

Université de Montréal

Étude Monte-Carlo de l'observation de paires
de bosons W de même charge au LHC

par

Réda Tafirout

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

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

Août, 1993

© Réda Tafirout, 1993

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:
Étude Monte-Carlo de l'observation de paires
de bosons W de même charge au LHC

présenté par:

Réda Tafirout

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Depommier : président-rapporteur
Claude Leroy : directeur de recherche
Georges Azuelos : codirecteur de recherche
Bernard Goulard : membre du jury

Mémoire accepté le: _____

Sommaire

La brisure de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dans le Modèle Standard Minimal (MSM) de l'interaction électrofaible, effectuée par l'introduction d'un champ de Higgs, génère une masse pour les bosons vectoriels, W^\pm et Z^0 , alors que le photon reste non massif. Un boson scalaire de Higgs (H), de masse indéterminée, est prédit; son couplage aux particules connues est proportionnel à sa masse. Néanmoins, pour préserver l'unitarité, m_H ne doit pas excéder le TeV. Le boson de Higgs est toujours un ingrédient manquant du MSM puisqu'il n'a pas encore été observé dans les modes de désintégration: $H \rightarrow f \bar{f}$, W^+W^- , Z^0Z^0 , et $\gamma \gamma$, la raison principale étant la limitation en énergie aux collisionneurs existants qui ne peuvent atteindre ou explorer des masses au-delà de $\sim 2m_W$.

La mise en opération du LHC (Large Hadron Collider) au CERN, à Genève, au tournant du siècle, permettra l'étude de collisions proton-proton à de très hautes énergies: $\sqrt{s} = 16$ TeV. L'un des buts principaux du LHC, sera la recherche du boson de Higgs, ou, le cas échéant, la recherche de phénomènes alternatifs, qui expliqueraient la brisure de symétrie.

Nous nous proposons d'étudier ici le phénomène de brisure de symétrie lié à l'existence du Higgs. Si le boson de Higgs est lourd ($m_H > 2m_W$), la diffusion $W_L W_L$ sera forte, résultant en une production importante, et théoriquement prévisible, de paires de bosons W. En l'absence du Higgs du MSM, d'autres mécanismes de brisure de symétrie doivent être invoqués. La section efficace de production de paires de W est très sensible aux modèles. Nous nous intéressons à l'observation de paires de bosons W de même charge, dans le processus $pp \rightarrow W^+W^+X$ où les W sont issus de la diffusion de bosons W^+ longitudinaux ($W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$), et où $\sqrt{\hat{s}} \sim \mathcal{O}(\text{TeV})$. Pour le bruit de fond, les bosons W sont principalement de polarisation transversale. La section efficace de production du signal $W_L^+ W_L^+$ est faible $\sim \mathcal{O}(\text{fb})$; celle des bruits de fond est

également du même ordre de grandeur.

Nous étudierons cette production à l'aide de programmes de simulation, par méthodes de Monte-Carlo, dans le cadre de l'expérience ATLAS, à laquelle l'Université de Montréal va participer. Nous examinerons les modes de détection du signal $pp \rightarrow W^+W^+X$, au travers de la désintégration leptonique des deux W^+ ($W^+ \rightarrow \ell^+\nu$, où $\ell = e, \mu$), de façon à déterminer l'état de charge des deux W . Les cas où $m_H = 0.5 \text{ TeV}$ et 1.0 TeV , seront étudiés. La séparation du signal et du bruit de fond, sera obtenue par l'application de coupures spécifiques sur les différentes observables. Nous tiendrons compte des performances prévues d'ATLAS: couverture angulaire, résolution en énergie, identification des électrons et des muons. Notre but principal, étant de maximiser le rapport signal/bruit de fond; l'étude des différentes distributions, nous permettra d'appliquer les coupures nécessaires, et nous obtiendrons un rapport de 3 : 1 pour le cas où $m_H = 1.0 \text{ TeV}$ et de 1.4 : 1 pour $m_H = 0.5 \text{ TeV}$.

Physique Particule Boson Higgs Monte-Carlo

Table des matières

Sommaire	i
Table des matières	ii
Liste des tableaux	v
Liste des figures	vi
Liste des sigles et abréviations	ix
Remerciements	x
Introduction	1
Chapitre 1: La diffusion $W_L W_L$	6
1.1 La brisure de symétrie et le boson de Higgs	7
1.2 La production W^+W^+ : aspects théoriques	10
1.2.1 Calculs exacts	10
1.2.2 Approximation d'un boson W effectif	13
1.2.3 La diffusion $W_L^+ W_L^+$ dans le MSM	14

1.2.4	Théorème d'équivalence de Goldstone	14
1.3	Les modèles alternatifs	15
1.3.1	Diffusion $\pi^+\pi^+$ rééchelonnée	16
1.3.2	Théorème de basse énergie (LET)	16
1.3.3	Unitarisation brusque	17
1.3.4	Modèle $O(2N)$ de Higgs-Goldstone	17
1.4	Le signal $W_L^+W_L^+$	18
1.5	Les bruits de fond	19
1.6	Autres bruits de fond possibles	21
Chapitre 2: Les Simulations Monte-Carlo		28
2.1	L'interaction proton-proton (pp)	29
2.2	Le détecteur ATLAS	31
2.3	Les observables	33
2.4	La génération des événements	35
Chapitre 3: Analyse et Résultats		44
3.1	Sections efficaces totales de production	45

3.2	La distribution des observables	47
3.3	Les coupures	48
3.3.1	Coupures sur les jets : veto	49
3.3.2	Coupures sur les leptons	50
3.4	Résultats	53
	Conclusion	69
	Bibliographie	xii

Liste des tableaux

I	Particules fondamentales du Modèle Standard.	11
II	Propriétés physiques et acceptance du détecteur ATLAS.	32
III	Sections efficaces totales de production et le rapport signal/bdf pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, tenant compte de la résolution et de l'acceptance du détecteur ATLAS. .	46
IV	Coupures appliquées sur les observables reliées aux jets: spécifications des quatre droites délimitant la région trapézoïdale définie dans le plan sous-tendu par $ \eta(j) ^{hard}$ et $p_T(j)^{hard}$	51
V	Coupures appliquées sur les observables leptoniques.	52
VI	Sections efficaces totales de production et le rapport signal/dbf pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, après les coupures sur les jets et les leptons. Les valeurs données tiennent compte de la résolution et de l'acceptance du détecteur ATLAS. .	56
VII	Estimation des sections efficaces totales de production, des modèles alternatifs, pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, après les coupures sur les jets et les leptons.	68

Liste des figures

1.1	Diagrammes de Feynman contribuant au processus électrofaible $q_i q_j \rightarrow W^+ W^+ q_k q_l$. Etant donné l'identité des particules finales, les diagrammes avec $(k_1, \epsilon_1) \rightarrow (k_2, \epsilon_2)$ doivent être ajoutés (sauf le diagramme (b)) (figure tirée de [16]).	12
1.2	Diagrammes de Feynman pour la diffusion $W^+ W^+$. Les diagrammes avec $(k_1, \epsilon_1) \rightarrow (k_2, \epsilon_2)$ doivent être ajoutés pour (a) et (c).	23
1.3	Section efficace en fonction de m_{ww} , pour les différents modèles de diffusion $W_L^+ W_L^+$, avec $ y_w < 1.5$ dans le centre de masse (figure tirée de [16]).	24
1.4	Diagrammes de Feynman pour la production $W^+ W^+$ par échange d'un gluon.	25
1.5	Diagrammes de Feynman pour le processus $q_i \bar{q}_j \rightarrow W^+ t \bar{t}$	26
1.6	Diffusion à quatre partons contribuant à la production $pp \rightarrow W^+ W^+ X$	27
2.1	Schéma illustrant l'interaction pp	30
2.2	Vue en coupe du détecteur ATLAS.	40

2.3	Vue en coupe du détecteur à muons.	41
2.4	La résolution pour les muons en fonction de $ \eta $ et de p_T	42
2.5	Distribution des événements pour l'énergie transverse E_T dans un cône ayant $\Delta R < 0.2$ autour des leptons.	43
3.1	Distribution de la section efficace en fonction de la masse invariante $m_{\ell\ell}$ des deux leptons. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond.	57
3.2	Distribution de la section efficace en fonction de y_ℓ^{max} ($max(y_{\ell 1}, y_{\ell 2})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond.	58
3.3	Distribution de la section efficace en fonction de $p_T(\ell)^{min}$ ($min(p_{T_{\ell 1}}, p_{T_{\ell 2}})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond.	59
3.4	Distribution de la section efficace en fonction de $z_{\ell\ell}$ (cosinus de l'angle entre les deux leptons, dans le plan transverse). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond.	60
3.5	Distribution de la section efficace en fonction de $\delta p_T^{\ell\ell}$. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond.	61

- 3.6 Distribution de la section efficace en fonction de E_T^{miss} (energie transverse manquante). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond. 62
- 3.7 Distribution de la section efficace en fonction de $|\eta(j)|^{hard}$ (en valeur absolue), soit la pseudorapidity du jet ayant le plus grand p_T . La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond. 63
- 3.8 Distribution de la section efficace en fonction de $p_T(j)^{hard}$, soit le plus grand p_T des jets mesurés. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond. 64
- 3.9 Distribution de la section efficace en fonction de y_ℓ^{min} ($min(y_{\ell 1}, y_{\ell 2})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond. 65
- 3.10 Distribution de la section efficace en fonction de $p_T(\ell)^{max}$ ($max(p_{T\ell 1}, p_{T\ell 2})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond. 66
- 3.11 Distribution des événements dans l'espace sous-tendu par $p_T(j)^{hard}$ et $|\eta(j)^{hard}|$. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les bruits de fond. 67

Liste des sigles et abréviations

LHC	Large Hadron Collider
LEP	Large Electron-Positron collider
CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
bdf	bruits de fond
MSM	Modèle Standard Minimal
GWS	Glashow, Weinberg et Salam

Remerciements

Dans un tout premier temps, je tiens à remercier M. Claude Leroy, mon directeur de recherche, qui a accepté de me superviser et de diriger mes travaux de recherches; je crois sincèrement que ce dernier n'a en aucun temps failli à ses engagements envers moi et ce pendant toute la durée de mes études supérieures. Je le remercie profondément pour le soutien financier qu'il a su me procurer. Je tiens à remercier également M. Georges Azuelos, mon codirecteur, qui a également accepté de diriger mes travaux de recherches; je tiens à le féliciter pour son étroite collaboration ainsi que pour les conseils techniques qui m'ont été d'un grand intérêt; sa grande expérience dans le domaine de la physique des particules m'a été très profitable. En effet, je dirais de mes deux superviseurs que leur support, autant moral qu'académique, m'a permis d'acquérir une méthodologie adéquate, essentielle à la bonne marche de toute recherche.

Je remercie aussi l'Université de Montréal qui porte une attention particulière à ses étudiants de deuxième cycle, en leur offrant de nombreux avantages; dont un accès privilégié à de la documentation scientifique et surtout un système informatique très développé. Concernant ce dernier, je veux remercier l'un des responsables du système informatique du laboratoire de physique nucléaire, M. Bernard Lorazo, pour avoir mis à ma disposition des ressources de calcul et d'espace-disque adéquats, pour mener à bien les travaux de recherches que j'ai effectués. Je tiens également à souligner les nombreux échanges fructueux avec les étudiants (M.Sc., Ph.D. et post Ph.D.), les professeurs titulaires, les professeurs agrégés, les professeurs adjoints, les chercheurs adjoints, les professeurs associés, les attachés de recherche, et les chercheurs invités du laboratoire de physique nucléaire de l'Université de Montréal.

Je veux également remercier T. Sjöstrand et D. Froidevaux (du CERN), pour des échanges fructueux par correspondance.

Introduction

Le Modèle Standard Minimal (MSM) de l'interaction électrofaible, celui de Glashow (1961), Weinberg (1967) et Salam (1968) (théorie de GWS) [1] unifie les interactions faible et électromagnétique. Ce modèle est basé sur le groupe de symétrie de jauge locale, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes brise spontanément la symétrie par le mécanisme de Higgs, ce qui génère une masse pour les bosons vectoriels (de spin 1 et de parité $-$) W^\pm et Z^0 , alors que le photon reste sans masse; une particule scalaire (de spin 0 et de parité $+$) massive, est alors prédite: c'est le boson de Higgs (H). La découverte des bosons W^\pm et Z^0 , au SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) en 1983 [2, 3], aux masses prédites par la théorie, a été un point marquant pour le succès de la théorie de GWS. Depuis sa formulation, cette dernière a toujours été, disons-le, en excellent accord avec les nombreuses expérimentations effectuées. Le Modèle Standard Minimal tente d'expliquer non seulement les phénomènes reliés au secteur électrofaible mais aussi l'origine de la masse, car le mécanisme de Higgs génère également une masse pour les fermions en introduisant le couplage de Yukawa. Le boson de Higgs, comme le quark t (top), est toujours un ingrédient manquant du MSM puisqu'il n'a toujours pas été observé. La masse du Higgs (m_H) est totalement arbitraire dans la théorie de GWS, et le couplage λ du Higgs au secteur électrofaible est directement proportionnel à sa masse ($\lambda = m_H^2/2v^2$, où $v = 246$ GeV). Cependant, pour préserver l'unitarité de la théorie, une limite supérieure de ~ 1 TeV doit être imposée à m_H [4]. Des recherches directes du boson de Higgs s'effectuent suivant les modes $H \rightarrow f \bar{f}$, W^+W^- , Z^0Z^0 , et $\gamma \gamma$. Grâce aux expériences du LEP (Large Electron-Positron collider du CERN), une limite inférieure de $m_H > 60$ GeV a été posée, avec un niveau de confiance de 95 % [5].

