

Université de Montréal

Recherche d'un higgs doublement chargé à l'aide du détecteur ATLAS
dans le cadre d'une symétrie gauche-droite

par
Jonathan Ferland

11618354

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

mars, 2005

© Jonathan Ferland, 2005.



QC

3

U54

2005

v. 018

Direction des bibliothèques

AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Recherche d'un higgs doublement chargé à l'aide du détecteur ATLAS
dans le cadre d'une symétrie gauche-droite**

présenté par:

Jonathan Ferland

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Viktor Zacek,	président-rapporteur
George Azuelos,	directeur de recherche
Claude Leroy,	membre du jury
Viktor Zacek,	membre du jury

Mémoire accepté le: ...11/05/05.....

REMERCIEMENTS

Un grand remerciement à M. Azuelos, pour l'aide lors des difficultés rencontrées, pour m'avoir permis de réaliser ce projet jusqu'à la toute fin.

J'aimerais aussi remercier M. Mazini qui m'a fourni certains bruits de fond plutôt longs à refaire. Merci de m'avoir sauvé un temps précieux. J'aimerais aussi remercier M. Benslama pour ces nombreuses discussions qui m'ont permis de progresser dans la bonne direction.

Un remerciement spécial à Marie-Paule, pour son support moral et son aide dans la révision de ce texte.

RÉSUMÉ

Afin d'expliquer que les interactions faibles du Modèle Standard portent uniquement sur les particules de chiralité gauche, il est possible d'élaborer des modèles de symétrie gauche - droite. Cette symétrie doit être brisée pour expliquer la physique à basse énergie. La plupart de ces modèles prévoient l'existence d'un boson de Higgs doublement chargé.

Avec l'entrée en service prochaine du LHC, nous pourrions découvrir une telle particule. Le modèle considéré dans le présent document contient deux triplets de Higgs qui servent à briser la symétrie. Ces triplets imposent l'existence des particules Δ_L^{++} et Δ_R^{++} .

Nous étudions ici la production d'un $\Delta_{L,R}^{++}$ par fusion de W^+ et en paires par processus Drell-Yan de même que sa détection par le détecteur ATLAS au LHC. Nous avons évalué le potentiel de découverte de cette particule pour différents modes de désintégration. Nous portons plus particulièrement notre attention sur les modes leptoniques, car ceux-ci laissent une signature claire dans le détecteur. Il existe d'autres modes de désintégration, mais ils sont grandement supprimés cinématiquement.

Nous trouvons que pour la production par fusion de W , seul le mode où le Higgs doublement chargé va en électrons ou en muons pourrait être observable. La limite obtenue sur la masse de cette particule dépend de la valeur dans le vide du triplet. Bien que les modes incluant des taus soient relativement propres, il demeure que le rapport d'embranchement supplémentaire pour la désintégration du tau implique que ces modes ne seront pas observables au LHC. Finalement, grâce à la production par paires, il serait possible de fixer une limite sur la masse du Higgs doublement chargé qui ne dépendrait pas des valeurs dans le vide du triplet, mais seulement de la masse du Z_R .

Mots clés : symétrie gauche - droite, triplet, Higgs, boson, ATLAS.

ABSTRACT

To be able to explain the fact that, in the Standard Model weak interactions only affect left handed particles, it is possible to develop left - right symmetric models, where the symmetry is broken to explain the low energy spectrum. Some of these models predict the existence of a doubly charged Higgs.

With the future startup of the LHC, it would be possible to discover such a particle. The model we will discuss in this document uses two Higgs triplets to break the left - right symmetry. Those triplets imply the existence of Δ_L^{++} and Δ_R^{++} .

We then study single production by vector boson fusion and pair production by a Drell-Yan process for $\Delta_{L,R}^{++}$ and their decay in the ATLAS detector at LHC. Discovery potential of those particles will be taken into account for several decay channels. We will concentrate on leptonic channels, because they provide clear signatures in a detector. Other modes exist, but they are suppressed by kinematics.

We find that for vector boson fusion, the doubly charged Higgs would be observable only when it decays into electrons or muons. The mass limit obtained for those particles depend on the vacuum expectation value of Higgs triplets. Even if the decay mode into taus is almost clean, the branching ration of the tau going to a lepton is destroying the observability of this channel. Finally, with pair production, it would be possible to fix a limit on the mass of doubly charged Higgs that would not depend on the vacuum expectation value, but only on the Z_R mass.

Keys words : left - right symmetric models, triplet, Higgs, boson, ATLAS.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLESxviii
LISTE DES TABLEAUX	xx
LISTE DES ANNEXES	xxv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : MODÈLE DE SYMÉTRIE GAUCHE - DROITE .	3
1.1 Rappel sur le Modèle Standard	3
1.2 Symétrie gauche - droite	5
1.3 Secteur de Higgs	7
1.4 Production d'un $\Delta_{L,R}^{++}$	9
1.4.1 Production par fusion de W^+	10
1.4.2 Production par paires	11
1.5 Désintégration des $\Delta_{L,R}^{++}$	12
1.6 Limites expérimentales actuelles	13
CHAPITRE 2 : EXPÉRIENCE ATLAS ET LE LHC	15
2.1 Le LHC	15
2.2 Le détecteur ATLAS	16

CHAPITRE 3 : SIMULATION DES ÉVÉNEMENTS	19
3.1 Générateur d'événements	19
3.1.1 PYTHIA	19
3.1.2 COMPHEP	20
3.2 Génération de Δ_L^{++}	20
3.2.1 Δ_L^{++} par fusion de W^+	20
3.2.2 Production par paires	23
3.3 Génération de Δ_R^{++}	26
3.3.1 Δ_R^{++} par fusion de W^+	26
3.3.2 Production par paires	28
3.4 Génération du bruit de fond	30
3.4.1 Deux leptons dans l'état final	30
3.4.2 Un lepton dans l'état final	31
3.5 Simulation du détecteur	32
 CHAPITRE 4 : ANALYSE	 33
4.1 Recherche du Δ_L^{++}	34
4.1.1 Production par fusion de W^+ du $\Delta_L^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+$	34
4.1.2 Désintégration $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+$	45
4.1.3 Production en paires du Δ_L^{++} et désintégration purement leptonique	61
4.2 Recherche du Δ_R^{++}	66
4.2.1 Production par fusion de W du $\Delta_R^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+$	66
4.2.2 Production par fusion de W du $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+$	75
4.2.3 Production par paires du Δ_R^{++} et désintégration purement leptonique	92
 CONCLUSION	 96
 BIBLIOGRAPHIE	 98

LISTE DES FIGURES

1.1	Diagramme de Feynman pour la production du $\Delta_{L,R}^{++}$ par fusion de W^+ et sa désintégration en deux leptons	10
1.2	Diagramme de Feynman pour la production du $\Delta_{L,R}^{++}$ par paire	11
2.1	Le LHC à Genève	16
2.2	Le détecteur ATLAS au LHC	18
3.1	Section efficace en fb en fonction de la masse du Δ_L^{++} pour la production par paires. La courbe noire (continue) correspond à la section efficace calculée originalement par PYTHIA, où seuls le photon et le Z_L contribuent à la section efficace. La courbe bleue (traits) correspond à la section efficace totale si la masse du Z_R est de 500 GeV. Les courbes rouge (points et traits) et verte (points) illustrent respectivement la section efficace totale pour des masses du Z_R de 1000 et 2000 GeV.	24
3.2	Section efficace en fb en fonction de la masse du Δ_R^{++} lors de la production par paires. La courbe noire (continue) correspond à la section efficace calculée originalement par PYTHIA, où seul le photon contribue à la section efficace. La courbe bleue (traits) correspond à la section efficace totale si la masse du Z_R est de 500 GeV. Les courbes en rouge (points et traits) et en verte (points) montrent respectivement la section efficace totale pour des masses du Z_R de 1000 et 2000 GeV.	29

- 4.1 Valeur absolue de la différence d'angle polaire entre les deux leptons dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 37
- 4.2 Différence vectorielle de l'impulsion transverse des deux leptons en fonction de la masse reconstruite du Higgs dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour la production par fusion d'une paire de W. Les points verts (pâle) correspondent à des Δ_L^{++} de 300 et 800 GeV tandis que les points noirs correspondent au bruit total. La ligne bleue (foncée) représente la limite $\alpha = 0,5$ et $\beta = 50$ dans l'équation 4.2. Celle en jaune (pâle) montre la coupure pour les masses inférieures à 200 GeV. 38
- 4.3 Énergie transverse manquante perçue par le détecteur dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 39
- 4.4 Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV ayant été produits par fusion d'une paire de W^+ avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L=9$ GeV. Le Higgs est en vert (zone pâle), le bruit est en rouge (zone foncée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçue dans le détecteur ATLAS pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 42

- 4.5 Limite sur v_L et sur la masse du $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion d'une paire de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} 44
- 4.6 Approximation de colinéarité. Le neutrinos et l'antineutrino vont dans la même direction que le lepton qui leur est associé. 45
- 4.7 Masse invariante des deux leptons. La courbe verte (zone pâle) est pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV tandis que la rouge(zone foncée) est pour un de 300 GeV lors de la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9 \text{ GeV}$. Le bruit est représenté par la courbe en trait continu. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 48
- 4.8 Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV ayant été produit avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L = 9 \text{ GeV}$ lors de la production par fusion d'une paire de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit est en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS. 51
- 4.9 Limite sur v_L et sur la masse du $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion d'une paire de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} 53

- 4.10 Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le lepton et le jet avant dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions. 55
- 4.11 Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le lepton et le jet arrière dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec v_L de 9 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions. 56
- 4.12 Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le jet tau et le jet avant dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions. 57

- 4.13 Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le jet tau et le jet arrière dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions. 58
- 4.14 Angle d'ouverture entre le lepton et le jet tau dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond à été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions. 59
- 4.15 Masse invariante des jets avant et arrière dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 60

- 4.16 Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV produit avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L=9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit est en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS. 64
- 4.17 Limite sur v_L et sur la masse du $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion d'une paire de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} 65
- 4.18 Limite sur la masse du Z_R et sur la masse du $\Delta_L^{++}\Delta_L^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par paire. Les courbes pointillées montrent la limite si nous exigeons qu'il y ait 4 leptons d'identifiés tandis que les courbes continues illustrent la même limite si nous acceptons de perdre un lepton. Les courbes (a) correspondent à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que les (b) sont pour 300 fb^{-1} 67
- 4.19 Somme des impulsions transverses des leptons en fonction de la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$. Les points en vert (pâles) correspondent à des masses de 300, 800 et 1500 GeV pour le Higgs produit par fusion de W tandis que les points noirs (foncés) sont pour le bruit de fond. Ici, on a supposé une masse du $W_R = 650 \text{ GeV}$. La ligne correspond à $\alpha = 2,4$ et $\beta = 480 \text{ GeV}$ dans l'équation 4.6. 70
- 4.20 Énergie transverse manquante pour le bruit de fond (région pointillée) et pour des $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV (courbe rouge en traits et points), 800 GeV (courbe verte avec points) et 1500 GeV (courbe bleue avec traits) pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. Les événements ont été normalisés pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 71

- 4.21 Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV produit avec masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone pâle), le bruit est en rouge (zone foncée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS. 74
- 4.22 Limite sur la masse du W_R et sur la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} 76
- 4.23 Énergie transverse manquante pour le bruit de fond (trait continu) ainsi que pour des $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV et 800 GeV pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La region en rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 et celle en vert (zone pâle) est pour 800 GeV. Les événements ont été normalisés pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} 78
- 4.24 Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV ayant été produit avec une masse du W_R de 650 GeV pour la production par fusion de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit est en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS. 81
- 4.25 Limite sur la masse du W_R et sur la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} . 83

- 4.26 Masse invariante des deux jets avant et arrière dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure pour fin de présentation. 85
- 4.27 Impulsion transverse du jet avant dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure pour fin de présentation. 86
- 4.28 Impulsion transverse du jet arrière dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure pour fin de présentation. 87

- 4.29 Énergie transverse manquante dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb⁻¹. 88
- 4.30 Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV ayant été produits avec une masse du W_R de 650 GeV lors de la production par fusion de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb⁻¹. Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS. . . 91
- 4.31 Limite sur la masse du W_R et sur la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb⁻¹ tandis que la (b) est pour 300 fb⁻¹. 93
- 4.32 Limite sur la masse du Z_R et sur la masse du $\Delta_R^{++}\Delta_L^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par paires. Les courbes en pointillé montrent la limite si nous exigeons qu'il y ait 4 leptons identifiés tandis que les courbes continues montrent la même limite si nous acceptons de perdre un lepton. Les courbes (a) correspondent à une luminosité intégrée de 100 fb⁻¹ tandis que les (b) sont pour 300 fb⁻¹. 95

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i>
b	quark de type b
bdf	bruit de fond
BR	rapport d'embranchement
cm	centimètre
Δ^{++}	boson de Higgs doublement chargés
e	électron
E	énergie
η	pseudorapidité
fb	femtobarn
ϕ	angle polaire dans le détecteur
GeV	gigaélectronvolt
γ	photon
km	kilomètre
l^+	lepton chargé positivement
LEP	<i>Large Electron-Positron collider</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
m	mètre
M	masse
μ	muon
ns	nanoseconde
P	impulsion
q	quark quelconque
Q	charge électrique
s	seconde
σ	section efficace
σ_s	signifiance
t	quark de type t

T	Tesla
T_3	troisième projection de l'isospin faible
TeV	teraélectronvolt
τ	lepton tau
v	valeur dans le vide du triplet de Higgs
W	particule W
X	ensemble de jets et de neutrinos
Y	hypercharge
Z	Particule Z

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Limites sur les couplages des $\Delta_{L,R}^{++}$ aux leptons (pour $M_{\Delta^{++}} = 100$ GeV). ^[16]	14
2.1	Objectifs de performance pour le détecteur ATLAS	17
3.1	Section efficace en fb pour la production du $\Delta_L^{\pm\pm}$ par fusion d'une paire de W^\pm . Les valeurs ont été calculées par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.	21
3.2	Pourcentage de Δ_L^{++} produit lorsque des $\Delta_L^{\pm\pm}$ ont été générés par fusion d'une paire de W. Les événements en question ont été générés par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.	22
3.3	Section efficace en fb en fonction de la masses du Δ_L^{++}	25
3.4	Section efficace en fb pour la production du $\Delta_R^{\pm\pm}$ par fusion d'une paire de W. Les valeurs ont été calculées par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.	26
3.5	Pourcentage de Δ_R^{++} produits lorsque des $\Delta_R^{\pm\pm}$ ont été générés par fusion d'une paire de W. Les événements en question ont été générés par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.	27
3.6	Section efficace en fb pour la production par paires de Δ_R^{++} pour un masse du Z_R de 1000 GeV pour différentes masses du Δ_R^{++}	28

- 3.7 Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement en fb pour les différents bruits de fond en présence de deux leptons chargés positivement dans l'état final. *La valeur donnée pour $t\bar{t}$ est celle correspondant à un rapport d'embranchement où il y a au moins un lepton dans l'état final et pour une masse de t de 175 GeV. 30
- 3.8 Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement en fb pour les différents bruits de fond lorsqu'il y a un lepton chargé dans l'état final. *La valeur donnée pour $Wt\bar{t}$ est celle correspondant à un rapport d'embranchement où l'état final contient au moins un lepton chargé positivement. 31
- 4.1 Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV produit par fusion d'une paire de W^+ avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à plus ou moins 2 fois la largeur du Higgs. 40
- 4.2 Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV produit par fusion d'une paire de W^+ avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à plus ou moins 2 fois la largeur du Higgs. 41
- 4.3 Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W . Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs. 49

- 4.4 Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV pour la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs. . . . 50
- 4.5 Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV avec $v_L = 9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à la région sélectionnée, soit plus ou moins deux fois la largeur du Higgs. . . . 62
- 4.6 Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 800 GeV avec $v_L = 9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à la région sélectionnée, soit plus ou moins deux fois la largeur du Higgs. . . . 63
- 4.7 Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . . . 72
- 4.8 Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . . . 73

4.9	Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV pour la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.	79
4.10	Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV pour la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.	80
4.11	Nombre d'événements total à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV pour la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.	89
4.12	Nombre d'événements total à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 800 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.	90
I.1	Couplages vectoriels et axiaux pour le Z et le Z_R utilisés lors de la production par paires dans le programme PYTHIA.	100

- I.2 Largeurs de désintégration du Z_R en GeV calculées par PYTHIA et à l'aide des relations I.1 et I.2 pour une masse du Z_R de 2000 GeV. * Ces valeurs n'ont pas été calculées, car elles dépendent de différents paramètres du modèle. Nous supposons alors que la valeur calculée par PYTHIA est la bonne. 104

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Correction du programme PYTHIA lors de la pro-	
	duction par paires	100
I.1	Modification pour le Δ_L^{++} (ISUB = 349)	101
I.2	Modification pour le Δ_R^{++} (ISUB = 350)	102
I.3	Calcul des largeurs partielles du Z_R	103

INTRODUCTION

Le Modèle Standard des particules est un modèle bien établi, qui a connu de grands succès. Les mesures les plus précises du LEP n'ont pas réussi à démontrer l'existence de nouvelle physique, au-delà de celle prédite par ce modèle. Néanmoins, certaines caractéristiques du Modèle Standard semblent ad-hoc ou simplement mal aimées. Ces lacunes incitent constamment les physiciens à chercher de nouveaux phénomènes pouvant expliquer la structure de ce modèle. Les mesures faites au LEP suggèrent que la nouvelle physique pourrait être accessible pour des échelles d'énergie de l'ordre du TeV, nous incitant à chercher des réponses cohérentes à cette échelle d'énergie.

Une des grandes questions sur ce modèle concerne l'absence d'interaction faible pour les particules de chiralité droite. Il semble plus naturel que les interactions faibles soient symétriques vis-à-vis de la chiralité et qu'un mécanisme explique la brisure de cette dernière. Ces types de modèles sont appelés : modèle de symétrie gauche - droite. Il existe plusieurs variantes de ces modèles, mais de façon générale, ils s'accordent sur certaines prédictions.

Ces prédictions communes suggèrent que de nouvelles particules pourraient être découvertes à des énergies de l'ordre du TeV, entre autres de nouveaux bosons de jauge W et Z avec des masses plus élevées que celles du Modèle Standard, ainsi que des neutrinos massifs.

Nous nous intéressons aux modèles dont la symétrie est brisée par un mécanisme de Higgs. Ce modèle prédit entre autres l'existence de particules de Higgs doublement chargées dont les masses peuvent être inférieures à 1 TeV. Ces particules doublement chargées semblent très intéressantes étant donné leurs désintégrations clairement visibles dans un détecteur.

Avec l'entrée en service prochaine du LHC, nous pourrons peut-être observer

les désintégrations de telles particules dans le détecteur ATLAS. Nous proposons donc de déterminer l'observabilité de telles particules dans cette expérience.

Nous débuterons par une revue succincte de l'aspect théorique de ce modèle de symétrie gauche - droite. Ensuite, nous décrirons sommairement le détecteur ATLAS au LHC puis nous discuterons de l'aspect quantitatif de l'étude. Finalement, nous analyserons les données de simulation produites afin de fixer des limites sur les paramètres accessibles. Pour plus de clarté, les analyses des cas gauche et droit sont séparées, ce qui entraîne une certaine répétition.

CHAPITRE 1

MODÈLE DE SYMÉTRIE GAUCHE - DROITE

1.1 Rappel sur le Modèle Standard

Le Modèle Standard, élaboré en 1967 par Glashow, Weinberg et Salam^[1], est basé sur des interactions de type « vecteur moins axial » (V-A). L'absence de neutrinos de chiralité droite^[2] dans ce modèle impose cette forme d'interaction. Cette théorie est basée sur une symétrie de jauge décrite par le produit des groupes $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ où c dénote la couleur, L la chiralité gauche et Y l'hypercharge. Le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ décrit les interactions électrofaibles tandis que la partie $SU(3)_c$ sert à inclure la couleur des quarks dans les interactions.

Dans ce modèle, les fermions de chiralité gauche ont un isospin faible et sont regroupés en doublets :

$$\begin{aligned} Q_{1L} &= \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & Q_{2L} &= \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & Q_{3L} &= \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \\ \psi_{1L} &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L & \psi_{2L} &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L & \psi_{3L} &= \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \end{aligned} \quad (1.1)$$

où Q_{iL} sont les états de quarks de chiralité gauche et ψ_{iL} ceux des leptons gauches. Les fermions de chiralité droite sont des singulets d'isospin faible :

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, e_R, \mu_R, \tau_R. \quad (1.2)$$

La charge électrique dépend de la troisième composante d'isospin faible selon

¹On sait aujourd'hui que les neutrinos ont une masse, ce qui implique qu'ils soient de nature Majorana, ou qu'il existe des neutrinos de Dirac de chiralité droite.

la relation de Gell-Mann Nishijima :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.3)$$

où T_3 et Y sont les générateurs de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, c'est-à-dire la troisième projection de l'isospin faible et l'hypercharge. La symétrie de ce modèle étant une symétrie locale de jauge, des bosons vectoriels sans masse W^1 , W^2 , W^3 et B sont associés aux différents groupes. Afin de donner une masse à ces bosons, la symétrie doit être brisée spontanément. On insère donc un nouveau doublet complexe de scalaires :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où ϕ est le champ de Higgs. Le potentiel associé à ce champ est :

$$V(\phi) = -\frac{\mu^2}{2}\phi^\dagger\phi + \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.5)$$

où μ et λ sont des paramètres du modèle. Afin que la symétrie soit brisée spontanément, il faut que $\mu^2 > 0$.

En minimisant le champ dans le vide, on choisit une base où :

$$\phi_{min} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

où v est la valeur du champ au minimum dans le vide. Dans ce cas, v est toujours réel et défini par :

$$v^2 = \frac{2\mu^2}{\lambda}. \quad (1.7)$$

On définit les états propres de masse à partir des états propres de jauge par :

$$\begin{aligned}
 W_\mu^\pm &= \frac{W_{1\mu} \mp iW_{2\mu}}{\sqrt{2}} & M_W^2 &= \frac{g^2 v^2}{4} \\
 A_\mu &= \frac{(g'W_{3\mu} + gB_\mu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & M_A^2 &= 0 \\
 Z_\mu &= \frac{(gW_{3\mu} - g'B_\mu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} & M_Z^2 &= \frac{v^2(g^2 + g'^2)}{4}
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

où W_1, W_2, W_3 et B sont les champs insérés par $SU(2)$ et $U(1)$ et W^+, W^-, Z et A sont la particule W , la particule Z et le photon. On associe les constantes de couplage g et g' à $SU(2)$ et $U(1)$ respectivement. On peut également définir ces états à l'aide de projections orthogonales qui font intervenir un angle défini par :

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos(\theta_W)} \quad \text{où} \quad \tan(\theta_W) = \frac{g'}{g} \tag{1.9}$$

où θ_W est l'angle de Weinberg et vaut 28.735° . À l'aide de tous ces paramètres, on peut définir le paramètre ρ_{ew} :

$$\rho_{ew} = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_w} = 1 \tag{1.10}$$

Dans ce modèle, les interactions électrofaibles sont portées par des bosons insérés par la symétrie de jauge imposée ci-haut. Cette symétrie introduit trois particules : W^+, W^-, Z^0 pour l'interaction faible, tandis que la partie électromagnétique est véhiculée par le photon (γ). On a découvert^[3] les particules W^\pm et Z en 1983 au CERN. Leur masse respective est de $80.423 \pm 0.039 \text{ GeV}/c^2$ et de $91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$.

1.2 Symétrie gauche - droite

Dans le Modèle Standard, l'absence de champ de chiralité droite semble arbitraire et peu élégante. De plus, ces interactions V-A ne conservent pas la parité.

Il semble plus naturel de partir d'un modèle où il existe une interaction gauche et une interaction droite où la symétrie se briserait ensuite à basse énergie. Cette restauration des champs droits s'appelle la symétrie gauche - droite. Afin de conserver la parité, ce modèle contient des interactions V-A et V+A. Dans le but de décrire les interactions des fermions droits, il est nécessaire de les inclure dans des doublets et d'étendre la symétrie de jauge à $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$ pour la partie électrofaible.

De cette façon, de nouveaux doublets apparaissent pour les fermions, en plus de ceux donnés par la définition 1.1 :

$$\begin{aligned}
 Q_{1R} &= \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R & Q_{2R} &= \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_R & Q_{3R} &= \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}_R \\
 \psi_{1R} &= \begin{pmatrix} N_e \\ e \end{pmatrix}_R & \psi_{2R} &= \begin{pmatrix} N_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_R & \psi_{3R} &= \begin{pmatrix} N_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_R
 \end{aligned}$$

où N est le neutrino de chiralité droite. Ce dernier n'existe pas dans le Modèle Standard. De plus, le rajout du groupe $SU(2)_R$ comme symétrie de jauge implique l'existence de nouveaux bosons intermédiaires W_R^+ , W_R^- et Z_R^0 qui n'ont pas encore été observés. Il implique également l'existence d'une autre constante de couplage g'' . En partant d'une symétrie chirale pour tous les fermions, telle que les interactions entre particules de chiralité gauche ou droite sont les mêmes, nous imposons ici $g'' = g$.

Dans ce modèle de symétrie gauche - droite, la définition de la charge donnée à l'équation 1.3 n'est plus valable. Il est nécessaire de la remplacer par :

$$Q = T_{3L} + T_{3R} + \frac{Y}{2} \quad (1.11)$$

où T_{3R} est la troisième projection de l'isospin pour $SU(2)_R$.

Afin de générer les masses des bosons de jauge, il est nécessaire d'inclure un

champ de Higgs, comme dans le Modèle Standard. Il faudra aussi briser la symétrie gauche-droite. Ceci peut se faire par le mécanisme de Higgs. La phénoménologie des modèles de symétrie gauche - droite est fortement liée à la définition du secteur de Higgs.

1.3 Secteur de Higgs

La définition du secteur de Higgs est très importante car toutes les observations en dépendent. Bien qu'il existe plusieurs modèles ayant chacun sa définition de ce secteur, nous nous concentrerons sur celui qui, pour diverses considérations^[4], nous paraît le plus intéressant. Il y aura donc trois champs de Higgs : ϕ , Δ_L , Δ_R . Le champ ϕ est analogue à celui du Modèle Standard. Il sert à générer les masses des bosons de jauge. De leur côté, les champs $\Delta_{L,R}$ servent à briser la symétrie gauche - droite. Ces 2 champs seront très semblables, mais auront des valeurs dans le vide très différentes afin d'expliquer l'absence des composantes droites dans les interactions.

Dans le cas présent, le champ ϕ sera un bidoublet tandis que les $\Delta_{L,R}$ seront des triplets. Les différents nombres quantiques associés aux groupes de jauge sont $\phi(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$, $\Delta_L(1, 0, 2)$ et $\Delta_R(0, 1, 2)$ dans l'ordre T_{3L} , T_{3R} et B-L (où B est le nombre baryonique et L le leptonique). En écrivant ces champs dans une représentation d'ordre 2, on trouve :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{pmatrix}, \Delta_L = \begin{pmatrix} \delta_L^+/\sqrt{2} & \delta_L^{++} \\ \delta_L^0 & -\delta_L^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \Delta_R = \begin{pmatrix} \delta_R^+/\sqrt{2} & \delta_R^{++} \\ \delta_R^0 & -\delta_R^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Les champs de Higgs ont une valeur dans le vide non nulle lorsque la symétrie est brisée. Ces valeurs seront choisies positives et réelles^[5]. De cette façon, nous

imposons :

$$\begin{aligned} \langle \delta_R^0 \rangle &= \frac{v_R}{\sqrt{2}} & \langle \delta_L^0 \rangle &= \frac{v_L}{\sqrt{2}} \\ \langle \phi_1^0 \rangle &= \frac{\kappa_1}{\sqrt{2}} & \langle \phi_2^0 \rangle &= \frac{\kappa_2}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (1.13)$$

où v_L , v_R , κ_1 et κ_2 sont les valeurs des champs dans le vide.

Une fois la brisure de symétrie faite, les états physiques du secteur de Higgs seront donnés par^[6] : 4 scalaires doublement chargés ($\Delta_{L,R}^{\pm\pm}$), 4 scalaires simplement chargés (δ^\pm, h^\pm), 4 scalaires neutres ($S_{1,2,3,4}$) et 2 pseudoscalaires neutres ($P_{1,2}$).

À partir des limites du mélange entre les états propres de jauge gauches et droits, il est possible d'imposer des contraintes sur les valeurs des champs dans le vide^[7] :

$$\kappa_1 \gg \kappa_2. \quad (1.14)$$

De même, afin que seules les interactions droites soient permises à la suite de la brisure de symétrie, il faut que :

$$v_R \gg v_L. \quad (1.15)$$

Encore une fois, on peut obtenir les états propres de masse à partir des états propres de jauge comme définis à l'équation 1.8. Les relations donnant les masses des particules W^\pm et Z seront légèrement différentes de celles du Modèle Standard. En fonction des valeurs des champs de Higgs dans le vide, elles sont^{[5][8]} :

$$\begin{aligned} M_{W_L}^2 &= \frac{1}{4}g^2(\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + 2v_L^2) \\ M_{W_R}^2 &= \frac{1}{4}g^2(\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + 2v_R^2) \\ M_{Z_L}^2 &= \frac{1}{4}\frac{g^2(g^2+2g'^2)}{g^2+g'^2}(\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + 4v_L^2) \\ M_{Z_R}^2 &= (g^2 + g'^2)v_R^2. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Dans le modèle de symétrie gauche - droite, la relation $\tan \theta_w = \frac{g}{g'}$ valable pour le Modèle Standard devient :

$$\tan(\theta_w) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.17)$$

Enfin, il est possible de redéfinir ρ_{ew} :

$$\rho_{ew} = \frac{M_{W_L}^2}{\cos^2 \theta_w M_{Z_L}^2} = \frac{\kappa_1^2 + 2v_L^2}{\kappa_1^2 + 4v_L^2} \quad (1.18)$$

Cette relation implique une contrainte sur v_L , car expérimentalement, nous avons $\rho_{ew} \approx 1$.

De plus, les couplages g et g' sont les mêmes que dans le Modèle Standard et valent :

$$g = \frac{e}{\sin \theta_w} = 0.630 \quad (1.19)$$

$$g' = \frac{e}{\sqrt{\cos^2 \theta_w - \sin^2 \theta_w}} = 0.0798$$

1.4 Production d'un $\Delta_{L,R}^{++}$

Dans les modèles de symétrie gauche - droite, une particule doublement chargée laissera des traces très claires dans une expérience de haute énergie. En effet, le triplet de Higgs se couple aux leptons, ce qui permet un état final à deux leptons de même signe. Nous proposons donc d'explorer la production d'un $\Delta_{L,R}^{++}$ au LHC et sa désintégration dans les canaux leptoniques.

