pourra être confirmé ou invalidé par l'autre. Les travaux de cette thèse ont été effectués au sein de la collaboration ATLAS. Le troisième grand détecteur, LHCb, est spécialisé dans la physique des saveurs lourdes, notamment pour la recherche de violation de la symétrie CP et la recherche de nouveaux états hadroniques et de désintégrations rares. Le dernier et quatrième grand détecteur, ALICE, étudie le *plasma de quarks et de gluons* qui est l'état de la matière de grande densité et de haute température, dans lequel les quarks et les gluons sont déconfinés. D'autres détecteurs tels que TOTEM, LHCf et MoEDAL contribuent également à l'étude des collisions proton-proton au LHC.

## II.1.2 Luminosité et empilement

Un des paramètres importants utilisés dans la physique des accélérateurs de particules est la *luminosité instantanée*. Elle définit la quantité de collisions par unité de surface et par unité de temps (en  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). Elle est calculée grâce à la relation suivante :

$$\mathcal{L} = F \frac{f n_b N_p^2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (\text{II.1})$$

où  $n_b$  est le nombre de paquets de protons accélérés,  $N_p$  est le nombre de protons par paquet,  $f$  est leur fréquence de révolution,  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont respectivement la taille des paquets selon les deux axes transversaux  $x$  et  $y$ , et  $F$  est un paramètre géométrique qui dépend de l'angle d'intersection des deux faisceaux. La luminosité instantanée mesurée par jour par le détecteur ATLAS durant la prise de données en 2016 est représentée sur la Figure II.3(a). En 2016, le LHC était capable d'atteindre des luminosités de l'ordre de  $1.4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

La *luminosité intégrée* permet de quantifier le nombre total de collisions. La Figure II.3(b) montre les luminosités intégrées délivrées par le LHC et mesurées par le détecteur ATLAS durant chacune des périodes de prises de données effectuées entre 2011 et 2016. Les luminosités intégrées délivrées par le LHC en 2015 et 2016 sont respectivement de  $4.2 \text{ fb}^{-1}$  et  $38.9 \text{ fb}^{-1}$ . Il est néanmoins important de différencier la luminosité délivrée par le LHC et la luminosité enregistrée par le détecteur ATLAS, laquelle peut être différente en raison de l'efficacité de l'enregistrement de données de bonne qualité. La luminosité intégrée est une information importante car elle permet de prédire le nombre d'évènements d'un processus  $X$  connaissant sa section efficace de production  $\sigma_X$  grâce à la formule suivante :

$$N_X = \sigma_X \times \mathcal{L}_I \quad (\text{II.2})$$

où  $\mathcal{L}_I$  est la luminosité intégrée.

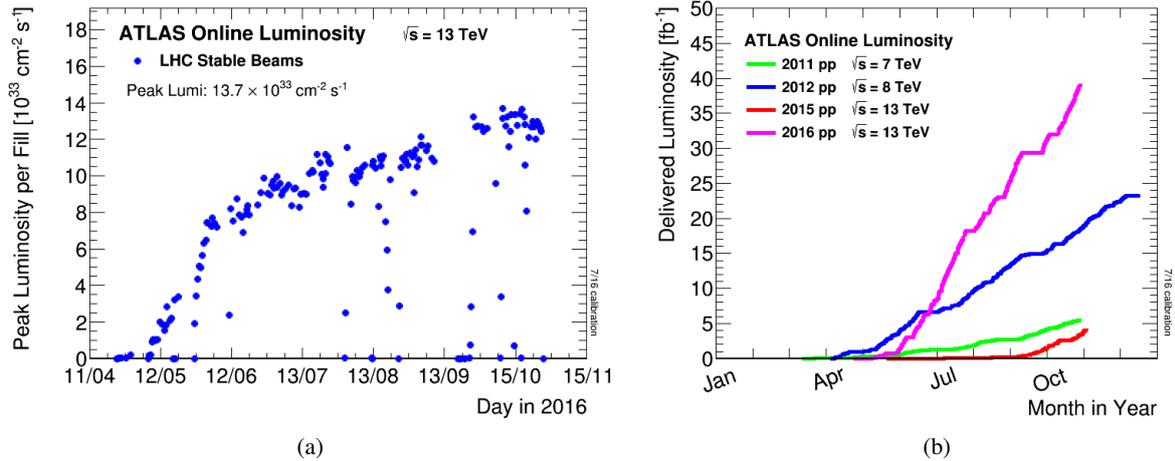


FIGURE II.3. – (a) Pic de luminosité instantanée en fonction du temps pour les données enregistrées par ATLAS en 2016 (b) Luminosités délivrées par le LHC et mesurées par le détecteur ATLAS en fonction du temps pour les différentes périodes de prise de données [90].

Une autre notion importante à prendre en compte pour la suite est la notion d'*empilement* (ou *pile-up* en anglais). Elle traduit le fait qu'il peut y avoir plusieurs collisions proton-proton par croisement de paquets et donc que les signaux de détection provenant des particules issues des différentes collisions peuvent s'empiler dans les données enregistrées. Pour quantifier ce phénomène, on utilise le nombre moyen d'interactions  $\langle \mu \rangle$  par croisement de paquets de protons. Pour les données prises en 2015 et en 2016, la distribution de  $\langle \mu \rangle$  est représentée sur la Figure II.4. La moyenne de la quantité  $\langle \mu \rangle$  pour la période 2015+2016 est de l'ordre de 23 interactions par croisement de paquets de protons.

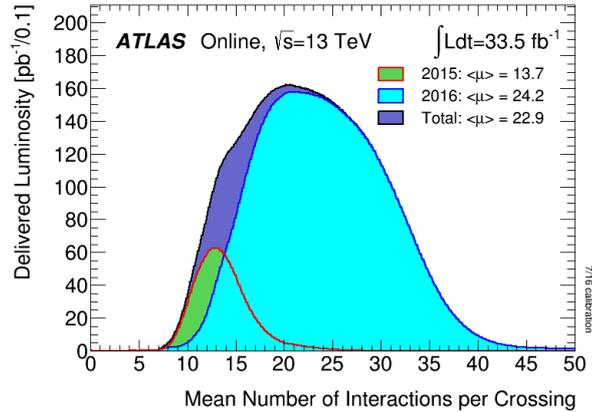


FIGURE II.4. – Luminosité délivrée en fonction du nombre moyen d’interactions  $\langle\mu\rangle$  par croisement de paquets de protons [90].

## II.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), représenté sur la Figure II.5, est un des quatre grands détecteur du LHC. Construit autour d’un des quatre points d’intersection des deux faisceaux du LHC, il a la forme d’un cylindre fermé à ses deux extrémités. Dans la suite, nous appellerons *tonneau* la partie centrale du cylindre et *bouchons* ses deux extrémités. Le détecteur est composé de plusieurs sous-détecteurs : le *détecteur interne* pour la mesure de la trace des particules chargées, le *système calorimétrique* pour la mesure de l’énergie des électrons, des photons et des particules hadroniques et le *spectromètre à muons* pour la mesure de la trace des muons. Il inclut également un ensemble d’aimants solénoïdaux et toroïdaux permettant de courber la trajectoire des particules chargées dans le détecteur interne et le spectromètre à muons afin de mesurer leur impulsion et leur charge. Enfin, un système de déclenchement permet de déclencher l’enregistrement des données d’un évènement de collision selon certains critères de sélection dans le but de limiter le nombre de données à traiter et à stocker.

La collaboration ATLAS est composée d’environ 3000 scientifiques provenant de 177 instituts et de 38 pays différents regroupés autour du fonctionnement du détecteur ATLAS. De nombreuses thématiques de recherche sont menées allant de la mesure de précision sur des observables du Modèle Standard à la recherche de phénomènes de nouvelle physique.

Le fonctionnement de chacun des sous-détecteurs ainsi que le système de coordonnées utilisé dans ATLAS seront détaillés dans cette section. Le lecteur pourra aussi trouver plus de détails dans la référence [91].

### II.2.1 Système de coordonnées

Le système de coordonnées utilisé au LHC est le système cartésien dans lequel l’axe  $z$  est défini le long du faisceau et  $(x, y)$  forment le plan transverse avec l’axe  $x$  pointant vers le centre de l’anneau du LHC et l’axe  $y$  pointant vers la surface. Pour caractériser une direction quelconque dans ce système de coordonnées, on définit l’angle azimutal  $\phi$  par rapport à l’axe  $x$  dans le plan transverse  $(x, y)$  et l’angle polaire  $\theta$  par rapport à l’axe  $z$ . Les variables  $z_0$  et  $d_0$  sont en plus utilisées pour caractériser la position d’un point sur l’axe  $z$  et sa distance par rapport à ce même axe. Ces deux variables sont en général utilisées pour

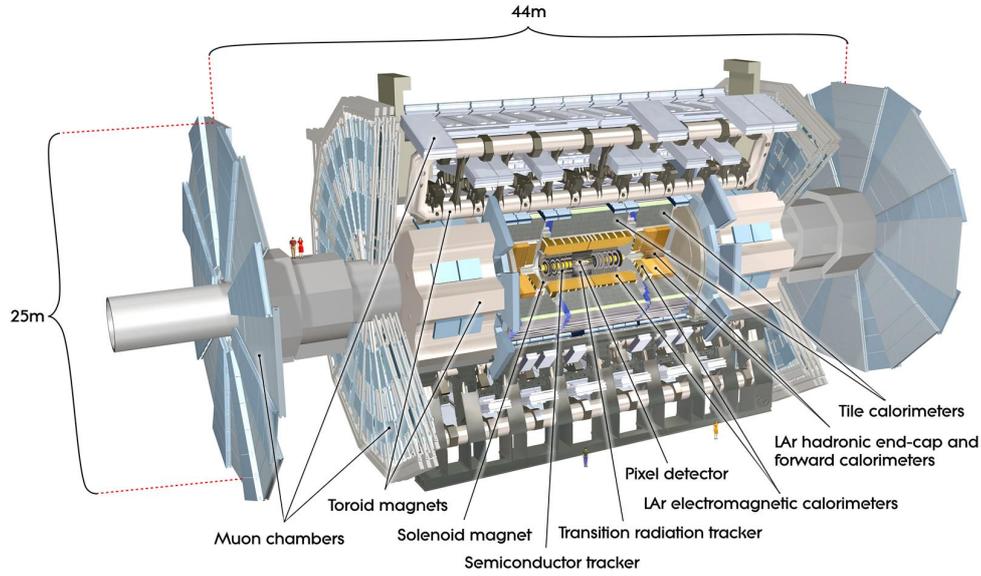


FIGURE II.5. – Vue en coupe du détecteur ATLAS avec ses différents sous-détecteurs [87].

caractériser la position du point de la trace d'une particule le plus proche par rapport à l'axe longitudinal  $z$ . La Figure II.6 représente les différentes coordonnées citées précédemment.

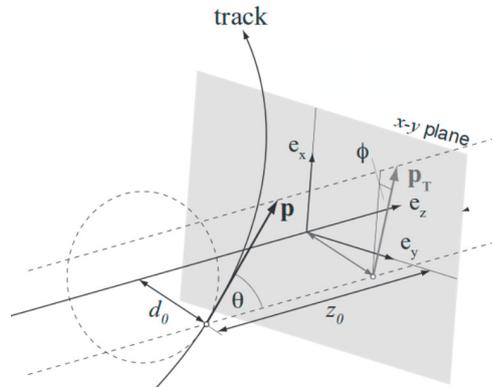


FIGURE II.6. – Schéma représentant les différentes coordonnées utilisées pour caractériser une trace.

Lors d'une collision, une fraction seulement de l'impulsion des protons est utilisée dans le processus d'interaction. Il est ainsi impossible de prévoir l'impulsion longitudinale totale du système pour chaque collision. Pour contourner cette indétermination, la pseudo-rapacité  $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$  est utilisée à la place de l'angle polaire  $\theta$ . La variation de pseudo-rapacité  $\Delta\eta$  a l'avantage d'être invariante par boost de Lorentz suivant l'axe  $z$ . En régime ultra-relativiste, on montre que la pseudo-rapacité est équivalente à la rapidité  $y = \frac{1}{2} \ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$ . Dans la suite, nous utiliserons aussi la variable  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  pour caractériser la taille d'un cône autour d'une direction donnée dans le plan  $(\eta, \phi)$ .

Bien que l'impulsion longitudinale totale du système soit inconnue, son impulsion transverse totale est, quant à elle, quasi-nulle pour chaque collision. Il est donc pratique de prendre en compte les impulsions transverses  $p_T$  et les énergies transverses  $E_T$  des particules produites afin de pouvoir appliquer la

conservation de l'énergie et de l'impulsion dans le plan transverse. L'impulsion transverse  $p_T$  et l'énergie transverse  $E_T$  d'une particule sont respectivement définies par  $p_T = P \sin \theta$  et  $E_T = E \sin \theta$ , où  $P$  et  $E$  sont l'impulsion totale et l'énergie de la particule. Il est notamment possible de quantifier l'impulsion transverse totale des particules non détectées ; cette quantité est appelée impulsion transverse manquante et sa norme est notée  $E_T^{\text{miss}}$ . Elle permet notamment de signaler la production de particules invisibles pour le détecteur telles que les neutrinos.

## II.2.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne [92] permet de mesurer la trace des particules chargées produites dans la région en pseudo-rapacité  $|\eta| < 2.5$ . Grâce à un champ magnétique de 2 T créé par le système d'aimants solénoïdaux, la trajectoire des particules chargées se courbe dans le plan transverse ( $x, y$ ) durant leur parcours dans le détecteur interne. La mesure de la courbure de la trace d'une particule permet alors d'en déduire son impulsion et sa charge.

Par extrapolation, le détecteur interne permet aussi d'identifier la position à laquelle une particule a été produite. Cette position est appelée *vertex*. À ce sujet, on définit les *vertex primaires* comme les points d'interaction issus d'une collision de protons. Les *vertex secondaires* issus de la désintégration d'une particule (par exemple un B-méson) ou de l'interaction avec les matériaux du détecteur (par exemple par radiations de bremsstrahlung) sont, quant à eux, appelés *vertex déplacés*. Si ces vertex sont éloignés des faisceaux, on parle également de *vertex déplacés*.

Lors d'une collision, des centaines de particules chargées peuvent être produites, ce qui engendre une grande densité de traces à détecter. Le détecteur interne a donc été conçu afin d'avoir un maillage extrêmement fin avec une très bonne résolution dans le plan ( $R, \phi$ ) pour la mesure de la courbure. De plus, sa conception a été optimisée pour garder une bonne résistance aux radiations dues aux collisions, tout en s'assurant que les particules à détecter aient un minimum de quantité de matière à traverser. Le détecteur interne, représenté sur la Figure II.7, est composé de trois sous-détecteurs : le *détecteur à pixels* et le *trajectographe à semi-conducteurs* (SCT), qui utilisent tous deux une technologie de semi-conducteurs en silicium, et le *trajectographe à rayonnement de transition* (TRT), qui se base sur le principe de chambre à dérive.

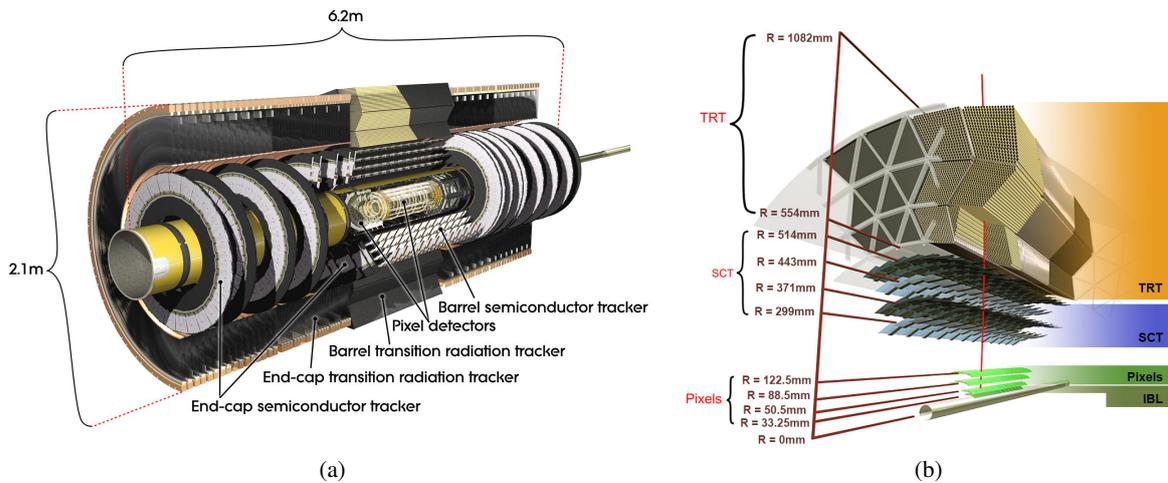


FIGURE II.7. – Détecteur interne (a) vue générale et (b) vue en coupe [87].

**Le détecteur à pixels** est le sous-détecteur le plus proche du faisceau avec une première couche placée à environ 3 cm de l'axe des faisceaux. C'est aussi celui qui possède le maillage le plus fin avec des modules composés de semi-conducteurs en silicium (appelés pixels) d'une taille minimale de  $50 \times 200 \mu\text{m}^2$ . Il repose sur le principe du détecteur à semi-conducteur : le passage d'une particule chargée crée des paires électron-trou dans le milieu actif qui sont collectées dans les milieux dopés, engendrant ainsi un signal électrique lorsque ce dernier dépasse un certain seuil. Le détecteur à pixels est composé de quatre couches arrangées en cylindres concentriques dans le tonneau et de trois couches en forme de disques perpendiculaires au faisceau dans chacun des deux bouchons. Le nombre total de pixels est d'environ 86 millions. Chaque pixel possède une résolution intrinsèque d'environ  $10 \times 115 \mu\text{m}^2$  en  $(R - \phi, z)$  dans le tonneau et d'environ  $10 \times 115 \mu\text{m}^2$  en  $(R - \phi, R)$  dans le bouchon. Dans le tonneau, la couche la plus proche du faisceau, appelée *Insertable B-Layer* (IBL) [93], a été ajoutée au début de l'année 2015 afin d'améliorer les performances de détection des traces et de reconstruction des vertex pour les prises de données effectuées à partir de 2015. Il est à noter que le détecteur à pixels a une importance capitale dans l'identification des vertex secondaires provenant de la désintégration de B-mésons ; une mesure précise de ces vertex est en effet nécessaire pour l'identification des jets hadroniques issus d'un quark bottom (voir Sect. II.4.4).

**Le trajectographe à semi-conducteurs** (SCT) se base sur le même principe de détection que le détecteur à pixels à la différence que les semi-conducteurs sont arrangés en micropistes de silicium sous forme de bandes de 80  $\mu\text{m}$  de large et de 12 cm de long. Dans chaque module du SCT, deux couches de micropistes sont superposées avec une différence d'angle de 40 mrad entre les micropistes ce qui permet de mesurer le passage d'une particule dans le plan  $(\eta, \phi)$ . Comme pour le détecteur à pixels, le SCT contient quatre modules cylindriques dans le tonneau et neuf modules en forme de disque dans chaque bouchon. La résolution intrinsèque par module est d'environ  $17 \times 580 \mu\text{m}^2$  en  $(R - \phi, z)$  dans le tonneau et d'environ  $17 \times 580 \mu\text{m}^2$  en  $(R - \phi, R)$  dans les bouchons. Le détecteur SCT possède au total 6.3 millions de canaux de lecture.

**Le trajectographe à rayonnement de transition** (TRT) est constitué de chambres à dérive en forme de tube. Le principe d'une chambre à dérive est le suivant : le passage d'une particule ionise un gaz qui, grâce à la présence d'un système anode-cathode, provoque une avalanche d'électrons qui est récupérée par l'anode sous la forme d'un signal électrique. Dans le cas du TRT, la cathode est représentée par la paroi des tubes fabriquée en polyamide et à laquelle une tension de -1530 V est appliquée. L'anode est constituée d'un fil de tungstène plaqué en or placé au centre du tube et auquel une tension nulle est appliquée. Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux composé de 70% de xenon, 27% de  $\text{CO}_2$  et 3% de  $\text{O}_2$ . Dans le tonneau, des tubes de 144 cm sont disposés parallèlement au faisceau tandis que des tubes de 37 cm sont installés radialement dans les bouchons. Le TRT possède au total de l'ordre de 350 000 canaux de lecture et permet de mesurer la trace des particules seulement dans le plan  $(R, \phi)$  avec une précision de 130  $\mu\text{m}$  dans la région de pseudo-rapacité  $|\eta| < 2.0$ . Cette mauvaise précision est compensée par le nombre important de points de détection par trace (en moyenne 36 dans le tonneau) et par la longueur des traces mesurées. Le détecteur TRT joue aussi un rôle essentiel dans l'identification des particules. À l'aide d'une mousse de polypropylène placée entre les tubes, les particules émettent des radiations de transition qui amplifient le signal récupéré par l'anode. Cette radiation dépend fortement du type de particule détectée ce qui permet leur identification, notamment pour différencier un électron d'un pion.

### II.2.3 Le système calorimétrique

Le détecteur ATLAS contient trois types de calorimètre permettant de mesurer la position et l'énergie des photons, des électrons et des jets hadroniques issus des collisions. Ces trois calorimètres sont :

- Le *calorimètre électromagnétique* qui cible principalement les photons et les électrons dans la région de pseudo-rapidité  $|\eta| < 3.2$ .
- Le *calorimètre hadronique* qui cible les jets dans la région  $|\eta| < 3.2$ .
- Le *calorimètre avant* qui cible les photons, les électrons et les jets dans la région  $3.1 < |\eta| < 4.9$ .

La Figure II.8 montre l'agencement de ces trois calorimètres dans le détecteur ATLAS.

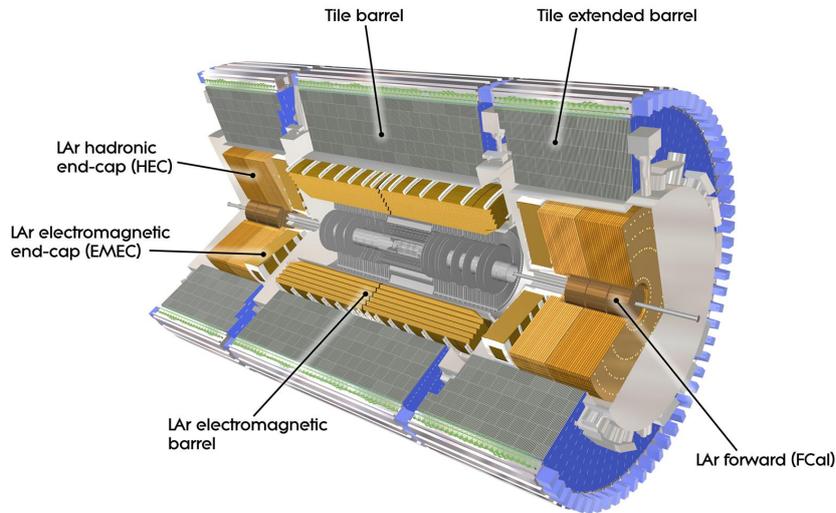


FIGURE II.8. – Vue en coupe du système calorimétrique avec le calorimètre électromagnétique (LAr electromagnetic), le calorimètre hadronique (Tile et LAr hadronic) et le calorimètre avant (LAr forward) [87].

De manière générale, les calorimètres sont construits de façon à alterner des couches de matériau *absorbant* extrêmement dense avec des couches d'un milieu dit *actif*. Le matériau absorbant a pour fonction de freiner les particules incidentes. Via différents processus physiques (par exemple par radiation bremsstrahlung), les particules incidentes perdent de l'énergie en émettant d'autres particules qui vont à leur tour interagir avec le matériau absorbant, émettre d'autres particules et perdre de l'énergie, et ainsi de suite. Il se forme alors une gerbe de particules que l'on qualifie de *gerbe électromagnétique* lorsque la particule initiale est un électron ou un photon ou de *gerbe hadronique* pour une particule de type hadronique. Le milieu actif permet, quant à lui, de détecter les particules issues de ces gerbes en produisant un signal électrique d'amplitude proportionnel à leur énergie. C'est ce qu'on appelle un *dépôt d'énergie*. Ces successions de couches de matériau absorbant et de couches de milieu actif sont segmentées spatialement en  $\eta$  et  $\phi$  afin de mesurer la position des dépôts d'énergie dans le plan  $(\eta, \phi)$ .

Comme nous le verrons par la suite, différentes technologies sont utilisées pour les trois calorimètres afin de s'adapter au mieux aux types de particules à détecter et aux flux de radiation dus aux collisions. De plus, les calorimètres servent aussi de barrière de protection pour le spectromètre à muons en empêchant les particules autres que les muons de l'atteindre, ce qui nécessite que les calorimètres soient assez denses et épais afin de contenir la totalité des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

**Le calorimètre électromagnétique** [94] est composé d'une partie tonneau couvrant le domaine de pseudo-rapidité  $|\eta| < 1.475$  et d'une partie bouchon couvrant  $1.375 < |\eta| < 3.2$ . Comme montré sur la Figure II.9, il est constitué d'une alternance de couches de plomb (absorbant) et de couches d'argon liquide (milieu actif) disposées selon une structure en accordéon. Cette géométrie lui permet de couvrir toute la région en  $\phi$  de manière parfaitement homogène. L'argon liquide est un élément noble qui s'ionise au passage d'une particule, produisant ainsi des électrons qui sont ensuite captés par des électrodes de cuivre placées au centre de chaque couche d'argon liquide. Ce milieu actif a l'avantage d'être résistant aux radiations dues aux collisions, et de produire une réponse rapide et proportionnelle à l'énergie des particules incidentes. Il est maintenu à l'état liquide à une température de 89 K grâce à un cryostat.

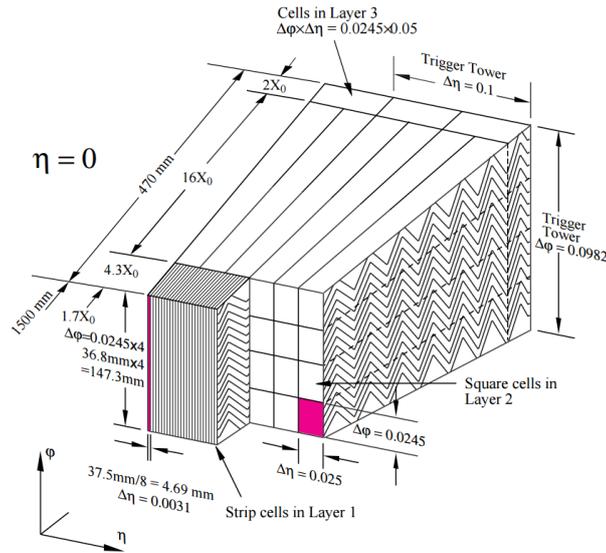


FIGURE II.9. – Schéma du calorimètre électromagnétique à  $\eta = 0$  [91]. Les trois couches sont représentées ainsi que la taille des cellules en  $(\eta, \phi)$ .

Les électrodes sont segmentées en trois couches d'épaisseurs différentes afin de mesurer le profil longitudinal des gerbes (voir Fig. II.9). Alors que les deux dernières couches ont un maillage assez grossier, la première couche possède un maillage très fin en pseudo-rapidité  $\eta$  et permet de mesurer avec précision la position des particules incidentes. Le calorimètre électromagnétique possède une épaisseur totale qui varie en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta$  afin de contenir au mieux les gerbes électromagnétiques. Son épaisseur est supérieure à  $22 X_0$  dans le tonneau et supérieure à  $24 X_0$  dans les bouchons, où  $X_0$  est la longueur de radiation.<sup>1</sup> Une couche additionnelle, appelée pré-échantillonneur, permet de corriger l'énergie perdue par les électrons et les photons dans les matériaux présents devant le calorimètre électromagnétique. Cette couche est seulement constituée d'argon liquide sans matériau absorbant et couvre une région en pseudo-rapidité de  $|\eta| < 1.8$ .

En raison d'une grande quantité de matériaux installée devant le calorimètre électromagnétique dans la région  $1.37 < |\eta| < 1.52$ , la résolution en énergie des électrons est fortement dégradée dans cette région. Par conséquent, les électrons détectés dans cette région de pseudo-rapidité sont exclus de l'analyse.

**Le calorimètre hadronique** [95] possède également une partie tonneau et une partie bouchon, avec une technologie utilisée différente dans les deux parties. La région de pseudo-rapidité  $|\eta| < 1.7$  est couverte

1. La longueur de radiation est la distance moyenne pour qu'un électron perde  $1/e$  (37%) de son énergie par radiation.

par un calorimètre hadronique à tuiles scintillantes tandis que la région  $1.5 < |\eta| < 3.2$  est couverte par un calorimètre hadronique à argon liquide.

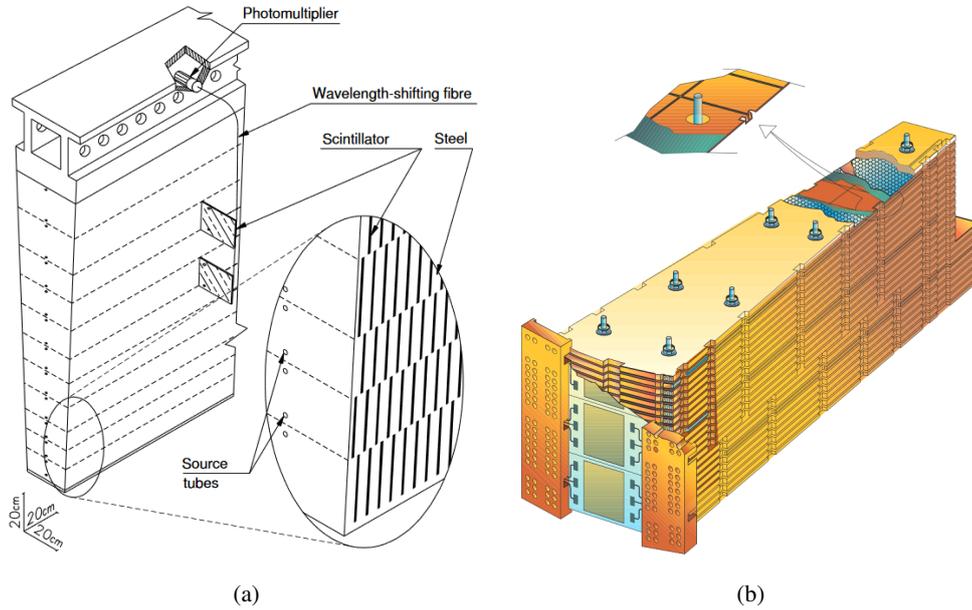


FIGURE II.10. – Schéma du calorimètre hadronique (a) tonneau et (b) bouchon [91].

Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes, représenté sur la Figure II.10(a), est constitué de plaques d'acier (absorbant) et d'un matériau scintillant composé de polystyrène dopé au fluor (milieu actif). Après le passage d'une particule hadronique, un rayonnement ultraviolet est émis par l'acier et est capté par les tuiles scintillantes. Ces dernières émettent alors de la lumière qui est ensuite recueillie par des fibres optiques à décalage d'indice reliées à des photomultiplicateurs. Un signal électrique proportionnel à la quantité de lumière capturée est alors mesuré. Comme pour le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique est composé de trois couches de longueurs différentes et segmentées en cellules de taille en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  de  $0.1 \times 0.1$  ou  $0.2 \times 0.1$ . La longueur totale du calorimètre est supérieure à  $10\lambda$ , où  $\lambda$  est la longueur d'interaction.<sup>2</sup>

Le calorimètre hadronique à argon liquide, représenté sur la Figure II.10(b), est constitué de plaques de cuivre comme matériau absorbant résistant aux radiations, et d'argon liquide comme milieu actif avec le même principe de détection que dans le cas du calorimètre à argon liquide, mais avec une géométrie plane. Il est composé de deux couches de longueurs différentes et segmentées en cellules de taille en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  de  $0.1 \times 0.1$  ou  $0.2 \times 0.2$ .

**Le calorimètre avant** [94] a été conçu pour résister à de grandes quantités de radiation dues aux collisions tout en étant assez dense pour contenir les gerbes électromagnétiques et hadroniques dans le peu d'espace où il est placé. Installé dans la région de pseudo-rapacité  $3.1 < |\eta| < 4.9$ , ce calorimètre joue un rôle important pour la mesure de l'impulsion transverse manquante. Il est composé de trois couches utilisant l'argon liquide comme milieu actif : la première couche est constituée de plaques de cuivre comme matériau absorbant afin de détecter les gerbes électromagnétiques tandis que les deux autres couches sont composées de plaques de tungstène pour la détection des gerbes hadroniques.

2. La longueur d'interaction est la longueur caractéristique des gerbes hadroniques au même titre que  $X_0$  dans le cas des gerbes électromagnétiques.

## II.2.4 Le spectromètre à muons

Grâce à leur faible probabilité d'interaction avec les matériaux composant le système calorimétrique, les muons peuvent traverser celui-ci sans être arrêtés. Le spectromètre à muons [96] a pour fonction de détecter les muons sortant du système calorimétrique. Des aimants toroïdaux sont placés autour du spectromètre afin de courber la trajectoire des muons dans le plan  $(R, z)$ . De la même façon que pour le détecteur interne, la mesure de la courbure des traces des muons permet de mesurer leur impulsion et leur charge.

Le spectromètre à muons est composé de quatre types de chambres à détection basés sur des technologies différentes. Ces détecteurs, disposés en plusieurs couches dans le tonneau et dans les bouchons, permettent de mesurer la trace des muons dans la région de pseudo-rapacité  $|\eta| < 2.7$ . Les *Monitored Drift Tubes* (MDT) et les *Cathode Strip Chambers* (CSC) ont été conçues pour mesurer la trace des muons avec une très bonne résolution spatiale dans le plan  $(R, z)$  alors que les *Resistive Plate Chambers* (RPC) et les *Thin Gap Chambers* (TGC) ont été conçues pour détecter les muons avec une très bonne résolution temporelle tout en donnant une information complémentaire sur leur position. Chaque chambre se base sur le principe d'ionisation pour détecter le passage d'un muon énergétique.

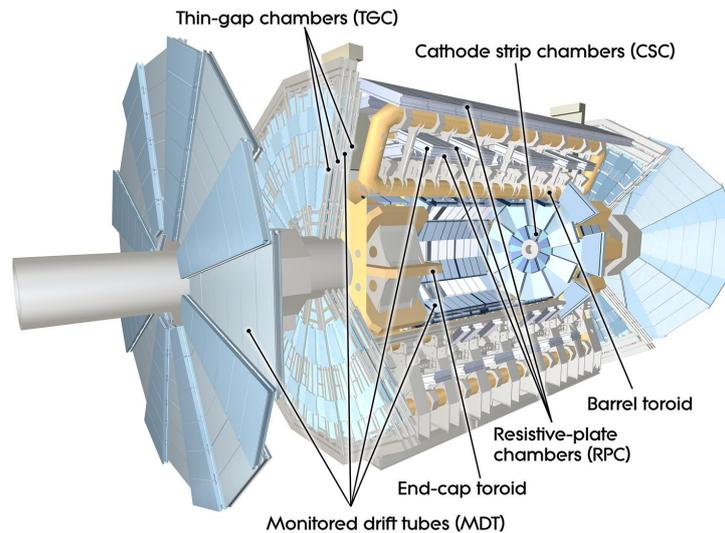


FIGURE II.11. – Schéma représentant les différents composants du spectromètre à muons ainsi que les aimants toroïdaux [87].

Les **MDT** permettent de mesurer la trace des muons dans la région en pseudo-rapacité  $|\eta| < 2.7$  en utilisant la même technique de détection que le TRT (voir Sect. II.2.2). Ses chambres sont composées de tubes d'aluminium de 3 cm de diamètre remplis d'un mélange gazeux composé d'argon/ $\text{CO}_2$  à 93%/7%. Un fil de tungstène-rhénium de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre est placé au centre des tubes et une tension de 3080 V lui est appliquée afin d'être utilisé comme anode. Les tubes sont placés dans la direction transverse, permettant de mesurer la position des muons dans le plan  $(R, \theta)$  avec une résolution spatiale de 35  $\mu\text{m}$ .

Les **CSC** sont des chambres à fils de tungstène-rhénium sur lesquels une tension de 1900 V est appliquée. Les fils sont plongés dans un mélange gazeux composé d'argon/ $\text{CO}_2$  à 80%/20%. Des plaques de lecture cathodiques sont placées sous chaque rangée de fils, parallèlement ou perpendiculairement à la direction des fils. Installés dans la région de pseudo-rapacité  $2 < |\eta| < 2.7$ , les CSC ont l'avantage de fonctionner

correctement sous un flux de particules bien plus important que les MDT et ils permettent de connaître la position des muons avec une résolution spatiale de 40  $\mu\text{m}$  dans le plan  $(R, \theta)$  et de 5 mm dans le plan  $(R, \phi)$ .

**Les RPC** sont composés de chambres dont chacune est constituée de deux plaques d'électrodes parallèles et séparées par 2mm de mélange gazeux de  $\text{C}_2\text{H}_4\text{F}_4/\text{Iso-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  à 94.7%/5%/0.3%. Les deux plaques ont une différence de tension de 9.8 kV. Le passage d'un muon produit une avalanche d'électrons qui est récupérée par l'anode sous la forme d'un signal électrique. Les RPC couvrent la région en pseudo-rapacité  $|\eta| < 1.05$  et possèdent une résolution temporelle de l'ordre de 1.5 ns. Ils donnent également une information sur la position des muons en  $\eta$  et  $\phi$ .

**Les TGC** possèdent une technologie similaire aux CSC, ce qui leur donne l'avantage d'être résistant à un flux important de particules. Ils couvrent la région de pseudo-rapacité  $1.05 < |\eta| < 2.7$ . À la différence des CSC, la tension appliquée sur les fils est de 2900 V et le gaz utilisé est un mélange de  $\text{CO}_2/\text{n-pentane}$  à 55%/45%. Leur résolution temporelle est bien meilleure avec une valeur de 4ns. Ils permettent aussi de mesurer la position des muons en  $\phi$ .

## II.2.5 Le système de déclenchement

Lors d'une prise de données, environ 40 millions de collisions ont lieu par seconde, ce qui représente une quantité totale de données impossible à traiter pour le système d'acquisition d'ATLAS. L'espace de stockage limité des machines physiques et le temps de traitement des mesures du détecteur pour chaque évènement de collision ne permettent pas d'enregistrer en temps réel les données de toutes les collisions du LHC. De plus, la plupart des collisions sont inélastiques et produisent des particules à faible impulsion transverse qui sont peu intéressantes pour les analyses. Il est donc nécessaire de mettre en place *un système de déclenchement* qui pré-sélectionne les évènements en temps réel avant de les enregistrer. Si l'évènement répond à certains critères motivés par les futures analyses, comme par exemple la présence d'électrons de grande impulsion transverse, le système déclenchera l'enregistrement des signaux du détecteur pour cet évènement. De manière générale, le système de déclenchement est conçu pour avoir un temps de traitement très rapide tout en conservant une grande efficacité pour la sélection des évènements intéressants.

Le système de déclenchement du détecteur ATLAS a été réoptimisé pour les prises de données effectuées en 2015 et en 2016. Ses performances ont en effet été adaptées afin de prendre en compte l'augmentation en énergie dans le centre de masse, l'augmentation en luminosité instantanée et l'augmentation en nombre de collisions par croisement de paquets de protons (empilement). Le lecteur pourra trouver davantage d'informations dans les références [97, 98].

Comme représenté sur la Figure II.12, le système de déclenchement est segmenté en deux niveaux : un premier niveau de déclenchement grossier hardware, appelé *Level-1* (L1), et un deuxième niveau de déclenchement software plus affiné, appelé *High Level Trigger* (HLT).

Physiquement installée à la sortie du détecteur, l'électronique associée au premier niveau L1 décide du passage ou non d'un évènement au deuxième niveau de déclenchement HLT en un temps inférieur à 2.5  $\mu\text{s}$ . Le niveau L1 utilise une partie des données mesurées par le système calorimétrique et par le spectromètre à muons. Lors de ce traitement, les évènements sont temporairement sauvegardés dans des mémoires tampons où ils attendent la décision du niveau L1. Un évènement est accepté s'il respecte certains critères de sélection liés à la présence d'un ou plusieurs objets physiques (voir Sect. II.4) satisfaisant un certain seuil sur l'impulsion transverse. Le niveau L1 est optimisé pour réduire le taux d'évènements à environ

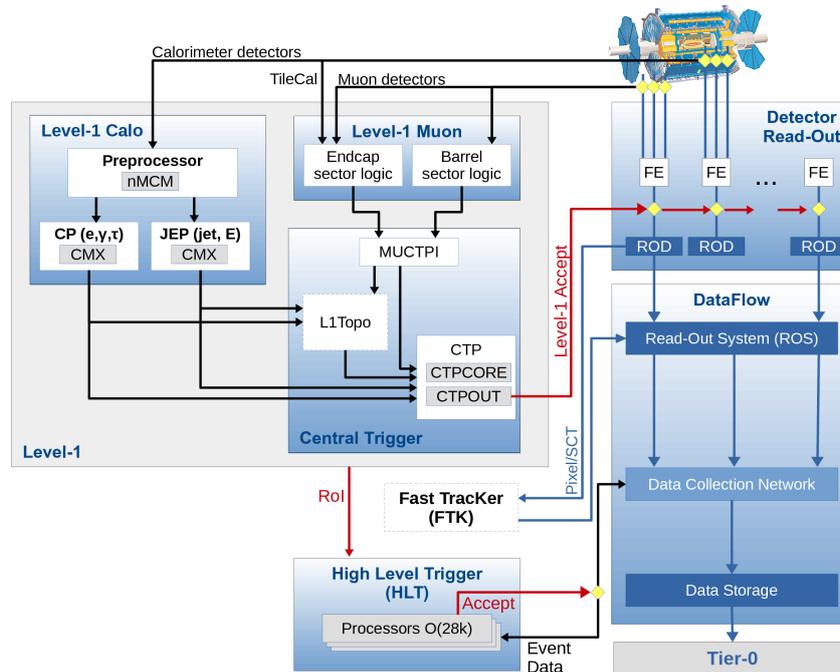


FIGURE II.12. – Schéma représentant le système de déclenchement [97].

75 kHz (avec un maximum possible de 100 kHz). Il a aussi pour fonction de définir des *zones d'intérêt* dans le plan  $(\eta, \phi)$  qui sont par la suite utilisées par le niveau HLT pour détecter et confirmer la présence potentielle d'objets physiques nécessaires pour les analyses.

Le niveau HLT est traité par les serveurs du CERN et est optimisé pour réduire le taux d'évènements à environ 1 kHz (avec un maximum de 1.5 kHz). Le HLT utilise l'ensemble des données du système calorimétrique, du spectromètre à muons et du détecteur interne. Le déclenchement s'effectue en deux étapes avec une première reconstruction rapide et grossière pour rejeter la majorité des évènements non intéressants pour les analyses, et une deuxième reconstruction plus lente mais plus précise afin de trier les évènements restants. Les critères de sélection sont similaires à ceux du niveau L1 mais avec un seuil sur l'impulsion transverse plus strict. Le traitement de chaque évènement est optimisé pour que le niveau HLT prenne une décision en un temps inférieur à 4 s. Si un évènement est accepté par le niveau HLT, il sera définitivement enregistré dans la base de données du CERN. Par contre, s'il a été refusé par le niveau L1 ou par le niveau HLT, il sera effacé.

Le système de déclenchement est organisé en différents *menus* en fonction du type d'objet(s) physique(s) recherché(s), de leur nombre, de leur seuil sur l'impulsion transverse et d'autres critères de qualité tels que la qualité d'isolation, d'identification, etc. Suivant les types d'états finaux recherchés, un de ces menus ou la combinaison de plusieurs de ces menus est utilisé afin de présélectionner les évènements correspondants. Les menus utilisés dans les analyses présentées dans cette thèse seront détaillés dans le chapitre IV.

## II.3 La simulation Monte Carlo

La physique quantique est par nature probabiliste. Elle ne prédit que la probabilité d'occurrence d'un phénomène ou d'un état. Pour étudier la validité d'une théorie au LHC, il est donc nécessaire de recueillir un grand nombre d'évènements de collision et de comparer le taux d'occurrence d'un processus avec le taux prédit par la théorie. À première vue, la probabilité d'occurrence d'un processus  $X$  peut être simplement prédite en calculant sa section efficace  $\sigma_X$  (voir Sect. I.1.6). Cependant, les phénomènes physiques mis en jeu dans les collisions au LHC sont bien plus complexes. Tout d'abord, l'état initial est composé de protons qui sont des états composites de quarks et de gluons. De plus, des centaines de particules sont produites à chaque collision via différents processus secondaires (radiations, désintégrations, etc.). Et enfin, certains phénomènes physiques tels que l'hadronisation sont impossibles à prédire de manière perturbative ; ils nécessitent d'avoir recours à des modèles phénoménologiques spécifiques.

La simulation numérique Monte Carlo permet de s'affranchir de ces obstacles. Elle permet en effet de générer des évènements de collision selon les probabilités d'occurrence associées aux différents phénomènes physiques mis en jeu. Le nombre d'évènements mesuré au LHC peut alors être comparé au nombre d'évènements généré par simulation Monte Carlo, permettant ainsi de valider ou non le modèle théorique (Modèle Standard ou au-delà) sur lequel est basée la simulation. La simulation permet de plus d'étudier la topologie et la cinématique des évènements associés à un processus recherché (signal), et d'optimiser les critères permettant de les sélectionner et de rejeter les évènements venant de processus non recherchés (bruit de fond).

Cette section présentera une description générale des outils de simulation des phénomènes qui sont mis en jeu lors d'une collision, ainsi que les outils de simulation de la réponse du détecteur. Plus d'informations sur la simulation Monte Carlo pourront être trouvées dans des références spécialisées [99–102].

### II.3.1 Description générale

La simulation Monte Carlo se base sur la méthode de génération par Monte Carlo [101]. Elle consiste à générer un ensemble de valeurs  $\vec{x}$  par tirage aléatoire en suivant une loi de distribution  $f(\vec{x})$  connue. Pour une collision de protons, les valeurs à générer peuvent être, par exemple, le nombre de particules produites ainsi que leurs propriétés cinématiques (énergie et impulsion). L'avantage de la génération par Monte Carlo est qu'elle converge rapidement vers la distribution  $f$  même lorsque  $\vec{x}$  est défini avec un nombre important de degrés de liberté. Cette méthode est d'ailleurs utilisée pour intégrer des fonctions de distribution définies selon plusieurs dimensions. L'ensemble des valeurs possibles de  $\vec{x}$  est alors appelé l'espace des phases d'intégration.

Dans le cas des collisions de particules, les simulations Monte Carlo se divisent en plusieurs étapes. Tout d'abord, le *hard process* (ou processus primaire) est généré. Cette étape correspond à l'interaction qui implique l'échange d'énergie la plus importante (par exemple  $gg \rightarrow t\bar{t}$ ). Elle peut aussi prendre en compte la désintégration de particules lourdes telles que le quark top. Ensuite, le *parton showering* simule la fragmentation des partons ainsi que leur hadronisation à basse énergie. Cette étape permet aussi de générer les interactions secondaires entre les protons. Enfin, la dernière étape concerne la simulation de l'interaction entre les particules produites et les matériaux composant le détecteur afin de prédire sa réponse. Ces différentes étapes seront détaillées par la suite.

À titre d'illustration, la Figure II.13 représente, de façon schématique, un évènement issu du processus de production d'une paire de quarks top en association avec un boson de Higgs lors d'une collision de protons.

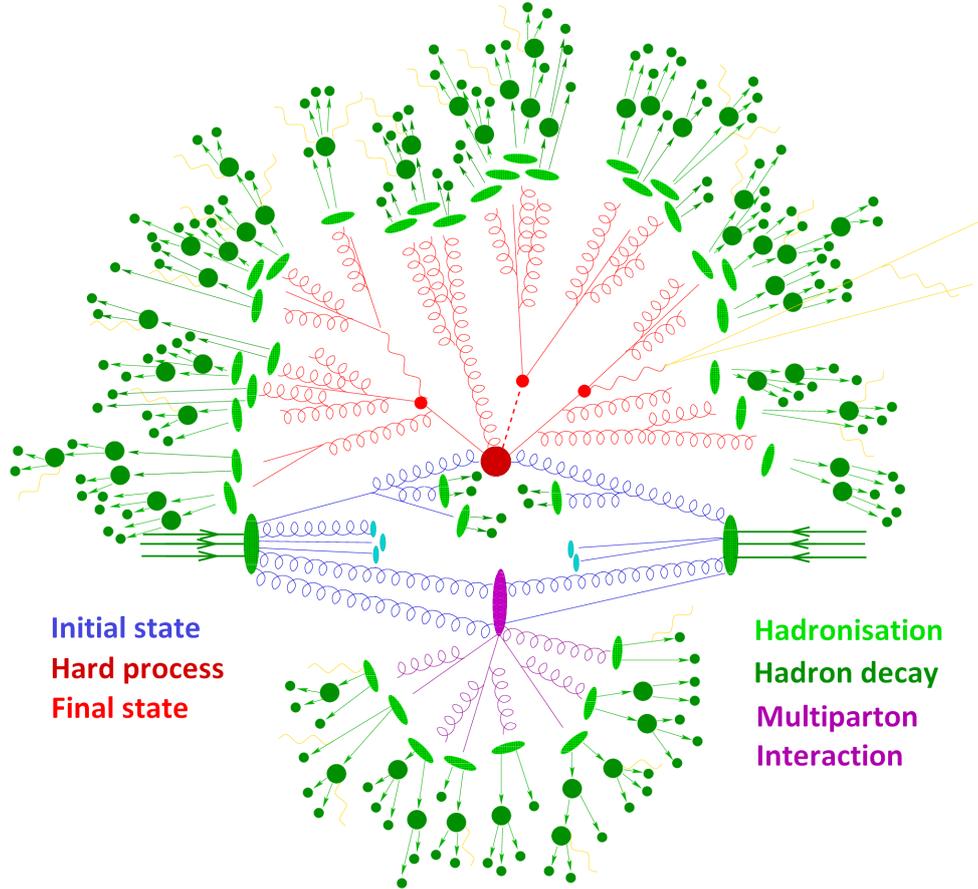


FIGURE II.13. – Représentation schématique d'un évènement  $t\bar{t}h$  dans une simulation Monte Carlo. Deux quarks top et un boson de Higgs sont produits par collision de deux protons et se désintègrent respectivement en  $t \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu/qq')$  et  $h \rightarrow b\bar{b}$ . L'état initial et l'état final sont représentés en bleu et en rouge avec leurs radiations respectives. L'hadronisation des partons et les interactions secondaires sont représentées respectivement en vert et en violet [103].

Différents outils de simulation Monte-Carlo sont disponibles. Le générateur `MADGRAPH5_aMC@NLO` [104] permet par exemple de générer les évènements de *hard process*. Les générateurs `PYTHIA 8` [105] et `SHERPA` [103] sont des outils multifonctions. Ils sont utilisés pour générer le *hard process* et/ou le *parton showering*.

### II.3.2 Le hard process

Le *hard process* (ou processus primaire) est le processus qui met en jeu la plus grande quantité d'énergie échangée. C'est par exemple pendant cette étape qu'une particule lourde telle que le boson de Higgs ou le quark top est produite.

Considérons le *hard process*  $a + b \rightarrow X$ , où  $a$  et  $b$  constituent l'état initial et  $X$  l'état final. La probabilité pour que ce processus se produise est définie par sa section efficace différentielle  $d\sigma_{ab \rightarrow X}(\vec{x})$  où  $\vec{x}$  représente l'ensemble des quadri-impulsions  $x$ . La méthode Monte Carlo permet alors de générer les valeurs de  $\vec{x}$  suivant la loi de distribution définie par  $d\sigma_{ab \rightarrow X}$ .

Dans les simulations Monte Carlo actuelles, l'expression de la section efficace différentielle  $d\sigma_{ab \rightarrow X}$  est calculée automatiquement grâce aux éléments de matrice mentionnés en section I.1.6, et ce avec une précision à l'ordre des arbres (LO) ou, lorsque cela est possible, au premier ordre des perturbations (NLO). La génération d'évènements par tirage Monte Carlo peut aussi permettre de calculer numériquement la section efficace totale d'un processus à l'ordre LO ou NLO. Les corrections NLO introduisent cependant un paramètre arbitraire appelé échelle de renormalisation et notée  $\mu_R$ . La variation de ce paramètre d'un facteur 2 et 1/2 permet d'estimer l'incertitude sur les corrections NLO.

La génération peut aussi inclure plusieurs processus correspondant à différents états initiaux et états finaux. Par exemple, la production d'une paire de leptons de charge opposée  $pp \rightarrow \ell^+ \ell^-$  peut provenir de la propagation d'un boson  $Z$  ou d'un photon hors de son état de masse  $\gamma^*$ , pour différents états initiaux ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ , etc) et états finaux ( $e^+ e^-$ ,  $\mu^+ \mu^-$ , etc). Les évènements sont alors générés selon la section efficace relative de chaque processus.

Certaines des particules lourdes produites dans l'état final peuvent être instables. C'est le cas par exemple du quark top qui se désintègre par interaction faible ( $t \rightarrow bW$ ,  $W \rightarrow \ell\nu/qq'$ ). La désintégration de ces particules peut être simulée indépendamment du *hard process* dans l'hypothèse où la particule instable a une largeur de désintégration négligeable par rapport à sa masse. Les particules "filles" sont alors générées suivant la largeur de désintégration différentielle  $d\Gamma$  et les rapports d'embranchement de chacune des canaux de désintégration.

L'état final défini après le *hard process* et la désintégration des particules lourdes est appelé le niveau partonique. Dans une deuxième étape, la simulation Monte Carlo nécessite d'inclure les radiations et l'hadronisation des partons à faible énergie. Cette étape est effectuée par le *parton showering* qui sera présenté en section II.3.3.

### II.3.3 Les fonctions de distribution partonique

Le LHC est un collisionneur de protons. Or, ces derniers sont des états composites, constitués d'un mélange de quarks et de gluons. En effet, les deux quarks up et le quark down qui définissent le proton ne constituent seulement qu'une partie de l'énergie du proton. Le proton est aussi constitué de gluons qui lient les quarks entre eux et qui sont sans cesse émis et recombinés sous forme de boucles de gluons virtuelles. De la même manière, des paires quark-antiquark sont aussi produites sous forme de boucles de particules virtuelles. Le proton a donc une structure complexe composée d'une multitude de partons (quarks et gluons) emportant chacun une partie de l'énergie du proton. Les quarks up et down sont ainsi qualifiés de quarks de valence alors que les autres quarks sont qualifiés de quarks de la mer. Cette structure évolue dans le temps et est régie par la QCD non-perturbative, rendant la composition des protons difficilement prédictible.

Cependant, il est prouvé que, lors d'une collision, la composition du proton évolue plus lentement que le temps d'interaction entre deux partons. La composition du proton est alors quasi-fixe durant la collision,

permettant ainsi de factoriser la physique non-perturbative avec le *hard process*. La section efficace d'une collision de deux protons s'écrit alors :

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a(x_1, \mu_F^2) f_b(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \quad (\text{II.3})$$

où  $f_{a(b)}(x_{1(2)}, \mu_F^2)$  est la fonction de distribution partonique (PDF). Au premier ordre des perturbations, elle correspond à la probabilité d'avoir le parton  $a(b)$  dans le proton 1(2) emportant avec lui une fraction  $x_{1(2)}$  de l'énergie du proton. La PDF dépend cependant d'une échelle d'énergie appelée échelle de factorisation et notée  $\mu_F$ . Cette échelle est choisie de manière arbitraire et sa variation d'un facteur 2 et 1/2 permet d'estimer l'incertitude sur la factorisation.

Les PDFs associées aux quarks et aux gluons sont mesurées expérimentalement par ajustement de  $\chi^2$  à partir des données de collisions à une énergie de factorisation fixe. Les données utilisées pour calculer les PDFs sont essentiellement des processus de diffusion profondément inélastique sur des collisions électron-proton, mais aussi des processus Drell-Yann ( $pp \rightarrow Z \rightarrow ee$ ), dijets ( $pp \rightarrow jj$ ) et de paires de quarks top-antitop ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ) sur des collisions proton-proton. Les PDFs sont ensuite calculées à des échelles d'énergie de factorisation différentes grâce à des équations d'évolution basées sur les équations DGLAP [106].

La Figure II.14 représente les fonctions de distribution partonique NNPDF calculées à deux échelles d'énergie différentes [7]. Le quark up et le quark down ont un pic à large valeur de la fraction d'énergie  $x$ , ce qui est caractéristique des quarks de valence. La fonction de distribution du gluon, quant à elle, possède des valeurs très importantes à faible valeur de  $x$  particulièrement aux grandes échelles d'énergies. Les gluons de faible fraction d'énergie sont donc abondants à haute énergie. Les quarks de la mer sont, quant à eux, moins abondants, particulièrement les quarks lourds.

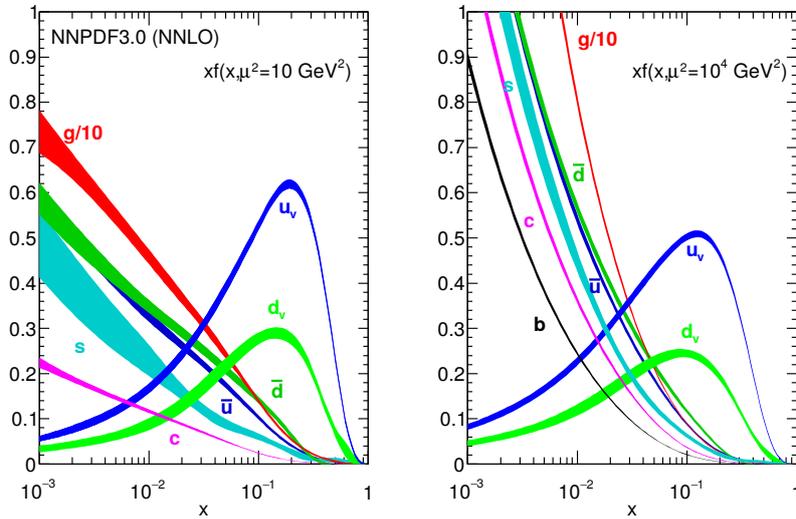


FIGURE II.14. – Fonctions de distribution partonique NNPDF3.0 calculées à l'ordre NNLO pour les quarks et les gluons aux échelles d'énergie de factorisation  $\mu_F^2 = 10 \text{ GeV}^2$  et  $\mu_F^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ . L'abscisse  $x$  représente la fraction d'énergie emportée par les partons par rapport au proton [7].

Actuellement, plusieurs PDFs sont disponibles pour les simulations Monte Carlo. Les plus employées sont NNPDF [107], CT [108] et MMHT [109]. Ces PDFs se différencient par leurs hypothèses théoriques utilisées pour construire la forme du PDF et les données utilisées pour l'ajustement.

### II.3.4 Le parton showering

Les partons produits dans les collisions ne peuvent être directement observés. Avant d’interagir avec le détecteur, ils se fragmentent et s’hadronisent pour former un jet de particules hadroniques. Ce phénomène est simulé grâce au *parton showering* en se basant sur les propriétés de l’interaction QCD à haute énergie et à basse énergies <sup>3</sup>.

#### II.3.4.a La fragmentation

La fragmentation décrit les radiations QCD qu’émettent les partons avant de s’hadroniser. Ces radiations sont générées à la fois par les partons de l’état final, et par les partons de l’état initial. Elles sont simulées par génération Monte Carlo de façon similaire à la désintégration d’un noyau instable. Plusieurs radiations sont générées successivement par tirage aléatoire avec une variable d’évolution qui est associée à une échelle d’énergie décroissante notée  $Q$ .

La probabilité de radiation des partons possède une expression universelle dans la limite où les radiations sont colinéaires et de faible énergie. Elle est définie via les équations DGLAP [106] à l’ordre LO :

$$dP = \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{dQ^2}{Q^2} \hat{P}(z) dz \quad (\text{II.4})$$

où  $Q$  est la variable d’évolution et  $z$  est la fraction d’énergie récupérée par la particule fille.  $\hat{P}$  est la fonction de fragmentation définie suivant le type de fragmentation mis en jeu. Par exemple, lors d’une radiation de type  $q \rightarrow qg$ , la fonction de fragmentation s’écrit  $\hat{P}_{q \rightarrow qg}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}$ . Les valeurs de  $Q$  et  $z$  sont alors générées successivement suivant la loi de distribution de la probabilité de radiation  $dP$  <sup>4</sup>, comme schématisée sur la Figure II.15. La fragmentation s’arrête lorsque la valeur  $Q$  atteint une valeur minimale de l’ordre de 1 GeV (notée  $Q_{\text{had}}$ ), correspondant à l’énergie de transition d’hadronisation.

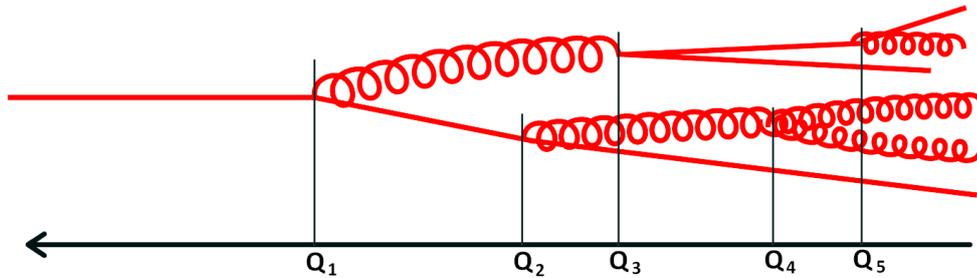


FIGURE II.15. – Illustration de la fragmentation d’un parton.  $Q$  représente la variable d’évolution du *parton showering* qui décroît à chaque radiation.

Comme précédemment mentionné, la simulation des radiations QCD n’est valable que dans la limite où elles sont colinéaires et de faible énergie. Elle ne peut décrire les radiations de haute énergie pouvant survenir au niveau du processus primaire. Pour contourner ce problème, il est courant de simuler les

3. Le parton showering peut parfois référé dans la littérature comme étant uniquement l’étape de fragmentation. Par abus de langage, nous généraliserons ici la notion de parton showering à l’étape de fragmentation et d’hadronisation.

4. Dans la pratique, la loi de distribution est multipliée par un terme représentant la probabilité de non-radiation, appelé facteur de forme de Sudakov.

radiations de haute énergie pendant la génération du *hard process*. Des partons additionnels sont alors ajoutés dans l'état final (par exemple en simulant la production d'un boson  $Z$  en association avec 0, 1 ou 2 partons additionnels); une procédure de combinaison est appliquée entre le *hard process* et le *parton showering* dans le but de séparer les radiations produites par le *hard process* des radiations générées par le *parton showering*. La procédure CKKW-L [110, 111] permet par exemple d'inclure une échelle arbitraire notée  $\mu_Q$  afin de séparer les radiations du *hard process* et du *parton showering* suivant leur échelle d'énergie de radiation. De la même façon que pour l'échelle de renormalisation, la variation du paramètre  $\mu_Q$  permet d'estimer l'incertitude sur la procédure de combinaison.

### II.3.4.b L'hadronisation

L'hadronisation décrit l'étape après fragmentation lors de laquelle les partons se combinent pour former des états de singlets de couleurs (hadrons). La transition entre l'étape de fragmentation et l'étape d'hadronisation se fait à l'énergie d'hadronisation  $Q_{\text{had}}$  qui est ajustée à partir des données. L'hadronisation est gouvernée par la QCD non-perturbative et ne peut donc pas être simulée avec des calculs perturbatifs. Des modèles phénoménologiques spécifiques sont utilisés à la place. Les modèles les plus connus sont le modèle de *Lund* et le modèle *cluster*. Même s'ils utilisent certaines propriétés de la QCD pour prédire comment les partons se confinent à basse énergie, ces modèles dépendent d'un certain nombre de paramètres à ajuster pour être en accord avec les données.

Le modèle de *Lund* [112], représenté sur la Figure II.16(a), se base sur le caractère linéaire du potentiel de confinement à grande distance relative  $r$  entre deux quarks :  $V(r) \approx \kappa r$ . Les quarks de même couleur sont alors supposés liés ( $q - q$ ) par un flux d'énergie avec une densité d'énergie  $\kappa \sim 1 \text{ GeV}/fm$ . Si les quarks sont trop éloignés, il y a une probabilité non-nulle qu'une paire quark-antiquark apparaisse et fragmente la liaison en deux ( $q - q' + \bar{q}' - q$ ). Après une succession de fragmentations, les quarks liés à courte distance sont combinés pour former des mésons. Dans ce modèle, les baryons apparaissent en produisant des paires de diquarks à la place de paires de quarks. Les gluons sont combinés avec les quarks sous forme d'une liaison  $q - g - q$ . Ce modèle est notamment utilisé dans le générateur PYTHIA 8 [105].

Le modèle *cluster*, représenté sur la Figure II.16(b), se base sur le pré-confinement QCD [113]. À basse énergie, les partons se regroupent en amas (*cluster*) avec une distribution en masse invariante universelle et indépendante du *hard process*. Dans ce modèle, les partons de même couleur sont alors combinés pour former des *proto-hadrons* qui se désintègrent par la suite en hadrons. Les gluons sont désintégrés en paires quark-antiquark ou en paires de diquarks. La saveur des hadrons après désintégration des amas est définie suivant des paramètres libres ajustés pour être en accord avec les données. Ce modèle est notamment utilisé dans les générateurs SHERPA [103] et HERWIG [114].

Certains hadrons créés par hadronisation sont instables. Leur désintégration est simulée grâce aux valeurs des largeurs de désintégration et des rapports d'embranchement compilés dans la référence [7]. L'état final après hadronisation et désintégration, juste avant l'interaction avec les matériaux du détecteur, est appelé le niveau hadronique.