Les collisionneurs actuellement en opération dans le monde, ne peuvent explorer le domaine où m_H est supérieure à $\sim 2m_W$ et il est à peu près certain que la non-observation du Higgs est surtout attribuable aux limitations des énergies actuellement disponibles plutôt qu'aux méthodes de détection. Il y a donc là une nécessité d'avoir recours à des énergies plus grandes, de l'ordre du TeV.

Au tournant du siècle, le LHC (Large Hadron Collider) [6] qui sera en opération au CERN à Genève, permettra l'étude de collisions proton-proton à de très hautes énergies, soit $\sqrt{s} = 16$ TeV dans le centre de masse, et cela avec une remarquable luminosité intégrée (\mathcal{L}) de 100 fb^{-1} par an. L'un des principaux buts du LHC, sera la recherche du boson Higgs, ou, le cas échéant, la recherche de phénomènes alternatifs qui expliqueraient la brisure de symétrie. Aux énergies du LHC, des masses de Higgs jusque $\sim \mathcal{O}(\text{TeV})$, pourront alors être étudiées et donc explorées. Il est donc certain qu'une nouvelle physique apparaîtra au LHC. Pour le Modèle Standard Minimal qui a survécu avec succès à de nombreux tests, la découverte du boson de Higgs est de loin le plus important, sinon l'ultime test.

Nous nous proposons d'étudier ici le phénomène de brisure de symétrie lié à l'existence du Higgs. Si le Higgs est lourd ($m_H > 2m_W$), la diffusion de bosons W polarisés longitudinalement $W_L W_L$ devient importante [7, 8, 9, 10] ce qui a comme conséquence une forte production de paires de bosons W, en excès par rapport au bruit de fond (bdf), provenant de processus standards bien connus: ceux qui sont représentés par des diagrammes de Feynman où le boson de Higgs n'est pas impliqué. L'intérêt de la diffusion $W_L W_L$ naît tout d'abord du fait que le couplage $H \rightarrow W_L W_L$ prédomine sur $H \rightarrow W_T W_T$ (transverses) pour un Higgs lourd [11]. Nous rappelons qu'une particule non massive, possède deux états de polarisation (transverses), alors que pour une particule massive un troisième état de polarisation (longitudinale) est nécessaire. Justement cette polarisation longitudinale provient directement du mécanisme de Higgs, qui génère cette masse. Le Modèle Standard Minimal prédit une section efficace bien définie pour la diffu-

sion $W_L W_L$. Il sera important de la mesurer au LHC afin d'étudier d'éventuelles déviations des prédictions du MSM. Ces déviations nous renseigneraient sur la physique, très probablement nouvelle, impliquée par la brisure de symétrie, et, si le boson de Higgs n'est pas observé, sur la nature du processus dynamique qui est en jeu. Il est clair que si la section efficace, mesurée au LHC, pour la diffusion $W_L W_L$ dévie de façon significative des prédictions du MSM, il n'y aura d'autre choix que de réviser la théorie de GWS. Notre étude s'effectuera uniquement dans le cadre du MSM. D'autres modèles, qui ne prennent pas en considération le boson de Higgs, décrivent la brisure de symétrie par un phénomène dynamique. Cependant chaque modèle régularise la section efficace de façon différente pour la diffusion $W_L W_L$ à des énergies élevées. En effet, nous avons des différences allant de 10% à 250% en comparaison à la valeur donnée par le Modèle Standard Minimal.

De façon plus spécifique, nous nous intéresserons à la production $pp \rightarrow W^+ W^+ X$, où la paire de W^+ est issue du processus $W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$, soit la diffusion de bosons W de même charge et de polarisation longitudinale, et où $\sqrt{\hat{s}} \sim \mathcal{O}(\text{TeV})$; \hat{s} est l'énergie du centre de masse du système WW , donnée par $\hat{s} = (p_{w_1}^\mu + p_{w_2}^\mu)^2$; où p_w^μ est la quadri-impulsion du W . De façon à pouvoir identifier la charge des deux bosons W^+ , nous devons considérer uniquement la désintégration leptonique du W : $pp \rightarrow W^+ W^+ X \rightarrow \ell^+ \nu \ell^+ \nu X$, où $\ell = e, \mu$; mais il est à noter qu'à cause de l'impossibilité à détecter les neutrinos, la polarisation de la paire de W^+ ne peut être déterminée. Certaines études ont été faites pour les diffusions $W^+ W^-$, $W^\pm Z^0$, $Z^0 Z^0$ et $Z^0 \gamma$ [8, 12, 13, 14, 15], mais dans ces cas-là, le bruit de fond provenant de l'annihilation $q\bar{q}$ et de la fusion gluon-gluon (gg) est très important. Par contre, pour la diffusion $W_L^+ W_L^+$, ce bruit de fond est totalement absent; en effet le principal bruit de fond est la production de paires de bosons W^+ , de même charge, mais de polarisation transversale. C'est cette relative absence de bruit de fond (annihilation $q\bar{q}$ et gg) qui donne espoir que la diffusion $W_L^+ W_L^+$ peut servir à sonder le mécanisme de brisure de

symétrie [16, 17, 18, 19]. La section efficace de production est faible, $\sim \mathcal{O}(\text{fb})$, pour le signal ainsi que pour les bruits de fond. À cet effet, nous décrirons plus en détail les diagrammes de Feynman impliqués pour le signal $W_L^+ W_L^+$, ainsi que pour les bruits de fond au chapitre 1.

En attendant la mise en opération du LHC, le recours aux générateurs Monte-Carlo s'avère très utile et même indispensable, car les analyses, faites avec ces derniers, permettent de prévoir les problèmes éventuels et d'évaluer les besoins dans la performance du détecteur. Ils serviront de modèles de comparaison ou de références aux vraies données, qui seront obtenues lors de collisions proton-proton réalisées durant les premières années. Avec une luminosité \mathcal{L} de $1.7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, il y aura énormément de données à analyser. Les simulations nous aident à comprendre si les processus connus suffisent à décrire les données qui seront obtenues.

Notre étude s'effectue dans le cadre de l'expérience ATLAS [20] au LHC, à laquelle l'Université de Montréal (parmi de nombreuses autres institutions) va participer. Des analyses précédentes de la réaction $pp \rightarrow W^+ W^+ X$ [8, 16, 17, 18, 19] ne se situaient qu'à un niveau purement phénoménologique. Ici, nous prendrons en considération les capacités du détecteur à observer le signal $pp \rightarrow W^+ W^+ X \rightarrow \ell^+ \nu \ell^+ \nu X$ dans un environnement pp à grande luminosité; c'est-à-dire que les résultats qui seront obtenus tiendront compte de la résolution en énergie des calorimètres électromagnétique et hadronique, de la résolution spatiale pour la reconstruction des impulsions, qui est primordiale à l'identification des leptons (électrons et muons). Les résultats tiendront également compte de la couverture angulaire du détecteur: certains événements seront perdus ou non détectés à cause de la non-herméticité du détecteur. La séparation ou l'isolation des électrons, nécessaire à leur identification, sera prise en considération aussi. En ce qui concerne les muons, leur résolution sera fonction de la pseudorapidité η et de p_T , l'impulsion transverse. Nous discuterons au chapitre 2, des caractéristiques

du détecteur ATLAS et de la manière dont les simulations ont été faites. Au chapitre 3, nous verrons comment l'analyse des distributions des différentes observables nous permettra d'appliquer des coupures adéquates, afin d'augmenter le rapport signal/bruit de fond, qui est le but fondamentalement recherché dans le présent travail.

Chapitre 1

La diffusion $W_L W_L$

Nous allons faire une revue des fondements théoriques du processus de diffusion $W_L^+ W_L^+$ dans ce chapitre. Après une brève introduction sur l'unification électrofaible de GWS basée sur la brisure de symétrie, ainsi que sur les différentes propriétés du boson de Higgs qui est prédit, nous présenterons différents modèles pour la diffusion $W_L W_L$, alternatifs au Modèle Standard Minimal. Nous étudierons ensuite les propriétés spécifiques du signal $W_L^+ W_L^+$. Enfin, nous énoncerons les différents bruits de fond pour ce signal.

1.1 La brisure de symétrie et le boson de Higgs

La théorie de GWS a pour but d'unifier les interactions électromagnétique et faible. En effet, le modèle considère l'interaction faible comme étant l'interaction à courte portée de l'interaction électrofaible et donc devra être transportée par des bosons massifs. L'interaction électromagnétique, quant à elle, est l'interaction à longue portée, et sera forcément véhiculée par un boson neutre et non massif (γ). Le groupe de jauge d'unification est $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (L pour signifier que seulement les particules de chiralité gauche participent à l'interaction et Y est l'hypercharge).

La théorie de GWS est une théorie basée sur une invariance locale de jauge, ce qui a pour conséquence qu'elle requiert que ses bosons de jauge soient de masse nulle. Il a fallu donc trouver un mécanisme qui donne de la masse aux bosons W^\pm et Z^0 , tout en laissant le photon sans masse: c'est le mécanisme de Higgs [21]. Pour cela, un doublet (l'un chargé, l'autre neutre) de champs scalaires complexes de Higgs est introduit (quatre degrés de liberté):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

Le Lagrangien d'interaction des bosons de jauge aux champs scalaires de Higgs est décrit par:

$$\mathcal{L}_{BJ-S} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.2)$$

où la dérivée covariante D_μ , qui préserve l'invariance par transformation de jauge locale du Lagrangien global, est donnée par,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' Y B_\mu; \quad (1.3)$$

où $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ sont les matrices de Pauli, et les constantes g et g' sont les couplages des champs non-abéliens \vec{W}_μ ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) et abélien B_μ avec les fermions. Le choix d'une valeur moyenne non nulle pour le vide,

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

brise spontanément la symétrie du Lagrangien. Les bosons W^\pm et Z^0 acquièrent un troisième degré de liberté, dit longitudinal, qui leur procure une masse. L'existence d'un boson scalaire massif est prédite: c'est le boson de Higgs (H), dû au degré de liberté restant. Sa masse est indéterminée, mais doit théoriquement obéir à:

$$m_H = v\sqrt{2\lambda}, \quad (1.5)$$

où λ est le couplage du Higgs au secteur électrofaible. Pour ce qui est de la valeur de v , elle est donnée par la constante de Fermi, dans la relation,

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F}, \quad (1.6)$$

avec $G_F = 1.16 \times 10^{-5} \text{ (GeV)}^{-2}$; $v \simeq 246 \text{ GeV}$. La masse du Higgs est inconnue à cause du fait que λ est totalement arbitraire. Quant à la largeur du Higgs Γ_H , elle est donnée par [9]:

$$\Gamma_H = \frac{3m_H^3}{32\pi v^2}. \quad (1.7)$$

La largeur (Γ_H) du Higgs est donc proportionnelle à m_H^3 .

Le mécanisme de Higgs permet également de générer de la masse pour les fermions en introduisant le couplage de Yukawa. Pour une description très détaillée de la théorie de GWS, l'ouvrage de Elbaz [22] est à consulter.

Le Modèle Standard (secteur fort et électrofaible, $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$) décrit de façon très précise les phénomènes associés au secteur électrofaible, mais plusieurs ne croient pas que ce dernier soit l'ultime théorie; en ce sens qu'il y a de nombreux paramètres qui sont arbitraires: ceux associés aux trois constantes de couplage (α_s , α_w et α_{em}), aux masses des fermions (quarks et leptons), ceux de la matrice CKM (Cabbibo, Kobayashi et Maskawa) ainsi que la masse du boson de Higgs. Le modèle n'explique pas non plus le nombre de génération de quarks et de leptons ni même la hiérarchie (des masses) observée. Mais selon les résultats

du LEP, le nombre de génération est, de façon très probable, de trois. En effet, il y a 21 paramètres [23] totalement arbitraires, d'où l'importance de tester le Modèle Standard dans ses nombreuses prédictions et ce à différentes énergies et éventuellement d'aller au-delà du Modèle Standard si nécessaire. C'est justement ce côté arbitraire qui fait que les physiciens ont tant de difficulté à observer le quark top et le boson de Higgs. Actuellement, il existe beaucoup de théories qui sont des extensions du MS, dont la confirmation reste à établir. Le tableau I suivant, nous montre les particules fondamentales qui forment les ingrédients du Modèle Standard.

Il existe trois états de polarisation pour un boson vecteur massif, qui sont définis par les quadri-vecteurs:

$$\epsilon^\mu(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, \pm i, 0), \quad (1.8)$$

$$\epsilon^\mu(L) = \frac{1}{M_V}(|\vec{k}|, 0, 0, k^0) \quad (1.9)$$

où $k^\mu = (k^0, 0, 0, |\vec{k}|)$ est la quadri-impulsion du boson. Les quadri-vecteurs $\epsilon^\mu(\pm)$ représentent les états de polarisation transverse, d'hélicité + ou -. Le quadri-vecteur $\epsilon^\mu(L)$ représente l'état de polarisation longitudinale (acquis par la brisure de symétrie).