Plusieurs possibilités de production existent dans les collisions protons sur protons du LHC. La première consiste en la production de deux W^+ qui fusionneront afin de produire le Higgs doublement chargé. La seconde est la production par

l'échange d'un γ , Z ou Z_R dans le canal s d'une paire de Higgs $\Delta_{L,R}^{++}\Delta_{L,R}^{--}$

D'autres modes de production consistent généralement à remplacer un W^+ par un boson de Higgs chargé. En effet, par la conservation de la charge électrique, deux quarks ne peuvent produire directement un $\Delta_{L,R}^{++}$. Il ne reste donc que des combinaisons de W^+ , ϕ^+ et $\delta_{L,R}^+$ pour la production par fusion. Ces dernières combinaisons ne sont pas d'une grande importance comparativement aux deux premiers modes^[9].

1.4.1 Production par fusion de W^+

Le processus de production par fusion de W^+ est présenté à la figure 1.1. Le vertex qui couple le Higgs doublement chargé au W est donné par^[9] :

$$\frac{g_{L,R}^2 v_{L,R}}{\sqrt{2}} \quad (1.20)$$

tandis que le vertex de production du W^+ par le quark est donné par :

$$-\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_w} V_{mn} [\gamma^\mu (1 + \gamma^5)] (2\pi)^4 \quad (1.21)$$

où V_{mn} est la matrice de Kobayashi-Maskawa et p_i , p_f sont respectivement les quadri impulsions initiales et finales.

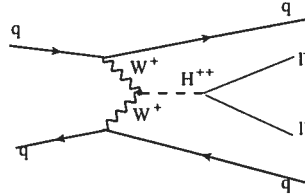


FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman pour la production du $\Delta_{L,R}^{++}$ par fusion de W^+ et sa désintégration en deux leptons

1.4.2 Production par paires

On présente le processus de production du Higgs doublement chargé par paire à la figure 1.2. La production de la particule se fait via l'échange d'un γ , Z_L ou Z_R . Les couplages des fermions au vertex sont donnés par^[10] :

$$\begin{aligned}
 \gamma : & \quad \gamma^\mu \left[T_{3L} \frac{g \sin \theta_w}{2} (1 - \gamma^5) + T_{3R} \frac{g \sin \theta_w}{2} (1 + \gamma^5) + \frac{Y g' \sqrt{\cos^2 \theta_w - \sin^2 \theta_w}}{2} \right] \\
 Z_L : & \quad \gamma^\mu \left[T_{3L} \frac{g \cos \theta_w}{2} (1 - \gamma^5) - T_{3R} \frac{g \sin^2 \theta_w}{2 \cos \theta_w} (1 + \gamma^5) - \frac{Y g' \sin \theta_w \sqrt{\cos^2 \theta_w - \sin^2 \theta_w}}{2 \cos \theta_w} \right] \\
 Z_R : & \quad \gamma^\mu \left[T_{3R} \frac{g \sqrt{\cos^2 \theta_w - \sin^2 \theta_w}}{2 \cos(\theta_w)} (1 + \gamma^5) - \frac{Y g' \sin \theta_w}{2 \cos \theta_w} \right].
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

Le couplage au vertex des γ , Z_L et Z_R à la paire de Higgs doublement chargée est^[11] :

$$\begin{aligned}
 \gamma : & \quad 2e \\
 Z_L : & \quad e \frac{1 - 2 \sin^2 \theta_w}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \\
 Z_R : & \quad -e \frac{\tan \theta_w}{\sqrt{\cos 2\theta_w}}.
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

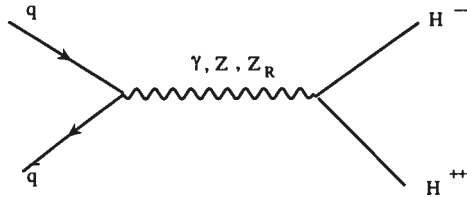


FIG. 1.2 – Diagramme de Feynman pour la production du $\Delta_{L,R}^{++}$ par paire

1.5 Désintégration des $\Delta_{L,R}^{++}$

Il existe une multitude de canaux de désintégration pour ce Higgs doublement chargé. La première possibilité est une désintégration en deux leptons. Le Lagrangien de Yukawa le plus général, qui couple les fermions aux champs de Higgs, est donné par^[6] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = - \sum_{i,j} \{ & f_{ij} \bar{\psi}_{iL} \phi \psi_{jR} + f'_{ij} \bar{\psi}_{iL} \tilde{\phi} \psi_{jR} + i h_{ij} [\psi_{iL}^\dagger C \tau_2 (\vec{\tau} \cdot \vec{\Delta}_L) \psi_{jL} \\ & + \psi_{iR}^\dagger C \tau_2 (\vec{\tau} \cdot \vec{\Delta}_R) \psi_{jR}] + conj. \} \end{aligned} \quad (1.24)$$

où f_{ij} et f'_{ij} sont les couplages des fermions au bidoublet ϕ et où h_{ij} est celui des fermions aux triplets $\Delta_{L,R}$. C est l'opérateur de conjugaison de charge et $\vec{\tau}$ est le vecteur contenant les matrices de Pauli (τ_1, τ_2, τ_3) tandis que *conj.* signifie le conjugué complexe de l'expression. Dans le cas des leptons, on peut donc définir une matrice de couplage pour les électrons, muons et taus aux triplets :

$$\begin{pmatrix} h_{ee} & h_{e\mu} & h_{e\tau} \\ h_{\mu e} & h_{\mu\mu} & h_{\mu\tau} \\ h_{\tau e} & h_{\tau\mu} & h_{\tau\tau} \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Nous discuterons des limites sur ces couplages à la section 1.6. À partir de ce Lagrangien, il est possible de déterminer la largeur de désintégration dans ce mode :

$$\Gamma(\Delta_{L,R}^{++} \rightarrow l^+ l^+) = \frac{h_{ij}^2 M_{\Delta_{L,R}^{++}}}{8\pi}. \quad (1.26)$$

Le mode suivant est la désintégration en deux W^+ . La largeur de ce canal est proportionnelle à v_L , ce qui implique un faible rapport d'embranchement. Étant donné la limite sur la masse du $\Delta_{L,R}^{++}$ ($M_{\Delta_{L,R}^{++}} < \sqrt{2} M_{\Delta_{L,R}^+}$)^[11], les modes $W^+ \Delta_{L,R}^+$ ou $\Delta_{L,R}^+ \Delta_{L,R}^+$ sont impossibles ou très supprimés.

1.6 Limites expérimentales actuelles

La valeur dans le vide du doublet doit correspondre à son analogue dans le Modèle Standard. Il est donc bien établi que $\kappa_1 \simeq 246$ GeV. De plus, la limite actuelle sur la masse du W_R est^[12] $M_{W_R} > 650$ GeV et impose une limite sur la valeur du triplet droit dans le vide telle que $v_R > 1,4$ TeV par la relation 1.16. De plus, le paramètre ρ_{ew} a été mesuré et une valeur^[13] de $0,9998 \pm 0,0008$ a été obtenue conformément aux prédictions du Modèle Standard. À partir de cette valeur, on peut déterminer une borne supérieure pour la valeur du triplet gauche dans le vide. De cette façon, nous trouvons que $v_L < 9$ GeV, ce qui confirme la relation $v_L \ll v_R$. Quant à la limite sur la masse du Z_R , elle a été déterminée^[14] au Fermilab telle que $M_{Z_R} > 670$ GeV.

Les couplages au triplet de Higgs ont aussi été étudiés. À partir de considérations générales sur la stabilité du vide, nous obtenons une borne supérieure pour certains couplages^[15] : $h_{ee}h_{\mu\mu} < 1,2$. Cette limite est la seule qui ne dépende pas de la masse du $\Delta_{L,R}^{++}$. Plusieurs autres limites ont été obtenues par différents processus, mais tous dépendent de la masse du Higgs considérée. Par exemple, le tableau 1.1 résume^[16] les limites sur les couplages pour une masse du $\Delta_{L,R}^{++}$ de 100 GeV.

D'autre part, la limite sur la masse du Higgs doublement chargé a été fixée au Tevatron^[17] à $M_{\Delta_L^{++}} > 118,4$ GeV et $M_{\Delta_R^{++}} > 98,2$ GeV. C'est donc à partir de ces valeurs de masse que nous rechercherons cette particule dans le détecteur ATLAS.

Couplage au $\Delta_{L,R}^{++}$	Limite supérieure	processus
$h_{\mu e}h_{ee}$	$3,2 \times 10^{-7}$	$\mu \rightarrow eee$
$h_{\tau e}h_{\mu e}$	$5,5 \times 10^{-3}$	$\tau \rightarrow \mu ee$
$h_{\tau e}h_{ee}$	$4,3 \times 10^{-3}$	$\tau \rightarrow eee$
$h_{\tau\mu}h_{\mu\mu}$	$3,5 \times 10^{-3}$	$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$
$h_{\tau\mu}h_{\mu e}$	$5,5 \times 10^{-3}$	$\tau \rightarrow e\mu\mu$
$h_{ee}h_{\mu\mu}$	$3,8 \times 10^{-2}$	$\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_e\nu_\mu$
$h_{\mu\mu}$	0,25	$(g-2)_\mu$
h_{ee}	0,3	diffusion Bhabha
$h_{e\mu}h_{\mu\mu}$	2×10^{-6}	$\mu \rightarrow e\gamma$
$h_{e\tau}h_{\tau\mu}$	5×10^{-6}	$\mu \rightarrow e\gamma$

TAB. 1.1 – Limites sur les couplages des $\Delta_{L,R}^{++}$ aux leptons (pour $M_{\Delta^{++}} = 100$ GeV).^[16]

CHAPITRE 2

EXPÉRIENCE ATLAS ET LE LHC

2.1 Le LHC

Le *Large Hadron Collider* (LHC) basé à Genève est un collisionneur protons sur protons avec une énergie dans le système du centre de masse de 14 TeV. Situé 100 m sous terre, cet accélérateur de particules circulaire a une longueur de 26 659 km. Afin de maintenir les particules sur la trajectoire circulaire et de focaliser le faisceau, des aimants supra-conducteurs pouvant fournir des champs près de 10 T seront utilisés. Les différentes caractéristiques de ce collisionneur se trouvent sur la page internet du LHC^[19]. La figure 2.1 illustre le LHC et la chaîne d'accélérateurs nécessaires à son fonctionnement.

Les protons seront envoyés dans deux tubes à vide par paquets de $1,15 \times 10^{11}$ protons avec un espacement entre les paquets qui permettra un croisement de ces derniers toutes les 25 ns. Cet espacement implique qu'il y ait 2808 paquets à la fois dans les tubes du LHC. Les protons seront dirigés dans un sens pour un tube et dans le sens inverse pour l'autre tube. Cette configuration permet de choisir l'emplacement des collisions en déterminant le croisement des 2 tubes. Chaque paquet de protons sera injecté dans le LHC avec une énergie de 450 GeV pour être ensuite accéléré à 7 TeV. Une caractéristique particulière de cet accélérateur est sa très haute luminosité : $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Plusieurs détecteurs utiliseront ce collisionneur en mode collision proton sur proton. Le LHC-B^[20] se concentrera sur l'étude du meson B et de la violation CP. Le détecteur CMS^[21] servira, comme ATLAS^[22], un but général. Il permettra de sonder le Modèle standard et de découvrir des phénomènes au delà de celui-ci.

Le LHC peut également fonctionner en mode de collisions d'ions de plomb

Composante du détecteur	Caractéristiques et résolutions	Couverture en η Mesures	Couverture en η Déclenchement
Calorimétrie EM	$10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	± 3	$\pm 2,5$
Détecteur pied de gerbe	Séparation $\gamma - \pi^0$ $\gamma - jet$ et mesure de direction et étiquetage de b	$\pm 2,5$	
Calorimétrie pour Jets et Emiss			
Baril et bouchon région avant	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $100\%/\sqrt{E} \oplus 7\%$	± 3 $3 < \eta < 5$	± 3 $3 < \eta < 5$
Détecteur interne	$5 \times 10^{-4} P_T \oplus 1\%$ Identification des e Étiquetage des b et τ	$\pm 2,5$ $\pm 2,5$ $\pm 1,5$	
Détection des muons	20 % pour $P_T = 1$ GeV	± 3	$\pm 2,5$

TAB. 2.1 – Objectifs de performance pour le détecteur ATLAS

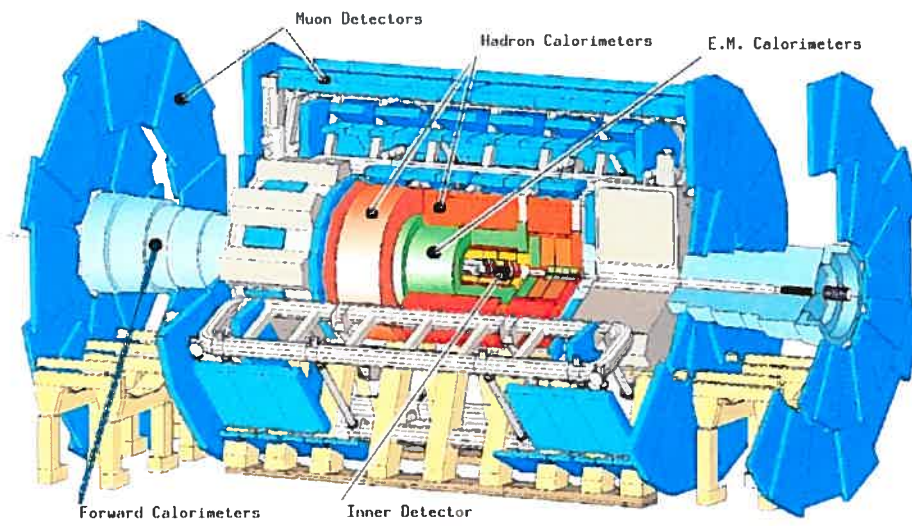


FIG. 2.2 – Le détecteur ATLAS au LHC

CHAPITRE 3

SIMULATION DES ÉVÉNEMENTS

Les événements ont été générés par des collisions protons sur protons à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Tous les signaux provenant du Higgs doublement chargé ont été produits par PYTHIA^[25] version 6.2. Certains des bruits de fond ont aussi été produits par le générateur PYTHIA, mais la plupart proviennent de COMPHEP^[26] au niveau partonique, puis PYTHIA a effectué les désintégrations et l'hadronisation. Les fonctions de structure du proton utilisées sont CTEQ5L^[27].

Dans les sous-sections à venir, nous présenterons les différentes caractéristiques et particularités de la génération d'événements. Comme les particules Δ_L^{++} et Δ_R^{++} sont contraintes par des paramètres différents, nous ferons leur étude séparément, y compris leur génération. Commençons tout d'abord par décrire sommairement les deux générateurs utilisés.

3.1 Générateur d'événements

3.1.1 PYTHIA

Le programme PYTHIA^[25] sert à générer des événements de haute énergie en physique des particules. À partir des deux protons dans l'état initial, le programme exécute l'interaction partonique choisie puis combine corrections radiatives, fragmentation et hadronisation pour créer un état final ne contenant que des particules détectables. Le nombre de particules dans l'état final est généralement très élevé.

Ce programme calcule la section efficace du processus choisi, puis génère des événements par une méthode Monte Carlo. Produits initialement avec un poids, certains événements sont rejetés afin que ceux conservés reflètent les distributions

attendues. Ils ont ainsi un poids unitaire.

On génère les événements de telle sorte que, lors de l'analyse des données, les distributions ressemblent à ce qu'un détecteur parfait aurait perçu, y compris la dispersion statistique. Pour inclure les effets du détecteur, il est nécessaire de passer toutes les données dans un autre programme qui simulera les résolutions et acceptances de détection. Ce programme sera décrit à la section 3.5.

3.1.2 COMPHEP

Le programme COMPHEP est aussi un générateur d'événements. À partir de la fonction de structure du proton, il prend un état initial à deux protons, puis il produit des événements dans l'état final contenant des leptons ou des partons. Ce programme ne fait pas l'hadronisation ni la fragmentation. On doit donc ensuite passer ces événements dans PYTHIA afin d'inclure ces effets.

Pour calculer la section efficace, COMPHEP calcule une intégrale dans l'espace de phase. Des événements sont ensuite générés par une méthode Monte Carlo. Plus général, ce générateur permet à l'utilisateur de choisir n'importe quel état final, en autant qu'un modèle d'interaction soit défini. Il peut cependant nécessiter un temps de calcul très grand.

3.2 Génération de Δ_L^{++}

3.2.1 Δ_L^{++} par fusion de W^+

La production par fusion de W^+ du Δ_L^{++} est un processus déjà inclus dans les bibliothèques de PYTHIA. Nous n'avons donc qu'à choisir les paramètres de la production et de la désintégration pour obtenir les événements à étudier. Le tableau 3.1 donne les sections efficaces de production du triplet gauche. Les valeurs de la section efficace sont en femtobarn (fb) et les valeurs moyennes du vide du triplet

gauche, utilisées lors de la génération sont indiquées dans l'entête de la colonne. Les masses du Δ_L^{++} débutent à 300 GeV, car des expériences précédentes ont déjà sondé les masses inférieures à ≈ 100 GeV. La valeur la plus élevée pour v_L est de 9 GeV car la mesure du paramètre ρ_{ew} implique que $v_L < 9$ GeV, comme nous l'avons vu au chapitre précédent.

Masse Δ_L^{++} (GeV)	σ (fb) $v_L=5$ GeV	σ (fb) $v_L=9$ GeV
300	3,039	9,847
400	1,900	6,155
500	1,252	4,057
600	0,873	2,822
700	0,625	2,024
800	0,421	1,494

TAB. 3.1 – Section efficace en fb pour la production du $\Delta_L^{\pm\pm}$ par fusion d'une paire de W^\pm . Les valeurs ont été calculées par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

Les valeurs présentées dans le tableau 3.1 sont la somme des sections efficaces de la production des Higgs doublement négatifs et doublement positifs. Comme nous nous concentrerons sur l'étude des doublement positifs, nous devons connaître la fraction des événements générés qui sont doublement chargés positivement. Le tableau 3.2 montre le pourcentage des positifs par rapport au total produit en fonction de la masse du Δ_L^{++} . Ces valeurs ont été trouvées en prenant le ratio du nombre de Δ^{++} sur le nombre total produit à la sortie du générateur.

On a forcé le Higgs doublement chargé à se désintégrer. Les rapports d'embranchement $\text{BR}(\Delta_L^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+)$ et $\text{BR}(\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+)$ ont été forcés à l'unité afin de simplifier l'étude des différents modes de désintégration. De plus, pour le cas où le Higgs doublement chargé s'est désintégré en électrons ou en muons, la matrice

Masse (GeV)	% de ++
300	57,7
400	60,0
500	61,6
600	64,6
700	65,9
800	68,2

TAB. 3.2 – Pourcentage de Δ_L^{++} produit lorsque des $\Delta_L^{\pm\pm}$ ont été générés par fusion d'une paire de W. Les événements en question ont été générés par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

de couplage telle que définie à la section 1.5 a été choisie de la façon suivante¹ :

$$\begin{pmatrix} c_{ee} & c_{e\mu} & c_{e\tau} \\ c_{\mu e} & c_{\mu\mu} & c_{\mu\tau} \\ c_{\tau e} & c_{\tau\mu} & c_{\tau\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dans le cas où le Higgs doublement chargé se désintègre plutôt en leptons tau, la matrice de couplage utilisée est alors la suivante :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

De cette façon, l'amplitude de probabilité d'obtenir un lepton dans l'état final est purement arbitraire. En résumé, les limites d'observabilité données au chapitre 4 sont donc fonction de ces couplages et de la masse du Δ^{++} .

¹Les c_{ll} sont proportionnel au h_{ll} , mais comme le Higgs doublement chargé est forcé à se désintégrer, seuls les valeurs relatives des coefficients sont importantes.

3.2.2 Production par paires

Les bibliothèques de PYTHIA incluent également la production par paires du Δ_L^{++} . Malheureusement, le processus existant est incomplet et il est nécessaire de rajouter certaines contributions. En effet, le processus inclus dans le générateur prend en compte la production via l'échange d'un photon ou d'un Z et de l'interférence entre ces deux modes de production. D'après une étude précédente^[11], il existe aussi une contribution importante qui proviendrait de l'échange d'un Z_R (voir figure 1.2). La contribution de ce nouveau diagramme ainsi que son interférence avec les autres déjà existants ont été incluses dans le programme de génération. Nous présentons la théorie associée à la génération par paires à la section 1.4.2.

La contribution des nouveaux processus dépend de la masse du Z_R , mais aussi de la masse du Δ_L^{++} . La figure 3.1 illustre l'effet de l'ajout de la contribution du Z_R au calcul de la section efficace. La courbe noire (continue) correspond à la section efficace calculée originalement par PYTHIA, où seul le photon et le Z_L contribuent à la section efficace. La courbe bleue (traits) correspond à la section efficace totale si la masse du Z_R est de 500 GeV. Les courbes rouge (points et traits) et verte (points) illustrent respectivement la section efficace totale pour des masses du Z_R de 1000 et 2000 GeV. Les valeurs de la section efficace indiquées sur cette figure sont en fb.

Le tableau 3.3 montre quelques exemples de section efficace en fb pour une masse du Z_R de 1000 GeV.

Pour faciliter notre tâche, nous avons choisi d'étudier les canaux de désintégration purement leptoniques du Δ_L^{++} . L'état final comptera donc quatre leptons (électron ou muon). De plus, le rapport d'embranchement $\text{BR}(\Delta_L^{++}\Delta_L^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-)$ a encore une fois été fixé à l'unité. Comme précédemment, la matrice de couplage utilisée lors de la génération est la suivante :

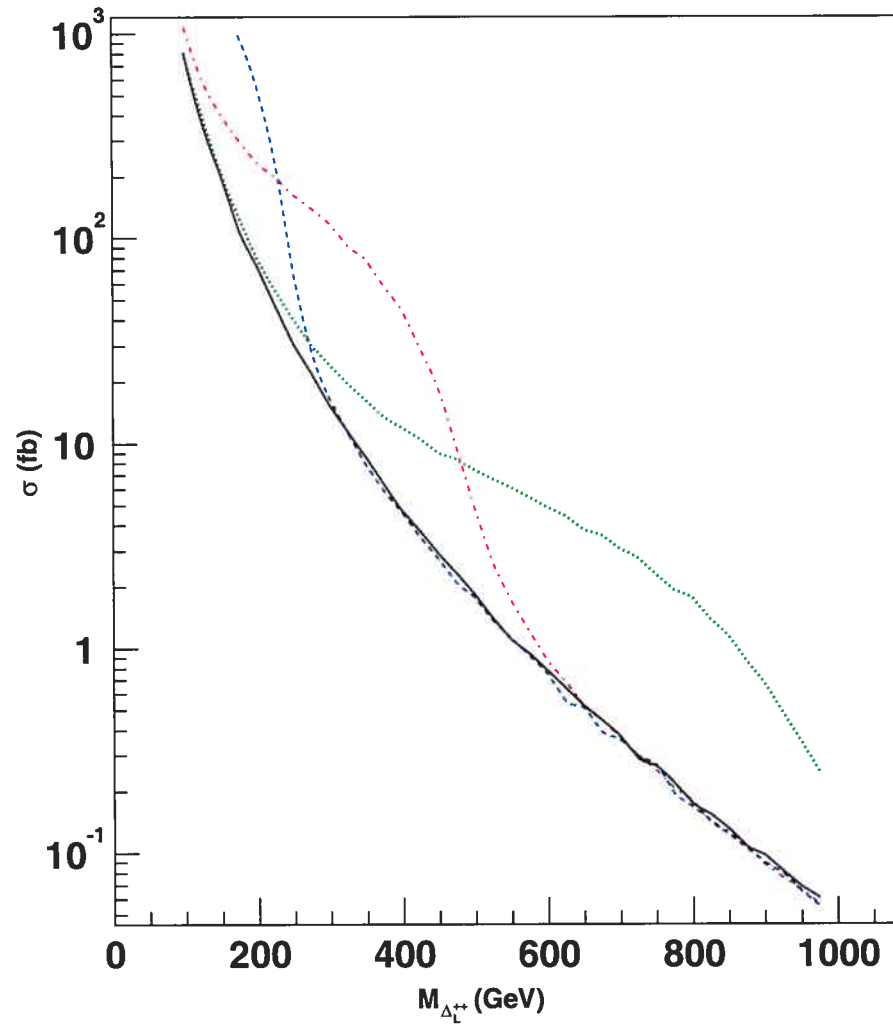


FIG. 3.1 – Section efficace en fb en fonction de la masse du Δ_L^{++} pour la production par paires. La courbe noire (continue) correspond à la section efficace calculée originalement par PYTHIA, où seuls le photon et le Z_L contribuent à la section efficace. La courbe bleue (traits) correspond à la section efficace totale si la masse du Z_R est de 500 GeV. Les courbes rouge (points et traits) et verte (points) illustrent respectivement la section efficace totale pour des masses du Z_R de 1000 et 2000 GeV.

Masse (GeV)	σ (fb) $Z_R=1000$ GeV
300	169,0
500	4,64
700	0,363
900	0,089
1100	0,027
1300	0,0089

TAB. 3.3 – Section efficace en fb en fonction de la masses du Δ_L^{++} . pour la production par paires de Δ_L^{++} . La masse du Z_R est de 1000 GeV.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le mode, où les deux Higgs doublement chargés vont en deux leptons tau, ne sera pas étudié pour la production par paires, car avec quatre leptons tau dans l'état final, l'efficacité de reconstruction sera faible et l'énergie manquante associée aux neutrinos impossible à utiliser. De plus, dans un tel mode de désintégration, il serait impossible de faire l'identification des jets, souvent utile pour la reconstruction des taus. Le mode où un des Higgs doublement chargé se désintègre en électrons ou en muons et l'autre en leptons tau ne sera pas étudié. Nous n'étudierons pas ce mode, car le nombre d'événements dans l'état final serait plus faible que le cas présent et parce que la reconstruction plutôt difficile des taus supprimerait encore plus ce signal. La présence de deux électrons ou muons seulement impliquerait l'existence d'un bruit de fond non négligeable qui détériorerait notre signal.

3.3 Génération de Δ_R^{++}

3.3.1 Δ_R^{++} par fusion de W^+

Le processus de production par fusion d'une paire de W du Δ_R^{++} est lui aussi présent dans les bibliothèques de PYTHIA. Pour obtenir les événements à étudier, nous n'avons donc qu'à choisir les paramètres de la production et de la désintégration. Le tableau 3.4 donne les sections efficaces de production du triplet droit. Les valeurs de la section efficace sont en fb et les valeurs de la masse du W_R utilisées lors de la génération sont indiquées dans l'entête de la colonne. Étant donné la limite actuelle sur la masse du W_R , nous n'étudierons pas la plage inférieure à 650 GeV. De même, la masse du Δ_R^{++} sera toujours supérieure à 300 GeV.

Masse Δ_R^{++} (GeV)	σ (fb) $W_R^+ = 650$ GeV	σ (fb) $W_R^+ = 1\ 000$ GeV
300	7,933	1,576
500	4,584	0,976
800	2,220	0,503
1000	1,412	0,333
1500	0,449	0,123

TAB. 3.4 – Section efficace en fb pour la production du $\Delta_R^{\pm\pm}$ par fusion d'une paire de W . Les valeurs ont été calculées par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

Les valeurs présentées dans le tableau 3.4 concernent la production des Higgs doublement négatifs et doublement positifs. Comme nous nous concentrerons sur l'étude des doublement positifs, nous devons connaître la fraction des événements produits qui sont doublement chargés positivement. Le tableau 3.5 montre le pourcentage des positifs par rapport au total produit en fonction de la masse du Δ_R^{++} . Ces valeurs ont été trouvées en prenant le rapport du nombre de Δ^{++} sur le nombre

total généré, et ce, à la sortie du générateur.

Masse (GeV)	% de ++
300	64,5
500	67,5
800	71,5
1000	75,3
1500	79,1

TAB. 3.5 – Pourcentage de Δ_R^{++} produits lorsque des $\Delta_R^{\pm\pm}$ ont été générés par fusion d'une paire de W. Les événements en question ont été générés par PYTHIA pour des collisions proton sur proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

De même que pour la production de Δ_L^{++} par fusion de W (section 3.2.1), les rapports d'embranchement $\text{BR}(\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+)$ et $\text{BR}(\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+)$ ont été forcés à l'unité afin de simplifier l'étude des différents modes de désintégrations. De plus, pour le cas où le Higgs se désintègre en électrons ou en muons, la matrice de couplage telle que définie à la section 1.5 a été choisie de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dans le cas où le Higgs se désintègre plutôt en leptons tau, la matrice de couplage utilisée a été la suivante :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Comme à la section 3.2.1, les résultats dépendront de ce choix de paramètres, ce qui implique que nos limites seront fonctions de ces couplages.

3.3.2 Production par paires

La production par paires du Δ_R^{++} est très similaire a celle du Δ_L^{++} (voir section 3.2.2). La figure 3.2 montre l'effet du rajout de la contribution du Z et du Z_R au calcul de la section efficace. La courbe noire (continue) correspond à la section efficace calculée originalement par PYTHIA, où seul le photon contribue à la section efficace. La courbe bleue (traits) correspond à la section efficace totale si la masse du Z_R est de 500 GeV. Les courbes en rouge (points et traits) et en vert (points) montrent respectivement la section efficace totale pour des masses du Z_R de 1000 et 2000 GeV. Les valeurs de la section efficace indiquées sur cette figure sont en fb.

Le tableau 3.6 montre quelques exemples de section efficace en fb pour une masse du Z_R de 1000 GeV.

Masse (GeV)	σ (fb) $Z_R = 1000$ GeV
600	1,42
700	0,530
800	0,246
900	0,123

TAB. 3.6 – Section efficace en fb pour la production par paires de Δ_R^{++} pour un masse du Z_R de 1000 GeV pour différentes masses du Δ_R^{++} .