### II.3.4.c Les interactions multiples

Hormis le processus primaire, il est possible d'avoir plusieurs interactions dites secondaires lors d'une collision de protons donnée. La plupart d'entre elles sont des interactions QCD élastiques de gluons

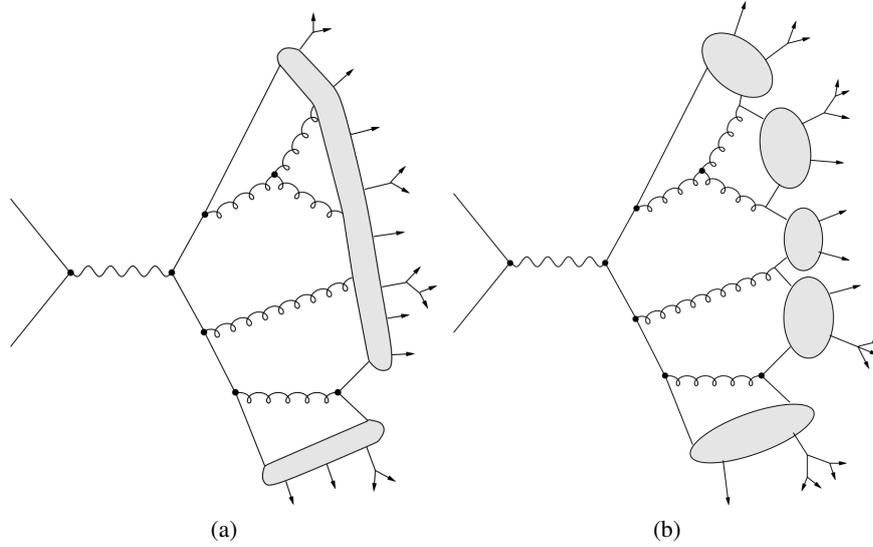


FIGURE II.16. – Schéma des modèles d’hadronisation (a) modèle de *Lund* et (b) modèle *cluster* [115].

$gg \rightarrow gg$  avec un échange de gluon virtuel en voie  $t$ . Leur section efficace différentielle est de la forme suivante :

$$\frac{d\sigma_{gg \rightarrow gg}}{dp_{\perp}^2} \propto \frac{\alpha_s}{(p_{\perp}^2 + p_{\perp 0}^2)^2} \quad (\text{II.5})$$

où  $p_{\perp}$  est l’impulsion de transfert du gluon virtuel et  $p_{\perp 0}$  est un seuil minimal qui rend compte de la limite de confinement à basse énergie. Les interactions multiples sont alors générées par tirage aléatoire en suivant une loi de distribution de Poisson avec pour moyenne :

$$\langle n \rangle = \frac{\sigma_{gg \rightarrow gg}}{\sigma_{\text{ND}}} \quad (\text{II.6})$$

où  $\sigma_{\text{ND}}$  est la section efficace totale non-diffractive des protons. Lorsqu’une interaction secondaire  $gg \rightarrow gg$  est générée, les radiations et l’hadronisation sont simulées par le *parton showering* de la même façon que pour le processus primaire.

### II.3.5 La simulation du détecteur

La dernière étape d’une simulation Monte Carlo consiste à simuler l’interaction entre les particules issues des différentes étapes présentées précédemment et les matériaux constituant le détecteur. Cette dernière étape de simulation permet notamment de prévoir la réponse du détecteur qui est ensuite utilisée pour la reconstruction des objets physiques qui seront décrits dans la section suivante. Deux types de simulation permettent d’effectuer cette étape avec une précision différente : *Full Simulation* et *AltFast II* [116].

La *Full Simulation* est conçue pour simuler la réponse du détecteur avec une grande précision. Elle est notamment utilisée pour les simulations Monte Carlo des processus du Modèle Standard. Elle fournit sur une modélisation complète du détecteur ATLAS basée sur la plateforme *GEANT 4* [117], en prenant en compte la géométrie, les matériaux, et les imperfections du détecteur. *GEANT 4* est un outil de simulation très utilisé en physique pour décrire les interactions entre les particules et la matière en prenant en

compte une grande variété de phénomènes physiques électromagnétiques, hadroniques et optiques. Cette plateforme permet en particulier de simuler la trace des particules dans les trajectographes et les gerbes de particules dans les calorimètres. La simulation des gerbes électromagnétiques et hadroniques nécessite cependant un temps de calcul très important : pour chaque évènement, environ 80% du temps de simulation est dédié à l'interaction des particules dans les calorimètres. Le nombre important de particules créées dans une gerbe en est la cause principale.

La simulation *AltFast II* permet de réduire le temps de simulation grâce à l'utilisation de l'algorithme *FastCaloSim* [118] pour la simulation des gerbes de particules dans le calorimètre. Il se base sur des simulations GEANT 4 de la réponse du calorimètre paramétrisées par rapport aux particules incidentes. Une librairie de gerbes électromagnétiques et hadroniques pré-simulées est donc utilisée à la place d'une simulation complète. Cette méthode permet de réduire le temps de simulation d'un facteur dix pour la partie calorimètre. Les autres éléments du détecteur sont simulés par GEANT 4. Les objets reconstruits à partir de *AltFast II* sont proches de ceux reconstruits à partir de la *Full Simulation* mais leurs incertitudes associées sont plus grandes.

Les dépôts d'énergie dans les calorimètres et les points d'impact dans les trajectographes sont simulés à chaque interaction entre une particule et les matériaux du détecteur. La réponse du détecteur est ensuite convertie en signal électrique et est sauvegardée sous le même format que celui utilisé pour les données. La reconstruction des objets physiques est ainsi appliquée de manière identique dans les données et les simulations Monte Carlo. L'empilement des réponses du détecteur (voir Sect. II.1.2) est simulé pendant cette étape en fusionnant la réponse du détecteur relative à la simulation du processus primaire avec celle fournie par la simulation Monte Carlo d'évènements de collisions inélastiques, appelées *minimum-bias*.

Ces simulations ne sont pas parfaites et, comme nous le verrons dans la prochaine section, elles doivent être corrigées afin de prédire les mêmes efficacités de reconstruction et de sélection sur les objets physiques que celles mesurées expérimentalement. Pour ce faire, des *facteurs d'échelle* sont appliqués sur les simulations Monte Carlo par l'intermédiaire d'un poids associé à chaque évènement. Ces facteurs d'échelle sont déterminés en calculant le rapport des efficacités de reconstruction/sélection dans les données sur les efficacités données par les simulations Monte Carlo.

## II.4 Les objets physiques

Lorsque les particules produites lors d'une collision de protons interagissent avec les matériaux qui composent le détecteur, elles sont détectées via les signaux électroniques fournis et enregistrés par les différents sous-détecteurs. Ces signaux sont utilisés pour reconstruire des *objets physiques* lesquels contiennent toutes les informations (cinématiques, positions, charge, etc) relatives aux particules détectées. Différents types d'objets physiques, correspondant aux différents types de particules, peuvent être reconstruits :

- les électrons ou les photons, à partir de la réponse du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique,
- les muons, à partir de la réponse du détecteur interne et du spectromètre à muons,
- les jets et les b-jets (jets étiquetés comme issus d'un quark bottom), à partir du système calorimétrique et du détecteur interne,
- l'impulsion transverse manquante, à partir des objets précédents.

Ces objets physiques permettent de sélectionner les lots d'évènements intéressants pour une analyse, en appliquant par exemple des sélections sur le nombre d'objets présents dans les évènements satisfaisant des critères cinématiques donnés. C'est à partir des lots d'évènements ainsi sélectionnés que des processus particuliers sont étudiés ou recherchés. La qualité de la reconstruction des objets physiques a donc une importance cruciale dans une analyse ; Cette reconstruction se doit d'être efficace et doit permettre d'extraire au mieux les propriétés cinématiques de chacun des objets.

Dans cette section, nous présenterons seulement les objets utilisés dans les travaux présentés dans cette thèse : les électrons, les muons, les jets, les b-jets et l'impulsion transverse manquante. Les photons et les leptons tau sont aussi des objets utilisés dans les analyses ATLAS et leurs méthodes de reconstruction sont détaillées dans les références [119, 120]. Dans la suite, les électrons et les anti-électrons (ou positrons) sont génériquement dénommés électrons, de même que les muons et les anti-muons sont génériquement dénommés muons.

### II.4.1 Les électrons

Les électrons issus des collisions produisent une trace courbée dans le détecteur interne et une gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique. La **reconstruction** [121] des électrons combine donc la réponse de ces deux sous-détecteurs. Les cellules du calorimètre qui ont été activées sont d'abord regroupées via des algorithmes spécifiques d'agglomération [122] pour former des amas d'énergie (*clusters*) dont l'énergie totale doit être supérieure à 2.5 GeV afin de réduire le bruit électronique. Les traces des particules dans le détecteur interne sont reconstruites via un algorithme d'ajustement par minimisation de  $\chi^2$  [123] en prenant en compte la perte d'énergie par rayonnement de bremsstrahlung dans les matériaux. Les traces sont ensuite extrapolées jusqu'au calorimètre électromagnétique et leur point d'impact est comparé à la position du barycentre des amas d'énergie. Si le point d'impact d'une trace concorde avec la position d'un amas d'énergie, la trace et l'amas d'énergie sont combinés pour former un objet électron. La quadri-impulsion de cet objet est alors calculée en utilisant la position en  $\eta$  et  $\phi$  de la trace et l'énergie de l'amas. Son énergie est néanmoins recalibrée pour prendre en compte les erreurs de reconstruction ou les effets de perte d'énergie [124]. Par contre, si aucune trace n'est associée à un amas d'énergie, ce dernier est alors considéré comme un candidat photon. Pour les données 2015, l'efficacité de reconstruction varie de 97% à 99% pour des électrons d'énergie transverse  $E_T > 15$  GeV [121].

Cette étape de reconstruction est efficace pour détecter les électrons issus du processus primaire (*hard process*). Ces électrons sont qualifiés de *prompts* et proviennent principalement de la désintégration d'un boson de jauge tel que  $W \rightarrow e\nu$  ou  $Z \rightarrow ee$ . Cependant, d'autres objets reconstruits comme électron, appelés *faux* électrons, peuvent constituer un bruit de fond à la recherche d'un état final composé d'électron(s). Ces objets proviennent principalement de hadrons légers faussement reconstruits comme des électrons ou d'électrons qui ne sont pas issus du processus primaire comme c'est le cas pour la désintégration d'un photon de bremsstrahlung ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) ou d'un hadron lourd.

Pour réduire le bruit de fond dû aux faux électrons, un critère d'**identification** est appliqué aux objets reconstruits comme des électrons. Il consiste à appliquer une sélection sur une variable globale  $d_L$  construite à partir de fonctions de vraisemblance :

$$d_L = \frac{L_S}{L_S + L_B} \quad \text{avec} \quad L_{S(B)}(\vec{x}) = \prod_i P_{s(b),i}(x_i) \quad (\text{II.7})$$

où  $P_{s(b),i}(x_i)$  sont les fonctions de densité de probabilité (PDFs) des électrons prompts (faux) selon des variables discriminantes  $x_i$  ; elles sont calculées à partir de simulations Monte Carlo des processus  $Z \rightarrow ee$ , dijets et  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ . Les variables discriminantes utilisées ici décrivent principalement la forme de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre, la qualité de la trace dans le détecteur interne et la concordance entre la trace et l'amas d'énergie. Différents critères d'identification sont disponibles : *LooseLH*, *MediumLH* et *TightLH* ; ces critères diffèrent selon la sélection plus ou moins stricte appliquée sur  $d_L$ . Pour les données 2015, l'efficacité du critère d'identification *tightLH* sur des électrons prompts (faux) avec une énergie transverse de 25 GeV est de l'ordre de 78% (0.3%) et augmente (décroit) avec  $E_T$  [121].

Des critères additionnels d'**isolation** sont aussi appliqués pour réduire le bruit de fond en rejetant les électrons qui ont trop d'activité autour de leur trace et de leur amas calorimétrique. Deux critères sont utilisés ici :

- la somme des énergies transverses déposées dans les cellules du calorimètre autour de l'amas d'énergie à une distance maximale  $\Delta R < 0.2$  doit être inférieure à 6% de l'impulsion transverse de l'électron.

$$\sum_{\Delta R < 0.2} E_T^{\text{calo}} < 6\% p_{T\text{el}} \quad (\text{II.8})$$

- la somme des impulsions transverses des traces autour de celle de l'électron à une distance maximale  $\Delta R_{\text{max}} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\text{el}}, 0.2\}$  doit être inférieure à 6% de l'impulsion transverse de l'électron.

$$\sum_{\Delta R < \Delta R_{\text{max}}} p_T^{\text{trk}} < 6\% p_{T\text{el}} \quad \text{avec} \quad \Delta R_{\text{max}} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\text{el}}, 0.2\} \quad (\text{II.9})$$

De plus, une sélection est appliquée sur les paramètres d'impact  $d_0$  et  $z_0$  de la trace de l'électron par rapport au vertex primaire,  $|d_0/\sigma(d_0)| < 5.0$  et  $z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ , afin de s'assurer que l'électron provienne bien du processus primaire.

Il est également important de noter que les menus du système de **déclenchement** utilisent eux aussi la reconstruction d'électrons et des critères d'identification et d'isolation pour sélectionner les événements avec un ou plusieurs électrons. Leur efficacité en est donc affectée.

Les efficacités de déclenchement, de reconstruction, d'identification et d'isolation sont mesurées séparément en utilisant la méthode *tag-and-probe*. Elle consiste à sélectionner un lot d'évènements enrichis

en  $Z \rightarrow ee$  ou  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  dans lesquels il a été identifié un électron, dit *tag*, respectant des critères de qualité très stricts, ainsi qu'un électron, dit *probe*, dont les critères de qualité sont plus relâchés. Ce dernier est utilisé pour mesurer les efficacités. Par exemple, l'efficacité d'identification est mesurée en calculant le rapport entre le nombre d'électrons *probe* satisfaisant le critère d'identification et le nombre total d'électrons *probe*. Les facteurs d'échelle peuvent alors être calculés grâce au rapport entre les efficacités mesurées sur les données et les efficacités extraites des simulations Monte Carlo. Pour les données 2015, les facteurs d'échelles pour des électrons d'impulsion transverse comprise entre 7 et 200 GeV ont été estimés avec une incertitude systématique de l'ordre de 1% [121].

## II.4.2 Les muons

La **reconstruction** des muons consiste tout d'abord à reconstruire de manière indépendante les traces dans le détecteur interne et les traces dans le spectromètre à muons en utilisant des algorithmes basés sur un ajustement par minimisation de  $\chi^2$  [123]. Un objet muon est ensuite identifié si une trace dans le spectromètre à muons concorde avec une trace dans le détecteur interne, ou avec la position d'un vertex primaire après extrapolation de la trace du muon jusqu'au centre du détecteur. L'impulsion du muon est alors mesurée grâce à la courbure de la trace mesurée dans le spectromètre à muons et, lorsque cela est possible, dans le détecteur interne. L'impulsion du muon est ensuite recalibrée pour prendre en compte les erreurs potentielles de reconstruction. Pour les données 2015, l'efficacité de reconstruction des muons a été estimée à 99% avec une résolution sur l'impulsion de l'ordre de 2-3% [125].

De la même manière que pour les électrons, des *faux* muons peuvent contribuer comme une source de bruit de fond à la recherche d'un état final composé de muon(s). Ces faux muons peuvent provenir de particules hadroniques, comme les pions ou les kaons, laissant une trace dans le spectromètre à muons. Des critères d'**identification** sont donc appliqués afin de réduire la contribution de ce bruit de fond. Il en existe plusieurs qui diffèrent selon les sélections plus ou moins strictes appliquées sur les muons reconstruits. Dans notre cas, nous utiliserons le critère qualifié de *medium*, lequel impose une bonne qualité sur les traces reconstruites ainsi qu'un bon accord entre l'impulsion mesurée dans le détecteur interne et celle mesurée dans le spectromètre à muons [125].

Des critères d'**isolation** sont aussi appliqués sur les muons afin de réduire la contribution de muons *non-prompts* provenant de la désintégration d'un hadron lourd. Ces muons sont souvent contenus dans les jets hadroniques et peuvent être rejetés en appliquant une sélection sur l'activité autour de la trace des muons. Le critère d'isolation appliqué aux muons est similaire à celui considéré pour les électrons :

$$\sum_{\Delta R < \Delta R_{\max}} p_T^{\text{trk}} < 6\% p_{T\mu} \quad \text{avec} \quad \Delta R_{\max} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\mu}, 0.3\} \quad (\text{II.10})$$

De plus, une sélection est appliquée sur les paramètres d'impact  $d_0$  et  $z_0$  de la trace des muons par rapport au vertex primaire  $|d_0/\sigma(d_0)| < 3.0$  et  $z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ .

Les étapes de reconstruction et les critères d'identification et d'isolation sont aussi appliqués au niveau du système de **déclenchement** afin d'enregistrer les événements avec un ou plusieurs muons.

Des facteurs d'échelle sont calculés en mesurant les efficacités de reconstruction, d'isolation et de déclenchement avec la même méthode *tag-and-probe* que celle utilisée pour les électrons (voir Sect. II.4.1); dans ce cas, des lots d'événements enrichis en événements  $Z \rightarrow \mu\mu$  et  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  sont utilisés [125].

### II.4.3 Les jets

Lorsqu'un gluon ou un quark (autre qu'un quark top) est produit lors d'une collision de protons, il se fragmente et s'hadronise rapidement pour former un jet de hadrons. Les gerbes électromagnétiques et hadroniques issues de ces particules sont détectées dans le système calorimétrique et sont combinées pour former un objet appelé *jet*.

Pour se faire, des amas topologiques [126] (appelés *topo-cluster*) sont d'abord construits en regroupant les cellules adjacentes du système calorimétrique ayant détecté un dépôt d'énergie supérieur à un seuil correspondant au bruit électronique. L'énergie d'un amas ainsi obtenue est alors calculée en sommant les énergies déposées dans chacune de ses cellules et sa position est définie en moyennant les positions des cellules pondérées par leur énergie.

Les jets sont ensuite reconstruits en combinant les amas topologiques grâce à l'algorithme anti- $k_t$  [127] avec comme paramètre de cône  $R = 0.4$ . Pour se faire, une liste de valeurs est construite à partir des variables suivantes :

$$d_i = 1/p_{T_i}^2 \quad \text{et} \quad d_{ij} = \min \{1/p_{T_i}^2; 1/p_{T_j}^2\} \Delta R_{ij}/R \quad (\text{II.11})$$

où  $p_{T_i}$  et  $p_{T_j}$  sont les impulsions transverses des amas  $i$  et  $j$  et  $\Delta R_{ij}$  est la distance relative entre les deux amas. L'algorithme anti- $k_t$  traite alors le minimum parmi ces valeurs. Si ce minimum est de la forme  $d_i$ , l'amas associé est considéré comme un objet jet et est retiré de la liste. S'il est de la forme  $d_{ij}$ , les deux amas sont combinés en un seul amas qui sera ajouté à la liste à la place des deux autres. La procédure est répétée en traitant le nouveau minimum de la liste et se poursuit jusqu'à ce qu'il n'y ait plus aucun amas topologique à traiter. Cet algorithme itératif a l'avantage d'être simple à réaliser et permet de construire une liste de jets insensibles aux phénomènes qui se produisent à basse énergie tels que l'hadronisation.

Les jets reconstruits nécessitent cependant d'être calibrés afin de prendre en compte les erreurs de reconstruction dues aux différents phénomènes de perte d'énergie et d'empilement. L'énergie et la position de chaque jet sont alors corrigées en plusieurs étapes successives :

- La direction de la quadri-impulsion du jet est d'abord corrigée sans modifier son énergie afin qu'elle concorde avec le vertex primaire.
- L'énergie due à l'empilement est ensuite soustraite en supposant qu'elle est dépendante de l'aire de surface du jet et du nombre de vertex secondaires dans l'évènement.
- La quadri-impulsion est ensuite calibrée grâce à des corrections calculées à partir d'études sur des échantillons d'évènements Monte Carlo dijets.
- Une calibration résiduelle *in-situ* est enfin appliquée uniquement sur les données afin de supprimer les différences de reconstruction entre les données et les simulations Monte Carlo. Cette calibration est déterminée en combinant les corrections mesurées sur des lots d'évènements enrichis en  $\gamma$ +jets,  $Z$ +jets ou dijets.

Dans les données 2015, l'incertitude sur la calibration en énergie des jets était de l'ordre de 6% pour les jets avec une impulsion transverse de 20 GeV et diminuait jusqu'à 1% pour les jets d'impulsion transverse comprise entre 200 GeV et 1800 GeV [128].

Une sélection additionnelle sur la variable *Jet Vertex Tagger* (JVT) [129] est appliquée sur les jets reconstruits afin de réduire la proportion de jets provenant des phénomènes d'empilement. Cette variable est une fonction de vraisemblance construite à partir de la fraction d'impulsion transverse des traces du jet provenant du vertex primaire. En 2015, la sélection  $JVT > 0.64$  appliquée sur les jets avec  $p_T < 50$  GeV

et  $|\eta| < 2.4$  a permis de rejeter les jets dus à l'empilement avec un facteur de rejection <sup>5</sup> de l'ordre de 50 [130].

#### II.4.4 Les b-jets

Les jets provenant d'un quark b, appelés b-jets, possèdent certaines caractéristiques particulières. Ils créent notamment des b-hadrons, c'est-à-dire des hadrons contenant un quark b, qui ont la particularité d'avoir une durée de vie relativement longue. On peut alors les identifier en recherchant des vertex secondaires déplacés (c'est-à-dire éloignés du vertex primaire) ou des traces issues de ces vertex avec un grand paramètre d'impact (voir Sect. II.2.1).

Un algorithme basé sur des techniques de *machine learning* est utilisé pour exploiter les caractéristiques des b-jets afin de les différencier des autres jets. Cette méthode d'identification est appelée *l'étiquetage des b-jets (b-tagging)*. Pour les prises de données de 2015 et 2016, l'algorithme *MV2* a été utilisé. Il se base sur la technique d'arbres de décision boostés (BDTs) [131] qui consiste à créer un ensemble d'arbres de décision entraînés sur un échantillon d'évènements Monte Carlo afin de séparer au mieux les b-jets des jets provenant de quarks légers. Les échantillons Monte Carlo utilisés sont constitués d'évènements  $t\bar{t}$  avec une certaine proportion de jets provenant de quarks c (c-jets) et de jets provenant de partons légers (jets légers).

Les variables discriminantes utilisées dans *MV2* combinent les résultats de trois algorithmes [132, 133] d'étiquetage des b-jets :

- **IP2D/IP3D** (Impact Parameter) permet de combiner les paramètres d'impact des traces associées au jet en un rapport de fonction de vraisemblance.
- **SV** (Secondary Vertex) reconstruit un vertex barycentrique à partir de certaines traces associées au jet. Les propriétés de ce vertex (nombre de traces, masse invariante, etc) sont alors utilisées comme variables discriminantes.
- **JetFitter** recherche les vertex secondaires qui concordent avec une chaîne de désintégration b-hadron  $\rightarrow$  c-hadron  $\rightarrow$  X. Plusieurs variables liées à la chaîne de désintégration (fraction d'énergie, temps de vie, etc) sont alors exploitées comme variables discriminantes.

La cinématique du jet ( $p_T$  et  $\eta$ ) est aussi utilisée dans le réseau de neurones *MV2*.

L'algorithme de BDT donne en sortie une valeur comprise entre -1 et +1, où +1 correspond à un jet qui possède toutes les caractéristiques d'un b-jet. Une coupure sur cette valeur permet donc d'étiqueter les jets avec une certaine efficacité. En 2015, un seuil minimal de -0.0436 sur le résultat des BDTs permettait de sélectionner les b-jets avec une efficacité de 70% et de rejeter les c-jets et les jets légers avec un facteur de réjection respectif de 8.1 et 440 [133] sur des évènements  $t\bar{t}$  simulés par Monte Carlo. Des facteurs d'échelle sont appliqués pour corriger les différences de performance entre les simulations Monte Carlo et les données. Ils sont calculés en mesurant l'efficacité de l'étiquetage des b-jets dans des évènements enrichis en évènements  $t\bar{t}$ .

#### II.4.5 L'énergie transverse manquante

Bien que le détecteur ATLAS soit conçu pour détecter la plupart des particules produites dans les collisions, certaines peuvent échapper à sa détection si elles interagissent très faiblement avec la matière. C'est le

---

5. Le facteur de réjection représente l'inverse de l'efficacité de sélection.

cas des neutrinos provenant de la désintégration d'un boson de jauge  $Z$  ou  $W$ , ou d'autres particules hypothétiques telles que celles constituant la matière noire. Cependant, la production de ces particules peut être détectée indirectement grâce à l'impulsion transverse manquante, dont la norme est notée  $E_T^{\text{miss}}$  (voir Sect. II.2.1).

L'impulsion transverse manquante est reconstruite en sommant vectoriellement les impulsions transverses des objets reconstruits et celles associées aux traces non-associées à un objet [134] :

$$E_T^{\text{miss}} = - \sum_{\text{électrons}} p_T^e - \sum_{\text{photons}} p_T^\gamma - \sum_{\text{taus}} p_T^\tau - \sum_{\text{muons}} p_T^\mu - \sum_{\text{jets}} p_T^j - \sum_{\substack{\text{traces} \\ \text{non-associées}}} p_T^t \quad (\text{II.12})$$

Les premiers termes de l'équation concernent les objets reconstruits (électrons, muons, jets) avec les méthodes de reconstruction, de calibration et d'identification décrites précédemment. Les photons et les leptons tau, qui ne sont pas décrits car non utilisés dans les travaux de cette thèse, sont également inclus dans le calcul de l'impulsion transverse manquante [119, 120]. Seuls les objets ayant une impulsion transverse  $p_T^{e/\mu} > 10$  GeV (électrons et muons),  $p_T^{j/\tau} > 20$  GeV (jets et taus) et  $p_T^\gamma > 25$  GeV (photons) sont considérés dans le calcul de l'impulsion transverse manquante. Le dernier terme comptabilise les impulsions transverses des traces mesurées dans le détecteur interne qui n'ont été associées à aucun objet physique. Les traces considérées doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 400 MeV et des paramètres d'impact  $d_0$  et  $z_0$  par rapport au vertex primaire tels que de  $d_0 < 1.5$ mm et  $z_0 \sin(\theta) < 1.5$ mm.

## II.4.6 Suppression des recouvrements

Une particule peut être simultanément reconstruite en différents objets physiques. Par exemple, un électron est reconstruit en objet *électron* et aussi en objet *jet* puisqu'il engendre un amas d'énergie dans le système calorimétrique. Pour éviter un double comptage des objets physiques, une procédure de suppression des recouvrements est appliquée. Cette procédure est commune à toutes les analyses de données effectuées par la collaboration ATLAS. Elle se base sur une série d'étapes ordonnées et optimisées afin d'éviter au maximum les erreurs de reconstruction :

1. Si un électron partage la même trace qu'un muon, l'électron est supprimé.
2. Si la direction d'un jet se situe dans un cône  $\Delta R(j, e) < 0.2$  autour de la direction d'un électron, le jet est supprimé.
3. Si la direction d'un électron se situe dans un cône  $\Delta R(e, j) < 0.4$  autour de la direction d'un jet, l'électron est supprimé.
4. Si la direction d'un muon d'impulsion transverse  $p_T^\mu$  se situe dans un cône  $\Delta R(\mu, j) < \min \{0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^\mu\}$  autour de la direction d'un jet, le muon est supprimé.

La procédure de suppression des recouvrements est parfois réajustée dans certaines analyses de données. C'est le cas pour l'analyse recherchant des processus de supersymétrie présentée en section IV.1. Afin de faciliter l'estimation des efficacités de sélection des leptons, les étapes 3 et 4 ont été remplacées par :

3. Si la direction d'un électron d'impulsion transverse  $p_T^e$  se situe dans un cône  $\Delta R(e, j) < \min \{0.4, 0.1 + 9.6 \text{ GeV}/p_T^e\}$  autour de la direction d'un jet, l'électron est supprimé.
4. Si la direction d'un muon d'impulsion transverse  $p_T^\mu$  se situe dans un cône  $\Delta R(\mu, j) < \min \{0.4, 0.1 + 9.6 \text{ GeV}/p_T^\mu\}$  autour de la direction d'un jet, le muon est supprimé.



## Amélioration des simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo sont essentielles pour les analyses de données en physique des hautes énergies. Comme expliqué dans la section II.3, ces simulations sont utilisées dans les différentes étapes d'une analyse, en particulier pour l'estimation du bruit de fond. Or, l'incertitude sur cette estimation peut avoir un impact important sur les résultats ; il est donc important de s'assurer que les simulations modélisent correctement et précisément les processus physiques.

Les générateurs Monte Carlo tel que PYTHIA sont continuellement perfectionnés par leurs auteurs et leurs utilisateurs afin d'en améliorer les performances. En effet, ces générateurs se basent sur des modèles phénoménologiques dont les paramètres sont ajustés de sorte que les prédictions des simulations Monte Carlo sont en accord avec les mesures expérimentales.

Dans ce chapitre, nous présenterons quelques-unes des études dédiées à l'amélioration des récentes simulations Monte Carlo. Nous nous intéresserons en particulier aux simulations des processus de production d'un boson de jauge accompagné de jets ( $V$ +jets) basées sur les générateurs MADGRAPH 5 et PYTHIA 8. Nous présenterons dans la section III.1 des études ayant pour but l'amélioration de la procédure de combinaison via la désactivation d'un paramètre lié à l'ordonnancement en rapidité des émissions de partons dans le générateur PYTHIA. Puis, nous présenterons dans la section III.2 des études d'ajustement de certains paramètres du générateur PYTHIA, permettant d'améliorer les prédictions sur des observables liées aux émissions de partons et aux phénomènes d'interaction multiple.

Ces études ont été effectuées au sein de la collaboration ATLAS dans le groupe qui étudie les performances des simulations Monte Carlo.

## III.1 Procédure de combinaison

Dans les simulations Monte Carlo, une procédure de combinaison est utilisée pour combiner les émissions de partons du *hard process* avec celles générées durant le *parton showering*. Cette procédure permet de modéliser les jets de haute énergie à partir des calculs des éléments de matrice d'un processus donné pour lequel des partons additionnels ont été ajoutés dans l'état final. Les prédictions des simulations Monte Carlo sont alors grandement améliorées puisqu'elles ne dépendent plus entièrement du *parton showering*, lequel utilise des approximations valables seulement pour les émissions de partons de basse énergie et colinéaires. Cette procédure de combinaison est donc essentielle pour les analyses qui nécessitent une modélisation du bruit de fond dans des régions d'évènements caractérisées par un grand nombre de jets de grande impulsion transverse.

Dans cette section, nous présenterons les études effectuées au cours de cette thèse visant à améliorer les performances de la procédure de combinaison dite CKKW-L utilisées pour la simulation des processus  $V$ +jets avec les générateurs MADGRAPH 5 et PYTHIA 8.

### III.1.1 La procédure CKKW-L

Parmi les procédures de combinaison existantes, la procédure CKKW-L [110, 111] est la plus communément utilisée au sein de la collaboration ATLAS, notamment pour la production de lots d'évènements avec le générateur MADGRAPH 5 couplé au générateur PYTHIA 8.

Cette procédure permet de séparer en deux l'espace des phases des émissions de partons, à partir d'une échelle d'énergie arbitraire appelée échelle de combinaison et notée génériquement  $\mu_Q$ . Prenons un processus dont les éléments de matrice sont calculés par MADGRAPH jusqu'à  $N$  partons additionnels dans son état final :  $pp \rightarrow X + n.p$  où  $n$  est compris entre 0 et  $N$ . Les  $n$  partons sont alors générés avec une échelle d'énergie supérieure à l'échelle  $\mu_Q$ , tandis que le *parton showering* simule les émissions de partons possédant une échelle d'énergie inférieure à l'échelle  $\mu_Q$ .

Cependant, cette procédure simple de séparation n'est pas suffisante pour deux raisons. Tout d'abord, l'échelle d'énergie utilisée pour le *hard process* et l'échelle d'énergie utilisée pour le *parton showering* peuvent être différentes, ce qui amène à des recouvrements de régions d'émissions de partons ou à des régions non prises en compte par les deux types de simulation. De plus, le calcul des éléments de matrice ne prend pas en compte les probabilités de non-émission de partons, lesquelles sont décrites par les facteurs de forme de Sudakov durant le *parton showering*. Les évènements du *hard process* générés sont donc inclusifs, ce qui rend impossible la combinaison de plusieurs éléments de matrice à  $n$  partons.

Pour résoudre ce problème, la procédure CKKW-L applique plusieurs étapes successives lors de la génération des évènements, permettant de rendre exclusifs les évènements générés par le calcul des éléments de matrice et de séparer convenablement les émissions selon leur échelle d'énergie. Ces étapes sont les suivantes :

- un évènement du *hard process* est généré avec, dans son état final,  $n \leq N$  partons d'échelle d'énergie supérieure à l'échelle  $\mu_Q$ ,
- l'historique des émissions de partons est reconstruit en considérant toutes les situations qui auraient pu amener à cet état final à  $n$  partons selon le *parton showering* et en choisissant une de ces situations suivant leur probabilité d'occurrence,

- les probabilités de non-émission de partons sont calculées en prenant en compte la dépendance de la constante de couplage  $\alpha_S$  en fonction de l'échelle d'énergie,
- un tirage aléatoire est appliqué afin de décider si l'évènement est rejeté suivant la probabilité de non-émission calculée précédemment,<sup>1</sup>
- s'il n'est pas rejeté, la simulation du *parton showering* est appliquée sur l'évènement, en rejetant les émissions qui ont une échelle d'énergie supérieure à l'échelle  $\mu_Q$  lorsque  $n < N$ .

Le lecteur pourra trouver une description plus détaillée de la procédure CKKW-L dans les références [135, 136].

Bien que la procédure CKKW-L offre une bonne précision dans la simulation des émissions de partons dans les processus du Modèle Standard, les études décrites dans la référence [137] ont montré que cette procédure fait face à un problème d'unitarité lorsqu'elle est utilisée avec le générateur PYTHIA. En effet, dans le but de résoudre certains problèmes de simulation liés aux phénomènes d'interaction multiple [138], les émissions de partons simulées par le générateur PYTHIA sont ordonnées en rapidité décroissante ( $y_1 > y_2 > y_3 > \dots$ ) et les émissions qui ne respectent par cet ordonnancement sont rejetées. Cependant, cet ordonnancement en rapidité empêche la procédure CKKW-L de prendre en compte certaines régions de l'espace des phases des émissions, violant ainsi l'unitarité de la méthode.

L'ordonnancement en rapidité peut néanmoins être désactivé dans le fichier de configuration de PYTHIA grâce au paramètre `SpaceShower:rapidityOrder`. L'étude qui sera présentée dans cette section a pour but d'évaluer l'effet de la désactivation de cet ordonnancement sur les prédictions fournies par la simulation des processus  $V$ +jets.

### III.1.2 Simulation des processus $V$ +jets

Des lots d'évènements provenant des processus de production d'un boson de jauge  $V$  accompagné de jets ( $V$ +jets) ont été générés par Monte Carlo, le boson de jauge  $V$  étant soit un boson  $Z$  ou un photon virtuel se désintégrant en une paire de leptons ( $Z/\gamma^* \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp$ ), soit un boson  $W$  se désintégrant en une paire lepton-neutrino ( $W \rightarrow \ell \nu$ ).

Avec des sections efficaces de l'ordre de 1.9 nb pour les processus  $Z/\gamma^*$ +jets et de 20.6 nb pour les processus  $W$ +jets dans les modes de désintégration leptoniques [7], ces processus sont abondamment produits au LHC et engendrent une signature peu contaminée par des évènements provenant d'autres processus du Modèle Standard. De plus, les partons générés proviennent uniquement des radiations de l'état initial ou des phénomènes d'interaction multiple. L'étude des observables associées aux jets dans les processus  $V$ +jets permet donc de vérifier que ces phénomènes sont correctement modélisés par les simulations Monte Carlo, notamment via les procédures de combinaison comme celle décrite précédemment.

Les lots d'évènements ont été générés par Monte Carlo en utilisant le générateur MADGRAPH 5 v2.3.3 [104] pour la simulation du *hard process*, couplé au générateur PYTHIA v8.212 [105] pour la simulation du *parton showering*. Les fonctions de distribution partonique (PDFs) utilisées sont *NNPDF3.0NLO* pour MADGRAPH et *NNPDF2.03LO* [107] pour PYTHIA. Les paramètres du générateur PYTHIA ont été ajustés à ceux de la configuration nommée *A14* [139]. Les éléments de matrice ont été calculés à l'ordre LO jusqu'à  $N = 4$  partons inclus dans l'état final et la procédure CKKW-L [137] a été utilisée avec une échelle d'énergie de combinaison fixée à 30 GeV.

---

1. Cette étape est réalisée en générant une émission de partons par le *parton showering* à la place de chacune des émissions du *hard process*. Si cette émission est produite à une énergie supérieure à celle du *hard process*, l'évènement est rejeté.

Les lots d'évènements ont été produits sans inclure la réponse du détecteur. Les observables ont donc été extraites à partir des données de la simulation au niveau hadronique et les jets ont été reconstruits grâce à l'algorithme anti- $k_T$  présenté dans la section II.4.3, en utilisant les propriétés cinématiques des particules hadroniques à la place des amas topologiques. Les prédictions des simulations Monte Carlo sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse de détecteur (dites *unfolded*) grâce au logiciel RIVET v2.4.2 [140].

Tous les lots d'évènements ont été générés en utilisant les mêmes suites de nombres aléatoires, ce qui permet de supprimer les fluctuations statistiques entre les prédictions des différentes simulations Monte Carlo.

### III.1.3 Effet de l'ordonnement en rapidité

Les performances de la procédure de combinaison entre MADGRAPH et PYTHIA ont été étudiées en comparant l'accord entre les données et les prédictions des simulations Monte Carlo avec ou sans ordonnancement en rapidité des émissions de partons dans le générateur PYTHIA.

La Figure III.1 montre une comparaison des prédictions pour les évènements  $Z/\gamma^* + \text{jets}$  générés avec des énergies de collision de 7 TeV et 13 TeV. Les simulations sans ordonnancement en rapidité engendrent un nombre plus important d'évènements de grande multiplicité de jets comme le montrent les Figures III.1(a) et III.1(b). Ceci révèle que le taux d'émissions de partons de haute énergie générés par le *parton showering* est plus important lorsque cet ordonnancement est désactivé.

Cette désactivation a également pour effet de diminuer le nombre d'évènements avec une grande activité de jets <sup>2</sup> comme le montrent les Figures III.1(c) et III.1(d), ce qui permet d'améliorer l'accord avec les données pour les évènements de grande activité de jets. Cet effet est confirmé par les distributions en impulsion transverse du premier jet <sup>3</sup> représentées sur les Figures III.1(e) et III.1(f) ; le taux de premier jet de grande impulsion transverse est plus faible lorsque l'ordonnement est désactivée, améliorant ainsi l'accord avec les données obtenues à 7 et 13 TeV. L'énergie des partons émis par les éléments de matrice est donc réduite lorsque l'ordonnement en rapidité est désactivé.

Les distributions cinématiques pour les évènements  $W + \text{jets}$  produits à 7 TeV représentées sur la Figure III.2 permettent de confirmer les conclusions précédentes. La désactivation de l'ordonnement en rapidité a pour effet d'augmenter le nombre d'évènements avec une grande multiplicité de jets (Fig.III.2(a)) et de diminuer le nombre d'évènements avec une grande activité de jets (Fig.III.2(b)) et avec un premier jet de grande impulsion transverse (Fig.III.2(c)).

La Figure III.2 montre également les distributions relatives aux rapports des échelles d'agglomération calculées à partir de l'algorithme  $k_t$  [141]. Cet algorithme est utilisé pour construire les jets à partir d'une méthode similaire à l'algorithme anti- $k_t$  présenté dans la section II.4.3. En utilisant les propriétés cinématiques des particules hadroniques produites par le *parton showering*, l'algorithme  $k_t$  construit la liste de variables d'agglomération suivante :

$$d_i = p_{T_i}^2 \quad \text{et} \quad d_{ij} = \min \{ p_{T_i}^2, p_{T_j}^2 \} \Delta R_{ij} / R \quad (\text{III.1})$$

où  $p_{T_i}$  et  $p_{T_j}$  sont les impulsions transverses des particules hadroniques  $i$  et  $j$ ,  $\Delta R_{ij}$  est la distance relative entre ces deux particules, et  $R$  est un paramètre fixé ici à 0.6. Les mêmes étapes itératives que

2. L'activité de jets d'un évènement est définie par la somme des impulsions transverses des jets et des leptons.

3. Le premier jet d'un évènement est défini comme le jet avec la plus grande impulsion transverse.

celles présentées dans la section II.4.3 pour l'algorithme anti- $k_t$  sont alors appliquées pour agglomérer les particules hadroniques entre elles afin de former des jets. Dans les distributions représentées sur les Figures III.2(d), III.2(e) et III.2(f), les observables correspondent aux rapports entre le minimum des variables d'agglomération, notée  $d_k$ , à chaque étape décroissante  $k$  de l'algorithme  $k_t$  ( $d_0$  est le minimum à la dernière étape,  $d_1$  est le minimum à l'avant-dernière étape, etc). La désactivation de l'ordonnement en rapidité a pour effet d'améliorer de manière significative l'accord avec les données dans ces distributions, tandis que les prédictions des simulations où l'ordonnement est activé donnent des valeurs  $d_k$  plus faibles que celles observées dans les données.

L'influence du nombre de partons dans le calcul des éléments de matrice est représentée sur la Figure III.3. Comme prévu, l'augmentation du nombre de partons a pour effet d'augmenter le nombre de jets de haute énergie, améliorant ainsi l'accord avec les données dans les distributions en multiplicité de jets (Figs.III.3(a) et III.3(b)), en activité de jets (Figs.III.3(c) et III.3(d)) et en impulsion transverse du premier jet (Figs.III.3(e) et III.3(f)). Toutefois, on peut remarquer que les prédictions des simulations Monte Carlo sans ordonnancement en rapidité convergent plus rapidement vers un bon accord avec les données que les simulations où l'ordonnement est activé. Cet effet est particulièrement visible pour les prédictions avec au plus  $N = 2$  partons dans le calcul des éléments de matrice, lesquelles possèdent un meilleur accord avec les données lorsque l'ordonnement en rapidité est désactivé.

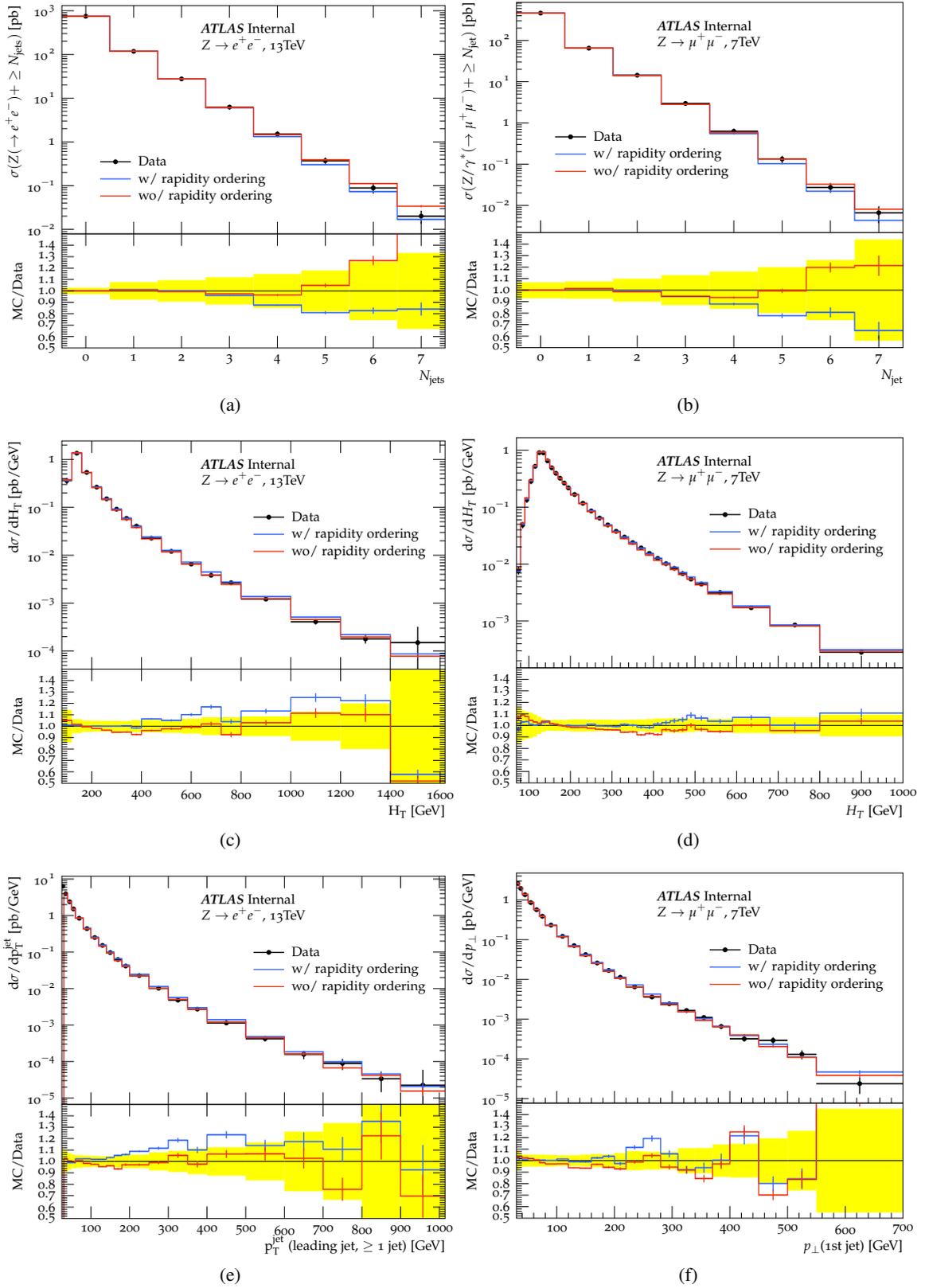


FIGURE III.1. – Distributions (a,b) en multiplicité de jets, (c,d) en activité de jets  $H_T = \Sigma p_{T,jet} + \Sigma p_{T,lep}$  et (e,f) en impulsion transverse du premier jet, pour les simulations Monte Carlo des processus  $Z/\gamma^*+jets$  à une énergie de collision de (droite) 7 TeV et de (gauche) 13 TeV avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8 avec ou sans ordonnancement en rapidité. Les prédictions Monte Carlo sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par les références [142] et [143].

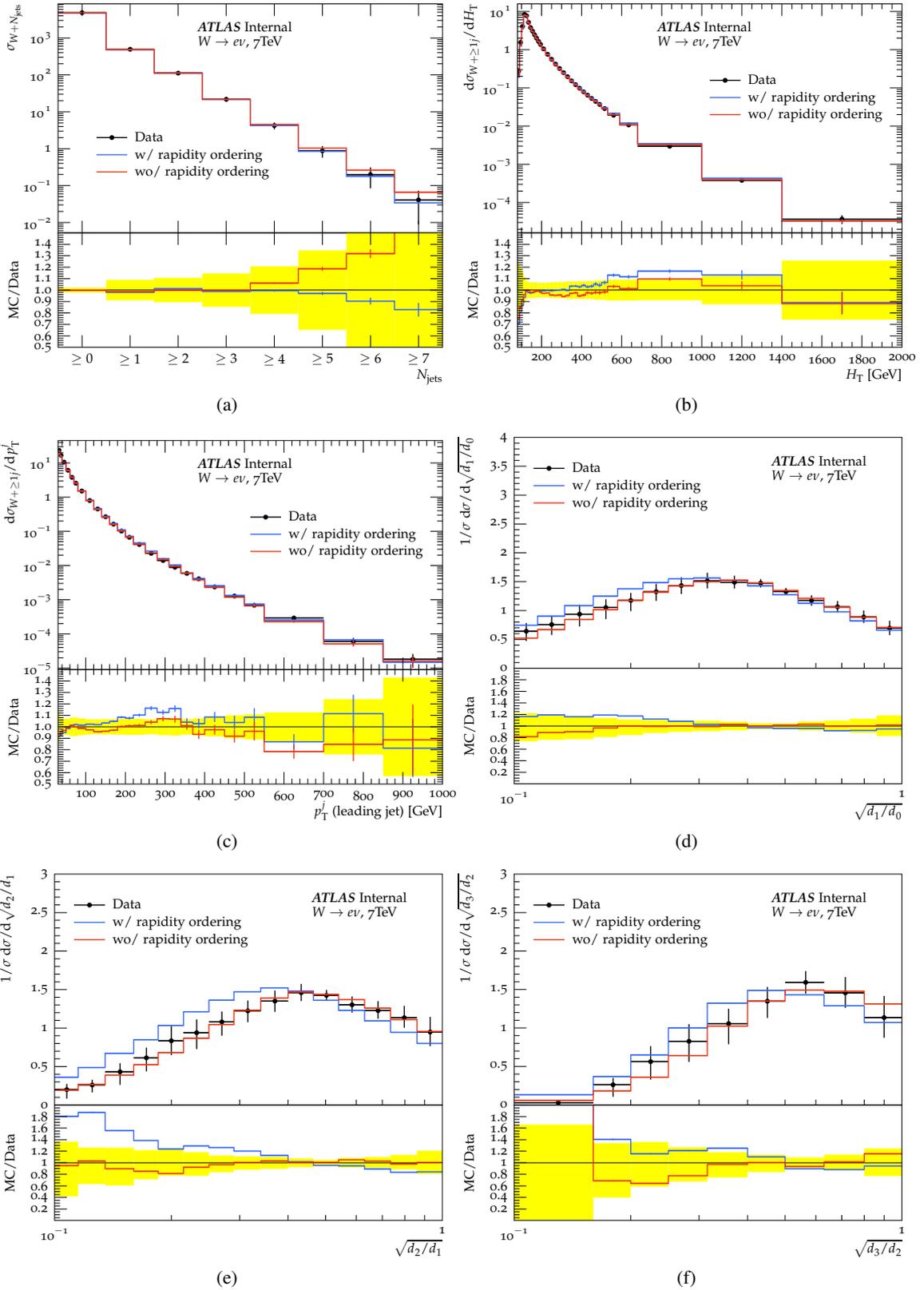


FIGURE III.2. – Distributions (a) en multiplicité de jets, (b) en activité de jets  $H_T = \Sigma p_{Tjet} + \Sigma p_{Tlep}$ , (c) en impulsion transverse du premier jet et (d,e,f) en rapport des échelles d’agglomération, pour les simulations Monte Carlo des processus  $W$ +jets produites à 7 TeV avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8 avec ou sans ordonnancement en rapidité. Les prédictions Monte Carlo sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par les références [144] et [145].

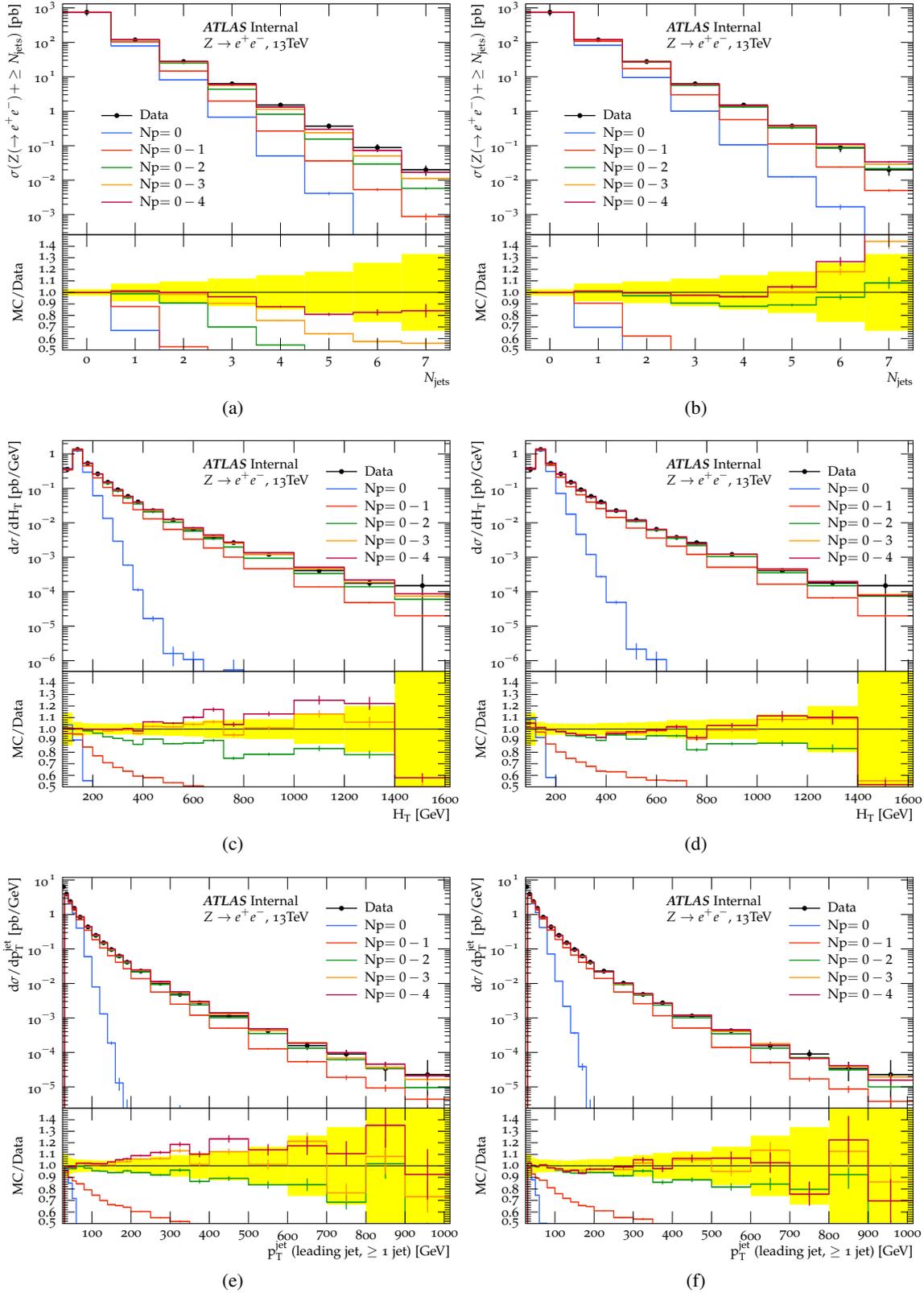


FIGURE III.3. – Distributions (a,b) en multiplicité de jets, (c,d) en activité de jets  $H_T = \Sigma p_{T,\text{jet}} + \Sigma p_{T,\text{lep}}$  et (e,f) en impulsion transverse du premier jet, pour les simulations Monte Carlo des processus  $Z/\gamma^* + \text{jets}$  produites à 13 TeV avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8 (gauche) avec ou (droite) sans l'ordonnancement en rapidité pour différents nombres de partons additionnels dans le calcul des éléments de matrice. Les prédictions Monte Carlo sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par la référence [143].

## III.2 Parton showering

Le générateur PYTHIA comprend un certain nombre de paramètres qui sont ajustés afin de reproduire correctement les mesures expérimentales relatives à différentes observables sensibles au *parton showering*. Pour les simulations produites par la collaboration ATLAS, ces paramètres sont en général ajustés à ceux de la configuration *A14*. Cependant, la désactivation de l'ordonnement en rapidité change de manière significative les prédictions sur le *parton showering*, ce qui rend obsolète la configuration *A14* qui a été définie pour des simulations où cet ordonnancement est activé.

Dans cette section, nous présenterons une étude consistant à réajuster certains de ces paramètres dans le but d'améliorer les simulations du *parton showering* lorsque l'ordonnement en rapidité est désactivé.

### III.2.1 Ajustement de la constante de couplage $\alpha_S$

Le taux de partons émis par le *parton showering* dépend de la valeur de la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_S$ , laquelle est un paramètre ajustable dans le générateur PYTHIA. Dans la configuration *A14*, la valeur de ce paramètre est fixée à  $\alpha_S(M_Z) = 0.127$  [139] à l'échelle d'énergie de la masse  $M_Z$  du boson  $Z$ .

Afin de réajuster ce paramètre, les observables suivantes ont été utilisées :

- la multiplicité des jets, notée  $N_{\text{jets}}$ , d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV,
- les impulsions transverses du boson  $Z$ , notée  $p_{TZ}$ , et du boson  $W$ , notée  $p_{TW}$ , définies par :

$$\vec{p}_{TZ} = \vec{p}_{T\ell^+} + \vec{p}_{T\ell^-} \quad \text{et} \quad \vec{p}_{TW} = \vec{p}_{T\ell} + \vec{E}_T^{\text{miss}}, \quad (\text{III.2})$$

- dans le cas des processus  $Z/\gamma^* + \text{jets}$ , l'angle  $\phi_\eta^*$  défini par :

$$\phi_\eta^* = \tan(\phi_{\text{acop}}/2) \sin(\theta_\eta^*) \quad (\text{III.3})$$

avec  $\phi_{\text{acop}} = \pi - \Delta\phi$  et  $\theta_\eta^* = \tanh(\Delta\eta/2)$  où  $\Delta\phi$  et  $\Delta\eta$  sont respectivement les différences en angle azimutal et en rapidité entre les deux leptons issus de la désintégration du boson  $Z/\gamma^*$ .

De par la topologie des processus  $pp \rightarrow V + \text{jets}$ , le boson de jauge acquiert une impulsion transverse en raison de l'émission de partons dans l'état initial. Les prédictions des simulations Monte Carlo sur l'impulsion  $p_{TZ}$  dépendent donc de la valeur de la constante de couplage  $\alpha_S$ . L'angle  $\phi_\eta^*$  étant proportionnel au rapport  $p_{TZ}/m_{\ell\ell}$  [146], il est également dépendant de la valeur de  $\alpha_S$ . Cette dernière observable est en outre construite à partir des différences en angle et en rapidité des leptons, et non de leur énergie. Elle n'est donc pas affectée par les incertitudes systématiques liées aux énergies des leptons, améliorant ainsi la précision sur ses mesures expérimentales.

L'impact de la constante de couplage  $\alpha_S$  sur les prédictions des simulations Monte Carlo pour les observables listées ci-dessus est montré sur la Figure III.4. L'augmentation de la valeur de  $\alpha_S$  a pour effet d'augmenter l'impulsion transverse  $p_{TZ}$  et l'angle  $\phi_\eta^*$  (Figs.III.4(a) et III.4(b)); elle a également pour effet d'augmenter le nombre d'événements de grande multiplicité de jets (Fig.III.4(c)). Par ailleurs, on peut remarquer que la valeur optimale de la constante de couplage permettant d'avoir le meilleur accord possible entre les prédictions et les données semblent être visuellement autour de 0.125.

Pour estimer plus précisément cette valeur optimale, des lots d'événements des processus  $V + \text{jets}$  ont été générés pour différentes valeurs de la constante de couplage  $\alpha_S$  comprises entre 0.115 et 0.150. Ces

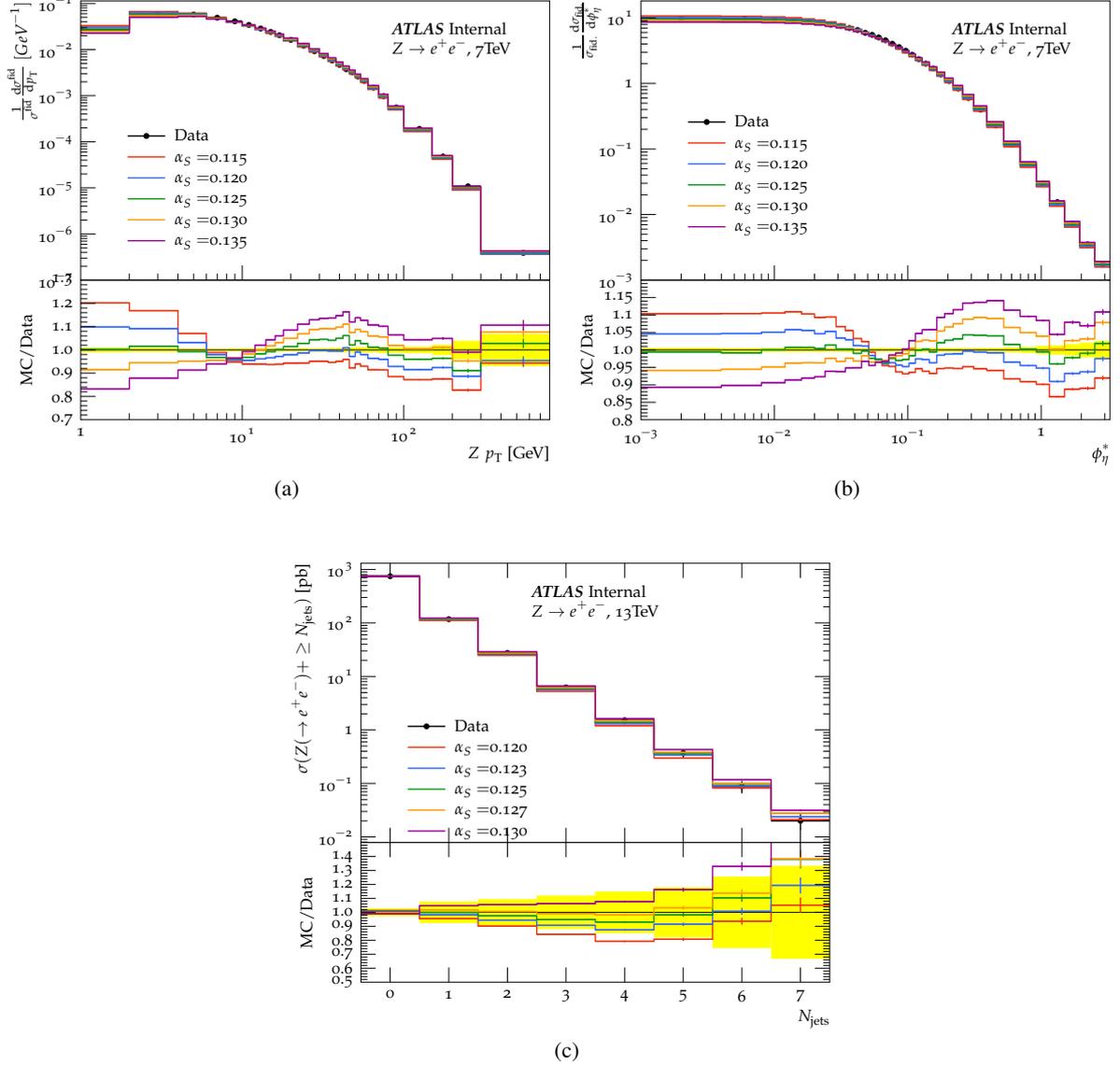


FIGURE III.4. – Distributions (a) en  $p_{T,Z}$  (eq.III.2), (b) en  $\phi_{\eta}^*$  (eq.III.3) et (c) en multiplicité de jets  $N_{\text{jets}}$ , pour les simulations Monte Carlo des processus  $Z/\gamma^*+\text{jets}$  produites avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8. Les prédictions de ces simulations sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par les références [147], [148] et [142].

lots d'évènements ont été générés à différentes énergies (7, 8 et 13 TeV) de collision afin de vérifier la consistance des résultats d'ajustement entre plusieurs mesures expérimentales. La procédure de simulation Monte Carlo utilisée est la même que celle décrite dans la section III.1.2, à la différence que les éléments de matrice sont calculés dans MADGRAPH avec au plus  $N = 3$  partons dans l'état final et que l'ordonnancement en rapidité dans PYTHIA est désactivé. Les prédictions des simulations Monte Carlo sur les observables considérées sont alors comparées aux mesures expérimentales déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par les références [142–144, 147–149].

L'ajustement de la constante de couplage  $\alpha_S$  a été effectué grâce au logiciel PROFESSOR [150], lequel évalue les valeurs de  $\chi^2$  pour chaque prédiction et détermine par interpolation la valeur du paramètre à ajuster pour laquelle la valeur du  $\chi^2$  est minimale [151]. Les résultats obtenus pour  $\alpha_S$  pour chacune des observables considérées sont résumés dans le tableau III.1. Les résultats de l'ajustement combinant toutes les observables considérées pour un même processus sont également donnés dans le tableau III.1. De manière générale, l'ajustement donne pour  $\alpha_S$  une valeur optimale comprise entre 0.123 et 0.125, ce qui est cohérent avec l'observation visuelle faite à partir de la Figure III.4.

TABLE III.1. – Valeurs de la constante de couplage  $\alpha_S$  obtenues à partir de l'ajustement des distributions prédites par les simulations Monte Carlo produites avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8. Le label ‘‘Combinaison’’ réfère à la combinaison de toutes les observables considérées pour un même processus. La valeur minimale du  $\chi^2$  et le nombre de degrés de liberté associé, noté  $N_{dof}$ , sont également donnés.

Observable	$\alpha_S$	$\chi^2$	$N_{dof}$
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + \text{jets à 7 TeV}$			
$N_{\text{jets}}$	$0.1284 \pm 0.0033$	1.81	7
$p_{TZ}$	$0.1236 \pm 0.0002$	251.33	25
$\phi_\eta^*$	$0.1242 \pm 0.0001$	398.75	33
Combinaison	$0.1240 \pm 0.0001$	659.13	67
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + \text{jets à 8 TeV}$			
$p_{TZ}$	$0.1244 \pm 0.0001$	657.28	42
$\phi_\eta^*$	$0.1245 \pm 0.0001$	1244.85	35
Combinaison	$0.1245 \pm 0.0001$	1902.5	78
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + \text{jets à 13 TeV}$			
$N_{\text{jets}}$	$0.1254 \pm 0.0019$	1.24	7
$W \rightarrow e\nu + \text{jets à 7 TeV}$			
$N_{\text{jets}}$	$0.1241 \pm 0.0038$	0.85	7
$p_{TW}$	$0.1226 \pm 0.0019$	7.68	10
Combinaison	$0.1229 \pm 0.0017$	8.66	18

Pour les distributions en multiplicité de jets, bien que la valeur optimale obtenue pour la constante de couplage soit légèrement plus grande, son incertitude est plus importante en raison de l'incertitude sur les données comme le montre la Figure III.4(c). Ceci engendre une valeur de  $\chi^2$  plus faible par rapport au nombre de degrés de liberté  $N_{dof}$ . Pour les distributions en  $p_{TZ}$  et en  $\phi_\eta^*$ , la valeur du  $\chi^2$  est plus grande que le nombre de degrés de liberté  $N_{dof}$ , ce qui s'explique par le mauvais accord entre les prédictions des simulations Monte Carlo et les données, comme le montrent les Figures III.4(a) et III.4(b). Les interpolations aux incertitudes à  $\pm 1\sigma$  ne permettent alors pas d'estimer correctement l'incertitude sur la valeur optimale de  $\alpha_S$ . Néanmoins, la valeur centrale représente bien la valeur pour laquelle les prédictions

sont les plus proches des mesures expérimentales.