1.2 La production W^+W^+ : aspects théoriques

Le secteur de Higgs du MSM reste donc à explorer. Puisque l'état de polarisation longitudinale, pour les bosons vectoriels W^\pm et Z^0 apparaît lors de la brisure de symétrie, nous nous attendons à ce que la diffusion $W_L W_L$ nous permette de mieux sonder ce secteur, encore méconnu. Le choix de la diffusion d'une paire de W de même charge se justifie par le fait que les bruits de fond provenant de l'annihilation $q\bar{q}$ et de la fusion gluon-gluon (gg) sont totalement absents pour ce processus, puisqu'ils ne produisent pas un état de charge de deux unités. Ces bruits de fond sont par contre présents pour les diffusions W^+W^- , Z^0Z^0 et $W^\pm Z^0$. Les diagrammes de Feynman, à l'ordre α^4 , pour la production de paire de W^+ par le processus $q_i q_j \rightarrow q_k q_l W^+ W^+$, sont montrés à la figure 1.1. Les calculs de cette production peuvent se faire soit exactement, soit en utilisant l'approximation d'un boson W effectif (EWA).

1.2.1 Calculs exacts

Des calculs exacts incluant tous les diagrammes (a)-(m) de la figure 1.1, basés sur la méthode d'amplitude d'hélicité, ont été effectués par Barger *et al.* [16] (voir appendice A de la référence [16]). Ce sont ces expressions qui seront utilisées dans les études Monte-Carlo de type VEGAS [24] (voir chapitre 2). Ils tiennent compte de tous les états de polarisation des W^+ . Il suffira de choisir une petite masse $m_H \sim 100$ GeV pour évaluer l'importance de la production $W_T^+ W_T^+$. Pour la réaction $pp \rightarrow W^+ W^+ X$, la section efficace totale est évaluée en utilisant les fonctions de structure pour le proton:

$$\sigma(pp \rightarrow W^+ W^+ X) = \int dx_1 dx_2 f_{p_a \rightarrow q_1}(x_1) f_{p_b \rightarrow q_2}(x_2) \times \hat{\sigma} \quad (1.10)$$

où $f_{p_a \rightarrow q_1}(x_1)$ ($f_{p_b \rightarrow q_2}(x_2)$) est la probabilité de trouver le quark q_1 (q_2) avec une fraction x_1 (x_2) de l'impulsion initiale du proton a (b); et $\hat{\sigma}$ est la section efficace pour la diffusion $q_1 q_2 \rightarrow W^+ W^+ q_3 q_4$ dans le centre de masse du système $q_1 q_2$.

Tableau I: Particules fondamentales du Modèle Standard.

Génération	Quarks	Leptons
I	u , d	e , ν_e
II	c , s	μ , ν_μ
III	t (?) , b	τ , ν_τ

Interaction	Messenger
forte	8 gluons
faible	W^\pm , Z^0
électromagnétique	γ

Brisure de symétrie	H (?)
---------------------	-------

Figure 1.1: Diagrammes de Feynman contribuant au processus électrofaible $q_i q_j \rightarrow W^+ W^+ q_k q_l$. Etant donné l'identité des particules finales, les diagrammes avec $(k_1, \epsilon_1) \rightarrow (k_2, \epsilon_2)$ doivent être ajoutés (sauf le diagramme (b)) (figure tirée de [16]).

1.2.2 Approximation d'un boson W effectif

En principe, l'interférence entre les diagrammes (figure 1.1) interdit d'en négliger même un seul. Étant donné les énergies considérées, la mer de quarks et de gluons du proton contient également des bosons W et Z. Les bosons W et Z peuvent être considérés comme des constituants des quarks. Il est alors possible de définir des faisceaux de bosons W. Aux énergies du LHC, les W peuvent être considérés comme étant sur leur couche de masse: c'est l'approximation d'un W effectif (EWA) [25]. Dans ce cas, les diagrammes (a), (b) et (c) sont indépendants de jauge, puisque ce sont les seuls à représenter la diffusion W^+W^+ . En négligeant les diagrammes (d) à (m), qui correspondent au bremsstrahlung d'une paire de W, il faudra se restreindre à des domaines de rapidité centrale ($|y_w| < 1.5$).

La section efficace est alors donnée par,

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(q_1q_2 \rightarrow q_2q_4W_3W_4) &= \sum_{\alpha,\beta} \int dx_1 dx_2 f_{W_1/q_1}^\alpha(x_1) f_{W_2/q_2}^\beta(x_2) \\ &\quad \times \hat{\sigma}(W_1^\alpha W_2^\beta \rightarrow W_3W_4) \end{aligned} \quad (1.11)$$

où $f_{W_1/q_1}^\alpha(x_1)$ représente la probabilité de trouver un boson W_1 , de polarisation α ($\alpha = \pm, L$), dans le quark q_1 et $x_1 = (q_1^0 - q_2^0)/q_1^0$ est la fraction de l'impulsion de q_1 emportée par le W_1 . Les fonctions de probabilité pour les différents états de polarisation sont les suivantes:

$$f_{W/q}^+(x) = \frac{g^2}{32\pi^2 x} \ln \left[\frac{4E_W^2}{m_W^2} \right], \quad (1.12)$$

$$f_{W/q}^-(x) = \frac{g^2}{32\pi^2 x} (1-x^2) \ln \left[\frac{4E_W^2}{m_W^2} \right], \quad (1.13)$$

$$f_{W/q}^L(x) = \frac{g^2}{16\pi^2 x} (1-x), \quad (1.14)$$

1.2.3 La diffusion $W_L^+W_L^+$ dans le MSM

Les diagrammes de Feynman pour la diffusion W^+W^+ sont montrés à la figure 1.2. Le diagramme (a) impliquant l'échange d'un Higgs lourd (par canal \hat{t} , \hat{u}) contribue à la forte production de paires $W_L^+W_L^+$. Les amplitudes pour chaque diagramme de Feynman contribuant à la diffusion $W_L^+(k_1)W_L^+(k_2) \rightarrow W_L^+(k_3)W_L^+(k_4)$ sont données par:

$$-i\mathcal{M}^{(a)} = -\frac{g^2s^2}{16m_W^2} \frac{(\beta^2 - 1 - 2t/s\beta^2)^2}{t - m_H^2}, \quad (1.15)$$

$$-i\mathcal{M}^{(b)} = \frac{g^2s^2}{4m_W^4} \left[\beta^2 + \frac{2tu}{s^2\beta^4} \right], \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}^{(c)} = & \frac{g^2s^3}{m_W^4} \left[\frac{1-x_w}{t-m_Z^2} + \frac{x_w}{t} \right] \left[\frac{1}{16} \left(\beta^2 - 1 - \frac{2t}{s\beta^2} \right)^2 \left(1 + \beta^2 + \frac{t}{s} \right) \right. \\ & \left. + \frac{t}{2s} \left(\beta^2 - 1 - \frac{2t}{s\beta^2} \right) \left(2 + \frac{t}{s\beta^2} \right) + \frac{t^2}{s^2\beta^2} \left(1 + \beta^2 + \frac{t}{s\beta^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (1.17)$$

où $\beta^2 = 1 - 4m_W^2/s$, $x_w = \sin^2\theta_w$, $s = (k_1 + k_2)^2$, $t = (k_1 - k_3)^2$ et $u = (k_1 - k_4)^2$. Ces expressions sont utilisées par le générateur PYTHIA [26]. Il est à noter que dans les amplitudes calculées ci-haut, seulement le vecteur $e^\mu(L)$ a été utilisé, étant donné que nous calculons uniquement la diffusion $W_L^+W_L^+$.

1.2.4 Théorème d'équivalence de Goldstone

Ce théorème stipule qu'à haute énergie, c'est-à-dire dans le régime où $E_W \gg m_W$, l'amplitude \mathcal{M} pour tout processus impliquant des bosons W longitudinaux externes, peut être calculée jusqu'à $\mathcal{O}(m_W/E_W)$ [8, 27, 28]. Pour cela, il suffit de remplacer les bosons longitudinaux par les bosons de Goldstone (w) correspondants, c'est-à-dire les bosons scalaires non massifs qui ont servi à donner la

composante longitudinale (et donc la masse) aux bosons de jauge.

$$\mathcal{M} [W_L(p_1), W_L(p_2), \dots] = \mathcal{M} [w(p_1), w(p_2), \dots]_R + \mathcal{O}\left(\frac{m_W}{E_W}\right). \quad (1.18)$$

Le calcul en est grandement simplifié. L'amplitude $\mathcal{M} [w(p_1), w(p_2), \dots]_R$ est évaluée dans une jauge R . La jauge R contient le paramètre de jauge ξ . Pour une description formelle de cette jauge, l'ouvrage de Cheng et Li pourra être consulté [29]. L'amplitude totale pour la diffusion w^+w^+ (bosons de Goldstone) est donnée par

$$-i\mathcal{M}_{tot} = -\frac{g^2 m_H^2}{4m_W^2} \left[\frac{t}{t - m_H^2} + \frac{u}{u - m_H^2} \right], \quad (1.19)$$

avec les considérations que $s, |t|, |u|, m_H^2 \gg m_W^2$.

1.3 Les modèles alternatifs

De façon générale l'amplitude \mathcal{M} peut être décomposée en une sommation d'ondes partielles:

$$-i\mathcal{M} = 32\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta) a_{\ell}, \quad (1.20)$$

$$a_{\ell} = \frac{1}{64\pi} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_{\ell}(\cos \theta) (-i\mathcal{M}), \quad (1.21)$$

où ℓ est le moment orbital. L'unitarité requiert que,

$$\left| a_{\ell} - \frac{1}{2}i \right| \leq \frac{1}{2}. \quad (1.22)$$

Le calcul de a_0 donne $a_0 = -g^2 s / 128\pi m_W^2 \sim -s / 32\pi v^2$. Cette dernière ne respecte pas l'unitarité à haute énergie. Ainsi, pour satisfaire à la condition $|a_0 - \frac{1}{2}i| \leq \frac{1}{2}$, il peut être démontré que la masse du Higgs ne doit pas excéder le TeV ($m_H \leq 1 \text{ TeV}$) [4]. C'est donc l'existence du diagramme (a) (figure 1.1), où un Higgs de masse pas trop grande participe, qui garantit l'unitarité.

En l'absence d'un Higgs (modèles dynamiques de brisure de symétrie), l'unitarisation doit se faire autrement. Barger *et al.* [16] considèrent les modèles alternatifs suivants, que nous décrivons ci-dessous: (i) la diffusion $\pi^+\pi^+$ rééchelonnée, (ii) le théorème de basse énergie (LET), (iii) unitarisation brusque, et (iv) le modèle $O(2N)$ de Higgs-Goldstone. Ces quatre modèles ont fait l'objet d'une étude phénoménologique par Barger *et al.* [16]

1.3.1 Diffusion $\pi^+\pi^+$ rééchelonnée

La brisure de la symétrie chirale $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ donne lieu à des bosons de Goldstone qui sont représentés approximativement par des pions. Le modèle de diffusion $\pi^+\pi^+$ rééchelonnée est basé sur les données de la diffusion $\pi^+\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+$ [30]. Il suppose que la brisure de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est exactement la même que les interactions fortes de QCD, mais à une échelle d'énergie plus grande [17]. L'énergie pour la diffusion $\pi^+\pi^+$ étant ≤ 1 GeV, il suffit de ré-échelonner l'amplitude $\pi^+\pi^+$ pour obtenir l'amplitude adéquate décrivant la diffusion w^+w^+ (théorème d'équivalence). Il faut donc multiplier par un facteur de $v/F_\pi = 246 \text{ GeV}/94 \text{ MeV} \simeq 2600$, où F_π est le facteur de forme du pion et v est toujours la valeur moyenne du vide prise par le champ de Higgs, lors de la brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$

1.3.2 Théorème de basse énergie (LET)

Dans la limite où $s \ll m_{\text{H}}^2$, c'est-à-dire le cas d'un Higgs très lourd ($m_{\text{H}} \rightarrow \infty$); une approximation de l'amplitude de diffusion de bosons de Goldstone ($w^+w^+ \rightarrow w^+w^+$) est donnée par,

$$-i\mathcal{M} \simeq -\frac{s}{v^2} \quad (1.23)$$

Mais l'onde partielle $a_0 = -s/(32\pi v^2)$ viole l'unitarité à haute énergie. Pour unitariser l'amplitude, le choix d'une diffusion élastique est retenue, c'est-à-dire

$a_0 \rightarrow a_0/(1 - ia_0)$ donne une amplitude:

$$-i\mathcal{M} = -\frac{s}{v^2} \left[1 + \frac{is}{32\pi v^2} \right]^{-1} \quad (1.24)$$

1.3.3 Unitarisation brusque

Toujours dans le cas d'un Higgs très lourd, c'est-à-dire à basse énergie comparativement à m_H , certains [8] suggèrent d'appliquer une coupure brusque sur $a_0 = -s/32\pi v^2$ lorsqu'elle atteint la valeur -1. Ceci donne comme résultat:

$$-i\mathcal{M} = \begin{cases} -s/v^2, & s < 32\pi v^2, \\ -32\pi, & s > 32\pi v^2. \end{cases} \quad (1.25)$$

1.3.4 Modèle $O(2N)$ de Higgs-Goldstone

Ce modèle est basé sur une généralisation de la brisure de symétrie du groupe $SU(2) \otimes U(1)$. Les calculs à l'ordre dominant ($N \rightarrow 2$) [15] donnent:

$$-i\mathcal{M} = \frac{8\pi^2 t}{8\pi^2 v^2 - t[2 + \ln(\Lambda^2/|t|)]} + (t \rightarrow u) \quad (1.26)$$

où Λ représente l'échelle d'énergie en-dessous de laquelle le modèle peut être représenté comme une théorie des champs effective.