Les canaux de désintégration purement leptoniques du Δ_R^{++} ont été utilisés. Il y aura donc quatre leptons (électron ou muon) dans l'état final. De plus, le rapport d'embranchement $\text{BR}(\Delta_R^{++}\Delta_R^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-)$ a cette fois encore été fixé à l'unité. Comme précédemment, la matrice de couplage utilisée lors de la génération est la suivante :

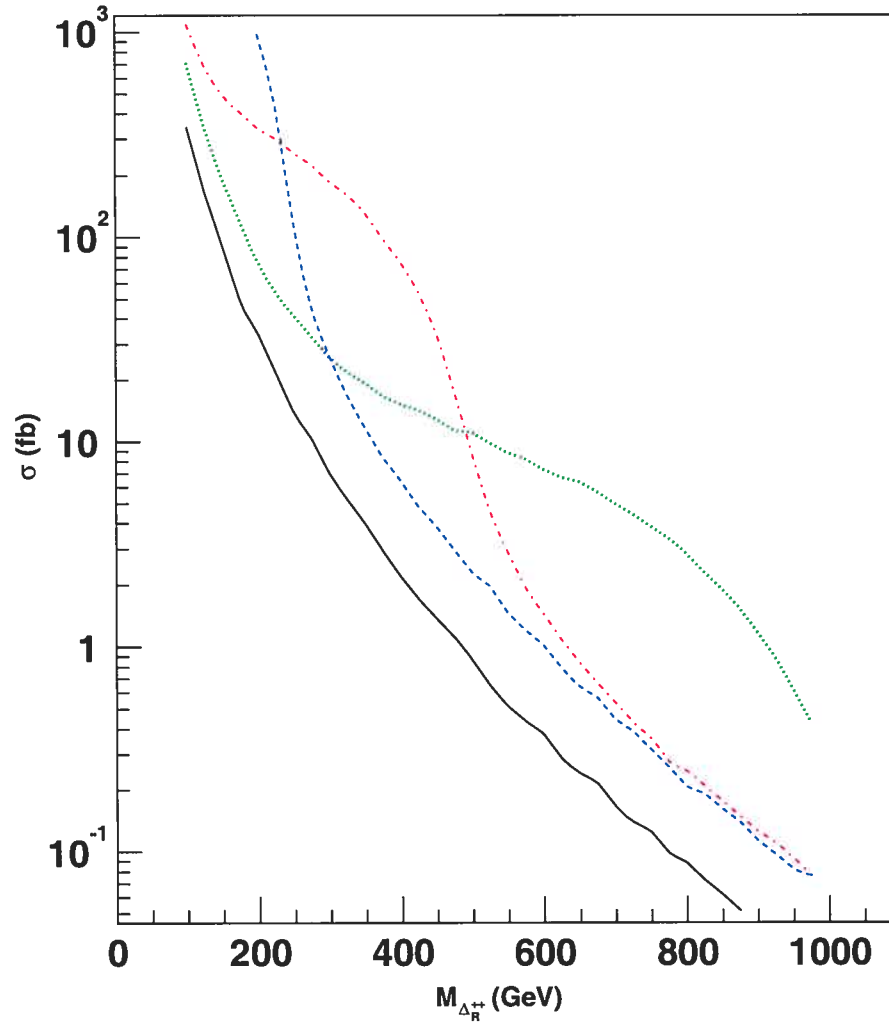


FIG. 3.2 – Section efficace en fb en fonction de la masse du Δ_R^{++} lors de la production par paires. La courbe noire (continue) correspond à la section efficace calculée originalement par PYTHIA, où seul le photon contribue à la section efficace. La courbe bleu (traits) correspond à la section efficace totale si la masse du Z_R est de 500 GeV. Les courbes en rouge (points et traits) et en verte (points) montrent respectivement la section efficace totale pour des masses du Z_R de 1000 et 2000 GeV.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Comme dans le cas de la production par paires du Δ_L^{++} , le mode où les Higgs doublement chargés peuvent se désintégrer en leptons tau ne sera pas étudié.

3.4 Génération du bruit de fond

3.4.1 Deux leptons dans l'état final

Les processus contribuant au bruit de fond ainsi que leurs caractéristiques respectives sont présentés dans le tableau 3.7. Les rapports d'embranchement servent à obtenir deux leptons chargés positivement dans l'état final. Dans le cas du $t\bar{t}$, le rapport d'embranchement sert plutôt à avoir au moins un lepton positif dans l'état final. Le programme de génération a calculé ces valeurs.

Bruit de fond	$\sigma \times \text{BR}$ (fb)
WW qq	37,0
WZ qq	28,6
W $t\bar{t}$	23,0
$t\bar{t}$	104 890*

TAB. 3.7 – Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement en fb pour les différents bruits de fond en présence de deux leptons chargés positivement dans l'état final. *La valeur donnée pour $t\bar{t}$ est celle correspondant à un rapport d'embranchement où il y a au moins un lepton dans l'état final et pour une masse du t de 175 GeV.

Les valeurs données dans le tableau ci-dessus ont été obtenues à la suite de l'application de certaines coupures lors de la génération. On a appliqué ces cou-

pures afin de réduire le nombre d'événements contribuant réellement au bruit de fond. Pour tous les bruits provenant de $WWqq$ et $WZqq$, nous avons exigé que les deux partons sortant aient une impulsion transverse supérieure à 15 GeV afin de passer le seuil de détection lors de la simulation du détecteur. De plus, seuls les événements où la masse invariante des deux bosons de jauge est supérieure à 200 GeV ont été conservés. Dans le cas de $Wt\bar{t}$, aucune coupure initiale n'a été appliquée. Finalement, les événements $t\bar{t}$ ont été générés avec une limite inférieure de 10 GeV pour l'impulsion transverse du processus.

3.4.2 Un lepton dans l'état final

Les processus contribuant au bruit de fond ainsi que leurs caractéristiques respectives sont présentés dans le tableau 3.8. Les rapports d'embranchement sont ceux pour obtenir au moins un lepton chargé dans l'état final. Dans le cas du $Wt\bar{t}$, le rapport d'embranchement sert à obtenir au moins un lepton positif dans l'état final. Ces valeurs ont été calculées par le programme de génération.

Bruit de fond	$\sigma \times \text{BR}$ (fb)
WW qq	269,9
WZ qq	468,6
W jets	18 466 000
Z jets	1 331 330
W $t\bar{t}$	135,0*
$t\bar{t}$	228 000

TAB. 3.8 – Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement en fb pour les différents bruits de fond lorsqu'il y a un lepton chargé dans l'état final. *La valeur donnée pour $Wt\bar{t}$ est celle correspondant à un rapport d'embranchement où l'état final contient au moins un lepton chargé positivement.

Comme pour les bruits pour deux leptons dans l'état final, ceux-ci ont été produits avec des coupures initiales. Pour tous les bruits provenant de $WWqq$ et $WZqq$, nous avons exigé que les deux partons sortant aient une impulsion transverse supérieure à 15 GeV, et ce, afin de passer le seuil de détection lors de la simulation du détecteur. De plus, nous avons conservé seulement les événements où la masse invariante des deux bosons de jauge est supérieure à 200 GeV.

Pour leur part, les bruits provenant de W jets, Z jets et de $t\bar{t}$ ont été générés avec une limite inférieure de 10 GeV pour l'impulsion transverse du processus. Finalement, le bruit $Wt\bar{t}$ demeure encore une fois sans coupures initiales.

3.5 Simulation du détecteur

Les effets du détecteur ne sont pas inclus lors de la génération. Afin de simuler le détecteur ATLAS, on a utilisé le programme ATLFAST^[28]. Celui-ci effectue une reconstruction rapide des événements et constitue une approximation de la réalité. Les programmes GEANT et ATHENA-Reconstruction permettent de simuler et de reconstruire complètement les événements, mais exigent un temps de calcul plutôt élevé, nous incitant à analyser avec ATLFAST. Nous sommes ainsi en mesure d'obtenir des résultats fiables, mais avec un temps de calcul raisonnable.

ATLFAST sert principalement à la reconstruction des jets dans le calorimètre, à simuler une résolution dans la reconstruction des leptons et des photons, à inclure les effets du champ magnétique, à simuler l'énergie transverse manquante et à imposer une efficacité d'identification des jets et des taus. Par la suite, l'analyse des événements peut se faire. On peut trouver la description complète de ATLFAST dans les rapports techniques^[29].

Lors de notre analyse, la majorité des paramètres par défaut de reconstruction de ATLFAST ont été conservés. Par contre, nous avons choisi d'imposer un taux de réjection de 40 % pour les jets de type tau.

CHAPITRE 4

ANALYSE

La recherche d'un Higgs doublement chargé nécessite une bonne compréhension du bruit de fond correspondant au signal perçu par le détecteur. Bien que la section efficace de production de cette particule soit suffisante pour son observation dans le détecteur ATLAS au LHC (voir tableau 3.1), il reste à déterminer s'il sera possible de séparer les vrais événements de ceux appartenant aux bruits de fond. La génération des événements de bruit de fond et du signal a été présentée au chapitre 3.

Afin d'évaluer notre capacité à observer un signal dans un détecteur, nous définissons un critère, dit de signifiante, défini par :

$$\sigma_s = \frac{S}{\sqrt{B}} > 5 \quad (4.1)$$

où σ_s est la signifiante, S est le nombre d'événements du signal dans une région déterminée et B est le nombre d'événements du bruit de fond dans la région correspondante. Nous avons choisi une fenêtre de masse pour la mesure de S et B limitée à plus ou moins deux fois l'écart type de la distribution de la masse reconstruite du signal. Ce critère sert à définir de façon systématique l'observabilité d'un phénomène physique. Mais il se peut qu'il ne soit pas très fiable. Par exemple, si B devient petit, la signifiante peut paraître importante même avec très peu d'événements du signal. On exigera donc également un minimum de 10 événements provenant du signal dans le détecteur ATLAS.

Nous proposons donc d'étudier le signal et le bruit de fond afin de déterminer l'observabilité de la production d'un $\Delta_{L,R}^{++}$ au LHC, et ce, pour différents modes de désintégration. Comme nous le verrons, le nombre d'événements du bruit de fond

peut souvent être très faible, et la découverte limitée par les 10 événements du signal.

La phénoménologie des triplets de chiralité droite et gauche étant relativement différente, leurs études seront présentées séparément.

4.1 Recherche du Δ_L^{++}

Le premier mode de production du Δ_L^{++} est par fusion d'une paire de W^+ . Pour les raisons présentées au chapitre 1, nous considérerons seulement les désintégrations leptoniques du triplet. Nous traiterons séparément le cas où les leptons seront des tau de celui des électrons et muons. Par la suite, nous étudierons le cas où le Δ_L^{++} est produit par paires. Bien que les autres modes de désintégrations ne soient pas totalement exclus, ils seraient très difficiles à reconstruire correctement et ne nous permettraient pas d'obtenir des limites claires. Par exemple, le mode en deux W_L^+ serait potentiellement accessible, étant donné la faible masse du W_L , mais la reconstruction de deux W en même temps se fait difficilement dans ATLAS à cause de la présence des neutrinos.

4.1.1 Production par fusion de W^+ du $\Delta_L^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+$

Nous avons présenté le processus de production par fusion d'une paire de W^+ au chapitre 1. La génération des événements où le Higgs se désintègre en électrons ou en muons est présentée au chapitre 3. Ce mode de désintégration est intéressant car ces deux leptons sont facilement détectables.

Afin de sélectionner les événements appartenant au signal et de rejeter au maximum ceux provenant du bruit de fond, il est nécessaire d'effectuer des coupures. Les contraintes utilisées pour le mode $\Delta_L^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+$ sont les suivantes :

- Coupure 1, identification des leptons :

Nous demandons à ce que deux électrons ou deux muons chargés positivement soient présents dans l'état final. De plus, on retiendra seulement ceux ayant une impulsion transverse de plus de 25 GeV. Cette limite assurera un déclenchement de l'acquisition de données pour ces événements.

– **Coupure 2, séparation des leptons :**

Les leptons produits par ce processus devraient être détectés dans des régions opposées du détecteur. C'est la raison pour laquelle nous imposons une séparation minimale entre ces deux particules : $|\phi_{l1} - \phi_{l2}| > 2,5$, où ϕ_{l1} est l'angle polaire du lepton 1 et ϕ_{l2} est celui du lepton 2. La figure 4.1 montre cette séparation pour des Higgs de 300 et 800 GeV ainsi que pour le bruit de fond. Cependant, trop restrictive pour les faibles masses, il est nécessaire de relâcher cette contrainte. C'est la raison pour laquelle nous imposons $|\phi_{l1} - \phi_{l2}| > 1,0$ pour les masses inférieures à 300 GeV.

– **Coupure 3, différence d'impulsion des leptons :**

Nous demandons à ce que les leptons aient une différence d'impulsion transverse minimale. La figure 4.2 montre cette différence d'impulsion des leptons en fonction de la masse pour des Δ_L^{++} de 300 et 800 GeV ainsi que pour le bruit de fond. En tenant compte du fait que les grandeurs des impulsions respectives dépendent de la masse du Higgs, nous imposons

$$\Delta P_T^{ll} > (\alpha M_H + \beta). \quad (4.2)$$

où α vaut 0,5 et β vaut 50. Cette coupure est représentée par la ligne droite sur la figure. Pour les masses de moins de 200 GeV, la contrainte a plutôt été $\Delta P_T^{ll} > 70$ GeV afin de conserver une bonne efficacité de reconstruction. Cette limite est représentée par la ligne pâle sur la figure.

– **Coupure 4, identification des jets :**

Le processus de production par fusion de W créera au moins un jet dans la région avant et au moins un dans celle arrière (voir figure 1.1). Afin de

sélectionner ces événements, une identification des jets est faite. Premièrement, tous les jets ayant une impulsion transverse supérieure à 15 GeV sont classés par ordre décroissant d'énergie et les autres sont rejetés. On rejete aussi l'événement si le jet le plus énergétique n'a pas une énergie supérieure à 200 GeV. Ensuite, nous recherchons la présence d'un deuxième jet ayant une énergie supérieure à 100 GeV et dont l'écart en pseudorapidité nous permet de conclure à la présence d'un jet avant et d'un jet arrière. La limite en pseudorapidité pour cette séparation est $|\eta_{j1} - \eta_{j2}| > 2$. Bien que cette définition ne soit pas celle d'un jet avant et arrière, elle nous permet néanmoins de bien distinguer les événements sans ces jets de ceux qui en ont.

– **Coupure 5, impulsion transverse manquante :**

Étant donné l'absence de neutrino associé à la production des leptons, il devrait y avoir peu d'énergie manquante dans le détecteur. C'est pourquoi nous imposons $P_T^{miss} < 40$ GeV. La figure 4.3 montre l'importance de cette contrainte. De plus, dans la situation des faibles masses, nous devons supprimer encore plus le $t\bar{t}$, et c'est la raison pour laquelle nous imposons que le nombre de jets b reconstruits soit nul pour les masses inférieures à 300 GeV.

Par la suite, la masse du Higgs doublement chargé est calculée à partir de la relation :

$$M_H^2 = (E_{l1} + E_{l2})^2 - (\vec{P}_{l1} + \vec{P}_{l2})^2 \quad (4.3)$$

où M_H est la masse du Higgs reconstruite à partir des deux électrons ou muons, E_{li} et l'énergie du lepton i et \vec{P}_{li} est le vecteur impulsion du lepton i .

Le tableau 4.1 montre l'effet des différentes coupures sur les bruits de fond et sur un Δ_L^{++} de 300 GeV produit avec une valeur du triplet dans le vide $v_L = 9$ GeV. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Pour cette masse du Higgs, le bruit de fond, obtenu à la suite de l'application successive

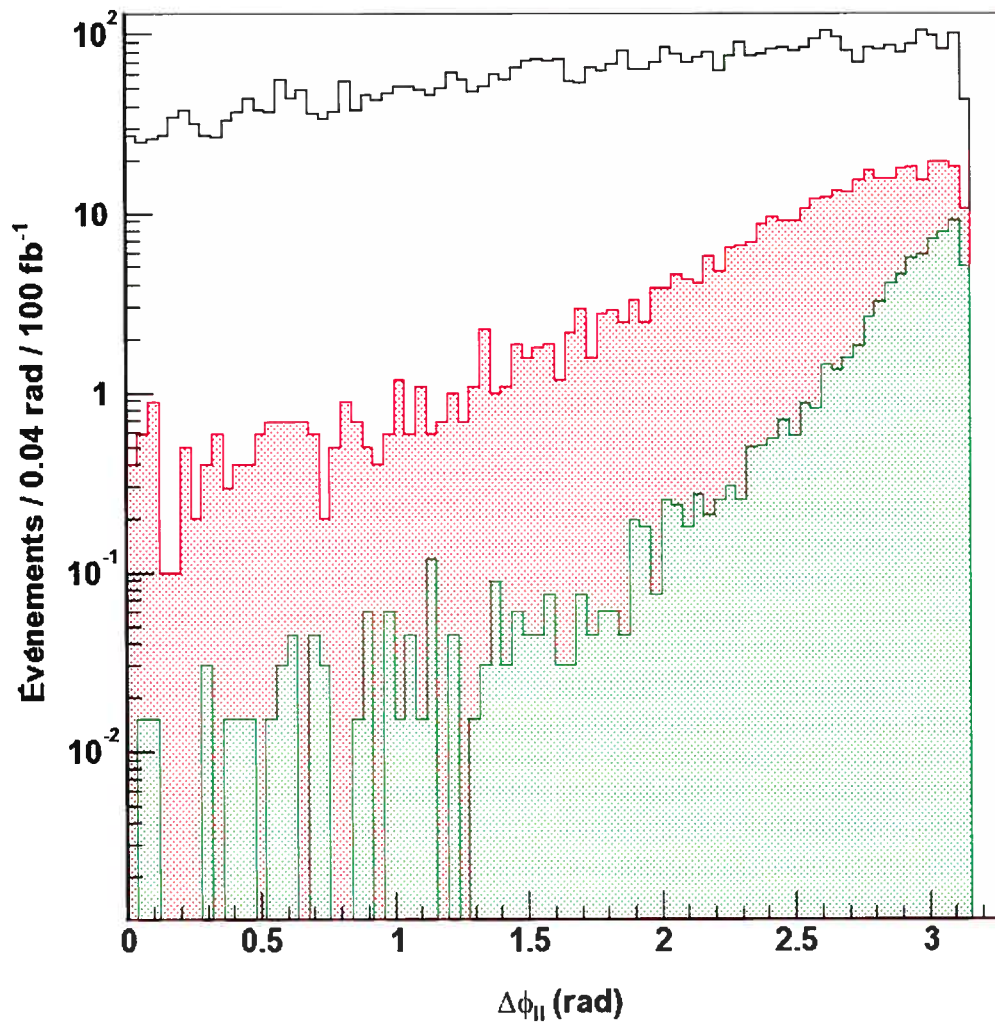


FIG. 4.1 – Valeur absolue de la différence d'angle polaire entre les deux leptons dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

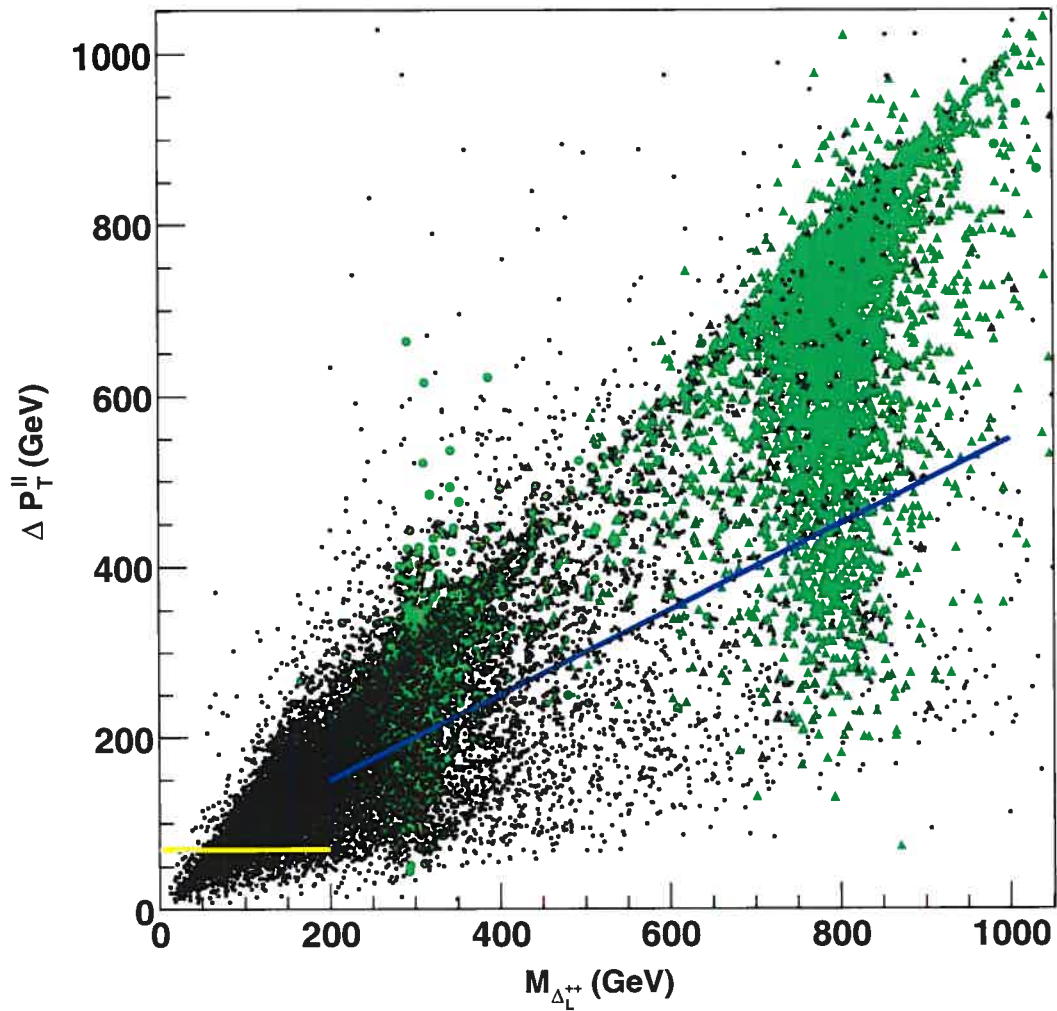


FIG. 4.2 – Différence vectorielle de l'impulsion transverse des deux leptons en fonction de la masse reconstruite du Higgs dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour la production par fusion d'une paire de W. Les points verts (pâle) correspondent à des Δ_L^{++} de 300 et 800 GeV tandis que les points noirs correspondent au bruit total. La ligne bleue (foncée) représente la limite $\alpha = 0,5$ et $\beta = 50$ dans l'équation 4.2. Celle en jaune (pâle) montre la coupure pour les masses inférieures à 200 GeV.

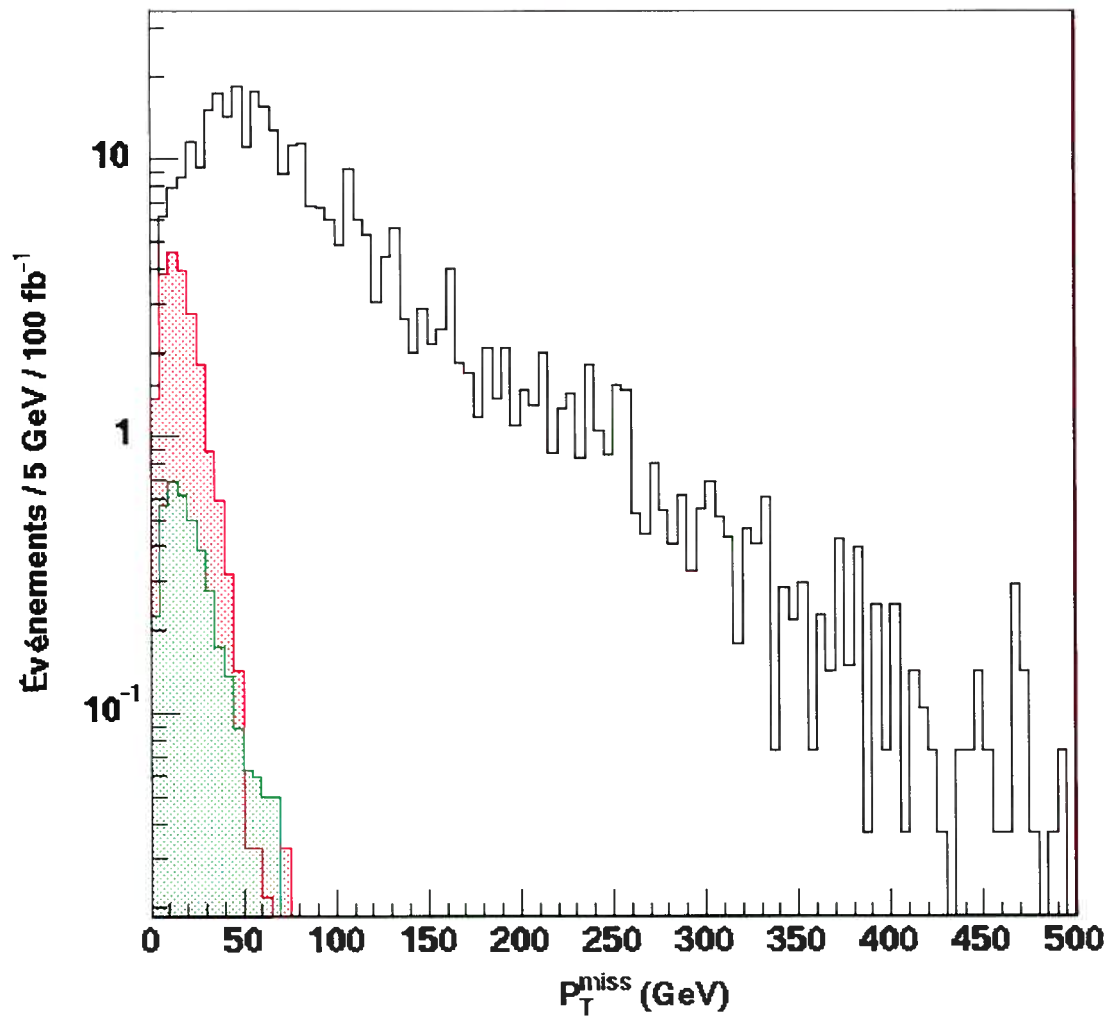


FIG. 4.3 – Énergie transverse manquante perçue par le détecteur dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

des coupures, est négligeable. De même, le tableau 4.2 montre le bruit et un Δ_L^{++} de 800 GeV.

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	$t\bar{t}$	bdf total	σ_s
Coupure 1	383,7 (329,6)	853,3 (108,5)	96,6 (7,6)	55,3 (0)	3 859,4 (17,4)	4 858,6 (133,5)	28,5
Coupure 2	289,0 (253,0)	397,8 (58,3)	39,4 (4,2)	31,7 (0)	1 763,9 (12,6)	2 232,7 (75,1)	29,2
Coupure 3	260,2 (220,2)	176 (30,3)	22,7 (3,0)	13,9 (0)	403,5 (3,2)	616,0 (36,5)	36,4
Coupure 4	184,9 (156,4)	98,1 (16,6)	1,8 (0,2)	3,15 (0)	145,9 (0,7)	249,1 (17,5)	37,4
Coupure 5	179,5 (152,2)	15,2 (3,0)	0,2 (0)	1,6 (0)	46,9 (0)	63,9 (3,1)	86,4

TAB. 4.1 – Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV produit par fusion d'une paire de W^+ avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à plus ou moins 2 fois la largeur du Higgs.

La figure 4.4 montre le signal d'un boson de Higgs doublement chargé ayant une masse de 800 GeV ainsi que le bruit de fond présent. On a produit le Higgs avec un v_L de 9 GeV et tous les événements ont été normalisés à 100 fb^{-1} . Sur cette figure, le bruit de fond n'est pas important pour les masses reconstruites supérieures à 300 GeV. Cependant, la plage de masse inférieure à 100 GeV a déjà été exclue par des expériences^[17] précédentes et nous nous limiterons aux masses supérieures à cette limite.

Étant donné le faible bruit de fond, le paramètre v_L et la masse du Δ_L^{++} sont les seuls paramètres importants pour l'observabilité de cette particule via

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	$t\bar{t}$	bdf total	σ_s
Coupure 1	69,4 (59,0)	853,3 (11,9)	96,6 (0,6)	55,3 (0,8)	3 859,4 (0)	4 858,6) (13,3)	16,2
Coupure 2	65,1 (55,8)	397,8 (7,1)	39,4 (0,4)	31,7 (0,8)	1 763,9 (0)	2 232,7 (8,3)	19,4
Coupure 3	59,0 (50,3)	176,0 (2,3)	22,7 (0,3)	13,9 (0)	403,5 (0)	616 (2,5)	31,8
Coupure 4	46,7 (39,9)	98,1 (1,4)	1,8 (0)	3,15 (0)	145,9 (0)	249,1 (1,4)	33,7
Coupure 5	40,0 (34,3)	15,2 (0,1)	0,2 (0)	1,6 (0)	46,88 (0)	63,9 (0,1)	108,5

TAB. 4.2 – Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV produit par fusion d'une paire de W^+ avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à plus ou moins 2 fois la largeur du Higgs.