Dans la suite, nous fixerons la valeur de la constante de couplage  $\alpha_S$  à 0.125, ce qui est compatible avec les résultats d'ajustement et permet d'améliorer l'accord avec les mesures expérimentales dans les régions à faible  $p_{TZ}$  et à faible  $\phi_\eta^*$ , régions qui sont dominées par les émissions générées par le *parton showering*. Nous appliquerons également une incertitude de 0.002 sur cette valeur afin de prendre en compte les différences entre les résultats d'ajustement obtenus pour les différentes observables considérées (Tab.III.1).

### III.2.2 Ajustement des paramètres associés aux interactions multiples

Comme nous l'avons vu dans la section III.1.3, la désactivation de l'ordonnancement en rapidité a pour effet d'augmenter les émissions de partons générées par PYTHIA. Cette augmentation affecte les radiations émises par l'état initial, mais également les phénomènes d'interactions multiples, lesquels sont modulables dans PYTHIA grâce à plusieurs paramètres. Dans cette section, nous présenterons les études effectuées pour ajuster deux de ces paramètres afin d'améliorer l'accord entre les prédictions des simulations des phénomènes d'interaction multiple avec les mesures expérimentales d'ATLAS.

Le premier paramètre considéré correspond au seuil minimal  $p_{\perp 0}$  utilisé pour régulariser la section efficace de production des interactions secondaires, comme expliqué dans la section II.3.4. Ce paramètre affecte ainsi la quantité d'interactions secondaires générées par les simulations Monte Carlo. Sa valeur est fixée à  $p_{\perp 0} = 2.09$  GeV dans la configuration *A14* [139].

Le deuxième paramètre considéré, noté  $R_{\text{rec}}$ , correspond à l'intensité des phénomènes dits de *reconnexion de couleur*. Ces phénomènes sont appliqués dans PYTHIA afin de lier les partons produits par les interactions secondaires avec une probabilité définie par [152] :

$$\mathcal{P}_{\text{rec}} = \frac{(R_{\text{rec}} p_{\perp 0})^2}{(R_{\text{rec}} p_{\perp 0})^2 + p_{\perp}^2} \quad (\text{III.4})$$

Ces liaisons sont utilisées dans le modèle de *Lund*, décrit dans la section II.3.4, pour la simulation de l'hadronisation. Le phénomène de reconnexion de couleur affecte donc la quantité de hadrons produits durant l'étape d'hadronisation. Par défaut, l'intensité des phénomènes de reconnexion de couleur est fixée à  $R_{\text{rec}} = 1.8$ .

Les observables utilisées pour l'ajustement des paramètres  $p_{\perp 0}$  et  $R_{\text{rec}}$  sont les suivantes :

- la densité de multiplicité des particules chargées, notée  $d^2 N_{\text{ch}}/d\eta d\phi$
- la densité d'impulsion transverse des particules chargées, notée  $d^2 \sum p_T/d\eta d\phi$

Ces deux observables sont mesurées à partir des traces reconstruites dans le détecteur interne dans des régions dites *transverses*. Ces régions sont définies par une différence d'angle azimutal  $\Delta\phi$  comprise entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  par rapport à la direction du boson  $Z$ , comme représentée sur la Figure III.5(e). L'avantage de ces régions est qu'elles ne sont pas affectées par l'interaction primaire ; les observables associées sont donc majoritairement sensibles aux phénomènes d'interactions multiples.

L'impact des paramètres  $p_{\perp 0}$  et  $R_{\text{rec}}$  sur les prédictions pour la valeur moyenne des deux observables définies précédemment est montré sur la Figure III.5. L'augmentation du seuil minimal  $p_{\perp 0}$  a pour effet de diminuer la section efficace de production des interactions secondaires, réduisant ainsi le nombre de particules chargées (Fig.III.5(b)) et donc la densité d'impulsion transverse (Fig.III.5(a)). L'augmentation

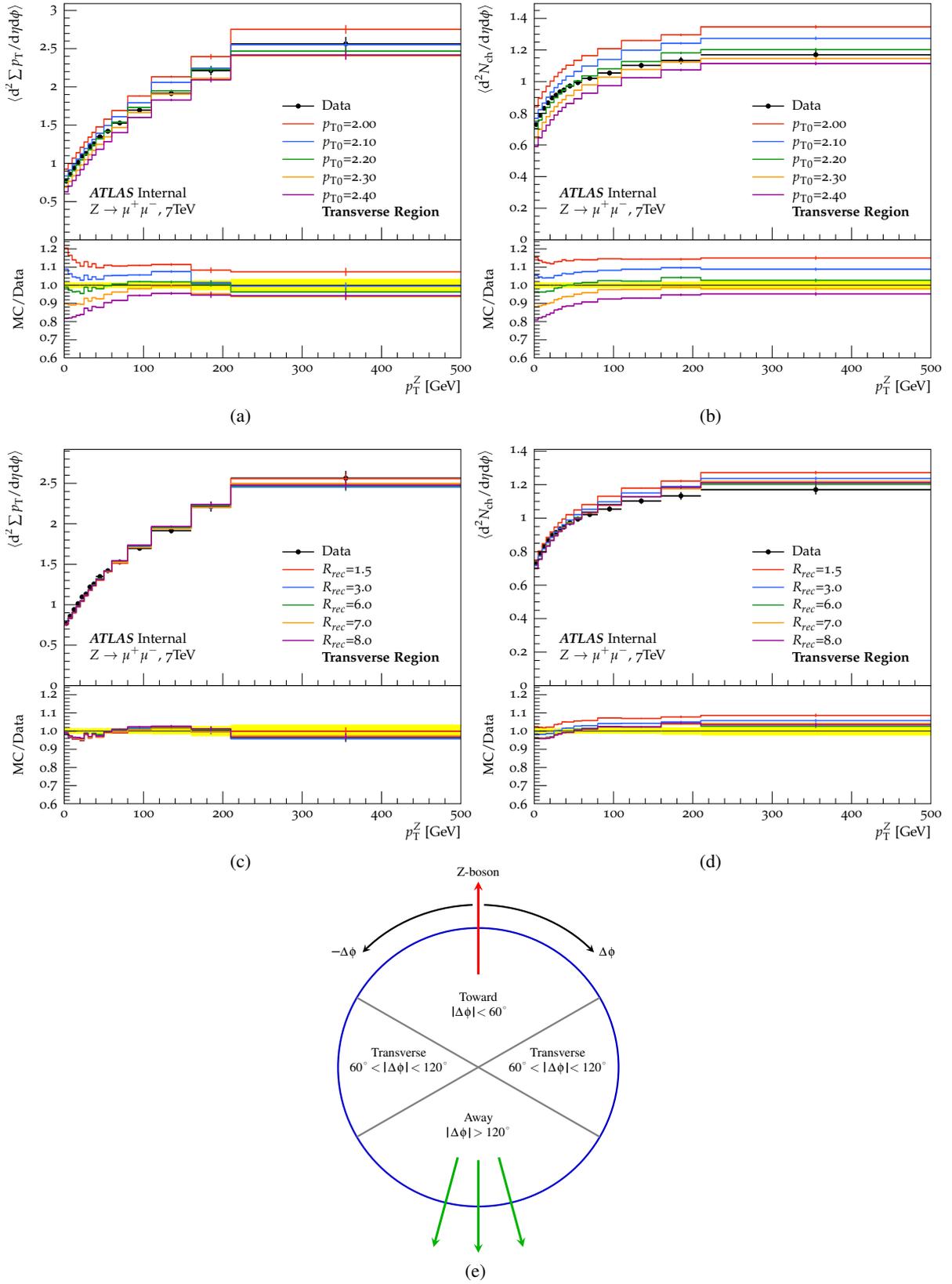


FIGURE III.5. – Distributions de la valeur moyenne (a,c) de la densité d'impulsion transverse et (b,d) de la densité de multiplicité des particules chargées, en fonction de l'impulsion du boson Z, dans les régions transverses des événements  $Z/\gamma^* + \text{jets}$  à 7 TeV. Les prédictions Monte Carlo sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par la référence [153]. (e) Schéma illustrant les régions transverses, proches et éloignées de la direction du boson Z.

de l'intensité de reconnexion de couleur  $R_{\text{rec}}$  a, quant à elle, pour effet de réduire la multiplicité des particules chargées (Fig.III.5(d)) sans modifier la densité d'impulsion transverse (Fig.III.5(c)).

L'ajustement des paramètres  $p_{\perp 0}$  et  $R_{\text{rec}}$  a été effectué grâce au logiciel PROFESSOR [150] en utilisant un balayage bidimensionnel sur ces deux paramètres. Pour ce faire, 96 lots d'évènements  $Z/\gamma^* + \text{jets}$  ont été générés à une énergie de collision de 7 TeV en utilisant la même procédure de simulation que celle utilisée pour les études présentées dans la section III.2.1. Chacun des lots diffère par les valeurs appliquées sur les paramètres  $p_{\perp 0}$  et  $R_{\text{rec}}$  dans PYTHIA, ces valeurs étant comprises dans les intervalles  $1.90 \leq p_{\perp 0} \leq 2.40$  GeV et  $0.8 \leq R_{\text{rec}} \leq 8.0$ . Les prédictions des simulations Monte Carlo ont été comparées aux mesures expérimentales déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par la référence [153]. Les résultats d'ajustement sur la valeur moyenne de chacune des deux observables considérées sont résumés dans le tableau III.2.

TABLE III.2. – Valeurs des paramètres  $p_{\perp 0}$  et  $R_{\text{rec}}$  obtenues à partir de l'ajustement des distributions sur la valeur moyenne de la densité de multiplicité et de la densité d'impulsion transverse des particules chargées, prédites par les simulations Monte Carlo  $Z/\gamma^* + \text{jets}$  avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8. Le label "Combinaison" réfère à la combinaison des deux distributions pour l'ajustement. La valeur minimale du  $\chi^2$  et le nombre de degrés de liberté associé, noté  $N_{dof}$ , sont également donnés pour chaque résultat d'ajustement.

	<b>without rapidity ordering</b>			
Observable	$p_{\perp 0}$ [GeV]	$R_{\text{rec}}$	$\chi^2$	$N_{dof}$
$\langle d^2 \sum p_T / d\eta d\phi \rangle$	$2.179 \pm 0.024$	$0.048 \pm 0.461$	13.70	13
$\langle d^2 N_{\text{ch}} / d\eta d\phi \rangle$	$2.192 \pm 0.007$	$7.068 \pm 0.705$	29.31	13
Combinaison	$2.182 \pm 0.006$	$6.39 \pm 0.68$	47.38	28

L'ajustement sur la moyenne de l'impulsion transverse des particules chargées donne une valeur de l'ordre de 2.18 GeV pour le paramètre  $p_{\perp 0}$ . Il donne toutefois une valeur proche de zéro pour l'intensité  $R_{\text{rec}}$ , ce qui s'explique par la faible dépendance de la densité d'impulsion transverse par rapport aux phénomènes d'interactions multiples. L'ajustement du paramètre  $R_{\text{rec}}$  est donc inexploitable pour cette observable. L'ajustement sur la moyenne de la multiplicité des particules chargées donne des valeurs optimales de l'ordre de 2.19 GeV pour le paramètre  $p_{\perp 0}$  et de l'ordre de 7 pour le paramètre  $R_{\text{rec}}$ . La valeur optimale du paramètre  $p_{\perp 0}$  est cohérente avec le résultat d'ajustement précédent, tandis que la valeur optimale obtenue par le paramètre  $R_{\text{rec}}$  est bien plus grande que sa valeur par défaut dans PYTHIA qui est 1.8.

Des ajustements ont également été effectués sur les distributions complètes des densités de multiplicité et d'impulsion transverse des particules chargées pour différents intervalles d'impulsion transverse du boson  $Z$ . En se basant sur l'ensemble des résultats, les valeurs suivantes seront considérées dans la suite pour les paramètres  $p_{\perp 0}$  et  $R_{\text{rec}}$  :

$$p_{\perp 0} = 2.20 \pm 0.05 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad R_{\text{rec}} = 6.5 \pm 2.0 \quad (\text{III.5})$$

Les incertitudes sur ces valeurs sont estimées à partir des différents résultats d'ajustement effectués sur les distributions des observables considérées.

### III.2.3 Validation

À partir des résultats d’ajustement décrits précédemment, une nouvelle configuration labellisée “NewTune” a été créée. Les valeurs des différents paramètres associées à cette configuration sont résumées dans le tableau III.3 ; elles sont comparées aux valeurs de la configuration *A14*, lesquelles ont été ajustées pour des simulations avec ordonnancement en rapidité.

Afin de vérifier la validité des valeurs choisies, les prédictions des simulations Monte Carlo fournies par cette nouvelle configuration ont été comparées aux distributions mesurées pour les observables utilisées pour la procédure d’ajustement. Les lots d’évènements ont été, ici, produits avec au plus ou exactement  $N = 4$  partons pour le calcul des éléments de matrice. Les prédictions ont également été comparées aux prédictions de la configuration *A14* avec ou sans ordonnancement en rapidité.

La Figure III.6 montre les comparaisons données-prédictions pour les distributions en impulsion transverse  $p_{TZ}$  et en angle  $\phi_{\eta}^*$ . Un bon accord avec les données est obtenu dans les régions d’évènements à faible  $p_{TZ}$  et à faible  $\phi_{\eta}^*$ , validant ainsi la valeur  $\alpha_S$  appliquée. Dans les régions à grand  $p_{TZ}$  et à grand  $\phi_{\eta}^*$ , des déviations de l’ordre de 5% apparaissent entre les prédictions des simulations Monte Carlo et les données. Ces désaccords sont néanmoins impossibles à corriger avec une valeur différente de la constante de couplage  $\alpha_S$ .

La Figure III.7 montre les comparaisons données-prédictions pour les moyennes des densités de multiplicité et des densités d’impulsion transverse des particules chargées dans les différentes régions définies sur la Figure III.5(e). Pour les distributions en densité d’impulsion transverse, les prédictions de la nouvelle configuration sont en meilleur accord avec les données que les prédictions de la configuration *A14*, comme le montrent les Figures III.7(a), III.7(c) et III.7(e). Pour les prédictions sur la densité en multiplicité de particules chargées, l’accord est meilleur avec la nouvelle configuration NewTune qu’avec la configuration *A14* sans ordonnancement en rapidité. Ceci s’explique par l’augmentation de l’intensité de reconnexion de couleur qui a pour effet de réduire le taux de particules hadroniques produites. Les incertitudes appliquées sur les valeurs du seuil  $p_{\perp 0}$  et de l’intensité  $R_{rec}$  permettent de couvrir les différences entre les prédictions et les données.

En conclusion, les études présentées dans ce chapitre relatives aux paramètres de configuration du générateur Pythia 8, montrent qu’un meilleur accord avec les données est obtenu grâce au réajustement de certains paramètres ayant un impact sur la simulation du parton showering. Une nouvelle configuration est proposée et elle sera utilisée dans les futures campagnes de production de simulations Monte Carlo de la collaboration ATLAS.

TABLE III.3. – Valeurs des paramètres de PYTHIA dans la configuration par défaut A14 et dans la nouvelle configuration (labellisée “NewTune”) déterminée dans le cas où l’ordonnement en rapidité est désactivée, ainsi que les incertitudes appliquées sur les paramètres de la nouvelle configuration.

paramètres PYTHIA 8	A14	NewTune	Incertitude
SpaceShower:rapidityOrder	Avec	Sans	
SpaceShower:alphaSvalue	0.127	0.125	0.002
TimeShower:alphaSvalue	0.127	0.125	0.002
MultipartonInteractions:alphaSvalue	0.126	0.125	0.002
MultipartonInteractions:pT0Ref	2.09	2.20	0.05
ColourReconnection:range	1.8	6.5	2.0

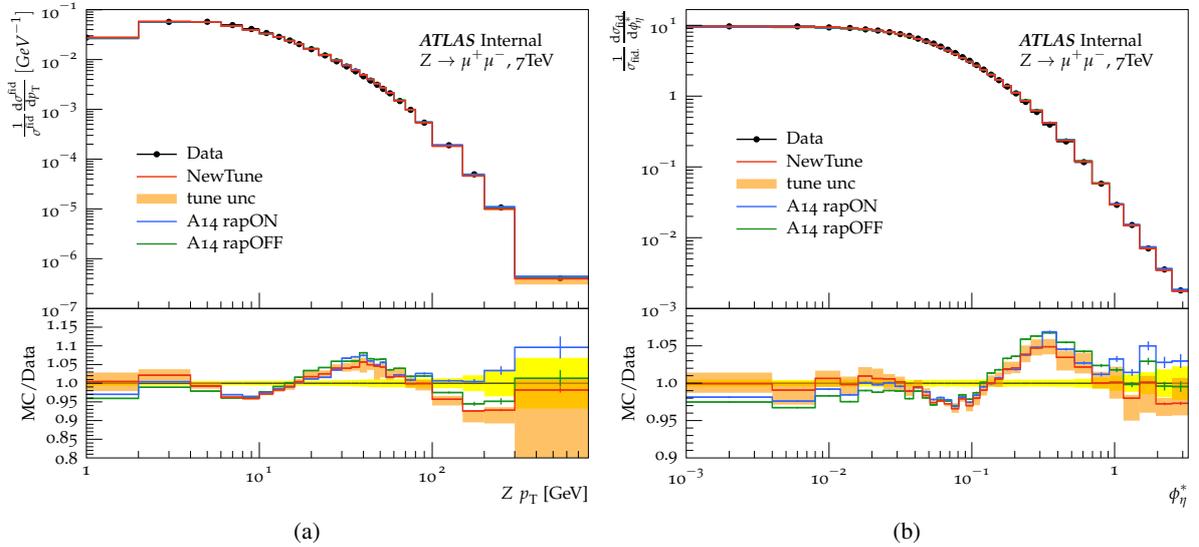


FIGURE III.6. – Distributions (a) en impulsion transverse  $p_{T,Z}$  (eq.III.2), (b) en angle  $\phi_{\eta}^*$  (eq.III.3) pour les simulations Monte Carlo des processus  $Z/\gamma^*$ +jets produites avec les générateurs MADGRAPH 5+PYTHIA 8. Les prédictions avec la nouvelle configuration (labellisée “NewTune”) sont représentées en rouge, tandis que les prédictions avec la configuration A14 avec et sans ordonnancement en rapidité sont représentées respectivement en bleu et en vert. Les prédictions des simulations Monte Carlo sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par les références [147] et [148].

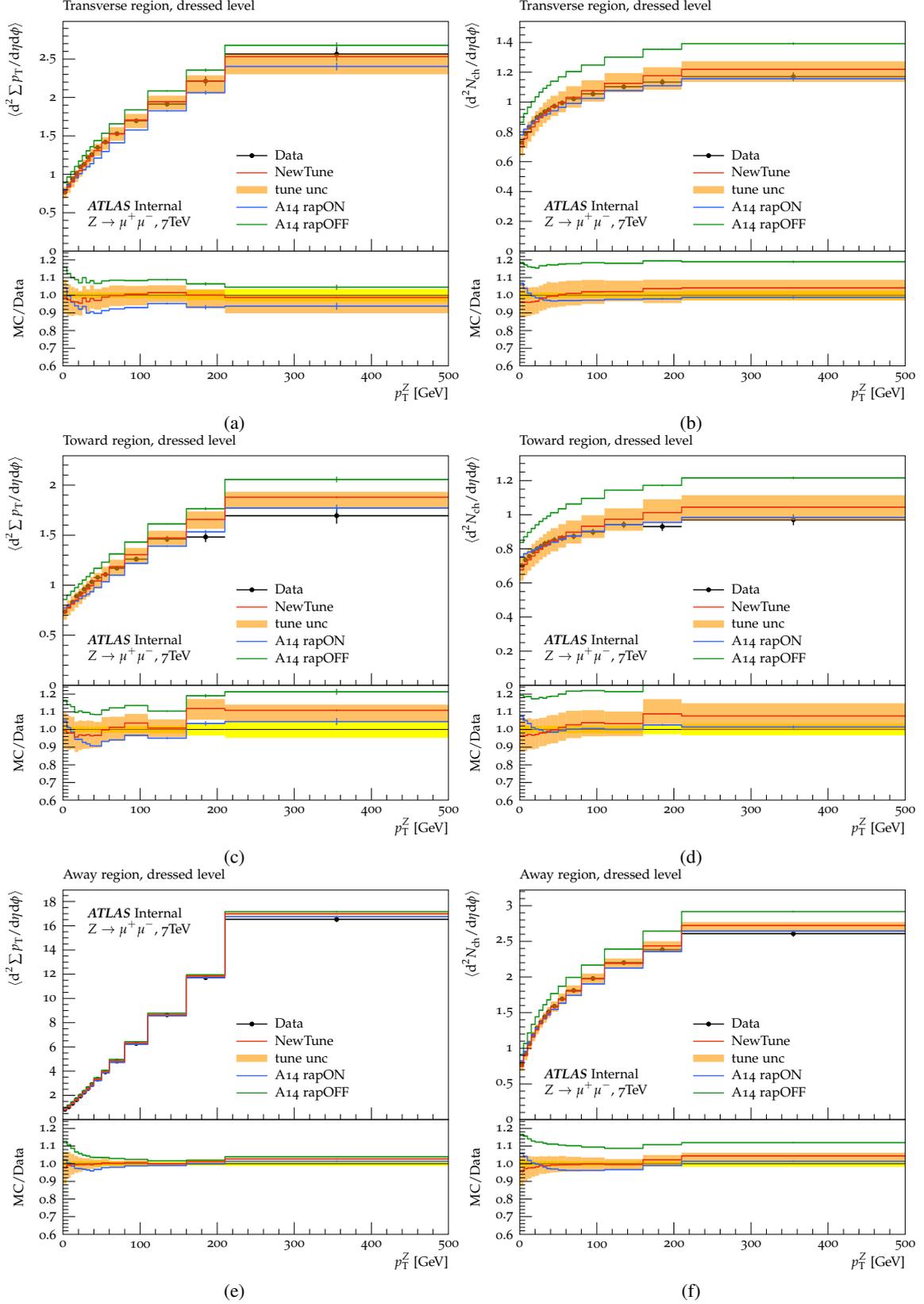


FIGURE III.7. – Distributions des valeurs moyennes (gauche) de la densité d’impulsion transverse et (droite) de la densité de multiplicité de particules chargées dans les régions (a,b) transverse, (c,d) proche et (e,f) éloignée de la direction du boson Z. Les prédictions avec la nouvelle configuration (NewTune) sont représentées en rouge, tandis que les prédictions avec la configuration A14 avec et sans ordonnancement en rapidité sont représentées respectivement en bleu et en vert. Ces prédictions sont comparées aux données déconvoluées des effets de la réponse du détecteur fournies par la référence [153].



# CHAPITRE IV

## Stratégies d'analyse

Un travail d'analyse des données de collisions se définit par sa stratégie mise en place pour sélectionner les événements d'un signal donné, tout en réduisant la contamination du bruit de fond.

Dans le cadre de cette thèse, les signaux recherchés correspondent à des processus de nouvelle physique basés sur des théories au-delà du Modèle Standard, tandis que le bruit de fond est composé de processus du Modèle Standard qui possèdent la même signature que les signaux. Nous utiliserons une stratégie dite de *cut-and-count*, qui consiste à définir des régions d'événements dites "de signal" à partir de critères de sélection à appliquer aux événements enregistrés. Les nombres d'événements dans les régions de signal sont ensuite comparés aux taux d'événements de bruit de fond prédits par le Modèle Standard. Si une différence significative est observée, il y a alors une déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard, dont la source peut correspondre à un phénomène de nouvelle physique.

Les travaux de cette thèse ont porté sur deux analyses ayant pour but de rechercher des déviations sur des lots d'événements composés de leptons de même charge accompagnés d'autres objets physiques, tels que des leptons additionnels, des jets, des b-jets ou une grande impulsion transverse manquante :

$$pp \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm + X, \quad \text{où } X = \ell, \text{ jets, b-jets, } E_T^{\text{miss}} \quad (\text{IV.1})$$

La première analyse, dite "supersymétrique", se focalise sur la recherche de signaux basés sur des modèles supersymétriques, tandis que la deuxième analyse, dite "exotique", se base sur des modèles non-supersymétriques impliquant la production non-standard de quarks top.

Dans ce chapitre, nous introduirons les stratégies mises en place dans ces deux analyses, en commençant par l'analyse supersymétrique, dans la section IV.1, suivie de l'analyse exotique, dans la section IV.2. Nous détaillerons les signaux recherchés, les régions de signal ainsi que les sélections appliquées sur les objets physiques.

## IV.1 Recherche supersymétrique

L'analyse supersymétrique a pour objectif la recherche de processus prédits par des modèles simplifiés de supersymétrie basés sur l'hypothèse de conservation ou de violation de la  $R$ -parité. Comme expliqué dans la section I.3.3, un modèle simplifié considère un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sur la phénoménologie du signal, notamment en fixant le rapport d'embranchement de désintégration des particules supersymétriques égal à 1. Ces modèles ont l'avantage de ne dépendre que de quelques paramètres de masse, simplifiant ainsi les études phénoménologiques.

Les signaux sont choisis de manière à couvrir un maximum d'états finaux différents afin d'être sensible à un maximum de processus de nouvelle physique possibles. Les régions de signal sont de plus construites de manière inclusive, c'est-à-dire en appliquant essentiellement des critères de sélection basés sur des seuils minimaux, afin d'assurer une sensibilité sur des scénarios plus complexes de supersymétrie. Dans cette analyse, tous les signaux ont été simulés par Monte-Carlo en utilisant le générateur MADGRAPH5\_aMC@NLO [104] pour la simulation du *hard process* couplé au générateur PYTHIA 8 [105] pour la simulation du *parton showering*. Les sections efficaces des signaux ont été normalisées à celles calculées à l'ordre NLO par le générateur PROSPINO [154].

Au-delà de la présence de leptons de même charge dans les événements, les régions de signal sont construites à partir de sélections sur les nombres de b-jets ou de jets et sur la valeur de l'impulsion transverse manquante. Ces observables sont respectivement sensibles à la présence de b-quarks, de quarks et de neutralino stable dans l'état final du signal considéré. Nous utiliserons aussi la *masse effective* définie par :

$$m_{\text{eff}} = \sum_{\text{leptons}} |p_{\text{T}}^{\ell}| + \sum_{\text{jets}} |p_{\text{T}}^j| + E_{\text{T}}^{\text{miss}} \quad (\text{IV.2})$$

La sélection sur cette variable discriminante permet de cibler les processus dont l'état final est constitué de nombreuses particules de grande impulsion transverse. Le rapport de l'impulsion transverse manquante sur la masse effective, noté  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$ , est également utilisé pour définir certaines des régions de signal.

Les résultats des analyses basées sur ce type de stratégie ont fait l'objet de plusieurs publications et de notes internes, notamment à partir des données prises en 2015 avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité [155, 156] et en 2016 avec  $13.2 \text{ fb}^{-1}$  [157, 158] et  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  [159, 160] de luminosité. Chacun de ces résultats se base sur une stratégie d'analyse différente qui a été optimisée en fonction des données utilisées. Par souci de simplification, nous présenterons dans cette section seulement la stratégie mise en place pour les résultats obtenus sur les données prises durant la période 2015+2016 avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Le lecteur pourra trouver davantage d'informations sur les analyses effectuées antérieurement dans les références citées précédemment.

### IV.1.1 Supersymétrie à $R$ -parité conservée

La Figure IV.1 montre les processus supersymétriques conservant la  $R$ -parité qui ont été considérés pour cette analyse, à savoir :

- La production d'une paire de gluinos  $\tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  et en une paire de quarks top via la propagation d'un squark stop  $\tilde{t}$  hors de son état de masse (Fig. IV.1(a))
- La production d'une paire de gluinos  $\tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , en deux bosons de jauge  $W^{\pm}$  et  $Z$  et en quarks via la propagation d'un chargino  $\tilde{\chi}_1^{\pm}$  puis d'un neutrino  $\tilde{\chi}_2^0$  (Fig. IV.1(b)).

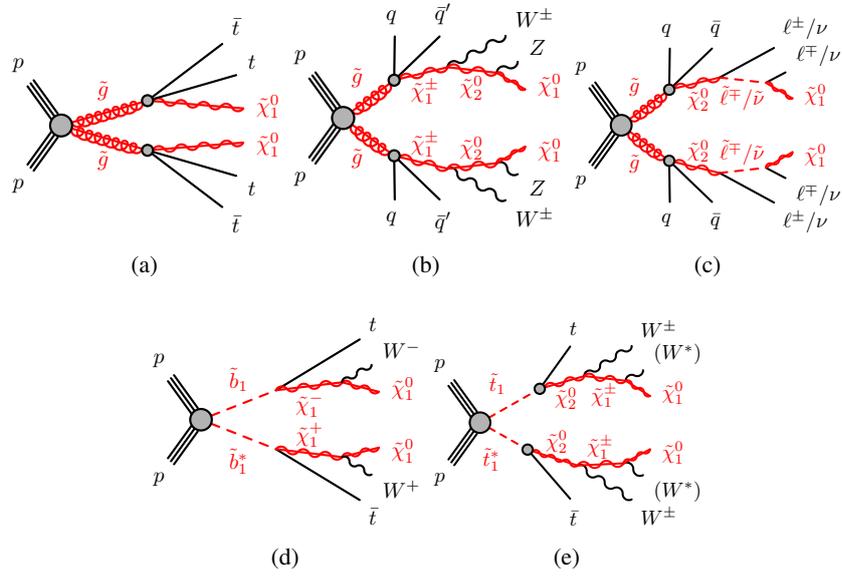


FIGURE IV.1. – Diagrammes de Feynman associés à des processus supersymétriques ((a), (b), (c)) de production d’une paire de gluinos ou ((d), (e)) d’une paire de squarks de troisième génération. Ces processus sont basés sur des modèles simplifiés du modèle minimal de supersymétrie à  $R$ -parité conservée.

Région de signal	$N_{\text{leptons}}$	$N_{b\text{-jets}}$	$N_{\text{jets}}$	$p_{T,\text{jet}}$ [GeV]	$E_{T,\text{miss}}^{\text{miss}}$ [GeV]	$m_{\text{eff}}$ [GeV]	$E_{T,\text{miss}}^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$	Autre	Signal ciblé
Rpc2L2bS Rpc2L2bH	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 2$	$\geq 6$	$> 25$	$> 200$ –	$> 600$ $> 1800$	$> 0.25$ $> 0.15$	–	Fig. IV.1(a)
Rpc2Lsoft1b Rpc2Lsoft2b	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$ $\geq 2$	$\geq 6$	$> 25$	$> 100$ $> 200$	– $> 600$	$> 0.3$ $> 0.25$	$20,10 < p_T^{\ell^1}, p_T^{\ell^2} < 100$ GeV	Fig. IV.1(a)
Rpc2L0bS Rpc2L0bH	$\geq 2\text{SS}$	$= 0$	$\geq 6$	$> 25$ $> 40$	$> 150$ $> 250$	– $> 900$	$> 0.25$ –	–	Fig. IV.1(b)
Rpc3L0bS Rpc3L0bH Rpc3L1bS Rpc3L1bH	$\geq 3$	$= 0$ $= 0$ $\geq 1$ $\geq 1$	$\geq 4$	$> 40$	$> 200$	$> 600$ $> 1600$ $> 600$ $> 1600$	–	–	Fig. IV.1(c)
Rpc2L1bS Rpc2L1bH	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$	$\geq 6$	$> 25$	$> 150$ $> 250$	$> 600$ –	$> 0.25$ $> 0.2$	–	Fig. IV.1(d)
Rpc3LSS1b	$\geq \ell^{\pm}\ell^{\pm}\ell^{\pm}$	$\geq 1$	–	–	–	–	–	veto $81 < m_{ee} < 101$ GeV	Fig. IV.1(e)

TABLE IV.1. – Liste des régions de signal optimisées pour la recherche de processus supersymétriques conservant la  $R$ -parité ainsi que les différents critères de sélection qui y sont associés. Deux leptons de même charge et d’impulsion transverse  $p_T > 20$  GeV sont requis dans chacune des régions de signal. La dernière colonne indique la Figure du diagramme de Feynman correspondant au signal recherché.

- La production d'une paire de gluinos  $\tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , en leptons  $\ell$  et en quarks via la propagation d'un neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  puis d'un slepton  $\tilde{\ell}$  (Fig. IV.1(c)).
- La production d'une paire de squarks  $\tilde{b}_1\tilde{b}_1^*$  de charge opposée se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , en un boson  $W^\pm$  et en un quark top via la propagation d'un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (Fig. IV.1(d)).
- La production d'une paire de squarks  $\tilde{t}_1\tilde{t}_1^*$  de charge opposée se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , en deux bosons de jauge  $W^\pm$  et en un quark top via la propagation d'un neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  puis d'un chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$  (Fig. IV.1(e)).

Les régions de signal associées à ces processus sont résumées dans le tableau IV.1.

Dans les différentes régions de signal considérées, la sélection sur les leptons est choisie en fonction du nombre de leptons produits par le signal recherché. La sélection notée “ $\geq 2SS$ ” dans le tableau IV.1 impose que les événements contiennent au moins deux leptons de même charge tandis que la sélection notée “ $\geq 3$ ” requiert au moins trois leptons.

Plusieurs de ces régions ont été optimisées pour les mêmes signaux mais pour différents types de cinématique. On catégorise deux types de scénarios supersymétriques : les scénarios “comprimés” et les scénarios “boostés”. Les premiers correspondent à des modèles où la masse de la particule supersymétrique mère (comme le gluino sur la Figure IV.1(a)) est proche de la masse du neutralino. Les autres particules produites emportent avec elles une faible partie de l'énergie de la particule mère, ce qui engendre des événements de faible masse effective mais avec une grande impulsion transverse manquante en raison de la masse élevée du neutralino. Par opposition, les modèles boostés ont des neutralinos de faible masse par rapport à la particule supersymétrique mère, ce qui engendre des événements de grande masse effective et de faible impulsion transverse manquante. Ainsi, pour chacun des signaux, deux régions de signal (comme les régions notées Rpc2L2bS et Rpc2L2bH pour le processus représenté sur la Figure IV.1(a)) ont été optimisées pour les scénarios comprimés et boostés, en utilisant des critères de sélections différents sur les variables  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $m_{\text{eff}}$  et  $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$ .

Les régions notées Rpc2Lsoft1b et Rpc2Lsoft2b ont été optimisées pour les processus représentés sur la Figure IV.1(a) pour des modèles où la masse du gluino est si proche de la masse du neutralino que les quarks top sont produits hors de leur état de masse conduisant à des b-quarks et des leptons de faible énergie. Les sélections sur le nombre de b-jets et sur la masse effective sont alors relâchées tandis que les seuils des critères de sélection sur  $E_T^{\text{miss}}$  et sur  $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}}$  sont augmentés. Une coupure maximale de 100 GeV est de plus requise sur la valeur de l'impulsion transverse des leptons.

Les signaux représentés sur les Figures IV.1(a), IV.1(b), IV.1(c) et IV.1(d) ont été précédemment recherchés dans les données enregistrées à 8 TeV [83, 161]. Aucune déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'a été observée et des limites ont été extraites sur les paramètres des modèles simplifiés, à savoir les masses des particules supersymétriques. La masse du gluino et la masse du sbottom ont été respectivement exclues à 95% de niveau de confiance jusqu'à 1000 GeV et 450 GeV pour les modèles associés aux Figures IV.1(a) et IV.1(d). Pour les modèles associés aux Figures IV.1(b) et IV.1(c), la masse du neutralino est exclue à 95% de niveau de confiance jusqu'à 550 GeV et 700 GeV pour des masses respectives de gluino de 900 GeV et 1000 GeV.

## IV.1.2 Supersymétrie à $R$ -parité violée

La Figure IV.2 montre les processus supersymétriques violant la  $R$ -parité qui ont été considérés dans l'analyse supersymétrique, à savoir :

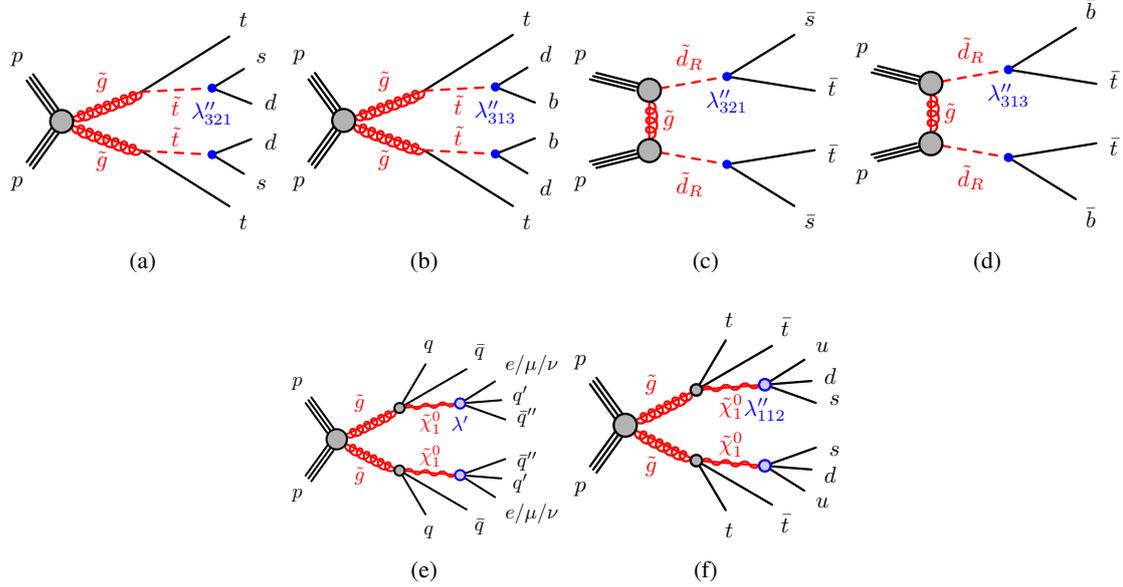


FIGURE IV.2. – Diagrammes de Feynman associés à des processus supersymétriques avec violation de la  $R$ -parité. Production ((a), (b)) de gluinos ou ((c), (d)) de  $d$ -squarks se désintégrant en quarks top par le couplage  $\lambda''_{321}$  ou  $\lambda''_{313}$ . ((e), (f)) Production de gluinos se désintégrant par le couplage  $\lambda'$  ou  $\lambda''_{112}$  via la propagation d'un neutralino.

Région de signal	$N_{\text{leptons}}$	$N_{b\text{-jets}}$	$N_{\text{jets}}$	$p_{T,\text{jet}}$ [GeV]	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ [GeV]	$m_{\text{eff}}$ [GeV]	Autre	Signal ciblé
Rpv2L1bH	$\geq 2SS$	$\geq 1$	$\geq 6$	$> 50$	–	$> 2200$	–	Figs. IV.2(a),IV.2(b)
Rpv2L1bS Rpv2L1bM	$\geq \ell^-\ell^-$	$\geq 1$	$\geq 4$	$> 50$	–	$> 1200$ $> 1800$	–	Fig. IV.2(c)
Rpv2L2bS	$\geq \ell^-\ell^-$	$\geq 2$	$\geq 3$	$> 50$	–	$> 1200$	–	Fig. IV.2(d)
Rpv2L0b	$= 2SS$	$= 0$	$\geq 6$	$> 40$	–	$> 1800$	veto $81 < m_{e^\pm e^\pm} < 101$ GeV	Fig. IV.2(e)
Rpv2L2bH	$\geq 2SS$	$\geq 2$	$\geq 6$	$> 40$	–	$> 2000$	veto $81 < m_{e^\pm e^\pm} < 101$ GeV	Fig. IV.2(f)

TABLE IV.2. – Liste des régions de signal optimisées pour la recherche de processus supersymétriques violant la  $R$ -parité ainsi que les différents critères de sélections qui y sont associés. Deux leptons de même charge et d'impulsion transverse  $p_T > 20$  GeV sont requis dans chacune des régions de signal. La dernière colonne indique la Figure du diagramme de Feynman correspondant au signal recherché.

- La production d’une paire de gluinos  $\tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en un quark top et en deux quarks additionnels via la propagation d’un squark stop  $\tilde{t}$  et par le couplage baryonique  $\lambda''_{321}$  ou  $\lambda''_{313}$  (Figs. IV.2(a),IV.2(b)).
- La production d’une paire de d-squarks  $\tilde{d}_R\tilde{d}_R$  de même signe et de chiralité droite se désintégrant chacun en un quark top et en un autre quark (stange ou bottom) par le couplage baryonique  $\lambda''_{321}$  ou  $\lambda''_{313}$  (Figs. IV.2(c),IV.2(d)).
- La production d’une paire de gluinos  $\tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  et en quarks. Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  se désintègre ensuite en leptons et en quarks via la propagation d’un squark ou d’un slepton et par le couplage leptonique  $\lambda'$  (Fig. IV.2(e)).
- La production d’une paire de gluinos  $\tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en un neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  et en quarks top. Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  se désintègre ensuite en quarks ( $uds$ ) via la propagation d’un squark hors de son état de masse et par le couplage baryonique  $\lambda''_{112}$  (Fig. IV.2(f)).

Les régions de signal associées à ces processus sont résumées dans le tableau IV.2.

Les études dédiées à l’optimisation des régions de signal pour les processus représentées sur les Figures IV.2(a), IV.2(b), IV.2(c) et IV.2(d) seront présentées et discutées dans le chapitre V.

La sélection notée “ $\geq \ell^-\ell^-$ ” dans le tableau IV.2 appliquée dans les régions labellisées Rpv2L1bS, Rpv2L1bM et Rpv2L2bS requiert que les évènements contiennent au moins deux leptons de charge négative, ce qui est la topologie favorisée dans les processus représentés sur les Figures IV.2(c) et IV.2(d) en raison de l’asymétrie de charge négative des quarks top (voir Sect. V.2.2). La sélection notée “veto  $81 < m_{e^+e^-} < 101$  GeV” appliquée dans les régions Rpv2L0b et Rpv2L2bH impose une sélection sur la masse invariante des deux électrons afin de réduire la proportion de bruit de fond provenant de la mauvaise identification de charge des évènements  $Z \rightarrow ee$  (voir Sect. VI.3). La sélection notée “= 2SS” appliquée dans la région Rpv2L0b requiert exactement deux leptons de même charge.

Similairement aux régions de signal définies pour les modèles à  $R$ -parité conservée, les deux régions labellisées Rpv2L1bS et Rpv2L1bM ciblent le même signal représenté sur la Figure IV.2(c) mais pour des cinématiques différentes. La région labellisée Rpv2L1bS correspond à des modèles de faible masse du d-squark engendrant des évènements de faible masse effective, tandis que la région Rpv2L1bM correspond à une grande masse du d-squark et donc à des évènements de grande masse effective.

De manière générale, les régions de signal définies dans cette section n’imposent aucun critère de sélection sur l’impulsion transverse manquante. Ceci s’explique par l’absence de neutralinos stables dans l’état final des signaux considérés. La seule source d’impulsion transverse manquante provient alors des neutrinos produits par la désintégration des quarks top, ce qui engendre des valeurs d’impulsion transverse manquante relativement faibles.

Seul le signal correspondant à la Figure IV.2(b) a été précédemment recherché dans les données enregistrées à 8 TeV [83], imposant une limite d’exclusion à 95% de niveau de confiance sur la masse du gluino de l’ordre de 900 GeV.

### IV.1.3 Sélection des objets physiques

Les évènements sont préalablement sélectionnés par le système de déclenchement en fonction des objets physiques détectés [98]. Les menus du système de déclenchement utilisés pour cette analyse imposent des critères de déclenchement basés sur la présence dans l’évènement d’au moins deux leptons ou d’une grande impulsion transverse manquante :

- Pour les données 2015 :
  - HLT\_2e12\_lhloose\_L12EM10VH : au moins deux électrons de qualité *LooseLH* et d'impulsion transverse  $p_T > 12$  GeV.
  - HLT\_e17\_lhloose\_mu14 : au moins un électron de qualité *LooseLH* et d'impulsion transverse  $p_T > 17$  GeV et un muon d'impulsion transverse  $p_T > 14$  GeV.
  - HLT\_mu18\_mu8noL1 : au moins deux muons d'impulsions transverses respectives  $p_T > 18$  GeV et  $p_T > 8$  GeV.
  - HLT\_xe70 : une impulsion transverse manquante  $E_T^{\text{miss}} > 70$  GeV.
- Pour les données 2016 :
  - HLT\_2e17\_lhvloose\_nod0 : au moins deux leptons de qualité *LooseLH* et d'impulsion transverse  $p_T > 17$  GeV.
  - HLT\_e17\_lhloose\_nod0\_mu14 : au moins un électron de qualité *LooseLH* et d'impulsion transverse  $p_T > 17$  GeV et un muon d'impulsion transverse  $p_T > 14$  GeV.
  - HLT\_mu22\_mu8noL1 : au moins deux muons d'impulsions transverses respectives  $p_T > 22$  GeV et  $p_T > 8$  GeV.
  - HLT\_xe100\_mht\_L1XE50 : une impulsion transverse manquante  $E_T^{\text{miss}} > 100$  GeV.

Les menus HLT\_xe70 et HLT\_xe100\_mht\_L1XE50 sont uniquement utilisés lorsque les évènements possèdent une impulsion transverse manquante  $E_T^{\text{miss}} > 250$  GeV.

Nous utiliserons deux types de leptons dont chacun se base sur des critères de qualité (identification, isolation, cinématique, etc.) différents. Le premier type de lepton correspond à des leptons dits *stricts* basés sur des critères de qualité *stricts* et est utilisé pour construire les régions de signal définies précédemment. Le deuxième type de lepton correspond à des leptons dits *relâchés* basés sur des critères de qualité *relâchés* et est utilisé pour l'estimation du bruit de fond provenant des faux leptons que nous présenterons dans la section VI.2. Dans le cadre de l'analyse supersymétrique, les définitions des critères de qualité stricts et relâchés pour les muons et les électrons sont résumées dans le tableau IV.3. Les différences entre ces deux critères proviennent essentiellement des critères d'isolation, d'identification et de sélection sur les paramètres d'impacts des traces associées.

La sélection  $|\eta| < 2.0$  sur les électrons stricts est appliquée afin de diminuer le taux de bruit de fond provenant de la mauvaise identification de charge (voir Sect. VI.3). Un critère additionnel "BDT" a aussi été récemment mis en place afin de réduire ce même bruit de fond en se basant sur une technique d'arbres de décision boostés qui sera détaillée dans la section VI.3.5.

Les critères de sélection appliqués sur les jets et les b-jets sont résumés dans le tableau IV.4. Les b-jets sont sélectionnés en utilisant la méthode d'étiquetage détaillée dans la section II.4.4 avec un critère qui permet de sélectionner les jets venant d'un b-quark avec une efficacité de l'ordre de 70%.

TABLE IV.3. – Résumé des critères appliqués sur les leptons relâchés et stricts dans l’analyse supersymétrique. Les critères mentionnés sont définis dans la section II.4, à l’exception du critère “BDT”, qui sera présenté en section VI.3.5

	<b>Électron relâché</b>	<b>Muon relâché</b>
Cinématique	$p_T > 10 \text{ GeV},  \eta  < 2.47$ + veto sur $1.37 <  \eta  < 1.52$	$p_T > 10 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Identification	LooseLH	medium
Paramètre d’impact	$ d_0/\sigma(d_0)  < 5.0$	
	<b>Électron strict</b>	<b>Muon strict</b>
Cinématique	$p_T > 10 \text{ GeV},  \eta  < 2.0$ + veto sur $1.37 <  \eta  < 1.52$	$p_T > 10 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Identification	MediumLH + BDT	medium
Isolation	$\sum_{\Delta R < 0.2} E_T^{\text{calo}} < 6\% p_{T\text{el}}$ $\sum_{\Delta R < \Delta R_{\text{max}}} p_T^{\text{trk}} < 6\% p_{T\text{el}}$ $\Delta R_{\text{max}} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\text{el}}, 0.2\}$	$\sum_{\Delta R < \Delta R_{\text{max}}} p_T^{\text{trk}} < 6\% p_{T\mu}$ $\Delta R_{\text{max}} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\mu}, 0.3\}$
Paramètre d’impact	$z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 5.0$	$z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 3.0$

TABLE IV.4. – Résumé des critères de sélection appliqués sur les jets et les b-jets dans l’analyse supersymétrique. Les critères mentionnés sont définis dans la section II.4.

<b>Jet</b>	
Cinématique	$p_T > 20 \text{ GeV},  \eta  < 2.8$
JVT	Rejette les jets avec $p_T < 60 \text{ GeV}$ $ \eta  < 2.4$ et $JVT < 0.59$
<b>b-jets</b>	
Cinématique	$p_T > 20 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Étiquetage	Algorithme MV2c10 à 70% d’efficacité

## IV.2 Recherche exotique

L'analyse exotique a pour objectif la recherche de signaux de nouvelle physique basés sur des modèles non-supersymétriques. Ces signaux, dits exotiques, correspondent aux processus suivants :

- La production d'une paire de quarks top accompagnée de bosons de jauge ou de Higgs,  $pp \rightarrow t\bar{t} + X$ , prédite par des modèles supposant l'existence de quarks de type *vector-like*,
- La production de quatre quarks top,  $pp \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ , prédite par une théorie effective et par un modèle dynamique basé sur des dimensions supplémentaires

Une description de ces signaux sera donnée dans la section IV.2.1.

Les régions de signal, qui seront aussi présentées dans la section IV.2.1, sont basées sur des lots d'évènements composés de leptons de même charge, ce qui peut sembler être redondant avec l'analyse supersymétrique. Néanmoins, les signaux exotiques utilisés ont une topologie différente des signaux supersymétriques, topologie qui est essentiellement basée sur la production de plusieurs quarks top, ce qui permet de considérer des stratégies d'analyse différentes.

Les stratégies présentées dans cette section concernent uniquement l'analyse qui a été effectuée sur les données enregistrées en 2015 avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité [162, 163], dont la motivation principale était la vérification de l'excès observé dans les résultats à 8 TeV comme nous le verrons dans la section IV.2.2. Dans le cadre de cette analyse, les travaux de cette thèse ont principalement été dédiés à l'estimation du bruit de fond et ils seront présentés dans le chapitre VI.

Bien que cette thèse se restreigne à l'analyse des données prises en 2015, l'étude se poursuit avec les données 2016 en utilisant une stratégie qui a été revisitée afin d'améliorer la sensibilité sur les signaux considérés. Cette étude n'étant pour l'instant pas publiée, elle ne sera pas présentée dans cette thèse.

### IV.2.1 Signaux exotiques

La Figure IV.3 présente les diagrammes de Feynman correspondants aux différents signaux exotiques étudiés.

Les processus représentés sur les Figures IV.3(a), IV.3(b) et IV.3(c) se basent sur un modèle théorique qui suppose l'existence de quarks de type *vector-like* [164, 165]. Ces particules ont la particularité de se coupler par interaction faible de la même façon pour leurs deux chiralités, contrairement aux fermions du Modèle Standard. Leur existence est prédite par de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard, telles que les théories de dimensions supplémentaires ou de Higgs composite, qui, pour la plupart, offrent une solution au problème de naturalité. Les signaux utilisés dans cette analyse correspondent à la production d'une paire de quarks de type vector-like :  $T\bar{T}$  (Fig. IV.3(a)),  $B\bar{B}$  (Fig. IV.3(b)) et  $T_{5/3}\bar{T}_{5/3}$  (Fig. IV.3(c)). Ces particules sont supposées se coupler majoritairement avec les quarks du Modèle Standard de troisième génération. Ainsi,  $T$  et  $B$ , qui ont les mêmes charges électriques que les quarks  $t$  et  $b$ , possèdent trois modes de désintégration :  $T \rightarrow W^+b/Zt/Ht$  et  $B \rightarrow W^-t/Zb/Hb$ , tandis que  $T_{5/3}$ , qui a une charge  $+5/3$ , possède un seul mode de désintégration :  $T_{5/3} \rightarrow W^+t$ . Les signaux considérés dans cette analyse amènent alors à la production de quarks top accompagnés de deux bosons de jauge ou de Higgs, ce qui peut engendrer des évènements composés de leptons de même charge. Ces signaux ont été simulés par Monte Carlo à partir du générateur PROTOS 2.2 [166] combiné à PYTHIA 8 [105].

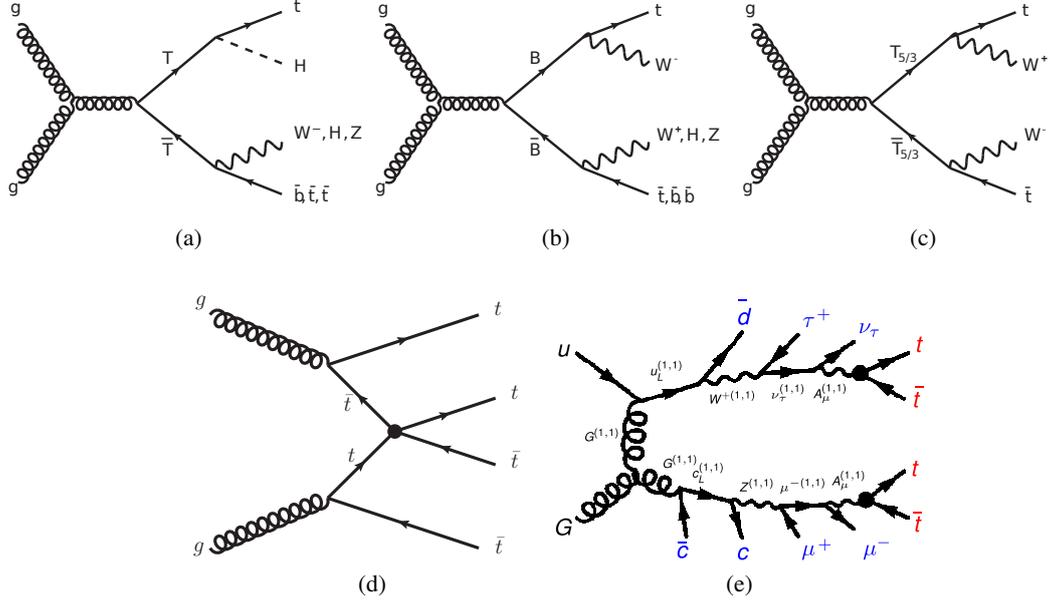


FIGURE IV.3. – Diagrammes de Feynman associés aux signaux étudiés dans l’analyse exotique. (a,b,c) Production d’une paire de quarks de type vector-like qui se désintègre chacun par interaction faible en un quark de troisième génération et en un boson de jauge ou de Higgs. (d) Production de quatre quarks top via un vertex de contact basé sur un opérateur effectif à quatre quarks top. (e) Production de particules de Kaluza-Klein qui, après une série de désintégrations, conduisent à un état final constitué de deux paires  $t\bar{t}$ .

Région de signal	$H_T$ [GeV]	$N_{b\text{-jets}}$	$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]
Pré-sélection : $N_{\text{leptons}} \geq 2SS, N_{\text{jets}} \geq 2$			
SR0	$400 < H_T < 700$	$N_{b\text{-jets}} = 1$	$E_T^{\text{miss}} > 40$
SR1		$N_{b\text{-jets}} = 2$	
SR2		$N_{b\text{-jets}} \geq 3$	
SR3	$H_T \geq 700$	$N_{b\text{-jets}} = 1$	$40 < E_T^{\text{miss}} < 100$
SR4			$E_T^{\text{miss}} \geq 100$
SR5		$N_{b\text{-jets}} = 2$	$40 < E_T^{\text{miss}} < 100$
SR6			$E_T^{\text{miss}} \geq 100$
SR7			$E_T^{\text{miss}} > 40$

TABLE IV.5. – Liste des régions de signal optimisées pour la recherche de processus exotiques ainsi que les différents critères de sélection qui y sont associés.  $H_T$  correspond à l’activité de jets (voir Eq.IV.4).

Le processus représenté sur la Figure IV.3(d) se base sur une théorie effective [167] qui inclut un nouvel opérateur à quatre quarks top de chiralité droite :

$$\mathcal{L}_{4t} = \frac{C_{4t}}{\Lambda^2} (\bar{t}_R \gamma^\mu t_R) (\bar{t}_R \gamma_\mu t_R) \quad (\text{IV.3})$$

où  $C_{4t}$  et  $\Lambda$  sont des paramètres libres représentant respectivement une constante de couplage sans dimension et une échelle d'énergie. De manière générale, les modèles effectifs sont dédiés à la recherche de phénomènes de nouvelle physique qui existent à une grande échelle d'énergie. C'est le cas par exemple d'un scalaire se couplant à deux quarks top et dont la masse est trop élevée pour être produit dans son état de masse. À faible énergie, la propagation de ce scalaire apparaît alors comme un vertex de contact correspondant à l'opérateur de l'équation IV.3 avec  $\Lambda$  représentant la masse du scalaire. Le signal recherché correspond à la production de quatre quarks top et est simulé par Monte Carlo en utilisant le générateur MADGRAPH5\_aMC@NLO [104] combiné à PYTHIA 8 [105].

Le processus représenté sur la Figure IV.3(e) se base sur une théorie de dimensions supplémentaires universelles ou UED (pour *Universal Extra Dimension*), laquelle suppose l'existence de deux nouvelles dimensions, de tailles  $R_4$  et  $R_5$  compactifiées selon une géométrie dite de *Real Projective Plane* (RPP) [168, 169]. Ce modèle prédit l'existence de partenaires aux particules du Modèle Standard, appelées particules de Kaluza-Klein. Il apparaît alors des processus de production de particules partenaires qui se désintègrent au final en quarks top, comme représenté dans l'exemple donné sur la Figure IV.3(e). Ce modèle dépend de deux paramètres : l'échelle de masse des particules de Kaluza-Klein, notée  $m_{KK} = 1/R_4$ , et le rapport des tailles des dimensions, noté  $\xi = R_4/R_5$ . Ce signal est simulé par Monte Carlo grâce au générateur MADGRAPH5\_aMC@NLO [104] couplé avec le logiciel BRIDGE [170] pour la simulation de la désintégration des particules et combiné avec le générateur PYTHIA 8 [105] pour la simulation du *parton showering*.

Huit régions de signal orthogonales, listées dans le tableau IV.5, sont considérées pour la recherche de ces signaux exotiques. Les événements sont tout d'abord sélectionnés s'ils possèdent deux leptons de même charge accompagnés d'au moins deux jets. Les régions sont ensuite catégorisées en fonction de différents critères de sélection sur l'impulsion transverse manquante, sur le nombre de b-jets et sur l'*activité de jets*, notée  $H_T$ . Cette dernière variable est définie par :

$$H_T = \sum_{\text{leptons}} |p_T^\ell| + \sum_{\text{jets}} |p_T^j| \quad (\text{IV.4})$$

De manière similaire à la masse effective discutée précédemment, cette variable permet de sélectionner les événements possédant de nombreuses particules à grande impulsion transverse, sans toutefois prendre en compte l'impulsion transverse manquante.

À la différence de l'analyse supersymétrique, les résultats des huit régions de signal sont combinés entre eux pour l'interprétation des résultats, ce qui permet d'augmenter la sensibilité sur les signaux considérés.

## IV.2.2 Résultats à 8 TeV

Une analyse similaire a été faite sur les données enregistrées à 8 TeV, en utilisant la même stratégie d'analyse, c'est-à-dire en utilisant les mêmes signaux et les mêmes régions de signal que celles décrites ci-dessus [1]. La comparaison du nombre d'événements observé dans chacune des régions de signal avec

le taux d'évènements provenant du bruit de fond a fait apparaître deux modestes excès d'évènements dans les régions SR6 et SR7 comme le montre la Figure IV.4. Ces déviations ont été quantifiées à l'aide d'une méthode d'interprétation statistique similaire à celle utilisée en section VII. Dans l'hypothèse d'une résonnance lourde se désintégrant en quatre quarks top, le niveau de signification combinée de l'ensemble des régions de signal a été estimé à  $2.5 \sigma$ . Cette valeur ne nous permet cependant pas de conclure sur la nature de l'excès ; l'éventualité d'une fluctuation statistique n'est pas exclue.<sup>1</sup>

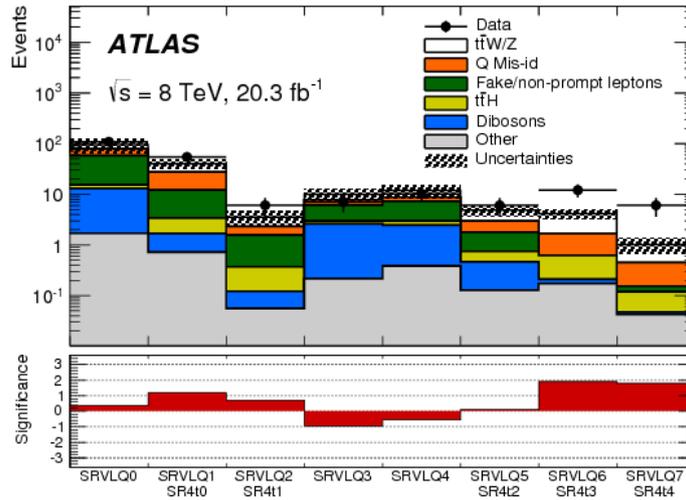


FIGURE IV.4. – Nombres d'évènements mesurés à 8 TeV avec  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité comparés aux taux de bruit de fond attendus dans les régions de signal. SRVLQX correspond à la région de signal SRX définie dans le tableau IV.5. Les incertitudes incluent les erreurs statistiques et les erreurs systématiques. La différence entre le bruit de fond et les données est quantifiée dans chaque région à partir du niveau de signification dans l'hypothèse d'absence de nouvelle physique [1].

Si cet excès provient d'un phénomène de nouvelle physique, il devrait rapidement réapparaître dans les mêmes régions de signal avec les premiers  $\text{fb}^{-1}$  de données à 13 TeV, en raison de l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des collisions. L'analyse des résultats à 13 TeV permettra donc de vérifier la nature de l'excès. Dans cette optique, la définition des régions de signal de l'analyse à 8 TeV a été conservée pour l'analyse à 13 TeV présentée dans cette thèse.

### IV.2.3 Sélection des objets physiques

Bien que les définitions des régions de signal soient restées les mêmes par rapport à l'analyse faite à 8 TeV, les critères appliqués sur les objets physiques ont, quant à eux, été adaptés et réoptimisés pour les données à 13 TeV.

Les menus du système de déclenchement utilisés pour cette analyse imposent des critères de déclenchement basés sur la présence d'au moins un lepton dans l'évènement [98] :

- HLT\_e24\_1hmedium\_L1EM20VH : au moins un électron de qualité *MediumLH* et d'impulsion transverse supérieure à 24 GeV.

1. Les exemples d'excès de nature statistique de cet ordre ne manquent pas dans l'histoire de la physique. Le dernier en date, le "bump" à 750 GeV dans le spectre de masse invariante des deux photons [171, 172], a notamment suscité une grande excitation dans la communauté de la physique des particules avant d'être invalidé.

- HLT\_e60\_lhmedium : au moins un électron de qualité *MediumLH* et d'impulsion transverse supérieure à 60 GeV.
- HLT\_e120\_lhloose : au moins un électron de qualité *LooseLH* et d'impulsion transverse supérieure à 120 GeV.
- HLT\_mu20\_i1loose : au moins un muon d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV respectant le critère d'isolation suivant :  $\sum_{\Delta R < 0.2} p_T^{\text{trk}} < 12\% p_{T\mu}$ .
- HLT\_mu50 au moins un muon d'impulsion transverse supérieure à 50 GeV.

Les critères de sélection des menus du système de déclenchement à un seul lepton nécessitent des critères plus stricts comparés aux menus à deux leptons afin de compenser le taux plus important de bruit de fond. Cette particularité a néanmoins un impact sur la définition des critères appliqués sur les leptons dans l'analyse exotique, mais permet toutefois d'utiliser les lots d'évènements à un seul lepton pour mesurer les efficacités des vrais et faux leptons (voir Sect. VI.2).

Comme nous l'avons mentionné dans la section IV.1.3 pour l'analyse supersymétrique, deux types de leptons dits stricts et relâchés seront utilisés en se basant sur des critères de qualité différents. Dans le cadre de l'analyse exotique, les définitions des critères de qualité stricts et relâchés sur les électrons et les muons sont résumées dans le tableau IV.6. Les leptons stricts se différencient des leptons relâchés par leur critère d'isolation.

Les critères de sélection appliqués sur les jets et les b-jets sont résumés dans le tableau IV.7. Les b-jets sont sélectionnés en utilisant la méthode d'étiquetage détaillée dans la section II.4.4 avec un critère qui permet de sélectionner les jets venant d'un b-quark avec une efficacité de l'ordre de 77%.

TABLE IV.6. – Résumé des critères appliqués sur les leptons relâchés et stricts dans l’analyse exotique Les critères mentionnés sont définis dans la section II.4.

	<b>Électron relâché</b>	<b>Muon relâché</b>
Cinématique	$p_T > 25 \text{ GeV},  \eta  < 2.47$ + veto sur $1.37 <  \eta  < 1.52$	$p_T > 25 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Identification	<b>TightLH</b>	<b>medium</b>
Paramètre d’impact	$z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 5.0$	$z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 3.0$
	<b>Électron strict</b>	<b>Muon strict</b>
Cinématique	$p_T > 25 \text{ GeV},  \eta  < 2.47$ + veto sur $1.37 <  \eta  < 1.52$	$p_T > 25 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Identification	<b>TightLH</b>	<b>medium</b>
Isolation	$\sum_{\Delta R < 0.2} E_T^{\text{calo}} < 6\% p_{T\text{el}}$ $\sum_{\Delta R < \Delta R_{\text{max}}} p_T^{\text{trk}} < 6\% p_{T\text{el}}$ $\Delta R_{\text{max}} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\text{el}}, 0.2\}$	$\sum_{\Delta R < \Delta R_{\text{max}}} p_T^{\text{trk}} < 6\% p_{T\mu}$ $\Delta R_{\text{max}} = \min \{10 \text{ GeV}/p_{T\mu}, 0.3\}$
Paramètre d’impact	$z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 5.0$	$z_0 \sin(\theta) < 0.5 \text{ mm}$ $ d_0/\sigma(d_0)  < 3.0$

TABLE IV.7. – Résumé des critères de sélection appliqués sur les jets et les b-jets dans l’analyse exotique. Les critères mentionnés sont définis dans la section II.4.