La comparaison entre tous ces modèles et le Modèle Standard avec $m_H = 1.0 \text{ TeV}$, est montrée à la figure 1.3; cette dernière montre la distribution de la section efficace en fonction de la masse invariante (m_{ww}) de la paire de W^+ dans le centre de masse. Nous constatons que la section efficace est sensible aux modèles considérés. La mesure de cette section efficace pourra donc servir à imposer des contraintes sur ces modèles.

1.4 Le signal $W_L^+ W_L^+$

Le boson W^\pm possède deux modes de désintégration: l'un hadronique ($W \rightarrow q_i \bar{q}_j$), et l'autre leptonique ($W \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell$, où $\ell = e, \mu, \tau$). Le mode hadronique contribue à la production de deux jets. Par conséquent nous ne pouvons déterminer la charge du W . Afin de pouvoir identifier la charge des W^+ , nous sommes obligés de nous limiter au mode leptonique du boson W : $pp \rightarrow W^+ W^+ X \rightarrow \ell^+ \nu \ell^+ \nu X$, où $\ell = e, \mu$. Nous perdons ainsi une bonne partie des événements, puisque le rapport d'embranchement de la paire de bosons W^+ aux deux leptons:

$$\text{BR}(WW \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \ell \bar{\nu}_\ell) = 0.047, \quad (1.27)$$

le rapport $\text{BR}(W \rightarrow \ell \nu)$ pour chaque saveur leptonique étant 0.108 [31]. Le rapport d'embranchement de la paire de W^+ en leptons est relativement petit, mais nous démontrerons que ce sera suffisant étant donné la luminosité prévue pour le LHC.

Nous ne tenons pas compte du troisième mode leptonique du W , soit le mode $W \rightarrow \tau \nu$; car dans ce cas, le τ est instable, possédant une durée de vie très petite $\sim 10^{-12}$ s. Par conséquent l'identification d'un τ ne peut se faire qu'en examinant ses produits de désintégration. Il n'est donc pas simple d'identifier un τ . Le lepton τ possède un mode de désintégration leptonique:

$$\tau \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \nu_\tau,$$

où $\ell = e, \mu$, avec un rapport d'embranchement d'environ 35% [31]. Cependant la présence des deux neutrinos (due à la conservation du nombre leptonique) ne permet pas la reconstruction de l'impulsion \vec{p} du τ . C'est là une autre raison pour laquelle nous n'avons pas considéré le canal $W \rightarrow \tau \nu$. En principe, en effectuant une étude plus poussée, nous devrions être capable d'utiliser le signal $\tau \rightarrow \pi X$, ce qui augmenterait le signal $pp \rightarrow W^+ W^+ X \rightarrow \ell^+ \nu \ell^+ \nu X$ par environ un facteur ~ 2 ; c'est-à-dire que,

$$\text{BR}(WW \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \ell \bar{\nu}_\ell) = 0.10, \quad (1.28)$$

pour $\ell = e, \mu, \tau$.

Pour la production $W_L^+ W_L^+$, en raison de la présence des neutrinos, le choix du mode leptonique ne permet pas également de déterminer la polarisation de la paire de W^+ , les neutrinos ne pouvant être détectés de manière directe. En effet, la présence de neutrinos ne peut être détectée qu'en observant une énergie (transverse) manquante élevée, $\mathcal{O}(\text{GeV})$. De ce fait, les événements $W_L^+ W_L^+$ ne pourront être identifiés individuellement comme tels. Le signal $W_L^+ W_L^+$ est caractérisé par une signature assez reconnaissable: deux leptons isolés, de même charge, et ayant un grand p_T et une énergie transverse manquante (E_T^{miss}) élevée, associée aux deux neutrinos.

Nous pouvons également étudier le signal $W_L^- W_L^-$; mais la section efficace est environ trois fois plus petite que le signal $W_L^+ W_L^+$; ceci étant dû à la distribution des quarks de valence présents dans le proton ainsi que les fonctions de structure. Il est bien évident que l'étude présente peut être faite de façon identique pour les paires $W_L^- W_L^-$, et que le signal sera ainsi augmenté d'un tiers.

1.5 Les bruits de fond

Tout processus physique produisant une paire de bosons W , ayant la même charge, constitue en principe un bruit de fond pour le signal $W_L^+ W_L^+$. Nous allons tenir compte ici des bruits de fond les plus importants, soit la production de paires de bosons W^+ provenant de:

- $W_T^+ W_T^+$, polarisation transverse:

Pour la production de paires $W_T^+ W_T^+$, les diagrammes de Feynman, à l'ordre α^4 sont montrés à la figure 1.1. La diffusion WW vient de la contribution des diagrammes (a) à (c). Seul le diagramme (a) de la figure 1.1

implique l'échange d'un Higgs. En effet, c'est ce dernier diagramme qui contribue à une forte production de paires $W_L^+W_L^+$, dans le cas d'un Higgs lourd. Ces diagrammes contribuent à la production de toutes les combinaisons possibles de polarisation pour la paire de W^+ finale: $W_L^+W_L^+$, $W_T^+W_T^+$, et $W_L^+W_T^+$. Mais la production $W_T^+W_T^+$ est dominante. Nous ne tenons pas compte de la production $W_L^+W_T^+$, car elle est négligeable par rapport à la production $W_T^+W_T^+$. Les productions $W_T^+W_T^+$ et $W_L^+W_T^+$ sont des bruits de fond pour le signal $W_L^+W_L^+$, à cause du fait que les polarisations ne peuvent être déterminées. Cependant le calcul des sections efficaces, pour la production $W_T^+W_T^+$ et $W_L^+W_T^+$, est indépendant de la masse du Higgs.

- processus impliquant l'échange d'un gluon:

Pour la production de paires de W^+ , par échange d'un gluon [32], les diagrammes de Feynman sont montrés à la figure 1.4. Ces diagrammes sont de l'ordre de $\alpha^2\alpha_s^2/x_w^2$, où $x_w = \sin^2\theta_w$. Les expressions par la méthode d'amplitude d'hélicité sont données par Barger *et al.* [16] (voir appendice B de la référence [16]).

- processus $W^+t\bar{t}$:

Nous savons que $m_t > m_W + m_b$; où m_t et m_b sont respectivement les masses des quarks t et b. Le processus $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^+t\bar{t}$, constitue un bruit de fond lorsque $t \rightarrow W^+b \rightarrow \ell^+\nu_\ell b$, et $\bar{t} \rightarrow W^-\bar{b} \rightarrow q_i\bar{q}_j\bar{b}$. L'état final contient une paire W^+W^+ . Les diagrammes de Feynman, à l'ordre de $\alpha\alpha_s^2$, pour le processus $W^+t\bar{t}$ sont montrés à la figure 1.5. Le quark t n'a toujours pas été découvert, et sa masse reste inconnue, bien que limitée par CDF à Fermilab à $m_t > 91$ GeV. Les mesures précises des interactions faibles au LEP suggèrent que la masse la plus probable pour le quark t soit autour de 140 GeV [33, 34], compte tenu des corrections radiatives pour m_Z , m_W ainsi que de la largeur du Z^0 . Pour nos calculs, nous avons pris comme choix $m_t = 135$ GeV. Le calcul de la section efficace est donné par Kunszt [35]. La section efficace pour ce processus est d'ailleurs proportionnelle à $1/m_t$.

1.6 Autres bruits de fond possibles

Nous venons de faire une revue des principaux bruits de fond pour le signal $W_L^+ W_L^+$. Il en existe d'autres, qui sont trop faibles, comparativement à ceux énumérés à la section précédente. Ces bruits de fond sont de l'ordre de 10^{-5} . De ce fait nous n'allons pas en tenir compte.

Il y a tout d'abord le bruit de fond provenant de l'empilement d'événements $pp \rightarrow W^+ X$. L'empilement des événements est en fait un bruit de fond pour tout processus. Il est clair que ce bruit de fond est d'autant plus important que la luminosité est élevée au LHC. La section efficace effective pour ce genre d'événements est donnée par [16],

$$\sigma(pp \rightarrow W_1^+ X_1, pp \rightarrow W_2^+ X_2) = \frac{1}{2} \sigma(pp \rightarrow W_1^+ X_1) \sigma(pp \rightarrow W_2^+ X_2) \times \mathcal{L}_{BC} \quad (1.29)$$

où \mathcal{L}_{BC} est la luminosité par croisement de paquets. Pour le LHC, le temps entre deux paquets est prévu être de 15 ns.

Les deux W^+ peuvent être également émis indépendamment dans une même collision pp ; c'est-à-dire une diffusion à quatre partons (voir figure 1.6):

$$f_1 f_2 \rightarrow W_1^+ X_1, \quad f_3 f_4 \rightarrow W_2^+ X_2; \quad (1.30)$$

où les partons f_1 et f_3 proviennent du premier proton, et f_2 et f_4 , du deuxième proton. La section efficace différentielle est donnée par [16],

$$\begin{aligned} d\sigma(pp \rightarrow W_1^+ X_1, pp \rightarrow W_2^+ X_2) &= \frac{1}{\pi R^2} \int dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 f_1(x_1) f_2(x_2) f_3(x_3) f_4(x_4) \\ &\times (1 - x_1 - x_3)(1 - x_2 - x_4) \theta(1 - x_1 - x_3) \theta(1 - x_2 - x_4) \\ &\times d\sigma(pp \rightarrow W_1^+ X_1) d\sigma(pp \rightarrow W_2^+ X_2), \end{aligned} \quad (1.31)$$

où πR^2 est un facteur géométrique et représente la taille effective du proton. $f_i(x_i)$ est la distribution du parton i avec une fraction d'impulsion x_i .

La production de paires W^+Z^0 et Z^0Z^0 peut constituer un bruit de fond pour le signal $W_L^+W_L^+$. En effet lorsque le Z^0 se désintègre en paire $\ell^+\ell^-$, si les leptons ℓ^- échappent à la détection, il reste une paire $\ell^+\ell^+$. Mais les leptons provenant du Z^0 seront produits dans la région centrale du détecteur, c'est-à-dire qu'ils auront une petite rapidité car les Z^0 seront produits avec une grande impulsion transverse. Dans ces conditions il est donc rare que les deux leptons ne soient pas détectés.

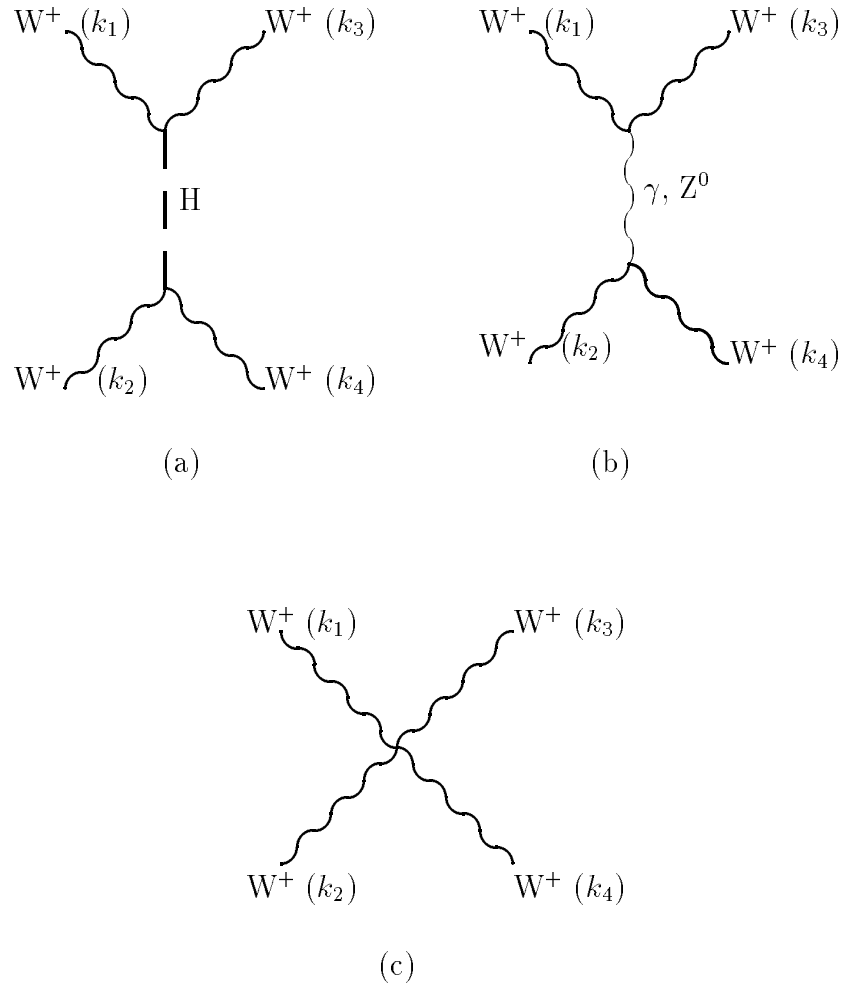


Figure 1.2: Diagrammes de Feynman pour la diffusion W^+W^+ . Les diagrammes avec $(k_1, \epsilon_1) \rightarrow (k_2, \epsilon_2)$ doivent être ajoutés pour (a) et (c).

