

Université de Montréal

Recherche d'un neutrino lourd avec le détecteur ATLAS au LHC

par

Houriya Bazid

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

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

Août, 2012

©Houriya Bazid, 2012

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

ce mémoire intitulé :
Recherche d'un neutrino lourd avec le détecteur ATLAS au LHC

présenté par :
Houriya Bazid

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Viktor Zacek, président-rapporteur
Georges Azuelos, directeur de recherche
Jean-François Arguin, membre du jury

Mémoire accepté le :.....

Résumé

Ce mémoire de maîtrise a pour objet une recherche de leptons lourds de quatrième génération avec les données prises par le détecteur ATLAS au LHC dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et avec une luminosité intégrée de 1.02 fb^{-1} . Le processus étudié est la production au singulet de leptons lourds neutres de quatrième génération (N) par la voie du courant chargé suivi de la désintégration du celui-ci en un électron et un boson W : $pp \rightarrow W \rightarrow Ne \rightarrow eWe \rightarrow ee\nu_\ell \ell$ ($\ell = e$ ou μ), et dépend d'un paramètre de mélange ξ^2 avec un lepton léger. L'analyse passe par plusieurs étapes, soit l'utilisation de FeynRules pour construire le modèle pour ensuite générer des événements par MadGraph 5.1.2.4.

Comme hypothèse de référence, on a choisi une masse de 100 GeV pour le lepton lourd neutre et $\xi_{Ne}^2 = 0.19$, donnant une section efficace de 0.312 pb pour une énergie au centre de masse de 7 TeV. Puisque la génération du signal s'est faite de manière privée à Montréal et non par la collaboration ATLAS, les résultats ne peuvent pas être reconnus officiellement. Sur la base de la simulation, avec des données correspondant à 1 fb^{-1} , la limite supérieure attendue à un niveau de confiance de 95% sur la section efficace du signal est de 0.145 pb avec 0.294 pb pour un écart type(σ) et 0.519 pb pour 2σ . La limite supérieure attendue à un niveau de confiance de 95% sur ξ_{Ne}^2 de 0.09 pour une masse de 100 GeV.

Mots clés : ATLAS, LHC, physique, particules, leptons lourds, quatrième génération.

Abstract

This M.Sc. thesis describes a search for fourth generation heavy leptons using data from the ATLAS detector at LHC. The total integrated luminosity is 1.02 fb^{-1} in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. This analysis study the single production of fourth generation neutral heavy lepton (N) via the charged channel and where W decays leptonically : $pp \rightarrow W \rightarrow Ne \rightarrow eWe \rightarrow ee\nu_\ell$ ($\ell = e$ ou μ), which depends on the mixing element between the heavy lepton and the light lepton. The model of fourth generation leptons is constructed using FeynRules while the production of events is done by MadGraph 5.1.2.4.

As point of reference, we chose a mass of 100 GeV for the fourth generation neutral heavy lepton (N) with $\xi_{Ne}^2 = 0.19$, which produce a cross section of 0.312 pb. The generation of the signal was done privately in Montreal and not by the ATLAS collaboration. Therefore the results cannot be considered official. With the simulation, the expected superior limit at 95% C.L. on the cross section is 0.145 pb with 0.294 pb for σ and 0.519 pb for 2σ . The expected superior limit at 95% C.L. on ξ_{Ne}^2 is 0.09.

Keywords : ATLAS, LHC, physics, particles, heavy leptons, fourth generation.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	i
Table des figures	v
Table des figures	v
Liste des tableaux	x
Liste des sigles	xii
Remerciements	xiii
1 Introduction	1
2 Théories et modèles de leptons lourds	4
2.1 Les faiblesses du modèle standard - un bref résumé	4
2.2 La physique exotique au LHC : quelques exemples	6
2.2.1 Supersymétrie	6
2.2.2 Technicouleur	7
2.2.3 Dimensions supplémentaires	8
2.2.4 Nouveaux bosons de jauge	8

2.2.5	Leptoquarks	9
2.2.6	Fermions excités	9
2.3	La recherche des fermions lourds	10
2.3.1	Modèle de quatrième génération	14
2.3.2	Les fermions lourds et le boson de Higgs	15
2.3.3	Contraintes du LEP	17
2.3.4	Les quarks lourds	20
2.3.5	Les fermions exotiques	23
2.3.6	Les fermions excités	28
3	Le LHC et le détecteur ATLAS	33
3.1	Le Grand collisionneur de Hadrons	33
3.2	L'expérience d'ATLAS	37
3.2.1	Le détecteur interne	38
3.2.2	Les calorimètres électromagnétique et hadroniques	40
3.2.3	Le spectromètre à muons	45
4	Phénoménologie	48
4.1	La génération de lepton neutre lourd de quatrième génération	48
4.2	Modes de désintégration	51
4.3	FeynRules	54
4.4	Le modèle de leptons lourds dans FeynRules	55
4.5	Différentes étapes de la simulation du signal	61
4.6	Bruits de fond	63
5	Analyse	70
5.1	Les variables et coupures	70
5.1.1	Masse Transverse du lepton neutre lourd	72
5.1.2	Masse invariante du lepton neutre lourd	73

5.1.3 Critères de sélection	74
5.2 Résultats	77
5.3 Limites	82
6 Conclusion	87
7 Bibliographie	89

Table des figures

2.1	La région d'exclusions à un niveau de confiance de 95% pour le carré de l'élément de matrice de mélange en fonction de la masse de neutrino Majorana (N) : $ V_{eN} ^2$ vs. m_N . Les régions au-dessus des lignes d'exclusion sont exclus à un niveau de confiance de 95%.	12
2.2	La production du boson de Higgs par la fusion gluon-gluon montrant la boucle triangulaire de quarks lourds.	15
2.3	L'échelle de la nouvelle physique en fonction de la masse de Higgs montrant la région d'exclusion de l'existence de la quatrième génération pour deux scénarios de masses (Figure tirée de : [1]).	17
2.4	Les diagrammes de Feynman pour la production en singulet de quark «vector-like» $pp \rightarrow Qq$	24
2.5	Les limites supérieures à un niveau de confiance de 95% calculée par la collaboration ATLAS sur les sections efficaces fois les rapports des branchements de $\sigma(pp \rightarrow Qq) \times BR(Q \rightarrow Vq)$ pour le courant chargé(à gauche) et pour le courant neutre (à droite) en fonction des masses des quarks u et d.	25

2.6	Les limites observées et attendues sur la masse d'une particule X lourde neutre et stable calculées par la collaboration CDF en fonction de la masse de quark lourd T'	28
2.7	Les limites supérieures à un niveau de confiance de 95% sur $ f /\Lambda$ en fonction de la masse de lepton excité avec $f = f'$ pour a) e^*, μ^* et τ^* , b) ν_e^*, ν_μ^* et ν_τ^* et avec $f = -f'$ pour c) e^*, μ^* et τ^* , d) ν_e^*, ν_μ^* et ν_τ^* [2].	32
3.1	Le Grand collisionneur de Hadrons, un tunnel de 27 kilomètres de circonférence construit à 100 mètres sous terre, à la frontière franco-suisse près de Genève, Suisse, compte quatre grands détecteurs ATLAS, ALICE, CMS et LHC-B [3].	34
3.2	La section efficace $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow hadrons$ à partir des basses énergies initiales dans les premiers collisionneurs jusqu'aux énergies maximales au LEP [4].	35
3.3	Les accélérateurs présents au CERN représentant les différentes étapes d'injection de protons et leur énergie avant d'arriver à l'anneau principal pour être accélérés jusqu'à 7 TeV par faisceau du LHC [5].	36
3.4	Une vue en 3D du détecteur ATLAS montrant ses différentes composantes telles que le détecteur interne, les calorimètres et le détecteur à muons [3].	38
3.5	Les trois sous-détecteurs internes qui composent le détecteur interne d'ATLAS. a) une vue de face en 3D des détecteurs internes. b) Une vue de côté des trois détecteurs montrant les différentes distances du point d'interaction de leurs composantes [6].	39

3.6	Coupe transversale des calorimètres d'ATLAS. Le tonneau et le bouchon du calorimètre électromagnétique (EMB et EMEC), le bouchon du calorimètre hadronique (HEC) et les calorimètres vers l'avant (FCAL) utilisent tous de l'argon liquide comme milieu actif [7, 8].	41
3.7	La structure du calorimètre central électromagnétique (baril) montrant la granularité des différents segments ainsi que la géométrie des électrodes de type accordéon [9].	43
3.8	Les quatre calorimètres à argon liquide de l'expérience ATLAS. On trouve le bouchon du calorimètre hadronique (HEC) juste derrière le bouchon du calorimètre électromagnétique [9].	44
3.9	À gauche, une coupe longitudinale des calorimètres vers l'avant (FCAL) montrant le FCAL1 à matrice de cuivre, les FCAL2 et FCAL3 en tungstène. À droite, une coupe transversale du FCAL montrant les tubes à argon liquide [10].	45
3.10	Les différentes composantes du détecteur de muons selon leur position dans le détecteur ATLAS. Une vue longitudinale du détecteur ATLAS montrant les éléments qui composent le détecteur de muons [11].	46
3.11	Une vue transversale du détecteur ATLAS illustrant les positions des détecteurs de muons [11].	47
4.1	Le diagramme de Feynman généré par Madgraph 5 montrant la désintégration de neutrino lourd (ν_{τ}) en un boson et un électron. L'état final de ce processus est trois leptons ou trois électrons et un neutrino.	50
4.2	La désintégration de lepton lourd chargé via le courant neutre produisant à l'état final 4 leptons : $eeee$ ou $ee\mu\mu$	51

4.3	Les deux processus produits d'un courant chargé qui ont comme états finals trois leptons et un neutrino provenant de la désintégration de lepton lourd via un courant neutre. (a) La désintégration de lepton lourd charge E^- . (b) La désintégration de lepton lourd neutre N.	53
4.4	Le signal étudié dans cette analyse permettant au lepton lourd neutre de 100 GeV de se désintégrer via le boson W en deux leptons et un neutrino. L'état final comprend trois leptons et un neutrino : $eee\nu$ ou $ee\mu\nu$	54
5.1	La masse transverse reconstruite du lepton lourd neutre à partir des variables dites «truth», qui présente en total 139 événements.	76
5.2	La masse invariante reconstruite du lepton lourd neutre à partir des variables dites «truth», qui présente en total 139 événements.	77
5.3	Le nombre d'évènements en fonction de la masse transverse de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noir) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs). La distribution du signal suppose une valeur de $\xi^2 = 0.19$. Puisque les résultats ne peuvent pas être considérés officiels par la collaboration ATLAS, les données ne sont pas ajoutées dans la figure.	79
5.4	Le nombre d'évènements en fonction de la masse invariante de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noir) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs). La distribution du signal suppose une valeur de $\xi^2 = 0.19$	80

5.5	Le nombre d'évènements en fonction de la masse transverse de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noir) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs) sans inclure la coupure sur les impulsions transverses des neutrinos.	81
5.6	Le nombre d'évènements en fonction de la masse invariante de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noir) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs) sans inclure la coupure sur les impulsions transverses des neutrinos.	82

Liste des tableaux

2.1	Les largeurs partielles du boson Z pour les canaux $\nu\bar{\nu}$, l^-l^+ , $u\bar{u}$, $c\bar{c}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ et $b\bar{b}$	20
2.2	Les limites à un niveau de confiance de 95% sur les masses inférieures pour les leptons chargés et neutres excités produits par la production en paires (tableau tiré de [2]).	31
4.1	Les groupes de jauge et leurs bosons de jauge et constantes de couplage.	56
4.2	Les quatre champs physiques de vecteurs avec leur masse et leur largeur totale.	57
4.3	Les quatre classes de particules avec leurs différentes caractéristiques : les nombres quantiques, le nombre de génération, leurs masses, leurs largeurs totales et leur code d'identification. Des masses arbitraires ont été choisies pour les fermions de quatrième génération. La masse du $\tau'(E)$ est supérieure à celle du $\nu_{\tau'}(N)$ pour exclure la désintégration : $\nu_{\tau'} \rightarrow W\tau'$. . .	58
4.4	Les cinq modes de désintégrations avec leur largeur partielle permettant de calculer la largeur totale de lepton lourd neutre. Le paramètre de mélange ξ^2 a été fixé à 0.19	62

4.5	Les sections efficaces calculées par MadGraph 5 pour trois modes de désintégrations.	62
4.6	Les échantillons des Monte Carlo des dibosons soit en WW, ZZ et WZ montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.	66
4.7	Les échantillons des Monte Carlo de dibosons soit en WW, ZZ et WZ montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéros de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.	67
4.8	Les échantillons des Monte Carlo des Z+jets montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.	68
4.9	Les échantillons des Monte Carlo des W+jets montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.	69
4.10	Les échantillons des Monte Carlo des $t\bar{t}$ montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.	69
5.1	Le nombre total d'évènements après la reconstruction de la masse transverse de neutrino lourd incluant la coupure sur les impulsions transverses des neutrinos et le facteur de normalisation pour les bruits de fond et le signal possédant une valeur de $\xi^2 = 0.19$	80

Liste des sigles

LHC Large Hadron Collider

CERN Organisation européenne pour la recherche nucléaire

ATLAS A Toroidal LHC Apparatus

LEP Large Electron-Positron Collider

CDQ Chromodynamique Quantique

GUT Grand Unified Theory

Remerciements

J'aimerais remercier toutes les personnes qui m'ont aidée pour rendre ce projet possible. Tout d'abord, j'aimerais remercier mon directeur de thèse, Georges Azuelos, pour son aide en prenant le temps de répondre à toutes mes questions et sa collaboration et surtout pour tout ce que j'ai appris durant mes études de maîtrise.

J'aimerais remercier tous les membres de groupe d'ATLAS de Montréal pour avoir pris le temps de répondre à mes différentes questions et partager leurs connaissances avec moi.

Je tiens à remercier Merlin Davies pour avoir pris le temps de m'expliquer comment les simulations de Monte Carlo sont étudiées et pour avoir rendu faciles les manipulation de ces dernières et des données prises par le détecteur ATLAS. J'aimerais le remercier surtout pour avoir pris le temps de générer le signal qui était essentiel à mon analyse.

Finalement, j'aimerais remercier toute ma famille pour son appui et sa confiance.

Chapitre 1

Introduction

Le modèle standard représente un cadre théorique de nos connaissances actuelles sur les particules élémentaires et de leurs interactions. Ces particules élémentaires sont divisées en trois générations ou trois familles de leptons et de quarks. Chaque famille est composée de deux leptons, dont un est chargé et l'autre est neutre, et de deux quarks de différentes charges électriques non-entières. Le modèle standard ne dit rien sur les raisons d'existence des trois familles de quarks et de leptons et ne donne aucun indice sur le modèle hiérarchique de leurs masses. On observe par exemple que le lepton de la troisième génération, soit le tau (τ), est beaucoup plus lourd que l'électron et le muon qui font partie respectivement de la première et la deuxième génération des leptons. Cette hiérarchie est à la fois déconcertante et intrigante. Puisque le modèle standard ne prédit pas le nombre de familles de leptons et de quarks, l'existence d'une quatrième génération de leptons et de quarks de masses plus élevées, de l'ordre d'une centaine de GeV, est tout à fait envisageable et pourrait être mise en évidence au collisionneur proton-proton LHC. Plusieurs théories au-delà du modèle standard prédisent également l'existence de nouveaux fermions lourds ne faisant pas partie d'une quatrième génération.

L'analyse de cette thèse a pour but la recherche d'un lepton neutre d'une quatrième génération avec le détecteur ATLAS dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Comme point de référence, on prend pour hypothèse une masse de 100 GeV. Le signal étudié est l'échange dans le canal s d'un boson W (virtuel) suivi de la production d'un lepton neutre lourd et d'un électron. Le neutrino lourd se désintègre ensuite, par courant chargé, en deux leptons et un neutrino ($pp \rightarrow W^{*+} \rightarrow N\ell^+ \rightarrow \ell^-W^+\ell^+ \rightarrow \ell^-\ell^+\nu_\ell\ell^+$ et pareillement pour les charges opposées). La présence de trois leptons assure que le bruit de fond sera minimal.

Au cours du deuxième chapitre, on passera en revue plusieurs modèles de fermions lourds, mais on s'intéressera à la génération d'un lepton neutre lourd de quatrième génération.

Ensuite, pour le troisième chapitre, il sera question du grand collisionneur de hadrons LHC et plus précisément du détecteur ATLAS.

Le quatrième chapitre expliquera plus en détail le modèle étudié de la génération des leptons de quatrième génération. En effet, on commencera l'étude de la phénoménologie, soit des modes de désintégration, des bruits de fond, du générateur pour la simulation du signal par méthode Monte-Carlo, de la simulation des effets de détecteur ATLAS.

Le cinquième chapitre présentera les différentes variables et coupures choisies et les résultats de l'analyse, ainsi que la mesure et l'étude des limites. On comparera les simulations aux données 2011 d'ATLAS avec une luminosité

intégrée de 1.02 fb^{-1} et une énergie au centre de masse de 7 TeV pour extraire une limite attendue sur l'existence d'un tel neutrino lourd.

Chapitre 2

Théories et modèles de leptons lourds

2.1 Les faiblesses du modèle standard - un bref résumé

Le modèle standard rassemble, en une seule interaction électrofaible unifiée, la physique des interactions faible et électromagnétique tout en ajoutant l'interaction forte chromodynamique Quantique (CDQ), sous une même théorie. C'est un peu comme lorsque Maxwell a représenté la physique de Coulomb, d'Ampère, et les lois de Faraday, qui étaient aussi apparemment des phénomènes distincts, comme une seule interaction, au sein d'une seule théorie unifiée du champ électromagnétique. Tout comme les paramètres indéterminés ϵ_o et μ_o sont reliés à la vitesse de la lumière ($c = \sqrt{\epsilon_o\mu_o}$) par l'unification de l'électricité et du magnétisme démontrées par Maxwell, les forces des interactions électromagnétiques et faible sont reliées par l'angle de Weinberg. Les paramètres indéterminés du modèle standard comme les

masses des quarks et des leptons et les angles de mélange pourraient être fixés en intégrant le modèle standard dans une certaine grande théorie unifiée.

La théorie du modèle standard en fait ne prédit aucune masse des particules élémentaires. On sait que les bosons pour la force faible W et Z et que tous les fermions (sauf peut-être les neutrinos)¹ sont massifs. Les bosons W et Z obtiennent leurs masses par brisure spontanée de la symétrie électrofaible ($SU(2)_L \times U(1)_Y$). Une telle brisure de symétrie est réalisée par le mécanisme de Higgs, qui est prédit par le modèle standard mais qui reste encore à être prouvé². Les fermions obtiennent leurs masses par le couplage Yukawa au champ de Higgs.

Par contre, le modèle standard ne décrit pas l'ensemble des phénomènes observés à de très petites échelles. Ainsi le modèle standard ne peut pas être une théorie complète puisque les masses des fermions ne sont pas prédites, ni le nombre de génération. Aussi, il n'y a pas de candidat pour la matière sombre et le modèle standard n'explique pas la gravitation. Un problème important du modèle standard, c'est que les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent; ainsi un ajustement très fin est demandé entre les diverses contributions pour régler le problème de hiérarchie, c'est-à-dire que pour expliquer la masse du Higgs soit beaucoup plus petite que la masse de Planck (10^{19} GeV). Une solution, qui est très favorisée par les théoriciens, est la supersymétrie (voir Sect. 2.2.1). Plusieurs autres modèles qui font partie de la physique au-delà du modèle standard, ont été suggérés pour tenter de

1. On sait que les neutrinos sont massifs, selon l'observatoire de neutrinos de Sudbury (SNO) et super Kamoikande, puisque les oscillations de neutrinos suggèrent une nouvelle échelle de masse qui est au-delà du modèle de standard[12],[13].

2. À moins que le boson nouvellement découvert soit bien le boson de Higgs

relever les défis auxquels nous faisons face aujourd'hui. On donne ci-dessous un aperçu de certaines théories qui vont au-delà du modèle standard.

2.2 La physique exotique au LHC : quelques exemples

Un riche programme de physique au-delà du modèle standard s'offre aux chercheurs du LHC. On décrit ci-dessous quelques exemples.

2.2.1 Supersymétrie

Une des extensions possibles du modèle standard est la supersymétrie [14]. Dans les modèles supersymétriques, chaque fermion possède un boson partenaire supersymétrique et vice-versa. Ainsi, grâce à cette symétrie entre les fermions et les bosons, il existerait autant de bosons que de fermions : les squarks qui sont les partenaires supersymétriques des quarks, les sleptons qui sont les partenaires supersymétriques des leptons, ainsi que les gauginos qui sont les partenaires des bosons de jauge (bino, gluino et winos). La version supersymétrique la plus simple (MSSM ou Minimal Supersymmetric Standard Model) prédit l'existence de deux doublets de Higgs avec leurs partenaires supersymétriques. La supersymétrie est un modèle favori des théoriciens pour plusieurs raisons :

1. Elle résout le problème de la hiérarchie.
2. Les neutralinos sont de bons candidats à la matière sombre.
3. La brisure de symétrie électrofaible est expliquée naturellement.
4. La possibilité d'incorporer la gravitation.

5. Les constantes de couplage s'unifient à l'échelle de GUT.

2.2.2 Technicouleur

Puisque le boson de Higgs n'a toujours pas été découvert³, il faut envisager la possibilité que la brisure de symétrie soit due à un autre mécanisme. Parmi ces autres modèles, il y a la technicouleur qui est une théorie permettant l'introduction de la brisure de symétrie électrofaible sans un champ fondamental de Higgs. C'est une théorie qui suppose une nouvelle force, similaire à la CDQ, avec des fermions, appelés technifermions, portant une charge «technicouleur» et qui interagissent fortement à une échelle d'énergie élevée. Ces technifermions forment des condensats qui brisent la symétrie chirale et produisent des bosons de Goldstone donnant la masse aux bosons W et Z. Expérimentalement, la technicouleur peut être étudiée par l'observation de technihadrons tels que des technirhos et des technipions. Aussi, selon leurs masses, leurs désintégrations sont très caractéristiques :

- La désintégration d'un technirho en une paire de boson de jauge ($\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm \nu l^+ l^-$) : l'état final de ce processus contient trois leptons avec deux de signes opposés et un neutrino.

- La désintégration d'un technirho en un technipion chargé et un boson neutre ($\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^\pm Z \rightarrow bql^+ l^-$) : l'état final de ce processus contient deux leptons de signes opposés avec deux jets dont un contient un quark b.

- La désintégration d'un technirho en un technipion neutre est un boson

3. On a observé un excès d'événements dans les canaux diphotons et ZZ qui suggèrent l'existence du boson de Higgs de masse de 125 GeV, mais cela reste à être confirmé.

chargé ($\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^0 W^\pm \rightarrow b\bar{b}l^\pm\nu$) : L'état final de ce processus contient un lepton avec deux jets de quark b et un neutrino.

2.2.3 Dimensions supplémentaires

L'existence de dimensions supplémentaires n'est pas exclue puisque ces dimensions peuvent être compactes de sorte qu'on ne les observerait pas. La théorie des supercordes, qui cherche à accorder la relativité générale et la mécanique quantique, est un des modèles de compactification où l'espace a une structure géométrique compliquée, contenant 10, 11 ou même 26 dimensions. Les dimensions supplémentaires permettent aussi de développer une théorie complète qui expliquerait ce qui se passe au-dessous de l'échelle de Planck et ainsi régler le problème de hiérarchie entre l'échelle de Planck et l'échelle électrofaible. Selon les modèles de grandes dimensions supplémentaires, par exemple, la masse de Planck devient $M_D^{2+n} \approx \frac{M_{Pl}^2}{8\pi(2\pi R)^n}$. Avec $n = 4$ et $R = 1600$ fm, la masse est environ 1 TeV, ce qui est très près à l'échelle électrofaible.

2.2.4 Nouveaux bosons de jauge

On peut aussi mentionner les modèles qui possèdent des nouveaux bosons de jauge les W' et Z' . L'apparition de nouveaux bosons de jauge est due à une extension du groupe de jauge lié au modèle standard. Ces bosons, possédant de grandes masses invariantes, se désintègreraient en paires de leptons ou de jets ayant une grande impulsion transverse. Les types de désintégration possibles sont : $W' \rightarrow W + Z$, $Z' \rightarrow W + W$ ou $W', Z' \rightarrow f^+ + f^-$ où f est

soit un quark ou un lepton.