<b>Jet</b>	
Cinématique	$p_T > 25 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
JVT	Rejette les jets avec $p_T < 50 \text{ GeV}$ $ \eta  < 2.4$ et $JVT < 0.64$
<b>b-jets</b>	
Cinématique	$p_T > 25 \text{ GeV},  \eta  < 2.5$
Étiquetage	Algorithme MV2c20 à 77% d’efficacité

### IV.3 Les sources de bruits de fond

Dans cette section, nous présenterons brièvement les deux principales sources de bruit de fond qui contaminent les différentes régions de signal décrites précédemment pour les analyses supersymétriques et exotiques. Une description plus détaillée sera fournie dans le chapitre VI.

La première source de bruit de fond est appelée le bruit de fond *irréductible*. Il comprend tous les processus du Modèle Standard qui produisent des leptons de même charge dans l'état final. Les plus prépondérants sont les processus de production d'une paire de quarks top accompagnée d'un boson de jauge ( $pp \rightarrow t\bar{t}V$ ) et les processus de production d'une paire de bosons de jauge ( $pp \rightarrow VV$ ). D'autres processus plus rares sont aussi pris en compte dans les analyses, tels que la production de trois bosons de jauge ( $pp \rightarrow VVV$ ), les processus impliquant un boson de Higgs ( $pp \rightarrow ttH/VH$ ), et les productions rares de quarks top ( $pp \rightarrow ttt/tttt/\dots$ ). Le taux d'évènements provenant du bruit de fond irréductible est estimé à partir de simulations Monte Carlo des processus cités précédemment (voir Sect.VI.1).

La deuxième source de bruit de fond est appelée le bruit de fond *instrumental*. Il provient de deux types d'évènements. Il y a tout d'abord les évènements contenant des objets faussement reconstruits comme en tant qu'électron ou muon. Ces objets sont génériquement appelés *faux leptons*. Il y a ensuite les évènements composés de deux leptons de charge opposée reconstruits comme étant de même charge à cause de la *mauvaise identification* de la charge d'un des deux leptons. Ces deux types d'évènements proviennent en général de processus courants du Modèle Standard, tels que la production d'un boson de jauge accompagné de jets ( $pp \rightarrow V+\text{jets}$ ) ou d'une paire de quarks top ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ). Leurs taux d'évènements sont en général estimés à partir de méthodes dites *data-driven* (voir Sect.VI.2 pour les faux leptons et Sect.VI.3 pour la mauvaise identification de charge), à l'exception des études phénoménologiques discutées dans le chapitre V, où ils sont, dans ce cas, estimés à partir des simulations Monte Carlo des processus  $V+\text{jets}$  et  $t\bar{t}$ .



## Recherche de quarks top de même signe

Les modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée possèdent plusieurs intérêts théoriques qui justifient leur utilisation pour la recherche de phénomènes de nouvelle physique, notamment par l'intermédiaire des processus de production de quarks top de même signe décrits dans la section I.4.4. Une partie des travaux de cette thèse a été dédiée à l'implémentation de ces processus parmi les signaux à rechercher dans le cadre de l'analyse supersymétrique présentée dans la section IV.1.

Dans la section V.1, nous introduirons tout d'abord les modèles simplifiés de supersymétrie à  $R$ -parité violée sur lesquels les processus recherchés sont basés. Ensuite, dans la section V.2, nous présenterons les simulations Monte Carlo qui ont été développées pour générer les lots d'évènements correspondants. Nous étudierons également la cinématique attendue pour l'état final et la section efficace de production en fonction des différents paramètres de masse des modèles. Enfin, nous présenterons, dans la section V.3, les études qui ont été effectuées afin d'optimiser les régions de signal utilisées pour rechercher ces processus dans les données à 13 TeV.

## V.1 Description des processus recherchés

Dans cette section, nous présenterons quatre processus supersymétriques à  $R$ -parité violée, chacun produisant des quarks top de même signe à partir du couplage baryonique  $\lambda_{3ij}$ . Nous présenterons également les modèles simplifiés associés à ces processus, basés sur des hypothèses qui ont été choisies afin de simplifier la phénoménologie des processus.

Les deux premiers processus considérés, représentés sur la Figure V.1, correspondent à la production d'une paire de gluinos  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  se désintégrant chacun en trois quarks via la propagation d'un squark stop. Ces deux processus se différencient par le couplage baryonique impliqué, lequel conduit à deux modes de désintégration différents du gluino qui sont les suivants :

- la désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  via le couplage baryonique  $\lambda''_{321}$  (Fig.V.1(a)),
- la désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$  via le couplage baryonique  $\lambda''_{313}$  (Fig.V.1(b)).

La désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tbs/\bar{t}\bar{b}\bar{s}$  via le couplage  $\lambda''_{323}$  n'est pas exploitée ici car elle possède une signature similaire à la désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ . Le rapport d'embranchement de chacun des deux modes de désintégration du gluino est fixé à 1, avec une probabilité égale de se désintégrer en quarks top de charge électrique positive ( $t$ ) ou de charge électrique négative ( $\bar{t}$ ).

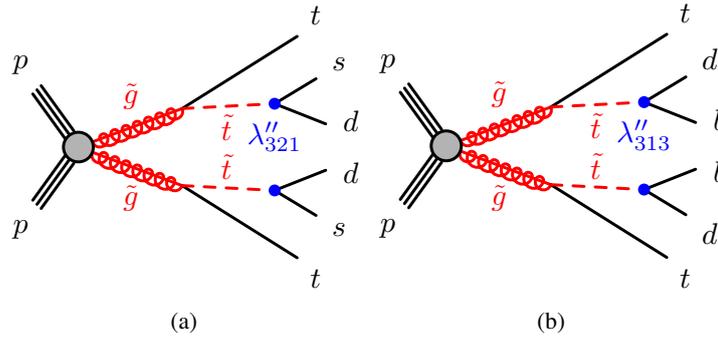


FIGURE V.1. – Diagrammes de Feynman associés aux processus de production d'une paire de gluinos  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  pour deux modes de désintégration : (a)  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  via le couplage  $\lambda''_{321}$  et (b)  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$  via le couplage  $\lambda''_{313}$ .

Deux scénarios de modèles simplifiés seront considérés pour ces processus. Le premier scénario suppose que le squark stop est assez léger (avec  $m_{\tilde{t}} + m_t < m_{\tilde{g}}$ ) pour être produit dans sa couche de masse durant la désintégration du gluino. Dans ce cas, la désintégration du gluino consiste en une succession de deux désintégrations à deux corps (comme  $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}^*$ ,  $\tilde{t}^* \rightarrow ds$ ). Par opposition, le deuxième scénario suppose que le squark stop est plus lourd que le gluino (avec  $m_{\tilde{t}} > m_{\tilde{g}}$ ), ce qui amène à une désintégration à trois corps avec la propagation d'un squark stop hors de sa couche de masse ( $\tilde{g} \rightarrow tds$ ). En principe, la désintégration du gluino peut aussi se produire via la propagation d'un squark de type down (comme  $\tilde{g} \rightarrow d\tilde{d}^*$ ,  $\tilde{d}^* \rightarrow ts$ ), mais, par souci de simplification, les masses des squarks, à l'exception du squark stop, seront considérées comme élevées afin d'ignorer ces modes de désintégration.

Les deux autres processus considérés, représentés sur la Figure V.2, correspondent à la production d'une paire de d-squarks de même charge électrique et de chiralité droite. Comme précédemment, deux modes de désintégration différents sont considérés :

- la désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  via le couplage baryonique  $\lambda''_{321}$  (Fig.V.2(a)),
- la désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  via le couplage baryonique  $\lambda''_{313}$  (Fig.V.2(b)).

Le couplage baryonique  $\lambda''_{323}$  ne permet pas de produire des processus similaires puisque ce couplage n'implique pas le squark de saveur down. Le rapport d'embranchement est supposé égal à 1 pour chacun des deux modes de désintégration considérés. Par souci de simplification, le gluino est également supposé être plus lourd que le d-squark ( $m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{d}_R}$ ) afin d'ignorer les modes de désintégration du d-squark en  $\tilde{d} \rightarrow \tilde{g}d$ .

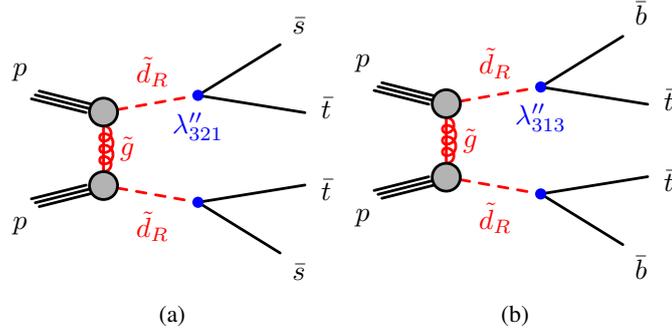


FIGURE V.2. – Diagrammes de Feynman associés au processus de production d'une paire de d-squark  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  pour deux modes de désintégration : (a)  $\tilde{d}_R \rightarrow \tilde{t} \bar{s}$  via le couplage  $\lambda''_{321}$  et (b)  $\tilde{d}_R \rightarrow \tilde{t} \bar{b}$  via le couplage  $\lambda''_{313}$ .

Les d-squarks produits ont majoritairement une charge électrique de signe négatif ( $\tilde{d}_R$ ) plutôt que de signe positif ( $\tilde{d}_R^*$ ), en raison de la probabilité plus importante de trouver un état initial en  $dd$  plutôt qu'en  $\tilde{d}\tilde{d}$  dans un proton. Les événements produits dans ce cas sont alors principalement composés de quarks top de signe négatif, produisant ainsi des leptons de charge négative dans l'état final. Cette particularité sera exploitée dans les régions de signal associées à ces signaux.

Les modèles simplifiés relatifs aux quatre processus discutés ci-dessus ne dépendent que de quelques paramètres de masse. Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , leur section efficace et leur cinématique dépendent de la masse du gluino ( $m_{\tilde{g}}$ ). Dans les scénarios où le squark stop est produit sur sa couche de masse, la cinématique de la désintégration du gluino dépend également de la masse du squark stop ( $m_{\tilde{t}}$ ). Quant aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$ , leur section efficace dépend de la masse du d-squark ( $m_{\tilde{d}_R}$ ) et de la masse du gluino ( $m_{\tilde{g}}$ ). Néanmoins, comme nous le verrons dans la section V.2.2, la cinématique des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  dépend principalement de la masse du d-squark et faiblement de la masse du gluino. Ce dernier point sera utilisé afin de réduire le nombre de lots d'évènements à générer par Monte Carlo en considérant une masse de gluino fixe.

Le rapport d'embranchement des particules supersymétriques étant fixé à 1, l'influence des paramètres de couplage  $\lambda''$  se limite à la largeur de désintégration de ces particules. Pour des valeurs de couplage  $\lambda''$  très faibles (inférieures à  $10^{-7}$  [76]), les particules supersymétriques peuvent avoir un temps de vol assez long, leur permettant de se désintégrer dans le détecteur et de produire des signatures de vertex déplacé discutées dans la section I.4.3. Pour éviter ces cas particuliers, les couplages  $\lambda''$  d'intérêt sont fixés à 0.1, tandis que les autres couplages sont fixés à zéro. Ainsi, le gluino possède une distance de vol de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-11}$  m pour le scénario  $m_{\tilde{t}} > m_{\tilde{g}}$ . Dans ce modèle, les phénomènes de  $R$ -hadrons (hadrons composés de particules supersymétriques) sont également ignorés.

En considérant une désintégration leptonique du quark top, les processus considérés dans cette section produisent des événements composés de leptons de même charge accompagnés de quarks et de b-quarks. La cinématique attendue pour ces processus est donc caractérisée par une grande masse effective et une

grande multiplicité de jets et/ou de b-jets. Ces particularités seront utilisées pour définir les régions de signal discutées dans la section V.3.

## V.2 Simulation Monte Carlo

Dans cette section, nous présenterons les différents outils de simulation Monte Carlo mis en place pour produire des lots d'évènements de simulation des processus considérés dans cette section. Nous étudierons également la cinématique et la section efficace de ces processus en fonction des différentes hypothèses de masse des particules supersymétriques.

Les études qui seront présentées dans cette section se basent sur les recommandations mises en place par la collaboration ATLAS pour la simulation des processus supersymétriques et le calcul de leur section efficace de production.

### V.2.1 Génération d'évènements

La procédure de simulation présentée ici a été validée par la collaboration ATLAS, puis utilisée pour la production officielle des lots d'évènements des processus étudiés dans cette section.

Les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  et  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  ont été simulés par le générateur MADGRAPH 5 v2.3.3 [104] à l'aide du modèle phénoménologique de supersymétrie à  $R$ -parité violée implémenté dans ce générateur [173]. Les particules supersymétriques mères (les gluinos pour  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  et les d-squarks pour  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ) ont été générées sur sa couche de masse, en supposant que leur largeur de désintégration est négligeable par rapport à leur masse, cette largeur de désintégration étant calculée par le générateur MADGRAPH 5. Les fonctions de distribution partonique utilisées dans MADGRAPH sont NNPDF2.3 [107].

La désintégration des particules mères et le *parton showering* ont été simulés par le générateur PYTHIA v8.210 [105], dont les paramètres sont ajustés à ceux définis par la configuration nommée A14 [139]. Les fonctions de distribution partoniques utilisées dans PYTHIA sont également NNPDF2.3 [107].

Les éléments de matrice ont été calculés avec au plus deux partons additionnels pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  et au plus un parton additionnel pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , en utilisant la procédure de combinaison CKKW-L présentée dans la section III.1.1. L'échelle d'énergie de combinaison a arbitrairement été fixée au quart de la masse de la particule supersymétrique mère ( $\mu_Q = m_{\tilde{g}}/4$  pour  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  ou  $\mu_Q = m_{\tilde{d}_R}/4$  pour  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ).

Les lots d'évènements ont été produits en considérant différentes configurations de paramètres de masse.

- Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  (Fig. V.1) dans le scénario où  $m_{\tilde{t}} + m_t < m_{\tilde{g}}$ , les masses du gluino et du squark stop sont toutes deux comprises dans l'intervalle  $400 < m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}} < 1800$  GeV avec un pas de 200 GeV entre chaque échantillon.
- Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  (Fig. V.1) dans le scénario où  $m_{\tilde{t}} > m_{\tilde{g}}$ , la masse du gluino est comprise dans l'intervalle  $400 < m_{\tilde{g}} < 1800$  GeV avec un pas de 200 GeV entre chaque échantillon.
- Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  (Fig. V.2), la masse du d-squark est comprise dans l'intervalle  $400 < m_{\tilde{d}_R} < 1800$  GeV avec un pas de 100 GeV entre chaque échantillon et avec une masse de gluino fixée à  $m_{\tilde{g}} = 2.0$  TeV.

Pour chacune de ces configurations, un lot d'évènements a été généré pour le mode de désintégration associé à chacun des deux couplages,  $\lambda''_{321}$  ou  $\lambda''_{313}$ , lesquels ont été fixés à 0.1. Les autres couplages ont, quant à eux, été fixés à zéro afin de supprimer les autres modes de désintégration, et les masses des autres particules supersymétriques ont été fixées à des valeurs élevées pour qu'elles n'interagissent pas dans la génération des processus.

La simulation de la réponse du détecteur ATLAS a été effectuée avec le logiciel *ALTFast II*. Le nombre d'évènements générés dans chaque échantillon a été fixé à 20 000 afin d'avoir une statistique suffisante dans les différentes régions de signal, tout en prenant en compte la limitation des ressources de calcul de la collaboration ATLAS.

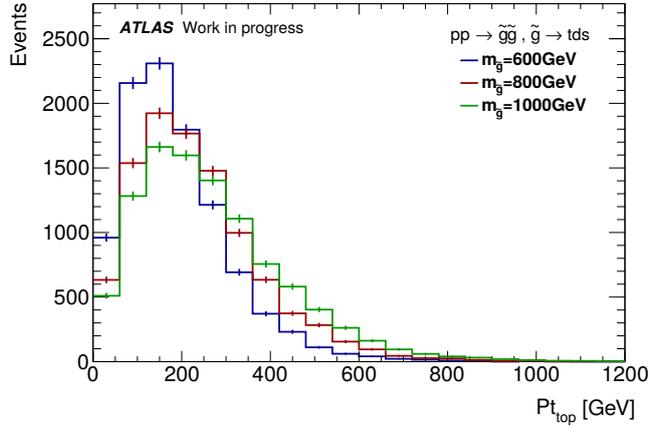
## V.2.2 Cinématique

Dans cette section, nous montrerons la dépendance des distributions cinématiques des différents processus considérés en fonction des paramètres de masse des modèles simplifiés. Cette étude a été initialement menée afin de valider la procédure de simulation Monte Carlo présentée dans la section précédente, mais elle permet également d'étudier l'impact des différents critères de sélection qui seront appliqués dans les régions de signal. Les résultats présentés dans cette étude concernent uniquement les processus associés aux modes de désintégration du couplage  $\lambda''_{321}$ .

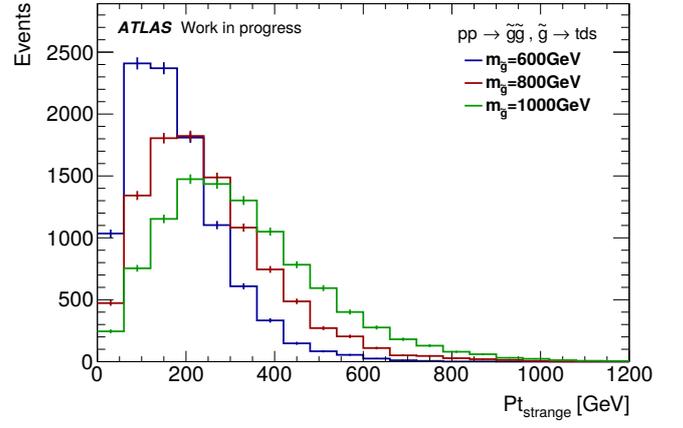
Pour cette étude, les lots d'évènements pour les processus considérés ont été produits sans inclure la réponse du détecteur, laquelle demande un temps de simulation trop long. Les distributions des observables étudiées proviennent des données de la simulation au niveau partonique (après le *hard process*) et au niveau hadronique (après le *parton showering*).

La Figure V.3 montre des distributions cinématiques relatives aux processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  avec  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  pour différentes masses du gluino. L'augmentation de la masse du gluino a pour effet d'augmenter l'énergie de ses particules filles, comme le montrent les distributions sur l'impulsion transverse des quarks top et des quarks strange représentées sur les Figures V.3(a) et V.3(b). Ceci a pour conséquence une augmentation de l'énergie des objets physiques détectés, tels que la masse effective (Figure V.3(c)), l'impulsion transverse manquante (Figure V.3(d)) ou l'impulsion transverse des jets (Figure V.3(f)). Ces processus conduisent de plus à des évènements de grande masse effective, atteignant des valeurs supérieures à 1.0 TeV pour  $m_{\tilde{g}} = 0.8$  GeV, mais de faible impulsion transverse manquante, avec des valeurs inférieures à 200 GeV. Les évènements contiennent au moins six jets, comme le montre la Figure V.3(e), ce qui est cohérent avec la topologie du processus considéré.

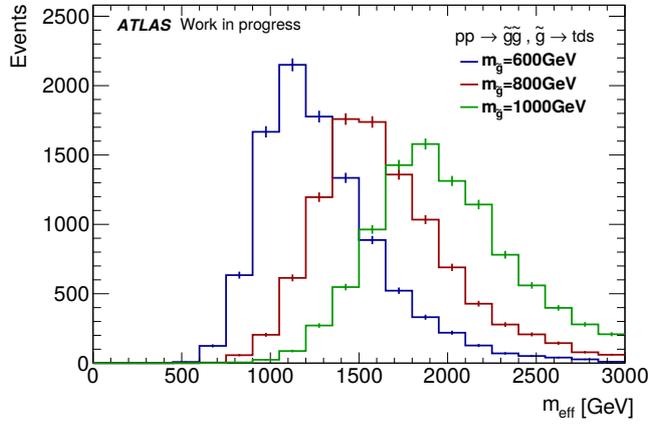
La Figure V.4 montre des distributions cinématiques relatives aux processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  avec  $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}^*/\bar{t}\bar{t}^*$ ,  $\tilde{t}^* \rightarrow ds$  pour différentes masses du squark stop, dans le scénario où ce dernier est produit sur sa couche de masse. Pour les modèles où la masse du squark stop est proche de la masse du gluino, l'impulsion transverse emportée par le quark top est réduite comme le montre la Figure V.4(a), l'essentielle de l'énergie du gluino étant emportée par le squark stop. Par conséquent, l'impulsion transverse des particules filles issues des quarks top devient plus faible, comme le montrent les distributions en impulsion transverse des leptons représentées sur les Figures V.4(c) et V.4(d). Ceci a pour effet de diminuer l'acceptance des processus dans les régions de signal qui dépendent de la sélection de ces leptons. Toutefois, il apparaît une légère augmentation du nombre de jets de grande impulsion transverse sur la Figure V.4(f), laquelle s'explique par une augmentation de l'impulsion transverse des quarks strange issus de la désintégration des squarks stop comme le montre la Figure V.4(e).



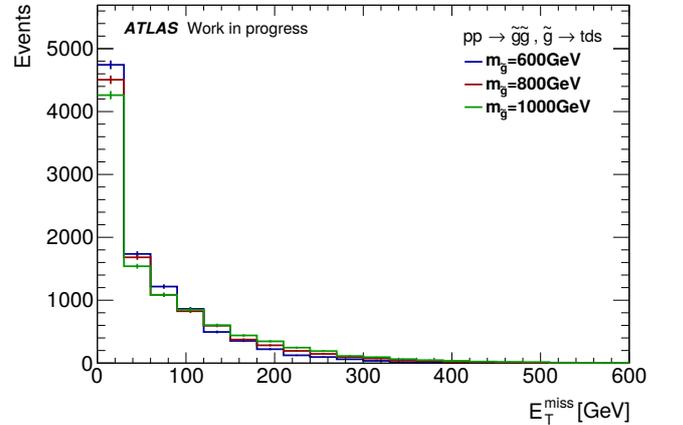
(a)



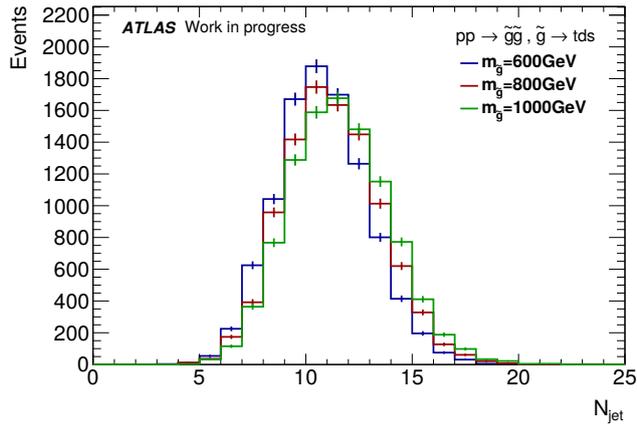
(b)



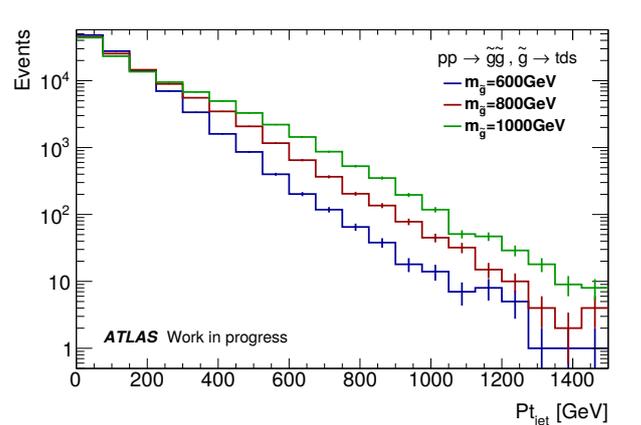
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE V.3. – Distributions cinématiques pour des échantillons d'évènements de simulation du processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow t\bar{d}s/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  avec une masse du stop fixée à 1.2 TeV et pour des masses du gluino de (bleu) 0.6 TeV, (rouge) 0.8 TeV et (vert) 1.0 TeV. Les observables représentées sont (a,b) les impulsions transverses du quark top et du quark strange issus de la désintégration d'un des gluinos, (c) la masse effective, (d) l'impulsion transverse manquante, (e) la multiplicité de jets et (f) l'impulsion transverse des jets.

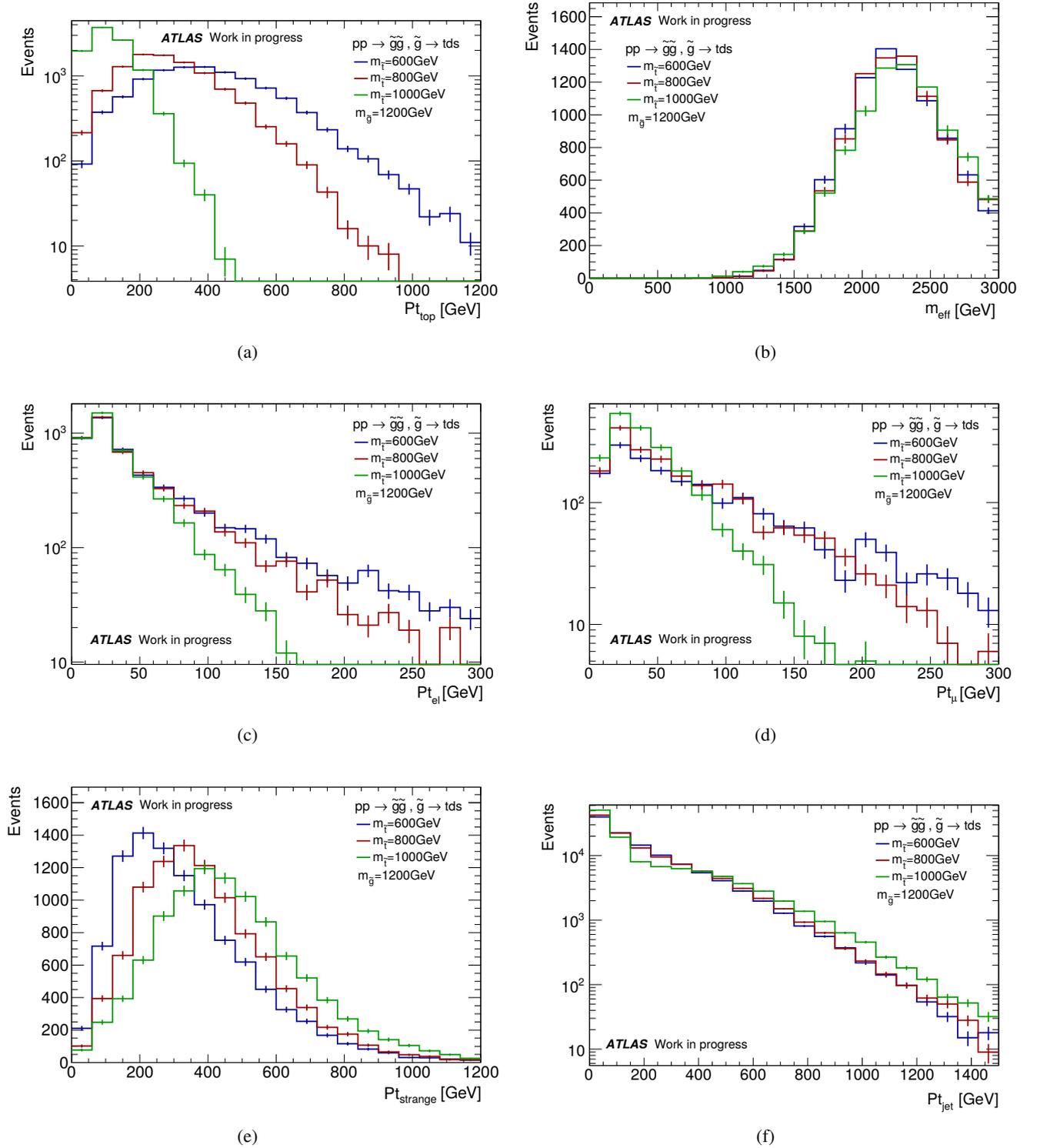
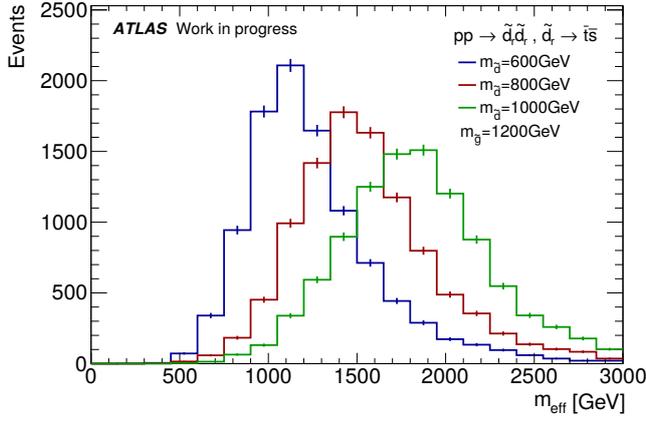
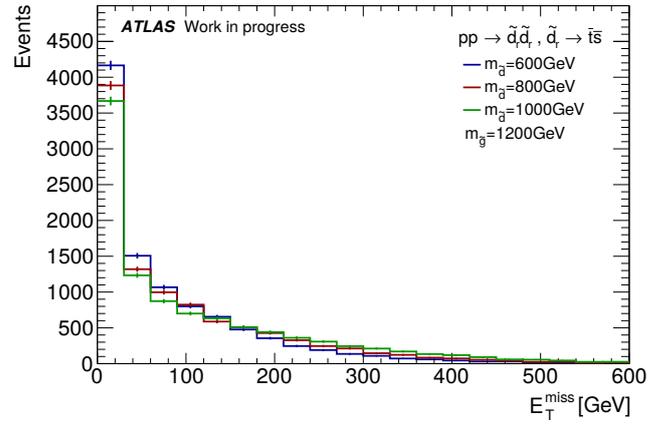


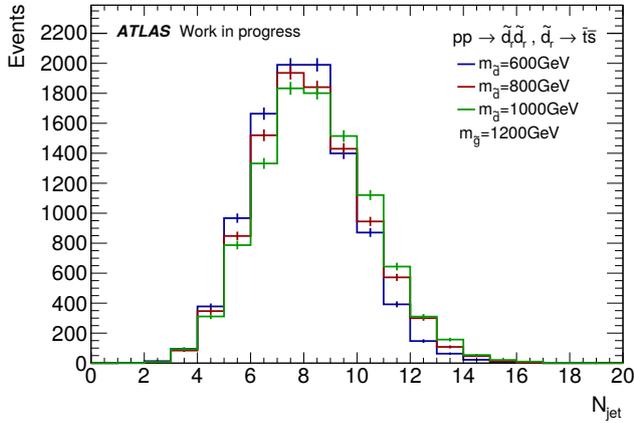
FIGURE V.4. – Distributions cinématiques pour des échantillons d'évènements de simulation du processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow tds/\tilde{t}\tilde{d}\tilde{s}$  avec une masse du gluino fixée à 1.2 TeV et pour des masses du stop de (bleu) 0.6 TeV, (rouge) 0.8 TeV et (vert) 1.0 TeV. Les observables représentées sont (a) l'impulsion transverse du quark top issu de la désintégration du gluino, (b) la masse effective, (c,d) les impulsions transverses des électrons et des muons, (e) l'impulsion transverse du quark strange issu de la désintégration du gluino et (f) l'impulsion transverse des jets,



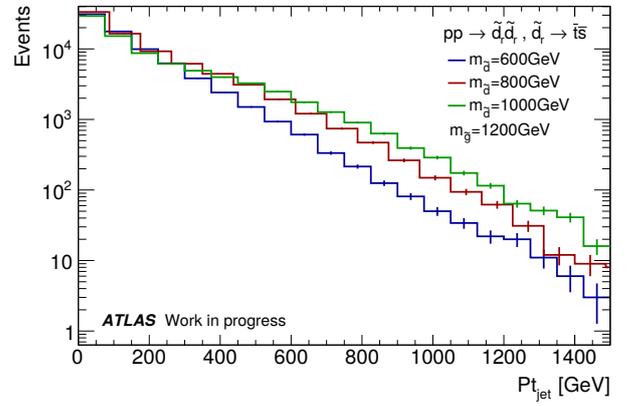
(a)



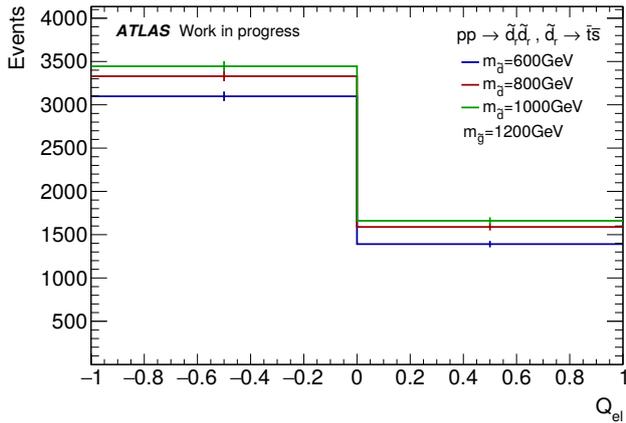
(b)



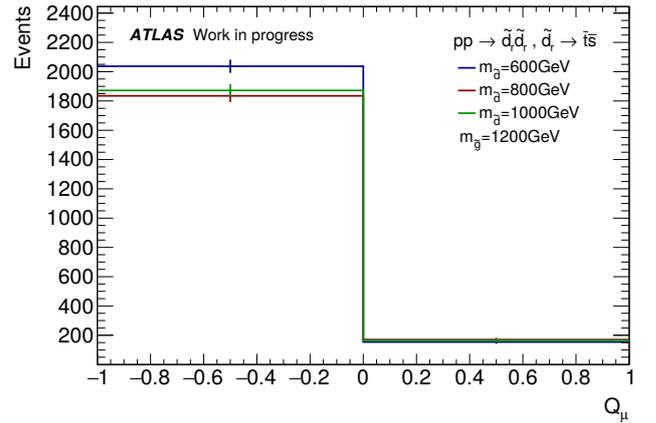
(c)



(d)

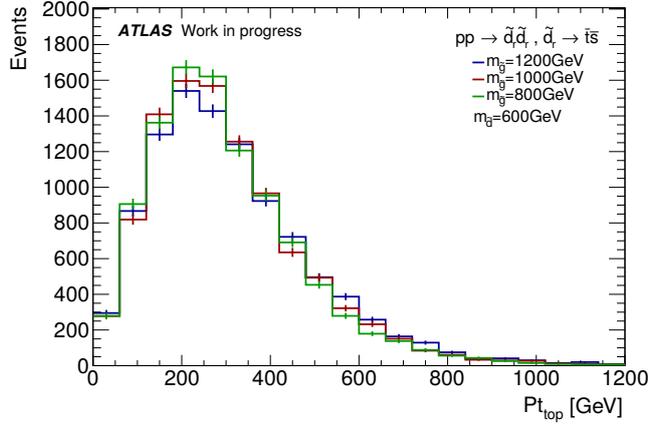


(e)

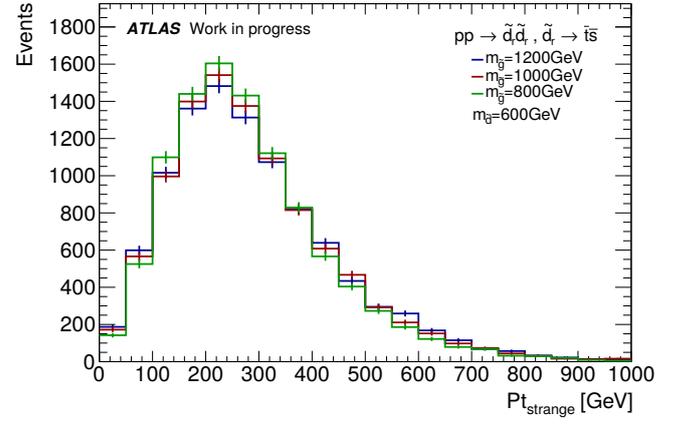


(f)

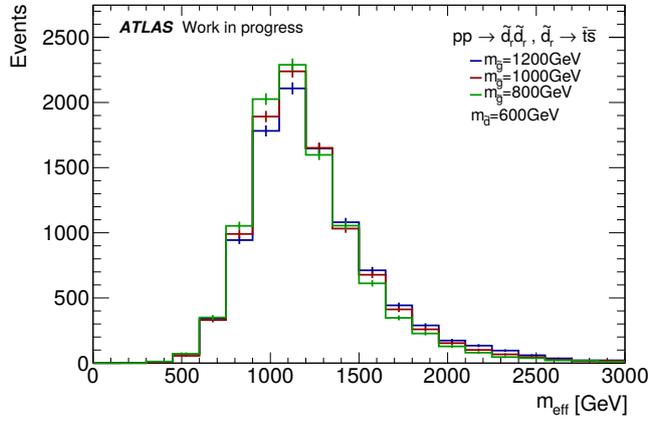
FIGURE V.5. – Distributions cinématiques pour des échantillons d'événements de simulation du processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R, \tilde{d}_R \rightarrow \bar{i} \bar{s}$  avec une masse du gluino fixée à 1.2 TeV et pour des masses du d-squark de (bleu) 0.6 TeV, (rouge) 0.8 TeV et (vert) 1.0 TeV. Les observables représentées sont (a) la masse effective, (b) l'impulsion transverse manquante, (c) la multiplicité de jets, (d) l'impulsion transverse des jets, (e) la charge des électrons et (f) la charge des muons.



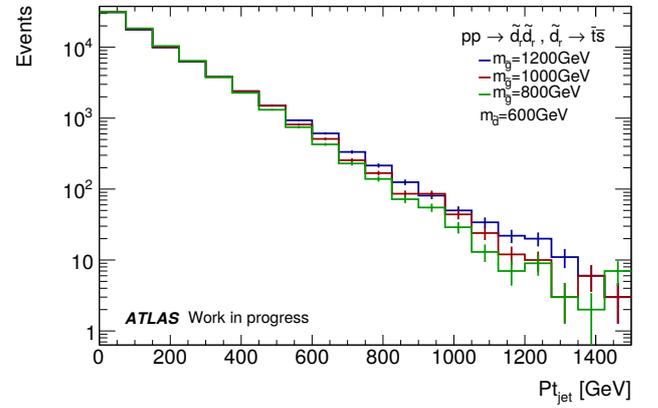
(a)



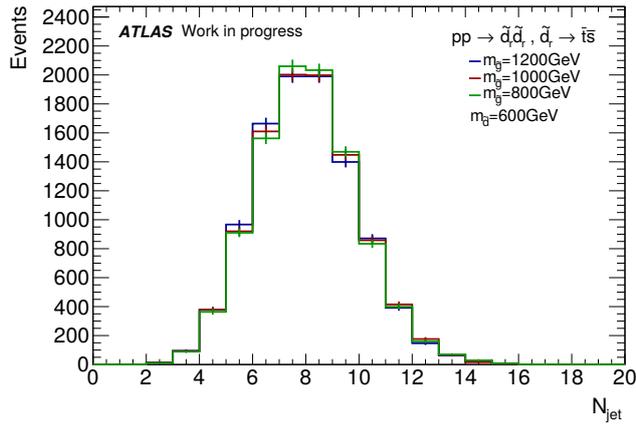
(b)



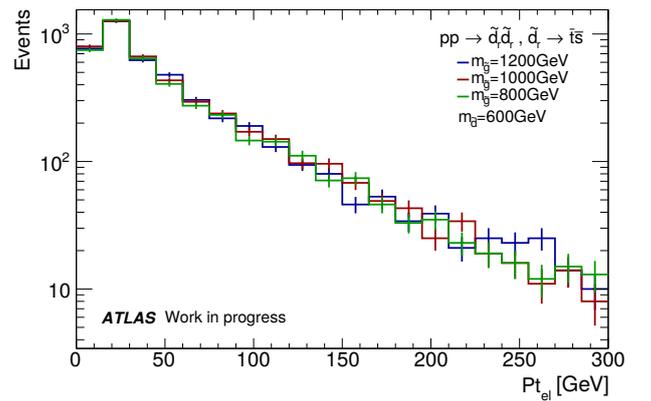
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE V.6. – Distributions cinématiques pour des échantillons d'événements de simulation du processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R, \tilde{d}_R \rightarrow \bar{i} \bar{s}$  avec une masse du d-squark fixée à 0.6 TeV et pour des masses du gluino de (bleu) 1.2 TeV, (rouge) 1.0 TeV et (vert) 0.8 TeV. Les observables représentées sont (a,b) les impulsions transverses du quark top et du quark strange issus d'un des gluinos, (c) la masse effective, (d) l'impulsion transverse des jets, (e) la multiplicité de jets et (f) l'impulsion transverse des électrons.

La Figure V.5 montre des distributions cinématiques relatives aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  avec  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t} \bar{s}$  pour différentes masses du d-squark. Comme pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$ , l'impulsion transverse des quarks issus de la désintégration du d-squark augmente avec la masse de leur particule mère, ce qui a pour effet d'augmenter la masse effective (Figure V.5(a)), l'impulsion transverse manquante (Figure V.5(b)) et l'impulsion transverse des jets (Figure V.5(d)). Ces signaux sont également constitués d'évènements de grande masse effective, atteignant des valeurs supérieures à 1.0 TeV pour  $m_{\tilde{d}_R} = 0.8$  GeV, mais de faible impulsion transverse manquante, avec des valeurs inférieures à 300 GeV. Les évènements contiennent au moins quatre jets comme le montre la Figure V.5(c), ce qui est cohérent avec la topologie du processus considéré.

Une autre propriété cinématique spécifique des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  est l'asymétrie en charge des leptons produits par les quarks top. Il y a en effet significativement plus de leptons de charge négative que de leptons de charge positive comme le montrent les Figures V.5(e) et V.5(f), ce qui s'explique par une production plus abondante de quarks top de charge électrique négative ( $\bar{t}$ ), comme nous l'avons déjà expliqué dans la section V.1. <sup>1</sup> Cette caractéristique motive ainsi la sélection de leptons de charge négative dans les régions de signal associées à la recherche de ces processus.

La Figure V.6 montre des distributions cinématiques des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  avec  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t} \bar{s}$  pour différentes masses du gluino. Les impulsions transverses du quark top et du quark strange augmentent légèrement avec la masse du gluino comme le montrent les Figures V.6(a) et V.6(b). Cet effet a pour conséquence une légère augmentation de la masse effective et de l'impulsion transverse des jets comme le montrent les Figures V.6(c) et V.6(d), sans pour autant modifier significativement la multiplicité en jets et l'impulsion transverse des leptons, comme on peut le voir sur les Figures V.6(e) et V.6(f). La cinématique des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  étant faiblement dépendante de la masse du gluino, cela ne présente donc pas d'intérêt de produire des lots d'évènements pour différentes masses de gluino. Comme nous l'avons mentionné en section V.1, une valeur fixe pour la masse de gluino a alors été considérée pour générer les lots d'évènements de simulation de ces processus.

### V.2.3 Sections efficaces théoriques

Les lots d'évènements générés sont normalisés aux sections efficaces théoriques associées aux processus de production correspondants. Ces sections efficaces sont calculées à l'ordre NLO pour différents paramètres de masse. Pour les processus de production de paires de gluinos ( $pp \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$ ), nous utiliserons les sections efficaces disponibles dans la référence [63]; ces sections efficaces sont représentées en fonction de la masse du gluino sur la Figure I.7(b) dans l'hypothèse où les squarks des deux premières générations sont découplés du signal. Pour les processus de production de paires de d-squarks de même signe et de chiralité droite ( $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$ ), les sections efficaces ont été calculées à l'ordre NLO en utilisant le logiciel PROSPINO 2.1 [154].

Le logiciel PROSPINO n'est cependant pas capable de calculer la section efficace à l'ordre NLO pour un seul type de squark. Il peut uniquement calculer la section efficace de production de l'ensemble des squarks des deux premières générations ( $pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$ ), en considérant ces squarks comme dégénérés, c'est-à-dire de même masse. Pour contourner ce problème technique, la section efficace du processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  est

1. La présence de leptons de charge électrique positive dans cette étude s'explique par la contamination en faux leptons, laquelle est plus importante dans le cas des électrons que dans le cas des muons.

estimée en utilisant l'approximation suivante :

$$\sigma_{\text{NLO}}(pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R) \approx \frac{\sigma_{\text{NLO}}(pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q})}{\sigma_{\text{LO}}(pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q})} \sigma_{\text{LO}}(pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R) \quad (\text{V.1})$$

Le rapport entre les sections efficaces calculées à l'ordre NLO et LO pour le processus  $pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$  est appliqué sur la section efficace des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  calculée à l'ordre LO. D'après les auteurs du logiciel PROSPINO, la valeur estimée à partir de cette approximation est valide aux incertitudes théoriques près.

Pour vérifier la validité des résultats de PROSPINO, les sections efficaces calculées aux ordres LO et NLO par le logiciel PROSPINO ont été comparées aux sections efficaces calculées à l'ordre LO par le générateur MADGRAPH 5 avec ou sans parton additionnel dans le calcul des éléments de matrice. Le tableau V.1 montre les sections efficaces calculées dans les deux cas avec une masse du gluino  $m_{\tilde{g}} = 900$  GeV et une masse de squark  $m_{\tilde{q}} = 700$  GeV. Les sections efficaces calculées à l'ordre NLO par le logiciel PROSPINO sont assez proches de celles calculées par le générateur MADGRAPH 5 avec un parton additionnel, bien que ce dernier ne prenne pas en compte les corrections NLO. Les différences sont de l'ordre de 10%, ce qui est compatible avec l'incertitude attendue sur la section efficace à l'ordre NLO.

TABLE V.1. – Comparaison des sections efficaces des processus  $pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$  et  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  calculées par le logiciel PROSPINO et par le générateur MADGRAPH 5. Ces sections efficaces sont calculées pour une masse de squark  $m_{\tilde{q}} = 700$  GeV et une masse du gluino  $m_{\tilde{g}} = 900$  GeV. Les PDFs utilisés sont CTEQ pour le logiciel PROSPINO et NNPDF2.3 pour le générateur MADGRAPH 5. Les processus notés  $pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q} + 0,1p$  et  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R + 0,1p$  incluent la production éventuelle d'un parton additionnel dans le calcul des éléments de matrice.

PROSPINO 2.1				
Processus	$pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$ (LO)	$pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$ (NLO)	$pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$ (LO)	$pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$ (NLO)
Section efficace $\sigma$	1.68 pb	1.92 pb	48.8 fb	55.7 fb
MADGRAPH 5 (LO)				
Processus	$pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$	$pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q} + 0,1p$	$pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$	$pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R + 0,1p$
Section efficace $\sigma$	1.40 pb	2.00 pb	46.7 fb	60.5 fb

Il est néanmoins important de noter que le logiciel PROSPINO se base sur une seconde approximation. Pour le calcul des sections efficaces des processus  $pp \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$  à l'ordre NLO, la contribution provenant des processus de production de gluino sur sa couche de masse ( $pp \rightarrow \tilde{g} \tilde{q}, \tilde{g} \rightarrow \tilde{q} \tilde{q}$ ) est soustraite afin d'éviter de comptabiliser deux fois cette contribution avec le calcul de la section efficace des processus  $pp \rightarrow \tilde{g} \tilde{q}$ . La section efficace calculée par le logiciel PROSPINO peut alors paraître incompatible avec les lots d'événements générés pour lesquels la contribution des processus  $pp \rightarrow \tilde{g} \tilde{q}$  est en principe prise en compte. Toutefois, cette contribution est très réduite en raison de la masse élevée du gluino avec laquelle ces lots ont été générés, ce qui permet de rester compatible avec les sections efficaces calculées.

La Figure V.7(a) montre les sections efficaces des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  calculées par le logiciel PROSPINO pour différentes masses du gluino ( $m_{\tilde{g}}$ ) et du d-squark ( $m_{\tilde{d}_R}$ ). La section efficace diminue fortement avec la masse du d-squark, lequel est produit dans sur sa couche de masse. Elle dépend plus faiblement de la masse du gluino, qui est, quant à lui, produit de manière virtuelle en se propageant en voie  $t$  comme représenté sur la Figure V.2.

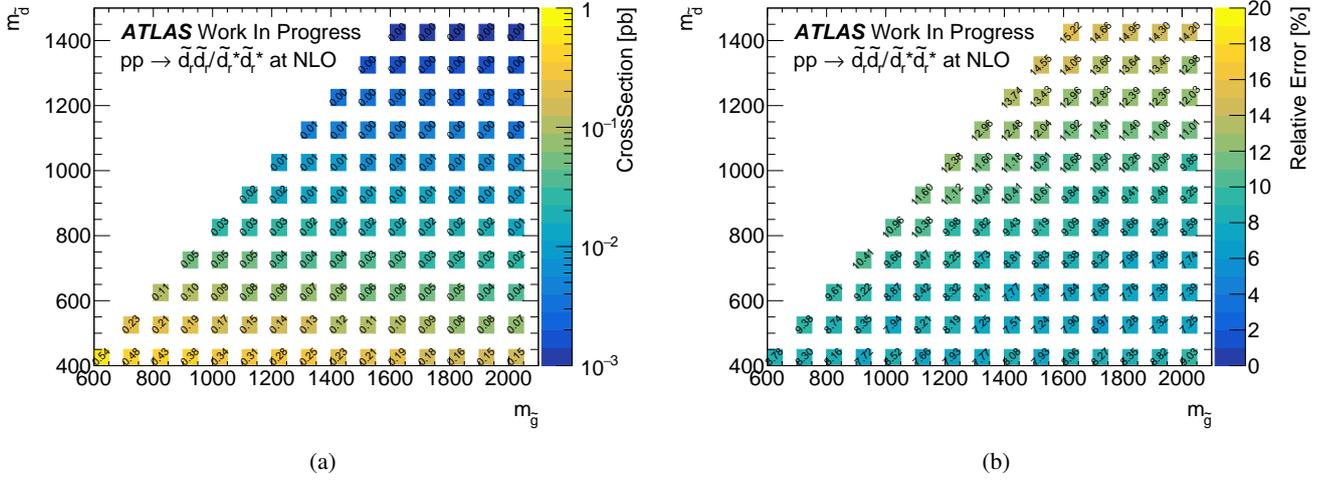


FIGURE V.7. – (a) Sections efficaces calculées à l’ordre NLO par le logiciel PROSPINO [154] pour le processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  et (b) leur incertitude relative, en fonction de la masse du d-squark et de la masse du stop.

Les incertitudes sur les sections efficaces sont calculées en faisant varier les échelles de renormalisation et de factorisation d’un facteur 2 ou d’un facteur 1/2, et en incluant l’incertitude sur les fonctions de distribution partonique (PDFs) utilisées. Cette dernière incertitude est estimée en comparant les sections efficaces calculées pour les PDFs *CTEQ* [108] et *MSTW* [174], et en variant les incertitudes pour chacune de ces PDFs et les incertitudes sur la constante de couplage de la force forte  $\alpha_s$ . L’incertitude totale, représentée sur la Figure V.7(b), est comprise entre 7% et 15%. Elle augmente pour les modèles avec une masse du d-squark élevée et pour les modèles où la masse du d-squark est proche de celle du gluino.

## V.3 Optimisation de régions de signal

Les régions de signal sont optimisées afin d'augmenter la sensibilité sur les processus recherchés par rapport au bruit de fond. Cette sensibilité est quantifiée grâce au *niveau de signification* exprimé en nombre de déviation standard  $\sigma$ . Une valeur de  $3\sigma$  de niveau de signification représente le seuil de preuve à atteindre, car cela montre que le taux d'évènements de signal attendu est suffisamment important par rapport au bruit de fond pour que l'hypothèse d'absence de signal de nouvelle physique soit exclue. Plus d'informations sur les tests statistiques utilisés pour calculer ce niveau de signification peuvent être trouvées dans la section VII.1.

Dans cette section, nous présenterons les études qui ont permis de définir les régions de signal optimisées pour atteindre le seuil de  $3\sigma$  de niveau de signification pour les différents processus supersymétriques considérés. Dans la section V.3.1, nous présenterons tout d'abord les variables discriminantes qui ont été utilisées dans les critères de sélection pour augmenter la sensibilité sur ces processus. Nous présenterons dans la section V.3.2 la méthode utilisée pour optimiser les seuils de sélection à appliquer sur ces variables. Les résultats obtenus pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  seront ensuite présentés dans la section V.3.3, suivis des résultats pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  dans la section V.3.4. Nous présenterons enfin dans la section V.3.5 les régions de signal proposées pour la recherche de ces deux types de processus.

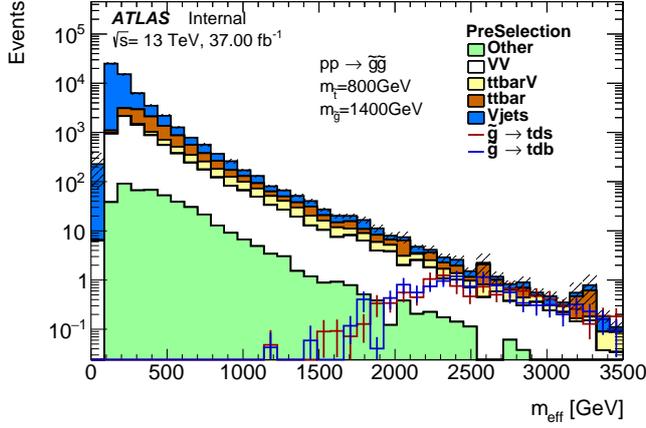
### V.3.1 Les variables discriminantes

Les variables utilisées pour sélectionner les évènements dans les régions de signal sont choisies pour leur pouvoir dit *discriminant*, c'est-à-dire pour leur capacité à pouvoir séparer au mieux le signal du bruit de fond. Ces variables sont également choisies de sorte qu'elles ne soient pas trop spécifiques à la cinématique du processus recherché. Les régions de signal doivent en effet rester sensibles aux processus supersymétriques qui conduisent au même état final.

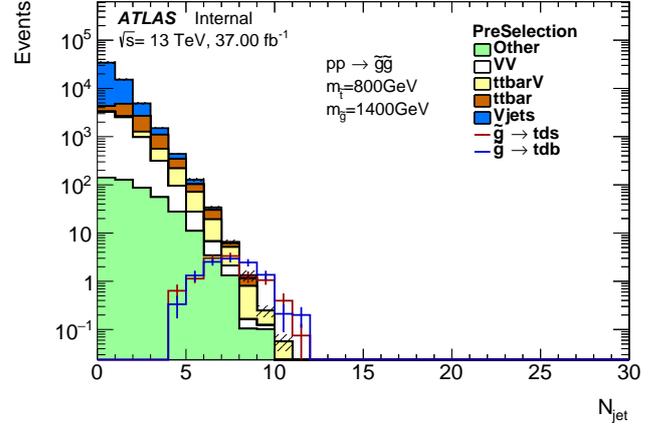
Dans cette section, nous présenterons les distributions sur les variables discriminantes qui ont été utilisées pour l'optimisation des régions de signal. Les distributions associées aux signaux recherchés sont comparées à celles prédites pour les différentes sources de bruit de fond afin de montrer le pouvoir discriminant de chacune de ces variables. Dans cette étude, les évènements sont sélectionnés s'ils contiennent au moins deux leptons de même charge. Pour les distributions relatives aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ , les deux leptons doivent de plus avoir une charge négative en raison de l'asymétrie en charge des quarks top mentionnée dans la section V.2.2. Les définitions des objets physiques utilisées sont les mêmes que celles décrites dans la section IV.1.3.

Les taux d'évènements de signal et de bruit de fond ont été estimés uniquement à partir de simulations Monte Carlo normalisées à une luminosité intégrée de  $37 \text{ fb}^{-1}$ . Pour les sources de bruits de fond normalement estimées par des méthodes *data-driven*, telles que les bruits de fond provenant des faux leptons et de la mauvaise identification de charge présentés dans le chapitre VI, leur taux d'évènements sont estimés à partir des simulations Monte Carlo des processus  $pp \rightarrow V+\text{jets}$  et  $pp \rightarrow t\bar{t}$ .

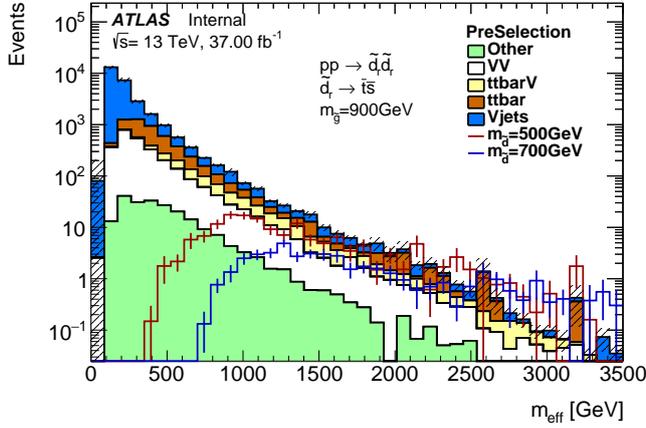
Les Figures V.8(a), V.8(c) et V.8(e) représentent les distributions de la masse effective obtenues pour les différentes sources de bruit de fond et pour les différents processus supersymétriques étudiés et en considérant deux valeurs de masse différentes pour la particule supersymétrique mère. On remarque que la masse effective des évènements de signal est en général plus grande que celle des évènements de bruit de fond, ce qui donne un fort pouvoir discriminant à cette variable. Les distributions associées



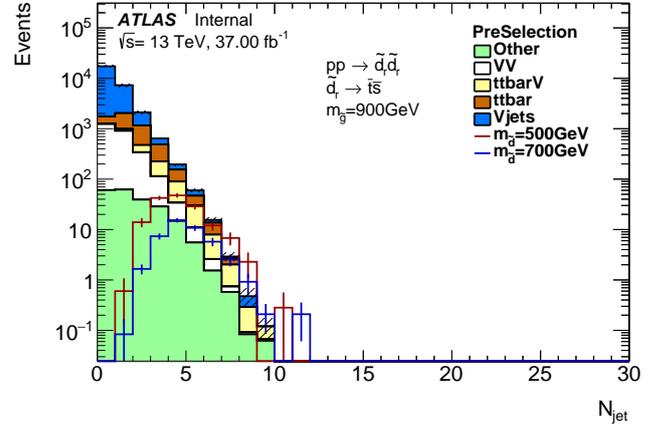
(a)



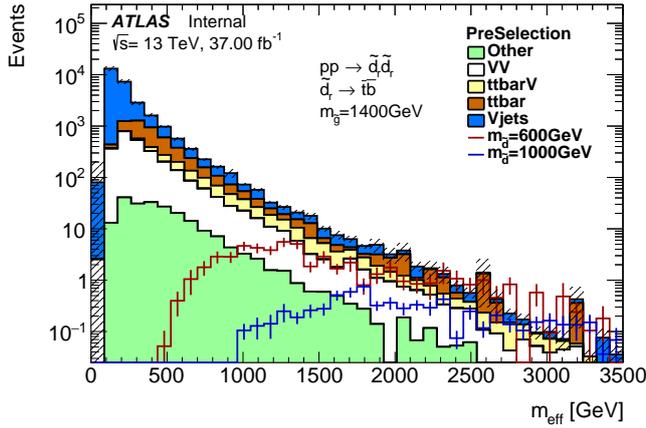
(b)



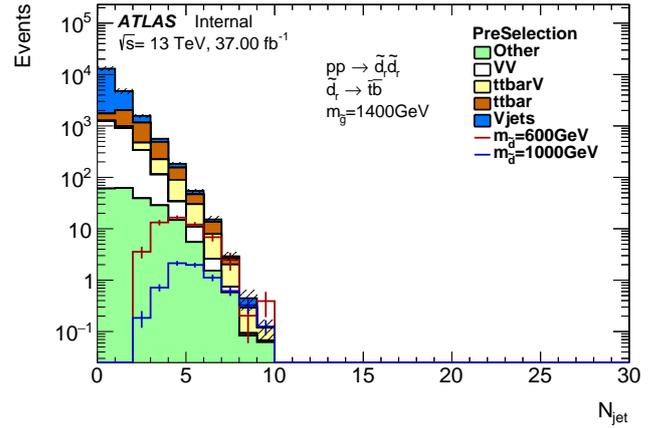
(c)



(d)

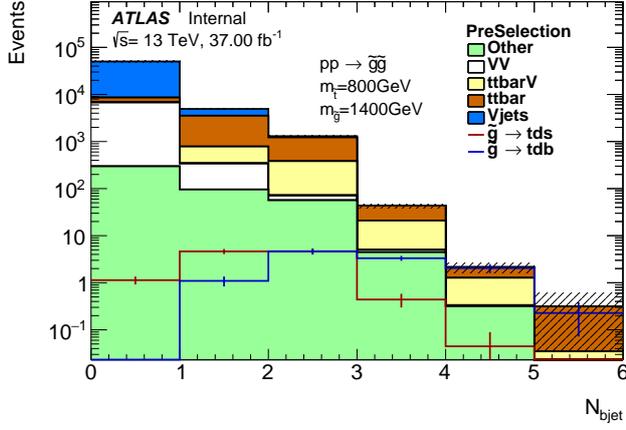


(e)

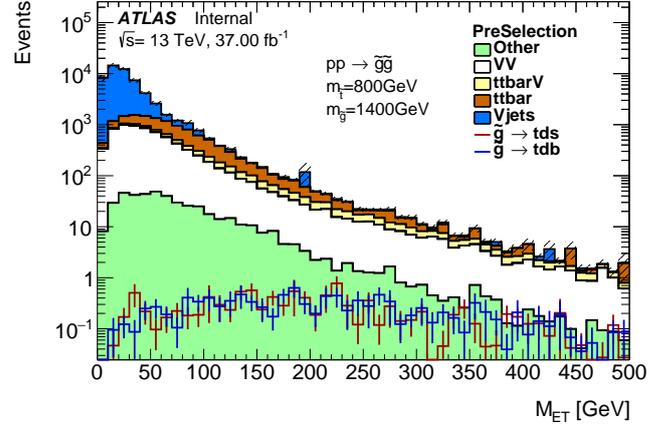


(f)

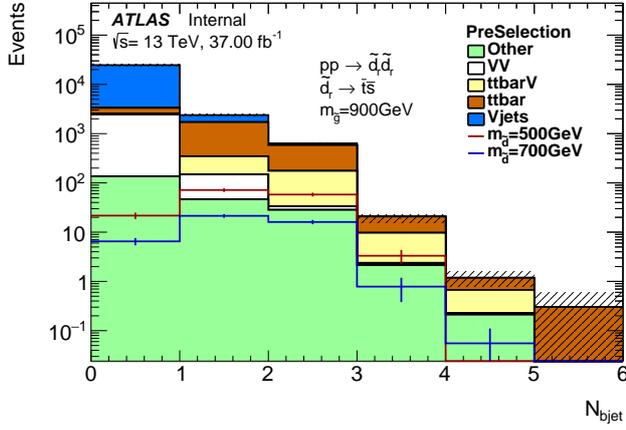
FIGURE V.8. – Distributions de la masse effective et de le nombre de jets pour les différentes sources de bruit de fond et pour les processus supersymétriques : (a,b)  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ ,  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  ou  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ , (c,d)  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  et (e,f)  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ . Plus d'informations sur les différentes sources de bruits de fond sont disponibles dans le chapitre VI. Le label "Other" inclut les processus tribosons ( $VVV$ ), les processus de production du boson de Higgs ainsi que les processus  $ttt$ ,  $t\bar{t}\bar{t}$  et  $t\bar{t} + VV$ . Les masses des particules supersymétriques sont indiquées sur les figures.



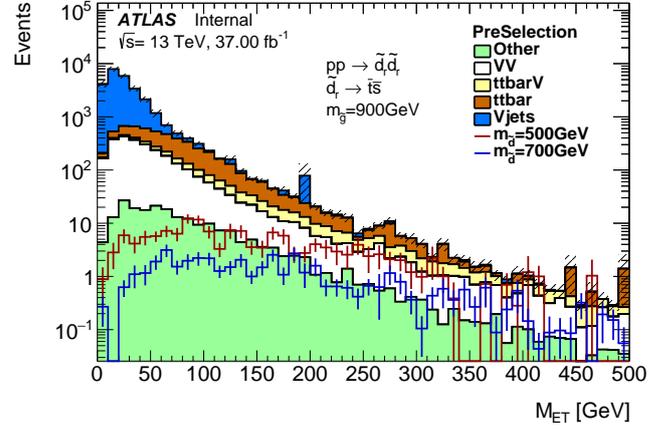
(a)



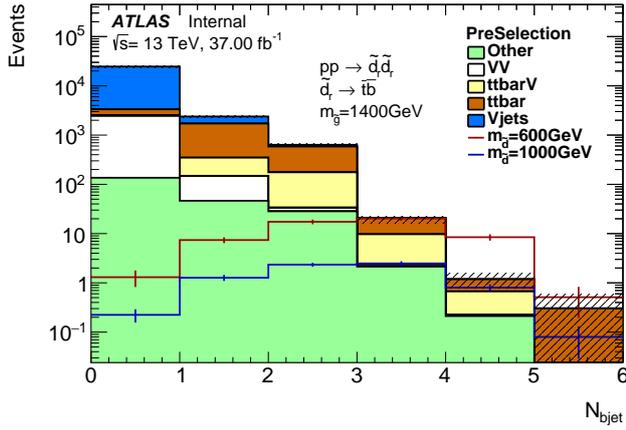
(b)



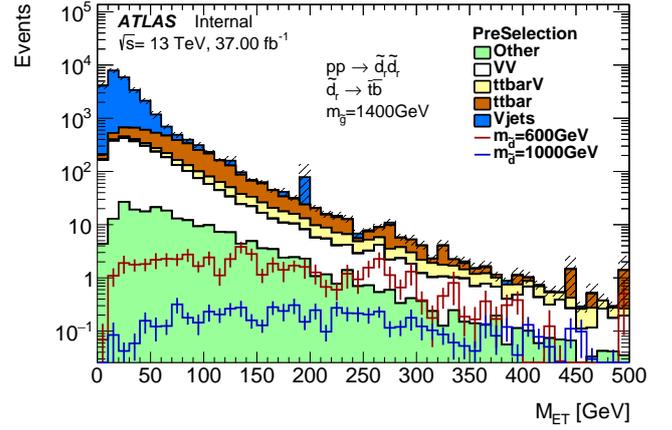
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE V.9. – Distributions de le nombre de b-jets et de l'impulsion transverse manquante pour les différentes sources de bruit de fond et pour les processus supersymétriques : (a,b)  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ ,  $\tilde{g} \rightarrow tds/\tilde{t}\tilde{d}\tilde{s}$  ou  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\tilde{t}\tilde{d}\tilde{b}$ , (c,d)  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \tilde{t}\tilde{s}$  et (e,f)  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \tilde{t}\tilde{b}$ . Plus d'informations sur les différentes sources de bruits de fond sont disponibles dans le chapitre VI. Le label "Other" inclut les processus tribosons (VVV), les processus de production du boson de Higgs ainsi que les processus  $t\bar{t}t$ ,  $t\bar{t}\bar{t}$  et  $t\bar{t} + VV$ . Les masses des particules supersymétriques sont indiquées sur les figures.

aux signaux dépendent toutefois de la masse de la particule supersymétrique mère, comme mentionné dans la section V.2.2. Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  avec une masse du gluino  $m_{\tilde{g}} = 1.4$  TeV, la masse effective est supérieure à 2.0 TeV tandis que pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  avec une masse du d-squark  $m_{\tilde{d}_R} = 0.5$  TeV, la masse effective est supérieure à 500 GeV. Par conséquent, le seuil de sélection optimal à appliquer pour séparer le signal du bruit de fond dépend des paramètres de masse du modèle considéré.