Figure 1.3: Section efficace en fonction de m_{ww} , pour les différents modèles de diffusion $W_L^+ W_L^+$, avec $|y_w| < 1.5$ dans le centre de masse (figure tirée de [16]).

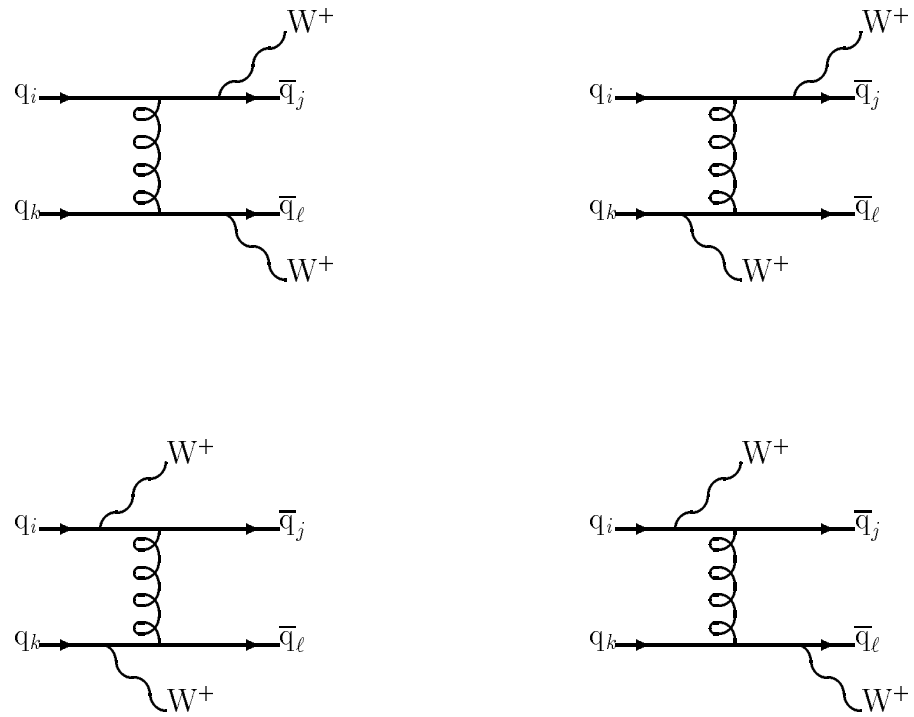


Figure 1.4: Diagrammes de Feynman pour la production W^+W^+ par échange d'un gluon.

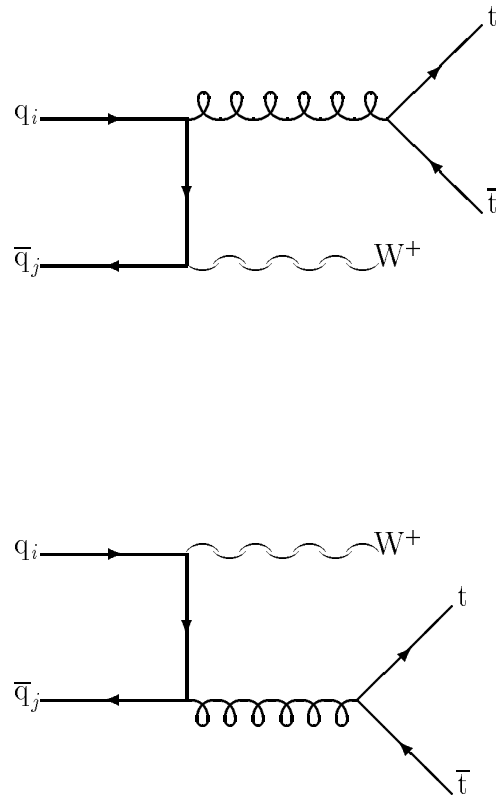


Figure 1.5: Diagrammes de Feynman pour le processus $q_i \bar{q}_j \rightarrow W^+ t \bar{t}$.

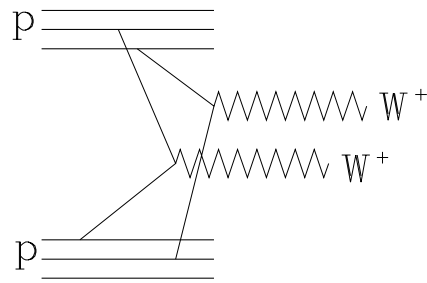


Figure 1.6: Diffusion à quatre partons contribuant à la production $pp \rightarrow W^+W^+X$.

Chapitre 2

Les Simulations Monte-Carlo

Nous allons décrire, dans ce deuxième chapitre, la physique impliquée dans les collisions proton-proton et les générateurs Monte-Carlo utilisés, pour simuler la réaction $pp \rightarrow W^+W^+X$. Nous soulignerons les différentes propriétés du détecteur ATLAS, importantes pour la présente étude. Nous aborderons par la suite la méthode par laquelle les événements $pp \rightarrow W^+W^+X$ ont été générés et reconstruits, c'est-à-dire la manière dont nous avons introduit les effets de résolution du détecteur ainsi que les critères de sélection de la paire de leptons de même charge parmi les nombreuses particules produites lors de collisions pp . Enfin, nous retiendrons certaines observables caractérisant la réaction $pp \rightarrow W^+W^+X$, et dont les distributions, en section efficace, seront par la suite analysées au prochain chapitre.

2.1 L'interaction proton-proton (pp)

Les études de diffusion inélastique électron-proton (ep), ont montré que le proton n'est pas une particule élémentaire. En effet, le proton possède une structure interne faite de quarks et de gluons (dont la mer de quarks et de gluons). Il y a trois quarks, dit de valence, qui sont liés par des gluons, et qui déterminent les nombres quantiques associés au proton, dont la charge électrique. Les autres quarks de la mer, se trouvent dans des états d'annihilation virtuels $q\bar{q}$.

Pour étudier tout processus impliquant des protons, nous devons connaître la distribution en énergie et en impulsion des quarks (q) et des gluons (g) : c'est-à-dire les fonctions de structure du proton. Ces fonctions nous donnent la probabilité qu'un quark donné ait une certaine fraction de l'impulsion initiale du proton. Les fonctions de structure sont extraites de données expérimentales surtout à partir des diffusions ep et il en existe donc plusieurs paramétrisations.

Lors d'une collision pp, seulement quelques quarks contribuent à la réalisation d'un processus donné; les autres quarks, sont dits spectateurs. Ces derniers ont d'ailleurs une impulsion transverse très petite: ils demeurent proche de la direction de l'axe du faisceau. L'interaction pp est schématisée à la figure 2.1 Les q et/ou g primaires de l'interaction, ont des quadri-impulsions dont les distributions sont données par les fonctions de structure. Donc, l'énergie effective de l'interaction n'est pas de 16 TeV (LHC), mais de quelques centaines de GeV seulement et le système n'est pas au centre de masse; c'est pour ça d'ailleurs que la variable y (rapidité) est utilisée plutôt que θ (l'angle de diffusion au centre de masse) (une section efficace donnée en fonction de la rapidité est invariante aux transformations de Lorentz). Par ailleurs, dans la direction transverse, l'impulsion est à peu près au centre de masse.

Puisque les quarks ne peuvent se trouver à l'état libre (QCD [36]); un quark de grande énergie émet des gluons, qui peuvent à leur tour se transformer en paires

$q\bar{q}$ ou gg . Les quarks et gluons se recombinent pour donner des gerbes de partons. Les partons se recombinent en particules de couleur neutre, c'est-à-dire des mésons et des hadrons. Ce scénario s'appelle l'hadronisation (ou fragmentation).

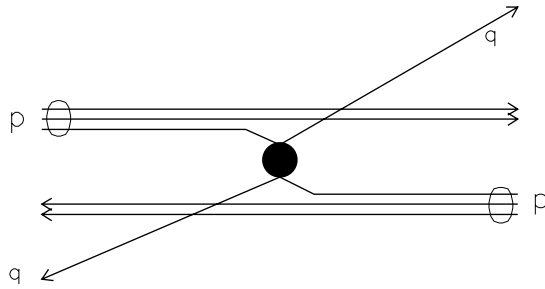


Figure 2.1: Schéma illustrant l'interaction pp.

2.2 Le détecteur ATLAS

Définissons tout d'abord nos conventions dans la notation géométrique. L'axe z sera l'axe de la collision pp et donc parallèle au sens de la longueur du détecteur; de cette façon l'impulsion transverse est définie comme étant

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.1)$$

et la pseudorapidité est définie par,

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (2.2)$$

où θ étant l'angle que fait \vec{p} par rapport à l'axe z .

L'étude expérimentale d'un processus rare va requérir le meilleur détecteur possible. Un 'bon' détecteur est caractérisé par plusieurs choses: (i) son herméticité: la couverture angulaire est très importante et doit se rapprocher autant que possible de 4π stéradians; de cette façon un meilleur bilan énergétique est obtenu. Dans les collisions pp, le bilan énergétique est difficile à mesurer à cause des quarks spectateurs et des neutrinos qui sont indétectables. (ii) La résolution en énergie pour les calorimètres électromagnétique et hadronique. (iii) La reconstruction des traces laissées par des particules chargées dans une chambre centrale, et la mesure de leurs impulsions à l'aide d'un champ magnétique adéquat (selon les énergies prévues).

L'expérience ATLAS [20] est l'une des deux expériences pp qui auront lieu au LHC. Le détecteur sera spécialement adapté et conçu pour un environnement pp à haute luminosité ($\mathcal{L} = 1.7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) et à une énergie au centre de masse, des deux protons, de ~ 16 TeV. Une vue en coupe du détecteur est présentée à la figure 2.2 [20]; Nous résumons dans le tableau II, les propriétés physiques ainsi que l'acceptance du détecteur: couverture angulaire pour les différentes parties, résolutions pour les calorimètres électromagnétique et hadronique, ainsi que certaines autres particularités.

Tableau II: Propriétés physiques et acceptance du détecteur ATLAS.

Détecteur	Résolution (E en GeV)	Couverture en $ \eta $
Calorimètre électromagnétique	$10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	± 3
Détecteur de précascades	séparation $\gamma - \pi^0$ améliorée	± 2.5
Calorimètre hadronique		
- 'barrel' et 'end-cap'	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3
- 'forward'	$100\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$3 < \eta < 5$
Détecteur central	$5 \times 10^{-4} p_T \oplus 1\%$	± 2.5
	Identification des électrons améliorée	± 2.5
	Tagging de τ et b	± 2.5
Détection des muons	20% ou mieux pour $p_T = 1$ TeV	± 3

La figure 2.3 nous montre une vue en coupe du détecteur à muons. Pour la détection des muons, le champ magnétique est produit par un toroïde. Pour ce qui est de la résolution des muons, elle est exprimée en fonction de l'impulsion transverse (p_T) et de la pseudorapidité η , comme suit:

$$\frac{dp_T}{p_T} = \mathcal{F}(p_T, \eta); \quad (2.3)$$

Pour obtenir cette fonction, nous avons fait une interpolation bilinéaire (fonction à 2 variables), à partir de points de résolution calculés précédemment de la manière suivante: un programme utilisant la géométrie simplifiée du détecteur, simule des muons traversant ce dernier, pour différentes énergies et différents angles ϕ et de η . Chaque muon laisse une trace, tenant compte des diffractions multiples engendrées lors de son passage, dans la chambre centrale et des chambres situées dans le toroïde à air. Ces points d'impact seront la base d'un lissage MINUIT [37], qui reproduira des valeurs de η et p_T "reconstruites". De cette façon, un nombre de points de résolution $\sigma(p_T, \eta)$ suffisant est obtenu. À cet effet, la figure 2.4 nous montre la résolution dp_T/p_T (%) en fonction de η pour différentes valeurs de p_T . On voit dans cette dernière que la résolution subit des fluctuations importantes dans la région où η varie de ~ 1.2 à 2 ; ceci est dû au fait que le muon traverse des régions différentes du détecteur, c'est-à-dire lorsqu'il passe du 'barrel' (baril) au 'end-cap' (bouchon).