2.2.5 Leptoquarks

L'expérience ATLAS s'intéresse aussi à la recherche de leptoquarks (LQ) d'une masse plus grande que $300 \text{ GeV}/c^2$. Les leptoquarks sont des particules qui possèdent un nombre quantique leptonique et un nombre quantique baryonique. L'existence de LQ est prédite par plusieurs extensions du modèle standard (Théories de Grande Unification, technicouleur, Pati-salam modèle) et pourrait expliquer la symétrie entre les générations des quarks et des leptons. La production de leptoquarks au LHC résulte de deux processus :

1. le mode de production au singulet est le suivant : $q + g \rightarrow LQ + \ell$ où LQ est la particule leptoquark et ℓ est un lepton.
2. le mode de production de leptoquarks en paires, qui est beaucoup plus abondant, est : $q + \bar{q} \rightarrow LQ + \bar{L}Q$ ou $g + g \rightarrow LQ + \bar{L}Q$.

Le leptoquark ensuite se désintègre en un quark et un lepton. L'état final sera dans le premier cas deux électrons et un jet. Dans le deuxième cas, l'état final sera deux électrons avec deux jets.

2.2.6 Fermions excités

Le modèle des fermions excités présente les fermions en tant qu'objets possédant une structure composée de constituants plus fondamentaux nommés préons. L'introduction des préons peut expliquer le mystère des saveurs : électron, muon et tau, par exemple, comme simplement des états liés de tels objets. En effet, la prolifération des quarks, des leptons, des bosons de jauge

et des particules de Higgs commence à ressembler à la situation dans le début des années 60, alors que la prolifération des états hadroniques observés a donné place à une description plus cohérente des particules fondamentales grâce à l'introduction des quarks. Ainsi, les quarks excités, se désintègreraient principalement en un quark ordinaire associé à un photon.

2.3 La recherche des fermions lourds

Comme il est dit plus haut, nous savons qu'il existe trois familles ou générations de fermions, mais ce nombre de générations n'est pas déterminé par la théorie. Les contraintes venant seulement des limites de CDQ imposent un nombre de générations inférieur à 9 [15]. La largeur mesurée au LEP de la résonance au pôle du Z montre, avec une grande précision, que le nombre de générations de neutrinos légers ($m_\nu \ll m_Z/2$) est égal à 3 (voir section 2.2.3). La possibilité de l'existence de neutrinos lourds ($m_N > m_Z/2$) n'est cependant pas exclue puisque la désintégration $Z \rightarrow N\bar{N}$ ne serait pas possible[16]. Selon PDG (Particle data group)[17], qui représente une compilation ainsi qu'une évaluation des mesures des propriétés des particules élémentaires à partir de toutes les mesures expérimentales publiées, les limites actuelles des masses dans la recherche des leptons lourds non-stables à un niveau de confiance de 95% sont $M_{L^\pm} > 100.8$ GeV ; $M_{\nu_L} > 90.3$ GeV (Dirac neutrinos), 80.5 GeV (Majorana neutrinos⁴). Aussi pour les neutrinos lourds dans la production en singulet $Z \rightarrow \bar{\nu}_e + N \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- W \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- jj$, le neutrino lourd, N, doit être plus lourd que le boson W si on considère que

4. Les particules de Majorana sont de type fermion qui sont leurs propres antiparticules soit $\nu = \bar{\nu}$, alors que les particules de Dirac sont de type fermion dont l'antiparticule est différente ($\nu \neq \bar{\nu}$)

l'angle de mélange en ν et N est dans l'ordre de ≈ 0.1 ou plus grand[18].

En ce qui concerne les quarks de quatrième génération, les limites actuelles selon PDG sont $M_{t'} > 256$ GeV; $M_{b'} > 128$ GeV (désintégrations de courant chargé), 199 GeV (désintégrations de courant neutre). Les expériences ATLAS et CMS ont le potentiel de découvrir des quarks de la quatrième génération, s'ils existent, puisque la section efficace des quarks lourds dans la production en paires est grande dans le LHC, étant donné qu'il s'agit de l'interaction forte. Pour des limites plus récentes obtenues au LHC, voir section 3.3.4. Les angles de mélange entre les nouveaux fermions et les fermions déjà connus sont contraints à être inférieurs à $\mathcal{O}(10^{-1})$ [18].

Plus récemment, les collaborations ATLAS et CMS ont établi de nouvelles limites sur les angles de mélange en étudiant les neutrinos lourds de Majorana (N) [19]. À l'aide des données recueillies par le détecteur CMS au LHC dans les collisions de pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et avec une luminosité intégrée de 5.0 fb^{-1} , la collaboration CMS a étudié la production de neutrinos lourds de Majorana pour les événements contenant deux leptons de mêmes charges et de deux jets de mêmes saveurs : $pp \rightarrow W^+ \rightarrow \ell^+ N \rightarrow \ell^+ (W^{*-} \ell^+) \rightarrow \ell^+ \ell^+ jj$. Aucun excès d'événements n'a été observé, mais ils ont établi une limite supérieure sur le paramètre de mélange entre le lepton lourd et le lepton ordinaire en fonction de la masse de neutrino de Majorana, $|V_{\ell N}|^2$ ($\ell = e, \mu$). La section efficace pour le processus étudié, pour $|V_{\ell N}|^2 = 1$, est de 866 pb pour $m_N = 50$ GeV, 2.8 pb pour $m_N = 100$ GeV et 83 pb pour $m_N = 210$ GeV. Pour l'étude des canaux des électrons, les limites d'exclusion à un niveau de confiance de 95% sur le carré du paramètre de mélange, en considérant que $|V_{\mu N}|^2 = |V_{\tau N}|^2 = 0$, sont, pour $m_N = 90$ GeV, $|V_{eN}|^2 < 0.22$ et pour $m_N = 203$ GeV, $|V_{eN}|^2 < 1$.

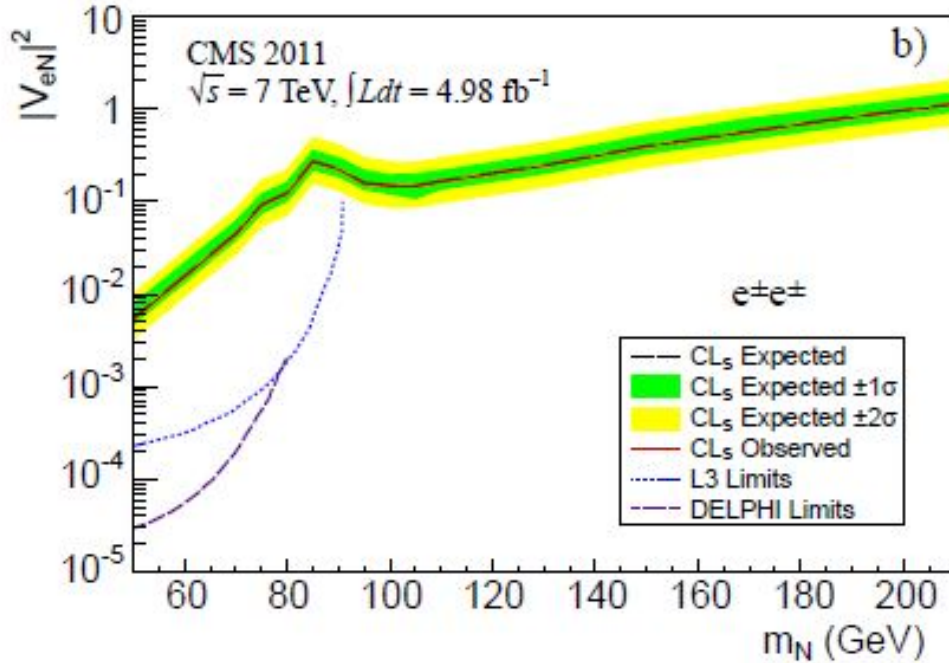


FIGURE 2.1 – La région d’exclusions à un niveau de confiance de 95% pour le carré de l’élément de matrice de mélange en fonction de la masse de neutrino Majorana (N) : $|V_{eN}|^2$ vs. m_N . Les régions au-dessus des lignes d’exclusion sont exclus à un niveau de confiance de 95%.

Une étude similaire est au cours dans la collaboration ATLAS. Le processus analysé ($pp \rightarrow W \rightarrow \ell N \rightarrow \ell \ell jj$) diffère de celui qui est étudié dans cette thèse par :

1. Le modèle : les neutrinos Majorana vs les neutrinos de quatrième génération.
2. La méthode : les leptons de même signe dans le cas de CMS.
3. $W \rightarrow jj$ pour CMS et $W \rightarrow \ell \nu$ dans cette thèse.

Dans la recherche de fermions lourds, on trouve plusieurs catégories [20] :les

fermions séquentiels, les fermions vectoriels, les fermions «miroirs» et les fermions singulets. Les fermions séquentiels sont simplement ceux d'une quatrième famille avec les mêmes nombres quantiques que ceux des fermions connus.

Les fermions vectoriels («vector-like»)(voir sect. 2.2.5) sont prédits par le groupe unifié E_6 , qui contient $SU(5)$ et $SO(10)$ comme sous-groupes, et comprennent deux leptons lourds d'isodoublets faibles dont un est d'hélicité droite et l'autre d'hélicité gauche. Contrairement au modèle standard, ici les leptons de chiralité droite et ceux de chiralité gauche sont tous les deux des doublets et donc se transforment de la même façon sous $SU(2)$. On dit qu'ils sont vectoriels, car ils se couplent vectoriellement (γ_μ) avec les bosons de jauge W et Z . Le groupe E_6 est inspiré des théories des supercordes qui tentent d'unifier toutes les forces fondamentales avec la gravitation. Dans le groupe E_6 , une représentation de dimension 27 est liée à chaque génération de fermions. Aussi, en incluant les champs des fermions du modèle standard, douze nouveaux champs sont ajoutés à cette représentation. Pour chaque génération, il y a deux nouveaux leptons isodoublets, deux neutrinos d'isosingulets et un quark isosingulet de charge de $-1/3$. La dernière catégorie de nouveaux fermions, les fermions singulets, contient un neutrino Majorana d'hélicité droite en plus que 15 Weyl fermions dans chaque génération dans le groupe $SO(10)$. Dans le groupe E_6 , les neutrinos singulets peuvent être Majorana ou Dirac[20]. Dans plusieurs modèles, il y a des fermions additionnels tels que les fermions miroirs, les neutrinos stériles et les quarks stables. Aussi les nouveaux fermions peuvent expliquer de nombreux problèmes d'astrophysiques tels la matière noire et la physique des pulsars.

2.3.1 Modèle de quatrième génération

La recherche des effets de fermions lourds dans l'extension du modèle standard avec une quatrième génération fait partie des expériences du LHC. La quatrième génération reste toujours un outil attrayant pour la construction des nouveaux modèles physiques puisqu'une nouvelle génération peut être accommodée dans le modèle standard sans être en conflit avec les mesures électrofaibles. Aussi, le LHC a le potentiel soit de découvrir, soit d'exclure totalement une nouvelle génération. De plus, une quatrième génération pourrait fournir des indices sur plusieurs problèmes non résolus tels que l'asymétrie baryonique de l'univers, la «protection» de la masse de Higgs, la hiérarchie des masses des fermions et la matière noire.

L'ajout de la quatrième génération au modèle standard implique une quatrième génération de quarks pour éviter un problème dit «d'anomalie». Cela a un fort impact sur la recherche de boson de Higgs dans le LHC et le Tevatron, car le mécanisme de production dominant de boson Higgs dans les collisionneurs de hadrons, la fusion gluon-gluon, fait intervenir des quarks lourds dans la boucle.

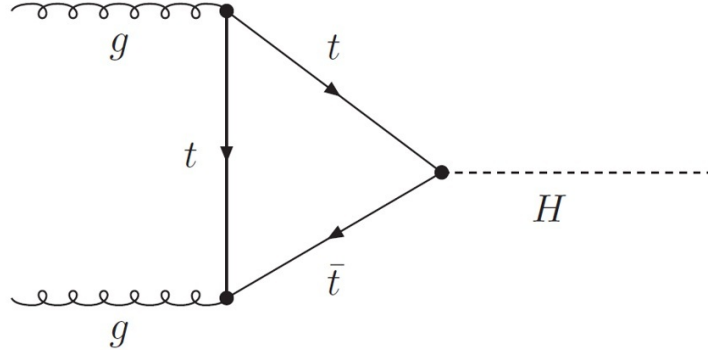


FIGURE 2.2 – La production du boson de Higgs par la fusion gluon-gluon montrant la boucle triangulaire de quarks lourds.

Les quarks de la quatrième génération pourraient contribuer à ce processus et augmenter la section efficace de production d'un facteur ≈ 9 [21]. De plus, un boson de Higgs pourrait être invisible puisqu'il se désintégrerait de façon dominante en leptons neutres de la quatrième génération.

2.3.2 Les fermions lourds et le boson de Higgs

Les collaborations de CDF et de D0 présentent des résultats de la recherche d'un Higgs du modèle standard dans les processus $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ et $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$ dans les collisions $p\bar{p}$ du collisionneur Tevatron au Fermilab avec une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [22]. Les deux collaborations ont exclu, en tenant compte de l'existence d'une quatrième génération séquentielle de fermions, à un niveau de confiance de 95% un boson de Higgs du modèle standard avec une masse entre 124 à 286 GeV pour une exclusion attendue à 120-267 GeV. Ils examinent deux scénarios pour les masses des fermions de la quatrième génération. Dans le premier scénario, la masse de neutrinos de la quatrième génération est égale à $m_{\nu_4} = 80$ GeV et

celle de lepton chargé de la quatrième génération est égale à $m_{l4} = 100$ GeV. Dans le deuxième scénario, qui est celui des grandes masses, les masses sont égales à $m_{\nu4} = m_{l4} = 1$ TeV pour ne pas affecter les rapports de branchement de désintégrations du boson de Higgs. Ces masses des quarks de quatrième génération sont les mêmes pour les deux scénarios ; la masse du quark down de la quatrième génération est égale à $m_{d4} = 400$ GeV et celle du quark up de la quatrième génération est égale à $m_{u4} = m_{d4} + 50\text{GeV} + 10 \log(m_H/115 \text{ GeV})$ GeV.

Quant aux derniers résultats du LHC, soit de ATLAS[23] et de CMS[24], pour la recherche du boson de Higgs du modèle standard avec la présence des fermions de quatrième génération, toute masse du boson de Higgs est essentiellement exclue dans la fenêtre de masse $140 < m_H < 185$ GeV et $144 < m_H < 207$ GeV respectivement. En juillet 2012, CMS et ATLAS ont annoncé de façon indépendante qu'ils confirment la découverte formelle d'un boson de masse entre 125 et 127 GeV. Même si le boson observé est compatible avec le boson de Higgs, il n'est pas encore identifié avec certitude [25, 26].

L'existence d'un fermion lourd pose aussi des problèmes théoriques de «stabilité du vide». Le modèle standard n'est pas viable à de hautes énergies : La Fig 2.3 montre que la quatrième génération semble être complètement exclue si le boson du Higgs du modèle standard a été découvert :

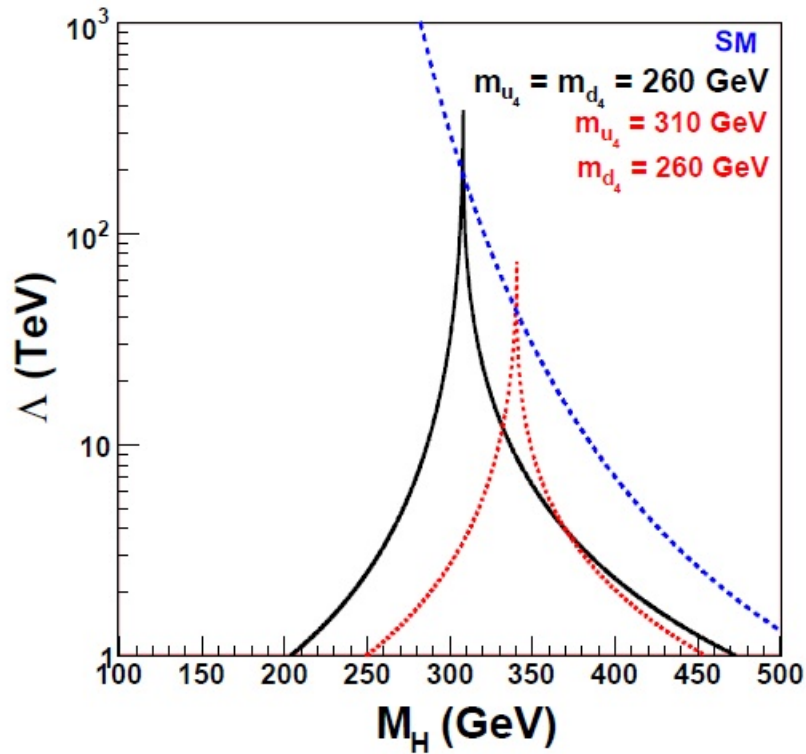


FIGURE 2.3 – L'échelle de la nouvelle physique en fonction de la masse de Higgs montrant la région d'exclusion de l'existence de la quatrième génération pour deux scénarios de masses (Figure tirée de : [1]).

2.3.3 Contraintes du LEP

La physique du Z au LEP a permis de tirer d'importantes conclusions sur plusieurs aspects du modèle standard et aussi sur la physique au-delà du modèle standard. L'un des premiers résultats est le nombre de familles de leptons légers dans le modèle standard. Le nombre de neutrinos légers a pu être déterminé en comparant la largeur du boson Z mesurée dans la résonance Breit-Wigner avec celle calculée à partir des largeurs partielles de désintégrations en leptons visibles et en quarks. À l'aide des paramètres

de désintégration de boson Z , des résultats plus précis ont été rapportés en étudiant les désintégrations de boson Z avec le détecteur ALEPH dans le LEP[27]. Ainsi, la masse de boson de Z trouvée est de $M_Z = 91.182 \pm 0.026$ (exp.) ± 0.030 (theor.) avec une largeur de $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV. Les mesures des largeurs partielles des canaux hadroniques et leptoniques sont en accord avec le modèle standard : $\Gamma_{had} = 1804 \pm 44$ MeV, $\Gamma_{e^+e^-} = 82.1 \pm 3.4$ MeV, $\Gamma_{\mu^+\mu^-} = 87.9 \pm 6.0$ MeV et $\Gamma_{\tau^+\tau^-} = 86.1 \pm 5.6$ MeV. De plus, à l'aide de la largeur moyenne des leptons $\Gamma_{l+l^-} = 83.9 \pm 2.2$ MeV, l'angle de mélange faible est mesuré $\sin^2_{\theta_w} = 0.231 \pm 0.008$.

On trouve une longueur invisible qu'on associe au processus $e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i$ où $i = e, \mu$ et τ . Le nombre de neutrinos légers donne : $N_\nu = 2.984 \pm 0.008$ [28]. La mesure de la largeur de la résonance de boson Z a donc permis de mesurer le nombre de neutrinos qui existe. Par contre, ceci n'est vrai que pour les neutrinos légers, soit des neutrinos de masses plus petites que la moitié de la masse de boson Z : $m_\nu < M_Z/2$. Tous les neutrinos de masses plus grandes ne contribuent pas à la largeur de la résonance puisque la désintégration du Z dans ces canaux est cinématiquement interdite.

Il est facile de vérifier que ces données impliquent qu'il y a trois types de neutrinos légers. La largeur partielle invisible, Γ_{inv} , est déterminée par la soustraction des mesures des largeurs partielles visibles, qui correspondent aux désintégrations de boson Z en quarks et en leptons chargés, de la largeur totale de Z . La largeur invisible est due aux neutrinos légers dont on connaît la contribution à la largeur partielle donnée par le modèle standard ($\Gamma_{\nu\nu} = 167.2$ MeV).

On peut calculer les taux partiel du boson Z pour chaque canal : paires de leptons (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$), paires de quark de type u (u,c) et d (d,s,b) et $\bar{\nu}\nu$ pour retrouver le nombre de neutrinos légers qui existe. La Langragien d'interaction d'un fermion f_i par le courant neutre est :

$$-\frac{g}{2 \cos \theta_w} \bar{f}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) f_i Z_\mu, \quad (2.1)$$

où g est la constante de couplage associée à $SU(2)_L$.

L'élément de matrice qui permet de calculer les largeurs partielles du boson Z pour $Z \rightarrow f\bar{f}$ est donc

$$|M|^2 \propto |g_V^i|^2 + |g_A^i|^2 \quad (2.2)$$

Les constantes de couplages vectorielles et axiales-vectorielles sont définies comme suit[29] :

$$g_V^i = t_{3L}(i) - 2q_i \sin^2 \theta_w, \quad (2.3)$$

$$g_A^i = t_{3L}(i), \quad (2.4)$$

où t_{3L} est l'isospin faible de fermion f_i (+1/2 pour u_i et ν_i ; -1/2 pour d_i et e_i) et q_i est la charge de la particule en unités de e. La charge électrique est $e = g \sin \theta_w$, où $g^2 = \frac{8M_M^2 G_F}{\sqrt{2}}$.

Ainsi, à partir de l'élément de matrice (équation 2.2), la largeur partielle du boson Z peut être estimée comme suit [?] :

$$\Gamma = n_c \frac{2G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} [g_V^i{}^2 + g_A^i{}^2] \quad (2.5)$$

où n_c représente le nombre de couleurs : 1 pour les leptons et 3 pour les quarks et les deux couplages sont

$Z \rightarrow f\bar{f}$	g_V^i	g_A^i	Largeur partielle(MeV)	Nombre de canaux	Soustotal (MeV)
l^-l^+	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_w = 0.038$	$-\frac{1}{2}$	84	3	253
$u\bar{u}, c\bar{c}$	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w = 0.192$	$\frac{1}{2}$	300	2	600
$d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w = -0.346$	$-\frac{1}{2}$	383	3	1149
Total($l^-l^+, q\bar{q}$)					2002

TABLE 2.1 – Les largeurs partielles du boson Z pour les canaux $\nu\bar{\nu}$, l^-l^+ , $u\bar{u}$, $c\bar{c}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ et $b\bar{b}$.

En prenant l'angle de Weinberg $\sin^2\theta_w$ égal à environ 0.231 et en tenant compte du nombre des canaux présents, soit trois pour les leptons (e, μ et τ) et cinq en tout pour les quarks (u, c, d, s et b), l'équation 2.5 permet de calculer les largeurs partielles pour chaque désintégration. Le tableau 2.1 montre qu'il est possible de déduire le nombre de neutrinos légers existant :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_Z - \Gamma_{Z \rightarrow had} - \Gamma_{Z \rightarrow l^-l^+}}{\Gamma_{Z \rightarrow \nu\bar{\nu}}} \approx 3.$$

La largeur totale observée du boson Z (voir p.34) est $\Gamma_{observe} = 2495$ MeV alors que la largeur manquante est égale à $\Gamma_{manquante} = 2495 - 2002$ ($\Gamma_{tot(l^-l^+, q\bar{q})}$) = 493 MeV. Ainsi, le nombre de canaux pour les neutrinos donne $\frac{\Gamma_{Manquante}}{\Gamma_{\nu\nu}} = \frac{493}{167} = 2.95$. Des calculs plus précis, tenant compte de corrections radiatives résultent en un nombre de neutrino encore plus précis de 3.0.