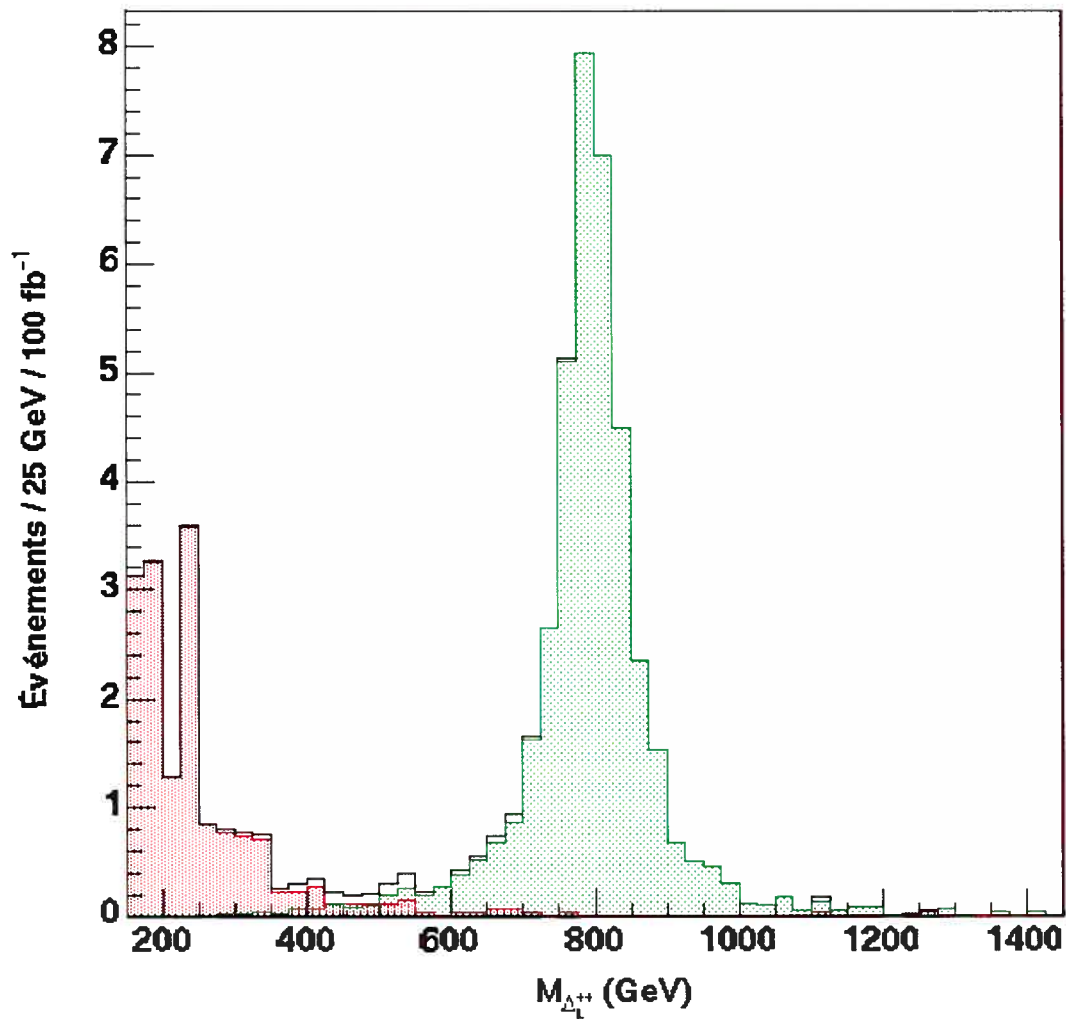


FIG. 4.4 – Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV ayant été produits par fusion d'une paire de W^+ avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L=9$ GeV. Le Higgs est en vert (zone pâle), le bruit est en rouge (zone foncée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS pour une luminosité intégrée de 100 fb⁻¹.

sa désintégration en électrons ou en muons. Le nombre d'événements du bruit de fond dans la région de masse qui nous intéresse n'est pas suffisant pour recourir au critère de signifiante et ainsi déterminer l'observabilité. En effet, si nous considérons le cas du Δ_L^{++} de 300 GeV, la signifiante pour 10 événements serait $\sigma_s = 5,77$. La figure 4.5 montre la limite sur ces paramètres permettant d'observer un signal dans le détecteur ATLAS avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} (courbe a) et pour 300 fb^{-1} (courbe b).

Étant donné la limite supérieure pour la valeur du triplet gauche dans le vide de 9 GeV, il est clair que ce canal de désintégration pourrait permettre l'observation de Higgs allant jusqu'à 1 300 GeV pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et pour des couplages unitaires aux électrons et muons ($\text{BR}(\Delta_L^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+ = 1)$). La petite remontée pour les masses inférieures à 300 GeV est causée par une perte d'efficacité de reconstruction de nos coupures (augmentation du bruit de fond).

Si nous considérons un cas peut-être plus réaliste où le tau serait aussi présent ($h_{ee} = h_{\mu\mu} = h_{\tau\tau} = 1$), le rapport d'embranchement en électrons et muons serait plutôt de $2/3$ si nous continuons à négliger les désintégrations non leptoniques. L'effet sur la figure 4.5 serait de déplacer les courbes vers la région de plus haut v_L . En effet, la section efficace dépend du carré de v_L . Donc, si on diminue le rapport d'embranchement à $2/3$, on doit augmenter la valeur du triplet dans le vide par un facteur $\sqrt{3/2}$ pour que la section efficace compense ce changement. Il est à noter que cette limite n'est pas fonction des valeurs individuelles des couplages h_{ii} , mais seulement des grandeurs relatives, puisqu'une fois le Δ_L^{++} produit, il est sûr de se désintégrer. Pour obtenir une limite individuelle, il serait nécessaire de mesurer la largeur de la distribution et de calculer la limite à l'aide de relations données par [18].

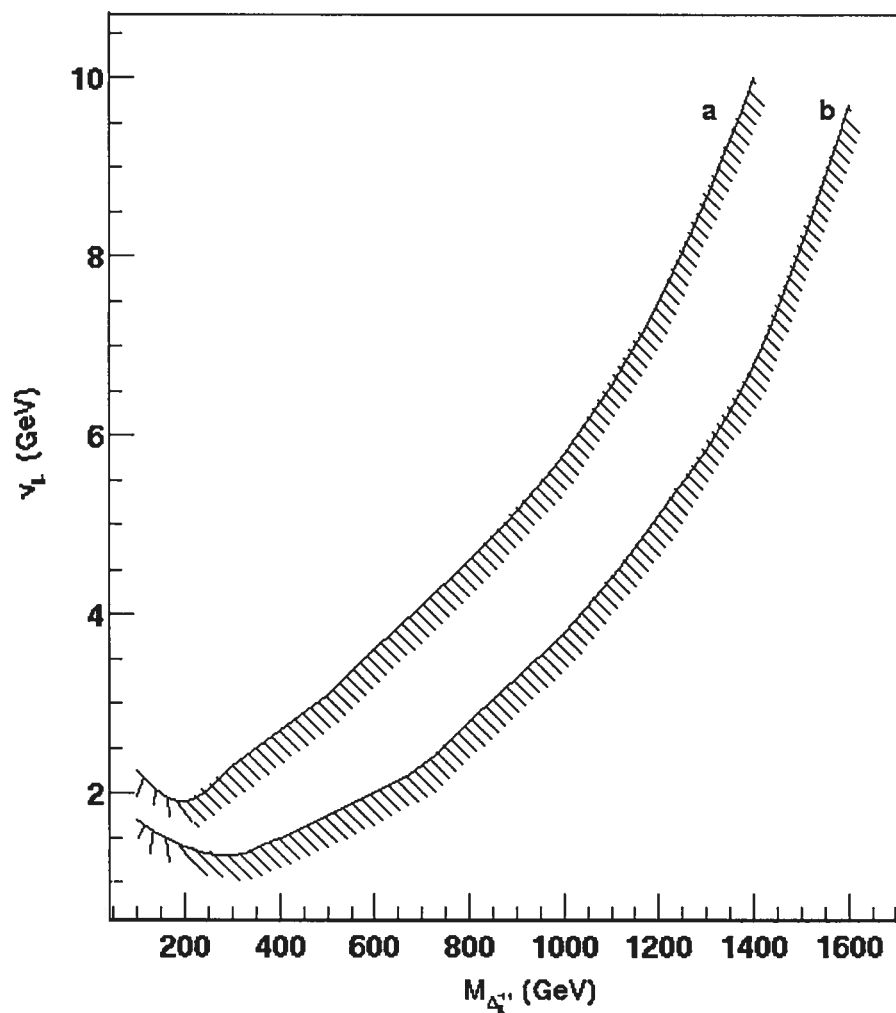


FIG. 4.5 – Limite sur v_L et sur la masse du $\Delta_L^{++} \rightarrow l^+ l^+$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion d'une paire de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} .

4.1.2 Désintégration $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+ \tau^+$

Nous avons présenté la génération de ces événements au chapitre 3. Nous étudierons deux modes de désintégration du tau. Le premier sera celui où les deux tau vont en leptons et neutrinos, et le deuxième celui où un tau va en lepton et neutrinos et l'autre en jet et neutrinos. Afin de reconstruire la masse du Higgs à partir des deux particules massives présentes dans l'état final, il est nécessaire de faire une approximation. En effet, la présence d'au moins deux neutrinos dans l'état final nous empêche de reconstruire exactement l'événement. Nous avons donc recours à une approximation de colinéarité des neutrinos par rapport à leurs leptons respectifs^[30]. La figure 4.6 illustre le principe de la colinéarité.

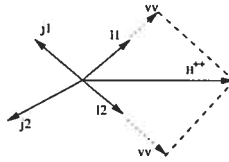


FIG. 4.6 – Approximation de colinéarité. Le neutrinos et l'antineutrino vont dans la même direction que le lepton qui leur est associé.

À partir de cette approximation, il est possible de calculer la masse du Δ_L^{++} avec l'information des deux particules massives présentes dans l'état final :

$$M_{\tau\tau}^2 = \frac{M_{ll}^2}{x_1 x_2} \quad (4.4)$$

où $M_{\tau\tau}$ est la masse reconstruite du Higgs doublement chargé, M_{ll} la masse des deux leptons chargés telle que calculée à l'équation 4.3 tandis que x_1 et x_2 sont les fractions de l'impulsion emportées respectivement par les leptons 1 et 2. Ces deux

fractions sont définies par :

$$\begin{aligned}\frac{1}{x_1} &= 1 + \frac{P_x^{p1} P_y^{miss} - P_y^{p1} P_x^{miss}}{P_x^{p1} P_y^{p2} - P_y^{p1} P_x^{p2}} \\ \frac{1}{x_2} &= 1 + \frac{P_y^{p2} P_x^{miss} - P_x^{p2} P_y^{miss}}{P_x^{p1} P_y^{p2} - P_y^{p1} P_x^{p2}}\end{aligned}\quad (4.5)$$

où P_i est l'impulsion selon l'axe i , $p1$ indique la particule 1, $p2$ la particule 2 et P^{miss} indique l'impulsion manquante dans le détecteur. À l'aide de ces définitions, on peut maintenant étudier plus en détail les différents modes de désintégration impliquant le lepton tau.

4.1.2.1 Cas $\tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$

La génération des événements où les deux tau se désintègrent en leptons est présentée à la section 3.2.1 du chapitre 3. Ce canal de désintégration est très semblable à celui de la section précédente. Il y aura 2 leptons dans l'état final, ce qui nous permettra de réduire considérablement le bruit de fond. Malheureusement, la probabilité que les deux tau se désintègrent en leptons en même temps est d'environ $(0,35)^2 \approx 12,8\%$. Le nombre d'événements dans l'état final devrait donc être plus faible que dans le cas présenté dans la section précédente. Néanmoins, ce mode pourrait être accessible au LHC et nous étudierons son observabilité.

Afin de réduire le bruit de fond et de sélectionner les événements qui nous intéressent, différentes coupures ont été appliquées :

- **Coupure 1, identification des leptons :**

Seuls les événements où deux leptons chargés positivement et ayant une impulsion transverse de plus de 25 GeV ont été conservés.

- **Coupure 2, les fractions x_1 et x_2 :**

Afin que les solutions soient physiquement acceptables, il est nécessaire d'imposer que les fractions x_1 et x_2 soient comprises entre 0 et 1.

– **Coupure 3, nombre de jet b :**

Nous imposons qu'il n'y ait aucun jet de type b identifié.

– **Coupure 4, identification des jets :**

La production de Higgs doublement chargés par fusion d'une paire de W implique toujours la même production de jets avant et arrière. C'est la raison pour laquelle nous imposons la même identification des jets qu'à la section 4.1.1.

– **Coupure 5, masse invariante des 2 leptons :**

Finalement, nous demandons à ce que la masse invariante des 2 leptons soit supérieure à 30 GeV. La figure 4.7 illustre les distributions de la masse invariante des deux leptons pour des masses de 300 et 800 GeV ainsi que pour le bruit de fond.

Le tableau 4.3 montre l'effet des différentes coupures sur les bruits de fond et sur un Δ_L^{++} de 300 GeV produit avec une valeur du triplet dans le vide v_L de 9 GeV. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Pour cette masse du Higgs, le bruit de fond obtenu à la suite de l'application successive des coupures n'est pas négligeable. De même, le tableau 4.4 montre le bruit de fond et un Δ_L^{++} de 800 GeV après différentes coupures. La figure 4.8 montre le signal qui sera observé pour une masse de 800 GeV pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} et à la suite de l'application successive des différentes coupures. Il sera insuffisant pour prétendre à une découverte.

La figure 4.9 montre la région de paramètre accessible avec ATLAS pour des luminosités intégrées de 100 et 300 fb^{-1} . Cette région est très contrainte expérimentalement ($v_L < 9 \text{ GeV}$). Cette limite signifie que ce canal ne sera jamais observable pour les masses supérieures à 300 GeV dans le cas où le rapport d'embranchement dans ce mode est de 100 %. Un cas plus réaliste semble celui où les couplages h_{ii} serait du même ordre de grandeur. Dans cette situation, les courbes se traduiraient vers le haut par un facteur expliqué à la section 4.1.1. Cette translation

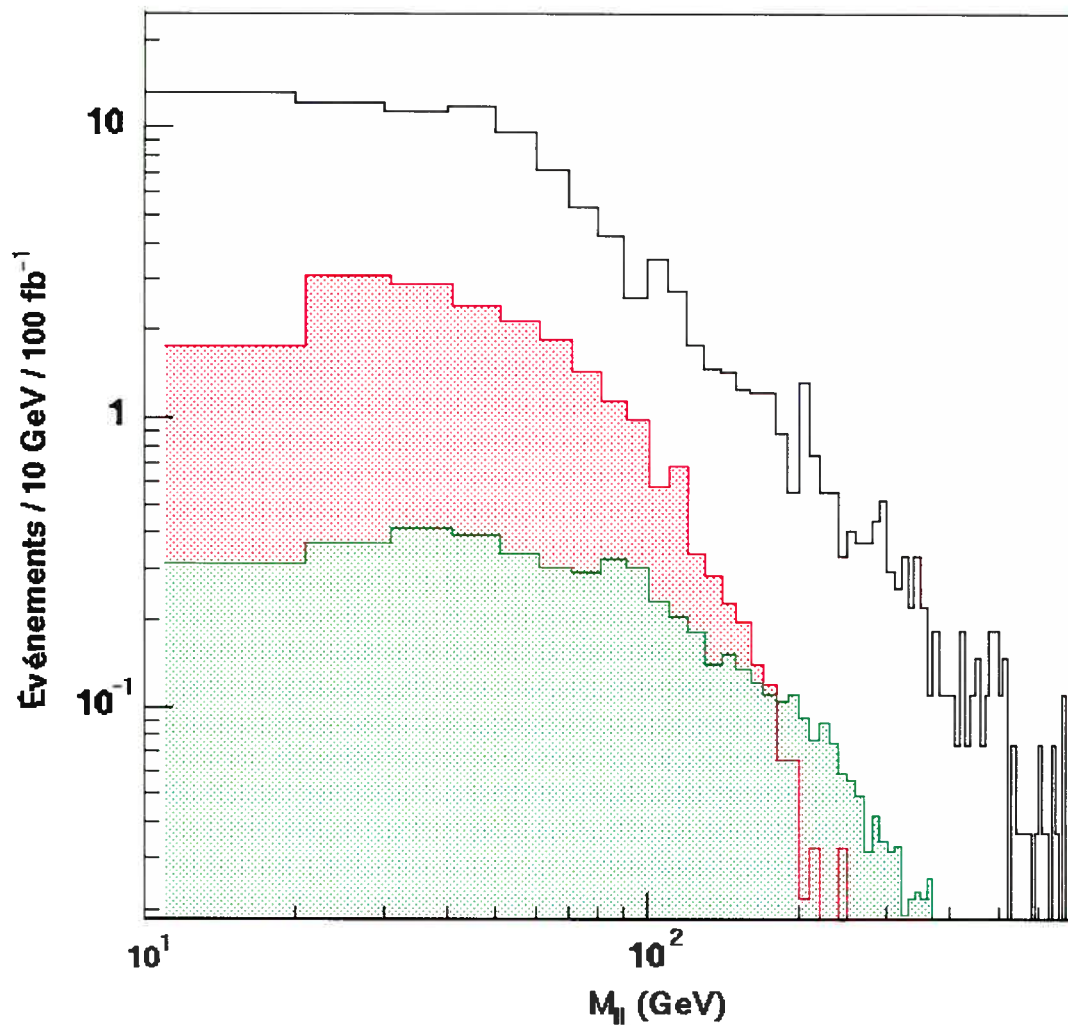


FIG. 4.7 – Masse invariante des deux leptons. La courbe verte (zone pâle) est pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV tandis que la rouge(zone foncée) est pour un de 300 GeV lors de la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. Le bruit est représenté par la courbe en trait continu. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	tt	bdf total	σ_s
Coupure 1	54,2 (42,2)	853,3 (153,4)	96,6 (13,1)	55,3 (11,9)	3 859,4 (485,5)	4 858,6 (706,9)	1,6
Coupure 2	47,0 (40,3)	312,2 (84,4)	21,6 (6,4)	19,3 (8,0)	1 173,8 (360,2)	1 590,9 (480,1)	1,8
Coupure 3	46,1 (37,9)	305,4 (82,6)	0,6 (0,2)	17,9 (7,2)	153,1 (47,4)	240,6 (158,3)	3,0
Coupure 4	22,1 (18,2)	75,5 (20,5)	0 (0)	3,9 (2,3)	35,1 (8,2)	120,9 (33,1)	3,1
Coupure 5	16,3 (14,9)	57,9 (17,0)	0 (0)	3,2 (1,6)	21,0 (3,4)	86,6 (23,9)	3,1

TAB. 4.3 – Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	tt	total	σ_s
Coupure 1	13,4 (10,1)	853,3 (104,5)	96,6 (6,5)	55,3 (0,7)	3 859,4 (78,3)	4 858,6 (299,4)	0,6
Coupure 2	12,0 (9,6)	312,2 (78,4)	21,6 (4,3)	19,3 (0,7)	1 173,8 (56,6)	1 590,9 (222,6)	0,6
Coupure 3	11,5 (9,1)	305,4 (76,8)	0,6 (0,1)	17,9 (0,7)	153,1 (4,8)	540,6 (100,4)	0,9
Coupure 4	5,8 (4,3)	75,5 (19,0)	0 (0)	3,9 (0)	35,1 (1,4)	120,9 (23,4)	0,9
Coupure 5	4,8 (3,8)	57,9 (15,2)	0 (0)	3,2 (0)	21 (0,7)	86,6 (16,1)	0,9

TAB. 4.4 – Nombre total d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV avec une valeur du triplet dans le vide $v_L=9$ GeV pour la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

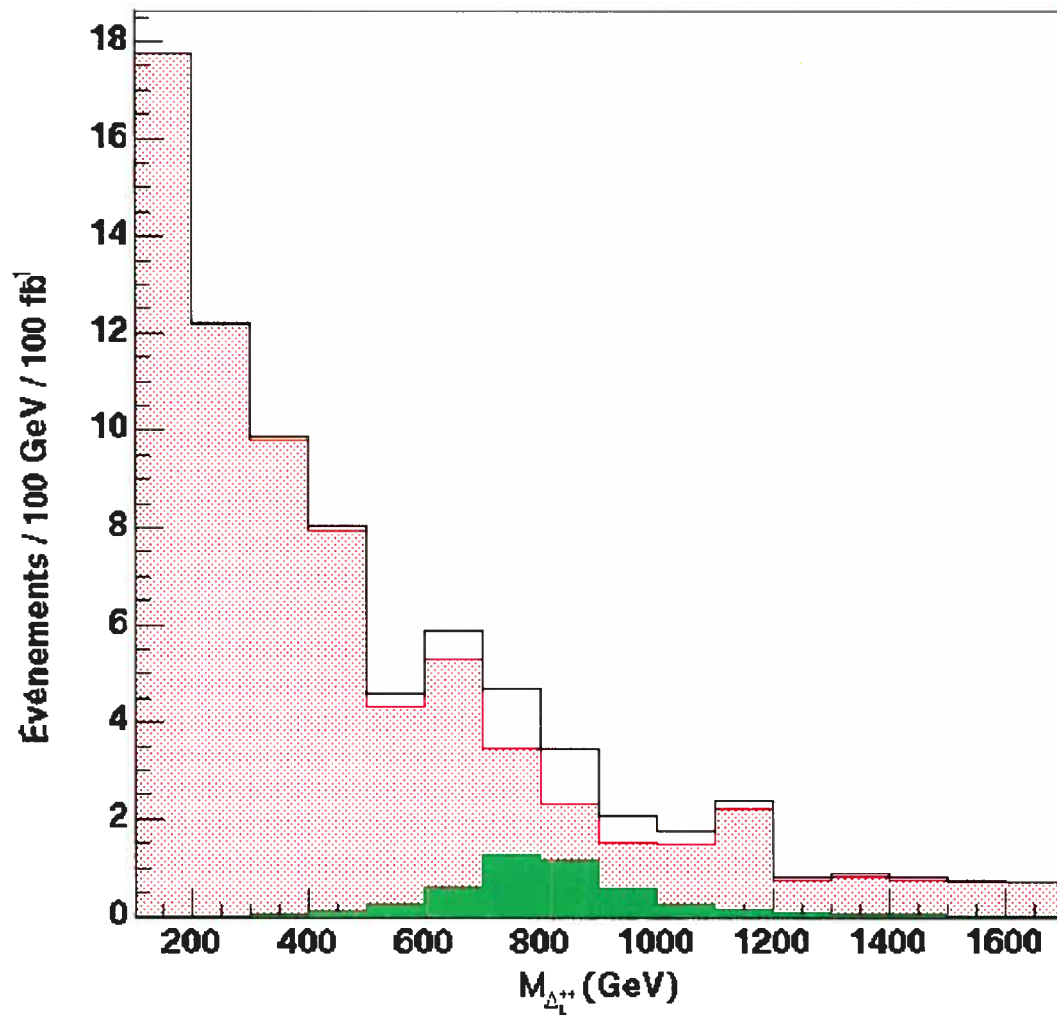


FIG. 4.8 – Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV ayant été produit avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L = 9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit est en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS.

implique que ce canal serait encore plus difficile à observer. Bien que le bruit de fond soit plus important que celui obtenu dans la section 4.1.1, c'est plutôt le rapport d'embranchement $BR(\tau\tau \rightarrow ll)$ qui empêche la détection de ce mode.

4.1.2.2 Cas $\tau^+\tau^+ \rightarrow l^+ + jets$

Ce cas est très semblable à celui de la section précédente. La probabilité que les deux tau se transforment en un électron ou muon et un jet est d'environ 45,6 %. Bien que cette probabilité soit supérieure au cas précédent (12,8 %), la présence d'un seul lepton dans l'état final augmente considérablement le nombre d'événements du bruit de fond. De plus, la détection du jet provenant du tau est plutôt difficile dans le détecteur. En supposant une efficacité de détection de 60 % pour ce type de jet, nous obtenons tout de même environ le double d'événements que dans la section précédente, mais avec un bruit de fond plus important.

Afin d'observer des événements dans ce mode de désintégration, on doit trouver des coupures très efficaces, mais qui ne réduisent pas trop notre signal provenant du Higgs. Les événements désirés ont donc été sélectionnés à l'aide des contraintes suivantes :

- **Coupure 1, identification du lepton et du jet de type tau :**

Nous exigeons qu'un électron ou muon chargé positivement soit présent dans l'état final. De plus, seuls ceux ayant une impulsion transverse de plus de 25 GeV sont retenus. Cette limite provient des caractéristiques de déclenchement du détecteur pour ces particules. Nous avons seulement conservé les cas où au moins un jet de type tau a été identifié. Pour être sélectionné, ce jet devait avoir plus de 25 GeV.

- **Coupure 2, identification de jet de type b :**

Nous imposons que le nombre de jets reconstruits de type b soit nul.

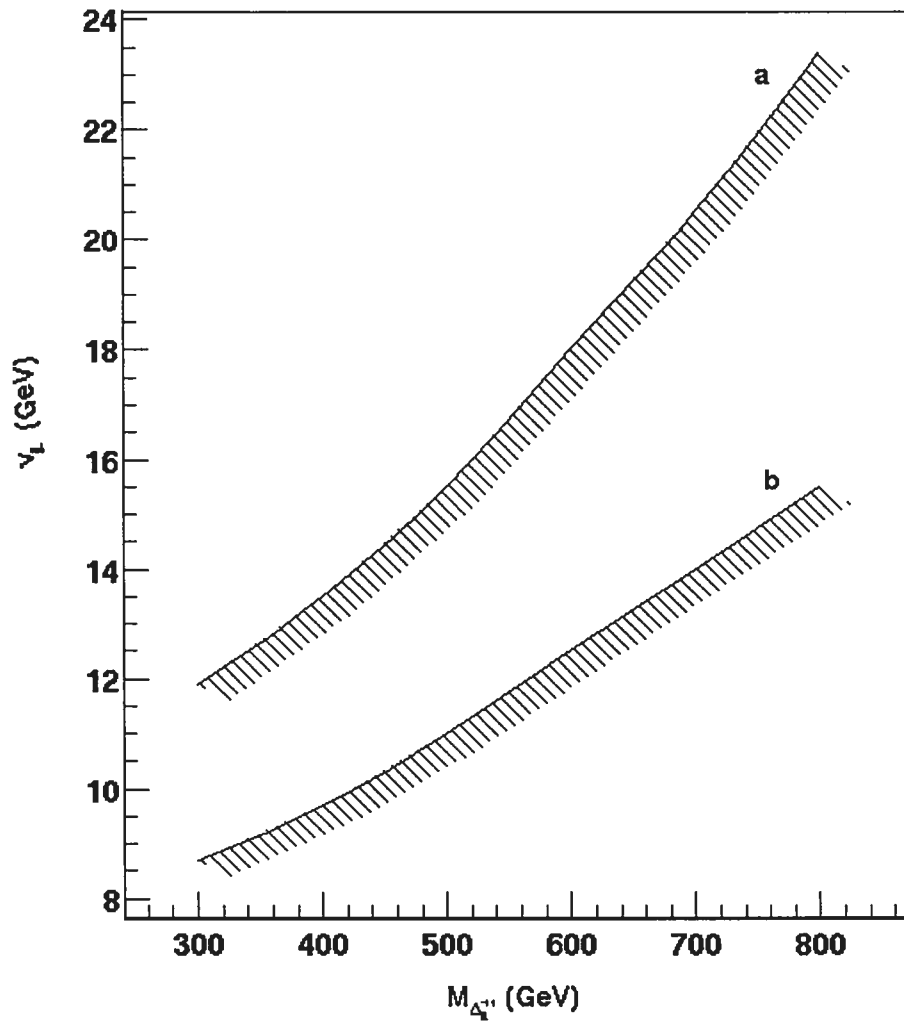


FIG. 4.9 – Limite sur v_L et sur la masse du $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion d'une paire de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} .

– **Coupure 3, identification des jets :**

La production de Higgs doublement chargés par fusion d'une paire de W implique toujours la même production de jets avant et arrière. C'est pourquoi nous imposons la même identification des jets qu'à la section 4.1.1.

– **Coupure 4, fraction x_1 et x_2 :**

Afin que les solutions soient physiquement acceptables, nous devons imposer que les fractions x_1 et x_2 soient comprises entre 0 et 1.

– **Coupure 5, contrainte sur les jets et le lepton :**

Nous imposons que le lepton et le jet de type tau soient bien séparés des jets avant et arrière. Pour ce faire, nous avons choisi les contraintes suivantes : $|\eta_l - \eta_{j1}| > 2$, $|\eta_l - \eta_{j2}| > 2$, $|\eta_\tau - \eta_{j1}| > 2$ et $|\eta_\tau - \eta_{j2}| > 2$, où l est un lepton, $j1$ est le jet avant, $j2$ le jet arrière et τ le jet tau. De plus, nous désirons que le lepton soit séparé du jet de type tau, traduisible par un angle d'ouverture entre ces deux particules supérieur à 1 rad. Les figures 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 montrent ces différentes distributions pour des masses du Higgs de 300 et 800 GeV et pour le bruit de fond pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

– **Coupure 6, masse invariante des 2 jets :**

Finalement, nous imposons que la masse invariante des jets avant et arrière soit supérieure à 1000 GeV. La figure 4.15 illustre les distributions de la masse invariante de ces deux jets pour des masses de 300 et 800 GeV et pour le bruit de fond pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Le tableau 4.5 montre l'effet des différentes coupures sur les bruits de fond ainsi que sur un Δ_L^{++} de 300 GeV produit avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L = 9 \text{ GeV}$. La figure 4.16 illustre le signal, nettement insuffisant pour être observé dans cette même situation à la suite de l'application des différentes coupures. Le tableau 4.6 montre les mêmes données, mais pour une masse du Higgs de 800 GeV.

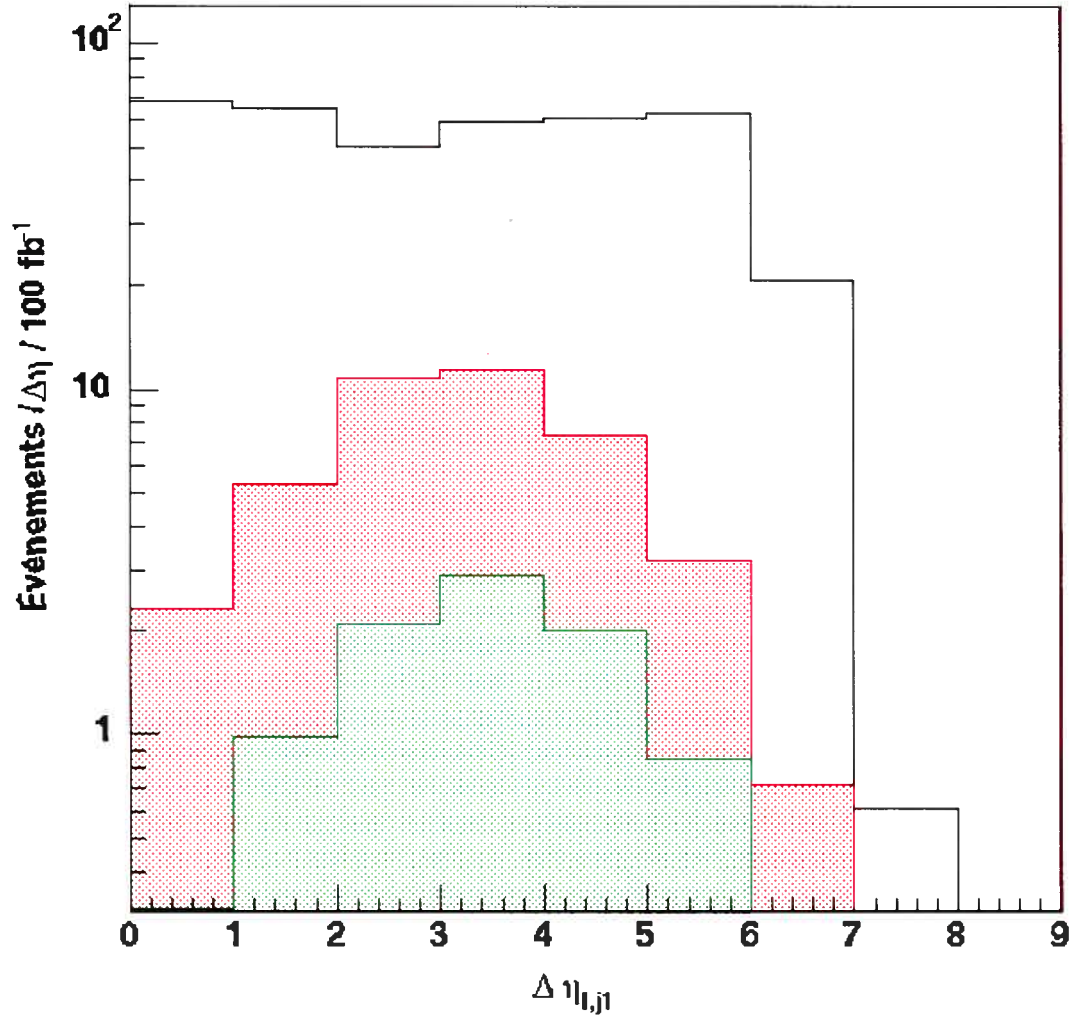


FIG. 4.10 – Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le lepton et le jet avant dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions.