2.3 Les observables

L'étude de tout processus physique se fait par un choix judicieux de ses observables. Dans le cas qui nous concerne, c'est-à-dire dans la production $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu\ell^+\nu X$, la majorité des observables se rapportent aux leptons détectés. L'information que nous pouvons obtenir, pour les leptons, est: (i) la charge (primordiale), (ii) l'énergie, et (iii) le vecteur impulsion (p_x, p_y, p_z). Nous devons également étudier les jets produits lors de la réaction $pp \rightarrow W^+W^+X$,

étant donné que les deux W sont issus du processus faible

$$q_i \rightarrow W q_j ,$$

où le quark q_j s'hadronisera, ou se fragmentera, contribuant ainsi à la formation d'un jet. Ce dernier est défini comme étant un groupe de particules, dont la grande majorité sont des hadrons (surtout des pions), ayant la même direction et donc regroupées dans un certain cône d'ouverture ΔR relativement étroite. Cette dernière est définie par

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} , \quad (2.4)$$

où ϕ est l'angle azimutal. L'information que nous pouvons obtenir concernant ces jets est: (i) leur impulsion transverse, (ii) leur dépôt d'énergie dans les calorimètres, et (iii) leur direction par rapport à l'axe z , soit leur pseudorapidité. Les observables que nous avons retenues et que nous croyons être les plus adéquates pour la séparation du signal $W_L^+ W_L^+$ et des bruits de fond, sont les suivantes:

- la masse invariante $m_{\ell\ell}$ des deux leptons; où

$$\begin{aligned} m_{\ell\ell}^2 &= (E_{\ell_1} + E_{\ell_2})^2 - (\vec{p}_{\ell_1} + \vec{p}_{\ell_2})^2 \\ &= m_{\ell_1}^2 + m_{\ell_2}^2 + 2(E_{\ell_1} E_{\ell_2} - \vec{p}_{\ell_1} \cdot \vec{p}_{\ell_2}) . \end{aligned} \quad (2.5)$$

- le moment transverse minimum $p_T^{min}(\ell)$ ($min(p_{T_{\ell_1}}, p_{T_{\ell_2}})$).
- la rapidité maximum $|y_\ell|^{max}$ ($max(y_{\ell_1}, y_{\ell_2})$); où

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) . \quad (2.6)$$

- $z_{\ell\ell}$, le cosinus de l'angle entre les deux leptons dans le plan transverse défini par,

$$z_{\ell\ell} = \frac{\vec{p}_{T_{\ell_1}} \cdot \vec{p}_{T_{\ell_2}}}{|p_{T_{\ell_1}}| |p_{T_{\ell_2}}|} . \quad (2.7)$$

- la différence $\delta p_T^{\ell\ell}$ des impulsions des deux leptons dans le plan transverse:

$$\delta p_T^{\ell\ell} = |\vec{p}_{T_{\ell_1}} - \vec{p}_{T_{\ell_2}}|. \quad (2.8)$$

- l'énergie transverse manquante définie par,

$$E_T^{miss} = -|\sum_i \vec{p}_{T_i}|, \quad (2.9)$$

et où la sommation est faite sur toutes les particules détectées.

- Pour les jets produits, nous ne considérons que le plus grand p_T de tous les jets observés ($p_T(j)^{hard}$) ainsi que la pseudorapidité $|\eta(j)^{hard}$ associée; où

$$p_T(j)^{hard} = \max\{p_T(j_1), p_T(j_2), \dots, p_T(j_n)\}, \quad (2.10)$$

$$|\eta(j)^{hard} \neq \max\{|\eta(j_1)|, |\eta(j_2)|, \dots, |\eta(j_n)|\}. \quad (2.11)$$

Le choix de $p_T(j)^{hard}$ pour les jets produits vient du fait que les quarks spectateurs, c'est-à-dire ceux ne participant pas à la production $pp \rightarrow W^+W^+X$, peuvent engendrer des diffusions ou toutes sortes d'interactions entre eux, qui contribuent également à la production de jets; mais les jets produits par ces diffusions multiples ont une énergie plus petite que ceux attendus dans la production $pp \rightarrow W^+W^+X$.

2.4 La génération des événements

Nous allons discuter maintenant de la façon dont les événements $pp \rightarrow W^+W^+X$ ont été générés. Pour ce qui est du signal $W_L^+W_L^+$, le générateur Monte-Carlo PYTHIA 5.6 [26] du CERN a été utilisé. Ce générateur utilise environ un millier de paramètres et d'options pour régulariser la performance du programme. En effet, le succès de PYTHIA tient au fait que nous avons le plein contrôle sur la simulation d'un événement: nous pouvons choisir les fonctions de structure, sélectionner les différents canaux de désintégration des différentes particules, les

largeurs des particules, leurs masses et bien d'autres choses. Les paramètres de ce programme ont des valeurs de défaut déjà très raisonnables; mais il faut prendre quelques précautions pour certains d'entre eux auxquels les processus étudiés seront sensibles. En particulier, le choix de la fonction de structure pour le proton et du paramètre Q^2 sont primordiaux pour les processus étudiés. Dans notre cas nous avons choisi la fonction de structure pour le proton, la plus couramment utilisée de EHLQ 'set' 1 [38] avec comme choix

$$Q^2 = m_W^2.$$

C'est le meilleur choix du point de vue théorique [18] parce que, dans l'approximation EWA, le carré du transfert d'impulsion, Q^2 , caractéristique de l'émission du W par un quark est de l'ordre de m_W^2 . D'autres choix de Q^2 donnent des valeurs significativement différentes pour la valeur de la section efficace totale de production. À titre de comparaison, pour un choix de $Q^2 = \hat{s}$ (adopté par Barger *et al.* [16]) nous obtenons une section efficace allant jusqu'à 50 % inférieure à celle obtenue avec le choix $Q^2 = m_W^2$. Il est donc clair que des choix différents de Q^2 amènent des conclusions différentes et les calculs ne seront qu'approximatifs. Nous avons apporté une correction au programme PYTHIA quant au calcul de la section efficace pour le signal $W_L^+ W_L^+$: c'est que PYTHIA utilise les formules de Duncan [39] qui prennent en considération la largeur Γ_H du Higgs dans le calcul des amplitudes des différents diagrammes de Feynman de la diffusion $W_L^+ W_L^+$; mais puisque ces derniers ne se font pas par canal s (pas de résonance), théoriquement il n'y a pas à inclure Γ_H . Néanmoins cette correction ne change pas de façon très significative la valeur de la section efficace totale de production: quelques % tout au plus.

Pour ce qui est des bruits de fond, soit: la production $W_T^+ W_T^+$, de paires de W^+ par échange d'un gluon et par le processus $W^+ t\bar{t}$; nous avons utilisé des générateurs Monte-Carlo basés sur la méthode VEGAS [24]. Tandis que PYTHIA génère des événements suivant leur distribution de probabilité, VEGAS génère plusieurs événements répartis de façon uniforme dans tout l'es-

pace de phase, mais attache un poids à chacun de ces événements. D'autre part, l'hadronisation complète est effectuée par PYTHIA, alors que VEGAS ne génère que l'interaction primaire. Le choix de la fonction de structure pour le proton ainsi que le choix de Q^2 sont les mêmes que pour le signal $W_L^+ W_L^+$.

Étant donné que les bruits de fond sont plus importants, au départ, que le signal (chapitre suivant), nous avons pensé qu'il serait plus réaliste de générer un nombre d'événements plus grand pour les bruits de fond que pour le signal $W_L^+ W_L^+$ lui-même. Tout de même, le nombre d'événements étudiés dépasse de loin ce qu'on attendrait, afin que l'erreur statistique de l'analyse soit négligeable. De façon plus spécifique nous avons généré 10^5 événements $W_L^+ W_L^+$ et $W_L^- W_L^-$ pour le cas où $m_H = 1.0 \text{ TeV}$, et le même nombre pour $m_H = 0.5 \text{ TeV}$. Pour ce qui est des bruits de fond, nous avons généré $\sim 8.2 \times 10^5$ événements au total. Nous avons donc généré quatre fois plus d'événements de bruit de fond ($W_T^+ W_T^+$, échange d'un gluon et $W^+ t\bar{t}$) que de signal $W_L^+ W_L^+$.

Une fois les événements produits au point d'interaction, il faut ensuite inclure les effets du détecteur. Pour ce qui est de l'inclusion de la résolution ('smearing'), nous avons calculé, pour chaque particule produite dans l'événement, l'incertitude sur son impulsion et donc sur son énergie. Nous avons choisi deux nombres R_1 et R_2 , au hasard, suivant une distribution Gaussienne (Normale) de moyenne 0 et de variance $\sigma = 1$. Par la suite, nous avons calculé l'incertitude dp sur l'impulsion différemment selon les cas suivants (voir tableau II):

- Pour les électrons et les photons (résolution due au calorimètre électromagnétique), nous avons pour $-3 < \eta < 3$:

$$\frac{dp}{p} = R_1 \times \left(\frac{0.1}{\sqrt{E}} \right) + R_2 \times 0.01, \quad (2.12)$$

où E est l'énergie en GeV.

- Pour les muons, l'incertitude dépend de p_T et de η :

$$\frac{dp}{p} = \frac{R_1 \times \mathcal{F}(p_T, \eta)}{100}. \quad (2.13)$$

- Pour les hadrons (résolution due au calorimètre hadronique), pour la région où $-3 < \eta < 3$ ('barrel' et 'end-cap'), nous avons:

$$\frac{dp}{p} = R_1 \times \left(\frac{0.5}{\sqrt{E}} \right) + R_2 \times 0.03, \quad (2.14)$$

alors que pour la région où $3 < |\eta| < 5$ ('forward'), nous avons:

$$\frac{dp}{p} = R_1 \times \left(\frac{1.0}{\sqrt{E}} \right) + R_2 \times 0.07. \quad (2.15)$$

où E est l'énergie en GeV.

Nous avons considéré que l'incertitude est la même pour p_x , p_y et p_z prises séparément; et ces dernières sont donc recalculées :

$$p_i \rightarrow p_i \times \left(1.0 + \frac{dp}{p} \right), \quad i = x, y, z. \quad (2.16)$$

Les observables citées plus haut ont donc été calculées à partir des nouvelles valeurs de p_i . Nous avons vu au chapitre précédent que les leptons provenant du signal $W_L^+ W_L^+$ sont isolés des jets, c'est-à-dire qu'on n'admet qu'une faible quantité d'énergie autour du lepton détecté, dans un cône ayant un $\Delta R < 0.2$. À cet effet, nous voyons dans la figure 2.5 que les leptons sont très isolés pour le signal $W_L^+ W_L^+$.

Pour la sélection de la paire de leptons ($\ell^+ \ell^+$ ou $\ell^- \ell^-$), nous avons choisi tout d'abord parmi tous les leptons détectés, celui ayant la plus grande énergie, et peu importe sa charge; par la suite nous avons recherché un second lepton, le plus énergétique parmi les leptons restant, mais ayant la même charge que le premier.

Concernant les jets produits, ces derniers étaient reconstruits en utilisant l'algorithme de Durham [40, 41]. Ce dernier requiert un paramètre quant à

la façon de regrouper des particules en jets. Ce paramètre représente la masse invariante minimum que peut avoir un groupe de 2 jets considérés distincts. Nous rappelons que le signal $W_L^+ W_L^+$ est caractérisé par la production associée de deux jets, alors que pour la production de paires de W résultant du processus $W^+ t\bar{t}$, il se pourrait qu'il y ait éventuellement de deux à quatre jets produits, ou même plus.

Pour pouvoir effectuer nos analyses, nous avons utilisé les programmes HBOOK [42] et PAW [43], des bibliothèques informatiques du CERN. Le programme HBOOK nous permet d'utiliser des 'Ntuples', qui sont de larges tableaux à deux dimensions. Un 'Ntuple' est en fait une matrice $N^{ev} \times m^{Ob}$, où les N_i^{ev} lignes sont associées aux numéros des événements, alors que les m_j^{Ob} colonnes sont associées aux différentes observables. Une fois les 'Ntuples' remplis, le programme PAW (qui est utilisé de façon interactive) nous permet de voir les distributions des observables. Le programme nous permet également de faire des coupures sur les observables, et de voir ainsi immédiatement les résultats.

Figure 2.2: Vue en coupe du détecteur ATLAS.