2.3.4 Les quarks lourds

Une quatrième génération de quark telle que dans le modèle standard est exclue si la découverte du Higgs est confirmée. Par contre, il est important de poursuivre les recherches directes de quatrième génération de quark avant cette confirmation. En ce qui concerne les fermions de quatrième génération, les échantillons des données recueillies par les détecteurs CDF II et D0 au

collisionneur $p\bar{p}$ du Fermilab, le Tevatron, présentent des limites à un niveau de confiance de 95% sur les masses des nouveaux fermions[30]. Au Tevatron, ils sont produits via l'interaction forte soit en paires ou en singulet via la production électrofaible. La recherche pour la production en paires de $t'\bar{t}'$ se fait pour les désintégrations suivantes : $t' \rightarrow Wb$ et $t' \rightarrow Wq$ où $q = d, s, b$. CDF a analysé des données des collisions $p\bar{p}$ d'une luminosité intégrée de 5.6 fb^{-1} pour chercher les deux possibilités où q est un quark léger (d,s) ou un quark plus lourd(b). Les événements sont caractérisés par un lepton de haute impulsion transverse, d'une grande énergie transverse manquante et d'au moins quatre jets hadroniques. Les plus importants bruits de fonds venant du modèle standard pour de tels processus sont la production de $t\bar{t}$ et de W +jets qui sont modélés par les deux générateurs PYTHIA[31] et ALPGEN[32]. En comparant la masse de quark $t'(M_{reco})$ avec H_T , qui est une somme scalaire des énergies transverse de tous les objets dans l'évènement, on ne trouve pas d'excès d'évènements pour la production de $t\bar{t}$. Par contre, une masse de quark t' inférieure à 358 GeV est exclue à un niveau de confiance de 95% pour $B(t' \rightarrow Wb) = 100\%$ et la limite est de 340 GeV/ c^2 pour $B(t' \rightarrow Wq) = 100\%$ où q est un quark léger.

La recherche de quarks lourds dans la production en paires ($Q\bar{Q}$) qui se désintègre en $Q \rightarrow Wq$ où $q = u, d, c, s$ ou b à l'aide des données d'une luminosité intégrée de 1.04 fb^{-1} recueillies par le détecteur ATLAS au CERN avec une énergie au centre de masse de 7 TeV permet d'exclure la masse de quark lourd de type «down» inférieure à 350 GeV à un niveau de confiance de 95% pour $BR(Q \rightarrow Wq) = 100\%$ [33]. Cette recherche a été faite en sélectionnant les états finals dilepton possédant une grande énergie transverse manquante et où moins deux jets : $Q\bar{Q} \rightarrow l^+ \nu q l^- \bar{\nu} \bar{q}$, où l est soit un électron ou un muon.

Quant à la collaboration CMS, la masse du quark lourd t' est exclue inférieure à $557 \text{ GeV}/c^2$ à un niveau de confiance de 95% pour $BR(t' \rightarrow Wb) = 100\%$ [34]. Cette limite a été faite en analysant des données recueillies par l'expérience CMS au LHC avec une luminosité intégrée de 5.0 fb^{-1} dans les collisions pp avec une énergie au centre de masse de 7 TeV.

La recherche de la production en paires de $b'\bar{b}'$ se fait pour les désintégrations suivantes : $b' \rightarrow tW$. CDF a analysé des données à une luminosité intégrée de 4.8 fb^{-1} en considérant le processus $b'\bar{b}' \rightarrow WtW\bar{t} \rightarrow WWbWW\bar{b}$ où un boson W se désintègre de façon leptonique[30]. Ces événements sont caractérisés par un lepton chargé et une énergie transverse manquante de boson W qui se désintègre leptoniquement, un grand nombre de jets provenant des deux quarks b et de la désintégration hadronique des trois bosons W. Les événements qui sont sélectionnés sont ceux qui ont au moins cinq jets dont au moins un d'entre eux provient de la désintégration du quark b. Les bruits de fonds les plus importants provenant du modèle standard sont la production de $t\bar{t}$ et de W+jets qui sont modélés par MADGRAPH et ALPGEN et de plus ils sont interfacés avec PYTHIA.

Une recherche similaire a été présentée par la collaboration ATLAS[35]. En analysant des données d'une luminosité intégrée de 1.04 fb^{-1} des collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ recueillies par le détecteur ATLAS, la masse du quark lourd de type «top» est exclue à un niveau de confiance de 95% plus bas que 480 GeV.

Quant à la collaboration CMS qui analyse des données possédant une

luminosité intégrée de 4.9 fb^{-1} dans la recherche du quark lourd de type bas dans la production en paires dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, la masse du quark b' inférieur à $611 \text{ GeV}/c^2$ est exclue à un niveau de confiance de 95%[36].

2.3.5 Les fermions exotiques

Fermions vectoriels

Dans le modèle standard, les fermions sont chiraux. Ainsi, les particules se transforment différemment sous la théorie électrofaible selon leur hélicité qui peut être gauche ou droite. Pour les leptons dits chiraux, les composantes d'hélicité gauche se transforment comme un doublet de $SU(2)_L$ tandis que les composantes d'hélicité droite se transforment comme des singulets. Dans le cas de la première génération :

$$\text{doublet} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L ; \text{singulet} (e)_R \quad (2.6)$$

Les fermions «vector-like» sont des fermions non-chiraux. Ainsi, les fermions «vector-like» qu'ils soient d'hélicité gauche ou droite interagissent de façon identique sous transformation $SU(2)$. Des leptons dits non-chiraux doublets sont représentés comme suit :

$$\begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L ; \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_R \quad (2.7)$$

Les fermions dans ce modèle n'obtiennent pas leurs masses par un couplage Yukawa au boson de Higgs. Donc il n'y a pas de limites sur les masses des fermions dits non-chiraux dans les modèles avec un doublet de Higgs[37].

Pour les quarks dits «vector-like», la section efficace de production devient plus grande au singulet ($pp \rightarrow Qq$) qu'en paires ($pp \rightarrow Q\bar{Q}$) si le couplage de force (κ_{qQ}) aux quarks du modèle standard (u ou d) est suffisamment grand. D0 a fait des recherches pour les «vector-like» quarks dans deux canaux, ($W \rightarrow l\nu$) + jets et ($Z \rightarrow ll$) + jets pour des données de luminosité de 5.4 fb^{-1} [30]. Les évènements recherchés sont ceux contenant soit un seul lepton et une énergie transverse (W) ou ceux avec exactement deux électrons ou muons formant une masse invariante proche de celle de boson Z. De plus, pour les deux cas, les évènements doivent avoir au moins deux jets de haute énergie transverse. La collaboration D0 calcule les limites supérieures sur les sections efficaces de la production de «vector-like» quark qui sont montrées sur la figure suivante :

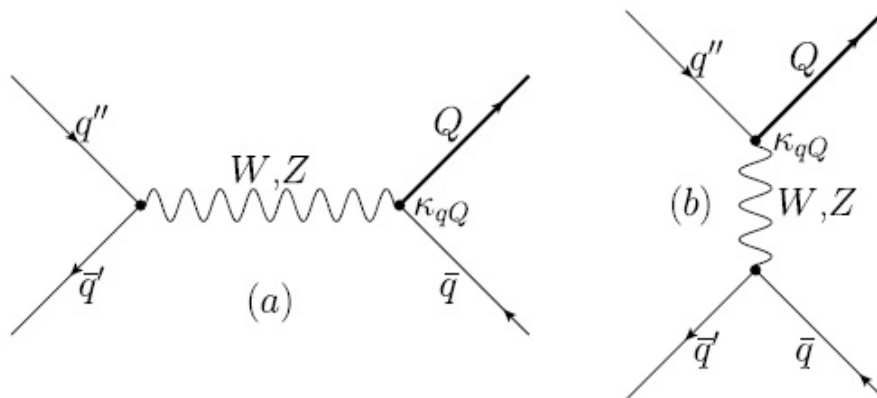


FIGURE 2.4 – Les diagrammes de Feynman pour la production en singulet de quark «vector-like» $pp \rightarrow Qq$.

De la même manière, la collaboration CDF a analysé la production en singulet des «vector-like» quarks qui se désintègrent en Wq pour les données d'une luminosité intégrée de 5.7 fb^{-1} [30]. Dans la recherche de la production en singulet des quarks «vector-like», ATLAS analyse les processus de courant chargé et de courant neutre, $pp \rightarrow Qq \rightarrow Wqq'$ et $pp \rightarrow Qq \rightarrow Zqq'$, et où les bosons se désintègrent de façon leptonique. Avec les données recueillies en 2011 par ATLAS avec une luminosité intégrée de 1.04 fb^{-1} et une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, les masses inférieures à 900 GeV et 760 GeV sont exclues à 95% pour les processus de courant chargé et neutre respectivement[38] (voir Fig 3.4).

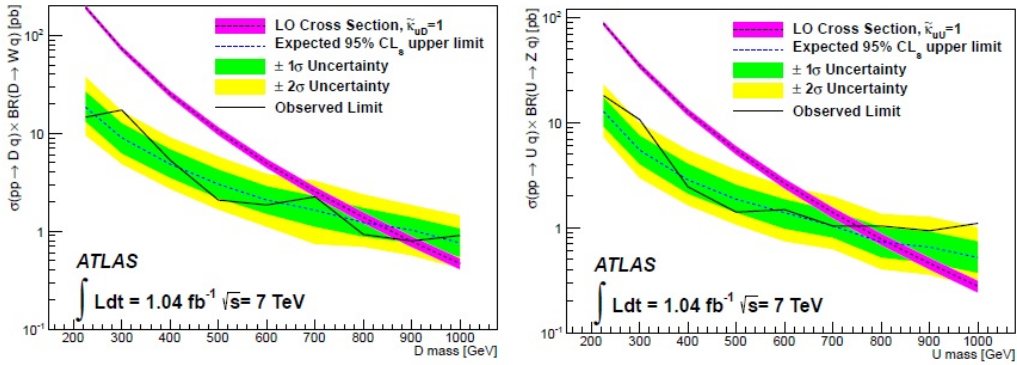


FIGURE 2.5 – Les limites supérieures à un niveau de confiance de 95% calculée par la collaboration ATLAS sur les sections efficaces fois les rapports des branchements de $\sigma(pp \rightarrow Qq) \times BR(Q \rightarrow Vq)$ pour le courant chargé (à gauche) et pour le courant neutre (à droite) en fonction des masses des quarks u et d.

Fermions de symétrie droite-gauche

Outres que les fermions «vector-like», le modèle de symétrie droite-gauche

LRSM (left-right symmetric models) présentent aussi des fermions doublets, mais qui peuvent interagir dans un plus grand groupe de jauge soit $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ [39]. Selon le modèle standard, les couplages de l'interaction faible se font seulement avec les particules d'hélicité gauche, mais il est possible que cette symétrie droite-gauche soit brisée à haute énergie. Il y aurait donc une nouvelle interaction qui agit sur les leptons d'hélicité droite. Ce modèle inclut l'existence de nouveaux bosons de jauge de hélicité droite W_R et Z_R et de fermions de hélicité droite en tant que doublets dans $SU(2)_R$.

En analysant des données avec une luminosité intégrée de 2.1 fb^{-1} recueillies dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ avec le détecteur ATLAS au LHC, les régions de masse pour les neutrinos Majorana et Dirac ont été exclues dans la recherche de neutrinos lourds, N , et de bosons de jauge d'hélicité droite, W_R [40]. Les événements sont caractérisés par deux leptons d'une grande impulsion transverse et au moins un jet possédant une grande impulsion transverse $q\bar{q} \rightarrow W_R \rightarrow lN$ où $N \rightarrow lW_R^* \rightarrow ljj$. Dans le modèle de LRSM, il était possible avec les données d'obtenir une limite inférieure pour la masse du boson de jauge W_R . Pour les deux scénarios, non-mélange et mélange maximal entre N_e et N_μ pour les neutrinos lourds Majorana et Dirac, les bosons W_R avec les masses inférieures à $\approx 1.8 \text{ TeV}$ ($\approx 2.3 \text{ TeV}$) sont exclues pour les différences de masse $W_R - N$ plus grandes que 0.3 TeV (0.9 TeV). La limite sur la masse du neutrino lourd Majorana recherchée par CMS et ATLAS, a été décrite à la section 3.3.

Fermions Miroir

Parmi d'autres modèles exotiques qui prédisent l'existence de nouvelles

particules, on peut mentionner les fermions miroirs. Ces fermions possèdent des propriétés chirales opposées à celles des autres fermions du modèle standard. Les chiralités droites sont dans les iso-doublets faibles alors que les chiralités gauches sont dans les iso-singulets faibles. Un neutrino lourd de chiralité gauche est aussi prédit par ce modèle. De plus, la symétrie de jauge et la configuration de la symétrie de brisure sont les mêmes que celles trouvées dans le modèle standard. Par contre, il faudra ajouter aux trois familles des fermions lourds possédant une masse ne dépassant pas les quelques centaines de GeV avec des chiralités opposées[39] :

$$N_L; E_L; \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_R \quad (2.8)$$

Quarks exotiques

Ensuite, on recherche aussi des quarks exotiques, qui peuvent se désintégrer en un quark top t et une particule X lourde, neutre et stable, candidate à la matière sombre [41]. Ainsi la signature de l'événement recherché est $t\bar{t}XX$ avec une énergie manquante venant de X . En utilisant des données d'une luminosité intégrée de 4.8 fb^{-1} , CDF a analysé les événements contenant $\ell + 4\text{jets} + \text{énergie manquante}$ plus grande que 100 GeV [30]. Les limites sont obtenues en faisant un ajustement de 'log-likelihood' (vraisemblance) à la masse transverse de boson W . Les figures suivantes présentent les limites observées et attendues à un niveau de confiance de 95% en fonction de la masse de quark T' et de la masse de la matière noire X :

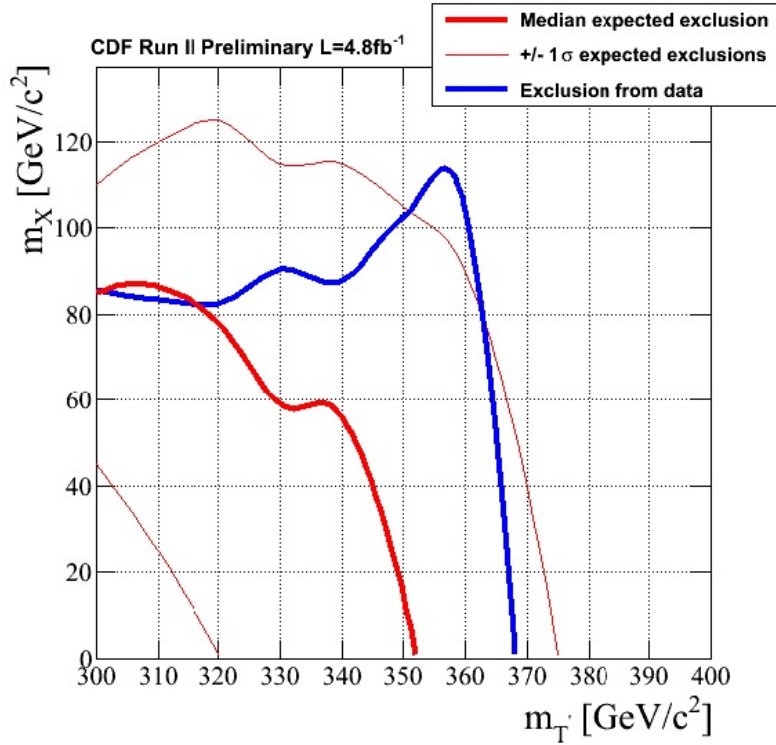


FIGURE 2.6 – Les limites observées et attendues sur la masse d’une particule X lourde neutre et stable calculées par la collaboration CDF en fonction de la masse de quark lourd T' .

2.3.6 Les fermions excités

Selon les modèles composites où les leptons et les quarks possèdent une sous-structure constituée d’éléments encore plus petits appelés préons, il pourrait exister de nouvelles particules notamment les fermions excités. Ainsi, ces modèles adressent les questions laissées ouvertes par le modèle standard telles que celles liées au nombre de familles et les masses des fermions. Les leptons excités ont des isospins doublets avec des chiralités gauche et droite[2] :

$$L^* = (\nu^* l^*)_L + (\nu^* l^*)_R \quad (2.9)$$

Avec $l = e, \mu, \tau$ et $\nu = \nu_e, \nu_\mu$ et ν_τ . Une recherche des leptons chargés et neutres excités a été faite avec le détecteur L3 au LEP à partir des données recueillies des collisions e^+e^- avec une luminosité intégrée de 216.9 pb^{-1} et une énergie au centre de masse de 202 GeV jusqu'à 209 GeV[2]. Ces leptons excités ont été produits par le mécanisme de production en paires et en singulet; $e^+e^- \rightarrow l^*l^*, \nu^*\nu^*$ et $e^+e^- \rightarrow ll^*, \nu\nu^*$. La production en paires des leptons excités favorise la recherche des masses de ces leptons allant jusqu'à la limite cinématique $\sqrt{s}/2$. La production en singulet est sensible jusqu'à une masse des leptons excités de \sqrt{s} , mais la section efficace de production dépend de paramètre du modèle. Le lagrangien représentant la production en paires des leptons excités par bosons de jauge est écrit comme tel :

$$L_{L^*L^*} = \bar{L}^* \gamma^\mu (g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + g' Y B_\mu) L^* \quad (2.10)$$

Les leptons excités produits à partir de la production en singulet présentent un lagrangien différent qui s'écrit comme suit :

$$L_{L^*L} = \bar{L}^* \sigma^{\mu\nu} (g \frac{f}{\Lambda} \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_{\mu\nu} + g' \frac{f'}{\Lambda} Y B_{\mu\nu}) \frac{1 - \gamma^5}{2} L + (hc), \quad (2.11)$$

où γ^ν sont les matrices de Dirac, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]}{2}$, g et g' sont les constantes de couplage de SU(2) et U(1) du modèle standard, $\vec{\tau}$ sont les matrices de Pauli, $Y = -1/2$ est l'hypercharge et W et B sont les champs de jauge associés avec les groupes SU(2) et U(1) respectivement. L représente les leptons du modèle standard, Λ est l'échelle de la nouvelle physique responsable de l'existence des leptons excités et f et f' servent à donner un poids aux constantes de couplage de SU(2) et U(1) respectivement.

La section efficace de production en paires des leptons excités dépend seulement de leurs masses et de l'énergie au centre de masse \sqrt{s} . Quant à la production au singulet, la section efficace dépend aussi de f/Λ et de f'/Λ . L'équation 2.11 tient compte des désintégrations des leptons excités en leptons associés à un photon ou un boson ; $l^* \rightarrow l\gamma$ et $\nu^* \rightarrow \nu\gamma$, $l^* \rightarrow \nu W$ et $\nu^* \rightarrow lW$ et $l^* \rightarrow lZ$ et $\nu^* \rightarrow \nu Z$. Les rapports de branchement de ces trois modes de désintégration, soit les désintégrations radiatives, de courant chargé et de courant neutre, dépendent des valeurs associées à f et f' . Lorsque $f = f'$, la désintégration radiative est seulement permise pour les leptons excités. Alors que lorsque $f = -f'$, elle est seulement permise pour les neutrinos excités et interdite pour les leptons chargés excités.

Le signal utilisé avec le détecteur L3 au LEP contient des échantillons de Monte Carlo pour la production en paires des leptons excités de masse égale à 101 GeV et pour la production en singulet pour les leptons excités de masses de 110, 160 et 201 GeV. Les limites absolues sur les masses des leptons chargés et neutres excités ont été calculées à partir des processus de la production en paires tandis que des limites sur les couplages effectifs telle une fonction des masses ont été calculées à partir des processus de la production en singulet. Les sections efficaces du signal ont été calculées et les limites à un niveau de confiance de 95% sur les masses correspondantes sont montrés dans le tableau 2.2.

Excited Lepton	95% CL Mass Limit (GeV)		
	$f = f'$	$f = -f'$	Any Coupling
e^*	102.8	96.6	96.5
μ^*	102.8	96.6	96.6
τ^*	102.8	96.6	95.6
ν_e^*	101.7	102.6	101.5
ν_μ^*	101.8	102.6	101.4
ν_τ^*	92.9	102.6	91.3

TABLE 2.2 – Les limites à un niveau de confiance de 95% sur les masses inférieures pour les leptons chargés et neutres excités produits par la production en paires (tableau tiré de [2]).

Pour les processus produits par la production en singulet, une limite supérieure sur la section efficace a été calculée en fonction de la masse de lepton excité. Ces limites sur les sections efficaces ont été traduites dans les limites supérieures sur les valeurs des rapports de $|f|/\Lambda$ et de $|f'|/\Lambda$. La figure 2.8 montre ces limites à un niveau de confiance de 95% en fonction de la masse de lepton excité.

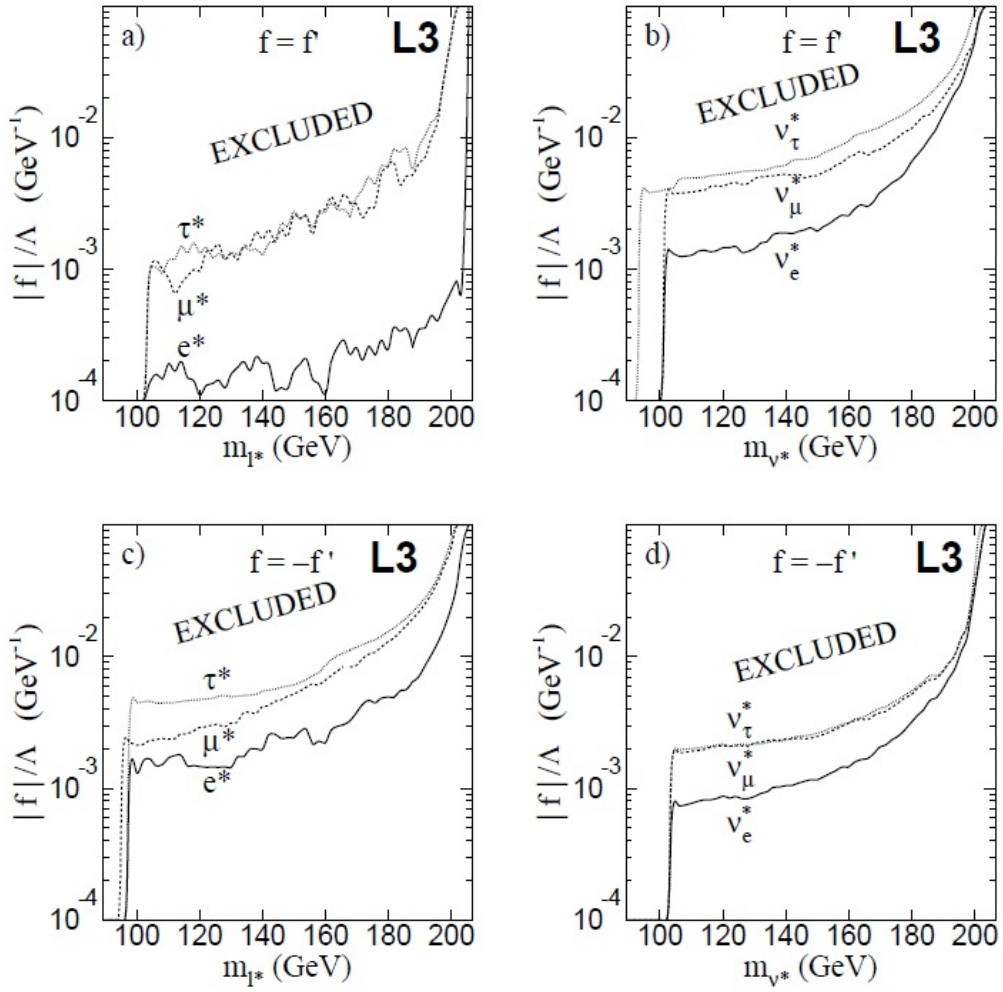


FIGURE 2.7 – Les limites supérieures à un niveau de confiance de 95% sur $|f|/\Lambda$ en fonction de la masse de lepton excité avec $f = f'$ pour a) e^* , μ^* et τ^* , b) ν_e^* , ν_μ^* et ν_τ^* et avec $f = -f'$ pour c) e^* , μ^* et τ^* , d) ν_e^* , ν_μ^* et ν_τ^* [2].

Chapitre 3

Le LHC et le détecteur ATLAS

3.1 Le Grand collisionneur de Hadrons

Le Grand collisionneur de Hadrons (Large Hadron Collider ou LHC) est le plus puissant accélérateur circulaire au monde, conçu pour fournir des collisions protons sur protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse avec une luminosité allant jusqu'à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Il est construit dans le tunnel du LEP au CERN, le collisionneur électron-positron qui était en opération au CERN entre 1999-2001.