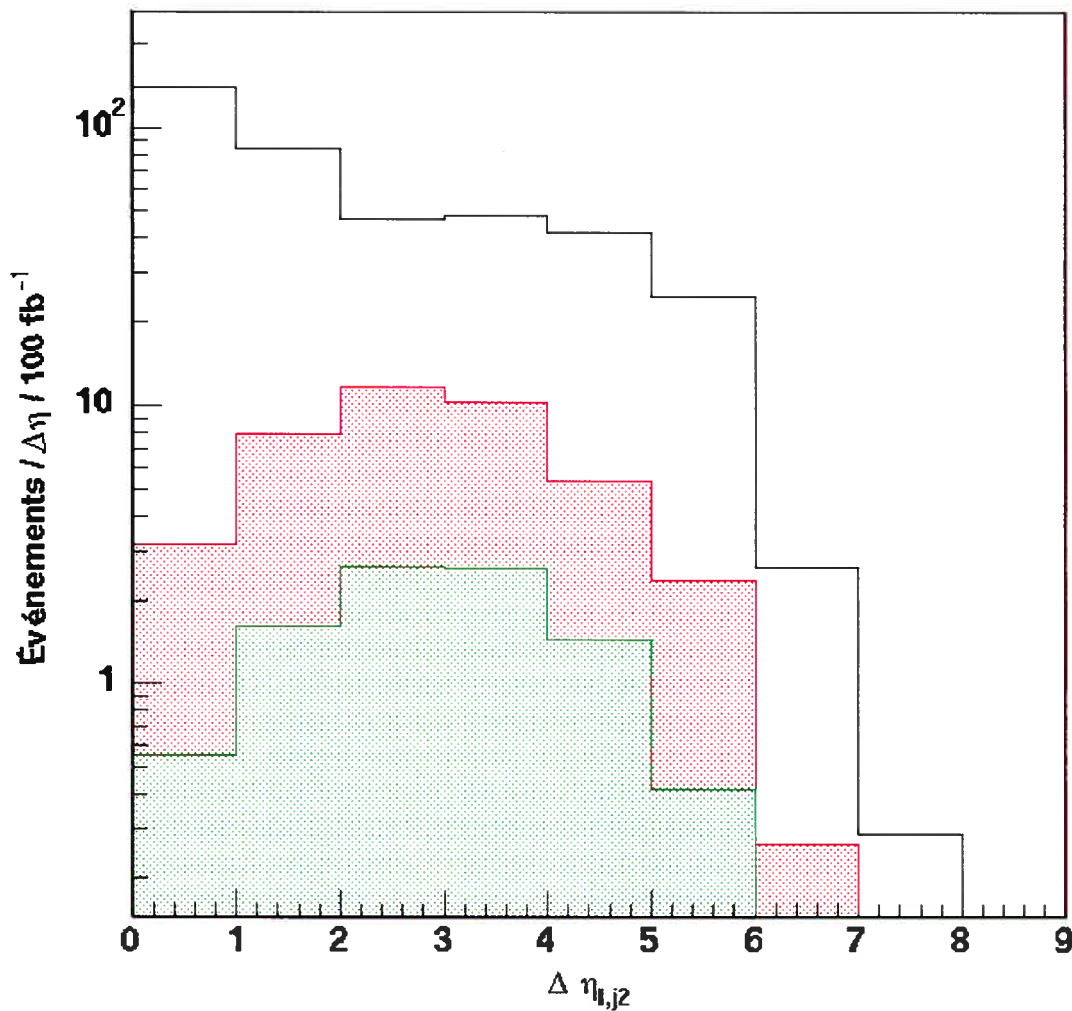


FIG. 4.11 – Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le lepton et le jet arrière dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec v_L de 9 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions.

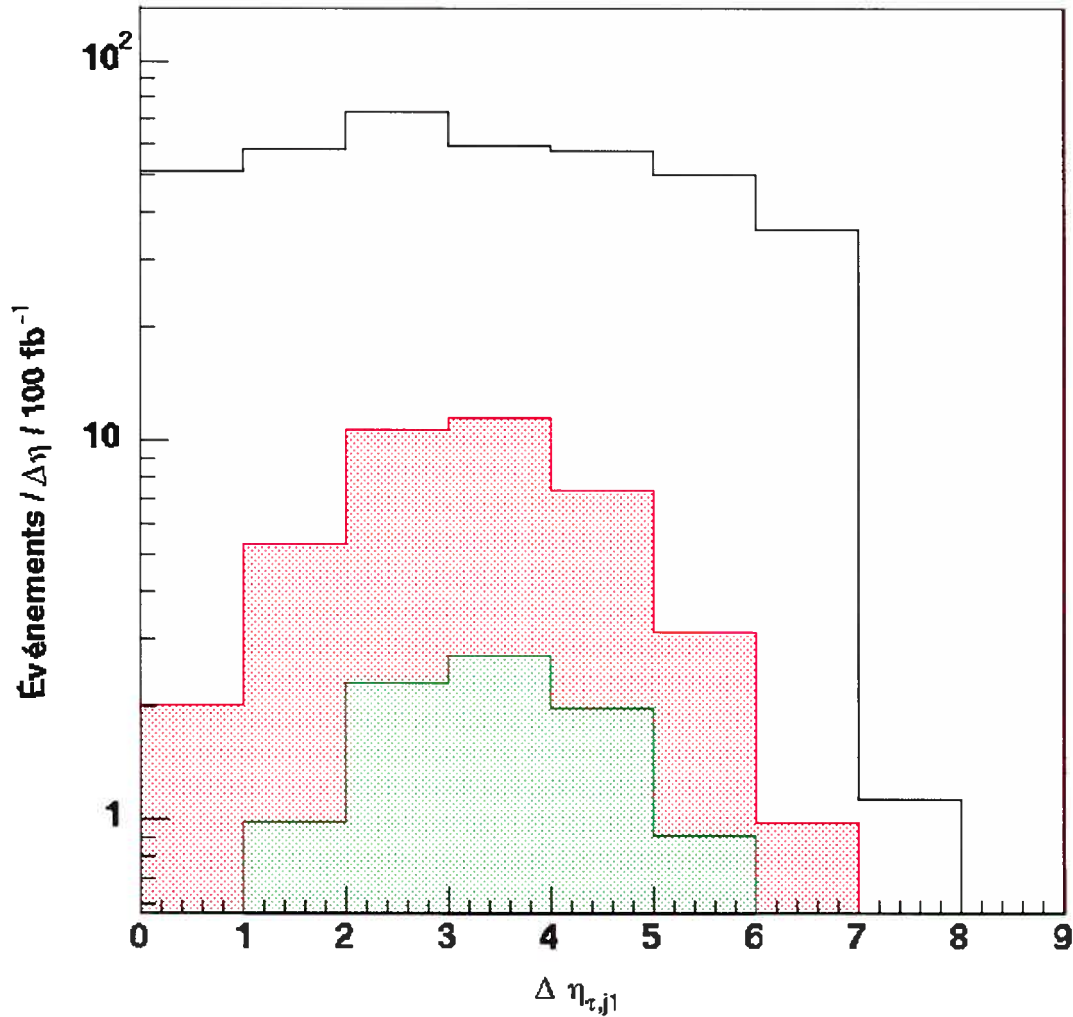


FIG. 4.12 – Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le jet tau et le jet avant dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions.

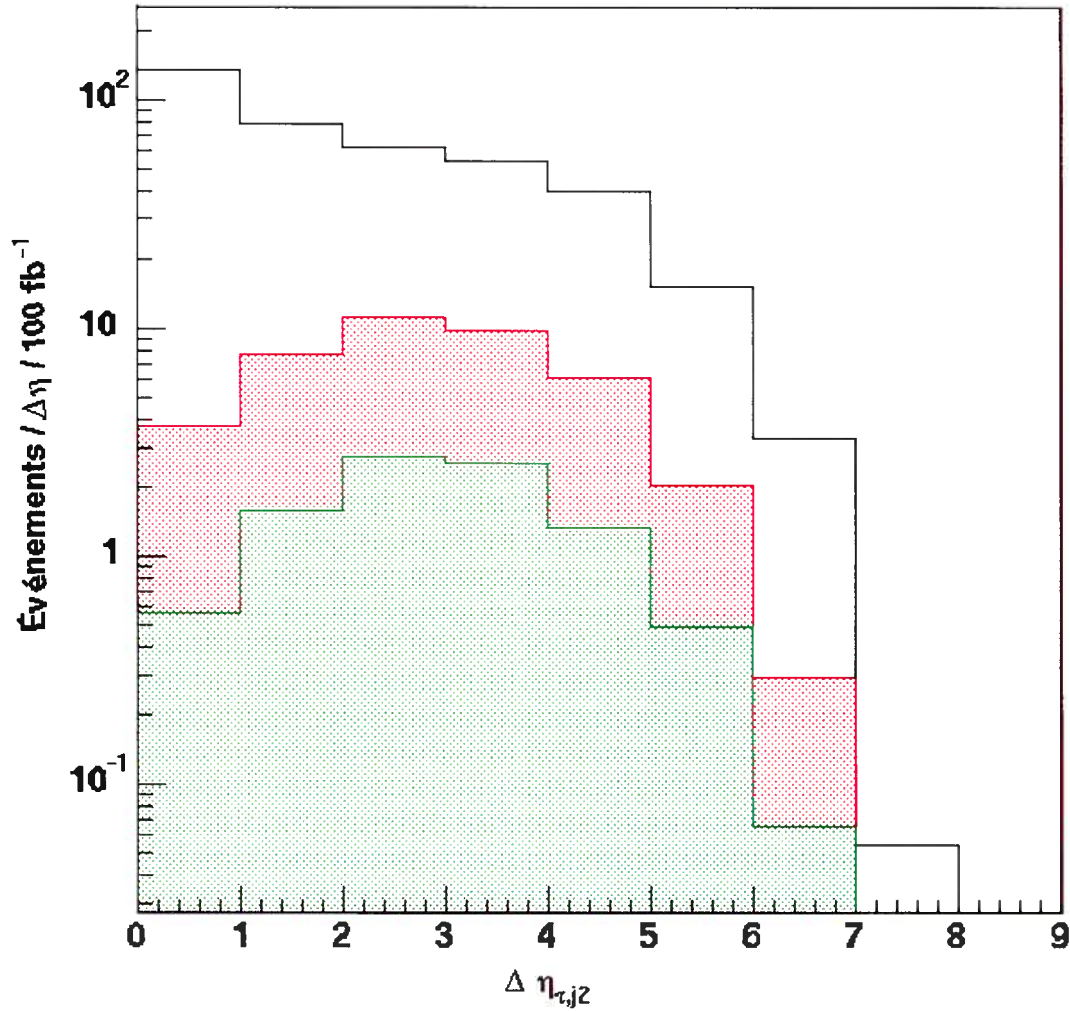


FIG. 4.13 – Valeur absolue de la différence de pseudorapidité entre le jet tau et le jet arrière dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d'être en mesure de comparer les distributions.

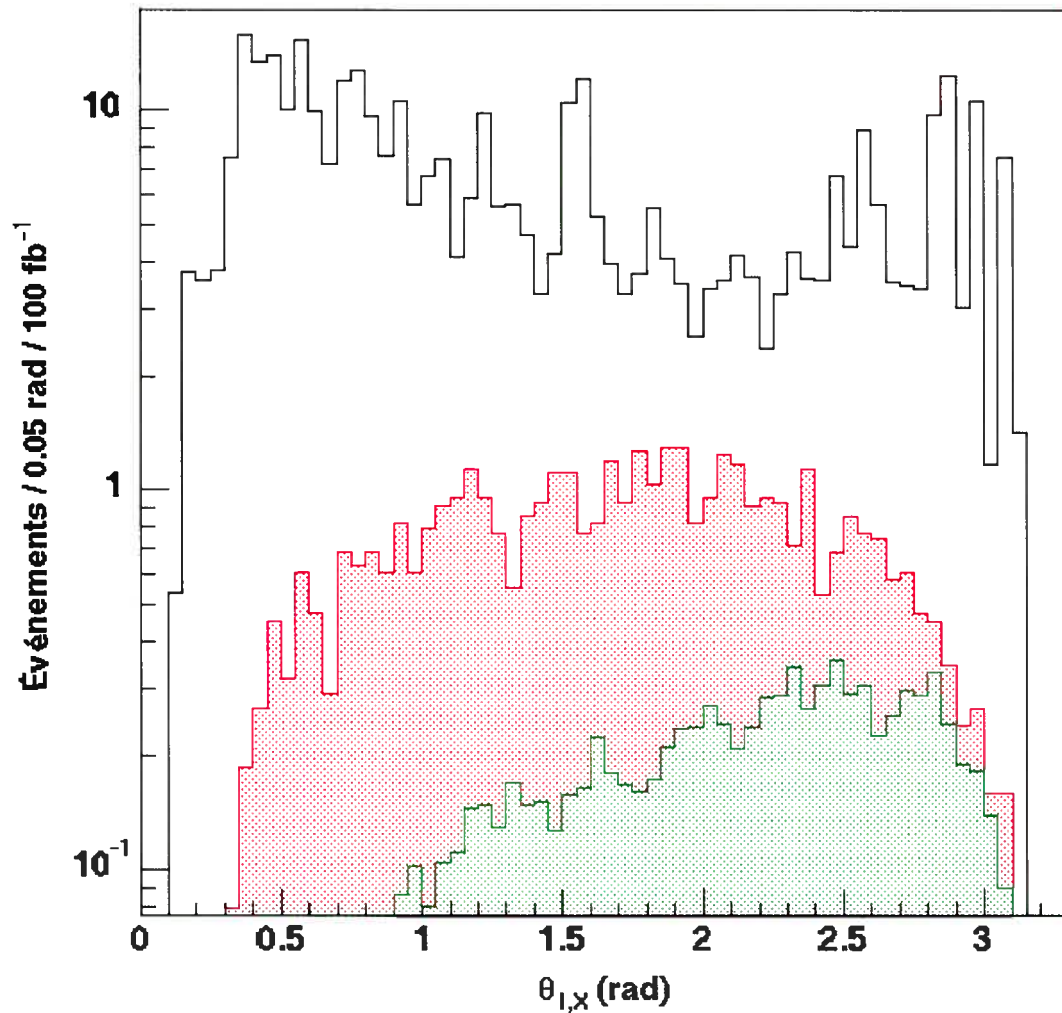


FIG. 4.14 – Angle d’ouverture entre le lepton et le jet tau dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+ \tau^+ \rightarrow l^+ X$ pour la production par fusion d’une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d’événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure afin d’être en mesure de comparer les distributions.

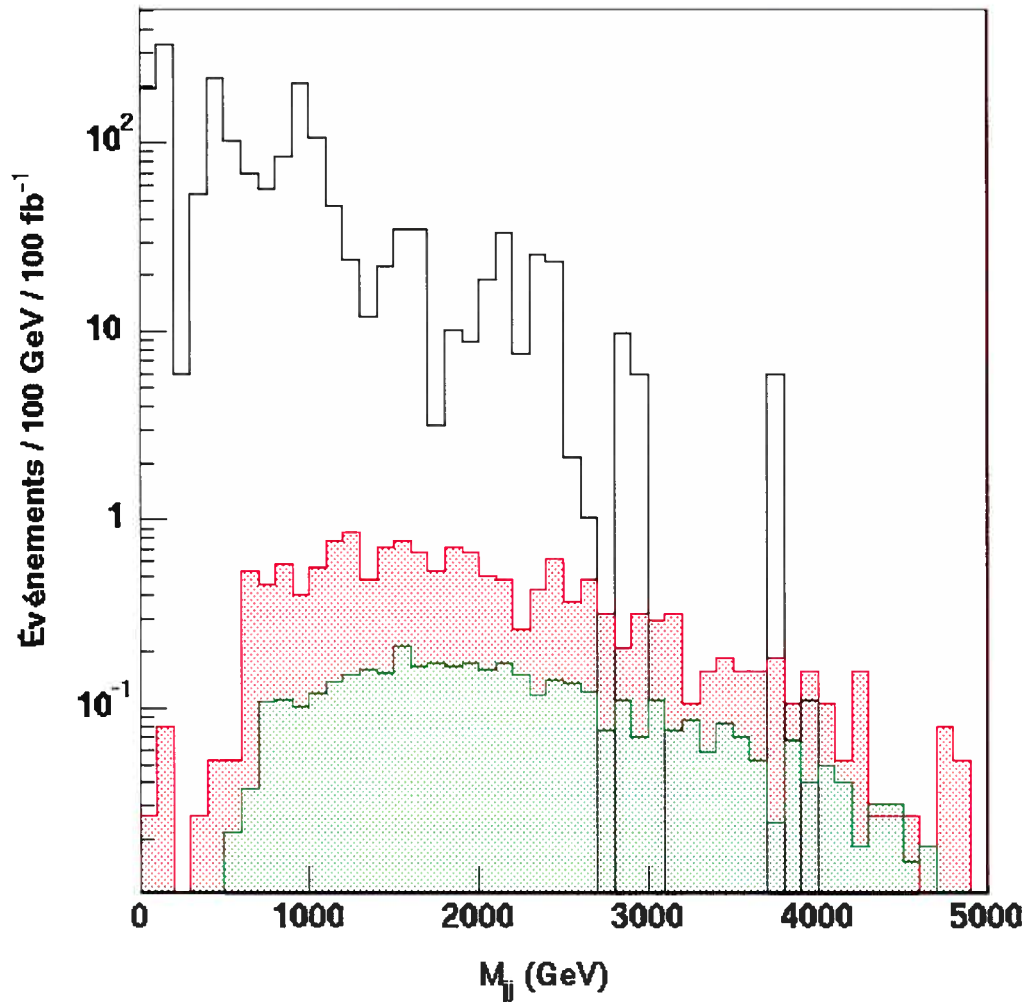


FIG. 4.15 – Masse invariante des jets avant et arrière dans le cas $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion d'une paire de W avec $v_L = 9$ GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Les nombres entre parenthèses correspondent à la région sélectionnée, soit plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

Bien que le nombre d'événements finaux sélectionnés soit du même ordre de grandeur que dans la section 4.1.2.1, le bruit de fond total demeure très grand. Nous avons tout de même produit la figure 4.17 qui montre la limite de l'observabilité pour ce mode de désintégration pour des luminosités intégrées de 100 et 300 fb⁻¹, telle que définie par notre critère de signifiante. Comme l'illustre la figure 4.16, le bruit de fond obtenu à la suite de l'application des différentes coupures n'est pas continu. En effet, le bruit le plus important étant la production de W avec des jets, le nombre d'événements générés en vertu de sa grande section efficace était insuffisant, ce qui implique que le poids de chaque entrée pour le bruit est supérieur à l'unité (facteur = 5.93). Ceci engendre une fausse représentation des fluctuations statistiques et une incertitude sur le nombre réel d'événements pour le bruit de fond.

La limite obtenue ne se situe pas à la ligne indiquée, mais dans la région autour de celle-ci. De plus, nous avons produit la figure 4.17 pour un rapport d'embranchement du Higgs en tau de 1. En tenant compte d'un cas plus réaliste, cette limite serait encore plus mauvaise, comme expliqué à la section 4.1.1. Il ne nous intéresse donc pas de retenir ce mode de désintégration.

4.1.3 Production en paires du Δ_L^{++} et désintégration purement leptanique

La production en paires du triple gauche est présentée à la section 3.2.2 du chapitre 3. La présence de quatre leptons dans l'état final nous certifie que les contributions au bruit de fond provenant du Modèle Standard seront négligeables. La valeur de la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement $\text{BR}(\Delta_L^{++}\Delta_L^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-)$ détermine donc l'observabilité. Nous demandons à ce que le nombre d'événements soit supérieur à 10 afin d'observer le signal. La figure 4.18 illustre

	Δ^{++}	Z jj	$t\bar{t}$	W jets	$Wt\bar{t}$	WZ qq	WW qq	bdf total	σ_s
Coupure 1	85,6 (63,4)	153 131 (8 267)	449 213 (64 446)	4 631 078 (275 653)	349,1 (66,6)	703,9 (125,7)	556,6 (106,3)	5 235 033 (348 665)	0,1
Coupure 2	85,6 (63,4)	142 516 (7 717)	7 489 (986,1)	4 582 062 (270 398)	8,0 (1,3)	596,7 (103,9)	551,3 (104,5)	4 733 204 (279 312)	0,1
Coupure 3	53,4 (42,3)	20 284 (604,6)	1 263 (192,2)	138 983 (16 790)	0,1 (0,1)	224,6 (31,8)	192,5 (34,0)	160 948 (17 653)	0,3
Coupure 4	41,1 (35,6)	14 783 (422,0)	345,3 (117,5)	24 738 (7 960)	0,1 (0,1)	80,4 (18,4)	60,1 (20,9)	40 007 (8 538)	0,4
Coupure 5	15,6 (13,3)	657,6 (26,0)	24,9 (7,1)	1 085 (396,2)	0 (0)	0 (0)	1,7 (1,7)	1 770 (431,1)	0,6
Coupure 6	13,3 (11,1)	147,2 (2,2)	21,4 (3,6)	271,1 (85,0)	0 (0)	0 (0)	1,7 (1,7)	441,4 (92,5)	1,2

TAB. 4.5 – Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV avec $v_L = 9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à la région sélectionnée, soit plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

	Δ^{++}	Z jj	$t\bar{t}$	W jets	$Wt\bar{t}$	WZ qq	WW qq	bdf total	σ_s
Coupure 1	17,8 (11,1)	153 131 (1 035)	449 213 (18 312)	4 631 078 (71 175)	349,1 (25,7)	703,9 (38,5)	556,6 (41,8)	5 235 033 (90 629)	0,04
Coupure 2	17,8 (11,1)	142 516 (989,1)	7 489 (302,6)	4 582 062 (69 830)	8,0 (0,5)	596,7 (28,5)	551,3 (41,8)	4 733 204 (71 193)	0,04
Coupure 3	12,2 (7,8)	20 284 (94,5)	1 263 (46,3)	138 983 (5 522)	0,1 (0)	224,6 (13,4)	192,5 (18,3)	160 948 (5 694)	0,1
Coupure 4	8,9 (7,7)	14 783 (68,0)	345,3 (32,0)	24 738 (3 958)	0,1 (0)	80,4 (10,1)	60,1 (13,9)	40 007 (4 083)	0,1
Coupure 5	4,4 (3,4)	657,6 (6,2)	24,9 (0)	1 085 (202,3)	0 (0)	0 (0)	1,7 (0)	1 770 (208,4)	0,2
Coupure 6	4,3 (3,3)	147,2 (1,0)	21,4 (0)	271,1 (23,7)	0 (0)	0 (0)	0 (0)	439,7 (24,7)	0,7

TAB. 4.6 – Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 800 GeV avec $v_L = 9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les nombres entre parenthèses correspondent à la région sélectionnée, soit plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

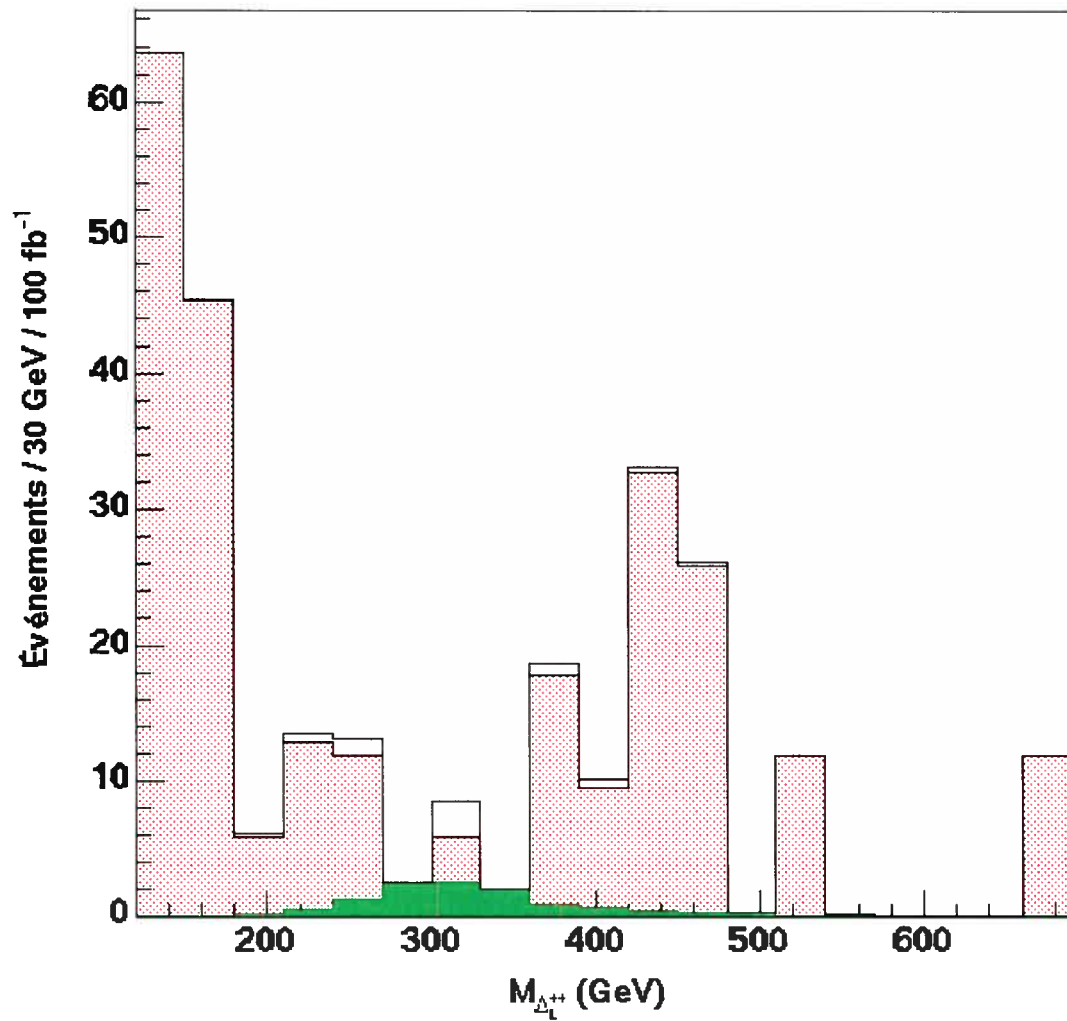


FIG. 4.16 – Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV produit avec une valeur du triplet gauche dans le vide $v_L=9$ GeV lors de la production par fusion d'une paire de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit est en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS.

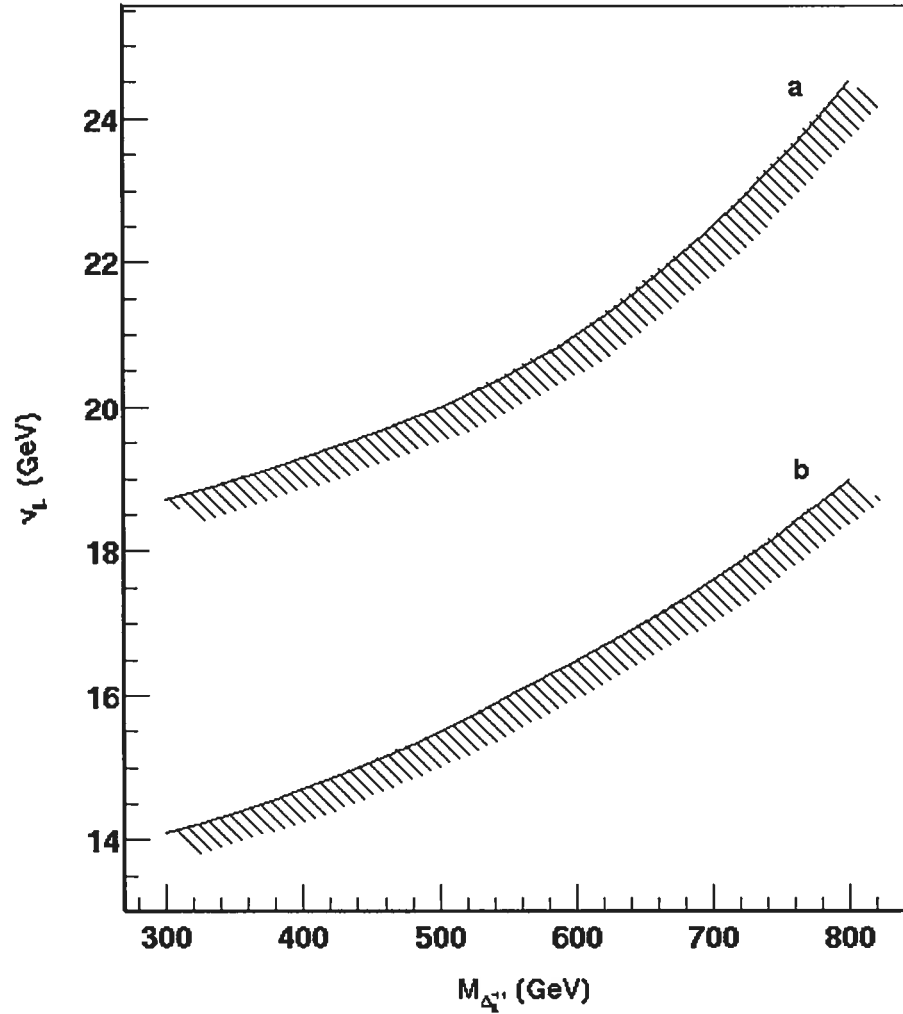


FIG. 4.17 – Limite sur v_L et sur la masse du $\Delta_L^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion d'une paire de W. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} .

la région accessible dans ATLAS pour des luminosités intégrées de 100 fb^{-1} pour les courbes vertes (pâles) et de 300 fb^{-1} pour les courbes rouges (foncées). Les courbes en pointillé montrent la limite si nous exigeons qu'il y ait 4 leptons dans l'état final, 2 positifs et 2 négatifs. Celles en continu représentent le cas où nous tolérerons qu'un lepton soit perdu, peu importe son signe.