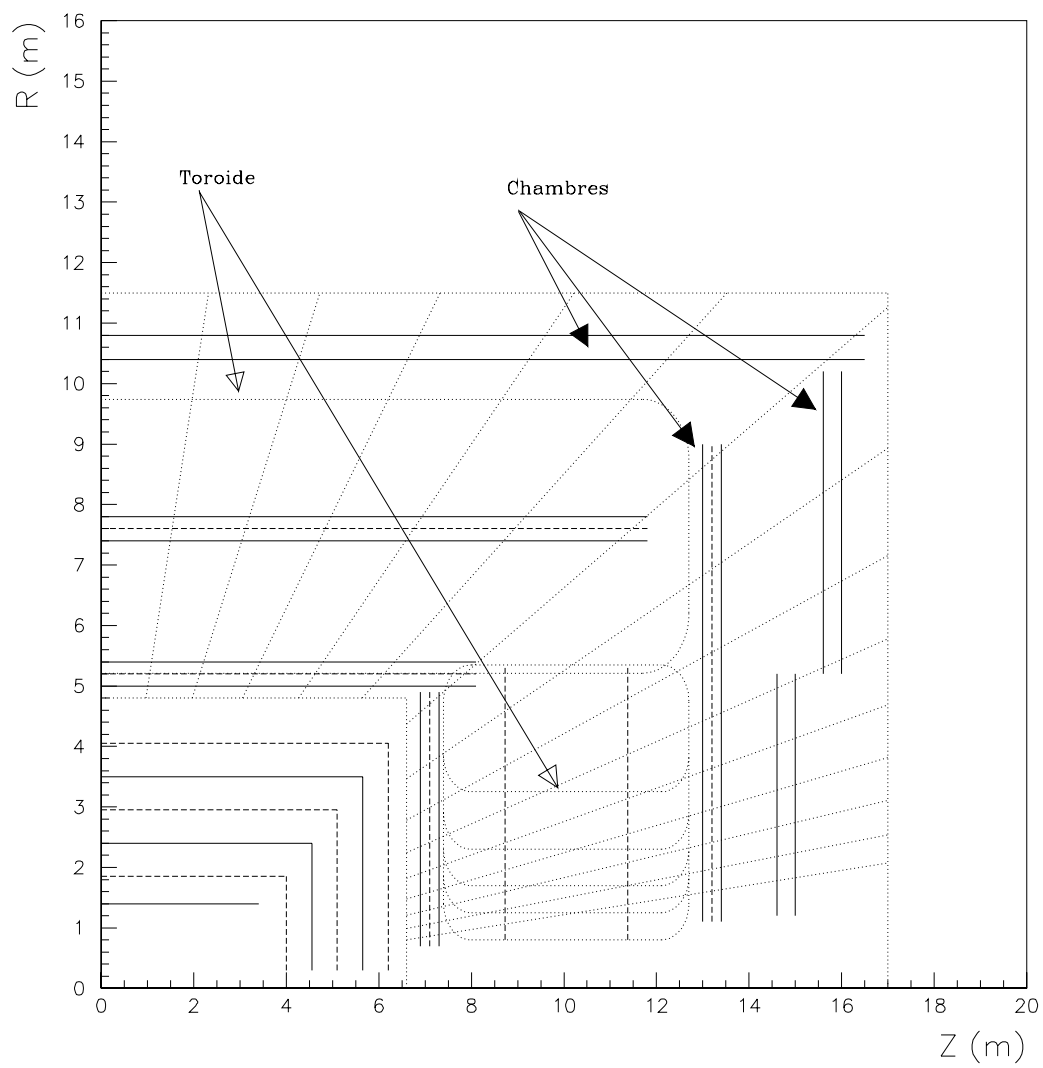


Figure 2.3: Vue en coupe du détecteur à muons.

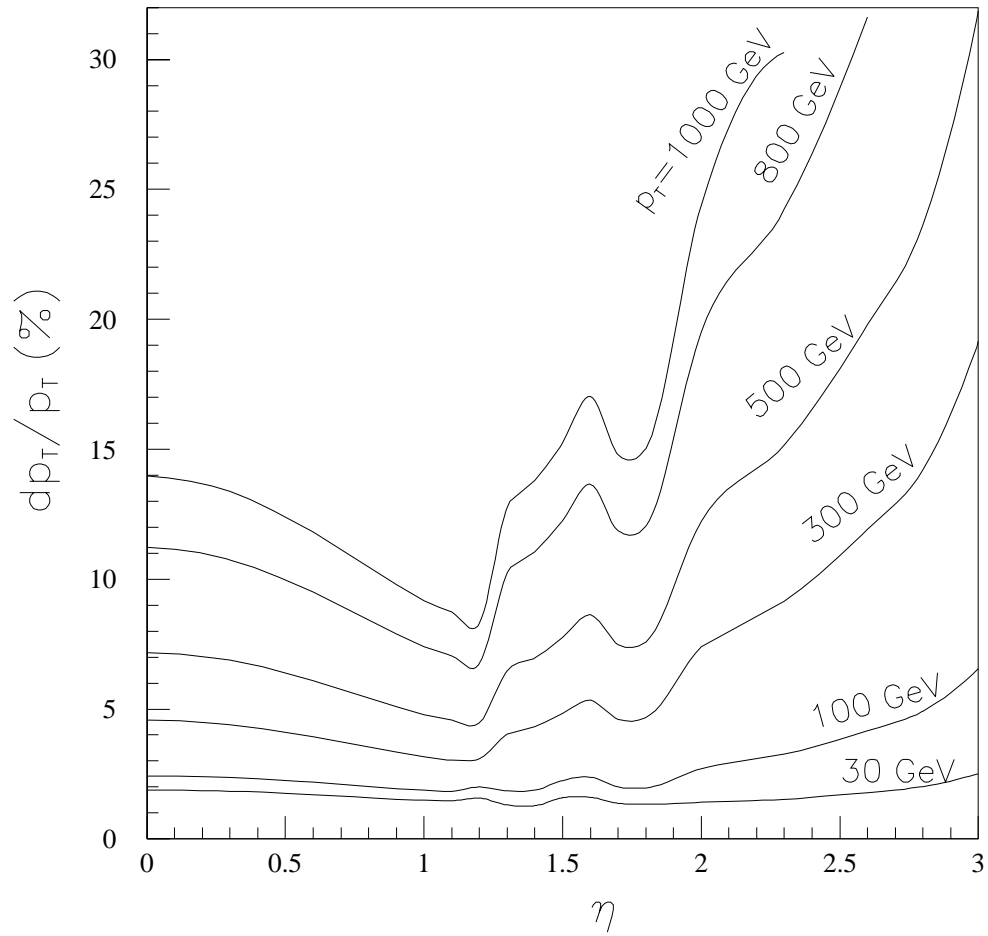


Figure 2.4: La résolution pour les muons en fonction de $|\eta|$ et de p_T .

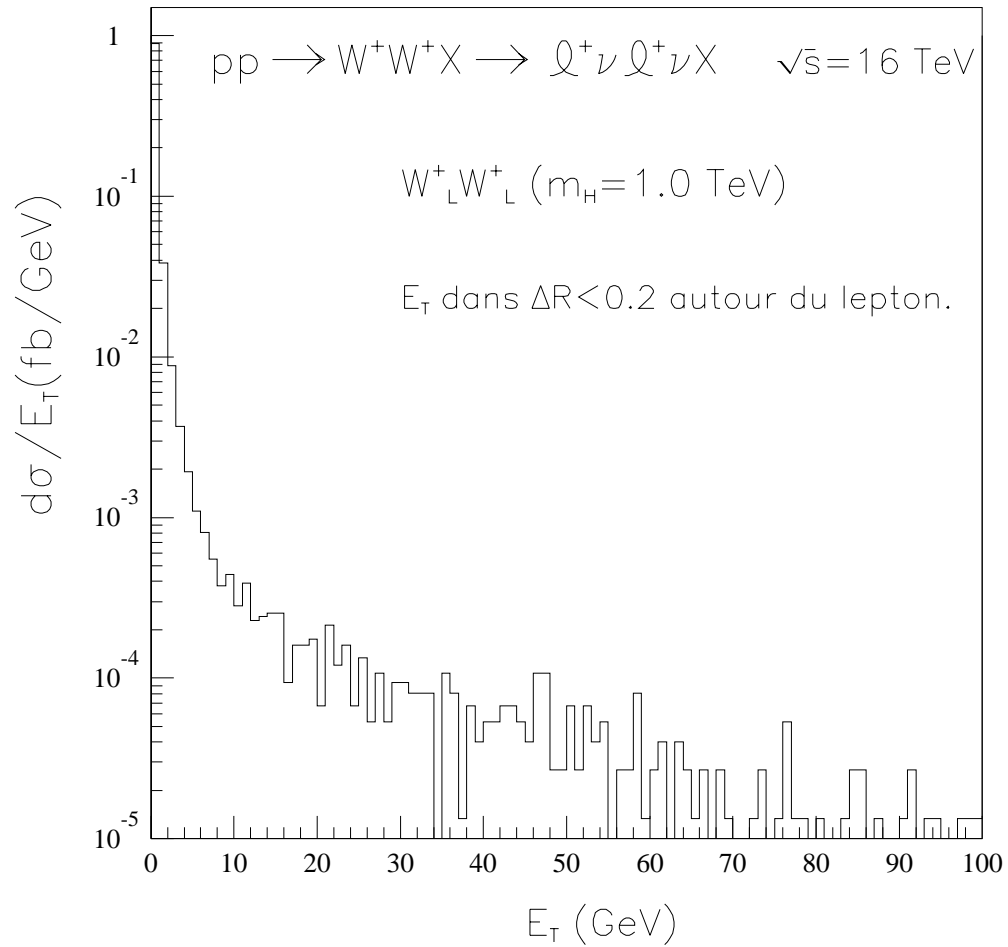


Figure 2.5: Distribution des événements pour l'énergie transverse E_T dans un cône ayant $\Delta R < 0.2$ autour des leptons.

Chapitre 3

Analyse et Résultats

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus à la suite de la génération Monte-Carlo d'événements $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ provenant du signal $W_L^\pm W_L^\pm$ et des bruits de fond, au LHC, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 16$ TeV. Deux cas ont été considérés: soit pour des masses du Higgs de 1.0 et de 0.5 TeV respectivement. La manière dont ces événements ont été simulés ou générés, a été décrite, en détail, au chapitre précédent. Nous avons également décrit, dans ce dernier, les observables prises en considération et dont la plupart avaient trait aux leptons détectés, alors que deux d'entre elles seulement concernaient les jets produits dans le processus $pp \rightarrow W^+W^+X$. Dans un tout premier temps, nous présenterons les sections efficaces totales de production et le rapport signal/bdf, ainsi que les différentes distributions normalisées des observables qui seront susceptibles de nous renseigner sur les particularités du signal et des bruits de fond. Par la suite, nous analyserons ces distributions en vue d'effectuer des coupures spécifiques, afin de pouvoir augmenter le rapport signal/bdf et d'optimiser la séparation du signal des bruits de fond. Ceci étant fait, nous présenterons les résultats obtenus, c'est-à-dire les sections efficaces obtenues suite à l'application des coupures, et finalement nous discuterons de leurs implications.

3.1 Sections efficaces totales de production

Suite à la génération Monte-Carlo de la production d'événements $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$, les valeurs des sections efficaces totales de production, obtenues pour le signal $W_L^+W_L^+$ et les bruits de fond, ainsi que le rapport signal/bdf, sont présentées dans le tableau III suivant. Elles tiennent compte d'un facteur de $\sim 5\%$, dû au rapport d'embranchement de la paire de bosons W^+ en leptons (e ou μ); Les valeurs présentées dans le tableau III, comme il a déjà été annoncé auparavant, prennent en considération l'acceptance et les limitations physiques du détecteur ATLAS. En effet, une certaine perte d'efficacité est due aux effets du détecteur, c'est-à-dire que des événements sont perdus ou non détectés à cause de l'imperfection du détecteur due à: son herméticité qui est inférieure à 4π stéradians, sa résolution finie pour les calorimètres électromagnétique et hadronique, et certaines limites physiques telles que celles attribuables au détecteur à muons qui ne couvre que le domaine $-3 < |\eta| < 3$. À cet effet, sur le nombre d'événements $W_L^+W_L^+$ générés, environ 7% ont été perdus pour le cas où $m_H = 1.0$ TeV et environ 8% dans le cas où $m_H = 0.5$ TeV. Concernant les bruits de fond, nous avons une perte de 10% pour la production $W_T^+W_T^+$, 12% pour la production de paires de W^+ par échange d'un gluon et un peu plus de 8% pour le processus $W^+t\bar{t}$. Dans l'ensemble, nous avons une perte d'environ 10% pour les bruits de fond. Cette différence dans la perte d'événements, entre le signal et les bruits de fond, s'explique en observant la figure 3.2, qui représente la distribution, en section efficace, de la rapidité maximum des deux leptons. Nous y voyons alors, que les leptons provenant des bruits de fond sont plus distribués vers le domaine de rapidité où $|y| \geq 3$ alors que ce n'est pas le cas pour le signal $W_L^+W_L^+$. Étant donné que nous requérons deux leptons de même charge, si l'un des deux tombe en dehors des domaines de pseudorapidité non couverts par le calorimètre électromagnétique dans le cas des électrons ou par le détecteur à muons dans le cas des muons, l'événement est perdu; ce dernier ne correspondant plus aux critères demandés.

Tableau III: Sections efficaces totales de production et le rapport signal/bdf pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, tenant compte de la résolution et de l'acceptance du détecteur ATLAS.

Processus	Section efficace totale (fb)
<u>Signal</u>	
$W_L^+ W_L^+ (m_H = 1.0 \text{ TeV})$	0.95
$W_L^+ W_L^+ (m_H = 0.5 \text{ TeV})$	0.63
<u>Bruits de fond</u>	
$W_T^+ W_T^+$	13.20
$W^+ W^+$ (ech. gluon)	10.33
$W^+ t\bar{t}$ ($m_t = 135 \text{ GeV}$)	19.26
Total	42.79
<u>Rapport signal/bdf</u>	
$\rightarrow m_H = 1.0 \text{ TeV}$	0.022 (= 1/45)
$\rightarrow m_H = 0.5 \text{ TeV}$	0.015 (= 1/68)

Nous voyons dans le tableau III que la section efficace totale de production, pour le signal $W_L^+W_L^+$, est relativement très petite, soit 0.95 et 0.63 fb pour $m_H = 1.0$ et 0.5 TeV respectivement. Pour ce qui est des bruits de fond, le processus $W^+t\bar{t}$ constitue un apport important avec 19 fb, comparativement à 13 fb pour la production $W_T^+W_T^+$ et 10 fb pour la production de paire de W^+ par échange d'un gluon. Puisque la masse du Higgs est limitée à 1 TeV, la section efficace totale pour la production $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ qui sera mesurée au LHC ne devrait pas dépasser 44 fb (signal et bruits de fond) et ce peu importe la valeur de m_H .