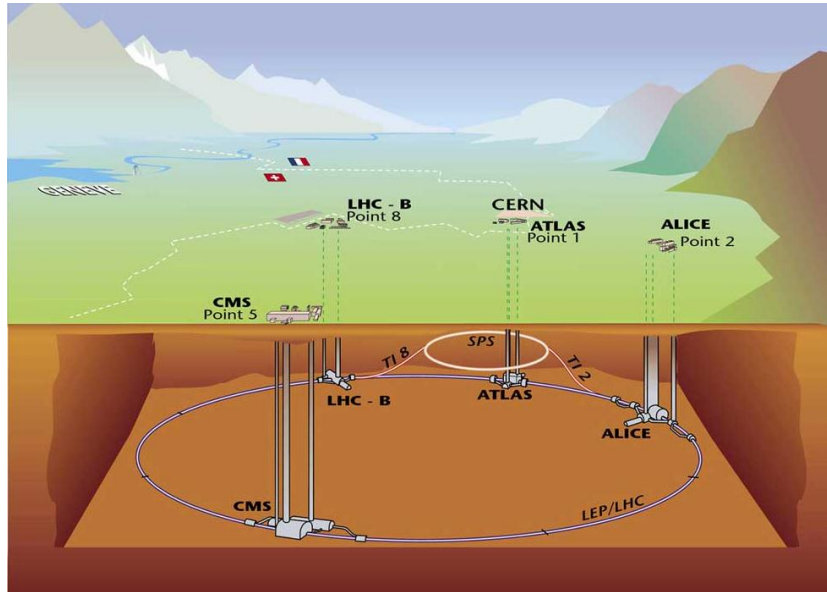


FIGURE 3.1 – Le Grand collisionneur de Hadrons, un tunnel de 27 kilomètres de circonférence construit à 100 mètres sous terre, à la frontière franco-suisse près de Genève, Suisse, compte quatre grands détecteurs ATLAS, ALICE, CMS et LHC-B [3].

Le LEP, qui a été équipé de quatre détecteurs soient ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, a commencé à fonctionner en 1989. En tout, 18 millions bosons de Z ont été recueillis durant la première phase, entre 1989 et 1995. On y a mesuré avec haute précision les propriétés du boson Z et de la théorie électrofaible sous-jacente en mesurant la section efficace totale, les asymétries avant-arrière des leptons et des quarks et la polarisation des leptons τ . Les mesures expérimentales de la résonance due au boson Z donnent une forme telle qu'illustrée sur la figure 3.2. On a vu (Sect. 2.3.3) que la forme de cette résonance est sensible au nombre de neutrinos légers du modèle standard.

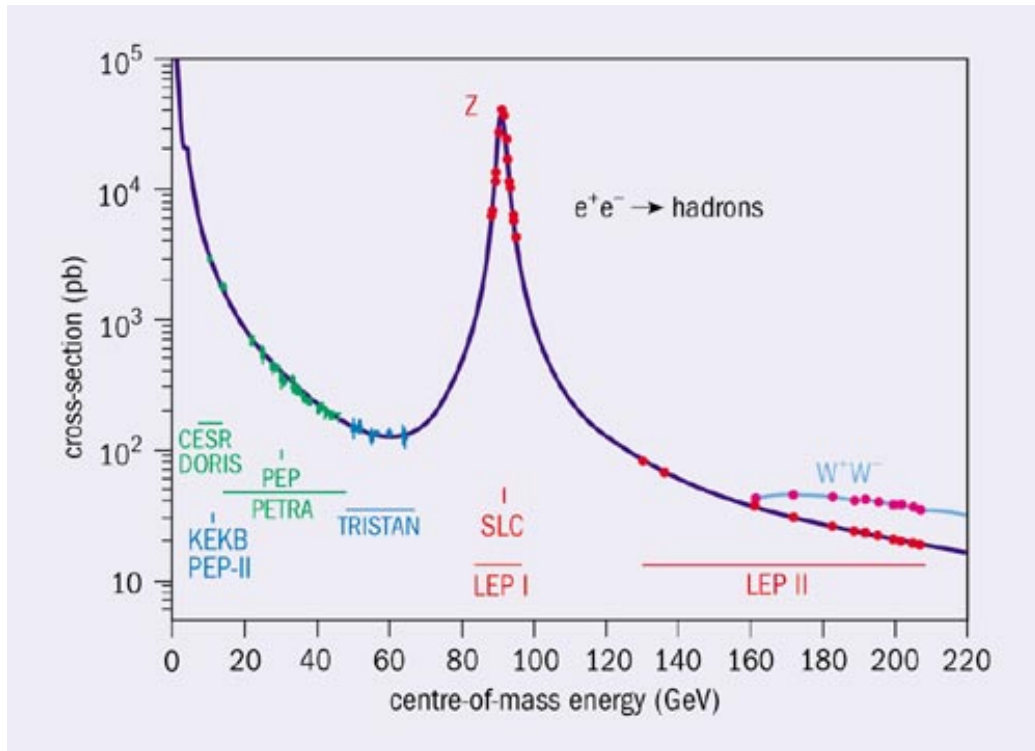


FIGURE 3.2 – La section efficace $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \text{hadrons}$ à partir des basses énergies initiales dans les premiers collisionneurs jusqu’aux énergies maximales au LEP [4].

Le collisionneur LHC, qui a remplacé le LEP, et dans un tunnel ayant une circonférence de 27 km. Le PS (Proton Synchrotron) et le SPC (Super Proton Synchrotron) accélèrent les protons qui sont ensuite injectés dans le tunnel (voir Fig 3.3). Les protons sont injectés dans l’anneau principal à une énergie de 450 GeV pour être ensuite accélérés jusqu’à 7 TeV par faisceau dans le LHC. Il y a environ 100 milliards de protons dans des paquets (bunches) espacés de 7.48 m, ce qui correspond à des croisements de faisceaux toutes les 24.95 ns, soit une fréquence de 40 MHz.

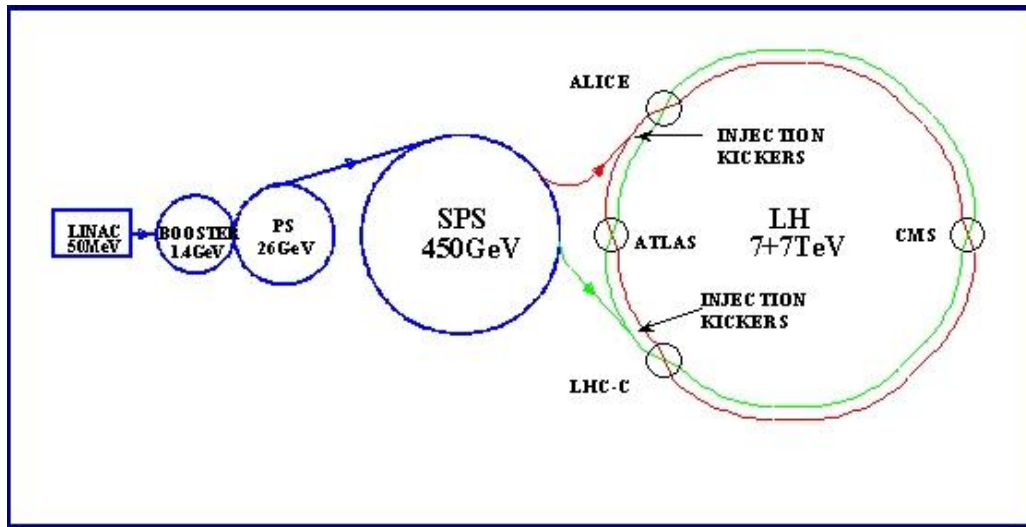


FIGURE 3.3 – Les accélérateurs présents au CERN représentant les différentes étapes d’injection de protons et leur énergie avant d’arriver à l’anneau principal pour être accélérés jusqu’à 7 TeV par faisceau du LHC [5].

ATLAS, CMS, LHC-B et ALICE sont les quatre détecteurs majeurs installés dans le tunnel. Ils sont conçus pour être sensibles à différents signaux de physique. LHC-B se concentre sur la physique du méson B et sur la mesure des coefficients de la matrice CKM alors qu’ALICE est une expérience dédiée à la physique des ions lourds, (car le LHC fonctionne en mode de collisions d’ions lourds quelques mois par an). ATLAS et CMS sont deux détecteurs plus multifonctionnels, adaptés à la recherche de physique aux hautes énergies. Les deux collaborations cherchent à mieux mesurer les paramètres du modèle standard pour vérifier sa validité et, bien sûr, trouver éventuellement le boson de Higgs¹. Elles cherchent aussi à mettre à l’épreuve des modèles de la physique des particules au-delà du modèle standard en recherchant des

1. En juillet 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé la «découverte» d’un nouveau boson, ayant une masse de 126 GeV. Ce boson aurait des propriétés similaires à celles attendues du boson de Higgs.

signaux de nouvelle physique tels que ceux de la supersymétrie, de la technicouleur, des dimensions supplémentaires et des fermions lourds. L'objectif du LHC est donc de répondre aux questions soulevées par le modèle standard de la physique des particules, et d'aller au-delà, si possible.

3.2 L'expérience d'ATLAS

ATLAS est une des quatre expériences au LHC. Le détecteur est le plus volumineux des quatre, ayant une forme approximativement cylindrique avec 44 mètres de longueur et 22 mètres de diamètre. Comme il a été dit plus haut, ATLAS est un détecteur conçu pour être sensible à une grande variété de signaux de physique. Grâce à la précision avec laquelle il peut mesurer les différents objets : électrons, muons, photons, jets de hadrons, mésons B, et grâce à la couverture angulaire presque complète qui permet de mesurer l'énergie transverse manquante, le détecteur permet l'étude d'un riche programme de physique. Un des principaux objectifs est de découvrir le boson de Higgs, ou d'exclure sa présence. Quel que soit le résultat, notre compréhension du phénomène de brisure de symétrie électrofaible en sera définitivement améliorée. L'expérience ATLAS permettra aussi d'accéder à une physique au-delà du modèle standard ou d'exclure une grande partie de l'espace de phase que ce soit la supersymétrie, les dimensions supplémentaires ou d'autres possibilités théoriques telles que la technicouleur ou les sous-structures des quarks et des leptons.

Le détecteur ATLAS [7, 8] est composé de trois modules de détection : le détecteur interne, la partie calorimétrique et le détecteur de muons. Leurs

principales caractéristiques sont décrites brièvement ci-dessous, car ces sous-détecteurs sont essentiels à la recherche d'un neutrino lourd. On peut trouver une description détaillée du détecteur ATLAS dans : [8].

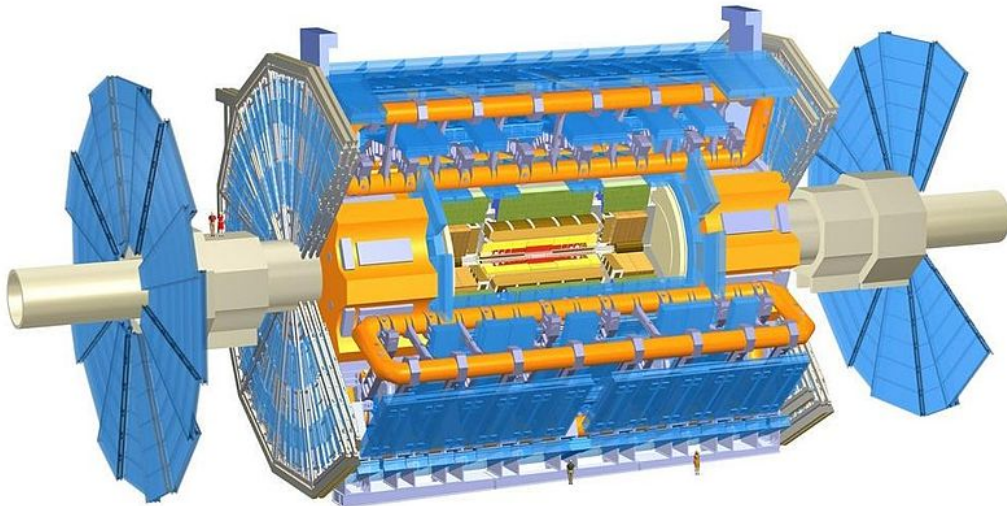


FIGURE 3.4 – Une vue en 3D du détecteur ATLAS montrant ses différentes composantes telles que le détecteur interne, les calorimètres et le détecteur à muons [3].

3.2.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS (voir Fig. 3.5) est composé de trois sous-détecteurs : le détecteur à pixels, le SCT (SemiConductor Tracker) et le TRT (Transition Radiation Tracker), placés de façon concentrique, et le tout baigné dans un champ magnétique solénoïdal de 2 T.

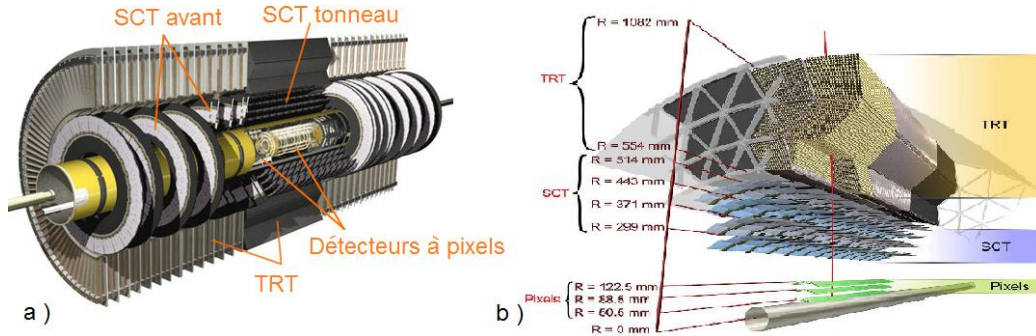


FIGURE 3.5 – Les trois sous-détecteurs internes qui composent le détecteur interne d'ATLAS. a) une vue de face en 3D des détecteurs internes. b) Une vue de côté des trois détecteurs montrant les différentes distances du point d'interaction de leurs composantes [6].

Ces détecteurs internes permettent de mesurer avec haute précision la trajectoire des particules chargées. Connaissant le champ magnétique, la courbure de la trajectoire sert de mesure de la quantité de mouvement. L'origine de la trajectoire, ou vertex, peut aussi être évaluée, ce qui permet d'étiqueter les mésons B qui ont un temps de vie suffisant pour leur permettre de parcourir quelques centaines de microns avant de se désintégrer.

Le sous-détecteur qui est le plus près du point d'interaction et qui a la meilleure résolution spatiale est le détecteur à pixels. Ainsi, la très bonne résolution de ce détecteur et sa proximité du point d'interaction rendent possible la mesure des coordonnées des vertex des désintégrations des particules. La résolution en impulsion obtenue avec le sous-détecteur est généralement $\Delta p_T/p_T = 0.04\% \times p_T \oplus 2\%$ (p_T en GeV). De plus, il fournit des reconstructions des traces précises pour une pseudo-rapacité² de $|\eta| < 2.5$. Il est composé de trois cylindres concentriques et de cinq disques dans chaque bou-

2. η est la pseudo-rapacité : $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$

chon qui sont placés à différentes distances du point d'interaction.

Le SCT, plus éloigné de la ligne de faisceau, permet de compléter la reconstruction des trajectoires. La partie centrale, ou tonneau, est composée de quatre cylindres concentriques tandis qu'aux bouts, le SCT bouchon est composé de neuf disques, tous placés à différentes distances du point d'interaction.

Le détecteur à radiation de transition, TRT, permet d'améliorer la mesure des impulsions en prolongeant la mesure de la trajectoire jusqu'à de plus grand rayons. Pour faire cela, le TRT détecte le rayonnement de transition lors du passage des particules. On observe un rayonnement de transition lorsque les particules relativistes chargées voyagent d'un milieu à un autre possédant une permittivité diélectrique ϵ différente. En traversant le détecteur, selon le type de particule et sa vitesse, la quantité d'énergie déposée varie. Cela permet, entre autres, d'identifier particulièrement les électrons.

3.2.2 Les calorimètres électromagnétique et hadroniques

Le détecteur ATLAS comprend une partie calorimétrique qui est composée de trois ensembles principaux : un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique et un ensemble calorimétrique vers l'avant (voir Figure 3.6). Des mesures précises de l'énergie des photons et électrons sont obtenues par le calorimètre électromagnétique. Le calorimètre hadronique entoure le calorimètre électromagnétique. Les particules hadroniques, telles que les pions, l'atteignent et s'y arrêtent, ce qui fournit une mesure complète de l'énergie des hadrons et des jets.

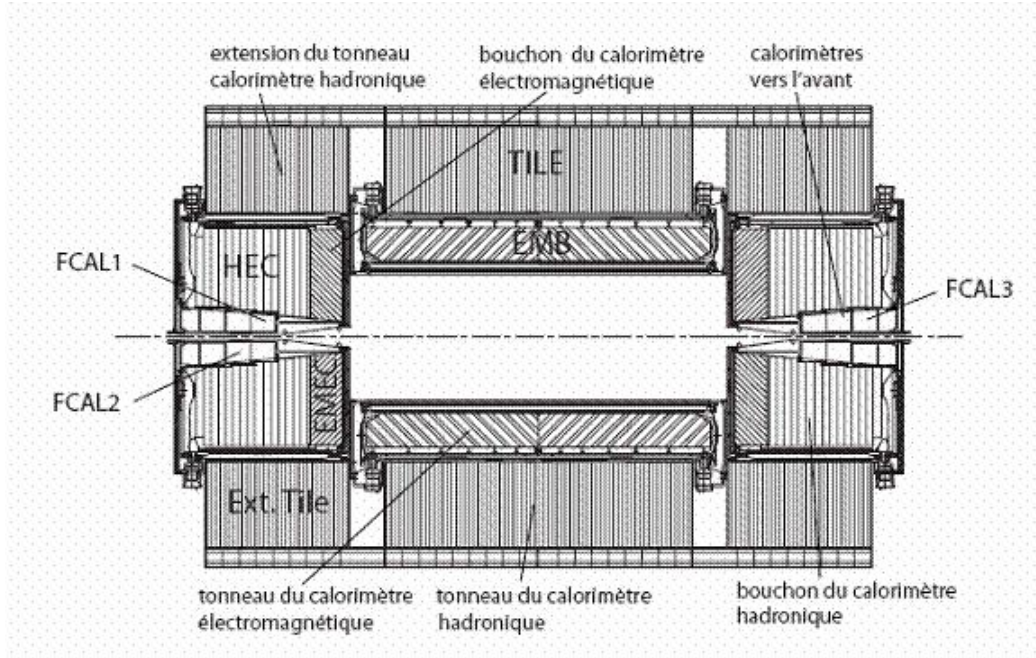


FIGURE 3.6 – Coupe transversale des calorimètres d’ATLAS. Le tonneau et le bouchon du calorimètre électromagnétique (EMB et EMEC), le bouchon du calorimètre hadronique (HEC) et les calorimètres vers l’avant (FCAL) utilisent tous de l’argon liquide comme milieu actif [7, 8].

Le calorimètre électromagnétique à l’intérieur d’ATLAS est divisé en trois parties : un tonneau couvrant une pseudo-rapacité de $|\eta| < 1.475$ et deux bouchons s’étendant vers l’avant et vers l’arrière. Chaque calorimètre bouchon a deux compartiments coaxiaux, couvrant les intervalles de pseudo-rapacité $1.375 < |\eta| < 2.5$ et $2.5 < |\eta| < 3.2$. Comme il est expliqué plus bas, chaque compartiment est lui-même divisé en deux ou trois segments longitudinaux, d’une profondeur d’environ $6X_0$ pour chaque segment, où X_0 représente la longueur de radiation, soit la quantité du matériau que doit traverser un électron afin que son énergie soit réduite d’un facteur e ($e = 2.71$). Le tonneau

du calorimètre électromagnétique, qui couvre la région centrale : $|\eta| < 1.475$ et qui a une profondeur totale de $6X_0$, sert à mesurer la totalité de l'énergie des gerbes dans cette région angulaire. Le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétiques utilisent du plomb comme absorbeur pour générer les gerbes électromagnétiques et de l'argon liquide comme milieu actif. Cet argon liquide est contenu dans un cryostat à une température de 87 K. La première couche longitudinale d'échantillonnage du tonneau et des bouchons du calorimètre électromagnétique est appelée la région des «strips» et possède une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.098$ (ϕ est l'angle azimutal). Ceci permet une excellente résolution en η afin de contribuer à la séparation γ/π^0 (le π^0 se désintègre en deux photons avec un petit angle d'ouverture). La seconde couche est l'endroit où la plus grande partie de l'énergie est déposée. Elle a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. La troisième partie, n'est atteinte que par les électrons de haute énergie. Afin de contenir toute l'énergie d'une gerbe, la profondeur des trois compartiments est supérieure à $24X_0$. Dans les trois compartiments, une géométrie de type accordéon est choisie pour assurer une couverture azimutale totale (voir Fig 3.7).

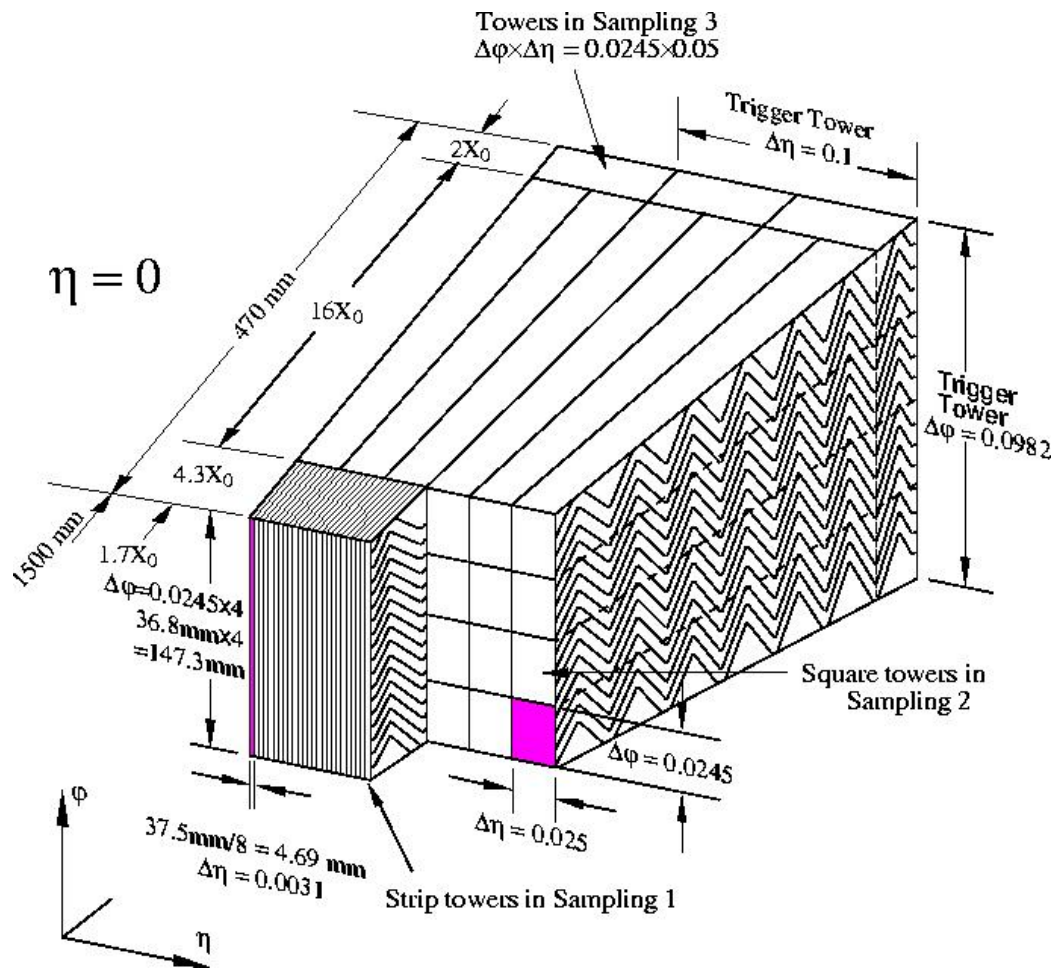


FIGURE 3.7 – La structure du calorimètre central électromagnétique (baril) montrant la granularité des différents segments ainsi que la géométrie des électrodes de type accordéon [9].