Comme le montre la figure 4.18, nous pourrions explorer des masses du triplet allant de 800 à 1150 GeV selon la masse du Z_R , si le rapport d'embranchement du Higgs en quatre leptons vaut 1, et ce, pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Ce mode de production et de désintégration est donc particulièrement intéressant, car il permet de sonder une large plage de masse pour le Δ_L^{++} , sans contrainte du paramètre v_L . Il permet également l'observation indirecte du Z_R , chose impossible avec l'autre mode de production. Par contre, ce mode ne nous renseigne nullement sur la valeur du paramètre v_L .

Cependant, en considérant un cas plus réaliste, où les couplages au Higgs n'impliquent pas un rapport d'embranchement unitaire en leptons et muons, cette limite sera grandement dégradée. En effet, si nous prenons comme exemple le cas où les h_{ee} , $h_{\mu\mu}$ et $h_{\tau\tau}$ valent 1, le nombre d'événements dans l'état final aura diminué d'un facteur $4/9$ et nous ne pourrions pas accéder à des masses du Higgs aussi élevées.

4.2 Recherche du Δ_R^{++}

Cette section s'apparente beaucoup à celle du Δ_L^{++} . L'étude des différents modes de production et de désintégration sera donc semblable.

4.2.1 Production par fusion de W du $\Delta_R^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+$

Ce processus est très similaire à celui de la section 4.1.1. Du point de vue théorique, il diffère du fait que les taux de production ne sont plus déterminés par la valeur de v_L , mais par celle de v_R . Ce paramètre v_R est lié à la masse du

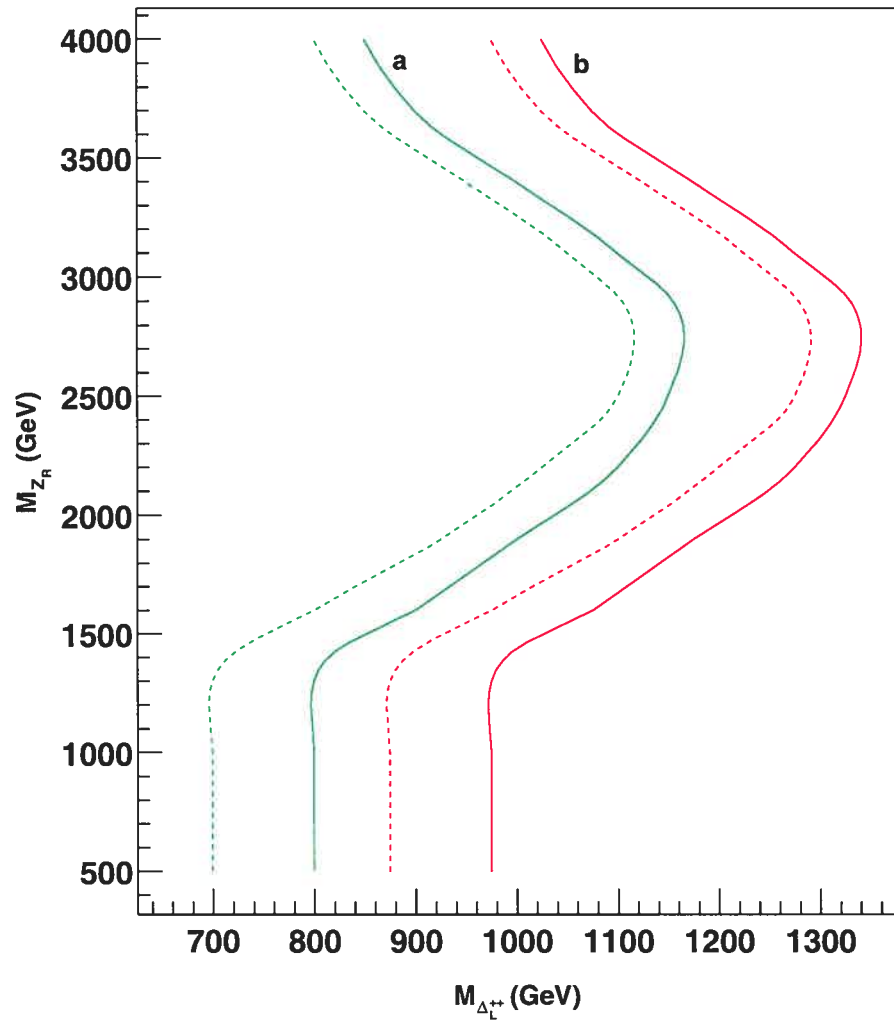


FIG. 4.18 – Limite sur la masse du Z_R et sur la masse du $\Delta_L^{++}\Delta_L^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par paire. Les courbes pointillées montrent la limite si nous exigeons qu'il y ait 4 leptons d'identifiés tandis que les courbes continues illustrent la même limite si nous acceptons de perdre un lepton. Les courbes (a) correspondent à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que les (b) sont pour 300 fb^{-1} .

W_R par la relation 1.16. La masse de cette particule n'est pas connue et peut être très grande. Ce canal de désintégration est, encore une fois, très propre et pourrait permettre l'observation d'un boson de Higgs doublement chargé.

Afin de sélectionner les événements appartenant au signal et de rejeter un maximum de ceux provenant du bruit de fond, nous devons effectuer des coupures. Les contraintes utilisées pour le mode $\Delta_R^{++} \rightarrow e^+e^+/\mu^+\mu^+$ sont :

– **Coupure 1, identification des leptons :**

Nous exigeons que deux électrons ou muons chargés positivement soient présents dans l'état final. De plus, nous retenons seuls ceux ayant une impulsion transverse de plus de 25 GeV. Ainsi nous assurons le déclenchement de l'acquisition de données pour ces événements.

– **Coupure 2, impulsion transverse des leptons :**

Nous demandons que l'impulsion transverse de chaque lepton soit supérieure à 50 GeV afin de supprimer les différents bruits de fond

– **Coupure 3, impulsion transverse des leptons en fonction de la masse reconstruite du Δ_R^{++} :**

La figure 4.19 illustre la somme des impulsions transverses en fonction de la masse du Δ_R^{++} pour le bruit de fond et pour des masses de Higgs de 300, 800 et 1500 GeV. La coupure appliquée sera une fonction linéaire de ces deux variables :

$$\alpha(P_T^{l1} + P_T^{l2}) - M_H > \beta \quad (4.6)$$

où P_T^{li} est l'impulsion transverse du lepton i et M_H est la masse du Higgs. Afin d'optimiser l'élimination du bruit par rapport au signal, les paramètres choisis sont $\alpha = 2,4$ et $\beta = 480$ GeV.

– **Coupure 4, identification des jets :**

Le processus de production par fusion de W produira au moins un jet dans la région avant et au moins un dans celle arrière (voir figure 1.1). Afin de sélectionner ces événements, une identification des jets est faite. Premièrement, tous les jets ayant une impulsion transverse supérieure à 15 GeV sont classés par ordre décroissant d'énergie. On rejette l'événement si le jet le plus énergétique n'a pas une énergie supérieure à 200 GeV. Nous recherchons ensuite la présence d'un deuxième jet ayant une énergie supérieure à 100 GeV et dont l'écart en pseudorapacité par rapport au premier jet est : $|\eta_{j1} - \eta_{j2}| > 2$.

– **Coupure 5, énergie transverse manquante :**

Dans les cas où la masse du $\Delta_R^{++} < 800$ GeV, nous avons appliqué une coupure sur l'énergie transverse manquante dans le détecteur. Lorsque la masse est supérieure à cette valeur, le bruit de fond devient négligeable et la coupure inutile. D'après les événements présentés à la figure 4.20, la coupure sur cette variable sera $P_T^{miss} < 100$ GeV. Cette figure montre les distributions de la masse manquante pour le bruit (trait noir continu) et pour des Δ_R^{++} de 300, 800 et 1500 GeV (traits discontinus).

La masse du Higgs est ensuite calculée à l'aide de la relation 4.2. Le tableau 4.5 montre le nombre d'événements attendus à la suite des différentes coupures pour un Δ_R^{++} de 300 GeV généré avec une masse du W_R de 650 GeV ainsi que pour les différents bruits de fond. Nous avons normalisé tous les événements pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . De même, le tableau 4.6 montre le nombre d'événements pour le bruit et pour un Higgs de 800 GeV. La figure 4.21 illustre un exemple du signal observé pour un Δ_R^{++} de 800 GeV à la suite de l'application des différentes coupures.

La plage de paramètres accessibles dans ATLAS est indiquée à la figure 4.22 pour des luminosités intégrées de 100 et 300 fb^{-1} . Étant donné le faible bruit de fond pour les masses supérieures à 300 GeV, seul le minimum de 10 événements est important pour définir cette limite. Nous aurons donc accès à une large plage

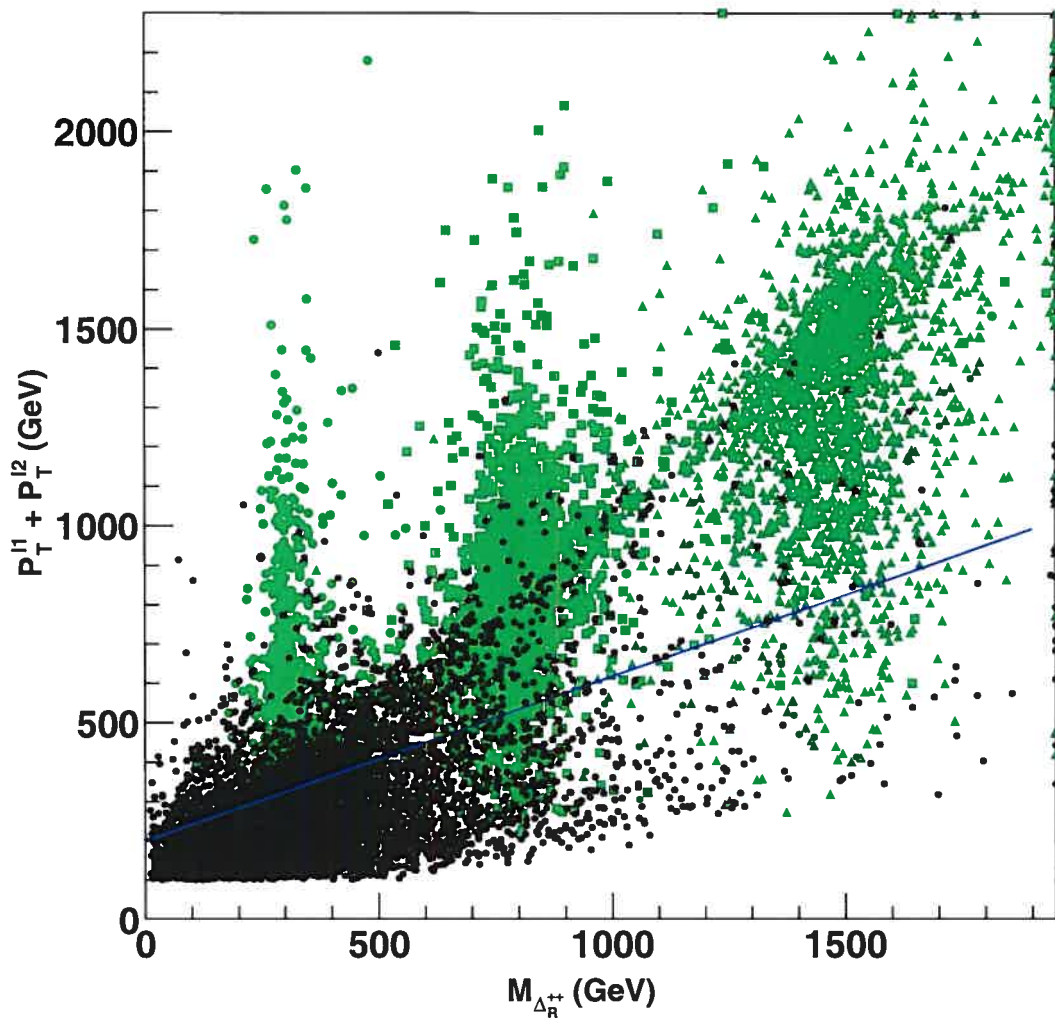


FIG. 4.19 – Somme des impulsions transverses des leptons en fonction de la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$. Les points en vert (pâles) correspondent à des masses de 300, 800 et 1500 GeV pour le Higgs produit par fusion de W tandis que les points noirs (foncés) sont pour le bruit de fond. Ici, on a supposé une masse du $W_R = 650$ GeV. La ligne correspond à $\alpha = 2,4$ et $\beta = 480$ GeV dans l'équation 4.6.

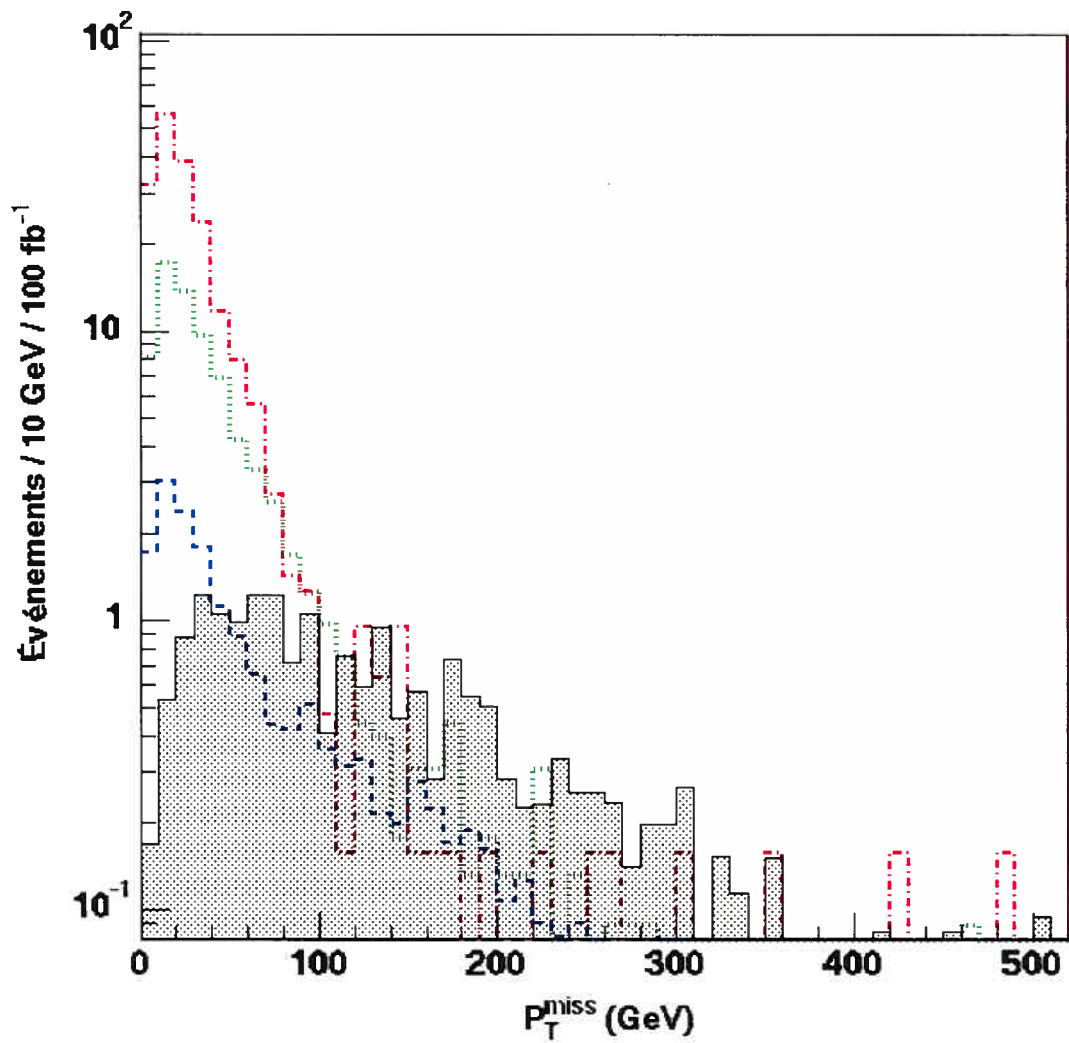


FIG. 4.20 – Énergie transverse manquante pour le bruit de fond (région pointillée) et pour des $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV (courbe rouge en traits et points), 800 GeV (courbe verte avec points) et 1500 GeV (courbe bleue avec traits) pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. Les événements ont été normalisés pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	$t\bar{t}$	bdf total	σ_s
Coupure 1	327,4 (278,1)	853,3 (108,5)	90,6 (7,6)	55,3 (0)	3 859,4 (17,4)	4 858,6 (133,5)	24,1
Coupure 2	301,3 (256,0)	324,1 (62,6)	36,2 (5,9)	12,5 (0)	40,0 (1,1)	412,7 (69,6)	30,7
Coupure 3	227,1 (190,6)	45,6 (10,36)	5,7 (1,3)	0 (0)	0 (0)	51,3 (11,6)	56,0
Coupure 4	186,0 (156,3)	26,0 (5,8)	0,4 (0,1)	0 (0)	0 (0)	26,4 (6,0)	63,8
Coupure 5	180,8 (153,6)	10,9 (3,0)	0,1 (0)	0 (0)	0 (0)	11,0 (3,1)	87,2

TAB. 4.7 – Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	$t\bar{t}$	bdf total	σ_s
Coupure 1	94,8 (62,9)	853,3 (11,9)	90,6 (0,6)	55,3 (0,8)	3 859,4 (0)	4 858,6 (13,3)	17,1
Coupure 2	94,4 (62,7)	324,1 (10,7)	36,2 (0,5)	12,5 (0,8)	40,0 (0)	412,7 (12,0)	18,1
Coupure 3	84,5 (58,8)	45,6 (2,1)	5,7 (0,3)	0 (0)	0 (0)	51,3 (2,4)	38,0
Coupure 4	73,7 (56,3)	26,0 (1,3)	0,4 (0)	0 (0)	0 (0)	26,4 (1,3)	49,4
Coupure 5	68,1 (55,9)	10,9 (0,3)	0,1 (0)	0 (0)	0 (0)	11,0 (0,3)	102,1

TAB. 4.8 – Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

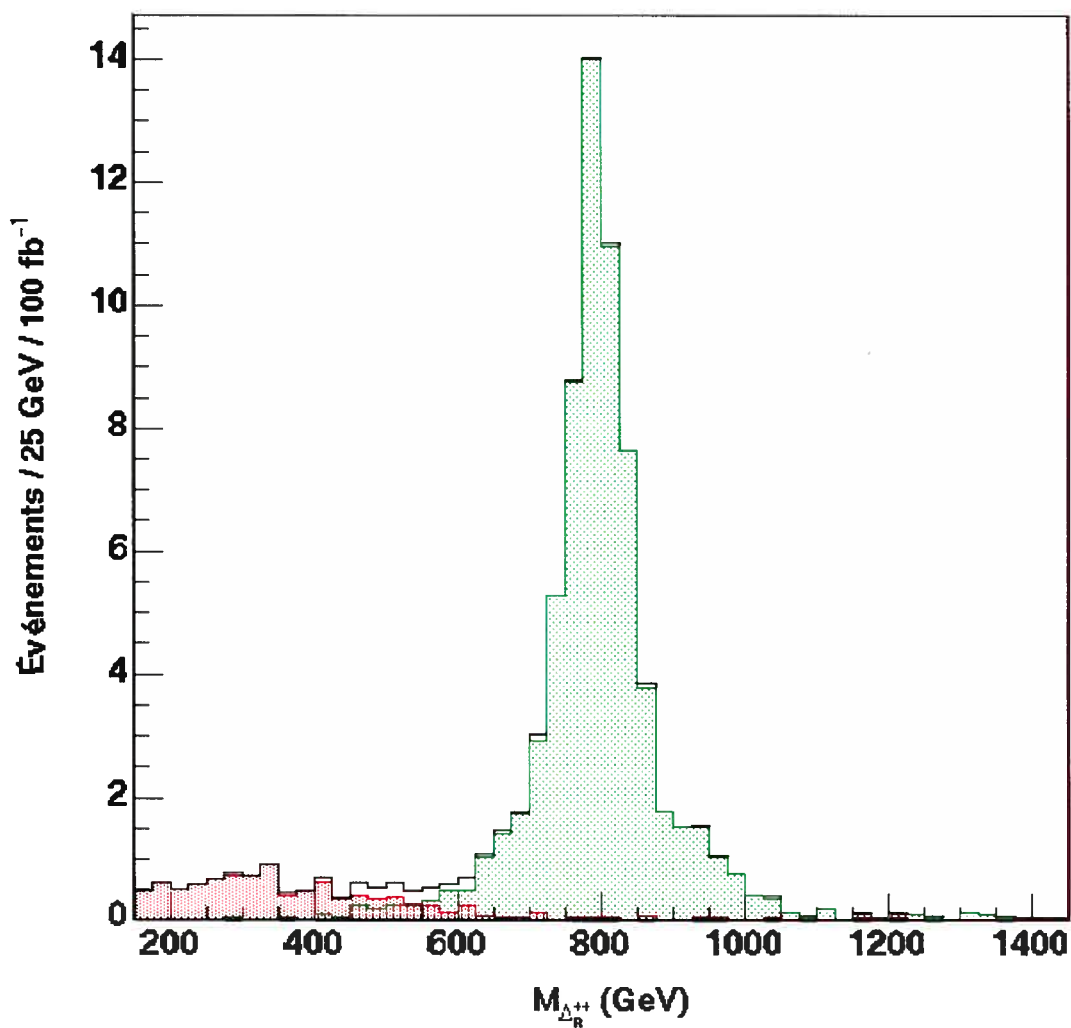


FIG. 4.21 – Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV produit avec masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone pâle), le bruit est en rouge (zone foncée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS.

en masse pour ce canal de désintégration, mais la masse du W_R ne peut en aucun cas excéder 1300 GeV à 100 fb^{-1} , sans quoi aucun signal ne sera observable.

Encore une fois, cette limite a été obtenue en supposant que le Higgs ne se désintègre qu'en électrons ou en muons. Si l'on considère des couplages h_{ii} égaux pour les trois saveurs de leptons, il sera nécessaire de corriger cette limite par un facteur déterminé à la section 4.1.1. Dans ce cas, il est bien évident que nous ne pourrions pas atteindre des masses du Higgs aussi élevées que celles accessibles sur la figure 4.22.

4.2.2 Production par fusion de W du $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+$

Comme dans le cas présenté à la section 4.1.2, le mode de désintégration du Higgs doublement chargé en tau sera séparé en deux parties selon les désintégrations du tau. La définition de la masse du Δ_R^{++} à partir des particules présentes dans l'état final est toujours celle donnée par la relation 4.3 de la section 4.1.2.

4.2.2.1 Cas $\tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$

Ce premier mode de désintégration est plutôt propre du point de vue de sa détection. Les leptons seront facilement identifiables et les erreurs de détection relativement faibles. La présence d'un rapport d'embranchement supplémentaire, du fait de la désintégration leptonique des tau, constitue le principal problème de ce canal de désintégration. Malheureusement, le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+)$ vaut environ 12,8 %, ce qui implique que le nombre d'événements sera plus faible que dans le cas précédent.

Afin de réduire le bruit de fond et de sélectionner les événements qui nous intéressent, nous avons appliqué différentes coupures :

- **Coupure 1, identification des leptons :**

Nous exigeons que deux électrons ou muons chargés positivement soient

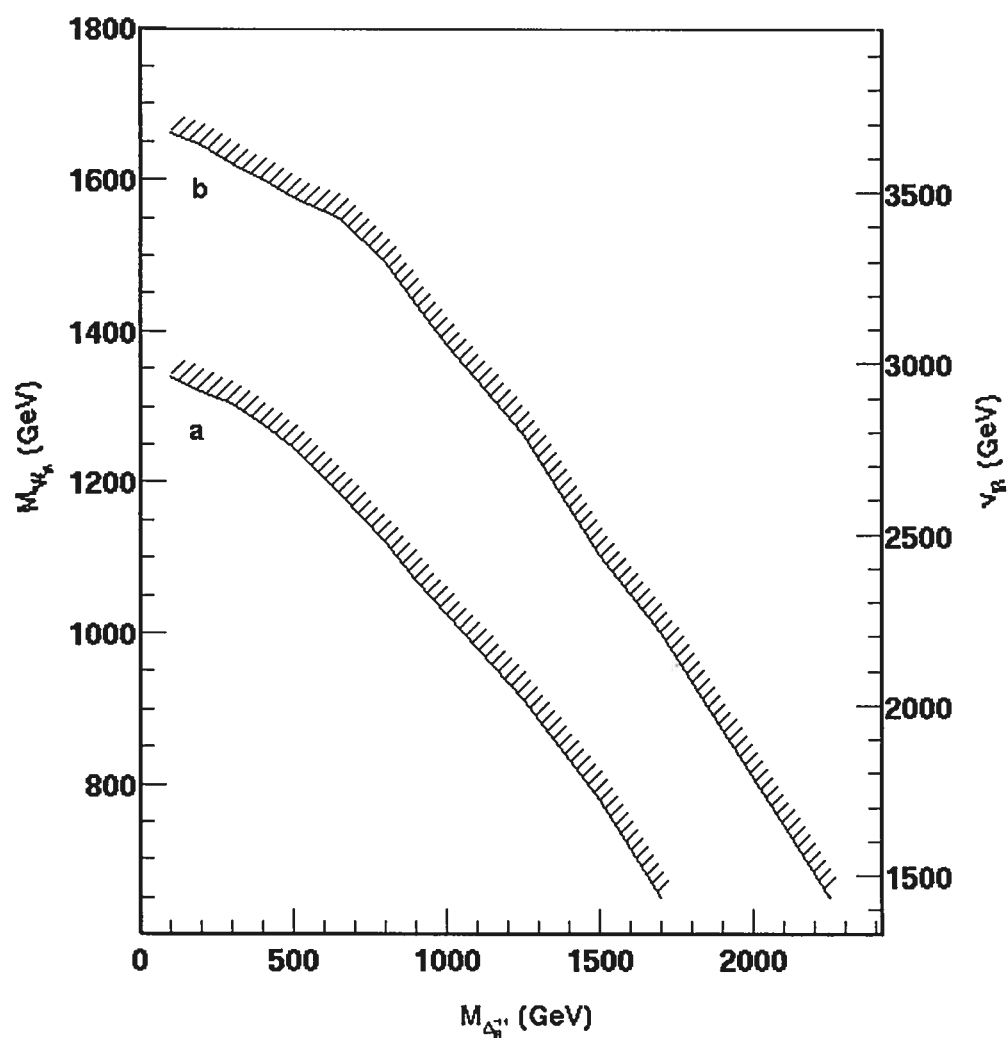


FIG. 4.22 – Limite sur la masse du W_R et sur la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} .

présents dans l'état final. De plus, seul ceux ayant une impulsion transverse de plus de 25 GeV sont retenus. Ainsi, on s'assurera du déclenchement de l'acquisition de données pour ces événements.

– **Coupure 2, fraction x_1 et x_2 :**

Afin que les solutions soient physiquement acceptables, il est nécessaire d'imposer que les fractions x_1 et x_2 soient comprises entre 0 et 1.

– **Coupure 3, identification de jet de type b :**

Nous imposons que le nombre de jets de type b soit nul.

– **Coupure 4, identification des jets :**

La production de Higgs doublement chargés par fusion de W implique toujours qu'ils soient accompagnés par des jets avant et arrière. C'est la raison pour laquelle nous imposons la même identification des jets qu'à la section 4.2.1.

– **Coupure 5, énergie transverse manquante :**

Nous imposons que l'énergie transverse manquante soit au minimum de 150 GeV. La figure 4.23 montre les distributions en énergie manquante pour un Higgs de 300 GeV et de 800 GeV ainsi que pour le bruit de fond.

On utilisera ensuite tous les événements ayant passé ces critères de sélection pour calculer la masse reconstruite du Higgs. Le tableau 4.9 montre l'effet des différentes coupures sur le bruit de fond ainsi que sur un Δ_R^{++} de 300 GeV généré avec une masse du W_R de 650 GeV. Le tableau 4.10 montre le nombre d'événements pour le bruit et pour un Higgs de 800 GeV. La figure 4.24 illustre les distributions en masse du signal et du bruit pour ce même exemple dans le cas où toutes les coupures ont été appliquées.