Les Figures V.8(b), V.8(d) et V.8(f) représentent les distributions du nombre de jets d'impulsion transverse supérieure à 50 GeV. Les événements de signal possèdent un nombre plus important de jets de grande impulsion transverse par rapport aux événements de bruit de fond en raison de la production de quarks lors de la désintégration des particules supersymétriques mères. Le nombre de jets est donc également une variable avec un fort pouvoir discriminant permettant de supprimer les événements de bruit de fond qui possèdent peu de jets de grande impulsion transverse. On remarque que le seuil de sélection optimal à appliquer est plus grand pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  par rapport aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ , car ils prévoient une production d'un nombre plus important de quarks lors de la désintégration des gluinos.

Les Figures V.9(a), V.9(c) et V.9(e) représentent les distributions du nombre de b-jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Les événements des processus  $pp \rightarrow t\bar{t}(V)$  et les processus supersymétriques étudiés possèdent au moins un b-jet en raison des b-quarks provenant de la désintégration des quarks top. Les événements des processus  $pp \rightarrow V$ +jets et  $pp \rightarrow VV$  ne possèdent, quant à eux, majoritairement pas de b-jets. Le nombre de b-jets a donc un pouvoir discriminant envers les bruits de fond qui n'engendrent pas la production de quarks top dans l'état final. Le seuil de sélection à appliquer sur le nombre de b-jets dépend toutefois du mode de désintégration de la particule supersymétrique mère, lequel peut inclure ou non la production d'un b-quark additionnel.

Les Figures V.9(b), V.9(d) et V.9(f) représentent les distributions de l'impulsion transverse manquante. On remarque que les événements des processus  $pp \rightarrow V$ +jets possèdent des valeurs d'impulsion transverse manquante inférieures à 50 GeV, tandis que les événements des autres processus peuvent avoir des valeurs d'impulsion transverse manquante pouvant atteindre quelques centaines de GeV. Cette variable possède donc en principe un pouvoir discriminant envers les processus qui n'engendrent pas de neutrinos dans l'état final. Néanmoins, nous verrons par la suite qu'un critère de sélection sur l'impulsion transverse manquante n'est pas nécessaire pour augmenter la sensibilité sur les processus recherchés.

### V.3.2 Procédure d'optimisation

Dans ce qui suit, nous présenterons la procédure utilisée dans les sections V.3.3 et V.3.4 pour déterminer les seuils de sélections optimaux à appliquer sur les variables discriminantes mentionnées ci-dessus. Pour rappel, ces variables discriminantes sont les suivantes :

- la masse effective  $m_{\text{eff}}$ ,
- l'impulsion transverse manquante  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ ,
- le nombre de jets  $N_{\text{jets}}$  d'impulsion transverse supérieure à 50 GeV,
- le nombre de b-jets  $N_{\text{b-jets}}$  d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV,

Comme précédemment, les événements sont d'abord présélectionnés s'ils sont composés d'au moins deux leptons de même charge. Pour les seuils de sélection relatifs aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ , ces leptons doivent de plus avoir une charge négative.

Pour quantifier la sensibilité sur les processus recherchés, le niveau de signification a été calculé en utilisant une formule simplifiée dérivant d'un test statistique basé sur le rapport de la moyenne entre deux lois de

Poisson [175].<sup>2</sup> Les taux d'évènements de signal et de bruit de fond sont estimés à partir des simulations Monte Carlo normalisées à une luminosité intégrée de  $35 \text{ fb}^{-1}$ . Une incertitude systématique de 30% est appliquée sur le bruit de fond en se basant sur les résultats d'analyse antérieurs.

La procédure d'optimisation consiste tout d'abord à réaliser un balayage quadridimensionnel sur les seuils de sélection appliqués sur les quatre variables discriminantes listées précédemment. Pour chacun des processus recherchés, les seuils de sélection donnant le meilleur niveau de signification sur le processus recherché sont extraits pour chacune des hypothèses de masse. Les résultats de ces balayages sont représentés sur les Figures V.10 et V.12, lesquels montrent des seuils optimaux différents pour chacune des hypothèses de masse en raison des différences sur la cinématique des évènements des signaux et des fluctuations statistiques.

Les niveaux de signification sont ensuite comparés pour différents ensembles de critères de sélection définis à partir des seuils de sélection résultants du balayage. Les contours de niveau de signification à  $3\sigma$  sont en particulier comparés pour différents seuils de sélection sur les Figures V.11 et V.13. Les seuils optimaux sont alors choisis de sorte que le niveau de signification soit supérieur à  $3\sigma$  pour un maximum d'hypothèses de masse des particules supersymétriques.

### V.3.3 Optimisation pour les processus $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$

L'étude d'optimisation sur les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  a été réalisée pour les deux modes de désintégration ( $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  et  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ ) en supposant que le squark stop est produit dans son état de masse ( $m_{\tilde{t}} + m_t < m_{\tilde{g}}$ ). Les résultats de l'étude pour les modèles pour lesquels le squark stop est produit hors de son état de masse sont supposés être similaires aux résultats présentés ici. Les Figures V.10 et V.11 montrent les résultats du balayage sur les seuils de sélection et les comparaisons de contour de sensibilité en fonction de la masse du gluino et de la masse du squark stop.

Comme prévu, le seuil optimal sur la masse effective  $m_{\text{eff}}$  augmente avec la masse du gluino, comme le montrent les Figures V.10(a) et V.10(b). Pour des masses du gluino comprises entre 1.2 et 1.6 TeV, le seuil optimal sur la masse effective est compris entre 2.0 et 2.6 TeV pour les deux modes de désintégration. Néanmoins, les comparaisons de contour de sensibilité sur les Figures V.11(a) et V.11(b) permettent de déduire que le critère  $m_{\text{eff}} > 2.2 \text{ TeV}$  donne les meilleurs contours de sensibilité pour les deux modes de désintégration.

Les résultats du balayage sur les seuils de sélection sur les nombres de jets  $N_{\text{jets}}$  et de b-jets  $N_{\text{b-jets}}$  donnent des résultats peu uniformes en fonction des masses des particules supersymétriques, comme le montrent les Figures V.10(c), V.10(d), V.10(e) et V.10(f). Les seuils optimaux à appliquer varient entre 5 et 7 pour le nombre de jets et entre 1 et 3 pour le nombre de b-jets. Les comparaisons des contours de sensibilité permettent néanmoins de conclure sur le seuil optimal à appliquer : les critères  $N_{\text{jets}} \geq 7$  et  $N_{\text{b-jets}} \geq 1$  sont préférables pour les modes de désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  comme le montrent les Figures V.11(c) et V.11(e), tandis que les critères  $N_{\text{jets}} \geq 6$  et  $N_{\text{b-jets}} \geq 2$  sont préférables pour les modes de désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ , comme le montrent les Figures V.11(d) et V.11(f). Ceci est cohérent avec la topologie des processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , lesquels engendrent des états finaux composés d'au moins six quarks dont deux (quatre) sont des b-quarks pour les modes de désintégration en  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  ( $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ ).

2. Cette formule a été appliquée grâce à la méthode `RooStats::NumberCountingUtils::BinominalObsZ` disponible dans la librairie d'outils statistiques `ROOSTAT` [176].

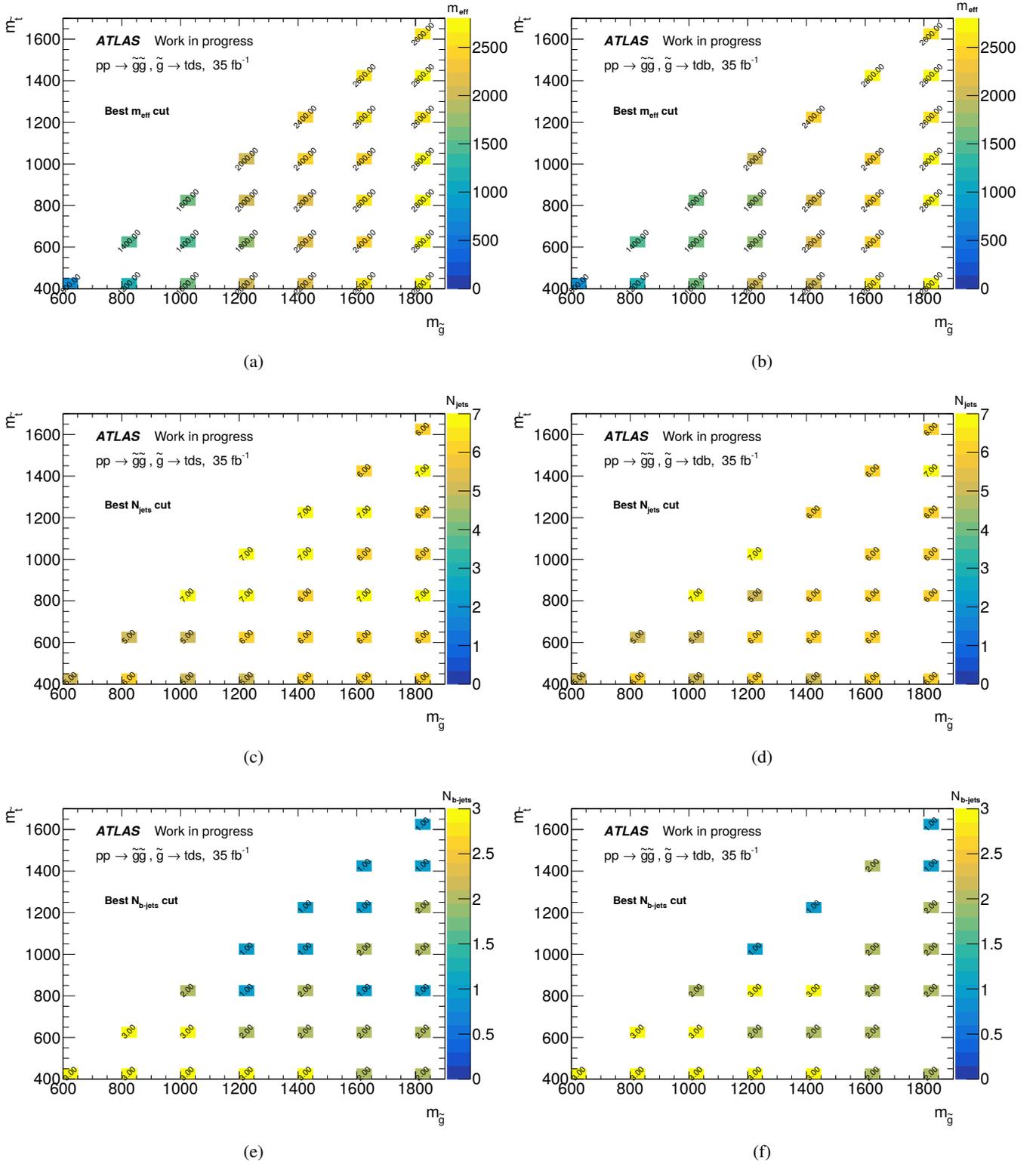


FIGURE V.10. – Résultats du balayage sur les critères de sélection pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  avec (gauche)  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  ou (droite)  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ . Les diagrammes montrent le seuil optimal sur (a,b) la masse effective  $m_{\text{eff}}$ , (c,d) le nombre de jets  $N_{\text{jets}}$  et (e,f) le nombre de b-jets  $N_{\text{b-jets}}$  en fonction de la masse du gluino et de la masse du stop. Les résultats pour certains paramètres de masse ne sont pas représentés en raison de l'absence des lots d'évènements correspondants.

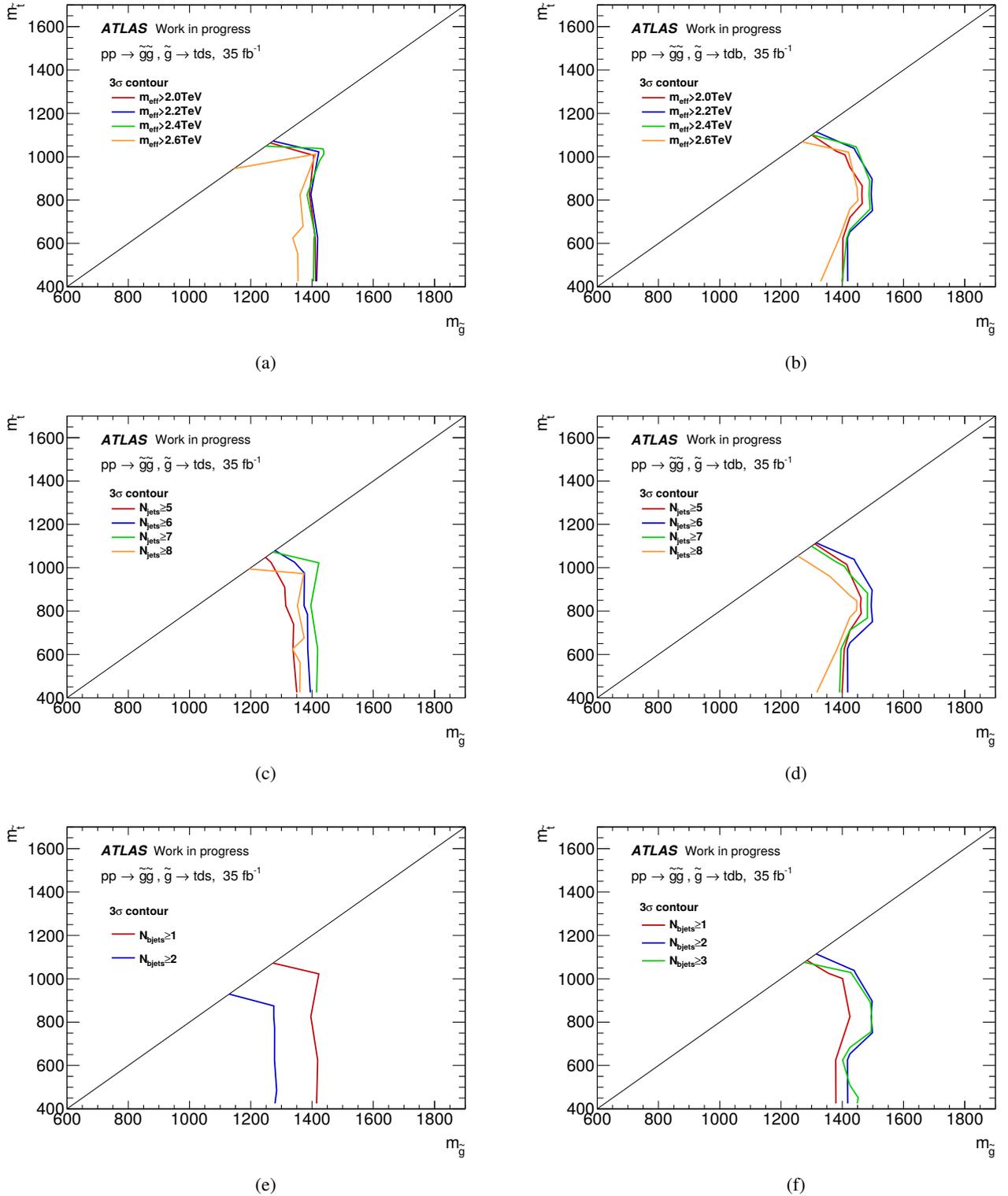


FIGURE V.11. – Comparaisons des contours de sensibilité à  $3\sigma$  de niveau de signification dans l'espace des paramètres de masse du modèle associé au processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  avec (gauche)  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{d}s/\bar{t}d\bar{s}$  ou (droite)  $\tilde{g} \rightarrow t\bar{d}b/\bar{t}d\bar{b}$ . Les diagrammes montrent les variations du seuil de sélection appliqué sur (a,b) la masse effective  $m_{\text{eff}}$ , (c,d) le nombre de jets  $N_{\text{jets}}$  et (e,f) le nombre de b-jets  $N_{b\text{-jets}}$ . Les seuils des autres critères de sélection sont fixés à la valeur qui donne le meilleur contour de sensibilité.

Les résultats du balayage n'ont montré aucune augmentation en sensibilité lorsqu'un critère sur l'impulsion transverse manquante est appliqué. Ceci est dû au pouvoir faiblement discriminant de cette variable sur les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ . Aucun critère de sélection sur l'impulsion transverse manquante ne sera donc considéré pour ces processus.

De manière étonnante, les résultats de l'optimisation sont relativement proches pour les deux modes de désintégration du gluino, ce qui montre que les cinématiques engendrées par leur état final sont assez similaires. Cette observation donne la possibilité d'utiliser une même région de signal pour les deux modes de désintégration, économisant ainsi le nombre de régions de signal à considérer pour l'exploitation des résultats.

### V.3.4 Optimisation pour les processus $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$

L'étude d'optimisation sur les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  a été réalisée pour les deux modes de désintégration ( $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  et  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ ). Les Figures V.12 et V.13 montrent respectivement les résultats du balayage sur les seuils de sélection pour différentes masses du d-squark et les comparaisons de contour de sensibilité en fonction de la masse du d-squark et de la masse du gluino. La cinématique attendue pour l'état final des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  étant faiblement dépendante de la masse du gluino, le balayage a été réalisé pour une masse de gluino fixée à 1.6 TeV.

Pour le mode de désintégration  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ , le seuil optimal sur la masse effective  $m_{\text{eff}}$  augmente avec la masse du d-squark, comme le montre la Figure V.12(b). Ceci s'explique par la dépendance des énergies des particules produites avec la masse de la particule mère. Toutefois, la comparaison des contours de sensibilité présentée sur la Figure V.13(b) montre que le critère  $m_{\text{eff}} > 1.4$  TeV est le mieux adapté pour ce signal.

Pour le mode de désintégration  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$ , le balayage ne donne pas le même résultat pour le seuil de sélection sur la masse effective. La Figure V.12(a) donne en effet des seuils de l'ordre de 2.4 TeV pour une grande partie des paramètres de masse, à l'exception des masses du d-squark de 500 et 600 GeV. Les comparaisons des contours de sensibilité représentées sur la Figure V.13(b) montrent toutefois que le critère  $m_{\text{eff}} > 1.8$  TeV est favorisé pour ce processus. Cependant, ce critère réduit fortement l'acceptance du signal pour les modèles pour lesquels la masse du d-squark est faible car ils engendrent des événements de plus faible masse effective. Nous prendrons en compte cet aspect lors de la construction des régions de signal.

Concernant les critères sur les nombres de jets et de b-jets, le balayage fournit des seuils de sélection identiques pour une grande partie des paramètres de masse du d-squark, avec des critères  $N_{\text{jets}} \geq 4$  et  $N_{\text{b-jets}} \geq 1$  pour le mode de désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  (Figs.V.12(c) et V.12(e)) et des critères  $N_{\text{jets}} \geq 3$  et  $N_{\text{b-jets}} \geq 3$  pour le mode de désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  (Figs. V.12(d) et V.12(f)). Ces résultats sont confirmés par les comparaisons des contours de sensibilités pour chacun des deux modes de désintégration (Figs V.13(c), V.13(d), V.13(e) et V.13(f)).

Comme dans le cas des processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , les résultats du balayage n'ont montré aucune amélioration de sensibilité lorsqu'un critère sur l'impulsion transverse manquante est appliqué. Aucun critère de sélection sur l'impulsion transverse manquante ne sera donc considéré pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ .

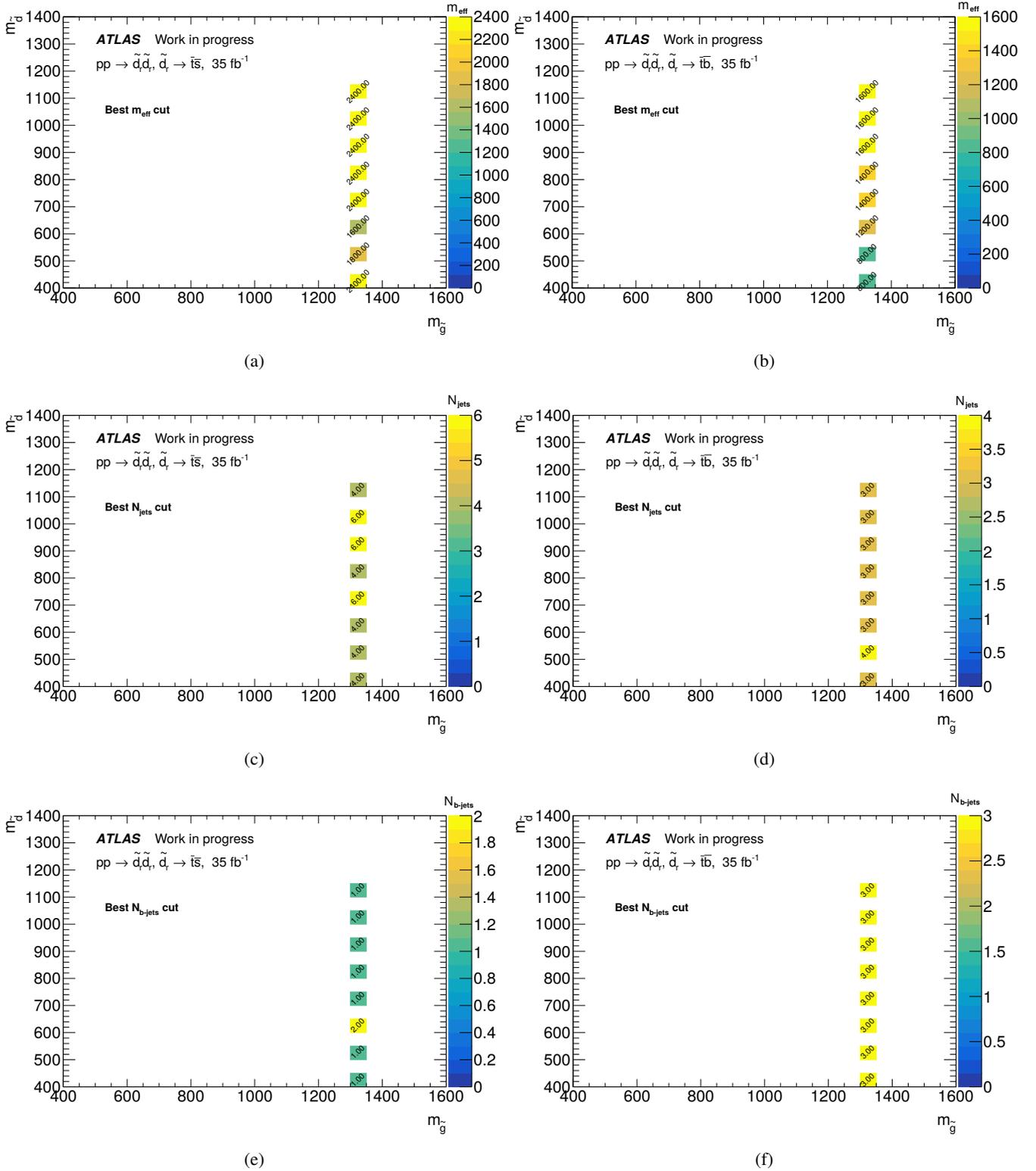
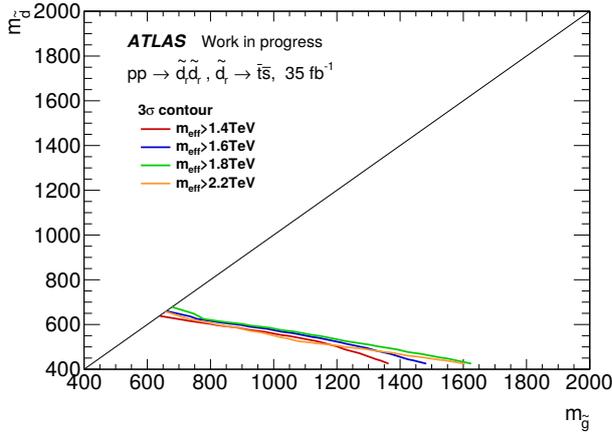
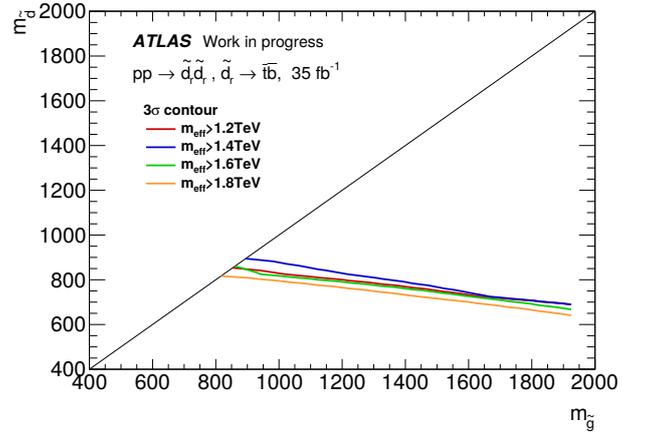


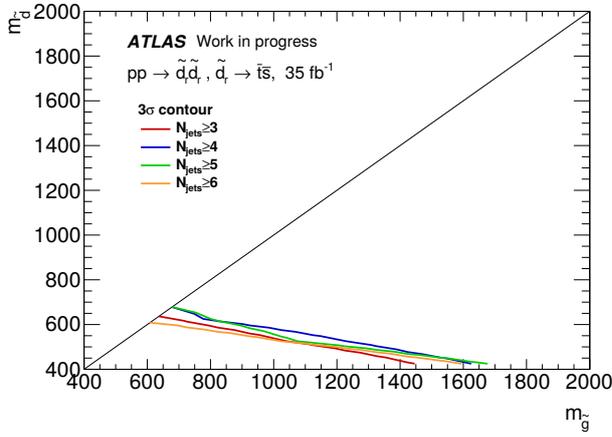
FIGURE V.12. – Résultats du balayage sur les critères de sélection pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  avec (gauche)  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{i}s$  ou (droite)  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{i}b$ . Les diagrammes montrent le seuil optimal sur (a,b) la masse effective  $m_{\text{eff}}$ , (c,d) le nombre de jets  $N_{\text{jets}}$  et (e,f) le nombre de b-jets  $N_{b\text{-jets}}$  en fonction de la masse du d-squark. Le balayage a été effectué pour une masse du gluino fixée à 1.6 TeV.



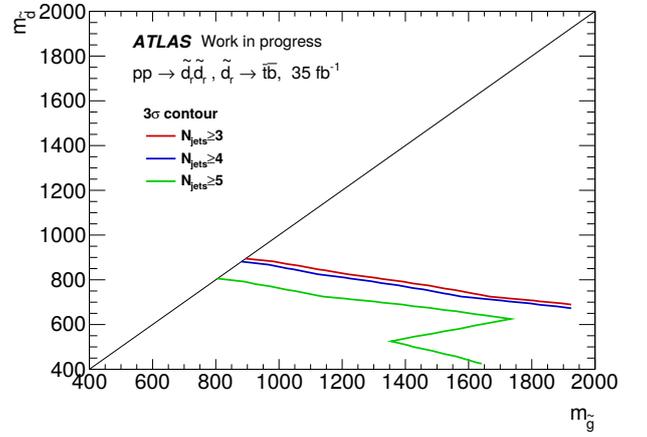
(a)



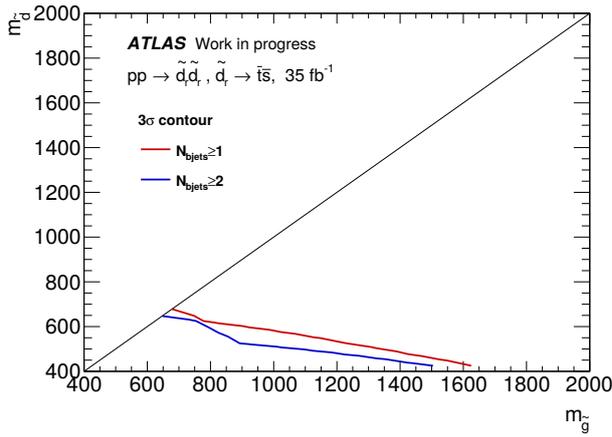
(b)



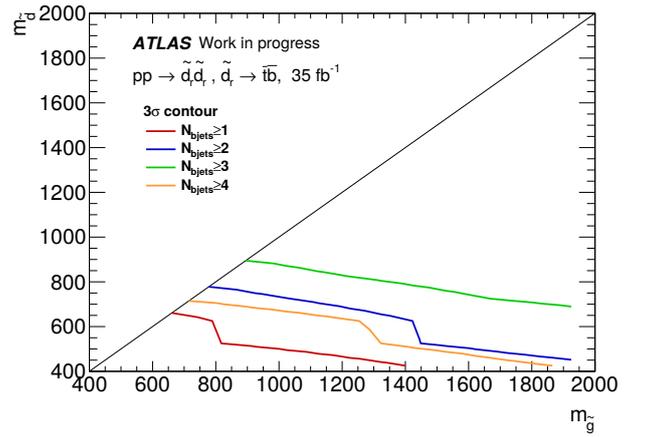
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE V.13. – Comparaisons des contours de sensibilité à  $3\sigma$  de niveau de signification dans l'espace des paramètres de masse du modèle associé aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  avec (gauche)  $\tilde{d}_R \rightarrow \tilde{t} \bar{s}$  ou (droite)  $\tilde{d}_R \rightarrow \tilde{t} \bar{b}$ . Les diagrammes montrent les variations des seuils de sélection appliqués sur (a,b) la masse effective  $m_{\text{eff}}$ , (c,d) le nombre de jets  $N_{\text{jets}}$  et (e,f) le nombre de b-jets  $N_{\text{b-jets}}$ . Les seuils des autres critères de sélection sont fixés à la valeur qui donne le meilleur contour de sensibilité.

### V.3.5 Proposition de régions de signal

En se basant sur les résultats présentés dans les sections précédentes, quatre régions de signal ont été proposées pour la recherche des processus supersymétriques de quarks top de même signe. Les critères de sélection définissant ces régions de signal sont résumés dans le tableau V.2.

TABLE V.2. – Définition des régions de signal proposées pour la recherche des processus de production supersymétrique de quarks top de même signe. La dernière colonne se réfère aux conditions appliquées sur la charge des leptons

Région de Signal	$N_\ell$	$N_{\text{b-jets}}$	$N_{\text{jets}}$	$E_T^{\text{miss}}$ [GeV]	$m_{\text{eff}}$ [TeV]	Charge des leptons
Rpv2L1bH	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$	$\geq 6$	-	$> 2.2$	$\ell^- \ell^-$ ou $\ell^+ \ell^+$
Rpv2L1bM	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$	$\geq 4$	-	$> 1.8$	$\ell^- \ell^-$
Rpv2L1bS	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$	$\geq 4$	-	$> 1.2$	$\ell^- \ell^-$
Rpv2L3bS	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 3$	$\geq 3$	-	$> 1.2$	$\ell^- \ell^-$

La région de signal notée ‘‘Rpv2L1bH’’ est optimisée pour la recherche des processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  pour les deux modes de désintégration du gluino ( $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  et  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ ), les études d’optimisation ayant conduit à des résultats similaires dans les deux cas. Aucune condition sur la charge des leptons n’est considérée en raison de la probabilité égale de produire des quarks top de signe négatif et des quarks top de signe positif lors de la désintégration du gluino. Un critère  $m_{\text{eff}} > 2.2$  TeV est appliqué sur la masse effective en adéquation avec les résultats de l’étude d’optimisation précédente. Les critères  $N_{\text{jets}} \geq 6$  et  $N_{\text{b-jets}} \geq 1$  sur les nombres de jets et de b-jets ont été définis de sorte à être un compromis par rapport aux résultats obtenus pour les deux modes de désintégration.

Les régions de signal notées ‘‘Rpv2L1bM’’ et ‘‘Rpv2L1bS’’ sont optimisées pour la recherche des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  pour le mode désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$ . Les événements doivent être composés d’au moins deux leptons de charge négative en raison de l’asymétrie en charge des quarks top. Les critères  $N_{\text{jets}} \geq 4$  et  $N_{\text{b-jets}} \geq 1$  sont appliqués sur les nombres de jets et de b-jets, en adéquation avec les résultats de l’étude d’optimisation. Les deux régions de signal se différencient par leur critère sur la masse effective. Alors que le critère  $m_{\text{eff}} > 1.8$  TeV est préféré par l’étude d’optimisation, il est apparu que ce critère est trop strict pour les modèles pour lesquels la masse du d-squark est faible. L’acceptance sur le signal est considérablement diminuée, amplifiant les incertitudes statistiques sur le taux attendu de signal. Ce problème est contourné en considérant une seconde région de signal avec un critère relâché à  $m_{\text{eff}} > 1.2$  TeV sur la masse effective. Ceci a pour conséquence d’améliorer les limites sur les sections efficaces dans les résultats finaux présentés dans la section VII.3.3.

La région de signal notée ‘‘Rpv2L3bS’’ est optimisée pour la recherche des processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  pour le mode de désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ . De la même façon que pour les deux régions de signal discutées précédemment, les événements sont sélectionnés s’ils contiennent au moins deux leptons de charge négative. Les critères  $N_{\text{b-jets}} \geq 3$  et  $N_{\text{jets}} \geq 3$  sont de plus appliqués en adéquation avec les résultats de l’étude d’optimisation. Le critère de sélection sur la masse effective a été abaissé à  $m_{\text{eff}} > 1.2$  TeV afin d’avoir une acceptance raisonnable pour les modèles pour lesquels la masse du d-squark est faible.

La Figure V.14 montre les niveaux de signification attendus pour les différents processus recherchés à partir des régions de signal qui leur sont associés.

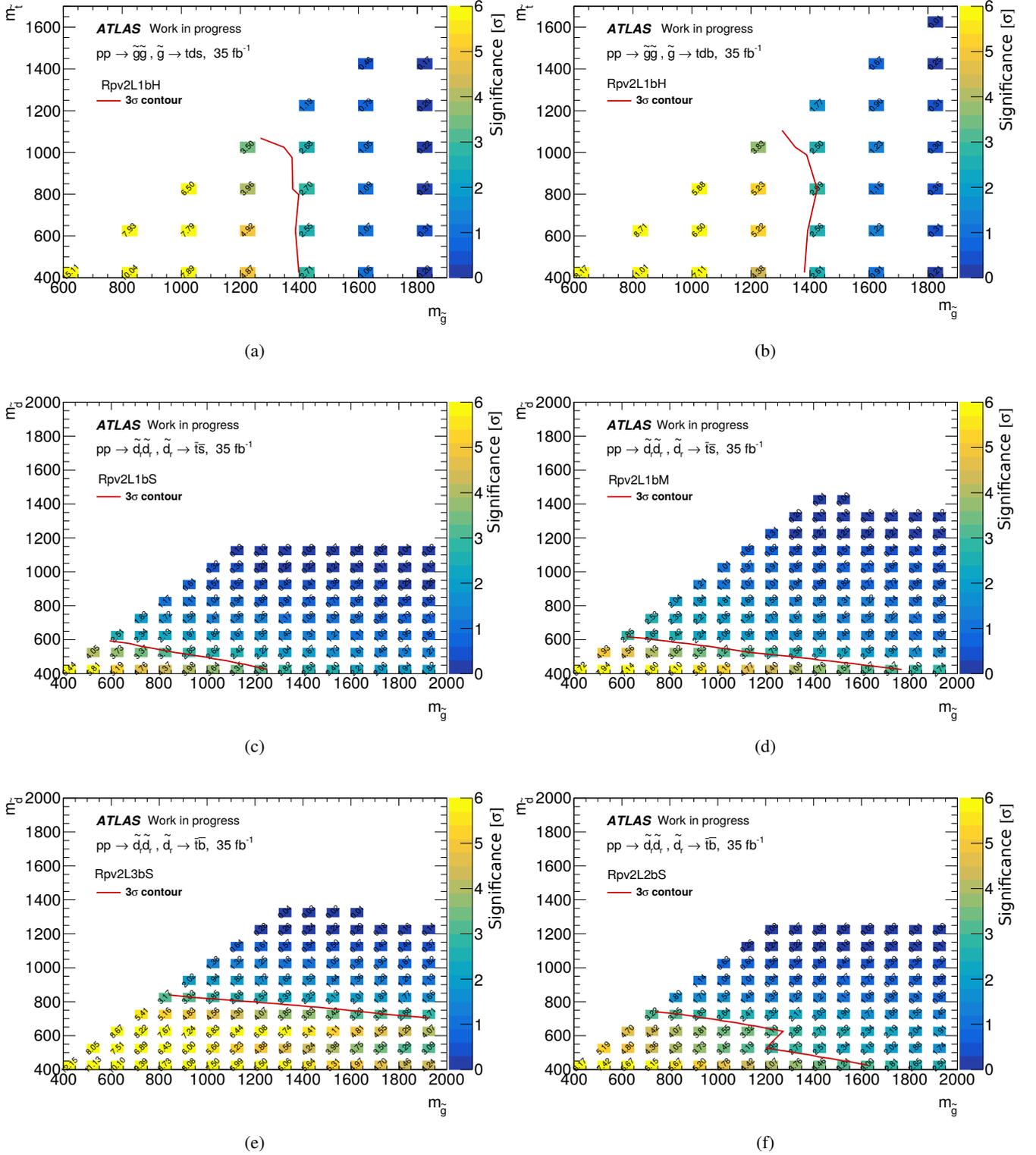


FIGURE V.14. – Niveaux de signification (a,b) pour les processus  $pp \rightarrow g\tilde{g}$  pour les modes de désintégration  $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  et  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$  dans la région de signal notée “Rpv2L1bH”, (c,d) pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  dans les régions de signal notées “Rpv2L1bM” et “Rpv2L1bS”, (d,e) pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  dans les régions de signal notées “Rpv2L3bS” et “Rpv2L2bS”. Les contours à  $3\sigma$  de niveau de signification sont représentés en rouge.

Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , le seuil à  $3\sigma$  est atteint pour des valeurs de masse du gluino de l'ordre de 1.4 TeV pour les deux modes de désintégration. Pour les modèles pour lesquels la masse du stop est proche de la masse du gluino, les quarks top issus de la désintégration du gluino emportent une plus faible partie de l'énergie du gluino, comme mentionné dans la section V.2.2, ce qui diminue l'acceptance sur le signal. Les valeurs du niveau de signification sont donc plus faibles pour ces modèles.

Pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ , les niveaux de signification sont plus élevés pour le mode de désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  que pour le mode de désintégration en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$ . Le bruit de fond est en effet considérablement réduit dans la région de signal Rpv2L3bS grâce au critère de sélection sur le nombre de b-jets. La sensibilité sur le processus recherché est alors grandement améliorée comme le montre la Figure V.13(f). Pour les modes de désintégration  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  et  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ , le seuil à  $3\sigma$  est respectivement atteint pour des valeurs de masse de d-squark de l'ordre de 600 GeV et 850 GeV pour les modèles pour lesquels la masse du gluino est proche de celle du d-squark.

Les taux d'évènements associés aux différentes sources de bruit de fond et prédits par les simulations Monte Carlo dans chacune des régions de signal sont donnés dans le tableau V.3. Les taux attendus d'évènements de bruit de fond sont dans l'ensemble compris entre 2 et 33 évènements.

TABLE V.3. – Taux d'évènements estimés par Monte Carlo pour les différentes sources de bruit de fond dans chacune des régions de signal. Plus d'informations sur les bruits de fond sont disponibles dans le chapitre VI. Le label "Autre" inclut les processus tribosons ( $VVV$ ), les processus de productions du boson de Higgs ainsi que les processus  $ttt$ ,  $t\bar{t}\bar{t}$  et  $t\bar{t} + VV$ . Seules les incertitudes statistiques sont incluses dans le tableau.

Région de Signal	W/Z+jets	$t\bar{t}$	ZZ/WW/WZ	$t\bar{t} + W/Z$	Autre	Total
Rpv2L1bH	$0.05 \pm 0.02$	$0.68 \pm 0.49$	$0.10 \pm 0.04$	$0.76 \pm 0.07$	$0.65 \pm 0.09$	$2.24 \pm 0.51$
Rpv2L1bM	$0.15 \pm 0.04$	$3.35 \pm 1.60$	$0.40 \pm 0.08$	$2.29 \pm 0.12$	$0.98 \pm 0.11$	$7.17 \pm 1.61$
Rpv2L1bS	$2.29 \pm 0.51$	$9.99 \pm 2.37$	$1.61 \pm 0.20$	$13.93 \pm 0.30$	$4.67 \pm 0.27$	$32.50 \pm 2.47$
Rpv2L3bS	$0.002 \pm 0.002$	$0.56 \pm 0.40$	$0.02 \pm 0.01$	$0.95 \pm 0.08$	$1.34 \pm 0.07$	$2.87 \pm 0.41$

La source dominante de bruit de fond provient des processus  $pp \rightarrow t\bar{t} + W/Z$ , lesquels engendrent des évènements composés de leptons de même charge accompagnés de b-jets. Leur état final étant proche de celui des processus recherchés, l'acceptance pour ces processus de bruit de fond est relativement grande dans les régions de signal considérées. La seconde source de bruit de fond la plus importante provient des évènements venant des processus  $pp \rightarrow t\bar{t}$  contenant soit un faux lepton, soit un lepton dont la charge est mal-identifiée. Les taux d'évènements des processus  $pp \rightarrow V$ +jets et  $pp \rightarrow VV$  sont, quant à eux, considérablement réduits grâce aux critères de sélection sur le nombre de b-jets, comme nous l'avons vu dans la section V.3.1. Quant aux autres sources de bruit de fond, leur taux d'évènements est en général faible à cause de leur faible section efficace. Le taux d'évènements  $pp \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$  est néanmoins non-négligeable dans la région Rpv2L3bS en raison du nombre important de b-quarks dans l'état final.

Comme nous le verrons dans la section VII.3.1, des désaccords ont été observés entre les données et les taux d'évènements attendus pour le bruit de fond dans des régions d'évènements de validation contenant au moins trois b-jets, invalidant ainsi l'estimation du bruit de fond dans ces régions. Afin de ne pas être affecté par ce désaccord, la région de signal notée Rpv2L3bS, qui est caractérisée par le critère  $N_{b\text{-jets}} \geq 3$ , a été remplacée par une région de signal notée "Rpv2L2bS" possédant les mêmes critères de sélection, à l'exception du critère sur le nombre de b-jets qui est relâché à  $N_{b\text{-jets}} \geq 2$ .

La sensibilité sur les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ ,  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  est grandement affectée par cette redéfinition de région de signal. Le taux d'évènements total de bruit de fond augmente de 2.9 à 18.4 évènements, et le

contour à  $3\sigma$  de niveau de signification, représenté sur la Figure V.14(f), est atteint pour des valeurs de masse de d-squark de 750 GeV au lieu de 850 GeV. L'impact du relâchement du critère sur le nombre de b-jets est par ailleurs représenté sur la Figure V.13(f).

## Estimation du bruit de fond

Une des étapes importantes d'une analyse de données consiste à comprendre et à estimer le bruit de fond dans les régions de signal. Pour des événements composés de deux leptons de même charge, il existe trois principales sources de bruit de fond :

- le bruit de fond *irréductible*, qui est constitué de processus du Modèle Standard contenant des leptons de même charge dans leur état final,
- le bruit de fond provenant des *faux leptons*, qui est constitué d'évènements contenant un lepton ne provenant pas du processus primaire ou un objet faussement reconstruit en tant qu'électron ou muon,
- le bruit de fond provenant de la *mauvaise identification de charge*, qui est constitué d'évènements composés de deux leptons de charge opposée dont un des leptons a sa charge mal-identifiée.

Combinés avec une grande multiplicité de jets, ces événements peuvent avoir les mêmes caractéristiques que le signal recherché et ainsi passer les différents critères de sélection définissant les régions de signal. Pour donner un ordre de grandeur, la contribution des trois sources de bruits de fond citées précédemment représente respectivement 39%, 27% et 34% des événements contenus dans l'ensemble des régions de signal listées dans le tableau IV.5.

Le bruit de fond irréductible est estimé en utilisant des simulations Monte Carlo des processus correspondants, tandis que les bruits de fond provenant des faux leptons et de la mauvaise identification de charge sont estimés par des méthodes dites *data-driven*, c'est-à-dire en se basant sur les données enregistrées. Ces deux derniers bruits de fond sont en effet dus aux erreurs de détection et de reconstruction des objets, lesquelles sont incorrectement décrites par les simulations Monte Carlo en raison des imperfections de la simulation de la réponse du détecteur ATLAS. Les méthodes *data-driven* sont donc adaptées pour ce type de bruit de fond puisque ces erreurs sont directement estimées à partir des données.

Dans ce chapitre, nous présenterons les méthodes utilisées pour estimer les différents bruits de fond cités précédemment, ainsi que les incertitudes systématiques qui leur sont associées. Les techniques décrites dans cette section correspondent uniquement à celles utilisées dans le cadre de l'analyse exotique [162, 163], une partie des travaux effectués dans le cadre de cette thèse ayant été dédiée à leur développement et à leur validation, en particulier pour celle utilisée pour l'estimation du bruit de fond provenant de la mauvaise

identification de charge. Les méthodes d'estimation utilisées dans le cadre de l'analyse supersymétrique ne seront en effet pas détaillées dans cette thèse, car elles sont assez similaires à celles présentées dans cette section. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à consulter les références [159, 160].

## VI.1 Le bruit de fond irréductible

Le bruit de fond irréductible est composé de processus du Modèle Standard dont l'état final est similaire à celui du signal recherché, lequel est composé de façon générique de leptons de même charge. Grâce à des lots d'évènements générés par Monte Carlo, la contribution de chacun de ces processus est estimée en normalisant le nombre d'évènements passant les sélections des régions de signal par sa section efficace de production théorique et la luminosité intégrée des données analysées.

Dans cette section, nous décrivons dans un premier temps les différents lots d'évènements générés par Monte Carlo qui ont été considérés pour estimer le bruit de fond irréductible dans le cadre de l'analyse exotique. Puis, nous présenterons les différentes sources d'incertitude systématique qui ont été prises en compte dans l'estimation de ce bruit de ce fond.

### VI.1.1 Processus du Modèle Standard

Le tableau VI.1 présente une liste complète des échantillons d'évènements générés par tirage Monte Carlo et les informations relatives à la procédure de simulation, à savoir : les fonctions de distribution de partons appliquées, les sections efficaces totales, les facteurs de correction utilisés pour normaliser les évènements à la section efficace totale calculée à l'ordre NLO et le type de simulation du détecteur qui a été utilisé. Les différentes notions qui sont utilisées dans cette section sont décrites dans la section II.3.

La plus importante source de bruit de fond irréductible provient de la production d'une paire de quarks top  $t\bar{t}$  accompagnée d'un boson de jauge  $W$  ou  $Z$  ( $t\bar{t}V$ ). Des exemples de diagrammes de Feynman des processus  $t\bar{t}V$  sont représentés sur la Figure VI.1. Les états finaux de ces processus contiennent deux leptons de même charge lorsqu'un lepton provenant de la désintégration du boson ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $W^\pm \rightarrow \ell^\pm\nu$ ) possède la même charge qu'un lepton provenant de la désintégration leptonique d'un des deux quarks top ( $t \rightarrow Wb$  et  $W \rightarrow \ell\nu$ ). Ces leptons de même charge sont par ailleurs accompagnés de quarks bottom issus de la désintégration des quarks top, ce qui améliore l'acceptance des processus  $t\bar{t}V$  dans les régions de signal définies à partir de critères de sélection sur le nombre de b-jets. Les évènements issus de ces processus sont générés à l'ordre LO avec le générateur MADGRAPH5\_aMC@NLO [104] combiné au générateur PYTHIA 8 [105]. Les sections efficaces de production sont normalisées aux sections efficaces théoriques calculées à l'ordre NLO en appliquant un facteur de correction de 1.32 pour les processus  $t\bar{t}W$  et de 1.51 pour les processus  $t\bar{t}Z$ .

Une autre source importante de bruit de fond irréductible provient des processus appelés *dibosons* ( $VV$ ). Ces processus correspondent à la production d'une paire de bosons de jauge  $W^\pm W^\pm$ ,  $W^\pm Z$  ou  $ZZ$ . Des exemples de diagramme de Feynman de ces trois types de processus sont représentés sur la Figure VI.2. Les bosons de jauge produits peuvent se désintégrer en leptons et former un état final composé respectivement de deux leptons de même charge et de deux neutrinos ( $\ell^\pm\ell^\pm\nu\nu$ ), de trois leptons et un neutrino ( $\ell\ell\ell\nu$ ) ou de quatre leptons ( $\ell\ell\ell\ell$ ). Ce bruit de fond est important dans les régions d'évènements à faible activité de jets et dans les régions d'évènements à trois leptons. Les évènements issus des processus dibosons sont générés avec le générateur SHERPA [103] en utilisant une combinaison d'éléments de matrice calculés à l'ordre NLO et d'éléments de matrice incluant la production de partons additionnels calculée à l'ordre LO (voir Tableau VI.1). Un facteur de correction de 0.91 est appliqué pour corriger la section efficace totale à la section efficace théorique calculée à l'ordre NLO.

TABLE VI.1. – Listes des échantillons Monte Carlo utilisés pour l’estimation du bruit de fond irréductible dans le cadre de l’analyse exotique. Chaque échantillon est caractérisée par un numéro d’identification (ID) défini par la collaboration ATLAS. Les labels “SF” et “OF” indiquent respectivement si les leptons sont de même saveur ou de différente saveur. “EW4” et “EW6” indiquent le nombre de vertex électrofaibles utilisés dans les éléments de matrice. La colonne PDFs donne les fonctions de distribution de partons utilisées lors de la génération du processus primaire. La colonne K-factor indique le facteur de correction appliqué pour normaliser la section efficace à celle calculée à l’ordre NLO. La colonne “Det. sim.” indique le type de simulation du détecteur employé : Full Simulation (FS) ou AltFast II (AF2).

ID	Processus	Generateur	Précision	PDFs	Section efficace [pb]	K-factor	Det. sim.
<i>t<math>\bar{t}</math>V</i>							
410066	<i>t<math>\bar{t}</math>W</i> excl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.1766	1.32	FS
410067	<i>t<math>\bar{t}</math>Wj</i> excl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.1406	1.32	FS
410068	<i>t<math>\bar{t}</math>Wjj</i> incl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.1368	1.32	FS
410111	<i>t<math>\bar{t}</math>Z</i> $\rightarrow$ <i>t<math>\bar{t}</math>ee</i> excl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.0088155	1.51	FS
410112	<i>t<math>\bar{t}</math>Zj</i> $\rightarrow$ <i>t<math>\bar{t}</math>eej</i> incl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.01438	1.51	FS
410113	<i>t<math>\bar{t}</math>Z</i> $\rightarrow$ <i>t<math>\bar{t}</math><math>\mu\mu</math></i> excl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.0088422	1.51	FS
410114	<i>t<math>\bar{t}</math>Zj</i> $\rightarrow$ <i>t<math>\bar{t}</math><math>\mu\mu</math>j</i> incl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.014375	1.51	FS
410115	<i>t<math>\bar{t}</math>Z</i> $\rightarrow$ <i>t<math>\bar{t}</math><math>\tau\tau</math></i> excl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.0090148	1.51	FS
410116	<i>t<math>\bar{t}</math>Zj</i> $\rightarrow$ <i>t<math>\bar{t}</math><math>\tau\tau</math>j</i> incl.	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.014636	1.51	FS
<i>Diboson VV</i>							
361063	<i>ZZ</i> $\rightarrow$ <i>llll</i>	SHERPA	0,1j@NLO +2,3j@LO	CT10	12.764	0.91	FS
361064	<i>ZW<math>^-</math></i> $\rightarrow$ <i>lllv</i> SF	SHERPA	0j@NLO +1,2,3j@LO	CT10	1.8442	0.91	FS
361065	<i>ZW<math>^-</math></i> $\rightarrow$ <i>lllv</i> OF	SHERPA	0j@NLO +1,2,3j@LO	CT10	3.6254	0.91	FS
361066	<i>ZW<math>^+</math></i> $\rightarrow$ <i>lllv</i> SF	SHERPA	0j@NLO +1,2,3j@LO	CT10	2.5618	0.91	FS
361067	<i>ZW<math>^+</math></i> $\rightarrow$ <i>lllv</i> OF	SHERPA	0j@NLO +1,2,3j@LO	CT10	5.0248	0.91	FS
361069	<i>WW</i> $\rightarrow$ <i>llvvij</i> EW4	SHERPA	2,3j@LO	CT10	0.025797	0.91	FS
361070	<i>WW</i> $\rightarrow$ <i>llvvij</i> EW6	SHERPA	2,3j@LO	CT10	0.043004	0.91	FS
361071	<i>ZW</i> $\rightarrow$ <i>llvij</i> EW6	SHERPA	2j@LO	CT10	0.042017	0.91	FS
361072	<i>ZZ</i> $\rightarrow$ <i>llllij</i> EW6	SHERPA	2j@LO	CT10	0.031496	0.91	FS
361073	<i>gg</i> $\rightarrow$ <i>llll</i>	SHERPA	0,1j@LO	CT10	0.020931	0.91	FS
<i>Triboson VVV</i>							
361620	<i>WWW</i> $\rightarrow$ <i>lvlvlv</i>	SHERPA	0j@NLO +1,2j@LO	CT10	0.008343	1.00	FS
361621	<i>WWZ</i> $\rightarrow$ <i>lvlvll</i>	SHERPA	0,1,2j@LO	CT10	0.001734	1.00	FS
361622	<i>WWZ</i> $\rightarrow$ <i>lvlvvv</i>	SHERPA	0,1,2j@LO	CT10	0.0034299	1.00	FS
361623	<i>WZZ</i> $\rightarrow$ <i>lvllll</i>	SHERPA	0j@NLO +1,2j@LO	CT10	0.00021783	1.00	FS
361624	<i>WZZ</i> $\rightarrow$ <i>lvllvv</i>	SHERPA	0j@NLO +1,2j@LO	CT10	0.0019248	1.00	FS
361625	<i>ZZZ</i> $\rightarrow$ <i>llllll</i>	SHERPA	0j@NLO +1,2j@LO	CT10	1.7059e-05	1.00	FS
361626	<i>ZZZ</i> $\rightarrow$ <i>llllvv</i>	SHERPA	0j@NLO +1,2j@LO	CT10	0.00044125	1.00	FS
<i>t<math>\bar{t}</math>H</i>							
341177	<i>t<math>\bar{t}</math>H</i> dilep.	AMC@NLO+HERWIG++	NLO	CT10	0.0536	1.00	FS
341270	<i>t<math>\bar{t}</math>H</i> semilep.	AMC@NLO+HERWIG++	NLO	CT10	0.5085	1.00	FS
341271	<i>t<math>\bar{t}</math>H</i> allhadr	AMC@NLO+HERWIG++	NLO	CT10	0.5085	1.00	FS
<i>VH</i>							
342284	<i>WH, W</i> $\rightarrow$ Any, <i>H</i> $\rightarrow$ incl	PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	1.1021	1.00	FS
342285	<i>ZH, Z</i> $\rightarrow$ Any, <i>H</i> $\rightarrow$ incl	PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.60072	1.00	FS
<i>Autres</i>							
304014	<i>ttt</i>	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.0016398	1.00	AF2
410080	<i>t<math>\bar{t}</math>t<math>\bar{t}</math></i>	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.0091622	1.0042	FS
410081	<i>t<math>\bar{t}</math>WW</i>	MADGRAPH 5+PYTHIA 8	LO	NNPDF2.3LO	0.0081	1.22	FS

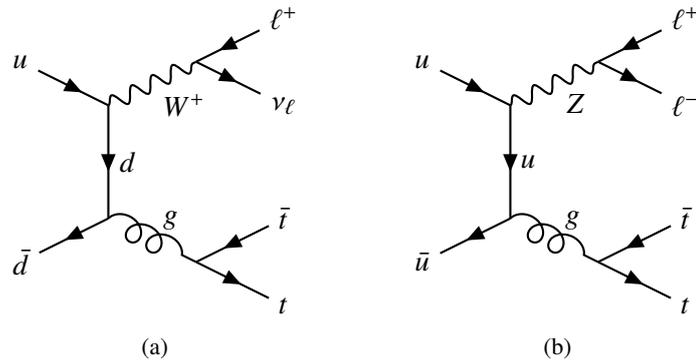


FIGURE VI.1. – Exemples de diagrammes de Feynman illustrant la production d’une paire de quarks top et d’un boson de jauge (a)  $W$  ou (b)  $Z$ .

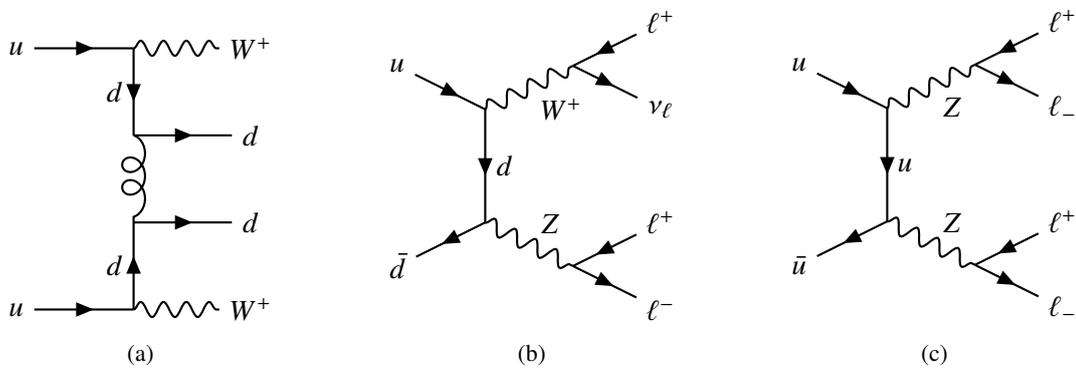


FIGURE VI.2. – Exemples de diagrammes de Feynman illustrant la production d’une paire de bosons (a)  $W^+W^+$ , (b)  $W^+Z$  et (c)  $ZZ$ .

Le bruit de fond irréductible contient également des processus plus rares pouvant produire des leptons de même charge dans leur état final. Bien que leurs contributions soient faibles dans les régions de signal, certains de ces processus ont tout de même été inclus dans l’analyse. Les processus rares considérés sont les suivants :

- les processus *tribosons*, c’est-à-dire la production de trois bosons de jauge ( $pp \rightarrow VVV$  où  $V = W, Z$ ). Afin d’éviter tout recouvrement avec les événements dibosons, seuls les processus où les bosons de jauge se désintègrent en leptons sont pris en compte dans la simulation. Les lots d’évènements ont été générés avec le générateur SHERPA [103] en utilisant, comme pour les processus dibosons, une combinaison d’éléments de matrice calculés à l’ordre NLO ou LO et contenant un nombre différent de partons additionnels.
- la production d’un boson de Higgs accompagné d’une paire de quarks top ( $t\bar{t}H$ ) ou d’un boson de jauge ( $VH$ ). Un des modes de désintégration les plus courants du boson de Higgs est la désintégration en paires de bosons de jauge ( $H \rightarrow VV^*$ ). Un lepton issu de ces bosons de jauge peut alors avoir la même charge qu’un lepton provenant de la désintégration d’un des quarks top ou du boson de jauge produit avec le boson de Higgs. Les évènements  $t\bar{t}H$  ont été générés à l’ordre NLO avec le générateur MADGRAPH5\_aMC@NLO [104] combiné au générateur HERWIG [114], tandis que les évènements  $VH$  ont été générés à l’ordre LO avec le générateur PYTHIA 8 [105].

- la production de trois quarks top ( $ttt$ ), de quatre quarks top ( $t\bar{t}t\bar{t}$ ) et d'une paire de quarks top accompagnée de deux bosons de jauge  $W$  ( $t\bar{t}WW$ ). Bien que leur section efficace soit très faible, ces processus engendrent aussi des événements composés de leptons de même charge. Les événements issus de ces processus ont été générés à l'ordre LO avec le générateur MADGRAPH5\_aMC@NLO [104] combiné avec le générateur PYTHIA 8 [105].

D'autres processus plus complexes peuvent également produire des leptons de même charge dans leur état final. Cependant, leur contribution attendue étant négligeable comparée à la contribution des processus précédemment discutés, ils ne sont pas pris en compte dans l'analyse.

## VI.1.2 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'incertitude systématique sont prises en compte lors de l'estimation du taux d'événements provenant du bruit de fond irréductible.

Tout d'abord, une incertitude est associée à la luminosité intégrée à laquelle les taux d'événements sont normalisés. La luminosité des données enregistrées par ATLAS est calculée à partir des mesures fournies par différents détecteurs et calibrées en utilisant la méthode décrite dans la référence [177]. Pour les données enregistrées en 2015, la luminosité intégrée a été mesurée à  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  avec une incertitude relative de 2.1%.

Une autre source d'incertitude concerne l'étalonnage de l'énergie des objets physiques, énergie qui n'est pas mesurée à la même échelle et à la même résolution dans les simulations Monte Carlo que dans les données en raison des imperfections de la simulation de la réponse du détecteur ATLAS. Cette différence est corrigée dans les simulations Monte Carlo en modifiant directement l'énergie des objets physiques afin de l'ajuster sur l'échelle et la résolution des énergies mesurées dans les données. Une incertitude systématique est alors estimée pour chacune de ces corrections en appliquant des variations de  $\pm 1\sigma$  sur l'énergie. Dans notre cas, les objets physiques concernés par cette incertitude sont les muons [125], les électrons [124], les jets [128] et les traces non-associées qui sont incluses le calcul de l'impulsion transverse manquante [134].

Les objets physiques sont de plus affectés par les incertitudes systématiques sur leurs efficacités de sélection, efficacités qui sont légèrement différentes entre les simulations Monte Carlo et les données, toujours à cause des imperfections de la simulation de la réponse de détecteur ATLAS. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section II.4, ces différences sont corrigées dans les simulations Monte Carlo en appliquant des facteurs d'échelle, définis comme le rapport entre les efficacités des données et des simulations Monte Carlo. Les incertitudes systématiques sur les corrections d'efficacité sont alors estimées en appliquant des variations de  $\pm 1\sigma$  sur ces facteurs d'échelle, lesquelles sont fournies par les groupes de la collaboration ATLAS travaillant sur les performances de détection des différents types d'objet physique. Pour les leptons, ces incertitudes concernent les efficacités du système de déclenchement, de la méthode de reconstruction, des critères d'identification et d'isolation, et, dans le cas des muons, des critères de sélection appliqués sur les paramètres d'impact [121, 125]. Pour les jets, une incertitude est associée au critère de sélection sur la variable  $JVT$ , qui est appliqué dans le but de réduire la proportion de jets provenant des phénomènes d'empilement [130]. Enfin, pour les b-jets, des incertitudes systématiques sont associées aux efficacités de la méthode d'étiquetage, en séparant les efficacités d'étiquetage des jets provenant d'un b-quark, d'un c-quark ou d'un autre parton léger [133].

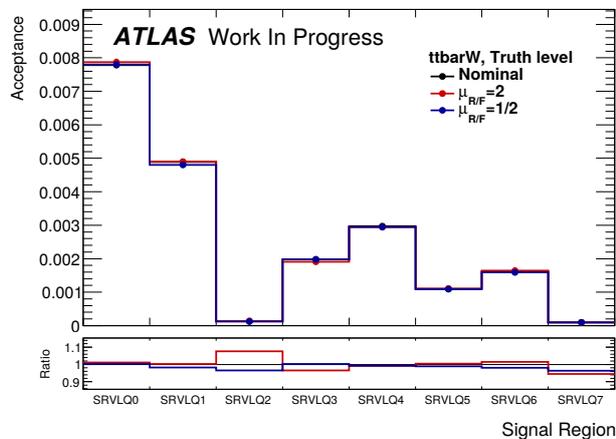
Des incertitudes systématiques sont également associées à la précision du calcul à l'ordre NLO des sections efficaces théoriques calculées relatives à chacun des processus du Modèle Standard qui composent

le bruit de fond irréductible. Ces incertitudes sont fournies par le groupe d'ATLAS spécialisé dans les performances des simulations Monte Carlo. Elles sont en général estimées en variant l'échelle de renormalisation et de factorisation et en modifiant les PDFs. Une incertitude de 13% et 12% est respectivement appliquée pour les processus  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}Z$  d'après les résultats de la référence [104], tandis qu'une incertitude de 6% est appliquée pour les processus dibosons  $VV$  d'après les résultats de la référence [178]. Pour les processus rares, le manque d'étude ne nous permet pas de conclure sur la valeur exacte de l'incertitude à appliquer sur leur section efficace théorique. Une valeur conservatrice de 50% est donc appliquée comme incertitude sur la section efficace pour chacun des processus rares.

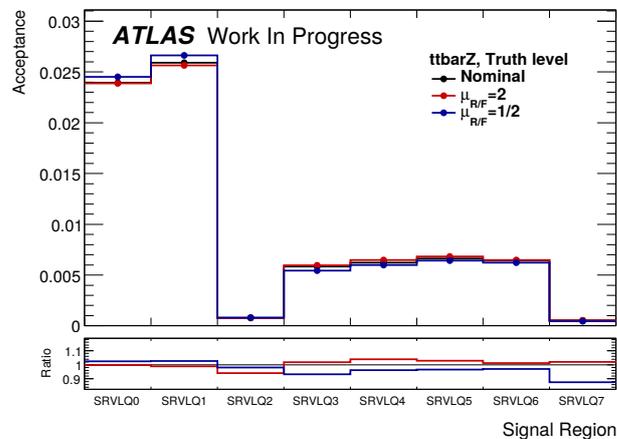
Une dernière source d'incertitude systématique est évaluée afin de prendre en compte l'incertitude sur l'acceptance de chacun des processus du Modèle Standard.