Les bouchons du calorimètre hadronique (HEC), situés derrière ceux du calorimètre électromagnétique dans le même cryostat, couvrent une pseudo-rapacité de $1.5 < |\eta| < 3.2$. Ce sont des calorimètres à échantillonnage qui utilisent aussi de l'argon liquide comme milieu actif, mais utilisent de cuivre comme absorbeur pour mieux résister aux radiations. De plus, ils n'utilisent pas une géométrie de type accordéon, mais plutôt une géométrie parallèle.

Les plaques de cuivre sont séparées par un espace de 8.5 mm contenant de l'argon liquide. Le détecteur est divisé en deux roues (HEC1 et HEC2) placées perpendiculairement au faisceau comme il est montré à la figure 3.8.

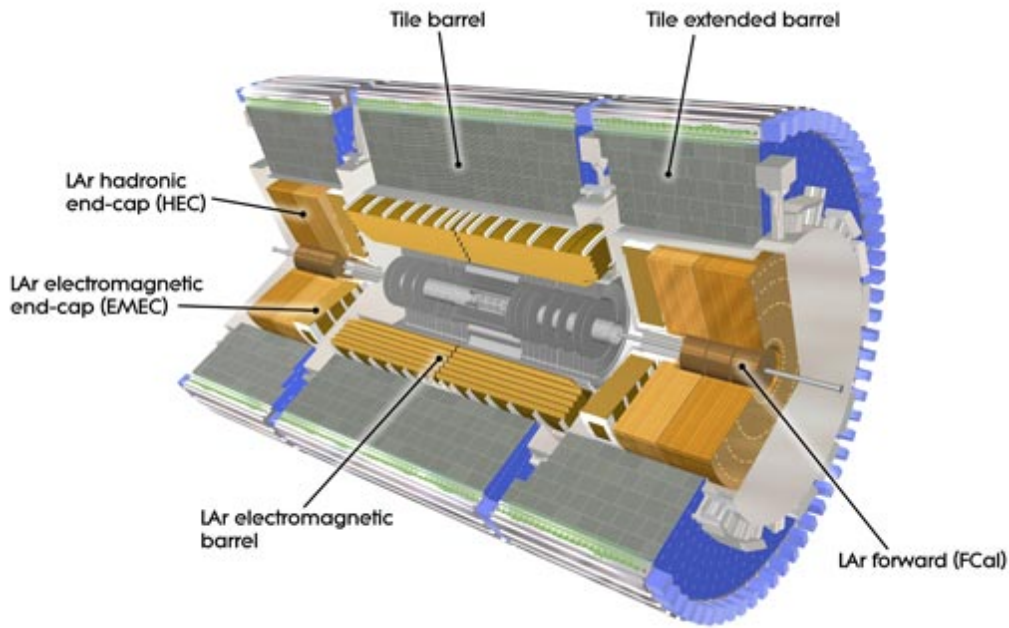


FIGURE 3.8 – Les quatre calorimètres à argon liquide de l'expérience ATLAS. On trouve le bouchon du calorimètre hadronique (HEC) juste derrière le bouchon du calorimètre électromagnétique [9].

Les calorimètres vers l'avant sont des calorimètres à échantillonnage qui utilisent du cuivre comme absorbeur. mais dans la région la plus «avant» (FCAL), l'absorbeur utilisé est du tungstène, car le tungstène est un matériau de très haute densité (14 g/cm^3) où les particules ont un court parcours libre. Il possède trois compartiments de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.15 \times 0.15$. De plus, il couvre un intervalle de pseudo-rapacité de $3.9 < |\eta| < 4.9$, et présente ainsi une bonne herméticité avec HEC et EMEC pour détecter les jets

émis près du faisceau. Dans cette région du détecteur, les jets sont très énergétiques, ce qui explique pourquoi il faut choisir des matériaux très denses pour limiter, d'une part, les fuites d'énergie vers l'extérieur du détecteur et d'autre part la dispersion latérale du dépôt d'énergie (rayon de Molière). Pour le premier module, on trouve donc une matrice de cuivre et pour les deux suivants, c'est le tungstène qui a été choisi. La matrice absorbante est percée de cylindres remplis d'argon liquide. Des «slugs» du tungstène jouent le rôle d'absorbeur et sont insérés dans les espaces entre les trous remplis d'argon liquide. L'écart entre la paroi du cylindre d'argon liquide et le tungstène est de $250 \mu\text{m}$ dans le premier module et de $350 \mu\text{m}$ pour les deux suivants (voir Fig 3.9).

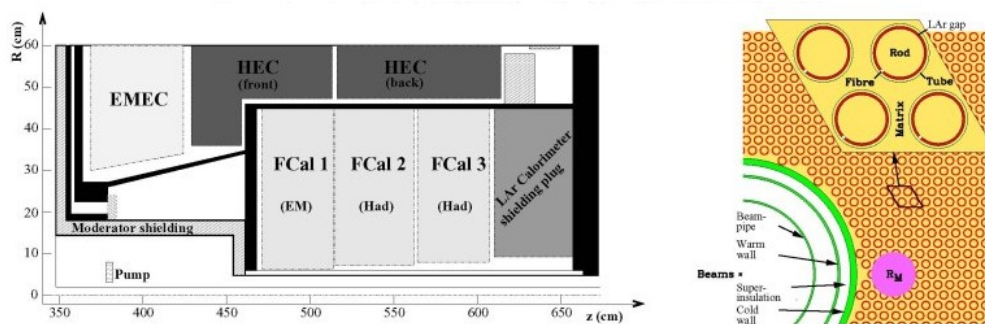


FIGURE 3.9 – À gauche, une coupe longitudinale des calorimètres vers l'avant (FCAL) montrant le FCAL1 à matrice de cuivre, les FCAL2 et FCAL3 en tungstène. À droite, une coupe transversale du FCAL montrant les tubes à argon liquide [10].

3.2.3 Le spectromètre à muons

Le sous-détecteur le plus éloigné de la ligne de faisceau dont le détecteur ATLAS est composé est celui de muons. Le spectromètre de muons (MS) est

composé de plusieurs types de détecteurs qui permettent tous de mesurer la position des particules qui les traversent (voir Fig 3.10). De plus, il permet de calculer les impulsions des particules les plus énergétiques qui ont traversé tous les détecteurs internes et calorimètres, soit essentiellement uniquement des muons, puisque les muons sont des particules qui ont un minimum de perte par ionisation (MIP). Ils traversent donc les calorimètres avec très peu de perte d'énergie. Les traces des muons laissées dans le MS permettent de mesurer leurs quantités de mouvement puisqu'il y a un champ magnétique toroïdal. La quantité de mouvement est obtenue en combinant les traces dans le détecteur des muons avec celles du détecteur interne.

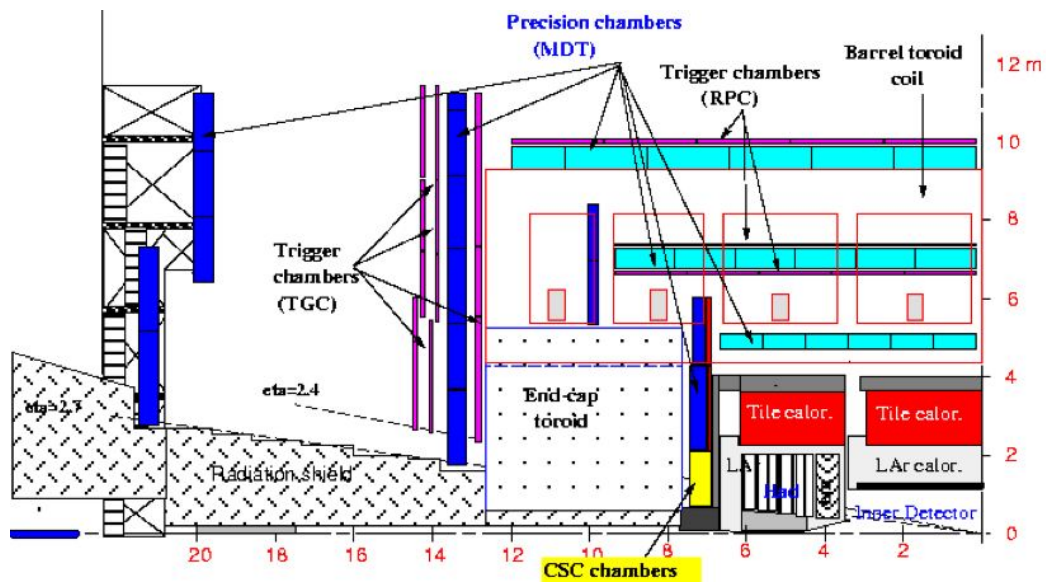


FIGURE 3.10 – Les différentes composantes du détecteur de muons selon leur position dans le détecteur ATLAS. Une vue longitudinale du détecteur ATLAS montrant les éléments qui composent le détecteur de muons [11].

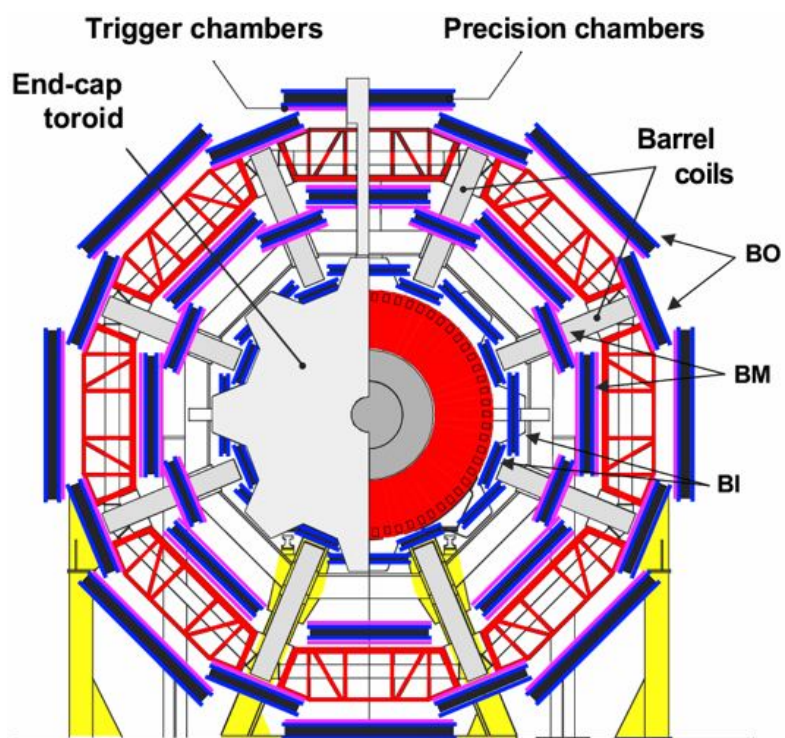


FIGURE 3.11 – Une vue transversale du détecteur ATLAS illustrant les positions des détecteurs de muons [11].

Chapitre 4

Phénoménologie

Ce chapitre décrit toute la phénoménologie de la génération de lepton neutre lourd de quatrième génération. On commence par voir en détail comment le programme FeynRules permet de créer un modèle de quatrième génération. Ensuite, on étudie les modes de désintégrations qui sont importants et qui contribuent au signal généré. Il est aussi question des bruits de fond provenant du modèle standard qui sont considérés dans l'analyse du signal de lepton lourd neutre puisqu'ils possèdent des événements qui ressemblent à ceux du signal.

4.1 La génération de lepton neutre lourd de quatrième génération

Cette thèse étudie le signal d'un lepton neutre de quatrième génération ayant une masse de 100 GeV. Ce lepton lourd peut provenir d'un boson de jauge W et sera ainsi couplé à un lepton qu'on supposera de la première génération, soit l'électron. Les résultats pourront s'appliquer également au

cas de deuxième génération (muons) puisque les interactions sont identiques, quoique, d'un point de vue expérimental, l'efficacité de reconstruction et la résolution des muons sont quelque peu différentes de celles des électrons. Dans la mesure où le neutrino lourd est considéré comme un neutrino électronique excité, il sera justifié de ne prendre en compte que la désintégration en mode électron. Il est possible de paramétrer le mélange d'un fermion lourd avec un fermion léger à l'aide d'une constante ξ . Le vertex WNe aura donc un couplage proportionnel à ξ et la section efficace de production sera ainsi proportionnelle à ξ^2 .

Les événements ont été générés par Madgraph 5.1.2.4 en utilisant FeynRules (voir Sect. 4.2) pour construire le modèle. MadGraph est un générateur d'éléments de matrice pour la simulation des événements pour les processus de collisions aux niveaux partoniques dans les collisionneurs à hautes énergies. Pour un modèle de physique donné, avec des particules données et des interactions données, le programme génère tous les diagrammes au niveau arbre qui donnent lieu à l'état final recherché, calcule la section efficace et génère des événements. La version 5 de MadGraph permet la génération d'éléments de matrice et d'événements pour tous les modèles qui peuvent être décrits par un lagrangien en utilisant les règles de calculs de Feynman dans FeynRules.

Se basant sur l'exemple d'un modèle de quatrième génération de quark, on a construit un modèle de quatrième génération de leptons, de sorte qu'on ajoute au Lagrangien du modèle standard une matrice de mélange pour les leptons. Ce modèle permettra le couplage de la première génération avec la quatrième génération avec une valeur de paramètre ξ^2 choisi de 0.19 (voir p.55 pour plus de détails). Le signal qui sera analysé comprend un lepton

neutre lourd qui se désintègre en boson W et un électron. Ce boson sera ensuite désintégré en lepton soit l'électron ou le muon avec un neutrino. Ainsi, comme il est illustré sur la figure 4.1, l'état final du signal contiendra trois leptons et une énergie transverse manquante signalant la présence d'un neutrino.

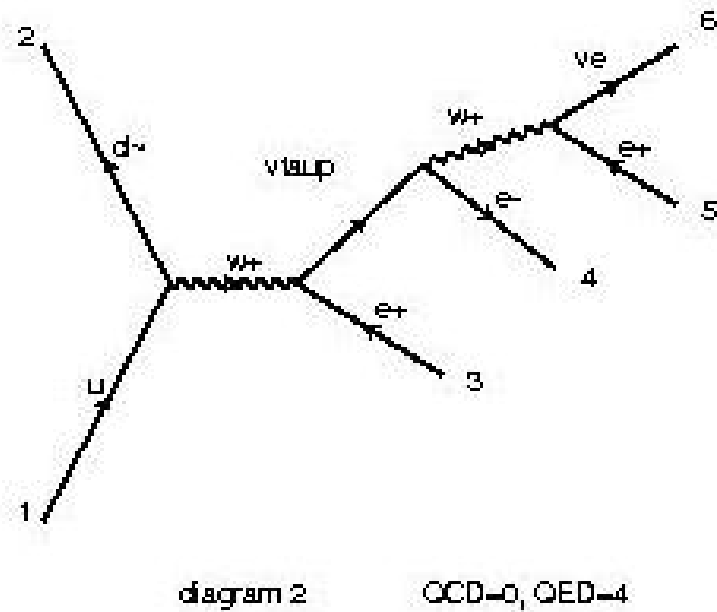


FIGURE 4.1 – Le diagramme de Feynman généré par Madgraph 5 montrant la désintégration de neutrino lourd ($\nu_{\tau p}$) en un boson et un électron. L'état final de ce processus est trois leptons ou trois électrons et un neutrino.

Cet état final de trois leptons avec un neutrino présente, par rapport aux désintégrations en jets, certains avantages et désavantages lorsqu'on recherche le lepton lourd. Les avantages sont que les bruits de fond sont faibles. Le désavantage est que ces types de désintégrations possèdent de faibles sections efficaces. On verra que la section efficace de la désintégration de lepton neutre lourd de 100 GeV est d'environ 0.312 pb pour un couplage de $\xi^2 = 0.19$.

4.2 Modes de désintégration

Suite à la collision des deux protons au LHC, un lepton lourd peut être produit en association avec un lepton de la première génération par la fusion d'un quark et d'un antiquark, par échange d'un W ou Z dans le canal s . Ces leptons lourds se désintègrent ensuite en un boson et un autre lepton de la première génération. L'état final qu'on cherche à étudier contient au moins trois leptons associés à un neutrino. Donc, en tenant compte de la conservation du nombre leptonique et de la charge, il existe quatre types de modes de désintégration pour cet état final. À l'aide d'une interaction faisant intervenir un courant neutre, le lepton lourd chargé (E), qui est couplé au lepton chargé de la première génération, l'électron (e), se désintègre via le boson Z pour produire à l'état final quatre leptons, soit quatre électrons ou deux électrons et deux muons (voir Fig 4.2).

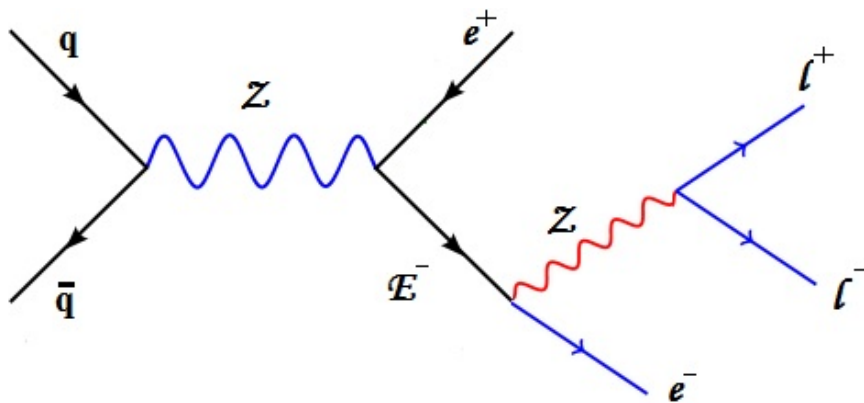


FIGURE 4.2 – La désintégration de lepton lourd chargé via le courant neutre produisant à l'état final 4 leptons : $eeee$ ou $ee\mu\mu$

Lors d'une interaction faisant intervenir un courant chargé, il existe trois types de désintégration qui contiennent trois leptons associés à un neutrino.

Premièrement, un lepton lourd chargé produit via le boson W , donc couplé au neutrino, se désintégrera en un boson Z produisant ensuite deux leptons (voir Fig 4.3a). Les deux autres processus passent par la production d'un lepton lourd neutre (N). Ce lepton lourd neutre produit via W se désintègre après soit par courant chargé (W_e), soit par courant neutre ($Z\nu$), pour donner comme état final 3 leptons et un neutrino. Ces deux modes de désintégrations sont illustrés sur les figure 4.3b et 4.4. On ne tiendra pas compte, ici, de la désintégration par courant neutre (qui introduit des courant neutres avec changement de saveur).

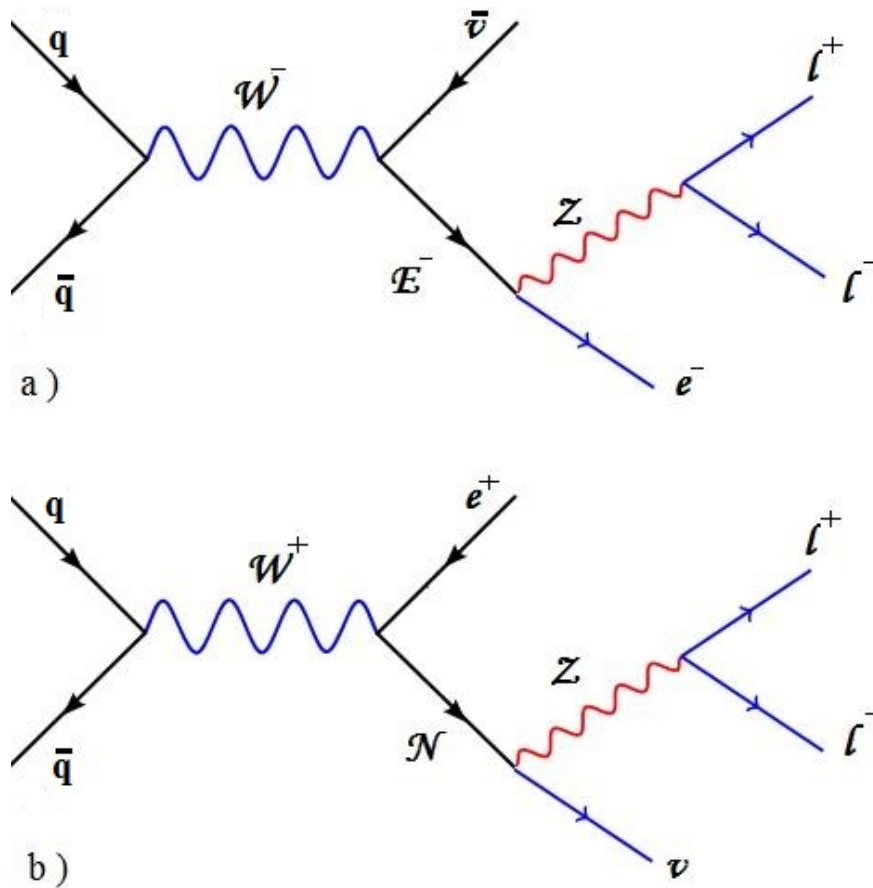


FIGURE 4.3 – Les deux processus produits d’un courant chargé qui ont comme états finals trois leptons et un neutrino provenant de la désintégration de lepton lourd via un courant neutre. (a) La désintégration de lepton lourd charge E^- . (b) La désintégration de lepton lourd neutre N .

Dans cette analyse, on étudiera la génération de lepton lourd neutre produit par un courant chargé, ce qui fait intervenir deux modes de désintégration. Par contre, le signal étudié est celui qui permet au lepton lourd neutre illustré sur la figure 4.4 de se désintégrer en un boson chargé et un électron.

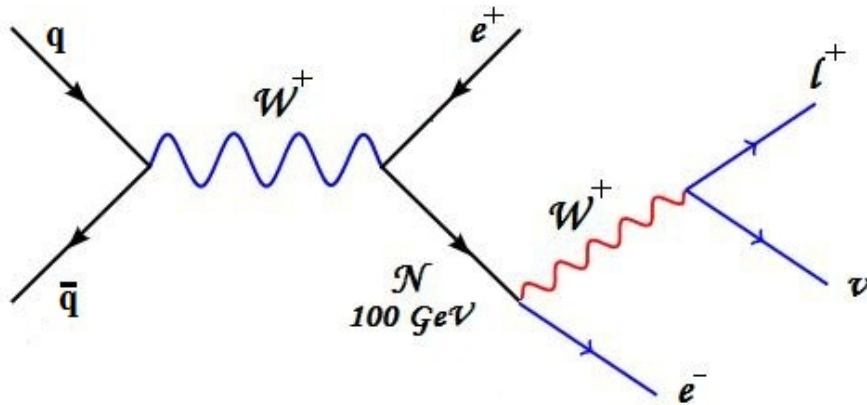


FIGURE 4.4 – Le signal étudié dans cette analyse permettant au lepton lourd neutre de 100 GeV de se désintégrer via le boson W en deux leptons et un neutrino. L'état final comprend trois leptons et un neutrino : $eee\nu$ ou $ee\mu\nu$.

4.3 FeynRules

FeynRules est un programme qui utilise Mathematica[42], un environnement de très haut niveau de programmation scientifique et mathématique. FeynRules permet la construction d'un nouveau modèle de physique des particules à partir du lagrangien d'interaction [43]. Il calcule les règles de Feynman à partir de l'information contenue dans le modèle telle que les particules, leurs nombres quantiques et leurs couplages. Ces règles de Feynman peuvent être ensuite mises sous forme d'un fichier qui va servir à un générateur Monte Carlo, par un programme qui calcule les diagrammes de Feynman d'un processus donné. Le modèle construit peut être produit dans un format spécifique au programme à partir des interfaces de traduction de FeynRules. Parmi ces programmes, on trouve CalcHEP/ComHEP, FeynArts/FormCalc, MadGraph/MadEvent et Sherpa. Ainsi, FeynRules dérive les règles de Feynman à partir du lagrangien pour ensuite insérer les modèles de la nouvelle

physique dans plusieurs calculateurs des diagrammes de Feynman.