La figure 4.25 montre l'espace de paramètres accessibles dans ATLAS. Si cette figure est comparée à la figure 4.22 de la section précédente, il est clair que ce mode

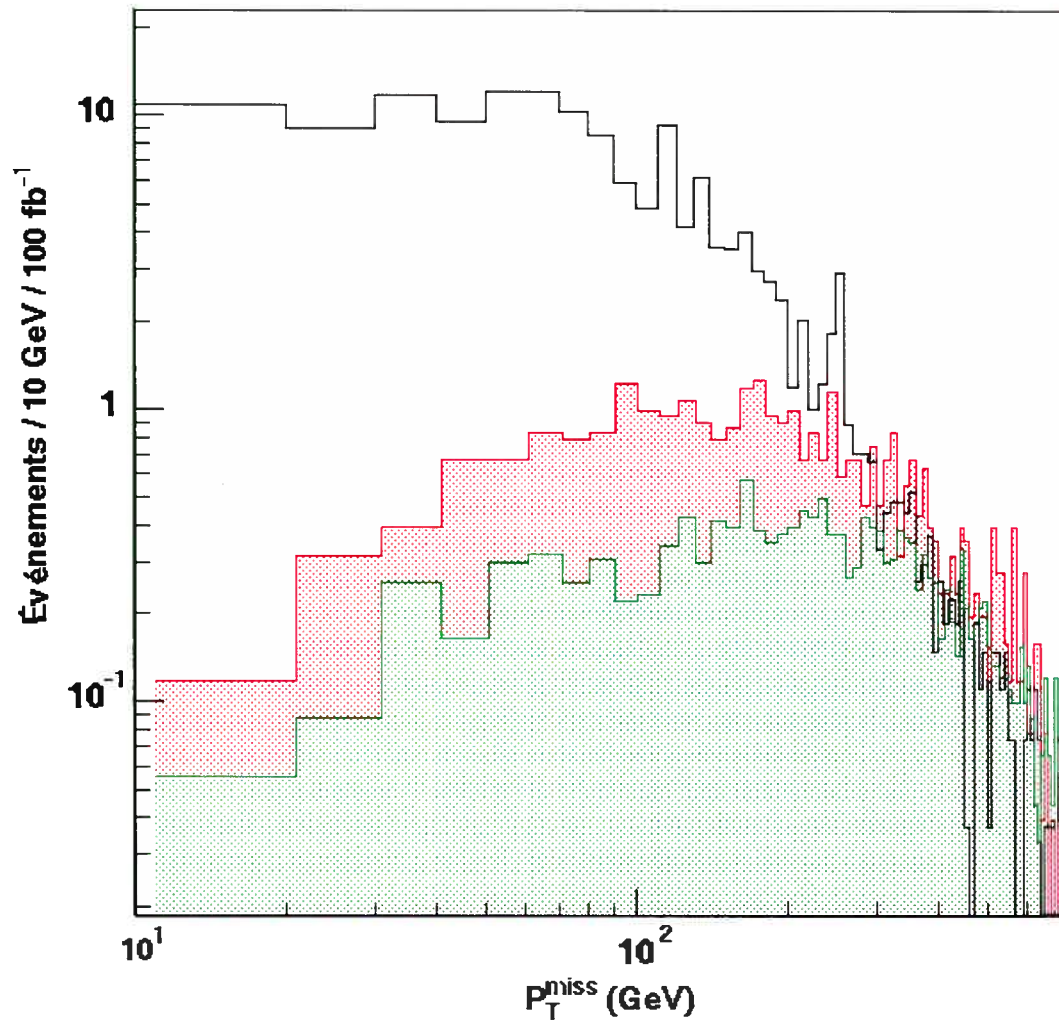


FIG. 4.23 – Énergie transverse manquante pour le bruit de fond (trait continu) ainsi que pour des $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV et 800 GeV pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La region en rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 et celle en vert (zone pâle) est pour 800 GeV. Les événements ont été normalisés pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1}

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	$t\bar{t}$	bdf total	σ_s
Coupure 1	48,9 (44,0)	853,3 (153,4)	96,6 (13,1)	55,3 (11,9)	3 859,4 (485,5)	4 858,6 (706,9)	1,7
Coupure 2	45,6 (44,0)	312,2 (84,4)	21,0 (6,4)	19,3 (8,0)	1 173,8 (360,2)	1 590,9 (480,1)	2,0
Coupure 3	44,0 (42,4)	310,4 (83,8)	0,6 (0,2)	18,6 (7,2)	220,8 (62,4)	614,5 (174,8)	3,2
Coupure 4	35,9 (34,2)	77,7 (20,9)	0 (0)	3,9 (2,3)	74,6 (19,6)	162,9 (45,1)	5,1
Coupure 5	24,5 (22,8)	28,3 (5,2)	0 (0)	1,6 (0,8)	6,8 (2,5)	36,7 (8,6)	7,8

TAB. 4.9 – Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 300 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV pour la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

	Δ^{++}	WW qq	W tt	WZ qq	$t\bar{t}$	total	σ_s
Coupure 1	22,8 (19,6)	853,3 (79,7)	96,6 (5,1)	55,3 (0,7)	3 859,4 (136,7)	4 858,6 (234,1)	1,3
Coupure 2	21,2 (19,6)	312,2 (59,6)	21,0 (3,3)	19,3 (0,7)	1 173,8 (101,4)	1 590,9 (171,3)	1,5
Coupure 3	21,2 (17,9)	310,4 (59,2)	0,6 (0,1)	18,6 (0,7)	220,8 (16,4)	614,5 (82,6)	2,0
Coupure 4	17,9 (16,3)	77,7 (14,9)	0 (0)	3,9 (0)	74,6 (7,4)	162,9 (22,7)	2,7
Coupure 5	14,7 (13,0)	28,3 (7,2)	0 (0)	1,6 (0)	6,8 (2,1)	36,7 (9,3)	4,3

TAB. 4.10 – Nombre d'événements à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV pour la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

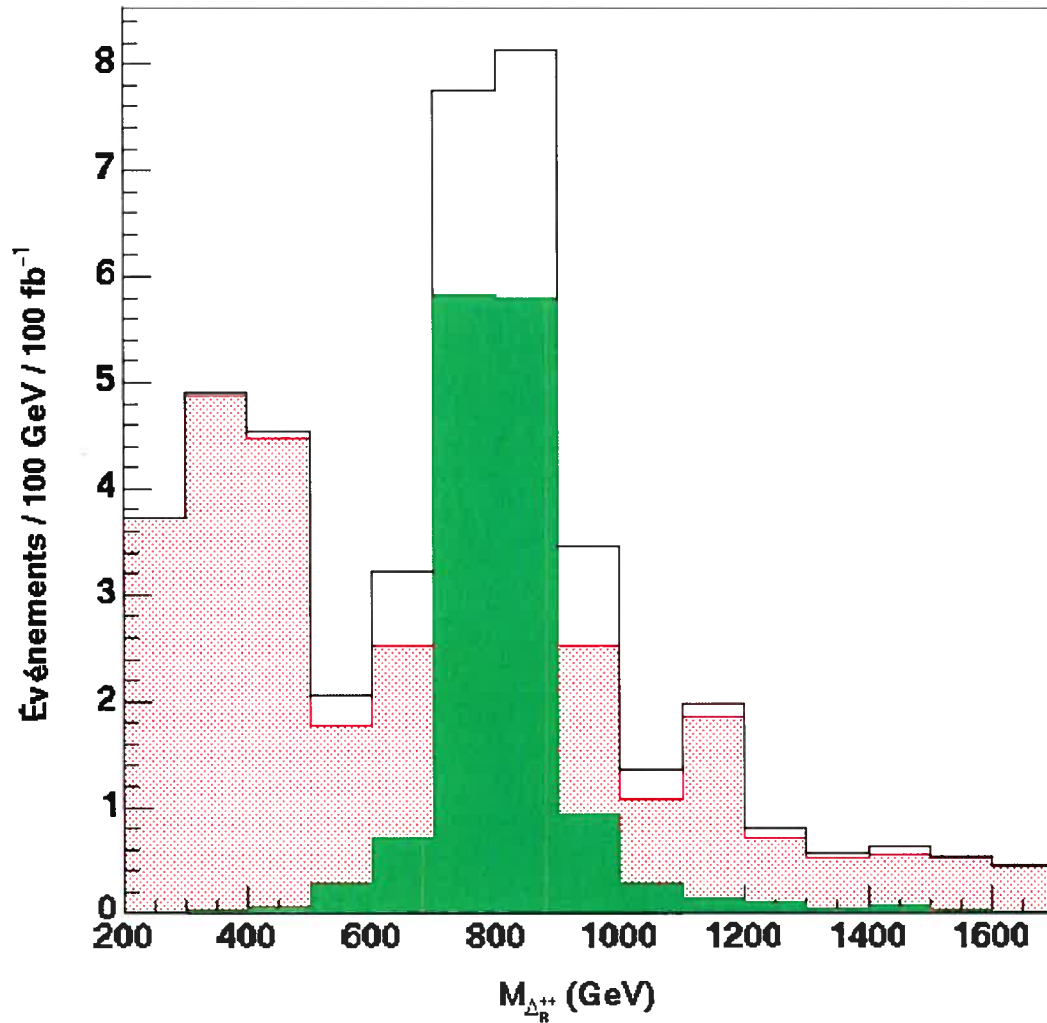


FIG. 4.24 – Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ de 800 GeV ayant été produit avec une masse du W_R de 650 GeV pour la production par fusion de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit est en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS.

de désintégration est moins intéressant. Étant donné la limite actuelle sur la masse du W_R (> 650 GeV) nous pourrions seulement observer des événements par ce canal de désintégration pour les hautes luminosités ou pour les faibles masses. Les limites trouvées sur cette figure proviennent du critère de signifiante, mais l'influence du bruit de fond demeure relativement peu importante.

Nous avons trouvé cette limite pour un rapport d'embranchement du Higgs en tau de 1. Si nous choissions un cas plus réaliste où les couplages h_{ii} sont tous égaux, cette limite serait détériorée. En effet, le nombre d'événements dans l'état final diminuerait et il faudrait multiplier v_R par un facteur expliqué à la section 4.1.1 pour compenser cette diminution. Ce canal se retrouverait donc hors de portée expérimentale pour le LHC.

4.2.2.2 Cas $\tau^+\tau^+ \rightarrow l^+ + jets$

Tout comme la section 4.1.2.2, ce canal de désintégration sera plutôt difficile à explorer étant donné la présence d'un seul lepton dans l'état final. Le bruit de fond sera encore très important tandis que le nombre d'événements restera plutôt faible.

Afin de réduire le bruit de fond et de sélectionner les événements qui nous intéressent, différentes coupures ont été appliquées :

- **Coupure 1, identification du lepton et du jet de type tau :**

Nous exigeons qu'un électron ou muon chargé positivement soit présent dans l'état final. De plus, seuls ceux ayant une impulsion transverse de plus de 25 GeV sont retenus afin de nous assurer le bon déclenchement de l'événement. Nous avons conservé seulement les cas où au moins un jet de type tau a été identifié. Ce jet doit avoir plus de 25 GeV pour passer la sélection.

- **Coupure 2, identification de jet de type b :**

Nous imposons que le nombre de jets de type b soit nul.

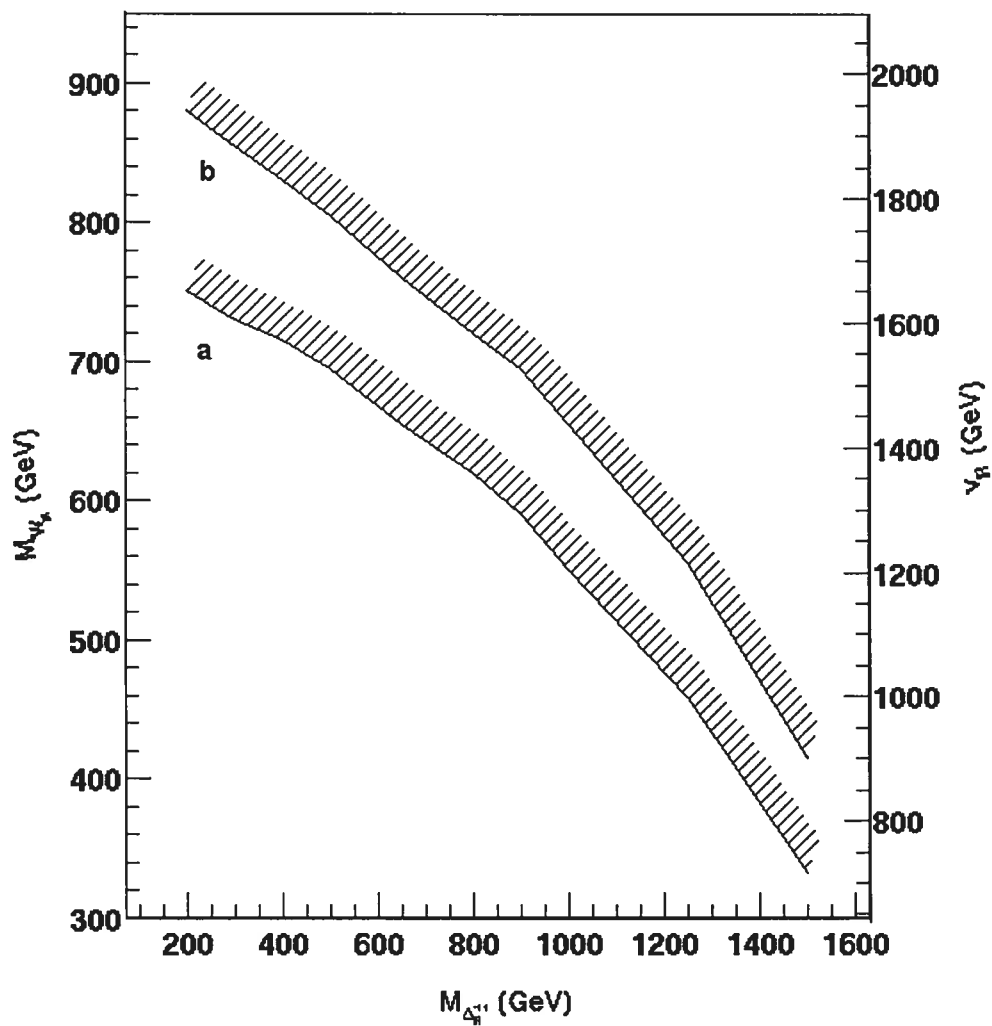


FIG. 4.25 – Limite sur la masse du W_R et sur la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+l^+$ pour que ce dernier soit observable. La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} .

– **Coupure 3, identification des jets :**

La production de Higgs doublement chargés par fusion de W implique toujours la même présence de jets avant et arrière. C'est la raison pour laquelle nous imposons la même identification des jets qu'à la section 4.2.1.

– **Coupure 4, fraction x_1 et x_2 :**

Afin que les solutions soient physiquement acceptables, nous imposons que les fractions x_1 et x_2 soient comprises entre 0 et 1.

– **Coupure 5, contrainte sur les jets :**

Nous imposons que la masse invariante des jets avant et arrière soit supérieure à 1000 GeV. De plus, nous avons contraint les impulsions transverses des jets avant et arrière tel que $P_T^{j1} > 100$ GeV et $P_T^{j2} > 75$ GeV, où $j1$ et $j2$ sont respectivement le jet avant et arrière. La figure 4.26 montre la masse invariante des deux jets pour le bruit et pour des Higgs de 300 et 800 GeV. Les figures 4.27 et 4.28 illustrent les distributions des impulsions transverses des jets avant et arrière pour le bruit de fond et pour des masses du Higgs de 300 et 800 GeV.

– **Coupure 6, énergie transverse manquante :**

Nous imposons que l'énergie transverse manquante soit au minimum de 200 GeV. La figure 4.29 illustre l'importance de cette coupure pour des Higgs de 300 et 800 GeV.

Le tableau 4.11 montre l'effet des différentes coupures sur les bruits de fond ainsi que sur un Δ_R^{++} de 300 GeV produit avec une masse du W_R de 650 GeV. La figure 4.30 montre le signal observable dans cette même situation à la suite de l'application des différentes coupures. Le tableau 4.12 illustre les mêmes données, mais pour une masse du Higgs de 800 GeV. Les nombres entre parenthèses correspondent à la région sélectionnée, soit plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

La figure 4.17 montre la limite de l'observabilité pour ce mode de désintégration pour des luminosités intégrées de 100 et 300 fb⁻¹. Nous avons trouvé cette limite

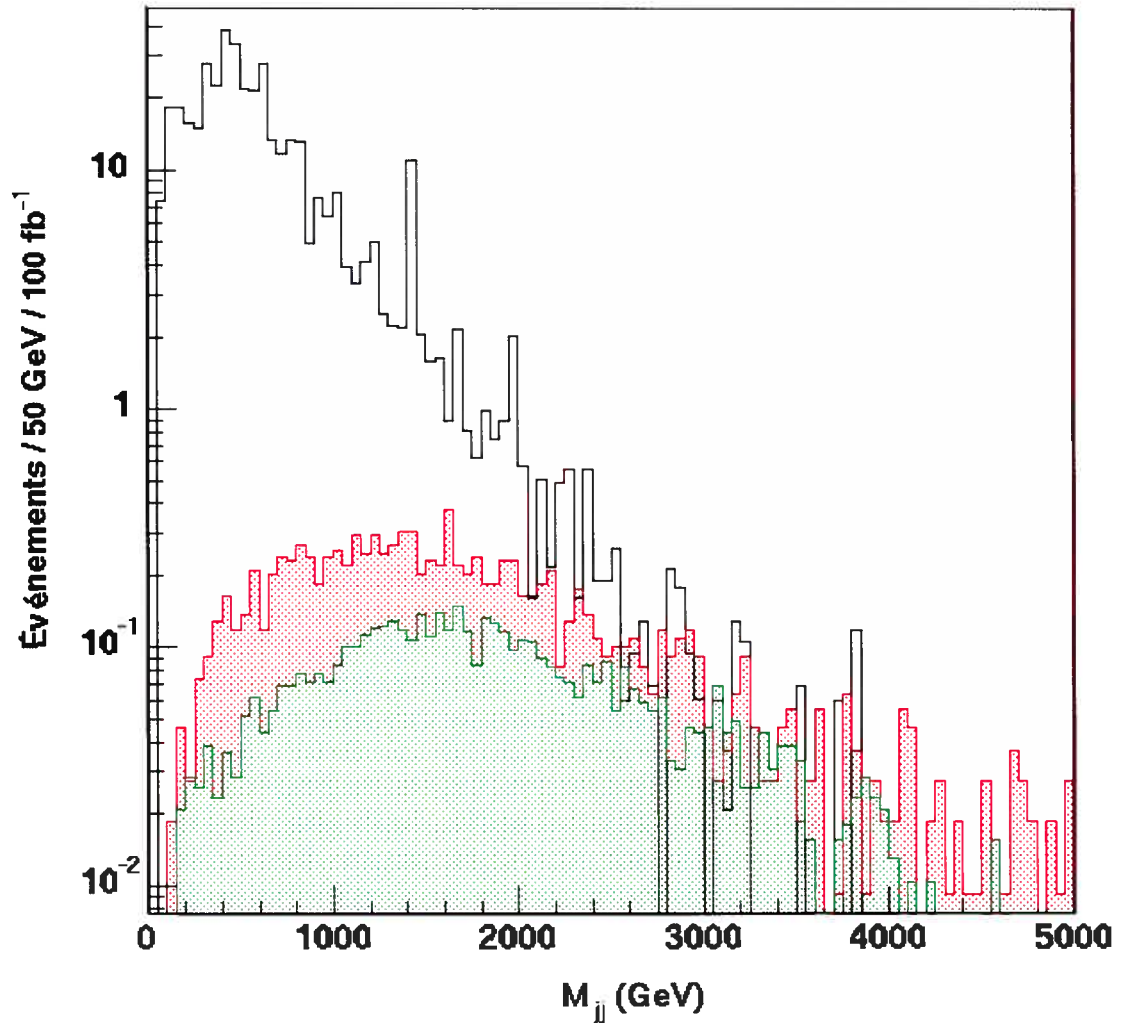


FIG. 4.26 = Masse invariante des deux jets avant et arrière dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure pour fin de présentation.

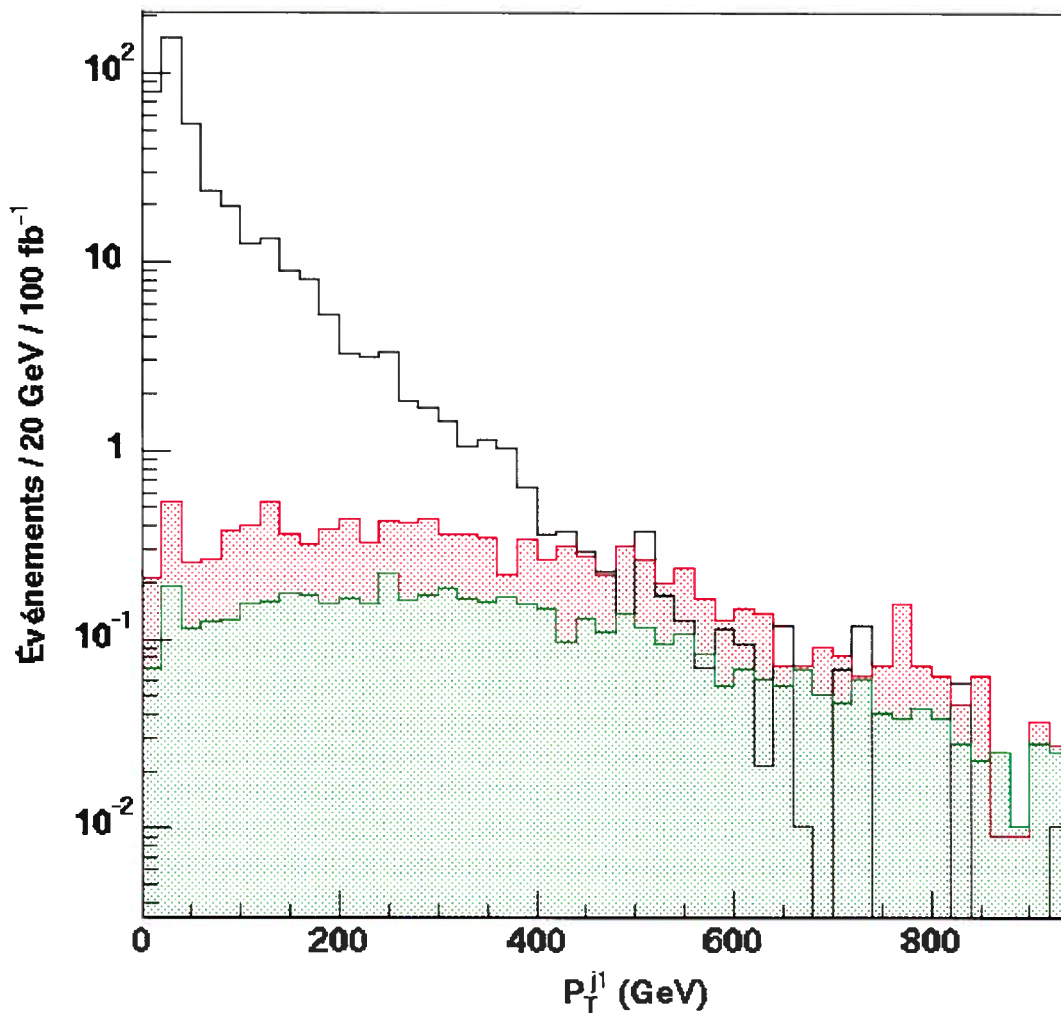


FIG. 4.27 – Impulsion transverse du jet avant dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure pour fin de présentation.

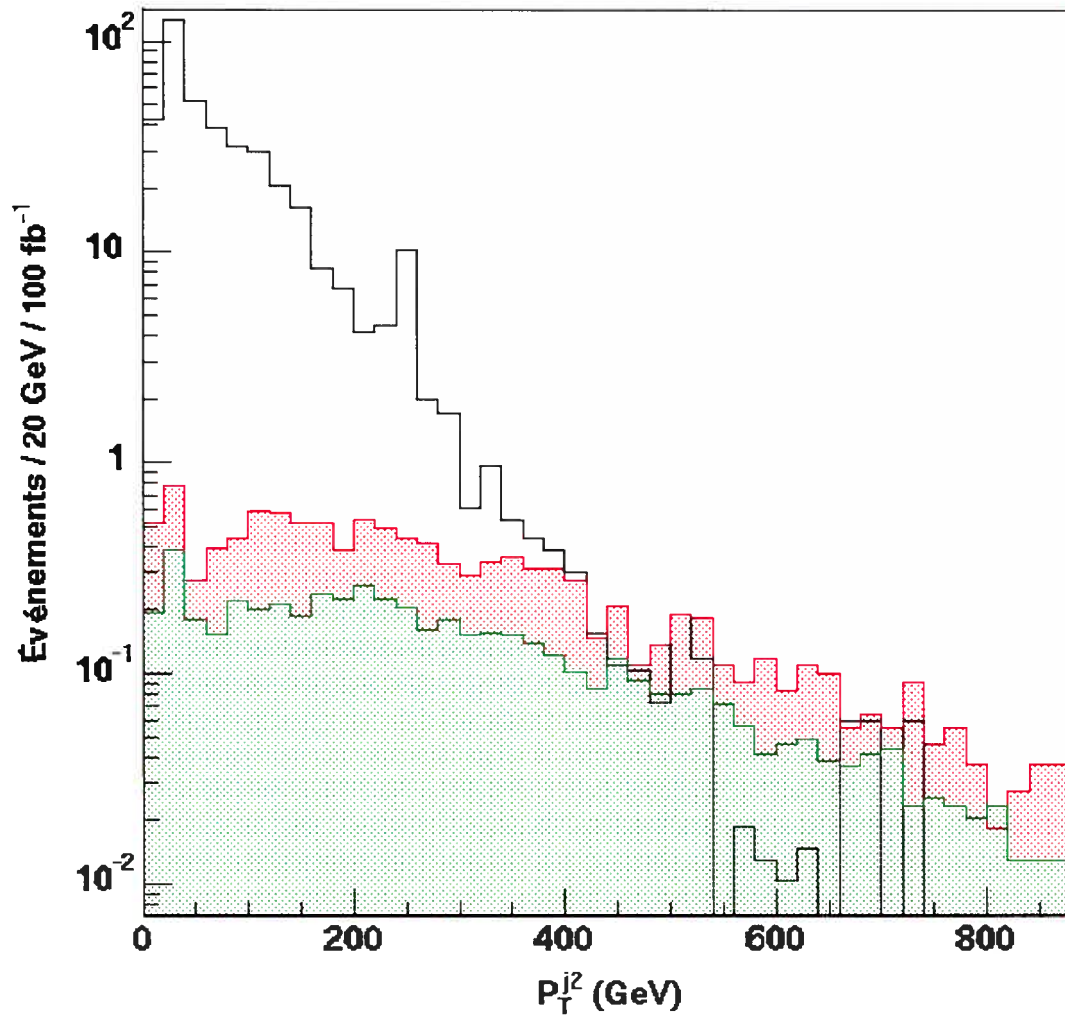


FIG. 4.28 – Impulsion transverse du jet arriere dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Le bruit de fond a été divisé par 100 sur la figure pour fin de présentation.

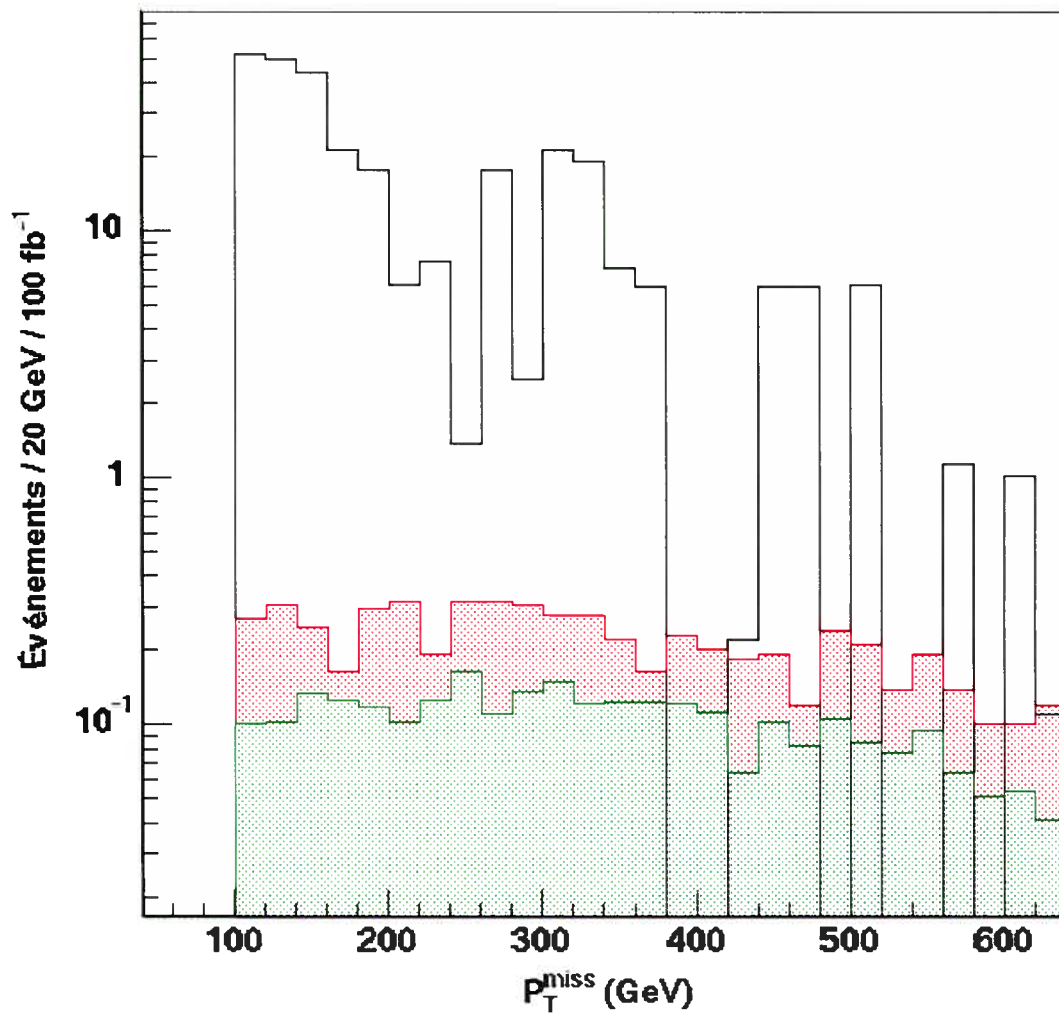


FIG. 4.29 – Énergie transverse manquante dans le cas $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour la production par fusion de W avec une masse du W_R de 650 GeV. La courbe verte (zone pâle) est pour une masse de 800 GeV tandis que la rouge (zone foncée) est pour une masse de 300 GeV. La courbe en trait plein montre la contribution du bruit de fond. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

	Δ^{++}	Z jj	$t\bar{t}$	W jets	$Wt\bar{t}$	WZ qq	WW qq	bdf total	σ_s
Coupure 1	21,4 (17,8)	153 131 (6 129)	449 213 (49 345)	4 631 078 (207 811)	349,1 (51,4)	703,9 (82,1)	556,6 (67,9)	5 235 033 (263 487)	0,03
Coupure 2	20,9 (17,4)	142 516 (5 714)	7 489 (769,0)	4 582 062 (203 025)	8,0 (1,1)	596 (65,4)	551,3 (67,9)	4 733 204 (209 643)	0,04
Coupure 3	13,8 (11,5)	20 284 (461,0)	1 263 (142,4)	138 983 (13 653)	0,1 (0)	224,6 (18,4)	192,5 (21,8)	160 948 (14 296)	0,1
Coupure 4	11,3 (10,3)	14 783 (323,0)	345,3 (89,0)	24 738 (6 406)	0,1 (0)	80,4 (10,1)	60,1 (12,2)	40 007 (6 840)	0,1
Coupure 5	6,9 (6,2)	57,4 (0,6)	0 (0)	249,1 (65,2)	0 (0)	23,5 (3,4)	22,6 (6,1)	352,6 (75,3)	0,7
Coupure 6	3,5 (3,2)	6,4 (0)	0 (0)	53,8 (11,9)	0 (0)	3,4 (1,7)	7,0 (0)	70,2 (13,6)	0,9

TAB. 4.11 – Nombre d'événements total à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV pour la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

	Δ^{++}	Z, jj	$t\bar{t}$	W jets	$Wt\bar{t}$	WZ qq	WW qq	bdf total	σ_s
Coupure 1	9,1 (7,0)	153 131 (780,6)	449 213 (12 801)	4 631 078 (53 068)	349,1 (17,8)	703,9 (20,1)	556,6 (27,9)	5 235 033 (66 716)	0,03
Coupure 2	8,9 (6,8)	142 516 (752,9)	7 489 (206,5)	4 582 062 (52 351)	8,0 (0,3)	596,7 (16,8)	551,3 (27,9)	4 733 204 (53 356)	0,3
Coupure 3	6,2 (4,8)	20 284 (78,3)	1 263 (35,6)	138 983 (4 001)	0,1 (0)	224,6 (10,1)	192,5 (13,1)	160 948 (4 138)	0,07
Coupure 4	5,3 (4,5)	14 783 (52,0)	345,3 (24,9)	24 738 (3 159)	0,1 (0)	80,4 (6,7)	60,1 (10,0)	40 007 (3 253)	0,08
Coupure 5	3,5 (3,0)	57,4 (0,1)	0 (0)	249,1 (47,4)	0 (0)	23,5 (5,0)	22,6 (1,7)	352,6 (54,2)	0,4
Coupure 6	2,4 (2,1)	6,4 (0)	0 (0)	53,8 (11,9)	0 (0)	3,4 (0)	7,0 (0)	70,2 (11,9)	0,6

TAB. 4.12 – Nombre d'événements total à la suite des différentes coupures pour les bruits de fond et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 800 GeV avec une masse du $W_R = 650$ GeV lors de la production par fusion de W. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les valeurs entre parenthèses correspondent à plus ou moins deux fois la largeur du Higgs.