Une partie des travaux de cette thèse a été dédiée à l'estimation de cette incertitude d'acceptance pour les processus  $t\bar{t}V$ . L'acceptance des processus  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}Z$  a été calculée dans chacune des régions de signal du tableau IV.5 à partir des données de la simulation au niveau hadronique (c'est-à-dire après le parton showering). Cette acceptance a ensuite été comparée pour différentes variations d'échelle de factorisation et pour deux générateurs Monte Carlo différents : MadGraph 5 et Sherpa. Les Figures VI.3(a) et VI.3(b) montrent que les variations d'acceptance pour différentes échelles de factorisation ne dépassent pas 10% par rapport à l'acceptance nominale, tandis que les Figures VI.3(c) et VI.3(d) montrent que les variations d'acceptance entre les deux générateurs Monte Carlo considérés peuvent atteindre 30-40% dans certaines régions de signal caractérisées par une grande multiplicité de b-jets. Ces variations sont ensuite combinées pour former une incertitude totale pour chacune des régions de signal. Le résultat de cette combinaison est montré dans le tableau VI.2.

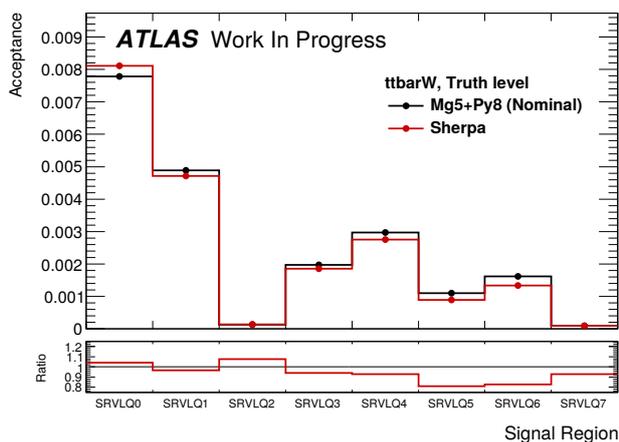
Les incertitudes sur l'acceptance des autres processus n'ont pas été estimées en raison de leur faible contribution dans les régions de signal. Pour les processus dibosons  $VV$ , une incertitude de 30% a été appliquée, cette valeur ayant été estimée par des études antérieures sur l'impact des variations d'échelles et de PDFs sur la cinématique des processus. Pour les processus rares, l'incertitude conservatrice sur la section efficace est supposée être assez grande pour couvrir l'incertitude sur l'acceptance.



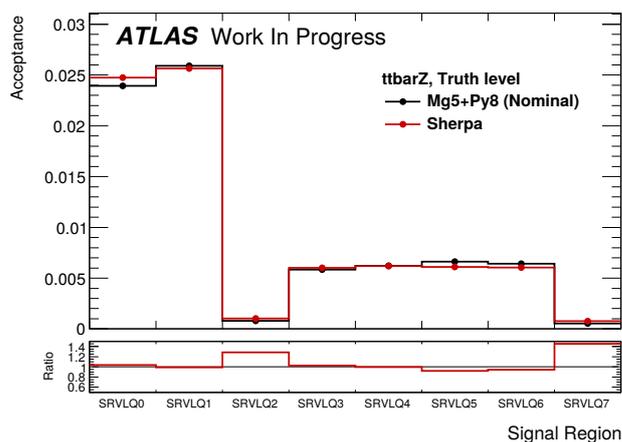
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE VI.3. – Acceptance des processus (a,c)  $t\bar{t}W$  et (b,d)  $t\bar{t}Z$  (a,b) pour des variations d'échelle de factorisation et (c,d) pour les générateurs Monte Carlo MadGraph5+Pythia8 et Sherpa. Les acceptances ont été estimées à partir d'une étude effectuée sur des données de simulation au niveau hadronique (après le *parton showering*).

SR0	SR1	SR2	SR3	SR4	SR5	SR6	SR7
5.70	4.18	30.68	8.00	8.22	20.69	18.55	46.71

TABLE VI.2. – Incertitudes relatives en % sur l'acceptance du processus  $t\bar{t}V$  dans les différentes régions de signal de l'analyse exotique.

## VI.2 Les faux leptons

Les faux leptons sont des objets physiques reconstruits comme des électrons ou des muons, mais qui ne proviennent pas d'un lepton produit par le processus primaire. Il existe trois sources principales de faux leptons.

- La première source de faux leptons provient de la désintégration des hadrons lourds. C'est le cas pour les hadrons contenant un quark charm ou un quark bottom, comme les mésons  $B^\pm$  qui ont un rapport d'embranchement de l'ordre de 10 % pour les canaux de désintégration en électron et en muon ( $B^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell + X$ ).
- La seconde source de faux leptons provient des hadrons chargés qui ont été reconstruits comme des leptons, en raison d'une réponse dans le détecteur ATLAS similaire à celle des leptons.
- La dernière source de faux leptons provient des phénomènes de radiation de bremsstrahlung des particules chargées. Les photons de bremsstrahlung peuvent alors se désintégrer en une paire d'électrons ( $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ ) si leur énergie est suffisamment grande.

La quantité de faux leptons dans les événements est fortement réduite grâce aux différents critères de qualité et de sélection appliqués sur les leptons reconstruits (comme les sélections cinématiques ou les critères d'identification et d'isolation). Cependant, ces critères ne rejettent pas tous les faux leptons et les événements restants peuvent contenir un vrai lepton et un faux lepton reconstruit avec la même charge que le vrai lepton.

Dans les régions de signal considérées dans cette thèse, le bruit de fond venant des faux leptons provient majoritairement des processus de production d'une paire de quarks top ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ) ou d'un boson de jauge  $W$  ( $pp \rightarrow W + \text{jets}$ ), où un faux lepton est reconstruit en association avec un vrai lepton. La contamination des faux leptons dans les autres processus tels que ceux présentés dans la section VI.1 est estimée comme étant négligeable.

Dans cette section, nous présenterons les techniques d'estimation de ce bruit de fond mises en oeuvre dans le cadre de l'analyse exotique. Ces techniques s'appuient sur une méthode *data-driven*, appelée *méthode matricielle*, combinée avec une approche basée sur une fonction de vraisemblance [179, 180]. Cette méthode a été développée en collaboration avec le groupe d'ATLAS travaillant sur l'étude des faux leptons comme bruit de fond pour les analyses étudiant le quark top [181, 182].

### VI.2.1 Méthode matricielle

Pour expliquer le principe de la méthode matricielle, nous utiliserons le cas simple d'estimation du bruit de fond provenant des faux leptons dans des lots d'événements composés d'un seul lepton.

Comme nous l'avons mentionné dans la section IV.1.3, deux types de leptons sont utilisés pour estimer la contribution des événements contenant des faux leptons : les leptons dits *stricts* basés sur des critères de qualité *stricts* et les leptons dits *relâchés* basés sur des critères de qualité *relâchés*. Les critères de qualité stricts sont définis afin de réduire la contamination en faux leptons par l'utilisation de critères cinématiques, d'identification, d'isolation, etc. Ce sont les leptons stricts qui sont utilisés pour sélectionner les événements dans les régions de signal. Les critères de qualité relâchés sont, quant à eux, définis afin d'augmenter la contamination en faux leptons en relâchant ou en retirant certains critères par rapport aux critères de qualité stricts. Les leptons relâchés sont utilisés dans la méthode matricielle pour estimer le taux de faux leptons dans un lot d'événements donné.

Nous définissons l'efficacité des vrais (faux) leptons, notée  $\varepsilon_v$  ( $\varepsilon_f$ ), comme la probabilité qu'un vrai (faux) lepton de type relâché soit de type strict, et donc respecte les critères définis pour les leptons stricts.

Parmi le nombre d'évènements avec un lepton relâché, noté  $N^{\text{rel}}$ , on peut compter les nombres de leptons stricts, noté  $N^{\text{str}}$ , et de leptons qui ne sont pas stricts, noté  $N^{\text{str}\#}$ . On en déduit que :

$$N^{\text{str}} = N_{\text{vrai}}^{\text{str}} + N_{\text{faux}}^{\text{str}} = \varepsilon_v N_{\text{vrai}}^{\text{rel}} + \varepsilon_f N_{\text{faux}}^{\text{rel}} \quad (\text{VI.1})$$

$$N^{\text{str}\#} = N_{\text{vrai}}^{\text{str}\#} + N_{\text{faux}}^{\text{str}\#} = (1 - \varepsilon_v) N_{\text{vrai}}^{\text{rel}} + (1 - \varepsilon_f) N_{\text{faux}}^{\text{rel}} \quad (\text{VI.2})$$

où  $N_{\text{vrai}}$  et  $N_{\text{faux}}$  sont respectivement les nombres de vrais leptons et de faux leptons. On obtient alors le système d'équations suivant :

$$\begin{pmatrix} N^{\text{str}} \\ N^{\text{str}\#} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} N_{\text{vrai}}^{\text{str}} \\ N_{\text{faux}}^{\text{str}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1-\varepsilon_v}{\varepsilon_v} & \frac{1-\varepsilon_f}{\varepsilon_f} \end{pmatrix} \quad (\text{VI.3})$$

En inversant la matrice  $\mathbf{M}$  de l'équation VI.3, il est possible de retrouver les nombres de vrais leptons  $N_{\text{vrai}}^{\text{str}}$  et de faux leptons  $N_{\text{faux}}^{\text{str}}$  en fonction des nombres de leptons stricts  $N^{\text{str}}$  et de leptons non-stricts  $N^{\text{str}\#}$ . De manière équivalente, et grâce à la linéarité du système d'équations précédent, il est aussi possible de pondérer les évènements possédant un lepton strict ou non-strict par les éléments de la matrice  $\mathbf{M}^{-1}$  associés. Le nombre final de vrais leptons ou de faux leptons est alors obtenu à partir de la somme des poids de chacun des évènements :

$$N_{\text{vrai}}^{\text{str}} = \sum_i^{N^{\text{str}}} \mathbf{M}_{(1,1)}^{-1} + \sum_i^{N^{\text{str}\#}} \mathbf{M}_{(1,2)}^{-1} \quad (\text{VI.4})$$

$$N_{\text{faux}}^{\text{str}} = \sum_i^{N^{\text{str}}} \mathbf{M}_{(2,1)}^{-1} + \sum_i^{N^{\text{str}\#}} \mathbf{M}_{(2,2)}^{-1} \quad (\text{VI.5})$$

L'avantage de cette procédure est, d'une part, de pouvoir estimer le taux de vrai/faux leptons dans une distribution en pondérant simplement les évènements avec les éléments de la matrice inversée et, d'autre part, d'intégrer la dépendance des efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$  en fonction des variables cinématiques du lepton.

Le principe d'estimation qui vient d'être présenté pour le cas simple des évènements à un seul lepton est généralisable pour des évènements à plusieurs leptons. Par exemple, une matrice 4x4 peut être construite pour les évènements à deux leptons en considérant les différentes combinaisons strict(s)/non-strict( $\bar{s}$ ) et vrai(v)/faux(f) des deux leptons :

$$\begin{pmatrix} N^{ss} \\ N^{s\bar{s}} \\ N^{\bar{s}s} \\ N^{\bar{s}\bar{s}} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} N_{\text{vv}}^{ss} / \varepsilon_{v_1} \varepsilon_{v_2} \\ N_{\text{vf}}^{ss} / \varepsilon_{v_1} \varepsilon_{f_2} \\ N_{\text{fv}}^{ss} / \varepsilon_{f_1} \varepsilon_{v_2} \\ N_{\text{ff}}^{ss} / \varepsilon_{f_1} \varepsilon_{f_2} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \mathbf{M} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{v_1} \varepsilon_{v_2} & \varepsilon_{v_1} \varepsilon_{f_2} & \varepsilon_{f_1} \varepsilon_{v_2} & \varepsilon_{f_1} \varepsilon_{f_2} \\ \varepsilon_{v_1} \bar{\varepsilon}_{v_2} & \varepsilon_{v_1} \bar{\varepsilon}_{f_2} & \varepsilon_{f_1} \bar{\varepsilon}_{v_2} & \varepsilon_{f_1} \bar{\varepsilon}_{f_2} \\ \bar{\varepsilon}_{v_1} \varepsilon_{v_2} & \bar{\varepsilon}_{v_1} \varepsilon_{f_2} & \bar{\varepsilon}_{f_1} \varepsilon_{v_2} & \bar{\varepsilon}_{f_1} \varepsilon_{f_2} \\ \bar{\varepsilon}_{v_1} \bar{\varepsilon}_{v_2} & \bar{\varepsilon}_{v_1} \bar{\varepsilon}_{f_2} & \bar{\varepsilon}_{f_1} \bar{\varepsilon}_{v_2} & \bar{\varepsilon}_{f_1} \bar{\varepsilon}_{f_2} \end{pmatrix} \quad (\text{VI.6})$$

$$\text{où} \quad \bar{\varepsilon} = 1 - \varepsilon \quad (\text{VI.7})$$

De la même manière que pour le cas à un seul lepton, il suffit simplement d'inverser la matrice  $\mathbf{M}$  pour connaître le nombre d'évènements contenant des faux leptons :  $N_{\text{faux}} = N_{\text{vf}} + N_{\text{fv}} + N_{\text{ff}}$ .

Cette procédure constitue le principe de la méthode matricielle dans sa version standard. Cependant, cette méthode possède une limitation technique : lorsque les efficacités des vrais leptons  $\varepsilon_v$  et des faux leptons  $\varepsilon_f$  sont trop proches numériquement, la matrice  $\mathbf{M}$  devient difficile à inverser et les poids résultants

peuvent alors avoir de grandes valeurs négatives ou positives rendant l'estimation instable avec de grandes fluctuations statistiques.

Pour résoudre ce problème, la méthode matricielle a été combinée avec une approche basée sur une fonction de vraisemblance [179, 180]. Si on reprend le cas des événements à deux leptons, le principe de cette méthode consiste à construire une fonction de vraisemblance à partir des lois de distribution de Poisson des nombres des différentes combinaisons de leptons stricts/non-stricts connaissant les nombres attendus à partir de l'équation VI.6 :

$$L = P(N^{ss}|N_{\text{att}}^{ss}) \times P(N^{s\bar{s}}|N_{\text{att}}^{s\bar{s}}) \times P(N^{\bar{s}s}|N_{\text{att}}^{\bar{s}s}) \times P(N^{\bar{s}\bar{s}}|N_{\text{att}}^{\bar{s}\bar{s}}) \quad (\text{VI.8})$$

$$\text{où } P(N|\lambda) = \frac{\lambda^N e^{-\lambda}}{N!} \quad (\text{VI.9})$$

En mesurant les nombres d'événements  $N^{ss/s\bar{s}/\bar{s}s/\bar{s}\bar{s}}$  et en connaissant les valeurs des efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$ , la minimisation de  $-\ln L$  donne alors une estimation des valeurs de  $N_{vv/vf/fv/ff}^{ss}$  sans passer par l'inversion de la matrice  $\mathbf{M}$ . Cependant, comme on l'a vu précédemment, les efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$  peuvent dépendre de plusieurs variables ce qui augmente le nombre de degrés de liberté de la fonction de vraisemblance de l'équation VI.8, rendant la minimisation difficile, voire impossible. Pour contourner ce problème, les éléments de la matrice  $\mathbf{M}$  sont moyennés en considérant la moyenne du produit des efficacités  $\langle \varepsilon_1 \varepsilon_2 \rangle$  des événements.

La Figure VI.4 montre la comparaison des résultats de la méthode matricielle standard et de cette méthode combinée avec une fonction de vraisemblance sur des événements générés par simulation Monte Carlo. La deuxième méthode offre plusieurs avantages :

- l'incertitude statistique est réduite pour des petits nombres de faux leptons (voir Fig. VI.4(a)),
- les nombres de faux leptons estimés ne peuvent pas prendre des valeurs négatives (voir Fig. VI.4(a)),
- lorsque les valeurs des efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$  sont proches, l'estimation du nombre de faux leptons reste stable et donne des valeurs cohérentes par rapport au vrai nombre de faux leptons (voir Fig. VI.4(b)).

Cette méthode d'estimation donne donc des résultats avec une bien meilleure précision que la méthode matricielle standard et ce, dans n'importe quelle situation. Néanmoins, son principal désavantage réside dans le fait qu'elle ne donne pas un poids à appliquer pour chaque événement mais nécessite une étape finale de minimisation. Si on souhaite avoir une estimation dans une distribution des événements pour une observable donnée, il est nécessaire d'appliquer la procédure de minimisation pour chaque intervalle de valeurs ce qui rend son application un peu plus complexe que la méthode matricielle standard.

## VI.2.2 Mesure des efficacités

Pour utiliser la méthode d'estimation décrite précédemment, il est nécessaire de mesurer les efficacités des vrais leptons  $\varepsilon_v$  et des faux leptons  $\varepsilon_f$ . Comme nous l'avons vu dans la section IV.2.3 dans le cadre de l'analyse exotique, les leptons relâchés sont définis par rapport aux leptons stricts en retirant le critère d'isolation du muon ou de l'électron (voir Tab.IV.6). Les efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$  représentent donc simplement une efficacité d'isolation à mesurer sur des lots d'événements enrichis en vrais ou faux leptons.

Les efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$  sont mesurées sur des lots d'événements composés d'un seul lepton relâché et d'au moins un jet. Des régions d'événements dites de *contrôle* sont définies à partir de critères de sélection, résumés dans le tableau VI.3, optimisés afin d'enrichir les événements en vrais leptons ou en faux leptons. Les régions de contrôle des vrais leptons sont enrichies par des événements de production d'un boson

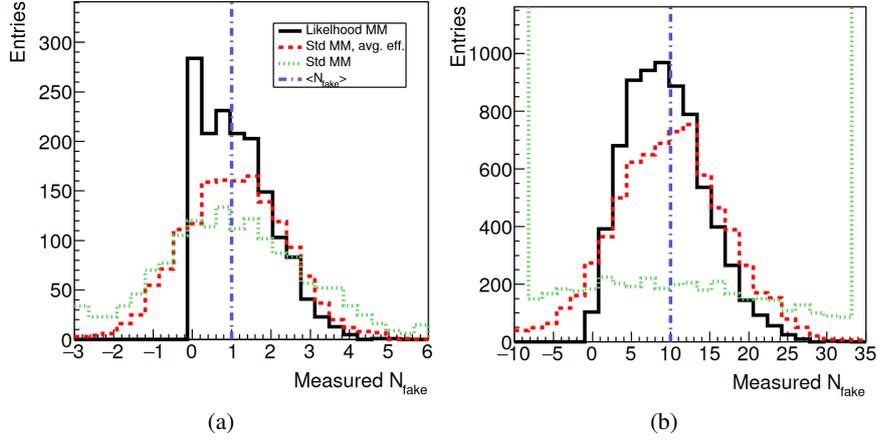


FIGURE VI.4. – Distributions du nombre d'événements contenant de faux leptons estimés sur des échantillons Monte Carlo constitués de 100 événements à deux leptons avec des efficacités moyennes (a)  $\langle \varepsilon_v \rangle = 0.90$  et  $\langle \varepsilon_f \rangle = 0.10$  et (b)  $\langle \varepsilon_v \rangle = 0.90$  et  $\langle \varepsilon_f \rangle = 0.50$ . Les courbes en pointillé verte et rouge montrent respectivement l'estimation avec la méthode de la matrice standard et l'estimation obtenue avec cette même méthode mais en considérant la moyenne du produit des efficacités  $\langle \varepsilon_1 \varepsilon_2 \rangle$ . La courbe noire montre l'estimation avec la méthode de la matrice combinée avec l'approche de vraisemblance. La vraie valeur du nombre d'événements de faux leptons est représentée par la ligne en pointillé bleue. Ces distributions sont tirées de la référence [180].

de jauge  $W$  se désintégrant en lepton accompagné de jets ( $pp \rightarrow W + \text{jets}$  avec  $W \rightarrow \ell \nu$ ), tandis que les régions de contrôle des faux leptons sont enrichies par des événements issus de la production de multi-jets ( $pp \rightarrow \text{jets}$ ). Pour les régions enrichies en faux leptons, la proportion d'événements provenant de vrais leptons est soustraite à l'aide de simulations Monte Carlo.

TABLE VI.3. – Critères de sélection appliqués aux lots d'événements à partir desquels sont mesurées les efficacités des vrais et faux leptons. Les événements sélectionnés contiennent exactement un lepton relâché et au moins un jet.

La masse transverse  $m_T$  est définie par  $m_T = \sqrt{2p_{T\ell} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos(\phi_\ell - \phi_{E_T^{\text{miss}}}))}$ .

Efficacité	Sélections
électron $\varepsilon_v$	$E_T^{\text{miss}} > 150 \text{ GeV}$
électron $\varepsilon_f$	$m_T < 20 \text{ GeV}$ et $E_T^{\text{miss}} + m_T < 60 \text{ GeV}$
muon $\varepsilon_v$	$m_T > 100 \text{ GeV}$
muon $\varepsilon_f$	$d_0/\sigma_{d_0} > 5$

Les efficacités  $\varepsilon_v$  et  $\varepsilon_f$  sont estimées dans leurs régions respectives en calculant le rapport entre le nombre d'événements avec un lepton strict sur le nombre total d'événements avec un lepton relâché,  $\varepsilon = N^{\text{str}}/N^{\text{rel}}$ . Afin de prendre en compte la dépendance en fonction des propriétés cinématiques du lepton, les efficacités sont mesurées en fonction des variables suivantes : l'impulsion transverse  $p_T^\ell$  du lepton, la pseudo-rapacité  $\eta_\ell$  du lepton et la distance angulaire entre le lepton et le jet le plus proche  $\Delta R(\ell, 1^{\text{er}} \text{ jet})$ . De plus, afin de prendre en compte les contributions des différentes sources de faux leptons, les efficacités sont mesurées séparément pour des catégories d'événements définies selon : le nombre de jets, la présence ou non d'un b-jet, et, dans le cas des muons, le menu du système de déclenchement activé par le muon.

À titre d'exemple, la Figure VI.5 montre les efficacités mesurées pour les électrons et les muons et

leur dépendance en fonction des trois variables cinématiques considérées ( $p_T^\ell$ ,  $\eta_\ell$  et  $\Delta R(\ell, 1^{\text{er}} \text{ jet})$ ). Les efficacités des vrais électrons (muons) sont de l'ordre de 90% (95%), tandis que les efficacités des faux électrons (muons) sont de l'ordre de 20% (40%) mais augmentent jusqu'à 50% (60%) pour de grandes impulsions transverses. Comme prévu, l'efficacité des vrais leptons est plus grande que l'efficacité des faux leptons.

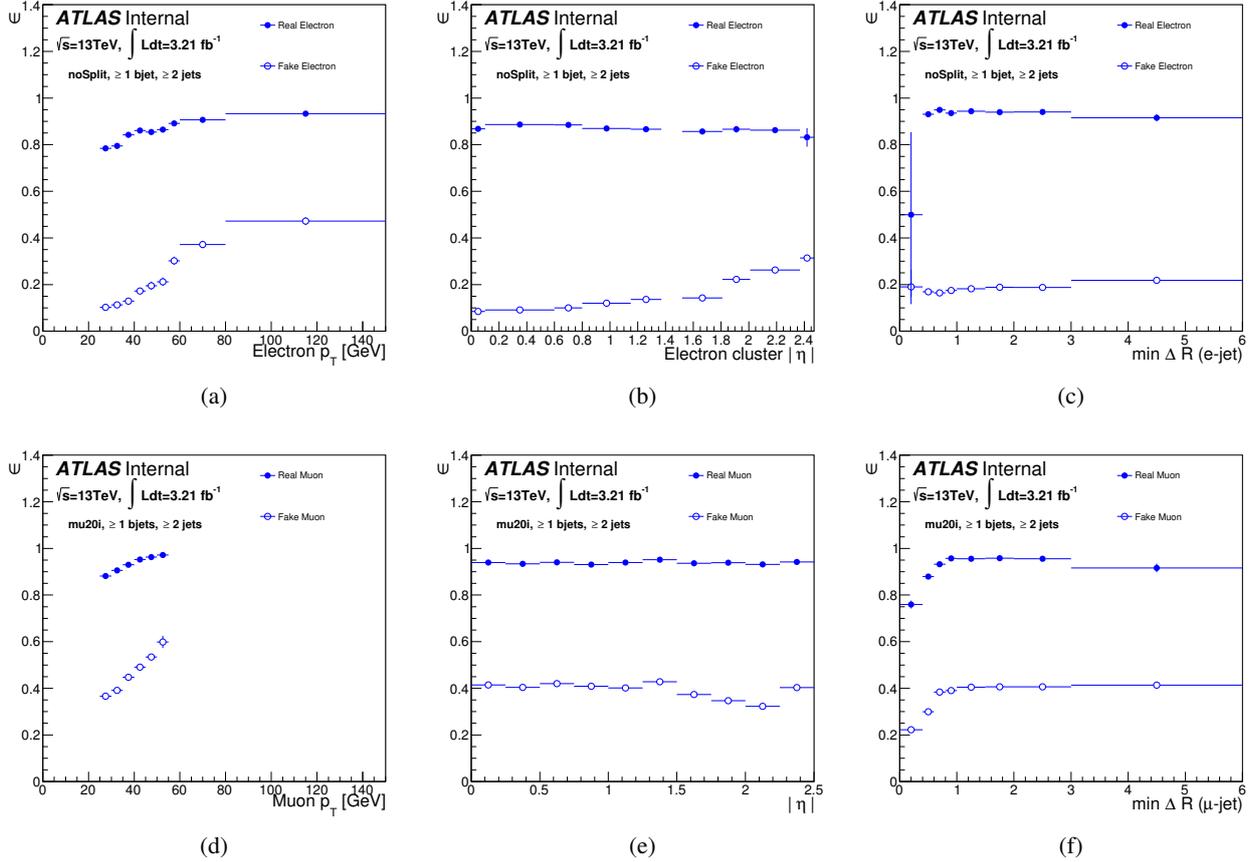


FIGURE VI.5. – Efficacités des vrais et des faux électrons et muons en fonction (a,d) de l'impulsion transverse, (b,f) de la pseudo-rapidité et (c,g) de la distance avec le jet le plus proche. Ces efficacités sont mesurées pour des catégories d'évènements contenant au moins deux jets dont au moins un est étiqueté comme étant un b-jet [162].

### VI.2.3 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'incertitude systématique peuvent affecter la mesure des efficacités. Dans notre cas, trois sources d'incertitudes sont prises en compte :

1. l'incertitude sur le choix des régions d'évènements de contrôle dans lesquelles ces efficacités sont mesurées,
2. l'incertitude sur la soustraction des évènements contenant des vrais leptons par simulation Monte Carlo dans les régions de contrôle enrichies en faux leptons,
3. l'incertitude due aux nombres limités d'évènements dans les régions de contrôle.

La première source d’incertitude est la plus importante. Elle est estimée en mesurant les efficacités dans des régions de contrôle alternatives, dont les critères de sélection sont donnés dans le tableau VI.4.

TABLE VI.4. – Critères de sélection appliqués aux régions alternatives d’évènements utilisées pour mesurer les efficacités des vrais et des faux leptons. Comme pour les régions de contrôle nominales, les évènements sélectionnés contiennent exactement un lepton relâché et au moins un jet.

Efficacité	Sélections alternatives
électron $\varepsilon_v$	$E_T^{\text{miss}} > 175 \text{ GeV}$
électron $\varepsilon_f$	$E_T^{\text{miss}} < 20 \text{ GeV}$
muon $\varepsilon_v$	$m_T > 110 \text{ GeV}$
muon $\varepsilon_f$	$m_T < 20 \text{ GeV}$ et $E_T^{\text{miss}} + m_T < 60 \text{ GeV}$

Pour les régions de contrôle enrichies en faux leptons, les différents critères de sélection permettent de modifier la composition en sources de faux leptons. Comme nous l’avons mentionné précédemment, les faux leptons proviennent de trois sources différentes (désintégration de mésons, hadron reconstruit comme un lepton, radiation de bremsstrahlung). Or il a été montré par des études faites sur des échantillons Monte Carlo [162, 183] que chacune de ces sources possède des valeurs différentes d’efficacité  $\varepsilon_f$ . L’efficacité totale mesurée dans une région d’évènements dépend donc de la proportion relative de chacune des sources, qui peut être différente entre la région de signal et la région de contrôle.

Pour les régions de contrôle enrichies en vrais leptons, les critères de sélection des régions de contrôle sont légèrement modifiés afin de faire varier la contamination en faux leptons, laquelle peut modifier la mesure des efficacités des vrais leptons.

La deuxième source d’incertitude est estimée en variant de  $\pm 10\%$  le facteur de normalisation du nombre de vrais leptons prédit par Monte Carlo dans les régions de contrôle enrichies en faux leptons. Cette variation de  $10\%$  provient de l’incertitude attendue sur la section efficace des processus qui contribue à la contamination en vrais leptons (principalement les processus  $pp \rightarrow W+\text{jets}$  et  $pp \rightarrow t\bar{t}$ ). La troisième source d’incertitude est, quant à elle, estimée en divisant les régions de contrôle en quatre sous-échantillons du même nombre d’évènements et les efficacités sont remesurées dans chacun des sous-échantillons.

L’incertitude systématique totale est ensuite estimée en combinant quadratiquement les variations sur le taux de faux leptons engendrées par chacune des sources d’incertitude systématique sur les efficacités des vrais et faux leptons. Dans le cadre de l’analyse exotique, l’incertitude systématique totale a été estimée à environ  $54\%$  dans les régions d’évènements avec une activité de jet  $H_T$  supérieure à  $400 \text{ GeV}$  et contenant au moins un b-jet. Cette incertitude totale est appliquée sur l’estimation du bruit de fond des faux leptons dans les différentes régions de signal considérées dans l’analyse exotique.

## VI.3 La mauvaise identification de charge

Une paire d'électrons de charge opposée  $e^+e^-$  produite par un des processus les plus courants du Modèle Standard ( $pp \rightarrow Z, t\bar{t}, \dots$ ) peut être reconstruite comme une paire d'électrons de même charge  $e^\pm e^\pm$  si la charge d'un des électrons est mal-identifiée. Cette mauvaise identification de charge provient de deux sources principales :

- Le détecteur interne peut échouer à reconstruire correctement la charge d'une particule à partir de la courbure de sa trace. C'est le cas par exemple des électrons très énergétiques qui ont une trace très peu courbée et il devient alors difficile d'identifier sa charge. Cette contribution dépend fortement de l'impulsion transverse  $p_T$  de l'électron.
- L'électron peut interagir avec les matériaux du détecteur en émettant un photon de bremsstrahlung qui se désintègre ensuite en une paire électron-positron ( $e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm e^+ e^-$ ). Il est alors possible que le dépôt d'énergie électromagnétique soit associé à la trace de l'électron de charge opposée. Ce phénomène est appelé *la conversion par photon* et sa probabilité d'occurrence dépend de la quantité de matériaux que l'électron traverse, ce qui augmente avec sa pseudo-rapacité  $\eta$ .

Ces phénomènes sont négligeables pour les muons, car ils interagissent faiblement avec les matériaux et leur charge est mesurée avec une plus grande précision grâce au spectromètre à muons.

Une partie des travaux de cette thèse a été dédiée à l'estimation du bruit de fond provenant de la mauvaise identification de charge dans le cadre de l'analyse exotique. Les méthodes d'estimation détaillées dans cette section s'inscrivent dans la lignée des études effectuées sur les données enregistrées à 8 TeV [184]. Elles ont été développées en collaboration avec le groupe d'ATLAS travaillant sur la reconstruction et les performances des électrons en vue d'une harmonisation des méthodes d'estimation du bruit de fond de mauvaise reconstruction de charge dans toutes les analyses de la collaboration ATLAS [185].

### VI.3.1 Principe d'estimation

Le taux d'évènements provenant du bruit de fond de mauvaise identification de charge est estimé en utilisant une méthode *data-driven* qui se base sur la mesure de la probabilité qu'un électron ait sa charge mal identifiée. Cette probabilité est appelée *le taux de charge inversée* et est notée génériquement  $\epsilon$ . Elle dépend essentiellement de la valeur absolue de la pseudo-rapacité  $|\eta|$  de l'électron et de son impulsion transverse  $p_T$  :

$$\epsilon = \epsilon(|\eta|, p_T) \quad (\text{VI.10})$$

Soient  $N_{\text{reco}}^{\text{SS}}$  et  $N_{\text{reco}}^{\text{OS}}$  respectivement les nombres d'évènements contenant deux leptons reconstruits avec la même charge ( $e^\pm e^\pm$ ) et avec des charges opposées ( $e^+ e^-$ ). Connaissant les valeurs des taux de charge inversée associées aux deux électrons, notées  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ , et le nombre de vrais évènements contenant deux leptons de charge opposée, noté  $N_{\text{true}}^{\text{OS}}$ , on en déduit :

$$N_{\text{reco}}^{\text{SS}} = N_{\text{true}}^{\text{OS}} \times (\epsilon_1(1 - \epsilon_2) + \epsilon_2(1 - \epsilon_1)) \quad (\text{VI.11})$$

$$N_{\text{reco}}^{\text{OS}} = N_{\text{true}}^{\text{OS}} \times ((1 - \epsilon_2)(1 - \epsilon_1) + \epsilon_1 \epsilon_2) \quad (\text{VI.12})$$

Le terme multiplicatif de l'équation VI.11 représente la probabilité qu'un des deux électrons ait sa charge mal-identifiée, tandis que celui de l'équation VI.12 représente la probabilité qu'aucun ou que les deux électrons aient leur charge mal-identifiée.

En résolvant ce système à deux équations, on obtient :

$$N_{\text{reco}}^{\text{SS}} = N_{\text{reco}}^{\text{OS}} \times \frac{\epsilon_1(1 - \epsilon_2) + \epsilon_2(1 - \epsilon_1)}{(1 - \epsilon_2)(1 - \epsilon_1) + \epsilon_1\epsilon_2} = N_{\text{reco}}^{\text{OS}} \times \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2 - 2\epsilon_2\epsilon_1}{1 - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2\epsilon_1\epsilon_2} \quad (\text{VI.13})$$

D'après l'équation VI.13, il est donc possible d'estimer le nombre d'évènements  $e^\pm e^\pm$  en pondérant chaque évènement  $e^+ e^-$  par un poids qui dépend des taux de charge inversée des deux électrons :

$$w = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2 - 2\epsilon_2\epsilon_1}{1 - \epsilon_1 - \epsilon_2 + 2\epsilon_1\epsilon_2} \quad (\text{VI.14})$$

De la même manière, un évènement composé d'une paire électron-muon de charge opposée peut être reconstruit comme une paire électron-muon de même charge ( $e^\pm \mu^\pm$ ) si la charge de l'électron est mal-identifiée. Le taux d'évènements  $e^\pm \mu^\pm$  est estimé en pondérant les évènements contenant une paire électron-muon de charge opposée ( $e^\pm \mu^\mp$ ) en calculant le poids selon l'équation VI.14 et en considérant le taux de charge inversée du muon égal à zéro.

### VI.3.2 Mesure du taux de charge inversée

La méthode d'estimation du bruit de fond de mauvaise identification de charge nécessite de mesurer le taux de charge inversée  $\epsilon$  pour différents intervalles de valeurs en pseudo-rapacité et en impulsion transverse, que l'on notera génériquement  $(|\eta|, p_T)$ .

Dans l'hypothèse où notre échantillon d'évènements se compose entièrement de vrais évènements  $e^+ e^-$ , le nombre attendu d'évènements d'électrons reconstruits de même charge  $e^\pm e^\pm$  dans un double intervalle de valeurs en  $(|\eta|, p_T)$  d'indices  $i$  et  $j$  est :

$$N_{ij \text{ att}}^{\text{SS}} = N_{ij} \times (\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i)) \quad (\text{VI.15})$$

où  $N_{ij \text{ att}}^{\text{SS}}$  et  $N_{ij}$  sont respectivement le nombre d'évènements attendus d'électrons de même charge  $e^\pm e^\pm$  et le nombre d'évènements d'électrons sans condition sur leur charge ( $e^\pm e^\pm + e^+ e^-$ ). On en déduit que le nombre d'évènements mesuré  $N_{ij}^{\text{SS}}$  suit la loi de distribution de Poisson suivante :

$$P(N_{ij}^{\text{SS}}, N_{ij} | \epsilon_i, \epsilon_j) = \frac{[N_{ij}(\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i))]^{N_{ij}^{\text{SS}}} \exp^{-N_{ij}(\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i))}}{N_{ij}^{\text{SS}}!} \quad (\text{VI.16})$$

On peut alors construire une fonction de vraisemblance en combinant les probabilités associées aux différents intervalles de valeurs en  $(|\eta|, p_T)$  :

$$-\ln L(\epsilon | N_{ij}^{\text{SS}}, N_{ij}) = \sum_{ij} \ln[N_{ij}(\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i))] N_{ij}^{\text{SS}} - N_{ij}(\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i)) \quad (\text{VI.17})$$

Les taux de charge inversée  $\epsilon$  peuvent alors être estimés dans chaque intervalle en minimisant la fonction de vraisemblance de l'équation VI.17 à partir des nombres d'évènements  $N_{ij}^{\text{SS}}$  et  $N_{ij}$  mesurés. Dans cette étude, la minimisation a été effectuée en utilisant l'algorithme *Migrad* de l'outil numérique MINUIT [186].

Pour que cette méthode fonctionne, les taux de charge inversée sont estimés à partir d'un lot d'évènements enrichi en évènements issus de la production d'un boson  $Z$  se désintégrant en une paire d'électrons de charge opposée ( $pp \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$ ). Dans ce cas, les évènements  $e^\pm e^\pm$  proviennent majoritairement du bruit de fond provenant de la mauvaise identification de charge. Une région d'évènements de contrôle est donc définie à partir d'une condition sur la masse invariante des deux électrons ( $m_{ee}$ ) qui doit être comprise entre 81 GeV et 101 GeV.

La contamination en évènements provenant des processus autres que  $Z \rightarrow e^+e^-$  est soustraite en appliquant une *soustraction par régions latérales*. Cette méthode consiste à soustraire au nombre d'évènements dans la région de contrôle centrale, appelée région B, les nombres d'évènements dans des régions de contrôle voisines, appelées régions latérales A et C :

$$N = N_B - (N_A + N_C) \quad (\text{VI.18})$$

Dans notre cas, les régions de contrôle latérales A et C sont définies en requérant une masse invariante  $m_{ee}$  comprise entre 71 GeV et 81 GeV pour la région A et entre 101 GeV et 111 GeV pour la région C. Les régions de contrôles A, B et C sont représentées sur les distributions en masse invariante de la Figure VI.6.

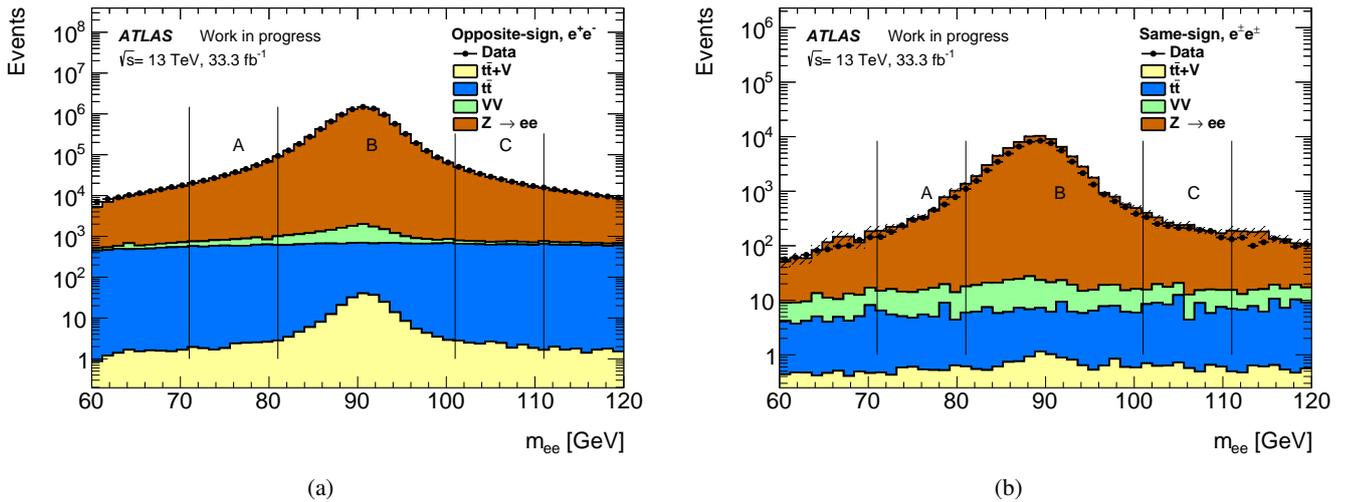


FIGURE VI.6. – Distribution en masse invariante des évènements (a) de charge opposée  $e^+e^-$  et (b) de même charge  $e^\pm e^\pm$  pour les données récoltées en 2016 et pour les prédictions Monte Carlo. La région B correspond à la région de contrôle centrale utilisée pour estimer les taux de charge inversée, et les régions A et C correspondent aux régions de contrôle latérales utilisées pour la soustraction du bruit de fond par régions latérales.

À ce niveau, une autre procédure est nécessaire pour corriger un problème de recouvrement avec le bruit de fond provenant des faux leptons, en lien avec l'utilisation de la méthode matricielle mentionnée dans la section VI.2.1. En effet, une des sources principales de la mauvaise identification de charge vient des électrons issus de la conversion par photon, lesquels peuvent paraître moins isolés en raison de la présence de traces additionnelles dans le détecteur interne. Les efficacités des vrais électrons dans la région de contrôle B sont alors plus faibles que les efficacités mesurées dans les régions de contrôle définies dans la section VI.2.2. En conséquence, une partie des électrons issus de la conversion par photon est considérée comme des faux électrons par la méthode matricielle, ce qui engendre un recouvrement entre les deux bruits de fond.

Pour résoudre ce problème, le taux d'évènements de faux électrons estimé par la méthode matricielle est soustrait au nombre d'évènements  $e^\pm e^\pm$  ( $N_{ij}^{SS} \rightarrow N_{ij}^{SS} - N_{\text{faux}}^{SS}$ ), ce qui a pour effet de réduire le taux de charge inversée, comme le montre la Figure VI.7. Cette réduction est uniquement significative pour les électrons à faible impulsion transverse  $p_T$  et à faible pseudo-rapidité  $|\eta|$  où la quantité de faux leptons est en général plus importante.

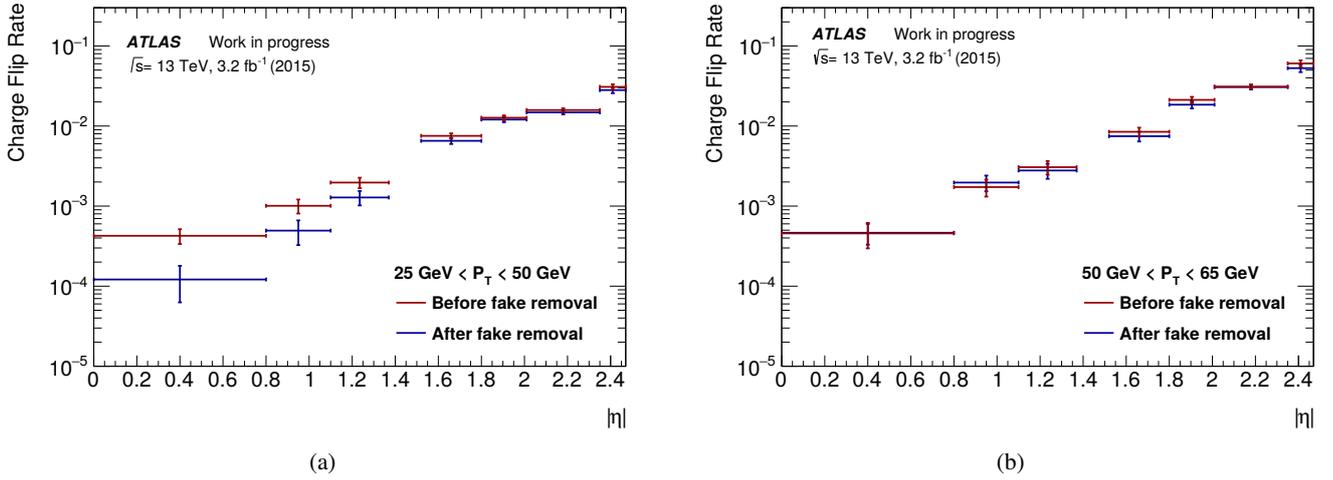


FIGURE VI.7. – Comparaison du taux de charge inversée avec et sans soustraction des faux électrons pour des impulsions transverses comprises dans les intervalles (a)  $25 < p_T < 50$  GeV et (b)  $50 < p_T < 65$  GeV. Pour être cohérent avec l'estimation des faux électrons, un critère de sélection additionnel  $N_{\text{jets}} \geq 1$  a été appliqué sur les évènements contenant deux électrons.

La Figure VI.8 montre les taux mesurés sur les données enregistrées en 2015 et, plus récemment, en 2016. L'augmentation des taux de charge inversée en fonction de  $|\eta|$  et de  $p_T$  s'explique par la dépendance avec la quantité de matériaux que l'électron traverse dans le détecteur interne et par la dépendance avec la courbure de sa trace dans le détecteur interne.

Le nombre et les bornes des intervalles en  $(|\eta|, p_T)$  ont été optimisés en prenant en compte les résultats des tests de validation qui seront discutés dans la section VI.3.4, et en requérant des incertitudes statistiques raisonnables sur les taux de charge inversée dans chacun des intervalles.

### VI.3.3 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'incertitude peuvent affecter la mesure des taux de charge inversée. Dans cette étude, quatre sources d'incertitude ont été considérées :

1. l'incertitude statistique sur la minimisation de la fonction de vraisemblance,
2. l'incertitude systématique sur la pureté en évènements  $Z \rightarrow e^+ e^-$  de la région de contrôle,
3. l'incertitude systématique provenant des biais de la méthode de minimisation par fonction de vraisemblance,
4. l'incertitude systématique sur l'estimation du taux de faux leptons.

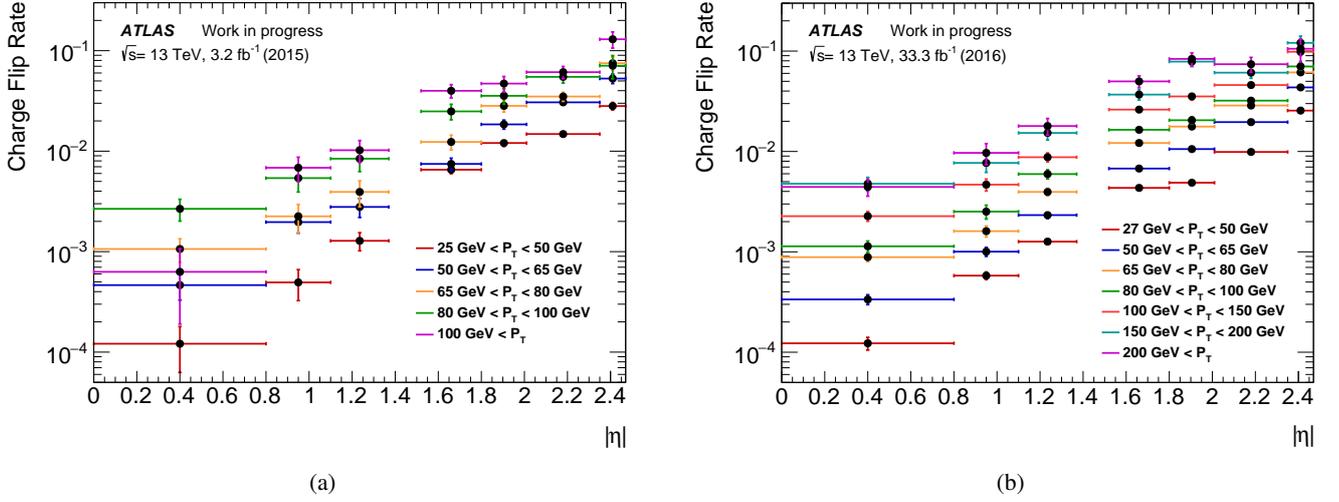


FIGURE VI.8. – Taux de charge inversée mesurés pour chaque intervalle ( $|\eta|, p_T$ ) sur les données récoltées (a) en 2015 et (b) en 2016.

L'incertitude statistique est estimée par l'algorithme *Minos* de l'outil numérique MINUIT [186]. Elle est représentée par les barres d'erreurs verticales répertoriées sur la Figure VI.8. Cette incertitude augmente pour les électrons à faible pseudo-rapidité  $|\eta|$  ou à grande impulsion transverse  $p_T$  car le nombre d'évènements  $e^\pm e^\pm$  devient faible pour ces intervalles de valeurs.

L'incertitude sur la pureté en évènements  $Z \rightarrow e^+ e^-$  est évaluée en mesurant les taux de charge inversée pour différents intervalles en masse invariante définissant la région centrale B et les régions latérales A et C. Dans cette étude, quatre configurations ont été considérées :

- $B = [81, 101 \text{ GeV}]$  et  $A = C = 0$  ( pas de soustraction par régions latérales),
- $B = [81, 101 \text{ GeV}]$ ,  $A = [61, 81 \text{ GeV}]$  et  $C = [101, 121 \text{ GeV}]$ ,
- $B = [71, 101 \text{ GeV}]$ ,  $A = [61, 71 \text{ GeV}]$  et  $C = [101, 111 \text{ GeV}]$ ,
- $B = [81, 111 \text{ GeV}]$ ,  $A = [71, 81 \text{ GeV}]$  et  $C = [111, 121 \text{ GeV}]$ ,

La Figure VI.9 montre les variations du taux de charge inversée pour les différentes configurations alternatives ainsi que pour la configuration nominale. La valeur de l'incertitude systématique est estimée en prenant la plus grande variation entre les différentes configurations et la configuration nominale. Cette incertitude est en général faible par rapport à l'incertitude statistique mais elle devient significativement grande dans certains intervalles de valeurs en ( $|\eta|, p_T$ ).

La troisième source d'incertitude évalue les biais de la méthode de mesure des taux de charge inversée par minimisation de fonction de vraisemblance. Les taux mesurés sur un lot d'évènements générés par simulation Monte Carlo sont comparés aux valeurs des taux évaluées avec une méthode de *truth-matching*. Cette méthode consiste à associer l'électron reconstruit à un électron généré par le générateur Monte Carlo. En analysant l'historique de cet électron, sa charge initiale peut être extraite et comparée à la charge reconstruite, ce qui permet d'en déduire le taux de charge inversée attendu. Les taux obtenus dans différents intervalles de valeurs en ( $|\eta|, p_T$ ) sont ensuite comparés à ceux mesurés par la minimisation de la fonction de vraisemblance. Dans cette étude, un échantillon d'évènements  $Z \rightarrow e^+ e^-$  générés par le générateur POWHEG [187] combiné avec PYTHIA 8 [105] a été utilisé et la méthode de *truth-matching* a été

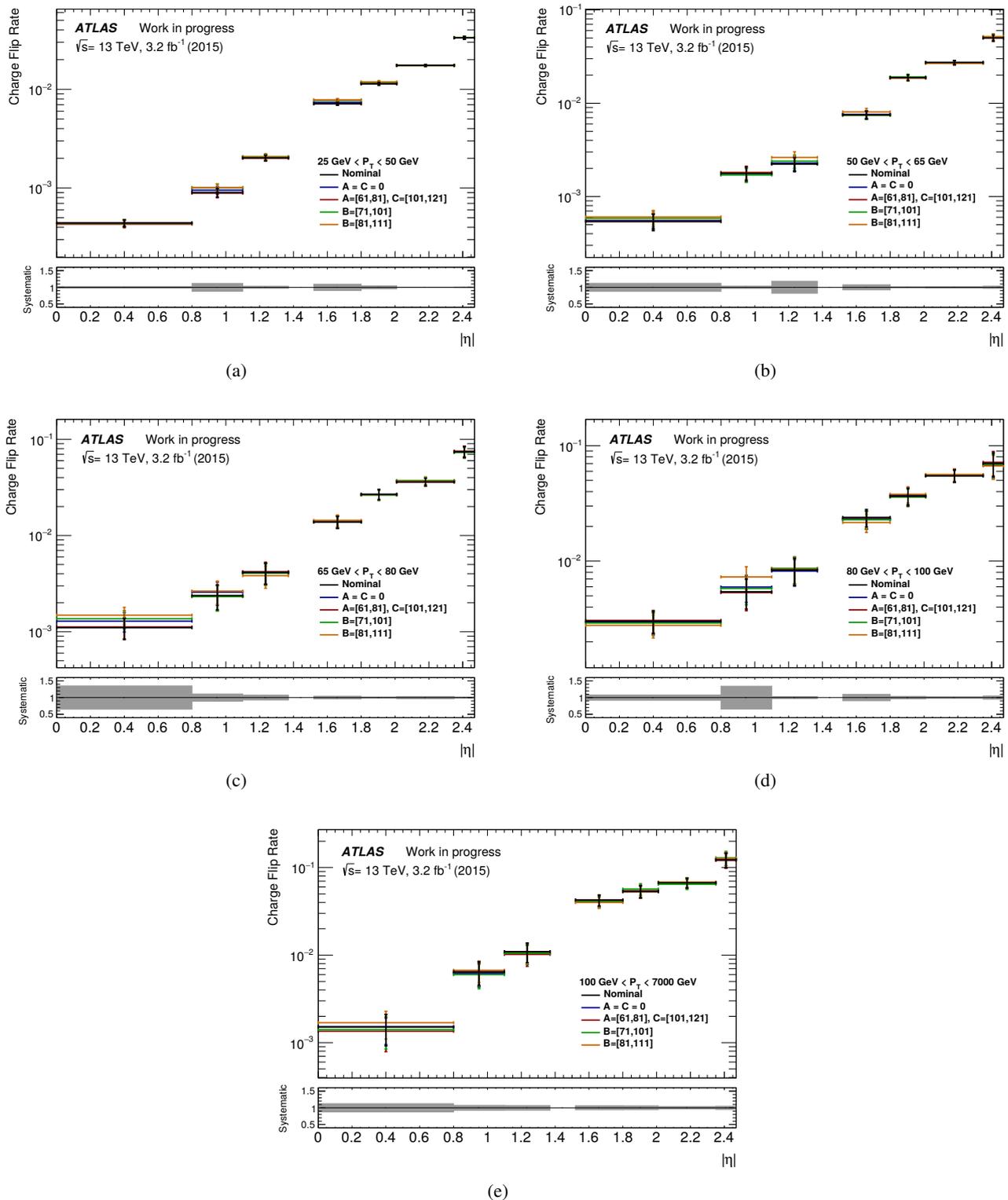


FIGURE VI.9. – Taux de charge inversée mesurés à partir des données 2015 en fonction de la pseudo-rapacité  $|\eta|$  de l'électron pour différentes configurations de la région centrale et des régions latérales et pour les cinq intervalles en impulsion transverse  $p_T$ . La soustraction du bruit de fond provenant des faux leptons n'est pas appliquée ici. L'incertitude systématique représentée sur la partie inférieure des diagrammes est évaluée en prenant la plus grande variation par rapport au taux nominal.

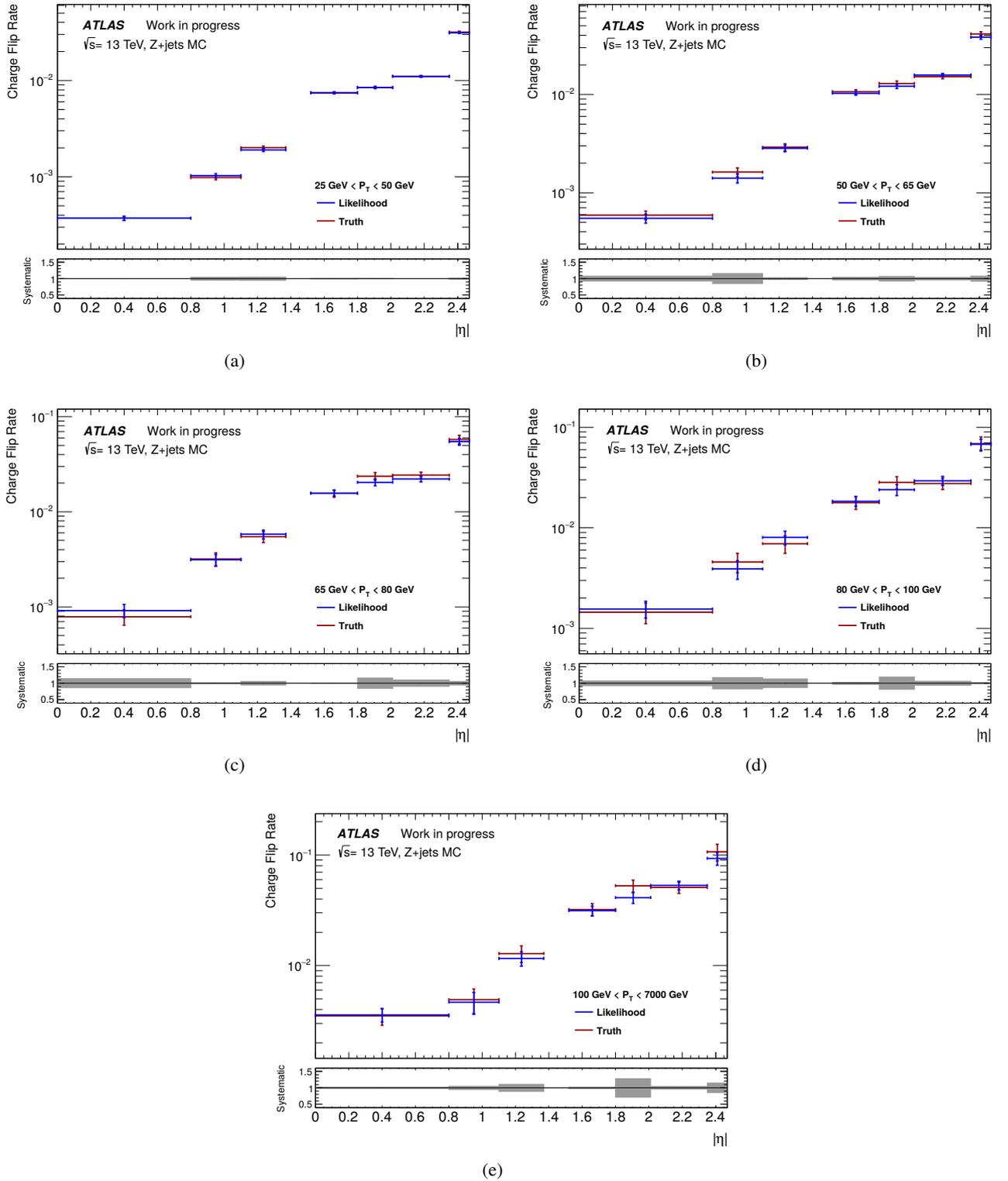
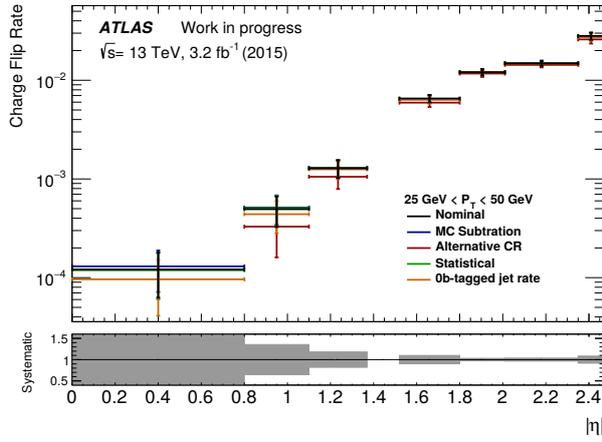
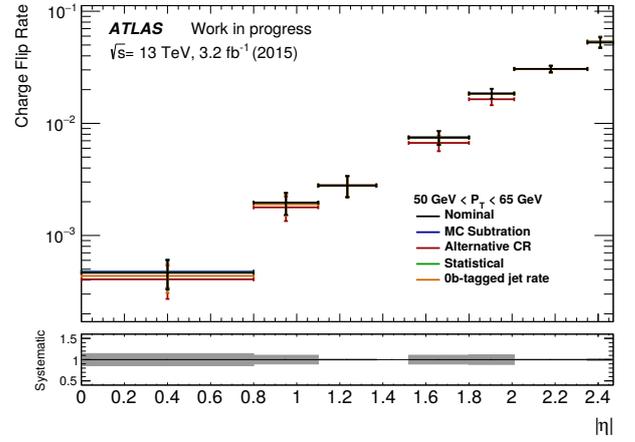


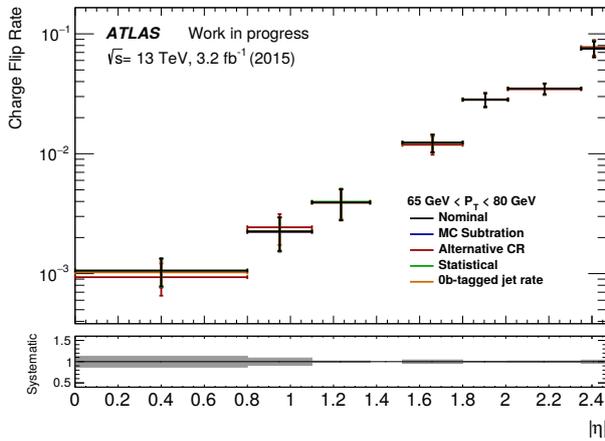
FIGURE VI.10. – Taux de charge inversée mesurés par minimisation de fonction de vraisemblance et par *truth-matching*, sur des événements  $Z \rightarrow e^+e^-$  générés par le générateur POWHEG [187] combiné avec le générateur PYTHIA 8 [105], en fonction de la pseudo-rapidité  $|\eta|$  de l'électron pour les cinq intervalles en impulsion transverse  $p_T$ . La soustraction par bandes latérales et la soustraction du bruit de fond provenant des faux leptons ne sont pas appliquées ici. L'incertitude systématique représentée sur la partie inférieure des diagrammes est évaluée en prenant la différence des taux mesurés par les deux méthodes.



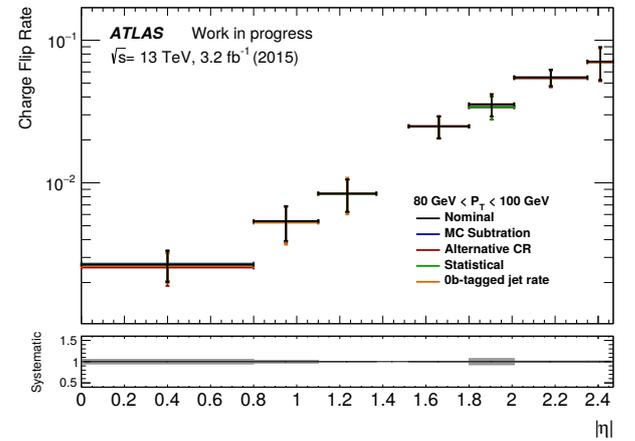
(a)



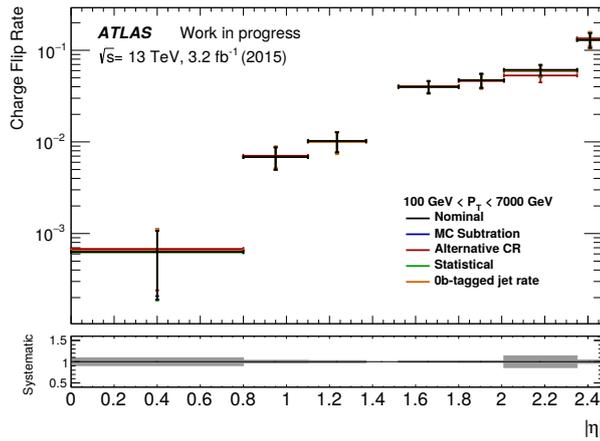
(b)



(c)



(d)



(e)

FIGURE VI.11. – Taux de charge inversée mesurés à partir des données 2015 en fonction de la pseudo-rapidité  $|\eta|$  de l'électron pour les cinq intervalles en impulsion transverse  $p_T$  et pour différentes variations systématiques sur le taux d'événements provenant des faux leptons estimé par la méthode présentée dans la section VI.2.1. Les différentes variations réfèrent aux variations systématiques et statistiques sur les efficacités mesurées des vrais et faux leptons (voir Sect. VI.2.3). L'incertitude systématique représentée sur la partie inférieure des diagrammes est évaluée en sommant en quadrature les variations sur les taux mesurés.

effectuée à l'aide de l'outil générique *MCTruthClassifier* [188] développé par la collaboration ATLAS. L'incertitude systématique est évaluée en prenant la différence des taux de charge inversée mesurés par les deux méthodes. La Figure VI.10 montre un bon accord entre les taux mesurés par les deux méthodes, ce qui permet de valider la méthode d'estimation des taux de charge inversée par minimisation de fonction de vraisemblance. L'incertitude statistique augmente pour les taux de charge inversée sur les électrons de grande impulsion transverse  $p_T$  en raison de la faible statistique des échantillons d'évènements Monte Carlo correspondants.

La dernière source d'incertitude est relative à la contribution du bruit de fond des faux électrons qui est soustraite afin de supprimer le recouvrement entre les deux types de bruit de fond. Cette incertitude est estimée en appliquant les différentes variations systématiques sur le taux de faux leptons présentées dans la section VI.2.3. Les variations sur le taux de charge inversée sont représentées sur la Figure VI.11. L'incertitude totale est calculée en combinant quadratiquement les variations du taux de bruit de fond relatives à chacune des sources d'incertitude. Cette incertitude est en général relativement faible en raison de la faible quantité de faux électrons dans la région de contrôle, à l'exception des intervalles à faible pseudo-rapidité  $|\eta|$  et à faible impulsion transverse  $p_T$ , où le taux de faux leptons devient important. Les variations des efficacités dans les régions de contrôles sont les plus prépondérantes ; elles sont de l'ordre de 100% dans le premier intervalle de valeurs en  $(|\eta|, p_T)$ . Toutefois, cet intervalle correspond à des valeurs de taux de charge inversée très faible, ce qui a donc peu d'impact sur l'estimation finale du bruit de fond de mauvaise identification de charge.