À partir du lagrangien, FeynRules calcule les règles de Feynman associées aux vertex de l'interaction. Pour construire un modèle de physique dans FeynRules, il est nécessaire de construire d'abord un fichier qui contient toutes les propriétés de ce modèle incluant le lagrangien qui contient toutes les informations sur les interactions entre les particules du modèle. Ainsi, on trouvera dans le fichier les paramètres tels que les valeurs de différentes constantes qui entrent dans le calcul du lagrangien : les constantes de couplage, les angles de mélange, les masses des particules, les charges et masses des bosons de jauge, pour calculer à l'intérieur de Mathematica les interactions des vertex. On écrit ensuite le lagrangien en respectant une certaine syntaxe bien particulière.

4.4 Le modèle de leptons lourds dans FeynRules

Il existe une collection de modèles qui sont construits dans FeynRules. Pour chaque modèle, il y a un fichier complet du modèle qui contient toutes les informations nécessaires incluant le lagrangien. Parmi les modèles disponibles dans FeynRules est «Simple extensions of the SM». Ce modèle comprend l'ajout d'une ou plusieurs particules au modèle standard tel que l'ajout d'une quatrième génération, d'un second doublet Higgs ou d'autres scalaires de couleur. Ainsi, le modèle de quatrième génération, qui est compris dans «Simple extensions of the SM», est une extension du modèle standard et où on a ajouté une quatrième génération de quarks t' et b' avec des couplages

du modèle standard. Ce modèle ne prend pas en compte des leptons de quatrième génération.

FeynRules est utilisé ici pour construire le modèle de production de leptons lourds. Une matrice de mélange similaire à celle des quarks a été construite pour les leptons pour ensuite être insérée dans le lagrangien du modèle standard. Ainsi, lorsque cette matrice est incluse dans les termes de lagrangien des fermions, elle contribue au calcul de lagrangien total des leptons de quatrième génération. Dans cette matrice de mélange, on a permis le couplage des leptons de la quatrième génération avec ceux de la première génération.

Le groupe de jauge dans ce modèle est caractérisé comme suit :

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C \quad (4.1)$$

Groupes	Abelian	Bosons de jauge	Constantes de couplage	Charges
$U(1)_Y$	Vrai	B	g_1	Y
$SU(2)_L$	Faux	W_i	g_w	T_{3L}
$SU(3)_C$	Faux	G	g_s	Couleur

TABLE 4.1 – Les groupes de jauge et leurs bosons de jauge et constantes de couplage.

Les trois constantes des trois forces sont calculées à l'aide du couplage électrique (e), du cosinus et du sinus de l'angle de Weinberg (c_w et s_w), du couplage de la force électromagnétique ($\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = 1/127.9$ pour $Q^2 = M_Z$) ainsi que du couplage de la force forte au pôle Z ($\alpha_s = 0.1172$). À l'aide de

ces définitions,

$$e = 2\sqrt{\pi\alpha} = 0.313451 \quad (4.2)$$

$$s_w^2 = 1 - \left(\frac{M_Z}{M_W}\right)^2 = 0.23369 \quad (4.3)$$

$$M_W = \sqrt{\frac{M_Z^2}{2} + \sqrt{\frac{M_Z^4}{4} - \frac{M_Z^2\pi\alpha}{\sqrt{2}G_f}}} \quad (4.4)$$

les constantes de couplage sont calculées comme suit :

$$g_1 = \frac{2M_Z}{M_W}\sqrt{\pi\alpha} = 0.35807 \quad (4.5)$$

$$g_w = \sqrt{\frac{4\pi\alpha_{EW}}{1 - \left(\frac{M_Z}{M_W}\right)^2}} = 0.648409 \quad (4.6)$$

$$g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} = 1.21358 \quad (4.7)$$

En ce qui concerne les champs de vecteurs, il en existe en tout quatre :

Champs Physiques	Masses(GeV)	Largeur totale (GeV)	PDG
A = photon	0	0	22
Z	$M_Z = 91.188$	$\Gamma_Z = 2.4414$	23
W	$M_W = 79.8252$	$\Gamma_W = 2.0476$	24
G = gluon	0	0	21

TABLE 4.2 – Les quatre champs physiques de vecteurs avec leur masse et leur largeur totale.

Le tableau 4.3 présente une description de toutes les particules présentes dans le modèle de la quatrième génération. Il existe quatre classes de particules soient les neutrinos, les leptons, les quarks de même charge positive et les quarks de même charge négative.

Classes de particules	Nombres quantiques	Particules	Masses (GeV)	PDG
ν_l	Nombre leptonique = 1	ν_e		12
		ν_μ		14
		ν_τ		16
		$\nu_{\tau'}$	$M_{\nu_{\tau'}} = 100$	18
l	Charge = -1 Nombre leptonique = 1		M ℓ	
		e	$M_e = 0.000511$	11
		m	$M_\mu = 0.10566$	13
		τ	$M_\tau = 1.777$	15
		τ'		18
uq	Charge = 2/3		Mu	
		u	$M_u = 0.00255$	2
		c	$M_c = 1.42$	4
		t	$M_t = 172$	6
		t'		8
dq	Charge = -1/3		Md	
		d	$M_d = 0.00504$	1
		s	$M_s = 0.104$	3
		b	$M_b = 4.7$	5
		b'	$M_{b'} = 500$	7

TABLE 4.3 – Les quatre classes de particules avec leurs différentes caractéristiques : les nombres quantiques, le nombre de génération, leurs masses, leurs largeurs totales et leur code d'identification. Des masses arbitraires ont été choisies pour les fermions de quatrième génération. La masse du $\tau'(E)$ est supérieure à celle du $\nu_{\tau'}(N)$ pour exclure la désintégration : $\nu_{\tau'} \rightarrow W\tau'$.

Finalement, dans le calcul du lagrangien, il y a quatre termes que Feyn-Rules calcule :

$$L4Gen = LGauge + LHiggs + LFermions + LYukawa \quad (4.8)$$

Les champs de boson de jauge, soit $\vec{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$ et B_μ contribuent à la partie de jauge du lagrangien (LGauge). Le terme fermionique du lagrangien (LFermions) inclut les deux chiralités des fermions soit la chiralité gauche et droite. Les deux termes ci-dessus définissent une théorie de jauge d'isospin faible et d'hypercharge faible. Une partie sur le Higgs (LHiggs) est ajoutée de sorte que le modèle Weinberg-Salam est complet. L'interaction Yukawa (LYukawa) tient compte de couplage entre le champ de Higgs et les champs des quarks et des leptons de masse nulle.

Il existe déjà une matrice de mélange pour les quarks soit CKM. Elle possède une partie réelle non-nulle et une partie imaginaire nulle. Elle entre en compte dans le calcul du lagrangien des fermions. De façon similaire, on a ajouté une autre matrice de mélange pour les leptons, Ksi, avec une partie imaginaire nulle, de sorte qu'il y a un couplage entre la première génération et la quatrième génération des leptons. La matrice Ksi et CKM représentant les quatre générations sont définies comme suit :

$$Ksi_{i,j} = RKsi_{i,j} + iIKsi_{i,j} \quad (4.9)$$

$$Ksi = \begin{pmatrix} 0.9 & 0 & 0 & 0.436 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0.436 & 0 & 0 & 0.9 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Il est possible de paramétriser le mélange d'un fermion lourd avec un fermion léger par la constante ξ . On a choisi de mettre ξ^2 égal à $0.4362^2 \approx 0.19$.

On a choisi $\xi_{11} = 0.9$ puisque la matrice doit être unitaire et on suppose un mélange avec la première génération de $\xi = \sqrt{1 - 0.9^2}$. La matrice de mélange Ksi des fermions est aussi insérée dans le calcul du lagrangien de fermions.

Le lagrangien, exprimant l'interaction avec le boson de jauge B, est écrit comme suit :

$$\begin{aligned}
LB = & \frac{eB_\mu \bar{d}q \cdot \gamma^\mu \cdot P_- \cdot dq}{6c_w} - \frac{eB_\mu \bar{d}q \cdot \gamma^\mu \cdot P_+ \cdot dq}{3c_w} - \frac{\mathbf{e}B_\mu \bar{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{K} \mathbf{s} \mathbf{i}^\dagger \cdot \gamma^\mu \cdot \mathbf{P}_- \cdot \mathbf{l}}{2\mathbf{c}_w} \\
& - \frac{eB_\mu \bar{l} \cdot \gamma^\mu \cdot P_+ \cdot l}{c_w} + \frac{eB_\mu \bar{u}q \cdot \gamma^\mu \cdot P_- \cdot uq}{6c_w} + \frac{2eB_\mu \bar{u}q \cdot \gamma^\mu \cdot P_+ \cdot uq}{3c_w} \\
& - \frac{\mathbf{e}B_\mu \bar{\nu} \mathbf{l} \cdot \mathbf{K} \mathbf{s} \mathbf{i} \cdot \gamma^\mu \cdot \mathbf{P}_- \cdot \nu \mathbf{l}}{2\mathbf{c}_w}
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Quant au lagrangien présentant l'interaction avec les bosons de jauge W_1, W_2, W_3 , il est exprimé de cette manière :

$$\begin{aligned}
LW = & \frac{e}{2s_w} (\sqrt{2} \bar{\nu} \mathbf{l} \cdot \mathbf{K} \mathbf{s} \mathbf{i} \cdot \gamma^\mu \cdot \mathbf{P}_- \cdot \mathbf{l} W_\mu + \sqrt{2} \bar{u}q \cdot C K M \cdot \gamma^\mu \cdot P_- \cdot dq W_\mu \\
& + \sqrt{2} \bar{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{K} \mathbf{s} \mathbf{i} \cdot \gamma^\mu \cdot \mathbf{P}_- \cdot \nu \mathbf{l} W_\mu^\dagger + \sqrt{2} \bar{d}q \cdot C K M^\dagger \cdot \gamma^\mu \cdot P_- \cdot uq W_\mu^\dagger \\
& - \bar{d}q \cdot \gamma^\mu \cdot P_- \cdot dq \cdot W_{i\mu,3} - \bar{\mathbf{l}} \cdot \mathbf{K} \mathbf{s} \mathbf{i} \cdot \gamma^\mu \cdot \mathbf{P}_- \cdot \mathbf{l} \cdot \mathbf{W}_{i\mu,3} \\
& + \bar{u}q \cdot \gamma^\mu \cdot P_- \cdot uq \cdot W_{i\mu,3} + \bar{\nu} \mathbf{l} \cdot \mathbf{K} \mathbf{s} \mathbf{i} \cdot \gamma^\mu \cdot \mathbf{P}_- \cdot \nu \mathbf{l} \cdot \mathbf{W}_{i\mu,3})
\end{aligned} \tag{4.12}$$

Pour tous les termes qui comprennent un couple leptonique soit $\bar{\nu}_l, \bar{l}\nu_l$, $\bar{\nu}_l\nu_l, \bar{l}l$ et qui sont écrits en caractère gras dans les équations 4.11 et 4.12, on a inséré la matrice de mélange des fermions Ksi pour permettre la construction d'un modèle de la quatrième génération pour les leptons.

4.5 Différentes étapes de la simulation du signal

Le signal étudié dans cette analyse est la production d'un lepton lourd neutre de masse de 100 GeV au LHC¹, avec une énergie au centre de masse de 7 TeV se désintégrant en un électron et un boson W, ce dernier se désintégrant en un lepton de la première et deuxième génération et un neutrino. À l'aide de Madgraph 5.1.2.4, on a généré le signal en produisant 10 000 évènements.

Il est nécessaire de mettre la bonne valeur de la largeur totale de lepton lourd neutre afin que le générateur calcule la bonne section efficace du processus. Pour faire cela, il suffit de générer des évènements pour les différents modes de désintégration un lepton lourd neutre pour calculer les largeurs partielles. La largeur totale de lepton lourd neutre est la somme de ces largeurs partielles. Pour vérifier qu'on a la bonne valeur de la largeur totale, on compare, en connaissant le pourcentage de la largeur totale que le signal représente, la section efficace du signal généré avec la section efficace lorsque le lepton lourd ne se désintègre pas. Pour le lepton lourd neutre de 100 GeV, on observe dans le tableau 4.5 qu'il existe 5 modes de désintégrations. Dans Madgraph 5, le lepton lourd peut se désintégrer selon les trois générations des leptons : e, μ, τ .

1. On a choisi une masse de 100 GeV pour permettre une désintégration avec un boson W sur sa couche de masse ($m_W = 80$ GeV) et ainsi pouvoir reconstruire la masse invariante du neutrino lourd, et non pas seulement la masse transverse.

Modes de désintégration	Largeurs partielles (GeV)	$\Gamma_{par}/\Gamma_{tot}(\%)$
$e^-l^+\nu_l$	0.57292×10^{-2}	26.3*
e^-jj	0.12160×10^{-1}	55.8
$\nu_e l^+ l^-$	0.18579×10^{-2}	8.5
$\nu_e jj$	0.14921×10^{-2}	6.8
$\nu_e \nu_l \nu_l$	0.56481×10^{-2}	2.6
	$\Gamma_{tot} = 2.1804 \times 10^{-2}$	100.0

TABLE 4.4 – Les cinq modes de désintégrations avec leur largeur partielle permettant de calculer la largeur totale de lepton lourd neutre. Le paramètre de mélange ξ^2 a été fixé à 0.19

Les sections efficaces calculées dans Madgraph sont les suivants :

Modes de désintégration	Sections efficaces (pb)	$\sigma_{par}/\sigma_{tot}(\%)$
e N (lepton lourd neutre)	0.82	100.0
$e^-l^+\nu_l$	0.21	25.6*
$\nu_e l^+ l^-$	0.07	8.5

TABLE 4.5 – Les sections efficaces calculées par MadGraph 5 pour trois modes de désintégrations.

On observe que le rapport $\Gamma_{par}/\Gamma_{tot}$ est très similaire au rapport $\sigma_{par}/\sigma_{tot}$, donc la largeur totale de lepton lourd est de 2.1804×10^{-2} GeV et la section efficace a été bien calculée. On a des résultats similaires quand on génère des évènements produisant l'anti-lepton lourd neutre. Ainsi, la section efficace du signal de lepton lourd se désintégrant en trois leptons et un neutrino via le boson W est 0.312 pb, pour un paramètre $\xi^2 = 0.19$.

4.6 Bruits de fond

Les bruits de fond provenant du modèle standard qui donneraient des événements qui ressemblent à ceux du signal de trois leptons et un neutrino, $eee\nu$ ou $ee\mu\nu$, ne sont pas nombreux. Pour étudier le signal, on tient compte de six types de bruits de fond. La plus grande contribution au signal est la production de $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ puisque ce bruit de fond a les mêmes particules à l'état final que le signal.

Les autres bruits de fond qui sont considérés dans l'analyse du signal de lepton lourd neutre sont la production de WW , ZZ , Z +jets, W +jets et $t\bar{t}$. Ces bruits de fond ont été produits par la collaboration ATLAS en utilisant le générateur MC@NLO[44] pour la production des dibosons soient WW , ZZ , WZ et la production de $t\bar{t}$ et le générateur ALPGEN pour la production de Z +jets et W +jets. Aussi, on a travaillé avec les bruits de fonds provenant des dibosons qui sont générés par HERWIG[45]. On a mis une coupure sur les impulsions transverses des leptons, électrons et muons, exigeant qu'elles soient supérieures à 20 GeV. Le bruit de fond $Z + \text{gamma}$ est déjà pris en compte puisque les événements Z +jets contiennent les photons, à l'ordre dominant en alpha, produits par rayonnement à l'état initial ou final.

ALPGEN est un générateur d'évènements pour un grand nombre de processus de physique. Les évènements sont générés avec différentes multiplicités de partons : 0,1,2,...,5. ALPGEN décrit les états finals des multi partons à l'ordre dominant (leading order) sans corrections virtuelles (les boucles) dans la théorie des perturbations. Il ne tient compte que des diagrammes au niveau arbre (tree-level). Ces diagrammes de Feynman sont évalués selon les règles de CDQ et les interactions électromagnétiques. Les évènements sont ensuite

envoyés à HERWIG qui génère des gerbes de partons et fait l'hadronisation. L'interface entre APLGEN et HERWIG permet de faire un «matching» entre les éléments de matrices et les gerbes de partons, qui sont tous les deux nécessaires pour l'étude de précisions des processus multijets, de sorte que lorsqu'ils sont combinés, il n'y a pas un double comptage. Les générateurs des éléments de matrice décrivent très bien les jets dits séparés alors que les gerbes de partons décrivent la distribution de partons lorsqu'ils sont colinéaires ou mous. HERWIG finit par combiner différentes multiplicités de jets provenant des éléments de matrices avec les émissions des gerbes de partons sans double comptage.

MC@NLO est un générateur d'élément de matrice à l'ordre supérieur (Next-to-leading-Order) reliés aux taux des processus de QCD. Les générateurs d'évènements Monte Carlo que MC@NLO utilise sont appelés HERWIG et Herwig++. HERWIG est un générateur Monte Carlo écrit en Fortran. À part l'interaction partonique «dure», il simule ensuite des gerbes partoniques puis l'hadronisation. L'interaction primaire entre partons est donc simulée par MC@NLO puis envoyée à HERWIG, qui va procéder à la fragmentation et hadronisation des partons. Avec le générateur MC@NLO, on trouve des événements possédant des poids négatifs. Ils sont présents, car des diagrammes en boucles divergents doivent annuler des diagrammes au niveau arbre. De façon pratique, ce n'est pas la valeur absolue des poids qui est utilisée lors du remplissage des histogrammes, mais plutôt la somme des poids avec leur signe pour obtenir les bonnes distributions. Pour le cas des processus dibosons produits par MC@NLO, 14.6% des événements ont un poids négatif (-1) et 85.4% ont un poids positif (+1). Par conséquent, le poids moyen est de 0.7.

De plus, pour les échantillons générés soit par MC@NLO, ALPGEN ou HERWIG, il y a quatre autres poids de correction dont il faut tenir compte lors de la comparaison de Monte Carlo et des données. Ils sont compris dans la variable² « *evt_weight* ». La variable « *evt_weight* » comprend quatre poids qui sont :

1. *elSFweight* : Cette variable représente les points qui tiennent compte des facteurs d'échelle (scale factor) pour faire correspondre les simulation de Monte Carlo aux données. Ainsi «*elSFweight*» présente les valeurs pour l'efficacité de l'identification des électrons.
2. *muonSFweight* : Un poids qui tient compte du facteur d'échelle pour la simulation des muons.
3. *mcevt_weight* : Un poids fourni par le générateur (pour MC@NLO, il est parfois égal à -1)
4. *pileup_weight* : Vu que les échantillons de simulation de Monte Carlo sont générés avec de multiples pp interactions par paquet de croisement (pile-up), les événements simulés sont re-pondérés par *pileup_weight* de sorte que la distribution du nombre des interactions par croisement dans la simulation correspond à celle provenant des données.

Ainsi, pour chaque événement de chaque processus, il y a un poids différent avec lequel on le multiplie avec la variable « *evt_weight* » = $elSFweight \times muonSFweight \times mcevt_weight \times pileup_weight$.

Les cinq tableaux suivants, soit Tableau 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9, donnent la liste des échantillons d'évènements Monte Carlo de dibosons, Z+jets, W+jets

2. On garde ici les noms des variables, tels que donnés dans le logiciel d'analyse d'ATLAS.

et $t\bar{t}$. Toutes les informations présentes dans les quatre tableaux ont été prises sur le site d'AMI (ATLAS Metadata interface).

Processus	Section efficace (σ) \times B \times k <i>facteur</i> \times efficacité du <i>filtre</i> (pb)	Numéro de run	Évènements générés ($\sum w_i$)	Générateur	Tags de production
WW	17.86	105985	249915	HERWIG	e598
ZZ	1.172	105986	249906	HERWIG	e598
WZ	5.423	105987	249923	HERWIG	e598

TABLE 4.6 – Les échantillons des Monte Carlo des dibosons soit en WW , ZZ et WZ montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.

Processus	Section efficace (σ) \times $B \times k_{facteur} \times$ efficacité du filtre (pb)	Numéro de run	Évènements générés ($\sum w_i$)	Générateur	Tags de production
$WW \rightarrow e\nu e\nu$	0.52	105921	199920	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow e\nu\mu\nu$	0.52	105922	199960	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow e\nu\tau\nu$	0.52	105923	199966	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$	0.52	105924	199956	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow \mu\nu e\nu$	0.52	105925	199961	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow \mu\nu\tau\nu$	0.52	105926	199960	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow \tau\nu\tau\nu$	0.52	105927	199966	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow \tau\nu e\nu$	0.52	105928	199958	MC@NLO	e707
$WW \rightarrow \tau\nu\mu\nu$	0.52	105929	199957	MC@NLO	e707
$ZZ \rightarrow llqq$	0.53	105930	24990	MC@NLO	e598
$ZZ \rightarrow llll$	0.024	105931	99982	MC@NLO	e598
$ZZ \rightarrow ll\nu\nu$	0.15	105932	99978	MC@NLO	e598
$W^+Z \rightarrow l\nu qq$	1.69	105940	24989	MC@NLO	e598
$W^+Z \rightarrow l\nu ll$	0.16	105941	24995	MC@NLO	e598
$W^+Z \rightarrow qqll$	0.50	105942	24992	MC@NLO	e598
$W^-Z \rightarrow l\nu qq$	0.91	105970	24993	MC@NLO	e598
$W^-Z \rightarrow l\nu ll$	0.086	105971	99972	MC@NLO	e598
$W^-Z \rightarrow qqll$	0.27	105972	99968	MC@NLO	e707
$W^+Z \rightarrow \tau\nu ll$	0.08	106024	24994	MC@NLO	e598
$W^+Z \rightarrow l\nu\tau\tau$	0.08	106025	24992	MC@NLO	e598
$W+Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	0.04	106026	24990	MC@NLO	e598
$W^-Z \rightarrow \tau\nu ll$	0.043	106027	24997	MC@NLO	e598
$W^+Z \rightarrow l\nu\tau\tau$	0.043	106028	24993	MC@NLO	e598
$W^-Z \rightarrow \tau\nu\tau\tau$	0.022	106029	24941	MC@NLO	e598
$W^+Z \rightarrow qq\tau\tau$	0.25	113190	24987	MC@NLO	e598
$W^-Z \rightarrow qq\tau\tau$	0.13	113191	24989	MC@NLO	e598

TABLE 4.7 – Les échantillons des Monte Carlo de dibosons soit en WW, ZZ et WZ montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéros de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.

Processus	Section efficace (σ) \times B \times $k_{facteur}$ \times efficacité du filtre ($\times 10^{-1}$ nb)	Numéro de run	Évènements générés ($\sum w_i$)	Générateur	Tags de production
$ZeeNp0_{pt20}$	6.6967	107650	6612265	ALPGEN	e737
$ZeeNp1_{pt20}$	1.3441	107651	1333745	ALPGEN	e737
$ZeeNp2_{pt20}$	0.4072	107652	404873	ALPGEN	e737
$ZeeNp3_{pt20}$	0.1130	107653	109942	ALPGEN	e737
$ZeeNp4_{pt20}$	0.0286	107654	29992	ALPGEN	e737
$ZeeNp5_{pt20}$	0.0076	107655	8992	ALPGEN	e737
$Z\mu\mu Np0_{pt20}$	6.6968	107660	6619010	ALPGEN	e737
$Z\mu\mu Np1_{pt20}$	1.3464	107661	1334723	ALPGEN	e737
$Z\mu\mu Np2_{pt20}$	0.4075	107662	403886	ALPGEN	e737
$Z\mu\mu Np3_{pt20}$	0.1125	107663	109954	ALPGEN	e737
$Z\mu\mu Np4_{pt20}$	0.0285	107664	29978	ALPGEN	e737
$Z\mu\mu Np5_{pt20}$	0.0076	107665	9993	ALPGEN	e737
$Z\tau\tau Np0_{pt20}$	6.6956	107670	6618801	ALPGEN	e737
$Z\tau\tau Np1_{pt20}$	1.3465	107671	1334664	ALPGEN	e737
$Z\tau\tau Np2_{pt20}$	0.4076	107672	404853	ALPGEN	e737
$Z\tau\tau Np3_{pt20}$	0.1127	107673	109944	ALPGEN	e737
$Z\tau\tau Np4_{pt20}$	0.0284	107674	29982	ALPGEN	e737
$Z\tau\tau Np5_{pt20}$	0.0076	107675	9993	ALPGEN	e737

TABLE 4.8 – Les échantillons des Monte Carlo des Z +jets montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.