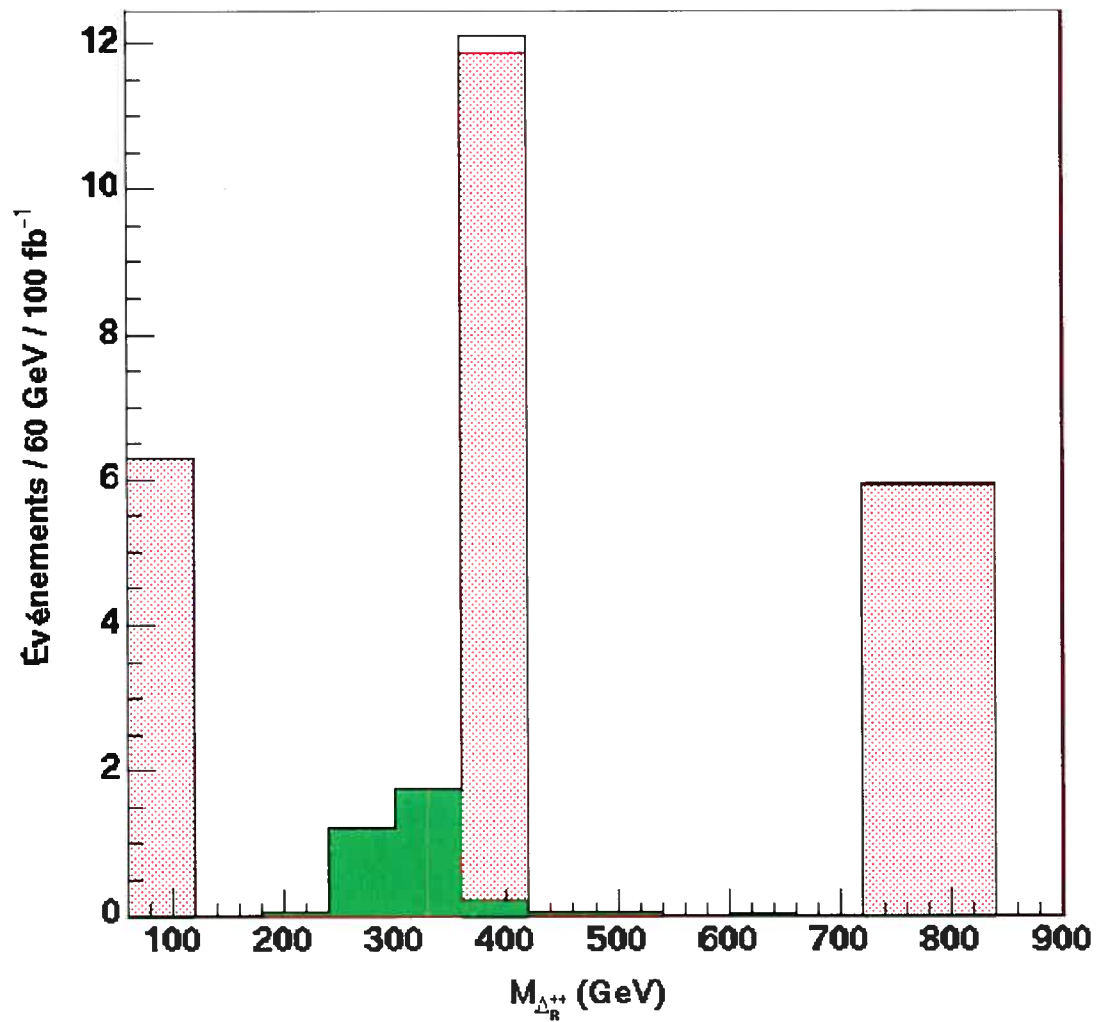


FIG. 4.30 – Nombre d'événements par canal pour le bruit et pour un $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ de 300 GeV ayant été produits avec une masse du W_R de 650 GeV lors de la production par fusion de W. Les événements ont tous été normalisés à 100 fb^{-1} . Le Higgs est en vert (zone de couleur complète), le bruit en rouge (zone pointillée) et le trait noir correspond au signal qui serait perçu dans le détecteur ATLAS.

à l'aide du critère de signifiante. À la figure 4.16, nous constatons que le bruit de fond obtenu à la suite de l'application des différentes coupures n'est pas continu. En effet, comme expliqué à la section 4.1.2.2, le poids des événements provenant de W jets est supérieur à 1 ce qui cause des fluctuations statistiques exagérées. Ceci entraîne une incertitude sur le nombre réel d'événements pour le bruit de fond.

La limite obtenue n'est donc qu'une approximation. De plus, nous avons produit la figure 4.31 pour un rapport d'embranchement du Higgs en tau de 1. En tenant compte d'un cas plus réaliste, cette limite serait moins bonne, comme expliqué à la section 4.1.1. Ce mode de désintégration n'est donc pas intéressant à retenir.

4.2.3 Production par paires du Δ_R^{++} et désintégration purement leptannique

La production par paires du triplet droit est présentée à la section 3.3.2 du chapitre 3. La présence de quatre leptons dans l'état final nous assure que les contributions au bruit de fond provenant du Modèle Standard seront négligeables. La valeur de la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement $\text{BR}(\Delta_R^{++}\Delta_R^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-)$ détermine donc essentiellement l'observabilité. Nous exigeons que le nombre d'événements soit supérieur à 10 afin d'observer le signal. La figure 4.32 montre la région accessible dans ATLAS pour des luminosités intégrées de 100 fb^{-1} pour les courbes vertes (pâles) et de 300 fb^{-1} pour les courbes rouges (foncées). Les courbes en pointillées montrent la limite si nous exigeons qu'il y ait 4 leptons dans l'état final, 2 positifs et 2 négatifs. Celles continues représentent le cas où nous tolérons qu'un lepton soit perdu, peu importe son signe et où nous observerions donc qu'un seul $\Delta_R^{\pm\pm}$.

Comme l'illustre la figure 4.32, nous pourrions explorer des masses du triplet allant de 800 à 1150 GeV selon la masse du Z_R , si le rapport d'embranchement du Higgs en quatre leptons vaut 1, et ce, pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Ce mode de production et de désintégration nous intéresse donc particulièrement, car

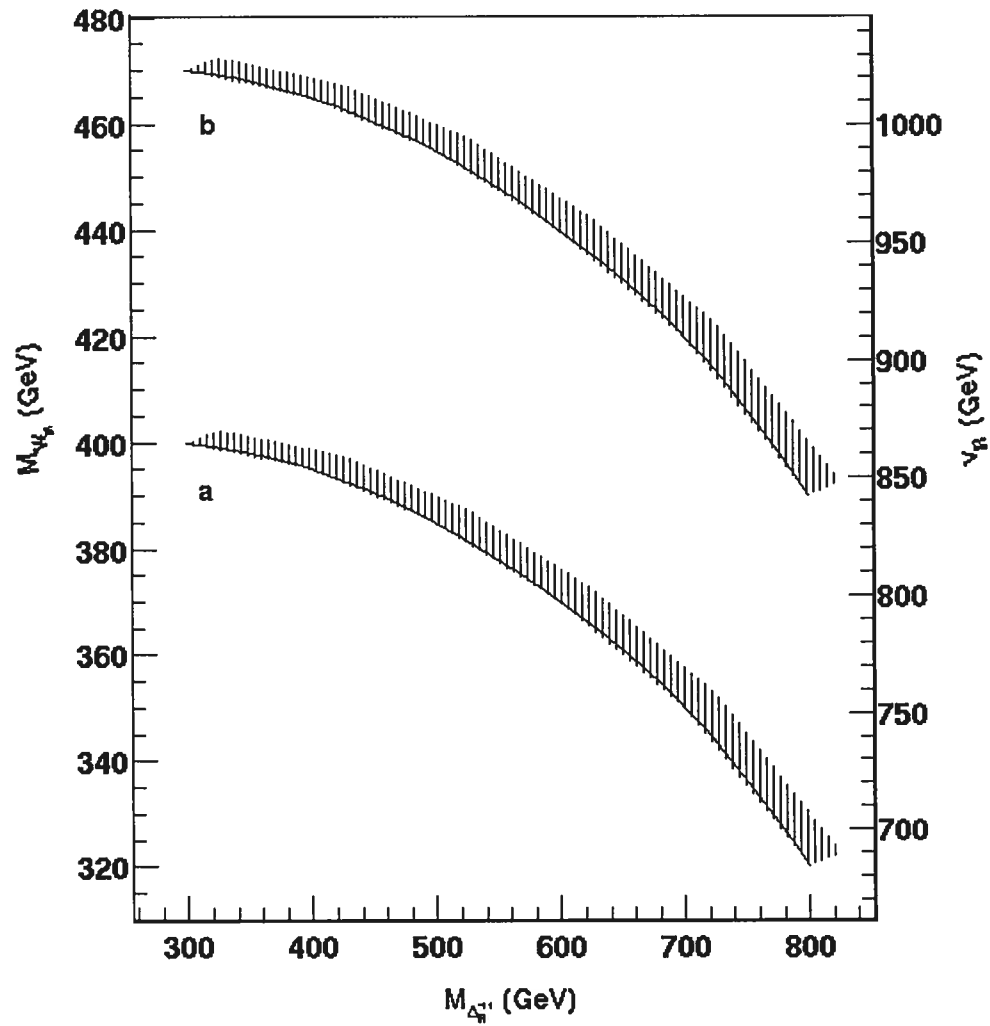


FIG. 4.31 – Limite sur la masse du W_R et sur la masse du $\Delta_R^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+ \rightarrow l^+X$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par fusion de W . La courbe (a) correspond à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que la (b) est pour 300 fb^{-1} .

il permet de sonder une large plage de masse pour le Δ_R^{++} , sans être contraint par le paramètre v_R . Par contre, ce mode ne nous renseigne nullement sur la valeur dans le vide du triplet droit (v_R). Il est néanmoins intéressant, car il permet l'observation indirecte du Z_R , chose impossible avec l'autre mode de production.

Par contre, si nous considérons un cas plus réaliste où les couplages au Higgs n'impliquent pas un rapport d'embranchement unitaire en leptons et muons, cette limite sera grandement dégradée. Nous avons présenté le déplacement de cette limite pour la production par paires à la section 4.1.3. Donc, même si le potentiel de découverte de ce mode est plus restreint que le canal électron/muon, il nous intéressera.

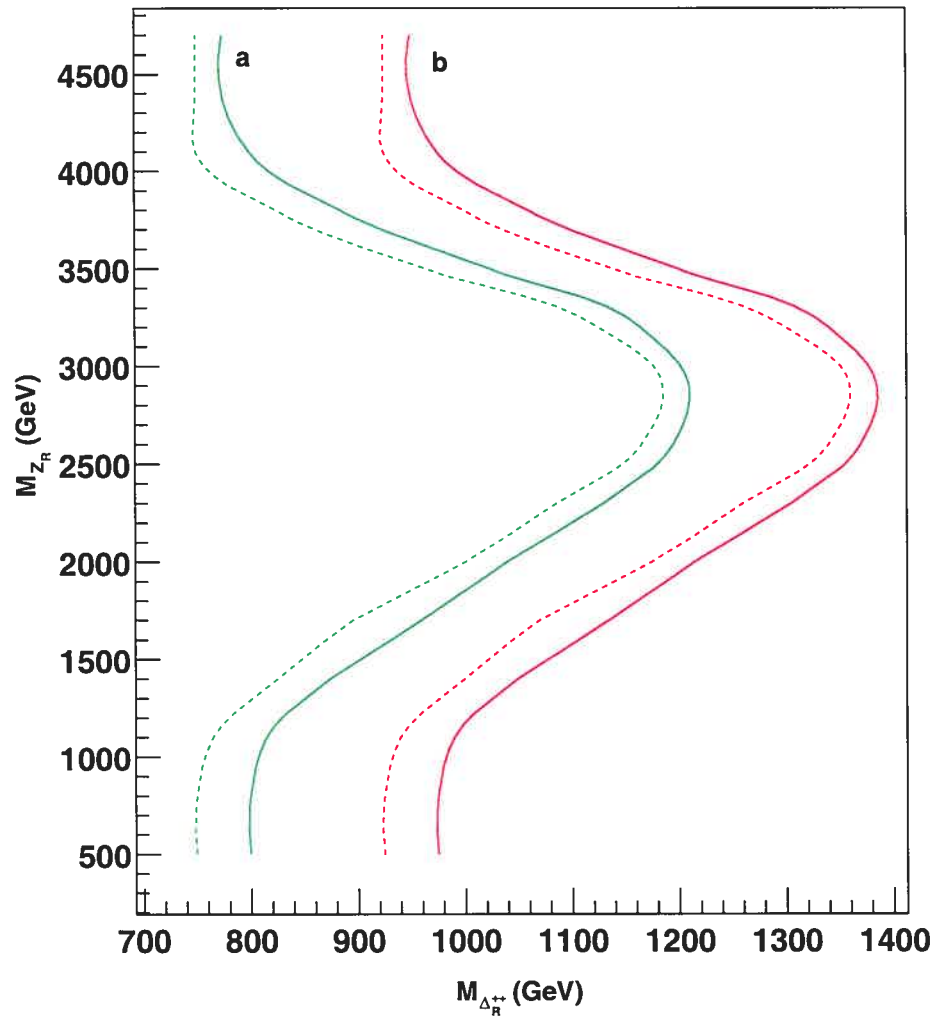


FIG. 4.32 – Limite sur la masse du Z_R et sur la masse du $\Delta_R^{++}\Delta_L^{--} \rightarrow l^+l^+l^-l^-$ pour que ce dernier soit observable lors de la production par paires. Les courbes en pointillé montrent la limite si nous exigeons qu'il y ait 4 leptons identifiés tandis que les courbes continues montrent la même limite si nous acceptons de perdre un lepton. Les courbes (a) correspondent à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} tandis que les (b) sont pour 300 fb^{-1} .

CONCLUSION

Le Modèle Standard est présentement en accord avec les mesures expérimentales. Néanmoins, plusieurs questions demeurent. Parmi celles-ci, nous devons comprendre pourquoi les interactions faibles n'agissent pas entre des particules de chiralité droite. Afin de restaurer cette symétrie chirale, nous avons choisi de recourir à un modèle de symétrie gauche - droite contenant des triplets de Higgs qui nous permettent d'expliquer la physique à basse énergie.

Ce modèle prévoit l'existence de nouvelles particules dont deux bosons de Higgs doublement chargés. Étant donné les restrictions cinématiques sur les canaux de désintégration, nous avons choisi d'étudier les canaux leptoniques seulement. Les autres étant très supprimés, nous les avons considérés comme inexistantes.

Pour les Δ_L^{++} et Δ_R^{++} , nous avons considéré deux modes de production, soit la production par fusion de W^+ et la production par paires. La production par fusion de W est intéressante, car lui sont associés un jet avant et un jet arrière. La reconstruction de ces deux jets nous permet de réduire considérablement le bruit de fond.

Lors de la production par fusion de W , nous avons constaté que seule la désintégration en électrons ou en muons du Higgs doublement chargé est intéressante. En effet, les rapports d'embranchements supplémentaires pour les leptons tau rendent le signal inobservable. Nous avons cependant trouvé que la production par paires était très intéressante, car indépendante de la valeur dans le vide du triplet de Higgs.

Les limites déterminées pour la production par paires nous indiquent que nous pourrions trouver le $\Delta_{L,R}^{++}$ jusqu'à des masses allant de 1000 à 1300 GeV selon la masse du Z_R . Dans le cas de la fusion de W , les limites sur les masses dépendent des valeurs des champs dans le vide et ne nous permettent aucunement des masses

supérieures à 1500 GeV. Malheureusement, ces limites sont obtenues lorsque les rapports d'embranchement pour le canal choisi est unitaire. Dans la réalité, ces rapports sont inférieurs à 1, et les limites obtenues devront être ré-ajustées en conséquence. Néanmoins, ces limites semblent prometteuses et pourraient mener à la découverte d'indices supplémentaires en faveur de la symétrie gauche - droite.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. L. Glashow, Nuclear Physics **22**, 579 (1961)
S. Weinberg, Physical Review Letters **19**, 1264 (1967)
A. Salam, 1969. Proc. of the 8th Nobel Symposium on 'Elementary particle theory, relativistic groups and analyticity', Stockholm, Sweden, 1968, edited by N. Svartholm, p.367-377.
- [2] C. S. Wu et al., Physical Review **105**, 1413 (1957)
- [3] G. Arnison et al, Physics Letters B **122**, 103 (1983)
M. E. Levi et al., Physical Review Letters **51**, 11941 (1983)
- [4] N. G. Deshpande, J.F. Gunion, B. Kayser, F. Olness, Physical Review **D44**, 837 (1991).
- [5] J. F. Gunion, J. Grifols, A. Mendez, B. Kayser, F. Olness, Physical Review **D40**, 1546 (1989).
- [6] G. G. Boyarkina, O. M. Boyarkin, A. N. Senko, The European Physical Journal **C13**, 99 (2000)
- [7] M. A. B. Bég, R. V. Budny, R. Mohapatra, A. Sirlin, Physical Review Letters **38**, 1252 (1977)
- [8] R. N. Mohapatra, G. Senjanović, Physical Review **D23**, 165 (1981).
- [9] K. Huitu, J. Maalampi, A. Pietilä, M. Raidal, HEP-PH/9606311, (1996)
- [10] F. Cuypers, HEP-PH/9706255, (1997)
- [11] J. A. Grifols, A. Méndez, G. A. Schuler, Modern Physics Letters **A4**, 1485 (1989)
- [12] S. Abachi et al, Physical Review Letters **76**, 3271 (1996)
- [13] Particle Data Group, Physics Letters B **592**, 1 (2004)
- [14] V. Abazov et al, Physical Review Letters **87**, 061802 (2001)
- [15] R. N. Mohapatra, Physical Review **D34**, 909 (1986).

- [16] R. N. Mohapetra, Physical Review **D46**, 2990 (1986).
- [17] W.M. Abazov et al, HEP-EX/0404015 (2004)
- [18] J.F. Gunion, C. Loomis, K.T. Pitts, HEP-PH/9610237 (1996)
- [19] World Wide Web, <http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>
- [20] World Wide Web, <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>
- [21] World Wide Web, <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>
- [22] World Wide Web, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/>
- [23] World Wide Web, <http://alice.web.cern.ch/Alice/AliceNew/>
- [24] ATLAS Letter of intent, CERN/LHCC/92-4, 108 (1992)
- [25] T. Sjostrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna, E. Norrbin, Computer Physics communication, 135 (2001)
- [26] A. Pukhov et al., HEP-PH/9908288 (1999)
- [27] H. L. Lai et al., HEP-PH/9903282 (1999)
- [28] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, Note interne d'ATLAS, ATLAS-PHYS-98-131
- [29] ATLAS Thechnical Design Report, CERN/LHCC/99-14, 964 (1999)
- [30] ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/99-15, mai 1999

Annexe I

Correction du programme PYTHIA lors de la production par paires

Nous utilisons le programme PYTHIA pour la génération des événements de la production par paires. Nous avons modifié ce dernier afin d'inclure les effets du Z_R ainsi que de l'interférence de cette particule avec les autres modes de désintégration.

Les modifications pour les parties gauche et droite seront présentées séparément. Nous donnerons le code Fortran pour le calcul de la section efficace différentielle avant et après modifications.

Les différents couplages utilisés proviennent de ^{[10][11]}. Nous avons calculé les contributions à la section efficace par l'intermédiaire du Z et du photon, puis les avons comparées à celles qui étaient dans le programme. Comme le terme d'interaction pour le Z_R doit être le même que pour le Z, mais avec des couplages différents, nous avons utilisé la même relation que le Z pour le calcul.

Les couplages utilisés pour le Z et le Z_R dans ce calcul sont donnés dans le tableau I.1. Ceux-ci ont été choisis de façon à ce que le code de PYTHIA garde la même structure. Pour sa part, le photon conserve un couplage Q.

	g_V	g_A
Z	$2T_{3L,R} - 4Q \sin^2(\theta_w)$	$2T_{3L,R}$
Z_R	$\frac{2T_{3L,R} - 4Q \sin^2(\theta_w)}{\sqrt{1 - 2 \sin^2(\theta_w)}}$	$-2T_{3L,R} \sqrt{1 - 2 \sin^2(\theta_w)}$

TAB. I.1 – Couplages vectoriels et axiaux pour le Z et le Z_R utilisés lors de la production par paires dans le programme PYTHIA.

Les autres parties de la section efficace différentielle sont des termes de propagateurs, de cinématiques et d'interférences. Les seules différences entre le Z et le

Z_R sont les couplages g_V , g_A et le propagateur.

Afin de comprendre la signification des différentes variables du code dans le calcul de la section efficace, voici les définitions communes aux parties gauche et droite :

Terme	Signification
AEM :	α_{em}
EI :	Q
SH :	s
SH2 :	s^2
VI :	g_V du Z
AI :	g_A du Z
XWHH :	$\frac{1-2 \sin^2 \theta_w}{8 \sin^2 \theta_w (1-\sin^2 \theta_w)}$
SQMZ :	M_Z^2
HBWZ :	$\frac{1}{(s-M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}$

I.1 Modification pour le Δ_L^{++} (ISUB = 349)

Les définitions particulières au cas gauche sont les suivantes :

Terme	Signification
VI1 :	g_V du Z_R
AI1 :	g_A du Z_R
XWHH1 :	$\frac{1-2 \sin^2 \theta_w}{8(1-\sin^2 \theta_w) \sqrt{1-2 \sin^2 \theta_w}}$
SQMZ1 :	$M_{Z_R}^2$
HBWZ1 :	$\frac{1}{(s-M_{Z_R}^2)^2 + M_{Z_R}^2 \Gamma_{Z_R}^2}$
propagateur :	$\frac{1}{((s-M_Z^2)(s-M_{Z_R}^2) + M_Z \Gamma_Z M_{Z_R} \Gamma_{Z_R})^2 + (M_Z(s-M_{Z_R}^2) - M_{Z_R}(s-M_Z^2))^2}$

Le code suivant était déjà dans PYTHIA :

DSIGHH=8D0*AEM**2*(EI**2/SH2+	$\gamma - \gamma$
& 2D0*EI*VI*XWHH*(SH-SQMZ)*HBWZ/SH+	$\gamma - Z$
& (VI**2+AI**2)*XWHH**2*HBWZ)	$Z - Z$

Nous avons remplacé cette section par :

DSIGHH=8D0*AEM**2*	
& (EI**2/SH2+	$\gamma - \gamma$
& 2D0*EI*VI*XWHH*(SH-SQMZ)*HBWZ/SH+	$\gamma - Z$
& (VI**2+AI**2)*XWHH**2*HBWZ+	$Z - Z$
& 2D0*EI*VI1*XWHH1*(SH-SQMZ1)*HBWZ1/SH+	$\gamma - Z_R$
& 2D0*(VI*VI1+AI*AI1)*XWHH*XWHH1*propagateur+	$Z - Z_R$
& (VI1**2+AI1**2)*XWHH1**2*HBWZ1)	$Z_R - Z_R$

I.2 Modification pour le Δ_R^{++} (ISUB = 350)

Les définitions particulières au cas droit sont les suivantes :

Terme	Signification
VI1 :	g_V du Z_R
AI1 :	g_A du Z_R
XWHHR :	$\frac{1}{4(1-\sin^2 \theta_w)}$
XWHH1R :	$\frac{1-3\sin^2 \theta_w}{8\sin^2 \theta_w(1-\sin^2 \theta_w)\sqrt{1-2\sin^2 \theta_w}}$
SQMZ1 :	$M_{Z_R}^2$
HBWZ1 :	$\frac{1}{(s-M_{Z_R}^2)^2+M_{Z_R}^2\Gamma_{Z_R}^2}$
propagateur :	$\frac{1}{((s-M_Z^2)(s-M_{Z_R}^2)+M_Z\Gamma_Z M_{Z_R}\Gamma_{Z_R})^2+(M_Z(s-M_{Z_R}^2)-M_{Z_R}(s-M_Z^2))^2}$

Le code suivant était déjà dans PYTHIA :

$$\text{DSIGHH}=8\text{D0}*\text{AEM}^{**2}*\text{EI}^{**2}/\text{SH2} \quad \gamma - \gamma$$

et a été remplacé par :

$$\begin{aligned} \text{DSIGHH}=8\text{D0}*\text{AEM}^{**2}* \\ & \& (\text{EI}^{**2}/\text{SH2}+ & \gamma - \gamma \\ & \& 2\text{D0}*\text{EI}*\text{VI}*\text{XWHHR}*(\text{SH}-\text{SQMZ})*\text{HBWZ}/\text{SH}+ & \gamma - Z \\ & \& (\text{VI}^{**2}+\text{AI}^{**2})*\text{XWHHR}^{**2}*\text{HBWZ}+ & Z - Z \\ & \& 2\text{D0}*\text{EI}*\text{VI1}*\text{XWHH1R}*(\text{SH}-\text{SQMZ1})*\text{HBWZ1}/\text{SH}+ & \gamma - Z_R \\ & \& 2\text{D0}*(\text{VI}*\text{VI1}+\text{AI}*\text{AI1})*\text{XWHHR}*\text{XWHH1R}*\text{propagateur}+ & Z - Z_R \\ & \& (\text{VI1}^{**2}+\text{AI1}^{**2})*\text{XWHH1R}^{**2}*\text{HBWZ1} & Z_R - Z_R \end{aligned}$$

I.3 Calcul des largeurs partielles du Z_R

Lors du calcul de la section efficace pour la production par paires, nous avons négligé la contribution du Δ_R^{++} et Δ_L^{++} dans la largeur du Z_R . Vérifions que cette approximation est valable.

La largeur du Z en fermions avec notre définition des g_V et g_A est :

$$\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = \frac{2\alpha}{3} M_Z \cos^2 \theta_w \sin^2 \theta_w \sqrt{1 - \frac{4M_f^2}{M_Z^2}} \left((g_V^2 + g_A^2) + 2(g_V^2 - 2g_A^2) \frac{M_f^2}{M_Z^2} \right) \quad (\text{I.1})$$

où M_Z est la masse du Z, M_F celle du fermion f tandis que θ_w est l'angle de Weinberg. Cette relation est aussi bonne dans le cas du Z_R . Il faut seulement utiliser les couplages g_V et g_A donnés au tableau I.1.

Pour le calcul de la largeur du Z_R en Δ^{++} , la relation suivante est donnée

par^[11] :

$$\Gamma(Z' \rightarrow \Delta^{++}\Delta^{--}) = \frac{\alpha M_{Z'} \tan^2 \theta_w}{12 \cos 2\theta_w} \left(1 - \frac{4M_{\Delta^{++}}^2}{M_{Z'}^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{I.2})$$

Le tableau I.2 donne les différentes largeurs partielles du Z_R calculées par PYTHIA ainsi que celles calculées à l'aide des relations I.1 et I.2 pour une masse du Z_R de 2000 GeV.

Canal	Γ PYTHIA	Γ
d	8,26	7,92
u	4,69	4,5
s	8,26	7,92
c	4,69	4,5
b	8,26	7,92
t	4,54	4,38
e	1,02	1,02
ν_e	0,38	0,38*
ν_{Re}	2,69	2,69*
μ	1,02	1,02
ν_μ	0,38	0,38*
$\nu_{R\mu}$	2,69	2,69*
τ	1,02	1,02
ν_τ	0,38	0,38*
$\nu_{R\tau}$	2,69	2,69*
Δ_L^{++}	-	0,147
Δ_R^{++}	-	0,147
Total	50,97	49,71

TAB. I.2 – Largeurs de désintégration du Z_R en GeV calculées par PYTHIA et à l'aide des relations I.1 et I.2 pour une masse du Z_R de 2000 GeV. * Ces valeurs n'ont pas été calculées, car elles dépendent de différents paramètres du modèle. Nous supposons alors que la valeur calculée par PYTHIA est la bonne.

Nous constatons donc que la contribution à la largeur du Z_R provenant de $\Delta_{L,R}^{++}$ est négligeable. Nous pouvons alors faire le calcul de la section efficace de la production par paires avec les relations données aux sections I.1 et I.2.