L'incertitude totale sur les taux de charge inversée est calculée en combinant de manière quadratique chacune des variations d'incertitude systématique. L'incertitude sur le taux de bruit de fond de mauvaise reconstruction de charge est calculée en propageant l'incertitude sur les taux de charge inversée exprimés par l'équation VI.14. Pour des taux de charge inversée  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_j$  dans les intervalles de valeurs  $i$  et  $j$  en  $(|\eta|, p_T)$ , on calcule :

$$\Delta w = \frac{\sqrt{(1 - 2\epsilon_i)^2 \Delta\epsilon_j^2 + (1 - 2\epsilon_j)^2 \Delta\epsilon_i^2 + (1 - 2\epsilon_i)(1 - 2\epsilon_j)\rho_{ij}\Delta\epsilon_i\Delta\epsilon_j}}{(1 - \epsilon_i - \epsilon_j + 2\epsilon_i\epsilon_j)^2} \quad (\text{VI.19})$$

où  $\Delta\epsilon_i$  et  $\Delta\epsilon_j$  sont les incertitudes totales sur les efficacités  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_j$  et  $\rho_{ij}$  est le facteur de corrélation entre  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_j$ . Ce facteur de corrélation, représenté sur la Figure VI.12, est directement estimé par l'outil MINUIT. À l'exception des premiers intervalles en  $(|\eta|, p_T)$ , les taux de charge inversée sont en général faiblement corrélés entre eux.

La Figure VI.13(a) montre les taux d'évènements de bruit de fond de mauvaise identification de charge ainsi que les incertitudes systématiques estimées dans chacune des régions de signal définies dans le tableau IV.5 pour les données enregistrées en 2015. L'incertitude systématique est estimée en pondérant les évènements  $e^+e^-$  par le poids  $w \pm \Delta w$  et en comparant les taux d'évènements obtenus aux taux d'évènements nominaux. L'incertitude totale obtenue est comprise entre 20 et 25% dans les régions de signal. La Figure VI.13(b) montre les contributions de chaque source d'incertitude dans chacune des régions de signal. La contribution la plus importante provient de l'incertitude statistique sur les taux de charge inversée, ce qui est principalement dû à la faible luminosité intégrée des données enregistrées en 2015.

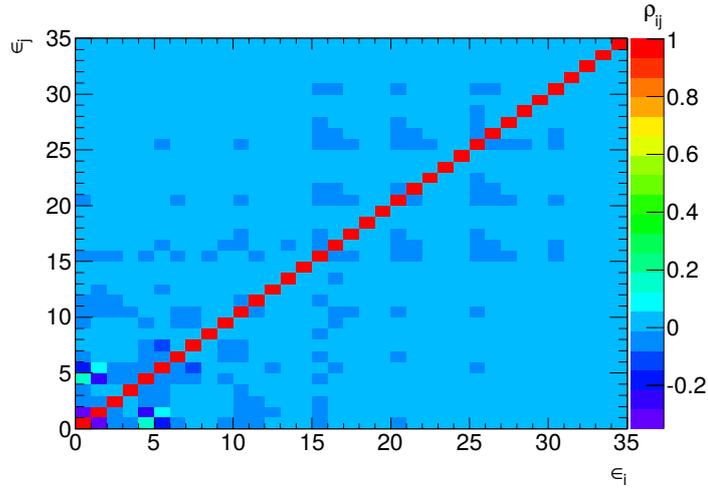


FIGURE VI.12. – Facteurs de corrélation entre les taux de charge inversée  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_j$  pour chaque intervalle de valeur en  $(|\eta|, p_T)$  d'indices  $i$  et  $j$  extraits à partir des données enregistrées en 2015.

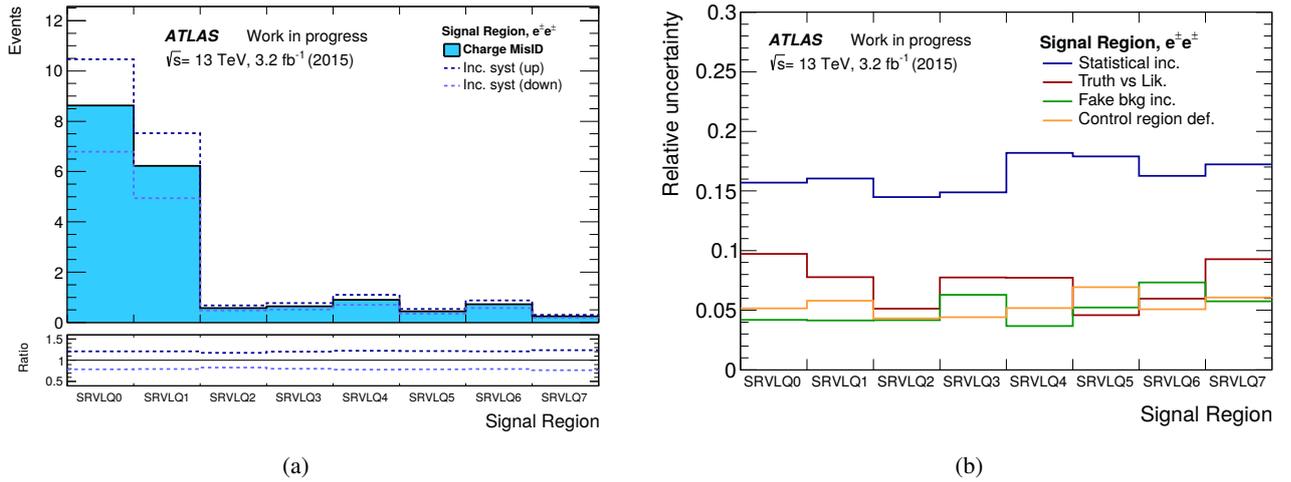


FIGURE VI.13. – (a) Taux d'évènements de bruit de fond de mauvaise identification de charge et leurs incertitudes systématiques estimés pour les évènements  $e^\pm e^\pm$  dans les différentes régions de signal et dans les données enregistrées en 2015. (b) Incertitudes relatives sur l'estimation du bruit de fond de mauvaise identification de charge dans les régions de signal pour chacune des sources d'incertitude systématique. Les régions de signal sont définies dans le tableau IV.5.

### VI.3.4 Tests de validation

Afin de valider la méthode d'estimation du bruit de fond de mauvaise identification de charge présentée précédemment, différents types de test ont été effectués à partir des résultats obtenus.

Tout d'abord, un premier test de validation, appelé *closure test*, a été effectué en comparant les nombres d'évènements  $e^\pm e^\pm$  dans la région de contrôle B avec le taux de bruit de fond de mauvaise identification de charge estimé en pondérant les évènements  $e^+ e^-$ . Ce test est effectué dans la même région où les

taux de charge inversée sont mesurés afin de vérifier que la méthode d'estimation du bruit de fond ne comporte aucune erreur informatique et que la dépendance des taux de charge inversée avec les propriétés cinématiques de l'électron sont correctement prises en compte par la définition des intervalles de valeurs en  $(|\eta|, p_T)$ .

Les Figures VI.14(a), VI.14(b), VI.14(c) et VI.14(d) montrent un bon accord pour les distributions en impulsion transverse  $p_T$  et en pseudo-rapacité  $\eta$  des deux électrons. L'incertitude sur l'estimation du bruit de fond est plus élevée pour les électrons de grand  $p_T$  et de faible  $\eta$ , ce qui s'explique par l'incertitude statistique importante sur leur taux de charge inversée. Les Figures VI.14(e) et VI.14(f) montrent aussi un bon accord pour les distributions en activité de jet  $H_T$  et en impulsion transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$ , qui sont des variables cinématiques utilisées dans la définition des critères de sélection des régions de signal.

D'autres tests de validation ont ensuite été effectués en comparant les nombres d'évènements  $e^+e^+$  avec les prédictions du bruit de fond dans des régions dites de validation orthogonales aux régions de contrôle. Ces tests permettent de vérifier que les taux de charge inversée sont valides dans d'autres régions d'évènements que celles où ils ont été mesurés. Plusieurs régions de validation ont été considérées dans le cadre de l'analyse exotique et seront présentées dans la section VII.2.1. Un bon accord a été observé dans les diverses distributions cinématiques (voir Fig.VII.1), validant ainsi les mesures des taux de charge inversée.

### VI.3.5 Perspective de réduction

Une nouvelle méthode a récemment été développée afin de réduire le taux d'électrons dont la charge est mal-identifiée [189, 190]. Bien que cette méthode n'ait pas été appliquée dans les résultats de l'analyse exotique que nous présenterons dans la section VII.2, des études de performance ont néanmoins été menées sur les données prises en 2016, dans la perspective d'une implémentation dans une prochaine itération d'analyse.

Cette méthode de réduction se base sur des arbres de décision boostés (BDTs), lesquels ont été optimisés pour séparer les électrons dont la charge est mal-identifiée de ceux dont la charge est correctement identifiée. Ces BDTs correspondent à un ensemble d'arbres de décision construit à partir de variables discriminantes qui sont basées sur : les propriétés cinématiques de l'électron (impulsion transverse  $p_T$ , pseudo-rapacité  $\eta$ ), les paramètres d'impact de sa trace ( $d_0$ ), l'incertitude sur la courbure de sa trace, la taille de son dépôt d'énergie et la qualité de l'association entre son dépôt d'énergie et sa trace en terme d'énergie et de position. Les arbres de décision ont été entraînés sur des échantillons d'évènements  $Z \rightarrow ee$  générés par le générateur POWHEG [187] combiné avec PYTHIA 8 [105], et en utilisant des techniques de *truth-matching* pour l'identification de la vraie charge des électrons. Le résultat des BDTs donne une valeur comprise entre -1 et +1, où -1 correspond à des électrons dont la charge est vraisemblablement mal-identifiée. Le taux de ces électrons peut alors être réduit en appliquant un critère additionnel de sélection sur le résultat des BDTs. L'application d'un seuil -0.326 sur le résultat des BDTs permet de réduire la contribution des électrons qui ont une charge mal-identifiée avec un facteur d'environ 11, tout en sélectionnant les électrons dont la charge est correctement identifiée avec une efficacité de l'ordre de 97% [190]. Ces performances ont été estimées sur des lots d'évènements  $Z \rightarrow ee$  générés par Monte Carlo.

Dans le cadre de l'analyse exotique, les résultats des BDTs, représentés sur les Figures VI.15(a) et VI.15(b), ont été extraits pour les évènements composés de deux électrons stricts sur les données enregistrées en 2016. Pour les évènements  $e^+e^-$ , les électrons ont majoritairement un résultat proche de la valeur +1,

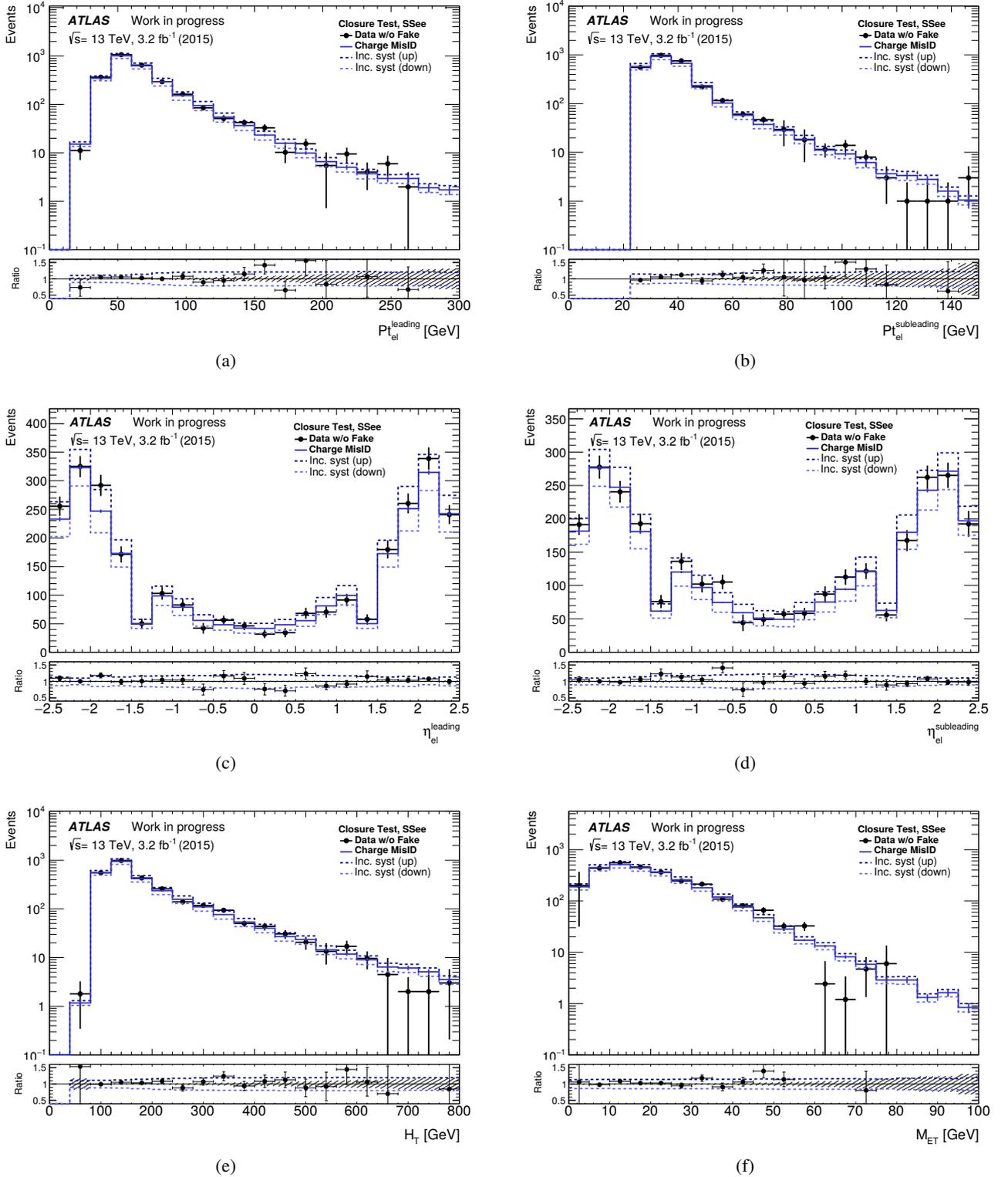


FIGURE VI.14. – Distributions (a,b) en impulsion transverse et (c,d) en pseudo-rapidité du premier et du deuxième électron, (e) en activité de jet  $H_T$  et (f) en impulsion transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$ . Les distributions montrent la comparaison entre l'estimation du bruit de fond de mauvaise identification de charge et les données enregistrées en 2015 dans la région de contrôle B définie par une masse invariante  $m_{ee}$  comprise entre 81 GeV et 101 GeV pour des événements  $e^\pm e^\pm$ . Les incertitudes systématiques sur le bruit de fond sont représentées en pointillé. L'incertitude statistique due au nombre limité d'évènements d'électrons de charge opposée est également représentée en hachurée.

ce qui permet de confirmer que les électrons ont en général une charge correctement identifiée. Il y a toutefois une faible augmentation du nombre d'électrons au niveau de la valeur -1, ce qui pourrait correspondre à des événements où les deux électrons ont leur charge mal-identifiée. Pour les événements  $e^\pm e^\pm$ , la distribution comprend deux pics de même hauteur au niveau des valeurs -1 et +1. La moitié des électrons ont donc vraisemblablement leur charge mal-identifiée, ce qui est attendu pour des événements  $e^\pm e^\pm$  composés majoritairement du bruit de fond de mauvaise identification de charge. L'application du critère de sélection avec un seuil de -0.326 sur le résultat des BDTs réduit les nombres d'évènements  $e^\pm e^\pm$  et  $e^+ e^-$  avec respectivement une efficacité de 14.28% et 94.64%. L'impact de ce critère est montré sur les comparaisons de distribution en masse invariante représentées sur les Figures VI.15(c) et VI.15(d).

Les taux de charge inversée ont été remesurés en appliquant le même critère de sélection sur le résultat des BDTs cité précédemment. La Figure VI.16 montre une réduction importante du taux de charge inversée dans tous les intervalles en  $(|\eta|, p_T)$ . Cette réduction est particulièrement élevée pour les électrons de faible impulsion transverse  $p_T$  et de grande pseudo-rapidité  $\eta$ , où le taux d'évènements du bruit de fond de mauvaise identification de charge est prépondérant. De manière générale, les taux de charge inversée sont réduits d'un facteur compris entre 3 et 30.

En conclusion, cette nouvelle technique de réduction par BDTs apparaît comme une méthode prometteuse pour réduire le bruit de fond de mauvaise identification de charge et ainsi augmenter la sensibilité sur les signaux recherchés. Néanmoins, cette technique est toujours en cours de développement et nécessite d'être davantage étudiée dans le cadre de l'analyse exotique. Tout d'abord, une optimisation doit être effectuée à partir de simulations Monte Carlo afin de déterminer le seuil optimal à appliquer sur le résultat des BDTs. Ensuite, les efficacités des faux et des vrais électrons doivent être remesurées en utilisant le critère de sélection choisi. Le recouvrement avec le bruit de fond des faux leptons pourra ainsi être étudié. Puis, les différents tests de validation mentionnés en section VI.3.4 nécessiteront d'être effectués afin de vérifier que les bruits de fond restent correctement estimés.

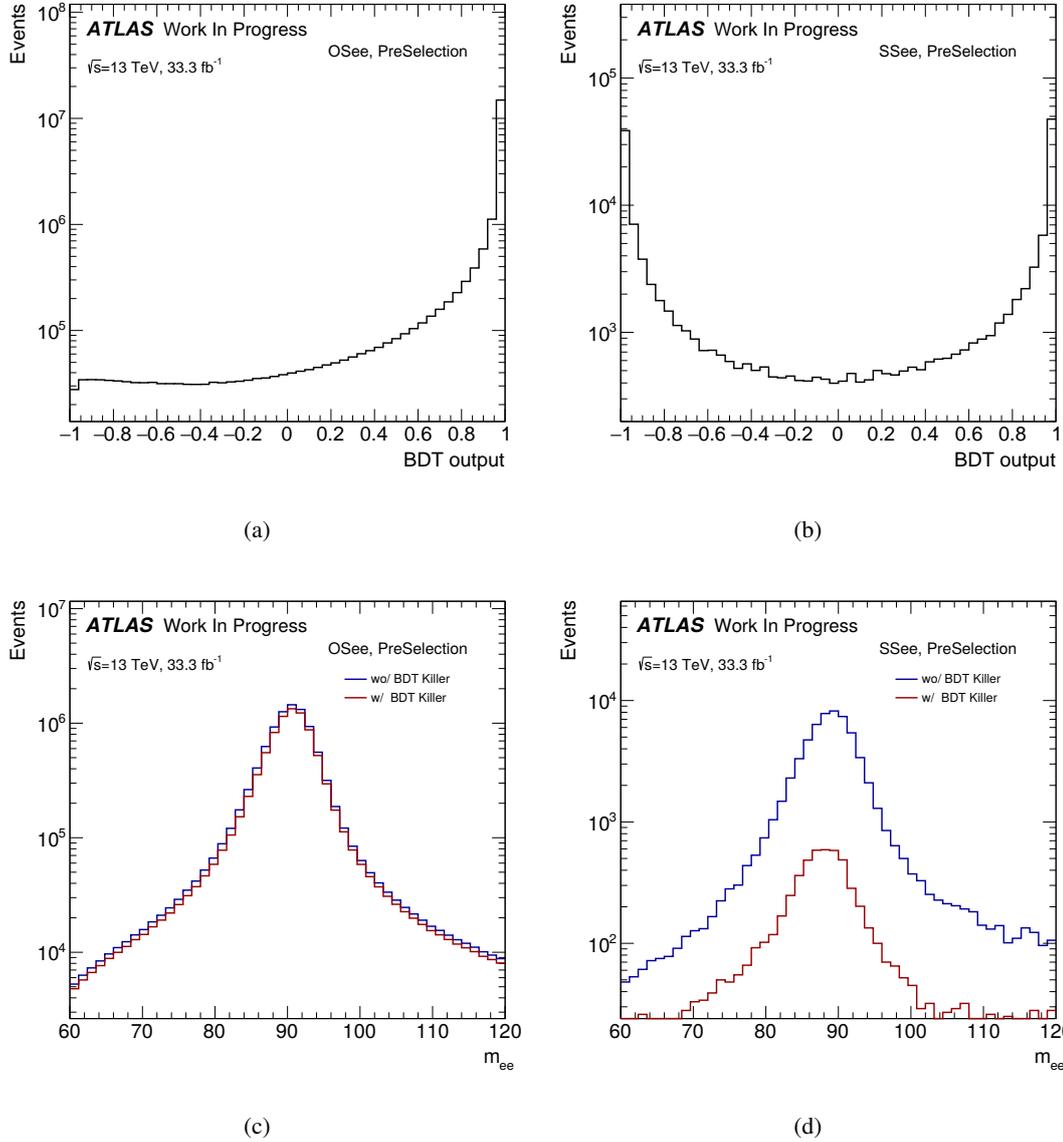


FIGURE VI.15. – Distributions (a,b) du résultat des BDTs des électrons stricts et (c,d) de la masse invariante des électrons sans (en bleu) ou avec (en rouge) l'application du critère de sélection sur le résultat des BDTs ( $\text{BDT} > -0.326$ ). Les distributions ont été extraites à partir des événements (a,c)  $e^+e^-$  et (b,d)  $e^\pm e^\pm$  contenues dans les données prises en 2016.

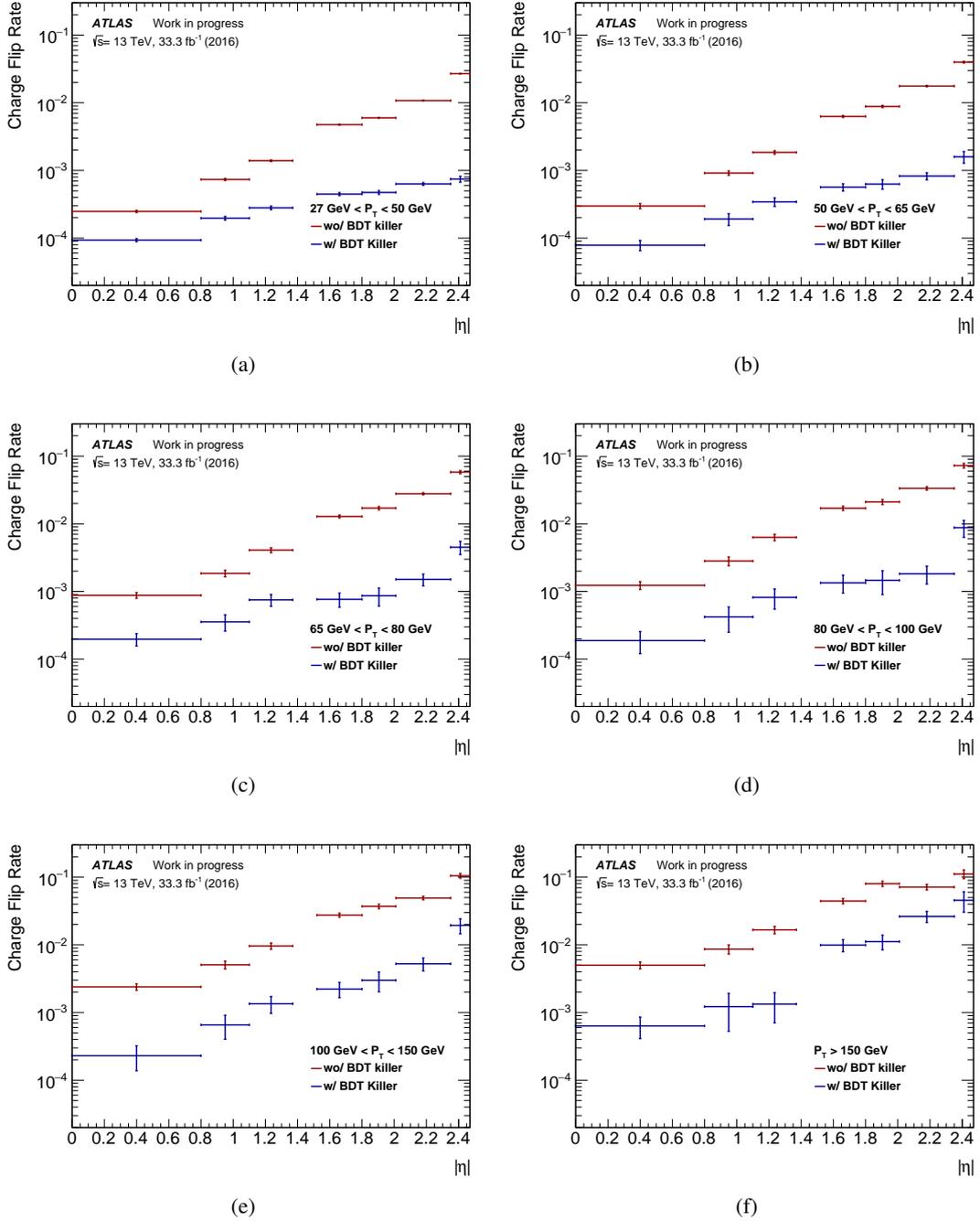


FIGURE VI.16. – Taux de charge inversée avec (en bleu) ou sans (en rouge) application du critère de sélection sur le résultat des BDTs pour différents intervalles en impulsion transverse  $p_T$  sur les données enregistrées en 2016 (BDT >  $-0.326$ ). Le taux de faux leptons n'a pas été soustrait pour l'estimation de ces taux de charge inversée.



## Résultats expérimentaux

Ce chapitre final est dédié à la présentation des résultats expérimentaux des analyses introduites dans la section IV. Nous présenterons notamment les nombres d'évènements observés dans chacune des régions de signal, auxquels nous comparerons les taux d'évènements prédits pour les différentes sources de bruit de fond. Les limites d'exclusion sur les paramètres des différents modèles de nouvelle physique considérés seront également discutées.

Dans la section VII.1, nous introduirons tout d'abord les tests statistiques utilisés pour l'interprétation des résultats. Ces tests nous permettront de quantifier la compatibilité des nombres d'évènements observés avec l'hypothèse de présence ou d'absence de signal de nouvelle physique, et d'extraire les contours d'exclusion sur les paramètres des modèles considérés. Nous présenterons ensuite les résultats des deux analyses, en commençant par l'analyse exotique, dans la section VII.2, pour laquelle nous vérifierons la présence ou non de l'excès observé antérieurement dans les données enregistrées à 8 TeV. Les résultats de l'analyse supersymétrique seront ensuite discutés dans la section VII.3. Nous présenterons les limites d'exclusion extraites dans le cadre du modèle minimal de supersymétrie, ainsi que ceux obtenus dans le cadre du modèle avec violation de la  $R$ -parité, ces dernières limites ayant été extraites durant les travaux menés au cours de cette thèse.

## VII.1 Interprétation statistique

L'interprétation statistique des résultats d'une analyse permet de vérifier leur compatibilité avec l'hypothèse d'absence ou de présence d'un signal de nouvelle physique. Les méthodes considérées dans cette thèse se basent sur une approche fréquentiste utilisant une fonction de vraisemblance incluant les incertitudes systématiques comme des paramètres de nuisance à ajuster. On parle alors de fonction de vraisemblance profilée [191, 192].

Dans ce qui suit, le signal est défini comme étant le processus de nouvelle physique recherché, tandis que le bruit de fond correspond aux processus du Modèle Standard. La fonction de vraisemblance est alors construite à partir du nombre d'évènements observés dans la région de signal ( $N_{\text{data}}$ ) et des taux d'évènements attendus pour le signal ( $s$ ) et le bruit de fond ( $b$ ) selon les estimations fournies par les simulations Monte Carlo et les méthodes *data-driven* :

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \mathcal{L}_{\text{pois}}(N_{\text{data}} | \mu \cdot s(\theta) + b(\theta)) \times \mathcal{L}_{\text{gaus}}(\theta) \quad (\text{VII.1})$$

Dans cette équation,  $\mu$  correspond à un facteur multiplicatif sur le taux d'évènements de signal ; il vaut 0 dans l'hypothèse d'absence de nouvelle physique et 1 dans l'hypothèse où le signal est produit par le modèle de nouvelle physique considéré. Le symbole  $\theta$  représente l'ensemble des paramètres de nuisance, lesquels engendrent des variations systématiques sur les taux d'évènements de signal et de bruit de fond. Le premier terme représente la fonction de vraisemblance poissonnienne du nombre d'évènements observé en fonction du taux d'évènements attendu total, tandis que le deuxième terme représente la fonction de vraisemblance gaussienne des paramètres de nuisance. On construit ensuite le rapport suivant :

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (\text{VII.2})$$

où le numérateur  $\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})$  correspond à la valeur maximale de la fonction de vraisemblance pour une valeur de  $\mu$  fixe, tandis que le dénominateur  $\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})$  représente la valeur maximale de la fonction de vraisemblance sur l'ensemble des valeurs de  $\mu$  et de  $\theta$ .

La compatibilité des données avec les prédictions du bruit de fond en l'absence de signal est quantifiée grâce au test statistique suivant :

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \text{si } \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \text{si } \hat{\mu} < 0 \end{cases} \quad (\text{VII.3})$$

La *p-value* de  $q_0$ , noté  $p_0$ , représente la probabilité que  $q_0$  excède la valeur observée dans l'hypothèse d'absence de signal. Or, d'après le théorème de Wilk [193], la fonction de densité de probabilité de  $q_0$  suit une loi de demi-distribution de  $\chi^2$  sous la condition que le nombre de données soit suffisamment grand, ce qui permet de calculer la *p-value*  $p_0$  analytiquement et de la convertir en *niveau de signification* exprimé en unité de déviation standard  $\sigma$  d'une distribution gaussienne.

Si le niveau de signification calculé excède le seuil de  $3\sigma$ , ce qui correspond à une probabilité  $p_0$  de l'ordre de 0.1% pour que la valeur observée de  $q_0$  provienne d'une fluctuation statistique, les données sont considérées comme compatibles avec la présence d'un signal de nouvelle physique. On parle alors de déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Si le seuil de  $3\sigma$  n'est pas atteint, alors les données sont considérées comme compatibles avec le Modèle Standard, et donc avec l'absence d'un signal de nouvelle physique. Un deuxième test statistique est alors

effectué afin d'estimer les limites d'exclusion sur la quantité d'évènements de signal. Pour une valeur de  $\mu$  fixe, le test statistique suivant est considéré :

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \text{si } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{si } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (\text{VII.4})$$

Comme précédemment, la fonction de densité de probabilité de  $q_\mu$  suit, selon le théorème de Wilk, une loi de distribution de  $\chi^2$  dans l'approximation où le nombre de données est suffisamment grand, ce qui permet de calculer analytiquement la *p-value* de  $q_\mu$ , notée  $p_\mu$ . Cette *p-value* peut ensuite être convertie en *niveau de confiance* [194], noté *CLs*, en utilisant la valeur de  $p_0$  précédemment calculée :

$$CLs(\mu) = \frac{p_\mu}{1 - p_0} \quad (\text{VII.5})$$

Le niveau de confiance est comparé à un seuil arbitraire, noté  $\alpha$ , que l'on considère en général égal à  $\alpha = 0.05$ . La valeur de  $\mu_L$  pour laquelle  $CLs(\mu_L) = \alpha$  est alors utilisée pour calculer la limite sur la section efficace de production associée au signal considéré :

$$\sigma_L = \mu_L \cdot \sigma_s \quad (\text{VII.6})$$

où  $\sigma_s$  correspond à la section efficace théorique du signal. Si  $\mu_L < 1$ , le modèle considéré pour le signal est exclu avec un niveau de confiance égal à  $1 - \alpha$ , soit 95% dans notre cas. Cette procédure est utilisée pour définir les contours d'exclusion dans l'espace des phases des paramètres des modèles de nouvelle physique considérés.

Les outils numériques utilisés pour effectuer les tests statistiques discutés dans ce chapitre sont HIST-FITTER [195] et TREXFITTER [196]. Ils sont tous les deux basés sur la librairie d'outils statistiques ROOSTAT [176].

## VII.2 Résultats sur les modèles exotiques

Nous présenterons dans cette section les résultats de l’analyse exotique effectuée sur les données enregistrées en 2015 à 13 TeV et correspondant à une luminosité intégrée de  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  [162, 163]. Cette analyse avait pour principal objectif de confirmer ou d’infirmer la présence de l’excès observé à 8 TeV [1] et discuté en section IV.2.

### VII.2.1 Validation du bruit de fond

Avant d’extraire les résultats dans les régions de signal, une étape de validation est nécessaire afin de s’assurer que le bruit de fond soit correctement estimé. Cette étape consiste à vérifier l’accord entre les données et les estimations du bruit de fond dans des régions d’évènements dites de *validation*. Ces régions de validation sont choisies de sorte qu’elles soient orthogonales aux régions de signal et que la contamination du signal soit négligeable.

Les régions de validation utilisées dans cette analyse sont définies en sélectionnant les évènements composés d’au moins deux leptons de même charge avec une activité de jet ( $H_T$ ) comprise entre 100 GeV et 400 GeV. Les évènements sélectionnés sont ensuite catégorisés en fonction de la présence ou non de b-jets et sur la saveur des deux ou trois premiers leptons ( $e^\pm e^\pm$ ,  $e^\pm \mu^\pm$ ,  $\mu^\pm \mu^\pm$ ,  $eee$ ,  $ee\mu$ ,  $e\mu\mu$  ou  $\mu\mu\mu$ ), lesquels sont ordonnés en impulsion transverse.

La Figure VII.1 montre la comparaison entre les données et les prédictions du bruit de fond sur des évènements contenant au moins un b-jet, pour les distributions associées à trois des variables discriminantes utilisées pour définir les régions de signal.

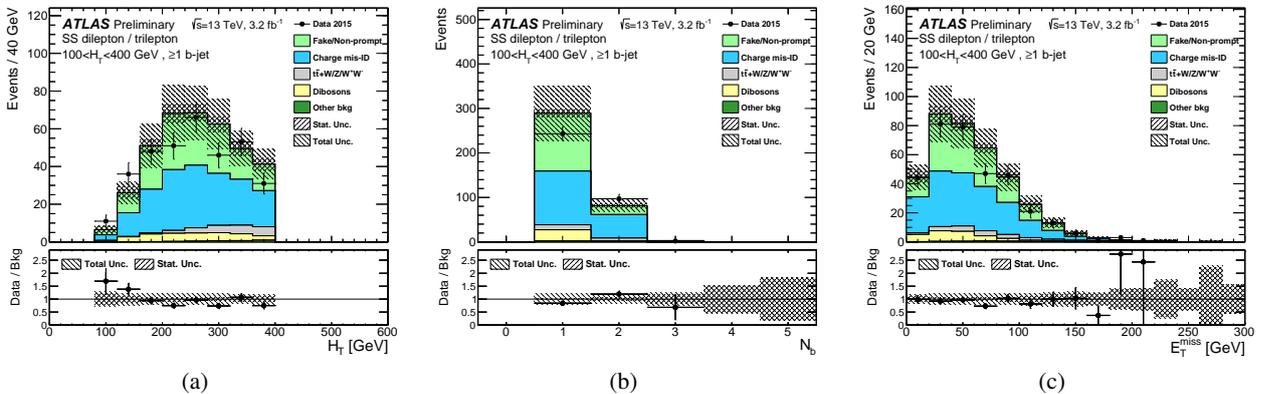


FIGURE VII.1. – Comparaison entre les données et le bruit de fond attendu pour les distributions (a) en activité de jet, (b) en nombre de b-jets et (c) en impulsion transverse manquante dans la région de validation composée d’au moins deux leptons de même charge, d’au moins un b-jet, et d’une activité de jet comprise entre 100 GeV et 400 GeV. Les incertitudes statistiques et systématiques sont incluses. Les labels “Fake/Non-Prompt” et “Charge mis-ID” se réfèrent respectivement au bruit de fond provenant des faux leptons et au bruit de fond de la mauvaise identification de charge [163].

Un bon accord général entre les données et les prédictions est observé dans toutes les régions de validation et pour les distributions des variables les plus pertinentes ( $H_T$ ,  $N_{b\text{-jets}}$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $N_{\text{jets}}$ ,  $p_T^\ell$ , etc), validant ainsi l’estimation du bruit de fond.

## VII.2.2 Résultats dans les régions de signal

Les nombres d'évènements observés et les nombres d'évènements prédits pour les différentes sources de bruit de fond dans les différentes régions de signal sont donnés dans le tableau VII.1. La comparaison données-prédictions est montrée graphiquement sur la Figure VII.2.

Région de signal	SR0	SR1	SR2	SR3	SR4	SR5	SR6	SR7
Faux leptons	16.3±9.5	4.2 ±3.3	1.0 ± 0.9	1.8±1.4	7.1±4.5	1.4±0.9	2.6±1.8	0.0±0.6
Mauvaise Id	18.1±4.1	14.9±3.5	1.2 ± 0.3	1.5±0.4	2.1±0.5	1.4±0.4	1.6±0.5	0.6±0.2
$t\bar{t}W/Z/W^+W^-$	10.1±1.4	9.2 ±1.3	1.0 ± 0.3	2.2±0.3	3.1±0.5	2.3±0.6	3.0±0.7	0.8±0.4
Dibosons	5.8 ±1.0	0.5 ±0.2	0.03±0.07	1.6±0.4	1.8±0.4	0.3±0.1	0.2±0.1	0.0±0.1
Autre bdf.	2.0 ±1.0	1.7 ±0.9	0.3 ± 0.2	0.3±0.2	0.5±0.3	0.4±0.2	0.7±0.4	0.5±0.3
Total bdf.	52 ± 11	31 ± 5	3.6 ± 1.0	7.4±1.5	15 ± 5	5.8±1.2	8.1±2.0	1.9±0.8
Données	51	37	3	4	11	6	3	2

TABLE VII.1. – Nombres d'évènements observés et attendus ainsi que leur incertitude totale dans les régions de signal définies dans le tableau IV.5. Le label "Mauvaise Id" se réfère au bruit de fond de mauvaise identification de charge. L'estimation de bruit de fond est normalisée à une luminosité de  $3.2 \text{ fb}^{-1}$ .

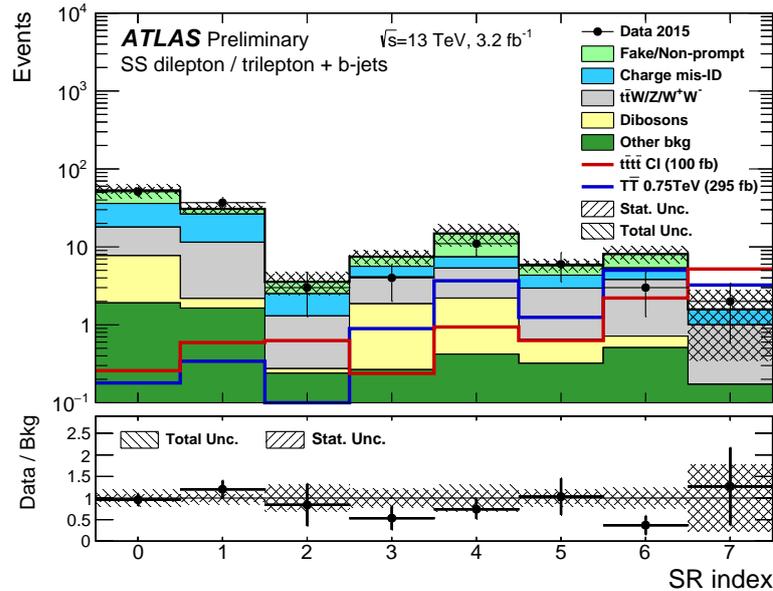


FIGURE VII.2. – Comparaison entre les données et le bruit de fond attendu dans chacune des régions de signal définies dans le tableau IV.5. Les incertitudes statistiques et systématiques sont incluses. Les labels "Fake/Non-Prompt" et "Charge mis-ID" se réfèrent respectivement au bruit de fond provenant des faux leptons et au bruit de fond provenant de la mauvaise identification de charge. Les taux d'évènements prédits pour les processus de production de quatre quarks top dans le modèle effectif et de production d'une paire de quarks de type vector-like  $TT$  sont représentés respectivement en rouge et en bleu [163].

Les niveaux de signification ont été calculés à partir d'une formule simplifiée similaire à celle utilisée en section V.3 et aucun des résultats n'atteint  $2\sigma$  de niveau de signification. Les nombres d'évènements observés sont donc compatibles avec l'estimation totale du bruit de fond. Aucune déviation significative

n'est en particulier observée dans les régions SR6 et SR7. Les résultats obtenus à 13 TeV ne permettent donc pas de confirmer l'excès observé à 8 TeV dans ces deux régions de signal.

### VII.2.3 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur les nombres d'évènements de bruit de fond sont résumées dans le tableau VII.2. Seules les sources d'incertitude contribuant avec au moins 1% d'incertitude relative au bruit de fond total sont listées dans ce tableau.

Source	Région de signal							
	SR0	SR1	SR2	SR3	SR4	SR5	SR6	SR7
Section efficace $\times$ acceptation	8	11	26	13	9	27	23	57
Échelle d'énergie des jets	1	1	3	1	1	3	2	4
Résolution d'énergie des jets	<1	2	2	2	<1	1	<1	3
Étiquetage des b-jets	1	2	5	3	1	2	2	7
Luminosité	1	1	1	1	1	1	1	1
Faux leptons	17	7	15	13	26	13	17	17
Mauvaise Id	8	3	7	5	3	6	5	8

TABLE VII.2. – Incertitudes relatives sur le bruit de fond, exprimées en %, pour les principales sources d'incertitude systématique. Le label "Mauvaise Id" se réfère au bruit de fond de mauvaise identification de charge. Les incertitudes systématiques ayant un impact inférieur à 1% ne sont pas listées.

Une des plus importantes sources d'incertitude systématique provient des incertitudes sur la section efficace et sur l'acceptation des bruits de fond irréductibles, lesquelles sont décrites dans la section VI.1.2. Les incertitudes sur les processus  $t\bar{t}V$  contribuent majoritairement ici, la contribution de ces processus étant importante dans chacune des régions de signal. À titre d'exemple, l'incertitude relative sur la section efficace et l'acceptation des processus  $t\bar{t}V$  est de l'ordre de 58% dans la région de signal SR7.

Les incertitudes systématiques sur les bruits de fond estimés par les méthodes *data-driven* sont également importantes. L'incertitude sur l'estimation des faux leptons, présentée dans la section VI.2.3, est de l'ordre de 54% ; elle provient essentiellement des différences d'efficacité des faux leptons estimées à partir des régions de contrôle alternatives. L'incertitude sur l'estimation de la mauvaise identification de charge, présentée dans la section VI.3.3, est moins importante en raison de la précision des mesures sur les taux de charge inversée. Par exemple, son incertitude est de l'ordre de 27% dans la région de signal SR7.

Une des autres sources d'incertitude systématique significative provient des incertitudes sur la détection (reconstruction en énergie et efficacité de sélection) des objets physiques dans les simulations Monte Carlo des processus de bruit de fond irréductible. La liste de ces incertitudes est présentée dans la section VI.1.2. Les plus importantes proviennent de l'incertitude sur l'échelle et la résolution en énergie des jets et sur les efficacités relatives à l'étiquetage des b-jets.

## VII.2.4 Limites

En l'absence de déviations significatives dans les régions de signal par rapport aux prédictions de bruit de fond, des limites d'exclusion ont été extraites dans l'espace des phases des paramètres des modèles de nouvelle physique utilisés pour générer les signaux. La Figure VII.3 montre les contours obtenus grâce à l'outil TREXFITTER [196], lequel utilise le test statistique mentionné en section VII.1 avec un niveau de confiance à 95%.

Les Figures VII.3(a) et VII.3(b) montrent respectivement les limites d'exclusion sur les masses  $m_T$  et  $m_B$  des quarks de types vector-like  $T$  et  $B$  en fonction des rapports d'embranchement  $\text{BR}(T \rightarrow Wb/Ht)$  et  $\text{BR}(B \rightarrow Wt/Hb)$ . Les rapports d'embranchement  $\text{BR}(T \rightarrow Zt)$  et  $\text{BR}(B \rightarrow Zb)$  sont déduits par unitarité de la somme des rapports d'embranchement, ce qui explique la forme triangulaire des diagrammes représentés sur les Figures VII.3(a) et VII.3(b). Les limites d'exclusion sur les masses  $m_T$  et  $m_B$  sont de l'ordre de 0.90 TeV et 0.95 TeV pour les modes de désintégration  $T \rightarrow Zt$  et  $B \rightarrow Wt$ .

La Figure VII.3(c) montre les limites sur la section efficace des processus  $pp \rightarrow T_{5/3}\bar{T}_{5/3}$  en fonction de la masse  $m_{T_{5/3}}$ . La comparaison avec la section efficace théorique calculée à l'ordre NNLO nous permet d'exclure les modèles pour lesquels la masse  $m_{T_{5/3}}$  est inférieure à 0.99 TeV.

Les Figures VII.3(d) et VII.3(e) montrent respectivement les contours d'exclusion sur les paramètres du modèle effectif et sur les paramètres du modèle de dimensions supplémentaires. Une limite supérieure de  $3.5 \text{ TeV}^{-2}$  a été extraite sur le couplage effectif  $|C_{4t}|/\Lambda^2$ , tandis que la limite d'exclusion sur la masse  $m_{KK}$  est de l'ordre de 1.4 TeV pour le scénario à dimensions symétriques ( $R_4 = R_5$ ) et diminue jusqu'à 0.9 TeV lorsque le rapport  $\xi = R_4/R_5$  vaut 2.

L'augmentation de l'énergie de collision à 13 TeV a permis d'augmenter de façon significative les limites d'exclusion par rapport à celles extraites antérieurement à 8 TeV [1]. Par exemple, les limites sur la masse  $m_{KK}$  sont passées de 0.96 TeV à 1.4 TeV lorsque  $R_4 = R_5$ , et la masse  $m_{T_{5/3}}$  est maintenant exclue jusqu'à 0.99 TeV au lieu de 0.76 TeV.

Par ailleurs, d'autres résultats récents obtenus à 13 TeV ont permis d'extraire des limites d'exclusion plus grandes sur les mêmes modèles de nouvelle physique en se basant sur des états finaux différents pour la construction de leurs régions de signal [197–199]. Pour les signaux à quatre quarks top, les limites  $|C_{4t}|/\Lambda^2 < 2.9 \text{ TeV}^{-2}$  et  $m_{KK} > 1.6 \text{ TeV}$  ont été extraites respectivement sur le couplage effectif et sur la masse de la particule de Kaluza Klein lorsque  $R_4 = R_5$ . Pour les modèles de quarks de type vector-like, la masse  $m_T$  est exclue jusqu'à 1.1 TeV sur les différents modes de désintégration. Une analyse similaire a été effectuée par la collaboration CMS sur des états finaux composés de leptons de même charge, et une limite inférieure sur la masse  $m_{T_{5/3}}$  de l'ordre de 1.1-1.2 TeV a été extraite [200].

Il est à noter que les contours d'exclusion imposés par les analyses citées ci-dessus surpassent ceux présentés dans cette section. Néanmoins, les régions de signal utilisées dans l'analyse exotique présentée ici n'ont pas été optimisées pour les conditions d'énergie de collision et de luminosité intégrée. Les sélections utilisées dans l'analyse effectuée à 8 TeV ont en effet été conservées afin de vérifier la présence ou non de l'excès observé à cette énergie dans les régions de signal SR6 et SR7. Une analyse basée sur des régions de signal réoptimisées est actuellement menée à 13 TeV par la collaboration ATLAS afin d'augmenter la sensibilité sur les différents processus de production exotiques discutés dans cette section.

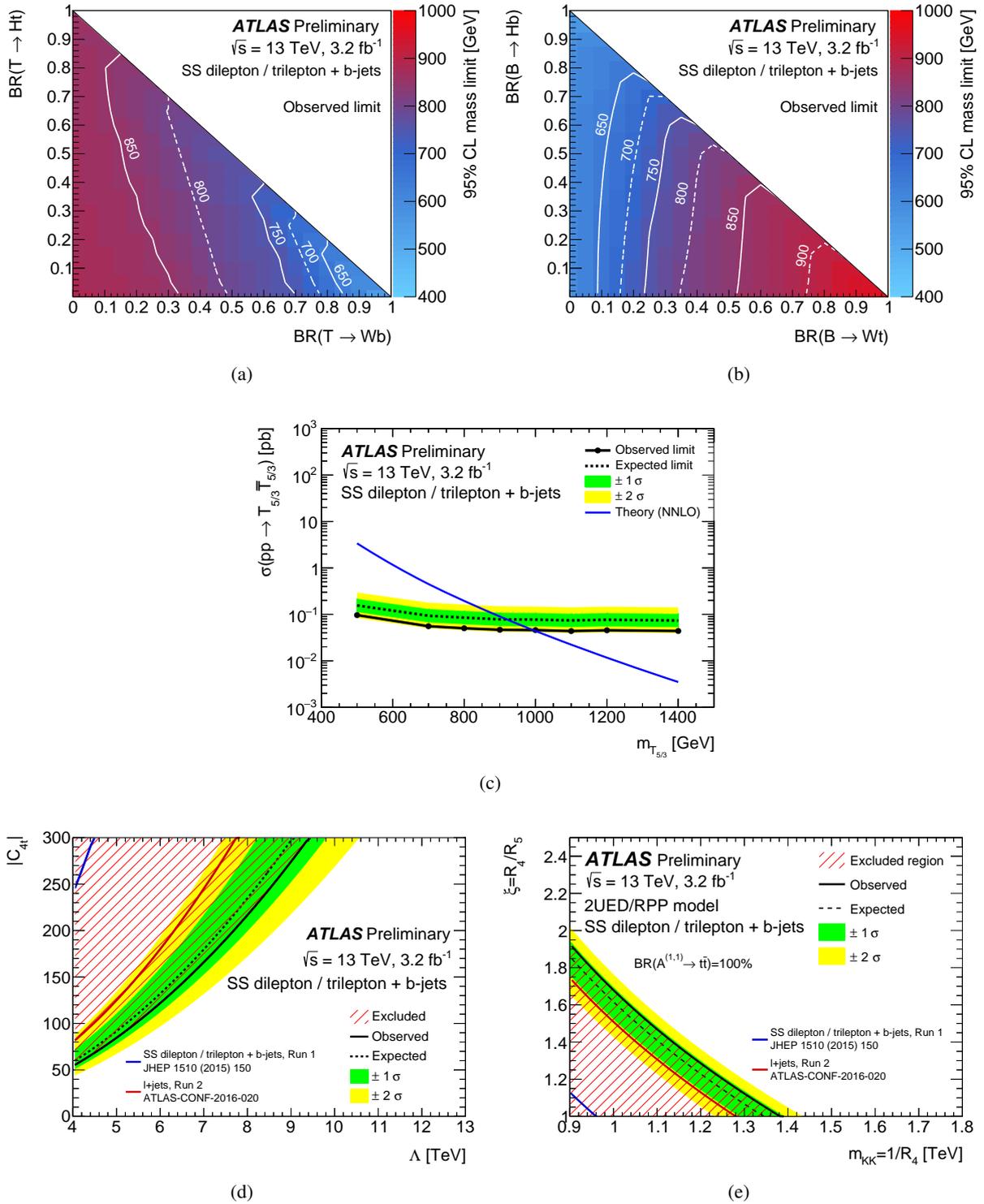


FIGURE VII.3. – Exclusion à 95% de niveau de confiance sur les différents modèles exotiques discutés dans la section IV.2.1. (a,b) Limites observées sur les masses  $m_T$  et  $m_B$  des quarks de type vector-like,  $T$  et  $B$ , en fonction des rapports d'embranchement des canaux de désintégration. (c) Limites attendues et observées sur la section efficace de production de paires  $T_{5/3}\bar{T}_{5/3}$  en fonction de la masse  $m_{T_{5/3}}$ . La section efficace théorique calculée à l'ordre NNLO est représentée en bleu. (d,e) Contours d'exclusion attendus et observés sur les paramètres  $|C_{4t}|$  et  $\Lambda$  du modèle effectif et sur les paramètres  $m_{KK}$  et  $\xi$  du modèle de dimensions supplémentaires. Les contours obtenus précédemment à 8 TeV et dans l'analyse basée sur l'état final constitué d'un seul lepton sont respectivement représentés en bleu et en rouge [163].

## VII.3 Résultats sur les modèles supersymétriques

Dans cette section, nous présenterons les résultats de l'analyse supersymétrique, dont la stratégie a été présentée dans la section IV.1. Ces résultats ont été extraits des données enregistrées en 2015 et en 2016 à 13 TeV avec une luminosité intégrée de  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  [159, 160]. Les résultats des précédentes itérations d'analyse sont disponibles dans les références [156, 158].

### VII.3.1 Résultats et incertitudes systématiques

Une étape de validation est effectuée afin de s'assurer que le bruit fond est correctement estimé. Des régions de validation sont définies à partir de critères de sélection optimisés pour réduire la contamination du signal et être orthogonales aux régions de signal. Les nombres d'événements observés et attendus par le bruit de fond ont été comparés dans plusieurs distributions cinématiques pour chacune de ces régions de validation.

Il est à noter qu'un désaccord entre les données et les prédictions du bruit de fond a été observé par un certain nombre d'analyses de nouvelle physique dans les régions d'événements contenant au moins trois b-jets ( $N_{b\text{-jets}} \geq 3$ ) [201, 202]. Ce désaccord peut provenir d'une mauvaise estimation des sources d'émission de b-jets dans les processus  $t\bar{t}V$ . Afin de ne plus être affecté par ce désaccord, les régions de signal définies par le critère de sélection  $N_{b\text{-jets}} \geq 3$  ont été remplacées par celles définies par le critère  $N_{b\text{-jets}} \geq 2$ . C'est notamment le cas pour la région notée "Rpv2L3bS", comme cela a été discuté dans la section V.3.5.

Les distributions cinématiques relatives aux régions de validation sont disponibles dans la référence [159]. Un bon accord est observé entre les données et l'estimation du bruit de fond, à l'exception du désaccord discuté précédemment.

Les comparaisons entre les nombres d'événements observés et attendus dans chacune des régions de signal définies dans les tableaux IV.1 et IV.2 sont représentées sur la Figure VII.4.

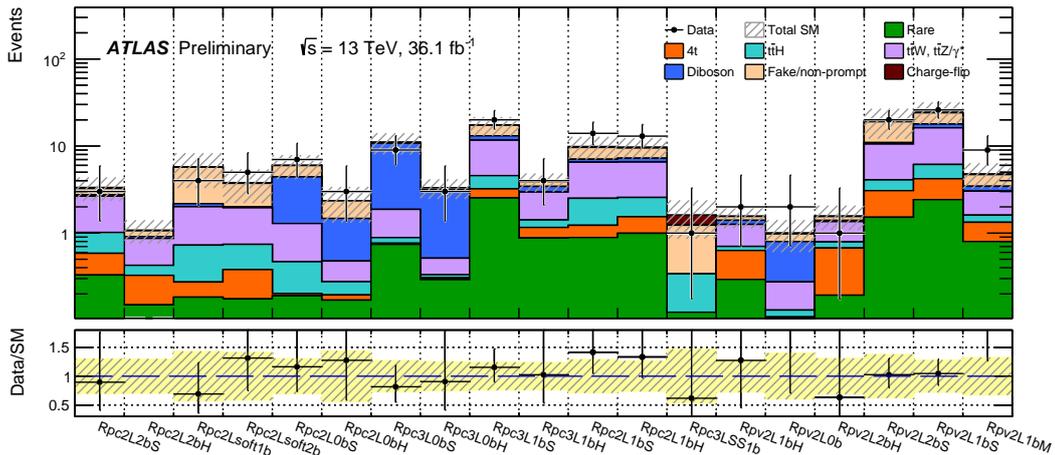


FIGURE VII.4. – Comparaison entre les nombres d'événements observés et attendus dans chacune des régions de signal définies dans les tableaux IV.1 et IV.2 [159].

La  $p$ -value  $p_0$  a été estimée dans chacune des régions de signal et aucune des valeurs obtenues ne donne un niveau de signification supérieur à  $2\sigma$ . Le niveau de signification maximal est extrait dans la région notée Rpv2L1bM, avec une valeur estimée à  $1.5\sigma$ . Aucune déviation significative n'est donc observée dans les résultats à 13 TeV avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée, les données étant en accord avec les prédictions du Modèle Standard dans toutes les régions de signal.

Les incertitudes systématiques et statistiques sur l'estimation du bruit de fond sont représentées sur la Figure VII.5. L'incertitude relative totale est comprise entre 25% et 45% suivant la région de signal. Les sources d'incertitude les plus importantes correspondent aux incertitudes sur les bruits de fond estimés par les méthodes *data-driven* et aux incertitudes théoriques sur la section efficace et l'acceptance du bruit de fond irréductible. Les autres contributions proviennent de l'incertitude statistique et de l'incertitude sur les objets physiques reconstruits, cette dernière étant dominée par l'incertitude sur l'énergie des jets et sur l'efficacité de l'étiquetage des b-jets.

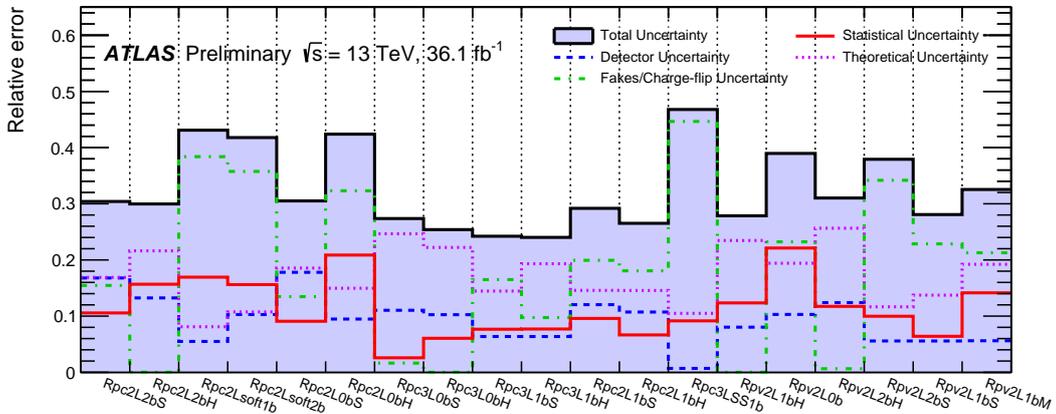


FIGURE VII.5. – Incertitudes relatives sur le bruit de fond total dans chacune des régions de signal définies dans les tableaux IV.1 et IV.2. Les principales contributions à l'incertitude relative sont représentées [159].

### VII.3.2 Limites sur les modèles conservant la $R$ -parité

La Figure VII.6 montre les contours d'exclusion sur les paramètres de masses des modèles simplifiés de supersymétrie à  $R$ -parité conservée. Ces contours ont été extraits à l'aide de l'outil HISTFITTER [195], en se basant sur les tests statistiques mentionnés en section VII.1 avec un niveau de confiance à 95%. Ils sont de plus estimés en utilisant le résultat dans la région de signal associé au processus recherché.

La Figure VII.6(a) montre les contours d'exclusion relatifs à la production de paires de gluinos se désintégrant chacun en quarks top et en neutralino (diagramme de Feynman représenté sur la Figure IV.1(a)). La masse du gluino est exclue jusqu'à 1.75 TeV pour les modèles où la masse du neutralino est supposée faible, tandis que la masse du neutralino est exclue jusqu'à 0.95 TeV pour les modèles où la masse du gluino est supposée être de l'ordre de 1.5 TeV.

La Figure VII.6(b) montre les contours d'exclusion dans le cas où le gluino se désintègre en quarks, en bosons de jauge  $W$  et  $Z$  et en neutralino (diagramme de Feynman représenté sur la Figure IV.1(b)). La masse du gluino est exclue jusqu'à 1.57 TeV pour les modèles où la masse du neutralino est supposée

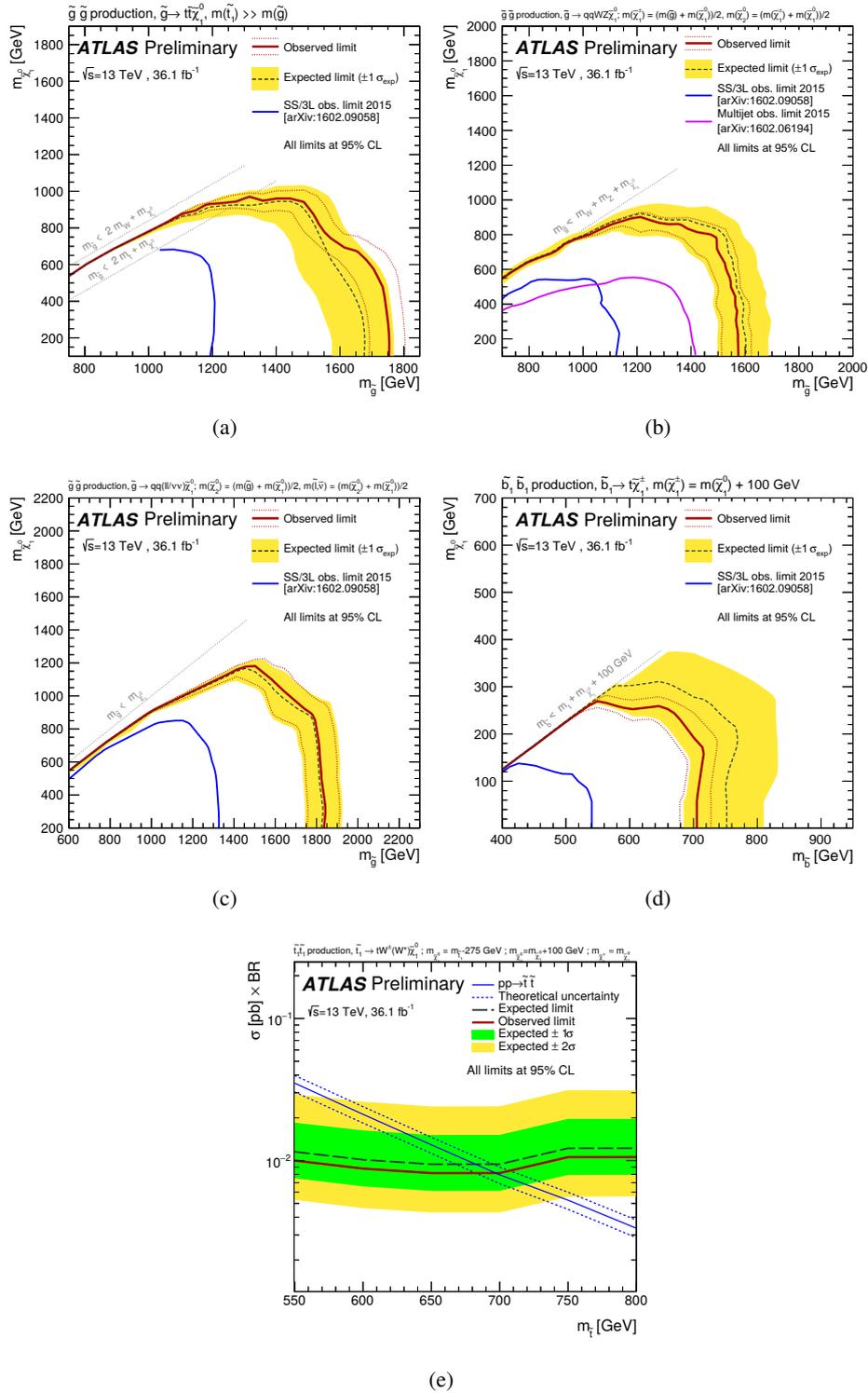


FIGURE VII.6. – Contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur la masse du neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  en fonction (a,b,c) de la masse du gluino  $\tilde{g}$  ou (d) de la masse du sbottom  $\tilde{b}$ , pour les différents modèles simplifiés de supersymétrie à  $R$ -parité conservée. Les contours d'exclusion extraits des résultats de la même analyse sur les données enregistrées en 2015 et des résultats de l'analyse dans l'état final composé de plusieurs jets sont respectivement représentés par les courbes bleues et violettes. (e) Limites sur la section efficace de production de paires de squarks stop  $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$  en fonction de leur masse  $m_{\tilde{t}_1}$ . Plus d'informations sur les modèles sont disponibles en section IV.1.1 [159].

faible, tandis que la masse du neutralino est exclue jusqu'à 0.9 TeV pour les modèles où la masse du gluino est supposée être de l'ordre 1.2 TeV.

La Figure VII.6(c) montre les contours d'exclusion dans le cas où le gluino se désintègre en quarks, en leptons et en neutralino (diagramme de Feynman représenté sur la Figure IV.1(c)). La masse du gluino est exclue jusqu'à 1.83 TeV pour les modèles où la masse du neutralino est supposée faible, tandis que la masse du neutralino est exclue jusqu'à 1.2 TeV pour les modèles où la masse du gluino est supposée être de l'ordre 1.5 TeV.

La Figure VII.6(d) montre les contours d'exclusion relatif à la production de paires de squarks sbottom se désintégrant chacun en quark top et en boson  $W^\pm$  (diagramme de Feynman représenté sur la Figure IV.1(d)). La masse du sbottom est exclue jusqu'à 0.7 TeV pour les modèles où la masse du neutralino est supposée faible, tandis que la masse du neutralino est exclue jusqu'à 0.25 TeV pour les modèles où la masse du sbottom est supposée être de l'ordre de 0.6 TeV.

La Figure VII.6(e) montre les limites sur la section efficace de production de paires de squarks stop (diagramme de Feynman représenté sur la Figure IV.1(e)). La comparaison avec la section efficace théorique à l'ordre NLO permet d'exclure les modèles dans lesquels la masse du squark stop est inférieure à 700 GeV.

### VII.3.3 Limites sur les modèles violant la $R$ -parité

Nous présenterons dans cette section les contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance extraits durant les travaux de cette thèse. Comme précédemment, ces contours ont été extraits à l'aide de l'outil HISTFITTER [195] en utilisant les résultats obtenus dans les différentes régions de signal associées aux processus violant la  $R$ -parité.