Processus	Section efficace (σ) \times $B \times k_{facteur} \times$ efficacité du filtre ($\times 10^{-1}\text{nb}$)	Numéro de run	Évènements générés ($\sum w_i$)	Générateur	Tags de production
$W_{e\nu}Np0_{pt20}$	69.216	107680	3455037	ALPGEN	e600
$W_{e\nu}Np1_{pt20}$	13.043	107681	641361	ALPGEN	e600
$W_{e\nu}Np2_{pt20}$	3.7801	107682	3768265	ALPGEN	e760
$W_{e\nu}Np3_{pt20}$	1.0185	107683	1009641	ALPGEN	e760
$W_{e\nu}Np4_{pt20}$	0.2572	107684	249869	ALPGEN	e760
$W_{e\nu}Np5_{pt20}$	0.0702	107685	69953	ALPGEN	e760
$W_{\mu\nu}Np0_{pt20}$	69.196	107690	3466523	ALPGEN	e600
$W_{\mu\nu}Np1_{pt20}$	13.042	107691	641867	ALPGEN	e600
$W_{\mu\nu}Np2_{pt20}$	3.7806	107692	3768893	ALPGEN	e760
$W_{\mu\nu}Np3_{pt20}$	1.0196	107693	1009589	ALPGEN	e760
$W_{\mu\nu}Np4_{pt20}$	0.2564	107694	254879	ALPGEN	e760
$W_{\mu\nu}Np5_{pt20}$	0.0699	107695	69958	ALPGEN	e760
$W_{\tau\nu}Np0_{pt20}$	69.186	107700	3416438	ALPGEN	e600
$W_{\tau\nu}Np1_{pt20}$	13.032	107701	641809	ALPGEN	e600
$W_{\tau\nu}Np2_{pt20}$	3.7780	107702	3768750	ALPGEN	e760
$W_{\tau\nu}Np3_{pt20}$	1.0190	107703	1009548	ALPGEN	e760
$W_{\tau\nu}Np4_{pt20}$	0.2565	107704	249853	ALPGEN	e760
$W_{\tau\nu}Np5_{pt20}$	0.0699	107705	63692	ALPGEN	e760

TABLE 4.9 – Les échantillons des Monte Carlo des W +jets montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.

Processus	Section efficace (σ) \times $B \times k_{facteur} \times$ efficacité du filtre ($\times 10^{-1}\text{nb}$)	Numéro de run	Évènements générés ($\sum w_i$)	Générateur	Tags de production
$TTbar_T1$	1.4413	105200	14957047	MC@NLO	e598
$TTbar_FullHad$	1.4433	105204	1198875	MC@NLO	e598

TABLE 4.10 – Les échantillons des Monte Carlo des $t\bar{t}$ montrant pour chaque processus, la section efficace, le nombre d'évènements générés, le numéro de run, le tag de production et le générateur qui l'a généré.

Chapitre 5

Analyse

Pour rechercher la présence de neutrinos lourds, il faut sélectionner les événements de telle sorte à réduire les bruits de fond sans perdre trop d'événements du signal. Ce chapitre décrit les critères de sélection, basés sur une simulation puis une comparaison avec les données réelles, et une analyse statistique pour obtenir une limite attendue sur l'existence de neutrinos lourds. Une comparaison non-quantitative avec les données réelles est ensuite faite.

5.1 Les variables et coupures

Le signal généré par le générateur MadGraph, à partir du modèle Feynrules décrit au chapitre 4, comprend 10 000 événements de la production en singulet de lepton neutre lourd N : $p\bar{p} \rightarrow W^{*\pm} \rightarrow N(\bar{N})e^\pm \rightarrow l^\mp W^\pm e^\pm \rightarrow l^\mp l^\pm \nu_l(\bar{\nu}_l)e^\pm$. Seuls 5000 événements ont été analysés, ce qui correspond à une luminosité intégrée de $L = \frac{5000}{0.312pb} = 16.03 \text{ fb}^{-1}$ en supposant un paramètre de mélange entre le lepton lourd et le lepton ordinaire de $\xi^2 = 0.19$. On n'a généré qu'un échantillon de 5000 événements parce que l'incertitude statistique sera minimale, si on compare à des données correspondant à 1 fb⁻¹,

et parce que la génération d'événements avec Athena¹ se fait généralement par bloc de 5000 événements. Ainsi, les états finals qui nous intéressent sont $eee\nu$ et $ee\mu\nu$. Le signal a été créé de façon privée, mais les versions officielles d'Athéna ont été utilisées pour la simulation, digitisation et reconstruction. À l'aide des fichiers d'événements de quadrivecteurs de format «les Houches» [46], des échantillons «evgen» en format root, tenant compte de l'hadronisation grâce à Pythia, ont été créés. Un AOD (Analysis Object Data) est ensuite produit, après que ces événements aient été envoyés à Geant4[47] pour la simulation des effets du détecteur. Le AOD contient les données reconstruites par les logiciels officiels de reconstruction d'ATLAS. À cause de sa grande taille et de complexes structures de classes, il est difficile à l'utiliser pour des analyses interactives. Ainsi pour créer un fichier avec un seul ROOT TTree qui contient toutes les sorties de toutes les analyses définies par l'utilisateur, le code généré produit un fichier plus adapté soit un D3PD². Un D3PD permet d'analyser les données reconstruites de façon plus efficaces puisque c'est un ntuple standard ROOT. Finalement, un ntuple personnalisé est créé qui permet de présenter les données dans un format facile d'accès, pour être manipulées, tracées et analysées. Il faut dire que, en ce qui concerne le signal, le poids «*pileup_weight*» (section 4.4 pour plus de détails) peut ne pas être tout à fait exact dans le cas des événements du signal générés de façon privée. La chaîne de production du signal à partir des quadrivecteurs de MadGraph jusqu'au ntuple final a été soumise à la grille du LHC utilisant les outils officiels d'ATLAS (merci à Merlin Davies).

1. Athéna est le logiciel d'ATLAS qui permet de générer, simuler et analyser des événements Monte Carlo ou des données réelles.

2. DPD = «Derived Physics Data»

5.1.1 Masse Transverse du lepton neutre lourd

Le signal considéré ici sera celui attendu aux données prises par ATLAS en 2011 avec une luminosité intégrée de 1.02 fb^{-1} et une énergie au centre de masse de 7 TeV et des différents bruits de fond mentionnés à la section 4.6. Ici, une des variables qui sert d'étude pour le signal est la masse transverse (m_T) de lepton neutre lourd soit la masse transverse de $\ell\ell\nu$, où il y a au moins un électron dans l'état final. Il y a plusieurs façons de définir la masse transverse pour un tel événement. Celle que nous avons choisie est la suivante :

$$m_T = \sqrt{(E_T^{\ell\ell} + E_T^\nu)^2 - (\vec{p}_T^{\ell\ell} + \vec{E}_T^\nu)^2} \quad (5.1)$$

où $E_T^{\ell\ell}$ est l'énergie transverse des deux leptons (ee ou $e\mu$), E_T^ν est l'énergie transverse du neutrino, $\vec{p}_T^{\ell\ell}$ est le vecteur de l'impulsion des deux leptons (ee ou $e\mu$) et \vec{E}_T^ν est le vecteur de l'énergie transverse du neutrino. L'énergie transverse des deux leptons est définie comme suit :

$$E_T^{\ell\ell} = \sqrt{(\vec{p}_T^{\ell\ell})^2 + (m^{\ell\ell})^2} \quad (5.2)$$

L'énergie transverse du neutrino est égale à l'impulsion du neutrino puisque la masse de celui-ci est négligeable ; $E_T^\nu = p_T^\nu$. En introduisant la définition de l'énergie transverse des deux leptons avec le neutrino, l'équation 5.1 devient :

$$m_T = \sqrt{m_{\ell\ell}^2 + 2[\sqrt{(|\vec{p}_T^{\ell\ell}|^2 + m_{\ell\ell}^2)}p_T^\nu - (\vec{p}_T^{\ell\ell} \cdot \vec{p}_T^\nu)]} \quad (5.3)$$

Le vecteur d'impulsion des deux leptons est défini comme suit :

$$\vec{p}_T^{\ell\ell} = p_x^{\ell\ell} \vec{x} + p_y^{\ell\ell} \vec{y} = (p_x^{\ell_1} + p_x^{\ell_2}) \vec{x} + (p_y^{\ell_1} + p_y^{\ell_2}) \vec{y} \quad (5.4)$$

Ainsi le produit scalaire dans la définition de la masse transverse de lepton neutre lourd (équation 5.4) se développe comme suit :

$$\vec{p}_T^{\ell} \cdot \vec{p}_T^{\nu} = (p_x^{\ell_1} + p_x^{\ell_2})p_x^{\nu} + (p_y^{\ell_1} + p_y^{\ell_2})p_y^{\nu} \quad (5.5)$$

5.1.2 Masse invariante du lepton neutre lourd

La masse invariante de neutrino lourds (N) a aussi été reconstruite : $m_N = \sqrt{E^2 - p^2}$. Le neutrino lourd se désintègre en deux leptons et un neutrino. Puisqu'on ne connaît pas l'impulsion en z des neutrinos, on commence par la chercher en supposant que la combinaison ($\ell\nu$) donne la masse de boson W soit 80.398 GeV :

$$\begin{aligned} m_W^2 &= E_W^2 - p_W^2 \\ &= (m_\ell^2 + p(\ell)_x^2) + (p(\ell)_y^2 + p(\ell)_z^2) + (p(\nu)_x^2 + p(\nu)_y^2 + p(\nu)_z^2) + \\ &\quad 2[\sqrt{p(\ell)_x^2 + p(\ell)_y^2 + p(\ell)_z^2 + m_\ell^2} \sqrt{p(\ell)_y^2 + p(\ell)_z^2} \\ &\quad - (p(\ell)_x + p(\nu)_x)^2 - (p(\ell)_y + p(\nu)_y)^2 - (p(\ell)_z + p(\nu)_z)^2] \end{aligned} \quad (5.6)$$

En réarrangeant l'équation 5.6 en isolant la variable impulsion des neutrinos p_z^{ν} , on a une équation quadratique :

$$\begin{aligned} 0 &= p(\nu)_z^2[4E(\ell)^2 - 4p(\ell)_z^2] + p(\nu)_z(-4(m_w^2 - m_\ell^2)p(\ell)_z - \\ &\quad 8p(\ell)_x p(\nu)_x p(\ell)_z - 8p(\ell)_y p(\nu)_y p(\ell)_z) + (4E(\ell)^2 p(\nu)_T^2 \\ &\quad - (m_w^2 - m_\ell^2)^2 - 4(m_w^2 - m_\ell^2)(p(\ell)_x p(\nu)_x + \\ &\quad p(\ell)_y p(\nu)_y) - 4((p(\ell)_x p(\nu)_x)^2 + (p(\ell)_y p(\nu)_y)^2 + \\ &\quad 2(p(\ell)_x p(\nu)_x)(p(\ell)_y p(\nu)_y))) \end{aligned} \quad (5.7)$$

On choisit seulement les solutions qui ont un déterminant positif ($b^2 - 4ac \geq 0$). De plus, lorsque la solution de déterminant est positive, on prend

la solution qui a la plus petite impulsion en z des neutrinos pour reconstruire la masse de boson W puisqu'on s'attend à ce que le neutrino soit le plus souvent dans une région centrale du détecteur, étant donné que le neutrino de quatrième génération, un objet lourd, aura tendance à être relativement immobile lorsqu'il sera produit. Ce processus de sélection fait perdre des événements pour la masse du neutrino lourd.

5.1.3 Critères de sélection

Tous les événements qui ont soit $eee\nu$ soit $ee\mu\nu$ sont à analyser pour reproduire le signal. Les conditions sur les événements sont qu'il y ait au moins deux électrons de signes opposés (voir Fig. 4.4). De plus, on s'assure que chaque événement qui contient une combinaison $\ell^+\ell^-$ ayant une masse invariante entre 86 et 96 GeV soit éliminé lors de la reconstruction de la masse transverse et invariante du lepton neutre lourd (N). De cette manière, les événements provenant de la désintégration du boson Z ne brouillent pas le signal. Les événements qui ont au moins un muon sont faciles à étudier. Le muon a une charge différente de l'électron venant directement du lepton lourd neutre, ce qui fait qu'on ne compte pas deux fois les événements et on s'assure que la masse transverse de lepton lourd neutre est bien reconstruite.

En ce qui concerne les événements de trois électrons, il faut s'assurer que les événements ne sont pas comptés deux fois. Il faut commencer par séparer les événements en trois cas selon leur charge. Si on ordonne les électrons par la valeur décroissante en impulsion transverse, le premier cas est $e^\pm e^\pm e^\mp$, le deuxième est $e^\pm e^\mp e^\mp$ et le dernier est $e^\pm e^\mp e^\pm$. Puisque l'électron venant directement du lepton lourd neutre a une charge différente des deux autres

électrons, il ne nous reste qu'à choisir entre les deux électrons de même signe. Afin de reconstruire la masse transverse de lepton lourd neutre, on choisit entre les deux combinaisons de $e\nu$ celle qui a la masse transverse la plus grande et l'événement est seulement ajouté à l'échantillon final si la masse transverse reconstruite de $e\nu$ est plus petite que la masse du boson W.

Puisque le signal doit avoir à l'état final des leptons de grande impulsion transverse, et bien isolés, une première coupure est faite sur les impulsions transverses des leptons soit des valeurs supérieures à 22 GeV pour les électrons et supérieures à 25 GeV pour les muons. Le signal comprend ainsi 1038 événements sur les 5000 générés au total, dont 215 événements présentent trois leptons dans l'état final avec 85 événements contiennent 3 électrons et 130 pour 2 électrons et 1 muon.

À l'aide des variables dites «truth» (vérité, obtenues des événements simulés avant la simulation des effets du détecteur), la masse transverse du lepton lourd neutre $m_T(N)$ (selon l'équation 5.3), ainsi que la masse invariante du neutrino lourds, ont été reconstruites (voir Fig. 5.1 et Fig. 5.2).

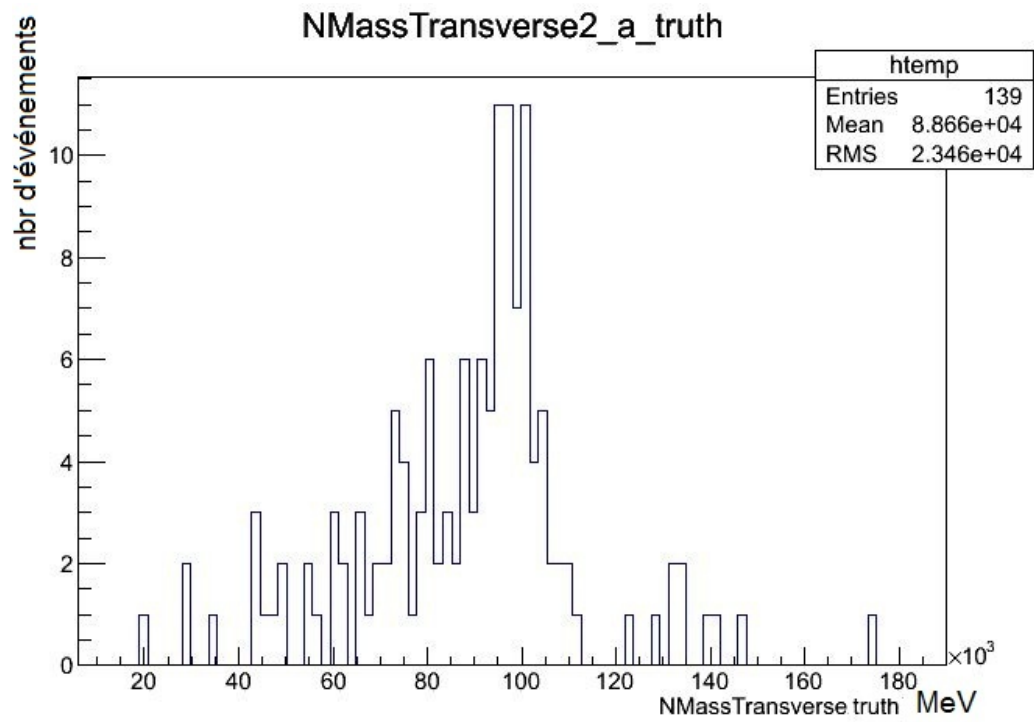


FIGURE 5.1 – La masse transverse reconstruite du lepton lourd neutre à partir des variables dites «truth», qui présente en total 139 évènements.

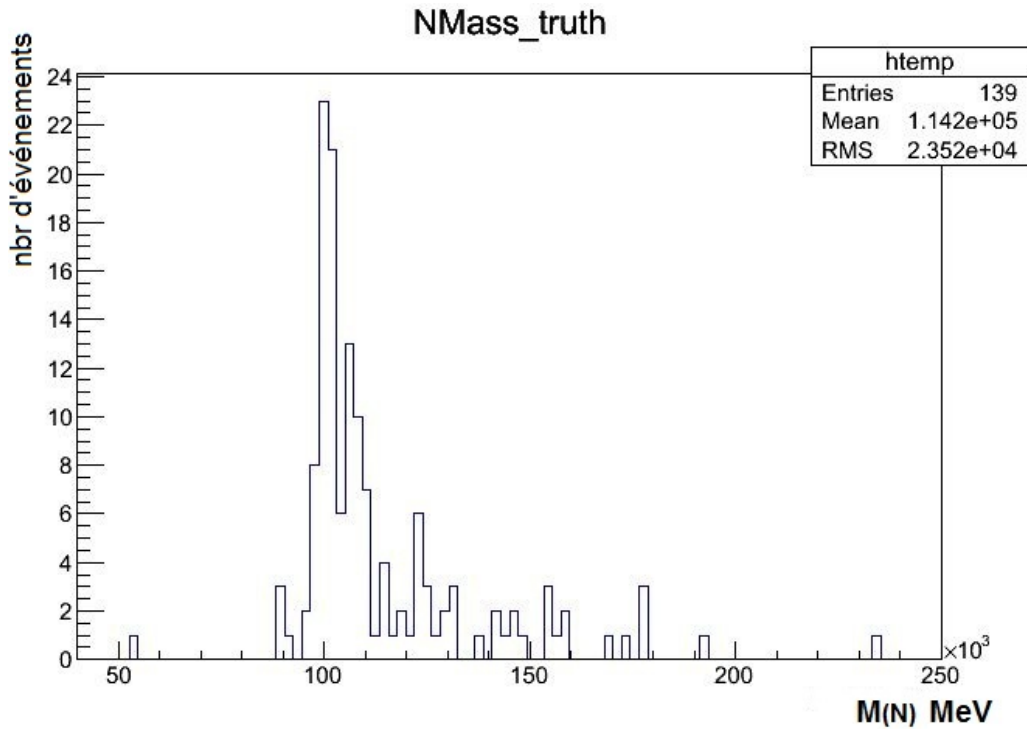


FIGURE 5.2 – La masse invariante reconstruite du lepton lourd neutre à partir des variables dites «truth», qui présente en total 139 évènements.

Il ne reste que 139 évènements des 215 de départ lorsqu'on tient compte de toutes les conditions de sélection mentionnées au début de la section 5.1.1. Parmi les 139 évènements, 18 évènements contiennent 3 électrons et 121 ont 2 électrons et 1 muon.

5.2 Résultats

Afin de vérifier le nouveau modèle construit à l'aide de MadGraph qui tient compte d'une quatrième génération, on compare les données prises par le détecteur ATLAS avec le signal et les bruits de fond qui sont simulés par méthode Monte-Carlo. Pour pouvoir comparer les évènements simulés aux

données réelles, il faut tout normaliser à la luminosité intégrée soit 1.02 fb^{-1} . Chaque échantillon est multiplié par une constante (c) qui tient compte de trois paramètres soit la luminosité des données, la section efficace (σ) et le nombre d'évènement (N) générés dans cet échantillon.

$$c = \frac{(1.02 \text{ fb}^{-1}) \times \sigma(\text{pb})}{N} \quad (5.8)$$

Avec 5000 événements et une section efficace de 0.312 pb (en supposant $\xi^2 = 0.19$), cela donne un facteur de normalisation de $c = 0.064$ pour les événements simulés du signal. Ce signal sera comparé à la somme de tous les bruits de fond du modèle standard qui pourraient obscurcir la signature du signal afin d'exclure ou non la nouvelle physique présentée par ce modèle. Si nous prenons par exemple un échantillon du bruit de fond, principal WZ, généré par MC@NLO, pour un processus tel que $W^+Z \rightarrow l\nu ll$ (voir tableau 4.4), la section efficace est de 0.16 pb et le nombre d'évènements générés est de 24995, la constante c qui est le facteur de normalisation devient $c = \frac{1.02 \text{ fb}^{-1} \times 1600 \text{ fb}}{24995 \times 0.7} = 9.364 \times 10^{-3}$, dont le poids moyen est de 70% (voir Sect. 4.6 : bruits de fond).

Une coupure a été ajoutée afin de réduire les bruits de fond ZZ et Z+jets : on demande que l'énergie manquante transverse provenant des neutrinos soit supérieure à 30 GeV. On remarque que les bruits de fond du modèle standard les plus importants proviennent des dibosons et plus précisément de la production de WZ (couleur cyan sur la Fig 5.3 et Fig 5.4). Ce qui est normal puisque ce bruit de fond a une signature similaire à celle du signal ($p\bar{p} \rightarrow W^{*\pm} \rightarrow N(\bar{N})e^\pm \rightarrow l^\mp W^\pm e^\pm \rightarrow l^\mp l^\pm \nu_l(\bar{\nu}_l)e^\pm$). Les deux contiennent à l'état final trois leptons et un neutrino. Le nombre total des évènements pour la masse transverse du neutrino lourds ($m_T(N)$) incluant la coupure

sur les énergies transverses provenant des neutrinos des trois contributions soit le signal et les bruits de fond pour la variable de la masse transverse de neutrino lourd est illustré dans le tableau 5.1.

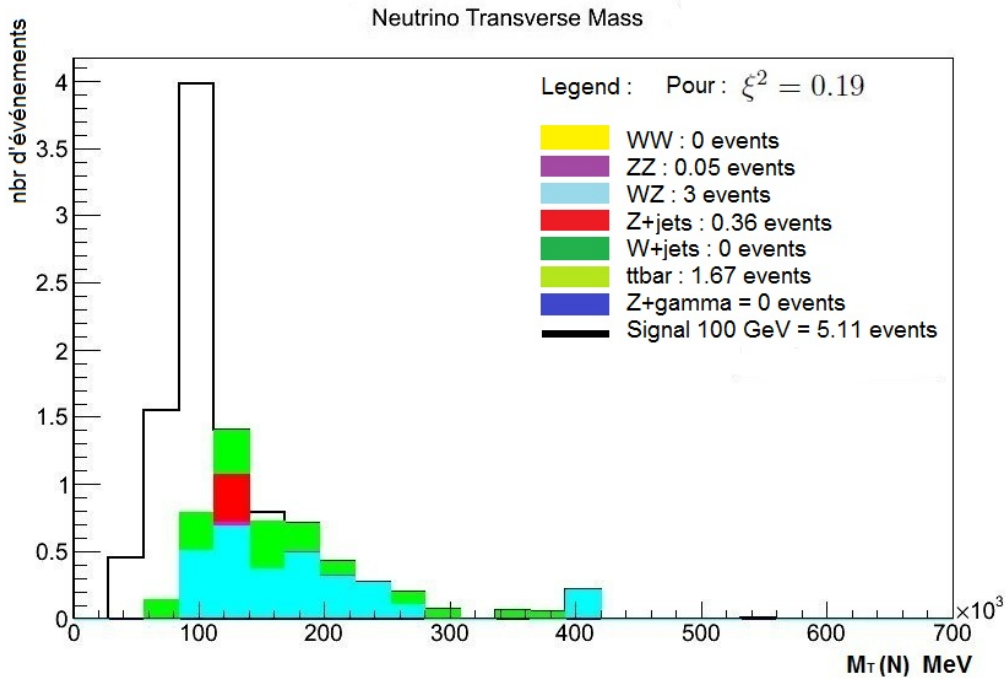


FIGURE 5.3 – Le nombre d'évènements en fonction de la masse transverse de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noire) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs). La distribution du signal suppose une valeur de $\xi^2 = 0.19$. Puisque les résultats ne peuvent pas être considérés officiels par la collaboration ATLAS, les données ne sont pas ajoutées dans la figure.