Les Figures VII.7(a) et VII.7(b) montrent les contours d'exclusion sur les signaux  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}^*/\tilde{t}\tilde{t}$  pour les deux modes de désintégration :  $\tilde{t}^* \rightarrow ds$  via le couplage  $\lambda''_{321}$  et  $\tilde{t}^* \rightarrow db$  via le couplage  $\lambda''_{313}$  (diagrammes de Feynman représentés sur les Figures IV.2(a) et IV.2(b)).

Le résultat du nombre d'évènements dans la région de signal notée Rpv2L1bH permet d'exclure les modèles pour lesquels la masse du gluino est inférieure à environ 1.4 TeV pour les deux modes de désintégration. Lorsque la masse du squark stop est proche de celle du gluino, les quarks top issus de la désintégration du gluino emportent une faible partie de l'énergie du gluino, ce qui a pour conséquence d'abaisser l'énergie des leptons et des b-jets, comme nous l'avons vu dans la section V.2.2. L'acceptance du signal est alors réduite et les limites sur la masse du gluino deviennent plus faibles.

Les limites observées pour la recherche de processus  $pp \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow qq$  ou  $pp \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}, \tilde{t} \rightarrow qb$  dans l'état final composé de quatre jets, sont représentées sur les Figures précédentes. Les modèles où la masse du stop est inférieure à 0.41 TeV pour le couplage  $\lambda''_{321}$  et inférieure à 0.61 TeV pour le couplage  $\lambda''_{331}$  [79] sont exclues à 95% de niveau de confiance.

Les Figures VII.8(a) et VII.8(b) montrent les limites sur les sections efficaces associées aux processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  pour les deux modes de désintégration :  $\tilde{g} \rightarrow tds/\tilde{t}\bar{d}\bar{s}$  via le couplage  $\lambda''_{321}$  et  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\tilde{t}\bar{d}\bar{b}$  via le couplage  $\lambda''_{313}$ , le squark stop étant produit hors de sa couche de masse. Ces limites sont extraites à partir des résultats obtenus dans la région de signal notée Rpv2L1bH. La comparaison avec la section efficace théorique estimée à l'ordre NLO permet d'exclure les modèles pour lesquels la masse du gluino

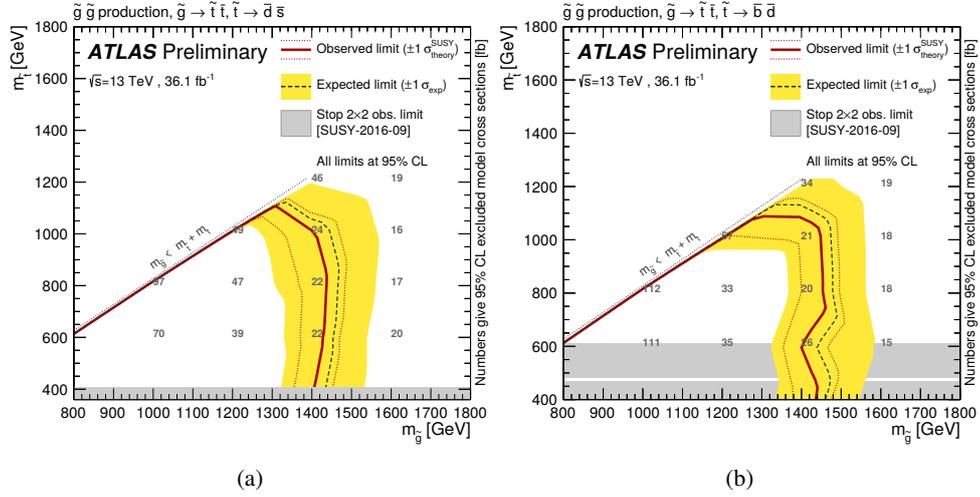


FIGURE VII.7. – Contours d’exclusion attendus et observés à 95% de niveau de confiance sur les modèles simplifiés associés aux signaux représentés sur les Figures IV.2(a) et IV.2(b) en fonction de la masse du gluino et de la masse du squark stop, pour les modèles où  $m_{\tilde{t}} + m_{\tilde{t}} < m_{\tilde{g}}$ . Les limites observées sur la section efficace sont données en unité fb pour les paramètres de masse avec lesquels les signaux ont été générés. Les résultats de la recherche de paires de squarks stops  $\tilde{t}\tilde{t}$  dans l’état final composé de quatre jets sont représentés par les contours gris [159].

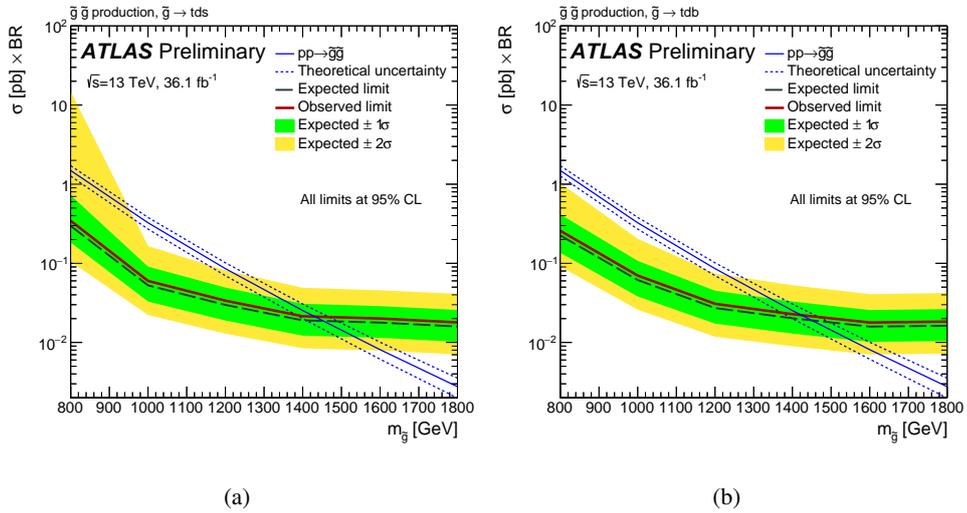


FIGURE VII.8. – Limites attendues et observées à 95% de niveau de confiance sur la section efficace des signaux représentés sur les Figures IV.2(a) et IV.2(b) en fonction de la masse du gluino, pour les modèles où  $m_{\tilde{t}} > m_{\tilde{g}}$ . La section efficace théorique estimée à l’ordre NLO est représentée en bleu [159].

est inférieure à 1.45 TeV pour les deux modes de désintégration, ce qui est similaire aux limites d'exclusion extraites pour les modèles à faible masse du squark stop.

Les Figures VII.9(a) et VII.9(b) montrent les limites sur les sections efficaces associées aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  pour les deux modes de désintégration du d-squark :  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  via le couplage  $\lambda''_{321}$  et  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$  via le couplage  $\lambda''_{313}$  (diagramme de Feynman représenté sur les Figures IV.2(c) et IV.2(d)). Ces limites sont extraites à partir des résultats obtenus dans les régions de signal notées Rpv2L1bS, Rpv2L1bM et Rpv2L2bS.

Comme nous l'avons vu en section V.2.2, la cinématique de ces signaux est faiblement dépendante de la masse du gluino. Par conséquent, les limites sur la section efficace sont uniquement représentées en fonction de la masse du d-squark et sont comparées aux sections efficaces théoriques pour différentes masses du gluino. La comparaison avec les sections efficaces théoriques pour une masse du gluino de 2.0 TeV permet d'exclure les modèles pour lesquels la masse du d-squark est inférieure à 0.41 TeV pour le couplage  $\lambda''_{321}$  et 0.44 TeV pour le couplage  $\lambda''_{331}$ . Pour une masse du gluino de 1.4 TeV, ces limites augmentent jusqu'à 0.57 TeV pour le couplage  $\lambda''_{321}$  et 0.64 TeV pour le couplage  $\lambda''_{331}$ .

Les Figures VII.10(a) et VII.10(b) montrent les contours d'exclusion sur les signaux  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow lqq$  et  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow tt\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow uds$  via les couplages  $\lambda'$  et  $\lambda''_{112}$  (diagrammes de Feynman représentés sur les Figures IV.2(e) et IV.2(f)). La Figure VII.10(a) montre que les résultats dans la région de signal notée Rpv2L0b permet d'exclure les modèles pour lesquels la masse du gluino est inférieure à 1.8 TeV. Pour les modèles où la masse du neutralino est faible, les leptons issus de la désintégration du neutralino ont de faibles impulsions transverses, ce qui abaisse l'acceptance du signal et diminue les limites sur la masse du gluino. La Figure VII.10(b) montre que les résultats dans la région de signal notée Rpv2L2bH permet également d'exclure les modèles pour lesquels la masse du gluino est inférieure à 1.8 TeV. Pour les modèles où la masse du neutralino est proche de la masse du gluino, les quarks top emportent une faible portion de l'énergie du gluino, produisant ainsi des leptons de plus faible énergie, ce qui fait également diminuer les limites sur la masse du gluino.

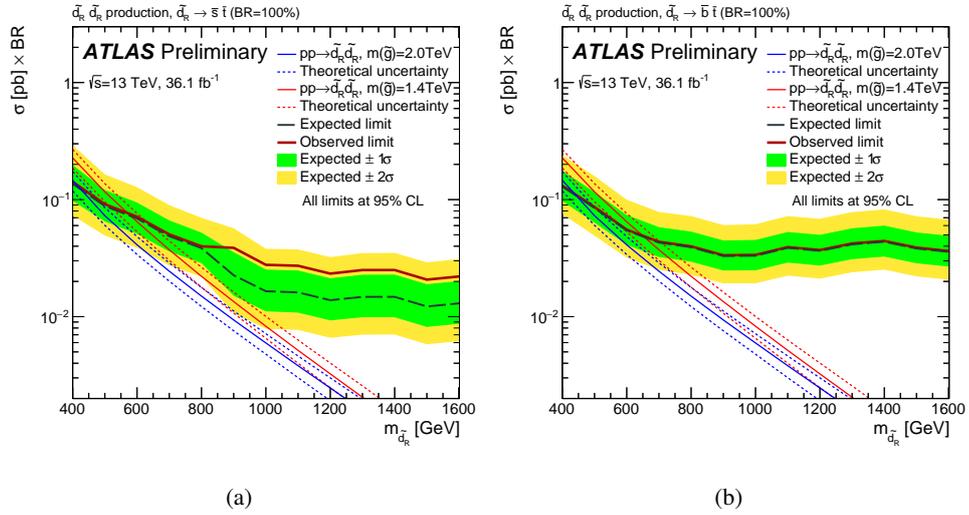


FIGURE VII.9. – Limites attendues et observées à 95% de niveau de confiance sur la section efficace des signaux représentés en Figures IV.2(c) et IV.2(d) en fonction de la masse du d-squark. Les sections efficaces théoriques calculées à l'ordre NLO pour des masses du gluino de 2.0 et de 1.4 TeV sont respectivement représentées en bleu et en rouge [159].

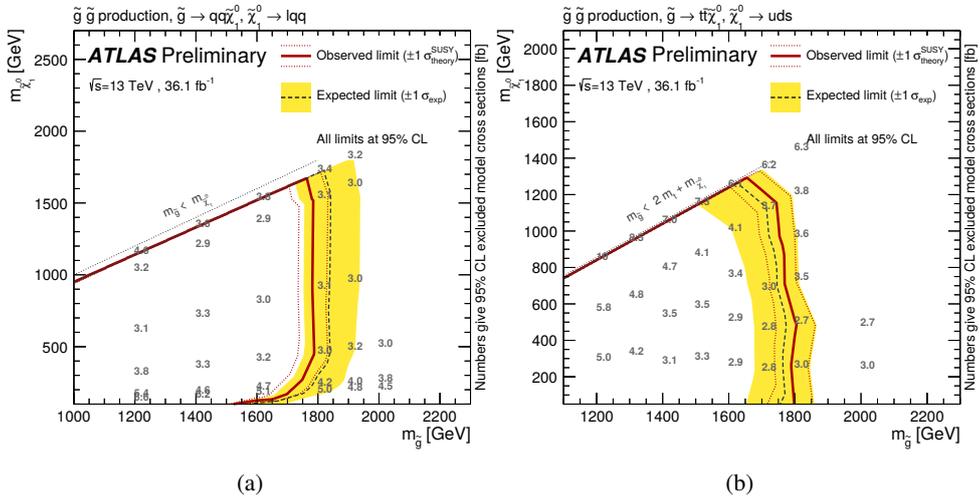


FIGURE VII.10. – Contours d'exclusion attendus et observés à 95% de niveau de confiance sur les modèles simplifiés associés aux signaux représentés en Figures IV.2(e) et IV.2(f) en fonction de la masse du gluino et de la masse du neutralino. Les limites observées sur la section efficace des signaux sont données en unité fb pour les paramètres de masse avec lesquels les signaux ont été générés [159].



# Conclusion

Ces dernières années, le Large Hadron Collider (LHC) a produit avec succès des collisions de protons à une énergie de 13 TeV dans le centre de masse, repoussant ainsi les frontières en énergie des expériences de physique des particules. Grâce aux données enregistrées par le détecteur ATLAS, différents programmes de recherche ont ainsi pu être menés afin de tester les prédictions du Modèle Standard. Une grande partie de ces programmes a notamment été dédiée à la recherche de phénomènes de nouvelle physique, lesquels se manifesteraient par des déviations des mesures expérimentales par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Dans cette thèse, nous avons présenté les travaux qui ont porté sur deux analyses recherchant des phénomènes de nouvelle physique de natures différentes dans les événements composés de leptons de même charge.

Une première analyse a porté sur la recherche de processus de production exotique de quarks top dans les données enregistrées en 2015 avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Une partie des travaux de cette thèse a notamment été dédiée au développement et à la validation des méthodes d'estimation du bruit de fond utilisée dans le cadre de cette analyse. Une méthode *data-driven* a en particulier été développée pour l'estimation du bruit de fond provenant des électrons dont la charge est mal-identifiée. Avec cette méthode, le bruit de fond de mauvaise identification de charge a été estimé dans les régions de signal avec une incertitude comprise entre 20% et 25%. Aucune déviation par rapport aux estimations du bruit de fond n'a été observée dans chacune des régions de signal considérées, ne confirmant pas l'excès qui avait été observé auparavant dans les résultats obtenus à 8 TeV. Une nouvelle itération de l'analyse est actuellement menée sur les données enregistrées en 2016 avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Les régions de signal ont été réoptimisées afin d'augmenter les sensibilités sur les processus recherchés, et une nouvelle technique basée sur des arbres de décision boostés est actuellement étudiée afin de diminuer le taux d'électrons dont la charge est mal-identifiée.

Une seconde analyse a porté sur la recherche de processus supersymétriques sur les données enregistrées en 2015 et en 2016 avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Des processus de production de quarks top de même signe ont en particulier été recherchés en se basant sur des modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée. Dans ce cadre-là, nous avons présenté les procédures de simulation mises au point afin de produire des échantillons d'évènements de ces processus, et nous avons calculé leur section efficace à l'ordre NLO en fonction de la masse des particules supersymétriques. Nous avons également proposé quatre régions de signal, lesquelles ont été optimisées par rapport à leur sensibilité aux processus de production de quarks top de même signe recherchés. Aucune déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'a été observée dans chacune des régions de signal, et des limites sur les modèles considérés ont été extraites à partir des résultats obtenus. Pour les modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée, nous avons extrait des limites de l'ordre de 1.4 TeV sur la masse du gluino pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , ainsi que des limites

de l'ordre de 600 GeV sur la masse du d-squark pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$  dans l'hypothèse où la masse du gluino est de l'ordre de 1.4 TeV.

Des travaux ont également été dédiés à l'amélioration des simulations Monte Carlo des processus  $V$ +jets ( $V = W/Z$ ) avec le générateur MADGRAPH 5 couplé au générateur PYTHIA 8. Nous avons en particulier amélioré de manière significative l'accord entre les données et les prédictions des simulations en désactivant l'ordonnancement en rapidité des émissions de partons dans PYTHIA. Nous avons également réajusté certains des paramètres du générateur PYTHIA afin d'améliorer la modélisation des phénomènes d'interactions multiples. Une nouvelle configuration a ainsi pu être mise en place à partir de ces résultats, et pourra être utilisée par la collaboration ATLAS pour les futures campagnes de production de simulations Monte Carlo.

Bien qu'aucune des études menées par les collaborations ATLAS et CMS n'ait observé des déviations significatives par rapport aux prédictions du Modèle Standard, les recherches de phénomènes de nouvelle physique restent encore motivées par les différents problèmes théoriques et expérimentaux posés par le Modèle Standard. Il est donc nécessaire d'apporter des améliorations aux différentes analyses afin d'augmenter la sensibilité sur les processus de nouvelle physique recherchés. Par exemple, la détection de quarks top de haute énergie (dits boostés) issus de la désintégration d'une particule très massive peut être grandement améliorée via les techniques de *top-tagging*. Les méthodes d'estimation des bruits de fond nécessitent également d'être perfectionnées, en particulier celui dû aux faux leptons qui reste encore difficile à estimer de manière précise via les techniques *data-driven* actuelles. De plus, le LHC devrait délivrer au moins  $120 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée d'ici fin 2018, et plus de  $300 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée à une énergie de collision de 14 TeV pour les prises de données qui se feront entre 2021 et 2023. Cette augmentation en luminosité permettra d'améliorer nettement les sensibilités sur les processus recherchés.

# Bibliographie

- [1] ATLAS COLLABORATION, *Analysis of events with b-jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector*, JHEP **10** (2015) p. 150, arXiv : 1504.04605 [hep-ex].
- [2] F. HALZEN et A. D. MARTIN, *Quarks and Leptons : an introductory course in modern particle physics*, 1984, ISBN : 0471887412, 9780471887416.
- [3] PIERRE SALATI, *Introduction à la théorie quantique des champs*, 2016, URL : [http://lapth.cnrs.fr/pg-nomin/salati/TQC\\_UJF\\_16.pdf](http://lapth.cnrs.fr/pg-nomin/salati/TQC_UJF_16.pdf).
- [4] C. N. YANG et R. L. MILLS, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys. Rev. **96** (1 1954) p. 191, URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.191>.
- [5] E. NOETHER, *Invariante Variationsprobleme*, ger, Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse **1918** (1918) p. 235, URL : <http://eudml.org/doc/59024>.
- [6] R. AAIJ et al., *Observation of  $J/\psi p$  Resonances Consistent with Pentaquark States in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$  Decays*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) p. 072001, arXiv : 1507.03414 [hep-ex].
- [7] C. PATRIGNANI et al., *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C40** (2016) p. 100001.
- [8] H. D. POLITZER, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30** (26 1973) p. 1346, URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>.
- [9] H. D. POLITZER, *Asymptotic freedom : An approach to strong interactions*, Physics Reports **14** (1974) p. 129 , ISSN : 0370-1573, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157374900143>.
- [10] D. J. GROSS et F. WILCZEK, *Asymptotically Free Gauge Theories. I*, Phys. Rev. D **8** (10 1973) p. 3633, URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.8.3633>.
- [11] V. KHACHATRYAN et al., *Constraints on parton distribution functions and extraction of the strong coupling constant from the inclusive jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, Eur. Phys. J. **C75** (2015) p. 288, arXiv : 1410.6765 [hep-ex].
- [12] S. L. GLASHOW, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) p. 579.
- [13] S. WEINBERG, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) p. 1264.

- [14] F. ENGLERT et R. BROUT, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (9 1964) p. 321,  
URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [15] P. W. HIGGS, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (16 1964) p. 508,  
URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [16] P. W. HIGGS, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) p. 132, URL : <https://cds.cern.ch/record/641590>.
- [17] 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. B **716** (2012) p. 1,  
arXiv : 1207.7214 [hep-ex].
- [18] CMS COLLABORATION,  
*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012) p. 30, arXiv : 1207.7235 [hep-ex].
- [19] T. AOYAMA et al., *Tenth-Order Electron Anomalous Magnetic Moment — Contribution of Diagrams without Closed Lepton Loops*, Phys. Rev. **D91** (2015) p. 033006,  
arXiv : 1412.8284 [hep-ph].
- [20] D. HANNEKE, S. F. HOOGERHEIDE et G. GABRIELSE, *Cavity Control of a Single-Electron Quantum Cyclotron : Measuring the Electron Magnetic Moment*, Phys. Rev. **A83** (2011) p. 052122, arXiv : 1009.4831 [physics.atom-ph].
- [21] S. P. MARTIN, *A Supersymmetry primer*, (1997), [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)], arXiv : hep-ph/9709356 [hep-ph].
- [22] F. ZWICKY, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helv. Phys. Acta **6** (1933) p. 110, [Gen. Rel. Grav.41,207(2009)].
- [23] V. C. RUBIN et W. K. FORD Jr.,  
*Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, Astrophys. J. **159** (1970) p. 379.
- [24] H. DAHLE, *A compilation of weak gravitational lensing studies of clusters of galaxies*, (2007),  
arXiv : astro-ph/0701598 [astro-ph].
- [25] D. CLOWE et al., *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, Astrophys. J. **648** (2006) p. L109, arXiv : astro-ph/0608407 [astro-ph].
- [26] D. N. SPERGEL et al.,  
*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results : implications for cosmology*, Astrophys. J. Suppl. **170** (2007) p. 377, arXiv : astro-ph/0603449 [astro-ph].
- [27] P. A. R. ADE et al., *Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters*, Astron. Astrophys. **594** (2016) A13, arXiv : 1502.01589 [astro-ph.CO].
- [28] M. TEGMARK et al., *The 3-D power spectrum of galaxies from the SDSS*, Astrophys. J. **606** (2004) p. 702, arXiv : astro-ph/0310725 [astro-ph].
- [29] R. J. SCHERRER et M. S. TURNER,  
*On the Relic, Cosmic Abundance of Stable Weakly Interacting Massive Particles*, Phys. Rev. **D33** (1986) p. 1585, [Erratum : Phys. Rev.D34,3263(1986)].

- [30] C. BALAZS, *Baryogenesis : A small review of the big picture*, (2014), arXiv : 1411.3398 [hep-ph].
- [31] L. CANETTI, M. DREWES et M. SHAPOSHNIKOV, *Matter and Antimatter in the Universe*, New J. Phys. **14** (2012) p. 095012, arXiv : 1204.4186 [hep-ph].
- [32] R. H. CYBURT et al., *Big bang nucleosynthesis : Present status*, Rev. Mod. Phys. **88** (1 2016) p. 015004, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.88.015004>.
- [33] R. KAPPL et M. W. WINKLER, *The Cosmic Ray Antiproton Background for AMS-02*, JCAP **1409** (2014) p. 051, arXiv : 1408.0299 [hep-ph].
- [34] A. D. SAKHAROV, *Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5** (1967) p. 32, [Usp. Fiz. Nauk161,61(1991)].
- [35] V. KUZMIN, V. RUBAKOV et M. SHAPOSHNIKOV, *On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe*, Physics Letters B **155** (1985) p. 36 , ISSN : 0370-2693, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385910287>.
- [36] M. B. GAVELA et al., *Standard model CP violation and baryon asymmetry. Part 2 : Finite temperature*, Nucl. Phys. **B430** (1994) p. 382, arXiv : hep-ph/9406289 [hep-ph].
- [37] P. DI BARI, *An introduction to leptogenesis and neutrino properties*, Contemp. Phys. **53** (2012) p. 315, arXiv : 1206.3168 [hep-ph].
- [38] Y. FUKUDA et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) p. 1562, arXiv : hep-ex/9807003 [hep-ex].
- [39] T. YANAGIDA, *Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos*, Prog. Theor. Phys. **64** (1980) p. 1103.
- [40] G. DEGRASSI et al., *Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO*, JHEP **08** (2012) p. 098, arXiv : 1205.6497 [hep-ph].
- [41] D. BUTTAZZO et al., *Investigating the near-criticality of the Higgs boson*, JHEP **12** (2013) p. 089, arXiv : 1307.3536 [hep-ph].
- [42] R. D. PECCEI et H. R. QUINN, *Constraints Imposed by CP Conservation in the Presence of Instantons*, Phys. Rev. **D16** (1977) p. 1791.
- [43] Yu. A. GOLFAND et E. P. LIKHTMAN, *Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance*, JETP Lett. **13** (1971) p. 323, [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.13,452(1971)].
- [44] J.-L. GERVAIS et B. SAKITA, *Field Theory Interpretation of Supergauges in Dual Models*, Nucl. Phys. **B34** (1971) p. 632.
- [45] J. WESS et B. ZUMINO, *Supergauge Transformations in Four-Dimensions*, Nucl. Phys. **B70** (1974) p. 39.
- [46] R. BARBIER et al., *R-parity violating supersymmetry*, Phys. Rept. **420** (2005) p. 1, arXiv : hep-ph/0406039 [hep-ph].

- [47] D. Z. FREEDMAN, P. van NIEUWENHUIZEN et S. FERRARA, *Progress Toward a Theory of Supergravity*, Phys. Rev. **D13** (1976) p. 3214.
- [48] H. P. NILLES, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, Phys. Rept. **110** (1984) p. 1.
- [49] S. DIMOPOULOS et D. W. SUTTER, *The Supersymmetric flavor problem*, Nucl. Phys. **B452** (1995) p. 496, arXiv : hep-ph/9504415 [hep-ph].
- [50] A. M. BALDINI et al., *Muon polarization in the MEG experiment : predictions and measurements*, Eur. Phys. J. **C76** (2016) p. 223, arXiv : 1510.04743 [hep-ex].
- [51] E. ABOUZAIID et al., *Precise Measurements of Direct CP Violation, CPT Symmetry, and Other Parameters in the Neutral Kaon System*, Phys. Rev. **D83** (2011) p. 092001, arXiv : 1011.0127 [hep-ex].
- [52] T. IBRAHIM et P. NATH, *The Neutron and the lepton EDMs in MSSM, large CP violating phases, and the cancellation mechanism*, Phys. Rev. **D58** (1998) p. 111301, [Erratum : Phys. Rev.D60,099902(1999)], arXiv : hep-ph/9807501 [hep-ph].
- [53] C. F. BERGER et al., *Supersymmetry Without Prejudice*, JHEP **02** (2009) p. 023, arXiv : 0812.0980 [hep-ph].
- [54] G. L. KANE et al., *Study of constrained minimal supersymmetry*, Phys. Rev. **D49** (1994) p. 6173, arXiv : hep-ph/9312272 [hep-ph].
- [55] R. HAAG, J. T. LOPUSZANSKI et M. SOHNIUS, *All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix*, Nucl. Phys. **B88** (1975) p. 257.
- [56] E. KIRITSIS, *Introduction to superstring theory*, t. B9, Leuven notes in mathematical and theoretical physics, Leuven : Leuven U. Press, 1998, ISBN : 978-9061868941, arXiv : hep-th/9709062 [hep-th], URL : [https://inspirehep.net/record/448134/files/arXiv:hep-th\\_9709062.pdf](https://inspirehep.net/record/448134/files/arXiv:hep-th_9709062.pdf).
- [57] S. DIMOPOULOS, S. RABY et F. WILCZEK, *Supersymmetry and the Scale of Unification*, Phys. Rev. **D24** (1981) p. 1681.
- [58] J. R. ELLIS et al., *Supersymmetric Relics from the Big Bang*, Nucl. Phys. **B238** (1984) p. 453.
- [59] J. L. FENG, *Supersymmetry and cosmology*, eConf **C0307282** (2003) p. L11, arXiv : hep-ph/0405215 [hep-ph].
- [60] N. CRAIG, « The State of Supersymmetry after Run I of the LHC », *Beyond the Standard Model after the first run of the LHC Arcetri, Florence, Italy, May 20-July 12, 2013*, 2013, arXiv : 1309.0528 [hep-ph], URL : <https://inspirehep.net/record/1252552/files/arXiv:1309.0528.pdf>.
- [61] J. L. FENG, *Naturalness and the Status of Supersymmetry*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **63** (2013) p. 351, arXiv : 1302.6587 [hep-ph].
- [62] B. C. ALLANACH et al., *Mass Spectrum in R-Parity Violating mSUGRA and Benchmark Points*, Phys. Rev. **D75** (2007) p. 035002, arXiv : hep-ph/0609263 [hep-ph].
- [63] C. BORSCHENSKY et al., *Squark and gluino production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13, 14, 33$  and 100 TeV*, Eur. Phys. J. **C74** (2014) p. 3174, arXiv : 1407.5066 [hep-ph].

- [64] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Public Results*, URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>.
- [65] CMS COLLABORATION, *CMS Public Results*, URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>.
- [66] ATLAS COLLABORATION, *Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC Run 1 — interpreted in the phenomenological MSSM*, JHEP **10** (2015) p. 134, arXiv : 1508.06608 [hep-ex].
- [67] E. NIKOLIDAKIS et C. SMITH, *Minimal Flavor Violation, Seesaw, and R-parity*, Phys. Rev. **D77** (2008) p. 015021, arXiv : 0710.3129 [hep-ph].
- [68] C. SMITH, « Minimal Flavor Violation as an alternative to R-parity », *Proceedings, 34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2008) : Philadelphia, Pennsylvania, July 30-August 5, 2008*, 2008, arXiv : 0809.3152 [hep-ph], URL : <http://inspirehep.net/record/796952/files/arXiv:0809.3152.pdf>.
- [69] C. CSAKI, Y. GROSSMAN et B. HEIDENREICH, *MFV SUSY : A Natural Theory for R-Parity Violation*, Phys. Rev. **D85** (2012) p. 095009, arXiv : 1111.1239 [hep-ph].
- [70] S. DIMOPOULOS et L. J. HALL, *Baryogenesis at the MeV Era*, Phys. Lett. **B196** (1987) p. 135.
- [71] J. M. CLINE et S. RABY, *Gravitino induced baryogenesis : A Problem made a virtue*, Phys. Rev. **D43** (1991) p. 1781.
- [72] G. ARCADI, L. COVI et M. NARDECCHIA, *Gravitino Dark Matter and low-scale Baryogenesis*, Phys. Rev. **D92** (2015) p. 115006, arXiv : 1507.05584 [hep-ph].
- [73] ATLAS COLLABORATION, *Search for supersymmetry in events with four or more leptons in  $\sqrt{s} = 13$  TeV pp collisions using 13.3 fb<sup>-1</sup> of ATLAS data.*, ATLAS-CONF-2016-075, 2016, URL : <http://cds.cern.ch/record/2206245>.
- [74] ATLAS COLLABORATION, *Search for a heavy narrow resonance decaying to  $e\mu$ ,  $e\tau$ , or  $\mu\tau$  with the ATLAS detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV pp collisions at the LHC*, Phys. Lett. **B723** (2013) p. 15, arXiv : 1212.1272 [hep-ex].
- [75] ATLAS COLLABORATION, *Search for massive supersymmetric particles in multi-jet final states produced in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2016-057, 2016, URL : <http://cds.cern.ch/record/2206149>.
- [76] Z. LIU et B. TWEEDIE, *The Fate of Long-Lived Superparticles with Hadronic Decays after LHC Run 1*, JHEP **06** (2015) p. 042, arXiv : 1503.05923 [hep-ph].
- [77] R. FRANCESCHINI, *Status of LHC Searches for SUSY without R-Parity*, Adv. High Energy Phys. **2015** (2015) p. 581038.
- [78] G. DURIEUX et C. SMITH, *The same-sign top signature of R-parity violation*, JHEP **10** (2013) p. 068, arXiv : 1307.1355 [hep-ph].
- [79] ATLAS COLLABORATION, *A search for pair-produced resonances in four-jet final states at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2017-025, 2017, URL : <https://cds.cern.ch/record/2258148>.

- [80] V. KHACHATRYAN et al., *Search for pair-produced resonances decaying to jet pairs in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, Phys. Lett. **B747** (2015) p. 98, arXiv : 1412.7706 [hep-ex].
- [81] G. DURIEUX et al., *Three-generation baryon and lepton number violation at the LHC*, Phys. Lett. **B721** (2013) p. 82, arXiv : 1210.6598 [hep-ph].
- [82] A. MONTEUX, *New signatures and limits on R-parity violation from resonant squark production*, JHEP **03** (2016) p. 216, arXiv : 1601.03737 [hep-ph].
- [83] ATLAS COLLABORATION, *Search for supersymmetry at  $\sqrt{s}=8$  TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector*, JHEP **06** (2014) p. 035, arXiv : 1404.2500 [hep-ex].
- [84] S. CHATRCHYAN et al., *Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, JHEP **01** (2014) p. 163, [Erratum : JHEP01,014(2015)], arXiv : 1311.6736.
- [85] CMS COLLABORATION, *Search for R-parity-violating SUSY in final states with zero or one lepton and large multiplicity of jets and b-tagged jets*, (2016).
- [86] ATLAS COLLABORATION, *Search for new phenomena in a lepton plus high jet multiplicity final state with the ATLAS experiment using  $\sqrt{s} = 13$  TeV proton–proton collision data*, ATLAS-CONF-2017-013, 2017, URL : <https://cds.cern.ch/record/2257717>.
- [87] CERN, *Images publiques du CERN*, URL : <https://cds.cern.ch/collection/OPEN20Photos>.
- [88] F. ABE et al., *Observation of top quark production in  $p\bar{p}$  collisions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) p. 2626, arXiv : hep-ex/9503002 [hep-ex].
- [89] S. ABACHI et al., *Search for high mass top quark production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) p. 2422, arXiv : hep-ex/9411001 [hep-ex].
- [90] ATLAS COLLABORATION, *Images publiques d'ATLAS*, URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
- [91] ATLAS COLLABORATION, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [92] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*, Technical Design Report ATLAS, Geneva : CERN, 1997, URL : <https://cds.cern.ch/record/331063>.
- [93] M CAPEANS et al., *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, CERN-LHCC-2010-013, 2010, URL : <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [94] *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS, Geneva : CERN, 1996, URL : <https://cds.cern.ch/record/331061>.
- [95] *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS, Geneva : CERN, 1996, URL : <https://cds.cern.ch/record/331062>.
- [96] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS, Geneva : CERN, 1997, URL : <https://cds.cern.ch/record/331068>.
- [97] ATLAS COLLABORATION, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2015*, (2016), arXiv : 1611.09661 [hep-ex].

- [98] ATLAS COLLABORATION, *Trigger Menu in 2016*, ATL-DAQ-PUB-2017-001, 2017,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/2242069>.
- [99] A. BUCKLEY et al., *General-purpose event generators for LHC physics*,  
Phys. Rept. **504** (2011) p. 145, arXiv : 1101.2599 [hep-ph].
- [100] P. SKANDS, « Introduction to QCD »,  
*Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics : Searching for New Physics at Small and Large Scales (TASI 2012) : Boulder, Colorado, June 4-29, 2012*, 2013 p. 341,  
arXiv : 1207.2389 [hep-ph],  
URL : <https://inspirehep.net/record/1121892/files/arXiv:1207.2389.pdf>.
- [101] A. PAPAESTATHIOU, *How-to : Write a parton-level Monte Carlo event generator*, (2014),  
arXiv : 1412.4677 [hep-ph].
- [102] S. HÖCHE, « Introduction to parton-shower event generators »,  
*Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics : Journeys Through the Precision Frontier : Amplitudes for Colliders (TASI 2014) Boulder, Colorado, June 2-27, 2014*, 2014, arXiv : 1411.4085 [hep-ph],  
URL : <https://inspirehep.net/record/1328513/files/arXiv:1411.4085.pdf>.
- [103] T. GLEISBERG et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902** (2009) p. 007,  
arXiv : 0811.4622 [hep-ph].
- [104] J. ALWALL et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP **07** (2014) p. 079,  
arXiv : 1405.0301 [hep-ph].
- [105] T. SJÖSTRAND et al., *An Introduction to PYTHIA 8.2*,  
Comput. Phys. Commun. **191** (2015) p. 159, arXiv : 1410.3012 [hep-ph].
- [106] G. ALTARELLI et G. PARISI, *Asymptotic freedom in parton language*,  
Nuclear Physics B **126** (1977) p. 298 , ISSN : 0550-3213,  
URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.
- [107] R. D. BALL et al., *Parton distributions for the LHC Run II*, JHEP **04** (2015) p. 040,  
arXiv : 1410.8849 [hep-ph].
- [108] J. GAO et al., *CT10 next-to-next-to-leading order global analysis of QCD*,  
Phys. Rev. D **89** (3 2014) p. 033009,  
URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.033009>.
- [109] L. A. HARLAND-LANG et al., *Parton distributions in the LHC era : MMHT 2014 PDFs*,  
Eur. Phys. J. **C75** (2015) p. 204, arXiv : 1412.3989 [hep-ph].
- [110] S. CATANI et al., *QCD matrix elements + parton showers*, JHEP **11** (2001) p. 063,  
arXiv : hep-ph/0109231 [hep-ph].
- [111] L. LONNBLAD, *Correcting the color dipole cascade model with fixed order matrix elements*,  
JHEP **05** (2002) p. 046, arXiv : hep-ph/0112284 [hep-ph].
- [112] B. ANDERSSON et al., *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rept. **97** (1983) p. 31.
- [113] D. AMATI et G. VENEZIANO, *Preconfinement as a property of perturbative QCD*,  
Physics Letters B **83** (1979) p. 87 , ISSN : 0370-2693,  
URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269379908967>.

- [114] J. BELLM et al., *Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note*, Eur. Phys. J. **C76** (2016) p. 196, arXiv : 1512.01178 [hep-ph].
- [115] B. R. WEBBER, *Fragmentation and hadronization*, Int. J. Mod. Phys. **A15S1** (2000) p. 577, [eConfC990809,577(2000)], arXiv : hep-ph/9912292 [hep-ph].
- [116] ATLAS COLLABORATION, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur. Phys. J. **C70** (2010) p. 823, arXiv : 1005.4568 [physics.ins-det].
- [117] S. AGOSTINELLI et al., *Geant4—a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506** (2003) p. 250, ISSN : 0168-9002, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [118] T YAMANAKA, *The ATLAS calorimeter simulation FastCaloSim*, ATL-SOFT-PROC-2011-021, 2011, URL : <https://cds.cern.ch/record/1322202>.
- [119] ATLAS COLLABORATION, *Photon identification in 2015 ATLAS data*, ATL-PHYS-PUB-2016-014, 2016, URL : <http://cds.cern.ch/record/2203125>.
- [120] ATLAS COLLABORATION, *Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment*, Eur. Phys. J. **C76** (2016) p. 295, arXiv : 1512.05955 [hep-ex].
- [121] ATLAS COLLABORATION, *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2016-024, 2016, URL : <http://cds.cern.ch/record/2157687>.
- [122] W. LAMPL et al., *Calorimeter clustering algorithms : Description and performance*, (2008).
- [123] T. G. CORNELISSEN et al., *The global  $\chi^2$  track fitter in ATLAS*, Journal of Physics : Conference Series **119** (2008) p. 032013, URL : <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032013>.
- [124] ATLAS COLLABORATION, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using data collected in 2015 at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, ATL-PHYS-PUB-2016-015, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2203514>.
- [125] ATLAS COLLABORATION, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, Eur. Phys. J. **C76** (2016) p. 292, arXiv : 1603.05598 [hep-ex].
- [126] ATLAS COLLABORATION, *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, (2016), arXiv : 1603.02934 [hep-ex].
- [127] M. CACCIARI, G. P. SALAM et G. SOYEZ, *The Anti- $k(t)$  jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) p. 063, arXiv : 0802.1189 [hep-ph].
- [128] ATLAS COLLABORATION, *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, ATL-PHYS-PUB-2015-015, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2037613>.
- [129] ATLAS COLLABORATION, *Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2014-018, 2014, URL : <https://cds.cern.ch/record/1700870>.

- [130] ATLAS COLLABORATION, *JVT internal twiki page for run 2 (Internal)*, URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetVertexTaggerTool>.
- [131] YANN COADOU, *Lectures on Boosted Decision Trees at ESIPAP*, 2016, URL : [https://indico.cern.ch/event/472305/contributions/1982360/attachments/1224979/1792797/ESIPAP\\_MVA160208-BDT.pdf](https://indico.cern.ch/event/472305/contributions/1982360/attachments/1224979/1792797/ESIPAP_MVA160208-BDT.pdf).
- [132] ATLAS COLLABORATION, *Expected performance of the ATLAS b-tagging algorithms in Run-2*, ATL-PHYS-PUB-2015-022, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2037697>.
- [133] ATLAS COLLABORATION, *Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run*, ATL-PHYS-PUB-2016-012, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2160731>.
- [134] ATLAS COLLABORATION, *Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, ATL-COM-PHYS-2016-407, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2149445>.
- [135] N. LAVESSON et L. LONNBLAD, *Merging parton showers and matrix elements : Back to basics*, JHEP **04** (2008) p. 085, arXiv : 0712.2966 [hep-ph].
- [136] J. ALWALL et al., *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. **C53** (2008) p. 473, arXiv : 0706.2569 [hep-ph].
- [137] L. LONNBLAD et S. PRESTEL, *Matching Tree-Level Matrix Elements with Interleaved Showers*, JHEP **03** (2012) p. 019, arXiv : 1109.4829 [hep-ph].
- [138] R. CORKE et T. SJOSTRAND, *Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects*, JHEP **03** (2011) p. 032, arXiv : 1011.1759 [hep-ph].
- [139] ATLAS COLLABORATION, *ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data*, ATL-PHYS-PUB-2014-021, 2014, URL : <http://cdsweb.cern.ch/record/1966419>.
- [140] A. BUCKLEY et al., *Rivet user manual*, Comput. Phys. Commun. **184** (2013) p. 2803, arXiv : 1003.0694 [hep-ph].
- [141] S. CATANI et al., *Longitudinally invariant  $K_T$  clustering algorithms for hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. **B406** (1993) p. 187.
- [142] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the production cross section of jets in association with a Z boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1307** (2013) p. 032, arXiv : 1304.7098 [hep-ex].
- [143] ATLAS COLLABORATION, *Measurements of the Production Cross Section of a Z Boson in Association with Jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2016-046, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2206128>.
- [144] ATLAS COLLABORATION, *Measurements of the W production cross sections in association with jets with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C **75** (2015) p. 82, arXiv : 1409.8639 [hep-ex].
- [145] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of  $k_T$  splitting scales in  $W \rightarrow \ell \nu$  events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C **73** (2013) p. 2432, arXiv : 1302.1415 [hep-ex].
- [146] A. BANFI et al., *Optimisation of variables for studying dilepton transverse momentum distributions at hadron colliders*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) p. 1600, arXiv : 1009.1580 [hep-ex].

- [147] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the  $Z/\gamma^*$  boson transverse momentum distribution in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1409** (2014) p. 145, arXiv : 1406.3660 [hep-ex].
- [148] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of angular correlations in Drell-Yan lepton pairs to probe  $Z/\gamma^*$  boson transverse momentum at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, Phys. Lett. B **720** (2013) p. 32, arXiv : 1211.6899 [hep-ex].
- [149] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the transverse momentum distribution of  $W$  bosons in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. D **85** (2012) p. 012005, arXiv : 1108.6308 [hep-ex].
- [150] A. BUCKLEY et al., *Systematic event generator tuning for the LHC*, Eur. Phys. J. **C65** (2010) p. 331, arXiv : 0907.2973 [hep-ph].
- [151] A. BUCKLEY, « Tools for event generator tuning and validation », *Proceedings, workshop : HERA and the LHC workshop series on the implications of HERA for LHC physics*, 2008 p. 768, arXiv : 0809.4638 [hep-ph], URL : <https://inspirehep.net/record/797742/files/arXiv:0809.4638.pdf>.
- [152] S. ARGYROPOULOS et T. SJÖSTRAND, *Effects of color reconnection on  $t\bar{t}$  final states at the LHC*, JHEP **11** (2014) p. 043, arXiv : 1407.6653 [hep-ph].
- [153] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of distributions sensitive to the underlying event in inclusive  $Z$ -boson production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C **74** (2014) p. 3195, arXiv : 1409.3433 [hep-ex].
- [154] W. BEENAKKER, R. HOPKER et M. SPIRA, *PROSPINO : A Program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD*, (1996), arXiv : hep-ph/9611232 [hep-ph].
- [155] 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** (2016) p. 259, arXiv : 1602.09058 [hep-ex].
- [156] ATLAS COLLABORATION, *Search for strongly produced superpartners in final states with same-sign leptons or three leptons and jets in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2015-1150, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2052581>.
- [157] ATLAS COLLABORATION, *Search for supersymmetry with two same-sign leptons or three leptons using  $13.2 \text{ fb}^{-1}$  of  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collision data collected by the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2016-037, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2205745>.
- [158] ATLAS COLLABORATION, *Search for strongly-produced superpartners in final states with same-sign or three leptons and jets in 2015+2016  $pp$  collisions data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-495, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2151944>.
- [159] ATLAS COLLABORATION, *Search for supersymmetry in final states with two same sign or three lepton and jets using  $36 \text{ fb}^{-1}$  of  $\sqrt{s}=13$  TeV  $pp$  collision data with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2017-030, 2017, URL : <http://cds.cern.ch/record/2262920>.
- [160] ATLAS COLLABORATION, *Search for strongly-produced superpartners in final states with same-sign or three leptons and jets in 2015+2016  $pp$  collisions data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-1616, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2231789>.

- [161] ATLAS COLLABORATION, *Search for strongly-produced superpartners in final states with two same-sign leptons or three leptons at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, ATL-COM-PHYS-2013-887, 2013, URL : <https://cds.cern.ch/record/1558979>.
- [162] S. P. BERLENDIS et al., *Analysis of events with  $b$ -jets and a pair of same charge leptons in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2015-389, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2015487>.
- [163] ATLAS COLLABORATION, *Search for new physics using events with  $b$ -jets and a pair of same charge leptons in  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-COM-CONF-2016-036, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2155535>.
- [164] Y. OKADA et L. PANIZZI, *LHC signatures of vector-like quarks*, Adv. High Energy Phys. **2013** (2013) p. 364936, arXiv : 1207.5607 [hep-ph].
- [165] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA et al., *Handbook of vectorlike quarks : Mixing and single production*, Phys. Rev. **D88** (2013) p. 094010, arXiv : 1306.0572 [hep-ph].
- [166] P. GOLONKA et Z. WAS, *PHOTOS Monte Carlo : A Precision tool for QED corrections in Z and W decays*, Eur. Phys. J. **C45** (2006) p. 97, arXiv : hep-ph/0506026 [hep-ph].
- [167] C. DEGRANDE et al., *Non-resonant New Physics in Top Pair Production at Hadron Colliders*, JHEP **03** (2011) p. 125, arXiv : 1010.6304 [hep-ph].
- [168] G. BEVILACQUA et M. WOREK, *Constraining BSM Physics at the LHC : Four top final states with NLO accuracy in perturbative QCD*, JHEP **07** (2012) p. 111, arXiv : 1206.3064 [hep-ph].
- [169] G. CACCIAPAGLIA et al., *Four tops on the real projective plane at LHC*, JHEP **10** (2011) p. 042, arXiv : 1107.4616 [hep-ph].
- [170] P. MEADE et M. REECE, *BRIDGE : Branching ratio inquiry / decay generated events*, (2007), arXiv : hep-ph/0703031 [hep-ph].
- [171] ATLAS COLLABORATION, *Search for scalar diphoton resonances with  $15.4 \text{ fb}^{-1}$  of data collected at  $\sqrt{s}=13$  TeV in 2015 and 2016 with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2016-059, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2206154>.
- [172] CMS COLLABORATION, *Search for resonant production of high mass photon pairs using  $12.9 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV and combined interpretation of searches at 8 and 13 TeV*, CMS-PAS-EXO-16-027, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2205245>.
- [173] B. FUKS, *Beyond the Minimal Supersymmetric Standard Model : from theory to phenomenology*, Int. J. Mod. Phys. **A27** (2012) p. 1230007, arXiv : 1202.4769 [hep-ph].
- [174] A. D. MARTIN et al., *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) p. 189, arXiv : 0901.0002 [hep-ph].
- [175] R. D. COUSINS, K. E. HYMES et J. TUCKER, *Frequentist Evaluation of Intervals Estimated for a Binomial Parameter and for the Ratio of Poisson Means*, Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res. **A612** (2010) p. 388, arXiv : 0905.3831 [physics.data-an].
- [176] L. MONETA et al., *The RooStats Project*, PoS **ACAT2010** (2010) p. 057, arXiv : 1009.1003 [physics.data-an].

- [177] ATLAS COLLABORATION, *Luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV using the ATLAS detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C76** (2016) p. 653, arXiv : 1608.03953 [hep-ex].
- [178] ATLAS COLLABORATION, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV*, ATL-COM-PHYS-2010-695, 2010, URL : <https://cds.cern.ch/record/1287902>.
- [179] T. P. S. GILLAM et C. G. LESTER, *Improving estimates of the number of fake leptons and other mis-reconstructed objects in hadron collider events BoB's your UNCLE*, JHEP **11** (2014) p. 031, arXiv : 1407.5624 [hep-ph].
- [180] E. W. VARNES, *A Poisson likelihood approach to fake lepton estimation with the matrix method*, (2016), arXiv : 1606.06817 [hep-ex].
- [181] K BECKER et al., *Estimation of non-prompt and fake lepton backgrounds in final states with top quarks produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-COM-CONF-2014-072, 2014, URL : <https://cds.cern.ch/record/1755451>.
- [182] F. DERUE, *Estimation of fake lepton background for top analyses using the Matrix Method with the 2015 dataset at  $\sqrt{s}=13$  TeV with AnalysisTop-2.3.41 (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-198, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2135116>.
- [183] S. BERLENDIS et al., *Search for new physics using events with b-jets and a pair of same charge leptons in pp collisions from 2015-16 at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-1474, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2224335>.
- [184] D PAREDES et D CALVET, *Estimation of the mis-identification rates of the electron charge at 8 TeV (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2013-1622, 2013, URL : <https://cds.cern.ch/record/1635458>.
- [185] C. ANASTOPOULOS et al., *Supporting document on electron identification and efficiency measurements using the 2015 LHC proton-proton collision data (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-041, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2125283>.
- [186] F. JAMES et M. ROOS, *Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations*, Comput. Phys. Commun. **10** (1975) p. 343.
- [187] P. NASON, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, JHEP **11** (2004) p. 040, arXiv : hep-ph/0409146 [hep-ph].
- [188] ATLAS COLLABORATION, *Twiki page for MCTruthClassifier tool (Internal)*, 2016, URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCTruthClassifier>.
- [189] S. BERTHELETTE, J.-F. ARGUIN et H. TREPANIER, *Reduction of electron charge mis-identification using a BDT analysis on  $Z \rightarrow ee$  sample (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-1225, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2211541>.
- [190] J-F. ARGUIN, J. CLAUDE, K. LOHWASSER AND K. MOCHIZUKI, *Talk on Electron Charge Flip Tagger at Egamma Workshop (Internal)*, 2016, URL : [https://indico.cern.ch/event/567645/contributions/2349785/attachments/1367817/2072907/20161108\\_egamma.pdf](https://indico.cern.ch/event/567645/contributions/2349785/attachments/1367817/2072907/20161108_egamma.pdf).

- [191] G. COWAN, « Use of the profile likelihood function in searches for new physics », *Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011*, CERN, Geneva : CERN, 2011 p. 109,  
URL : [http://inspirehep.net/record/1478279/files/1087459\\_109-114.pdf](http://inspirehep.net/record/1478279/files/1087459_109-114.pdf).
- [192] K. CRANMER, « Practical Statistics for the LHC », *Proceedings, 2011 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2011) : Cheile Gradistei, Romania, September 7-20, 2011*, [,247(2015)], 2015 p. 267, arXiv : 1503.07622 [physics.data-an],  
URL : <https://inspirehep.net/record/1356277/files/arXiv:1503.07622.pdf>.
- [193] S. S. WILKS,  
*The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses*, *Annals Math. Statist.* **9** (1938) p. 60.
- [194] A. L. READ, *Modified frequentist analysis of search results (the  $CL_s$  method)*, (2000),  
URL : <https://cds.cern.ch/record/451614>.
- [195] M. BAAK et al., *HistFitter software framework for statistical data analysis*, *Eur. Phys. J.* **C75** (2015) p. 153, arXiv : 1410.1280 [hep-ex].
- [196] ATLAS COLLABORATION, *Twiki page for TRexFitter/TthFitter tool (Internal)*, 2016,  
URL : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TthFitter>.
- [197] ATLAS COLLABORATION, *Search for new phenomena in  $t\bar{t}$  final states with additional heavy-flavour jets in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2016-104, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2220371>.
- [198] ATLAS COLLABORATION,  
*Search for pair production of heavy vector-like quarks decaying to high- $p_T$   $W$  bosons and  $b$  quarks in the lepton-plus-jets final state in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2016-102, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2219436>.
- [199] ATLAS COLLABORATION, *Search for pair production of vector-like top quarks in events with one lepton and an invisibly decaying  $Z$  boson in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions at the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2017-015, 2017, URL : <https://cds.cern.ch/record/2257730>.
- [200] CMS COLLABORATION, *Search for heavy vector-like quarks decaying to same-sign dileptons*, CMS-PAS-B2G-16-019, 2017, URL : <https://cds.cern.ch/record/2256747>.
- [201] ATLAS COLLABORATION, *Search for pair production of gluinos decaying via stop and sbottom in events with  $b$ -jets and large missing transverse momentum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector (Internal)*, ATL-COM-PHYS-2016-873, 2016,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/2196994>.
- [202] ATLAS COLLABORATION, *Search for new physics in a lepton plus high jet multiplicity final state with the ATLAS experiment using  $\sqrt{s} = 13$  TeV proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2016-094, 2016, URL : <https://cds.cern.ch/record/2211457>.

## **Annexes**

## Résultats obtenus à $13.2 \text{ fb}^{-1}$ de luminosité intégrée

Une précédente itération de l'analyse supersymétrique a été effectuée sur une partie des données prises en 2015 et en 2016 avec  $13.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Cette itération a permis d'obtenir des résultats préliminaires sur la recherche de certains des processus supersymétriques présentés dans la section IV.1, en particulier des processus de production de quarks top de même signe dans le cadre des modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée présentés dans le chapitre V. Dans cette annexe, nous présenterons les résultats obtenus pour ces derniers processus sur les données avec  $13.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité, en complément des résultats qui ont été présentés dans la section VII.3 avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité. Le lecteur pourra trouver davantage d'informations sur cette analyse dans les références [157, 158].

La stratégie d'analyse est assez similaire à celle présentée dans la section IV.1, à l'exception des régions de signal qui ont été optimisées pour une valeur de luminosité plus faible. Pour les processus de production de quarks top de même signe, les régions de signal associées sont résumées dans le tableau A.1. La région de signal notée "SR1b-GG" est optimisée pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  pour les deux modes de désintégration ( $\tilde{g} \rightarrow tds/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$  et  $\tilde{g} \rightarrow tdb/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ ), tandis que les régions de signal notées "SR1b-DD" et "SR3b-DD" sont optimisées pour les processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$  pour les modes de désintégration respectifs en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  et en  $\tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ . Leurs critères de sélection sont similaires à ceux des régions Rpv2L1bH, Rpv2L1bM et Rpv2L3bS, à l'exception du seuil de sélection sur la masse effective qui est légèrement plus faible.

TABLE A.1. – Définition des régions de signal proposées pour la recherche des processus de production supersymétrique de quarks top de même signe sur les données enregistrées avec  $13.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. La dernière colonne se réfère aux conditions appliquées sur la charge des leptons.

Région de Signal	$N_\ell$	$N_{\text{b-jets}}$	$N_{\text{jets}}$	$p_{\text{T}}^{\text{jets}}$	$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ [GeV]	$m_{\text{eff}}$ [GeV]	Charge des leptons
SR1b-GG	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$	$\geq 6$	50	-	$> 1800$	$\ell^-\ell^-$ ou $\ell^+\ell^+$
SR1b-DD	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 1$	$\geq 4$	50	-	$> 1200$	$\ell^-\ell^-$
SR3b-DD	$\geq 2\text{SS}$	$\geq 3$	$\geq 4$	50	-	$> 1000$	$\ell^-\ell^-$

Les comparaisons entre les nombres d'évènements observés et attendus dans chacune de ces régions de signal sont donnés dans le tableau A.2. Aucune déviation significative n'est observée dans ces régions.

TABLE A.2. – Nombres d'évènements observés et attendus ainsi que leur incertitude totale dans les régions de signal définies dans le tableau A.1. Le label "Mauvaise Id" se réfère au bruit de fond de mauvaise identification de charge.

	SR1b-GG	SR1b-DD	SR3b-DD
Observé	2	12	4
Total bdf.	$1.69 \pm 0.57$	$12.03 \pm 2.68$	$1.86 \pm 0.75$
ttZ	$0.26 \pm 0.08$	$2.81 \pm 0.89$	$0.30 \pm 0.10$
ttW	$0.33 \pm 0.11$	$1.81 \pm 0.58$	$0.18 \pm 0.07$
Diboson	$0.08^{+0.19}_{-0.09}$	$0.61 \pm 0.42$	$0.00 \pm 0.00$
Rare	$0.64 \pm 0.34$	$2.57 \pm 1.32$	$0.76 \pm 0.40$
Faux lep.	$0.21^{+0.33}_{-0.32}$	$2.48 \pm 1.66$	$0.48 \pm 0.59$
Mauvais Id.	$0.18 \pm 0.07$	$1.74 \pm 0.22$	$0.14 \pm 0.03$

En l'absence de déviations significatives, des limites d'exclusion ont été extraites sur les modèles de supersymétrie à  $R$ -parité violée à partir des résultats obtenus dans chacune des régions de signal. La Figure A.1 montre les contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance obtenus grâce à l'outil HISTFITTER [195].

Pour les modèles associés aux processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ , les limites observées permettent d'exclure les modèles pour lesquels la masse du gluino est inférieure à 1.3 TeV (Figs.A.1(a),A.1(b)). Pour les modèles associés aux processus  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R$ , les contours d'exclusion sont données en fonction de la masse du d-squark et de la masse du gluino. Ces contours atteignent des masses de d-squark de l'ordre de 700 GeV pour les modèles où la masse du gluino est proche de celle du d-squark (Figs.A.1(c),A.1(d)). Dans l'hypothèse où la masse du gluino est de l'ordre de 1.4 TeV, les modèles pour lesquels la masse du d-squark est inférieure à environ 500 GeV sont exclus.

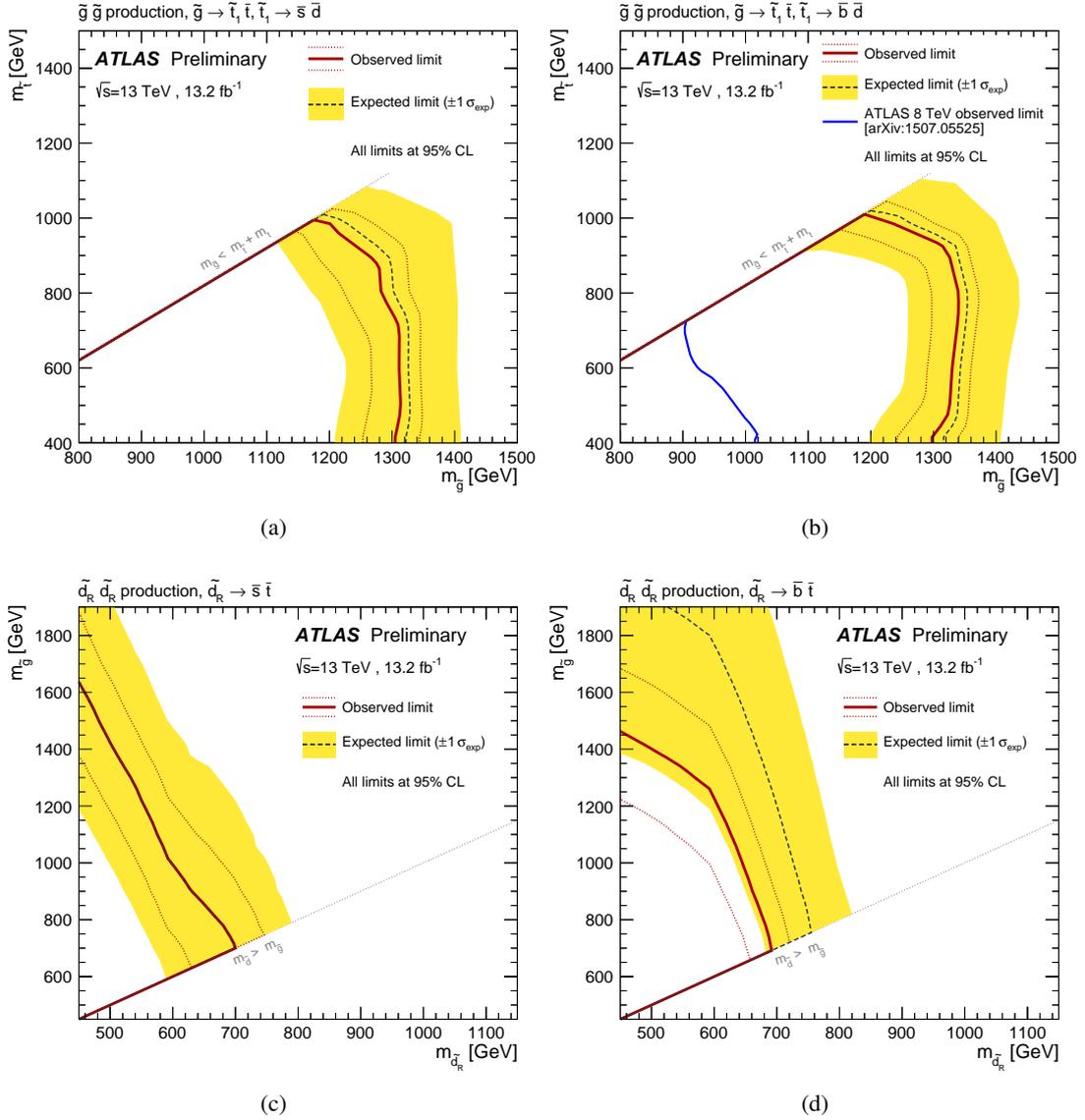


FIGURE A.1. – Contours d'exclusion attendus et observés à 95% de niveau de confiance sur les modèles simplifiés associés aux signaux (a)  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow t\bar{d}s/\bar{t}\bar{d}\bar{s}$ , (b)  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow t\bar{d}b/\bar{t}\bar{d}\bar{b}$ , (c)  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R, \tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{s}$  et (d)  $pp \rightarrow \tilde{d}_R\tilde{d}_R, \tilde{d}_R \rightarrow \bar{t}\bar{b}$ . Ces limites ont été extraites à partir des résultats obtenus avec  $13.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée [158].



# Abstract

The Standard Model, which describes the particle interactions at quantum level, is an imperfect theory. It has several theoretical problems and is unable to explain astrophysical observations like the dark matter and the baryonic asymmetry of the universe. Several beyond-standard models have been proposed to solve some of these issues, and predict new-physics phenomena at high energy. The aim of this thesis is to search for these phenomena in proton-proton collisions produced by the Large Hadron Collider at a center-of-mass energy of 13 TeV. Part of the studies presented in this thesis was dedicated to the search for production of same-sign top quarks based on R-parity violating supersymmetric models. These processes lead to a signature of same-sign leptons and b-jets, which have the advantage to be lowly contaminated by the Standard Model background.

The studies presented in this thesis focused on two analyses, both searching for new-physics phenomena of different nature in same-sign leptons events in data recorded by the ATLAS detector. A first analysis focused on supersymmetric processes with data recorded in 2015 and in 2016 with  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  of integrated luminosity. Same-sign top quarks signals were implemented using R-parity violating supersymmetric processes, and signal regions associated to these processes were optimized. A second analysis focused on exotic (non-supersymmetric) processes with data recorded in 2015 with  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of integrated luminosity. This analysis was motivated by a modest excess seen in two signal regions in the 8 TeV results. Several studies were focused on the development and the validation of background estimation methods.

No deviations from the Standard Model predictions were observed the signal regions considered in both analyses. The 8 TeV excess is therefore not confirmed with the most recent data. Exclusion limits on new-physics models were extracted, in particular for the R-parity violating supersymmetric models that were used to produce the same-sign top quarks processes.

# Résumé

Le Modèle Standard, qui décrit les interactions entre les particules à l'échelle quantique, est une théorie imparfaite. Il possède plusieurs problèmes théoriques non-résolus et ne permet pas d'expliquer certaines observations astrophysiques comme celles de la matière noire et de l'asymétrie baryonique. Plusieurs théories, dites au-delà du Modèle Standard, ont été proposées afin de résoudre certains de ces problèmes, et une grande partie d'entre elles prévoient l'apparition de nouveaux phénomènes à haute énergie. L'objectif principal de cette thèse est de rechercher ces phénomènes dans les collisions proton-proton produites par le Large Hadron Collider à une énergie de centre de masse de 13 TeV. Une partie des travaux présentés dans cette thèse a en particulier été dédiée à la recherche de processus de production de quarks top de même signe, c'est-à-dire de même charge électrique, qui sont prédits par des modèles de supersymétrie à R-parité violée. Ces processus engendrent des événements composés de leptons de même charge accompagnés de b-jets, lesquels ont l'avantage d'être faiblement contaminés par le bruit de fond provenant du Modèle Standard.

Les travaux présentés dans cette thèse ont essentiellement porté sur deux analyses, chacune recherchant des phénomènes de nouvelle physique de nature différente dans les événements composés de leptons de même charge dans les données enregistrées par le détecteur ATLAS. Une première analyse a porté sur la recherche de processus supersymétriques sur les données enregistrées en 2015 et en 2016 avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Des signaux de production de quarks top de même signe ont été implémentés en se basant sur des processus supersymétriques violant la R-parité, et des régions de signal associées à ces processus ont été optimisées. Une deuxième analyse a porté sur la recherche de processus non-supersymétriques, dits exotiques, dans les données enregistrées en 2015 avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Cette analyse a surtout été motivée par les résultats obtenus à 8 TeV, dans lesquels un modeste excès de nombre d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard a été observé dans deux régions de signal. Une partie des études relatives à cette analyse a été dédiée au développement et à la validation des méthodes d'estimation des différentes sources de bruit de fond.

Aucune déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'a été observée dans chacune des régions de signal considérées dans les deux analyses. L'excès qui avait été observé dans les résultats obtenus à 8 TeV n'est donc pas confirmé. Des limites d'exclusion sur les modèles de nouvelle physique ont de plus été extraites à partir des résultats obtenus, en particulier sur les modèles de supersymétrie à R-parité violée utilisés pour produire les processus de production de quarks top de même signe.