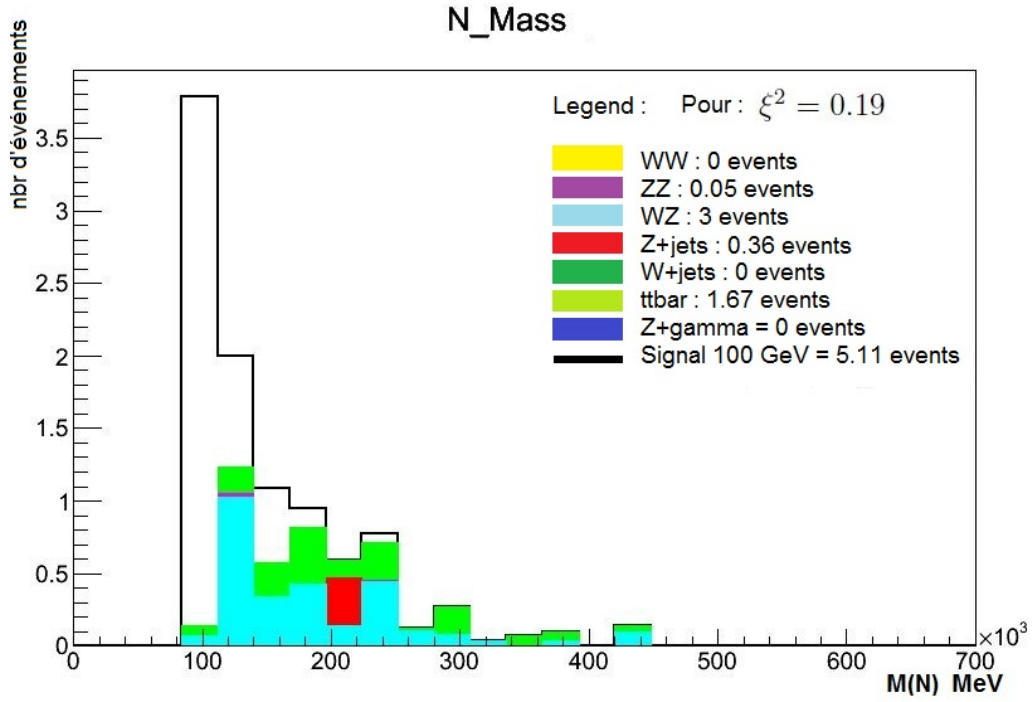


FIGURE 5.4 – Le nombre d'évènements en fonction de la masse invariante de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noire) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs). La distribution du signal suppose une valeur de $\xi^2 = 0.19$.

	Signal	Bruits de fond
N_{eve}	5.11	5.08

TABLE 5.1 – Le nombre total d'évènements après la reconstruction de la masse transverse de neutrino lourd incluant la coupure sur les impulsions transverses des neutrinos et le facteur de normalisation pour les bruits de fond et le signal possédant une valeur de $\xi^2 = 0.19$.

La coupure sur l'énergie transverse manquante (due au neutrino) diminue le nombre d'évènements sur les trois contributions et plus précisément permet

d'éliminer les plus petites masses. Les figures suivantes (Fig 5.5 et Fig 5.6) sont similaires aux Fig 5.3 et Fig 5.4 respectivement sauf que la coupure sur les énergies manquantes transverses des neutrinos n'a pas été ajoutée.

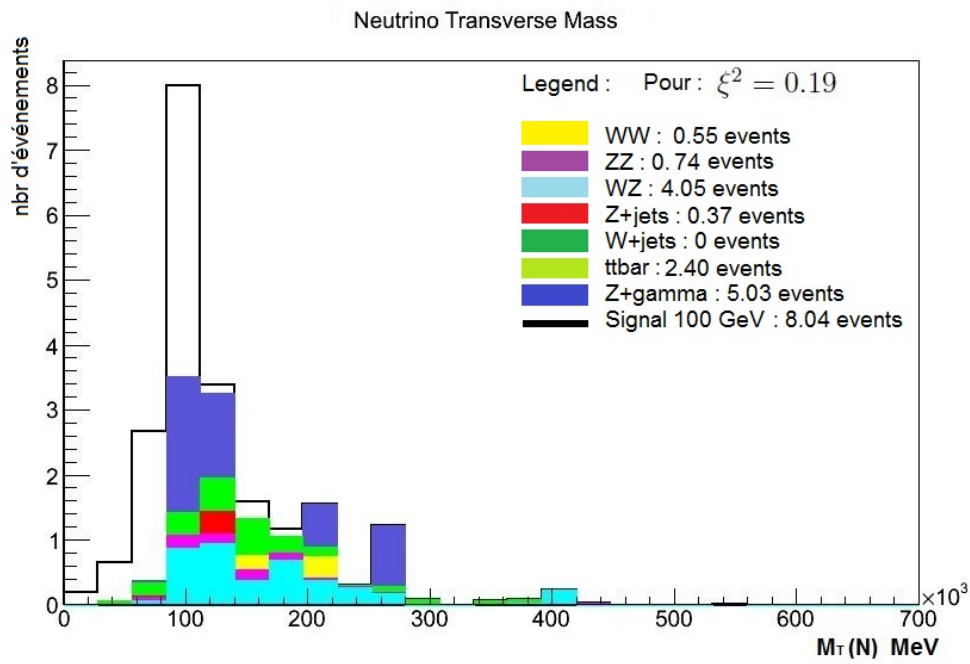


FIGURE 5.5 – Le nombre d'évènements en fonction de la masse transverse de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noir) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs) sans inclure la coupure sur les impulsions transverses des neutrinos.

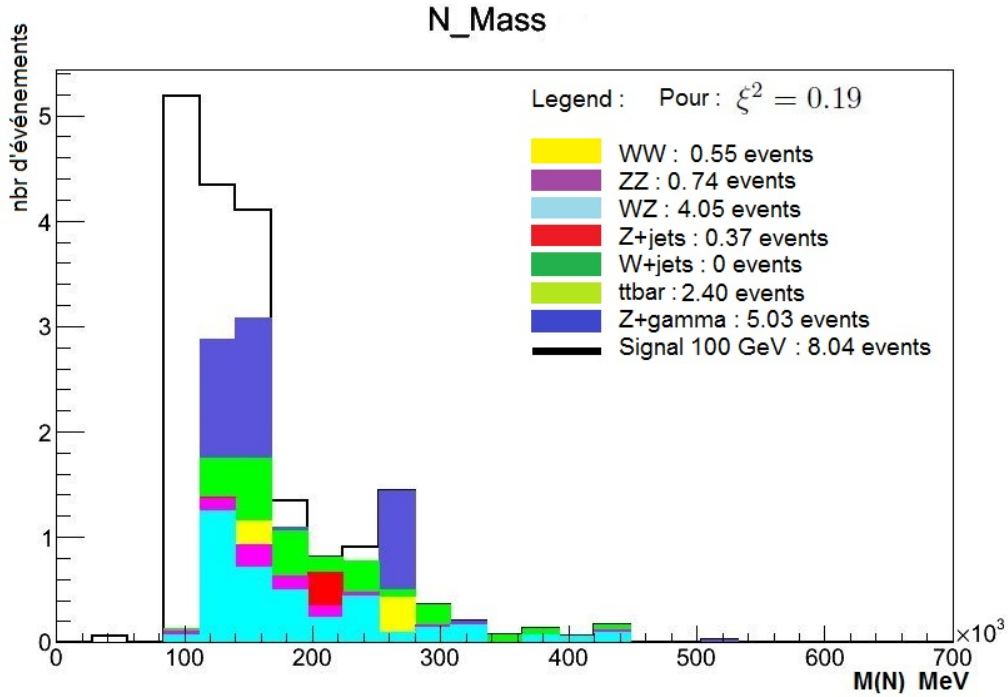


FIGURE 5.6 – Le nombre d’évènements en fonction de la masse invariante de neutrino lourd (N) pour le signal(ligne noir) combiné aux bruits de fond(en différentes couleurs) sans inclure la coupure sur les impulsions transverses des neutrinos.

5.3 Limites

On compare les distributions de masse transverse $l\ell\nu$ des données réelles d’ATLAS à celles prédites par le modèle de neutrino lourd avec bruits de fond du modèle standard afin de construire une limite d’exclusion. Ainsi, il y a deux prédictions à comparer, soit ce que le modèle standard prédit et observe avec une forme «B» (pour background) et l’autre est ce que la nouvelle physique prédit avec une forme «S» (pour signal) et une variable de force « μ ». Les deux hypothèses B et B+ μ S sont analysées en générant des pseudo-

expériences en tenant compte aussi des variations systématiques. B et S sont affectés par un paramètre de nuisance (θ) qui tient compte des incertitudes systématiques. S est produit avec une variable de force μ qui est inconnue et qu'on évaluera. On permet à μ de varier entre $-\infty, +\infty$. En ce qui concerne le paramètre de nuisance (θ), toutes les valeurs possibles sont contenues dans une distribution possédant une fonction de densité de probabilité ($F(\theta)$) telle une gaussienne. En prenant comme fonction de densité de probabilité une distribution de Poisson $p(x|\theta) = \frac{\theta^x e^{-\theta}}{x!}$, la fonction de vraisemblance s'écrit comme suit :

$$L(\theta|x_1, \dots, x_n) = \prod_{i=1}^n \frac{\theta^{x_i} e^{-\theta}}{x_i!} \quad (5.9)$$

La fonction de vraisemblance $L(\mu, \theta)$ calculée avec l'hypothèse (B+S) présentée par la nouvelle physique et le modèle standard est une fonction des deux paramètres μ et θ qui définissent le test statistique. Avec un test statistique basé sur la méthode d'un profil de vraisemblance, les valeurs les plus probables, $\hat{\mu}$ et $\hat{\theta}$, sont obtenues en maximisant le logarithme de la fonction de vraisemblance $L(\mu, \theta)$ de μ et θ . Le rapport de vraisemblance est défini comme suit :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (5.10)$$

$\hat{\theta}$ est une estimation de θ qui maximise le logarithme de vraisemblance pour une valeur arbitraire de μ .

Pour construire une limite d'exclusion, on utilise RooStats[48, 49], qui un outil statistique dans ROOT. RooStats est un code assez général qui utilise RooFit pour répondre aux question statistiques. Il existe plusieurs exemples

pour calculer des tests statistiques avec RooStats. On fournit à RooStats deux fichiers dont un définit la mesure de la luminosité, spécifie le paramètre d'intérêt qui est ici σ/σ_{SM} et renvoie à la liste des canaux soient les données, le signal et les bruits de fond. L'autre fichier spécifie le fichier root qui contient les histogrammes des données, du signal et des bruits de fond et contient l'information sur les incertitudes systématiques sur le signal et les bruits de fond. L'approche statistique que nous avons choisie est «power-constrained one-sided frequentist limits with a profile likelihood ratio». C'est une approche fréquentiste où la probabilité est la limite d'une fréquence d'occurrence d'évènements.

Les histogrammes des bruits de fond et le signal avec des taux d'incertitudes systématiques sont adaptés aux données. L'étude des incertitudes provenant de la modélisation du signal et des bruits de fond est très fastidieuse et ainsi au delà de la portée de cette analyse. Par contre, les sources des incertitudes systématiques sont nombreuses telles que les incertitudes sur la simulation des «trigger» des leptons qui tiennent compte de l'efficacité de l'identification des leptons, les incertitudes dans le modélisation de l'échelle d'énergie et de la résolution des leptons, les incertitudes reliées à E_{miss}^T qui sont dues aux jets d'impulsions faibles, l'empilement des paquets de croisement (pileup) et de l'énergie du calorimètre qui ne sont pas associés avec les jets et les leptons reconstruits et aussi les incertitudes reliées à l'échelle d'énergie des jets. Il y a aussi des erreurs systématiques théoriques : les sections efficaces des bruits de fond et une erreur systématique sur la mesure de la luminosité intégrée ($\sim 3.9\%$). Ici, nous avons choisi un taux d'incertitude systématique symétrique de 20% sur le signal et de 20% sur les bruits de fond, ce qui correspond approximativement à ce qui est adopté, par exemple

dans [50].

En utilisant les distributions de la masse transverse de neutrino lourd $m_T(N)$, on obtient des limites attendues à un niveau de confiance de 95% pour la paramètre d'intérêt soit σ/σ_{SM} de 0.465 comme médiane avec 0.165 pour un écart type ($-\sigma$), 0.945 pour $+\sigma$ et 1.665 pour $+2\sigma$. Ici σ_{SM} représente le «modèle standard», ce qui est ici en fait le modèle avec neutrino lourd de quatrième génération associé à un paramètre de mélange de $\xi^2 = 0.19$. On peut donc s'attendre à exclure un signal ayant une section efficace qui serait 0.465 fois celle supposée (avec $\xi^2 = 0.19$), c'est-à-dire $0.465 \times 0.312 \text{ pb} = 0.145 \text{ pb}$. Il est possible de déterminer une limite supérieure sur ce paramètre de mélange puisque la section efficace est proportionnelle au carré de ξ : $\sigma \propto k\xi^2$ ou k est une constante. En sachant que pour $\xi^2 = 0.19$, la section efficace du signal est de 0.312 pb et que la limite attendue à un niveau de confiance de 95% est de 0.465, on obtient la limite supérieure sur ξ^2 comme suit :

$$\sigma_L = 0.465\sigma(\xi^2 = 0.19)$$

$$k\xi_L^2 < k \times 0.465 \times 0.19$$

$$\xi_L^2 < 0.09 \tag{5.11}$$

$$\tag{5.12}$$

Malgré que le signal n'ait pas été créé de façon officielle, le modèle construit à partir de MadGraph est un modèle qui est intéressant à poursuivre pour étudier la nouvelle physique. Il n'est pas permis de donner un résultat basé sur les données réelles étant donné que ce n'est pas approuvé par la collaboration ATLAS.

En utilisant les distributions de la masse invariante du neutrino lourd $m(N)$, plutôt que la masse invariante, on obtient des valeurs attendues pour la paramètre d'intérêt soit σ/σ_{SM} de 0.495 comme médiane avec 0.223 pour un écart type ($-\sigma$), 0.735 pour $+\sigma$ et 1.395 pour $+2\sigma$. Dans ce cas, on peut donc s'attendre à exclure un signal ayant une section efficace qui serait 0.495 fois celle supposée (avec $\xi^2 = 0.19$), c'est-à-dire $0.495 \times 0.312 \text{ pb} = 0.154 \text{ pb}$, et la limite supérieure attendue à un niveau de confiance de 95% sur ξ^2 ne change pas de façon significative.

Chapitre 6

Conclusion

Cette analyse est basée sur la recherche de production simple de leptons neutres lourds de quatrième génération via un courant chargé. À l'aide des données de 2011 prises par le détecteur ATLAS dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et avec une luminosité intégrée de 1.02 fb^{-1} , le processus étudié, ayant un lepton neutre lourd (N) de masse de 100 GeV et un état final de trois leptons et un neutrino, est le suivant : $pp \rightarrow W \rightarrow N\ell \rightarrow \ell W\ell \rightarrow \ell\nu_\ell\ell$. Le signal est basé sur un modèle tenant compte d'une quatrième génération de fermions. Un échantillon de 10000 événements a été généré par MadGraph, dont seulement la moitié sont analysés à la fin. La section efficace est de $\sigma = 0.312 \text{ pb}$ pour un paramètre de mélange entre la quatrième génération et la première de $\xi^2 = 0.19$. En comparant les simulations des bruits de fond et du signal simulé, la limite attendue à un niveau de confiance de 95% obtenue est une section efficace de 0.145 pb pour le processus $pp \rightarrow W^* \rightarrow eN \text{ } \ell e \ell \nu$, avec 0.295 pb pour un écart type ($+\sigma$) et 0.519 pb pour $+2\sigma$. Les résultats de cette analyse imposent aussi une limite supérieure attendue sur le mélange entre un lepton lourd neutre et un lepton ordinaire, ici l'électron, en fonction de la masse du lepton lourd. La limite supérieure à un niveau de confiance de

95% sur le paramètre de mélange est $\xi^2 \sim 0.09$ pour un lepton neutre lourd de masse de 100 GeV. Le signal, produisant le lepton lourd neutre ayant une masse de 100 GeV, a été généré de manière privée à Montréal. Ainsi les résultats obtenus ne peuvent pas être approuvés par la collaboration d'ATLAS.

Pour une analyse plus complète, il serait intéressant d'étudier la production de leptons lourds neutres via le courant neutre pour différentes masses et la production de leptons lourds chargés via le courant chargé et neutre. Ainsi, il serait possible d'établir une limite sur le paramètre de mélange entre le lepton lourd et le lepton ordinaire pour les différentes masses de lepton lourd.

Les canaux de muons restent aussi à étudier puisque le paramètre de mélange ξ^2 ne tient pas compte ici de couplage de lepton lourd (N) et du muon et donc le canal $\mu\mu\mu$ n'est pas étudié.

Chapitre 7

Bibliographie

- [1] B. Holdom, *New quarks : exotic versus strong*, arXiv:1201.0074 [hep-ph].
- [2] L3 Collaboration, P. Achard et al., *Search for excited leptons at LEP*, Phys.Lett. **B568** (2003) 23–34, arXiv:hep-ex/0306016 [hep-ex].
- [3] <http://www.atlas.ch/photos/>.
- [4] <http://cerncourier.com/cws/article/cern/29076>.
- [5] <http://www.atlas-canada.ca/canconlhc.html>.
- [6] <http://www.hep.lu.se/atlas/trt.html>.
- [7] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512 [hep-ex].
- [8] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [9] <http://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis-node43.html>.
- [10] <http://project-atlas-lucid.web.cern.ch/project-atlas-lucid/taskforce/main.html>.

- [11] <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211021607>.
- [12] Super-Kamiokande Collaboration, S. Fukuda et al., *Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data*, Phys.Lett. **B539** (2002) 179–187, arXiv:hep-ex/0205075 [hep-ex].
- [13] SNO Collaboration, Q. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys.Rev.Lett. **89** (2002) 011301, arXiv:nucl-ex/0204008 [nucl-ex].
- [14] J. D. Lykken, *Introduction to supersymmetry*, arXiv:hep-th/9612114 [hep-th].
- [15] B. Holdom, W. Hou, T. Hurth, M. Mangano, S. Sultansoy, et al., *Four Statements about the Fourth Generation*, PMC Phys. **A3** (2009) 4, arXiv:0904.4698 [hep-ph].
- [16] S. Bilenky, *Neutrino masses and oscillations*, arXiv:1105.2306 [hep-ph].
- [17] Particle Data Group Collaboration, J. B. et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86** (Jul, 2012) 010001. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [18] G. Azuelos and A. Djouadi, *New fermions at $e^+ e^-$ colliders. 2. Signals and backgrounds*, Z.Phys. **C63** (1994) 327–338, arXiv:hep-ph/9308340 [hep-ph].
- [19] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for heavy Majorana neutrinos in $\mu^+\mu^+[\mu^-\mu^-]$ and $e^+e^+[e^-e^-]$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, arXiv:1207.6079 [hep-ex].

- [20] A. Djouadi, *New fermions at $e^+ e^-$ colliders. 1. Production and decay*, Z.Phys. **C63** (1994) 317–326, [arXiv:hep-ph/9308339](#) [hep-ph].
- [21] X. Ruan and Z. Zhang, *Impact on the Higgs Production Cross Section and Decay Branching Fractions of Heavy Quarks and Leptons in a Fourth Generation Model*, [arXiv:1105.1634](#) [hep-ph].
- [22] CDF and D0 Collaborations, TEVNPH Working Group (The Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group) Collaboration, D. Benjamin, *Combined CDF and D0 upper limits on $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ and constraints on the Higgs boson mass in fourth-generation fermion models with up to 8.2 fb^{-1} of data*, [arXiv:1108.3331](#) [hep-ex].
- [23] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Limits on the production of the Standard Model Higgs Boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector*, Eur.Phys.J. **C71** (2011) 1728, [arXiv:1106.2748](#) [hep-ex].
- [24] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Measurement of $W+W^-$ Production and Search for the Higgs Boson in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , Phys.Lett. **B699** (2011) 25–47, [arXiv:1102.5429](#) [hep-ex].
- [25] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 30–61, [arXiv:1207.7235](#) [hep-ex].
- [26] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 1–29, [arXiv:1207.7214](#) [hep-ex].

- [27] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., *A Precise determination of the number of families with light neutrinos and of the Z boson partial widths*, Phys.Lett. **B235** (1990) 399.
- [28] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group Collaboration, *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Phys.Rept. **427** (2006) 257–454, arXiv:hep-ex/0509008 [hep-ex].
- [29] B. R. H. John F. Donoghue, Eugene Golowich, *Dynamics of the Standard Model*. Cambridge University Press, 1992.
- [30] CDF and D0 Collaboration, A. Ivanov, *Searches for Fourth Generation Fermions*, arXiv:1109.1025 [hep-ex].
- [31] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph].
- [32] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307** (2003) 001, arXiv:hep-ph/0206293 [hep-ph].
- [33] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for pair-produced heavy quarks decaying to Wq in the two-lepton channel at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1202.3389 [hep-ex].
- [34] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for heavy, top-like quark pair production in the dilepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, arXiv:1203.5410 [hep-ex].
- [35] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for down-type fourth generation quarks with the ATLAS detector in events with one lepton*

- and high transverse momentum hadronically decaying W bosons in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions*, arXiv:1202.6540 [hep-ex].
- [36] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for heavy bottom-like quarks in 4.9 inverse femtobarns of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1205** (2012) 123, arXiv:1204.1088 [hep-ex].
- [37] P. H. Frampton, P. Hung, and M. Sher, *Quarks and leptons beyond the third generation*, Phys.Rept. **330** (2000) 263, arXiv:hep-ph/9903387 [hep-ph].
- [38] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for heavy vector-like quarks coupling to light quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys.Lett. **B712** (2012) 22–39, arXiv:1112.5755 [hep-ex].
- [39] G. Azuelos, K. Benslama, and J. Ferland, *Prospects for the search for a doubly-charged Higgs in the left-right symmetric model with ATLAS*, J.Phys.G **G32** (2006) 73–92, arXiv:hep-ph/0503096 [hep-ph].
- [40] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for heavy neutrinos and right-handed W bosons in events with two leptons and jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1203.5420 [hep-ex].
- [41] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a jet and missing transverse momentum with the ATLAS detector*, arXiv:1210.4491 [hep-ex].
- [42] <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/l>.
- [43] <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/>.

- [44] S. Frixione, F. Stoeckli, P. Torrielli, B. R. Webber, and C. D. White, *The MCaNLO 4.0 Event Generator*, [arXiv:1010.0819](#) [hep-ph].
- [45] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al., *HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, *JHEP* **0101** (2001) 010, [arXiv:hep-ph/0011363](#) [hep-ph].
- [46] J. Alwall, E. Boos, L. Dudko, M. Gigg, M. Herquet, et al., *A Les Houches Interface for BSM Generators*, [arXiv:0712.3311](#) [hep-ph].
- [47] S. Banerjee, G. Folger, A. Ivanchenko, V. Ivanchenko, M. Kossov, et al., *Validation of Geant4 hadronic generators versus thin target data*, *J.Phys.Conf.Ser.* **331** (2011) 032034.
- [48] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/RooStats/WebHome>.
- [49] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/ExoticsStatisticsTutorial>.
- [50] *A general search for new phenomena with the ATLAS detector in pp collisions at sort(s)=7 TeV.*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-107, CERN, Geneva, Aug, 2012.