Le rapport signal/bdf est très faible, soit de 1/45, dans le cas où la masse du Higgs est de 1.0 TeV et de 1/68 pour une masse de Higgs de 0.5 TeV. Pour une luminosité intégrée sur une année $\int \mathcal{L}$ de 100 fb^{-1} au LHC, nous aurons moins d'une centaine d'événements $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ observables provenant du signal $W_L^+W_L^+$ (plus précisément ~ 95 et 63 événements, par année, pour $m_H = 1.0$ et 0.5 TeV respectivement), ce qui est très peu, étant donné que les bruits de fond, quand à eux, prédominent cette production avec ~ 4279 événements. La signification statistique qui, se mesure par le rapport $\text{signal}/\sqrt{\text{bdf}}$ est de ~ 1.45 et ~ 0.96 , pour $m_H = 1.0$ et 0.5 TeV respectivement. De ces faits, nous pouvons dire que le signal $W_L^+W_L^+$ est en grande partie noyé par les bruits de fond. Il y a donc une nécessité à faire des coupures afin d'augmenter le rapport signal/bdf.

3.2 La distribution des observables

Pour pouvoir procéder à des coupures, il est impératif de considérer les distributions normalisées des différentes observables. Les figures 3.1 à 3.8 suivantes nous montrent les distributions pour : $m_{\ell\ell}$, $|y_\ell|^{max}$, $p_T^{min}(\ell)$, $z_{\ell\ell}$, $\delta p_T^{\ell\ell}$, E_T^{miss} , $|\eta(j)|^{hard}$, et $p_T(j)^{hard}$. La comparaison y est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ TeV) et les différents bruits de fond: $W_T^+W_T^+$, production de paires de W^+ par échange

d'un gluon et par le processus $W^+t\bar{t}$, avec le choix $m_t = 135 \text{ GeV}$ (ce choix a été expliqué au premier chapitre, à la section 1.5). Nous n'avons pas inclue dans les figures 3.1 à 3.8 les distributions des événements pour le signal $W_L^+W_L^+$ avec $m_H = 0.5 \text{ TeV}$, car ces dernières sont sensiblement les mêmes, à un facteur près bien sûr, que celles pour le cas où $m_H = 1.0 \text{ TeV}$. Nous présentons également les distributions pour les observables $p_T^{max}(\ell)$ et $|y_\ell|^{min}$ (non mentionnées au chapitre précédent) dans les figures 3.9 et 3.10, mais il est clair que ces dernières sont moins adéquates et il est donc plutôt préférable d'utiliser les variables $|y_\ell|^{max}$ et $p_T^{min}(\ell)$ qui sont plus efficaces. À cet effet, nous voyons dans la figure 3.2, qui représente la distribution pour $|y_\ell|^{max}$, que le signal $W_L^+W_L^+$ est moins prononcé dans le domaine de rapidité supérieure à ~ 2 . Cette dernière valeur servira d'ailleurs comme coupure à la section suivante. Nous voyons également dans la figure 3.4 qui nous montre la distribution pour le cosinus de l'angle ($z_{\ell\ell}$) entre les deux leptons détectés, dans le plan transverse, que le signal $W_L^+W_L^+$ est beaucoup plus distribué vers le domaine où $z_{\ell\ell} = -1.0$, c'est-à-dire que les leptons sont, dans la grande majorité des événements, dos à dos. Cette dernière tendance n'est pas observée pour les événements de bruits de fond.

3.3 Les coupures

Étant donné la faiblesse du rapport signal/bdf, nous sommes dans l'obligation d'appliquer des coupures, qui élimineront une bonne partie des événements sans affecter substantiellement ceux du signal. Nous commencerons par effectuer tout d'abord des coupures sur les observables représentant les jets produits et observés. La raison deviendra évidente à la figure 3.7 qui représente la distribution pour $|\eta(j)|^{hard}$; en effet nous voyons dans cette dernière que les jets provenant du signal $W_L^+W_L^+$ sont très nettement plus distribués vers l'avant et l'arrière (dans le domaine de pseudorapidité $|\eta(j)|^{hard} \geq 2$), alors que cette tendance n'est pas observée pour les événements de bruits de fond. Pour ces derniers, les jets sont distribués vers le domaine de petite pseudorapidité, c'est-à-dire où $|\eta(j)|^{hard} \leq 3$

environ. En observant attentivement la figure 3.8, nous remarquons également que les événements provenant des bruits de fond sont beaucoup moins distribués dans le domaine où $p_T(j)^{hard}$ est faible: c'est-à-dire environ moins de 50 GeV. Ces dernières constatations nous amènent à considérer simultanément les observables $p_T(j)^{hard}$ et $|\eta(j)|^{hard}$, soit la distribution des événements dans l'espace à deux dimensions sous-tendu par $|\eta(j)|^{hard}$ et $p_T(j)^{hard}$. Cette distribution est présentée à la figure 3.11: nous voyons alors que les événements provenant de la diffusion $W_L^+ W_L^+$ sont localisés (concentrés serait le terme le plus descriptif) dans une région bien spécifique, c'est-à-dire dans la région comprise entre 2.5 et 5 pour $|\eta(j)|^{hard}$ et entre 0 et 100 GeV pour $p_T(j)^{hard}$. Quant aux bruits de fond: les événements provenant de la production de paire de W^+ , par échange d'un gluon, sont plus distribués dans le domaine où $|\eta(j)|^{hard}$ est inférieure à ~ 2 mais uniformément selon l'axe $p_T(j)^{hard}$. Par contre, pour le processus $W^+ t\bar{t}$, ce dernier est nettement distribué dans le domaine où $|\eta(j)|^{hard}$ est inférieure à ~ 2 et où $p_T(j)^{hard}$ est borné entre 40 et 110 GeV environ. Pour la production $W_T^+ W_T^+$, les événements sont distribués de façon uniforme dans le plan $|\eta(j)|^{hard} - p_T(j)^{hard}$.

3.3.1 Coupures sur les jets: veto

Les distributions présentées précédemment à la section 3.2, nous suggèrent de ne retenir que les événements qui entrent dans une région délimitée par quatre droites (D_1 , D_2 , D_3 et D_4) formant un trapèze (voir figure 3.11). Si $p_T(j)^{hard}$ est porté en abscisse et $|\eta(j)|^{hard}$ en ordonnée, ces droites ont des équations définies de la façon suivante:

$$D_1 : |\eta(j)|^{hard} = \eta_0 , \quad (3.1)$$

$$D_2 : |\eta(j)|^{hard} = \eta_1 , \quad (3.2)$$

$$D_3 : \text{ passe par les points } (p_{T_1}, \eta_1) \text{ et } (p_{T_2}, \eta_0) , \text{ où } p_{T_2} > p_{T_1} , \quad (3.3)$$

$$D_4 : \text{ passe par les points } (p_{T_3}, \eta_1) \text{ et } (p_{T_4}, \eta_0) , \text{ où } p_{T_4} > p_{T_3} . \quad (3.4)$$

De cette manière, nous avons fait plusieurs essais quant au choix des valeurs de η_0 , η_1 , p_{T_1} , p_{T_2} , p_{T_3} , et p_{T_4} . Finalement, nous avons adopté une région optimum qui donne le plus grand rapport signal/bdf, sans trop sacrifier le signal. Le tableau IV nous montre les valeurs retenues pour la spécification de ces droites. Cette façon de procéder nous a permis de réduire les bruits de fond par un facteur ~ 20 , alors que $\sim 60\%$ des événements provenant du signal $W_L^+ W_L^+$ avec $m_H = 1.0 \text{ TeV}$ (la même chose pour le cas où $m_H = 0.5 \text{ TeV}$) ont été rejetés. Cependant avec les coupures sur les jets uniquement, le rapport signal/bdf ne dépasse toujours pas l'unité; en effet, nous obtenons un rapport signal/bdf de $1/5$ pour $m_H = 1.0 \text{ TeV}$ et $1/15$ pour $m_H = 0.5 \text{ TeV}$. Ce n'est pas suffisant mais c'est un progrès énorme comparativement aux rapports donnés précédemment dans le tableau III.

3.3.2 Coupures sur les leptons

Étant donné que les coupures sur les jets ne suffisent pas, à elles seules, à la séparation du signal des bruits de fond, nous devons appliquer des coupures sur les observables leptoniques. En effet, les coupures leptoniques contribuent à réduire de façon encore plus considérable les bruits de fonds, mais au prix d'une perte d'événements provenant du signal $W_L^+ W_L^+$; il nous a donc fallu appliquer ces coupures assez judicieusement en sus de celles appliquées sur les jet. Les coupures finalement adoptées, après avoir étudié différentes combinaisons, sont données dans le tableau V suivant. Nous remarquons qu'aucune coupure n'a été

Tableau IV: Coupures appliquées sur les observables reliées aux jets: spécifications des quatre droites délimitant la région trapézoïdale définie dans le plan sous-tendu par $|\eta(j)|^{hard}$ et $p_T(j)^{hard}$.

Variable	Valeur choisie
η_0	= 2.7
η_1	= 5.0
p_{T_1}	= 0.0 GeV
p_{T_2}	= 40.0 GeV
p_{T_3}	= 75.0 GeV
p_{T_4}	= 125.0 GeV

Tableau V: Coupures appliquées sur les observables leptoniques.

Observable	Coupure
$m_{\ell\ell}$	$> 40 \text{ GeV}$
$ y_\ell ^{max}$	< 2
$p_T(\ell)^{min}$	$> 80 \text{ GeV}$
$\delta p_T^{\ell\ell}$	$> 175 \text{ GeV}$
$z_{\ell\ell}$	< -0.75
E_T^{miss}	aucune

faite sur E_T^{miss} ; en fait cela n'a pas été nécessaire car les coupures effectuées sur les autres observables ont été suffisantes. Il y a là un avantage à ne pas effectuer de coupure sur E_T^{miss} , la raison provenant du fait qu'étant donné la résolution du détecteur et la perte des nombreuses particules ayant une grande rapidité, il peut y avoir une accumulation d'erreur non négligeable sur la mesure E_T^{miss} définie par $E_T^{miss} = -|\sum_i \vec{p}_{T_i}|$.

3.4 Résultats

Les valeurs des sections efficaces totales résultant de l'application des coupures sur les jets et les leptons sont présentées dans le tableau VI suivant. Nous obtenons comme résultats, des rapports signal/bdf d'environ 3/1 et 1.5/1 pour des masses du Higgs de 1.0 et 0.5 TeV respectivement. Nous pouvons dire que ces valeurs sont très satisfaisantes, étant donné les rapports signal/bdf initiaux de 1/45 et 1/68 sans les coupures. Avec les coupures appliquées et une luminosité intégrée annuelle de 100 fb^{-1} , nous nous attendons à observer 18.1 événements W^+W^+ par année (signal et bruits de fond) pour le cas où $m_H = 1.0 \text{ TeV}$ et 11 événements pour le cas où $m_H = 0.5 \text{ TeV}$. Statistiquement, le signal peut donc être observé avec une signification (signal/ $\sqrt{\text{bdf}}$) de $13.6/\sqrt{4.5} = 6.4$ pour $m_H = 1.0 \text{ TeV}$, et $6.5/\sqrt{4.5} = 3.1$ pour $m_H = 0.5 \text{ TeV}$.

Nous constatons que le bruit de fond provenant de la production $W_T^+W_T^+$ est le plus difficile à éliminer. En effet, ce dernier survit avec une section efficace de 0.033 fb , soit environ moins de quatre événements par année. Par ailleurs, nous pouvons dire que celui provenant de la production de paires de W^+ , par échange d'un gluon, a été complètement réduit, c'est-à-dire qu'il ne reste que 0.002 fb (soit moins d'un événement par année). Pour ce qui est du processus $W^+t\bar{t}$, nous obtenons une section efficace de 0.01 fb , c'est-à-dire moins de deux événements par année. Globalement, les bruits de fond ont été réduits par un facteur ~ 1000 , c'est-à-dire que la section efficace est passée de 42.79 fb à 0.045

fb. En terme de pourcentage, cela signifie que les bruits de fond ont subi une perte de 99.9 %.

Avec les résultats obtenus, il nous est également possible de mettre une contrainte sur la masse du Higgs, selon le nombre d'événements qui seront observés au LHC; en ce sens que si $m_H \leq 0.5$ TeV, la section efficace mesurée pour la production $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ devrait être inférieure à environ 0.12 fb; et pour une masse du Higgs supérieure à 0.5 TeV tout en étant inférieure à 1.0 TeV, la section efficace devra être comprise entre 0.12 fb et 0.2 fb environ.

Les résultats obtenus permettent-ils de sonder le mécanisme de brisure de symétrie?

D'une part, nous avons généré un grand nombre d'événements provenant du signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0$ et 0.5 TeV) et presque quatre fois plus provenant des bruits de fond, ce qui réduit l'erreur statistique à un niveau négligeable. D'autre part nous pouvons leur attribuer une certaine fiabilité puisqu'ils tiennent compte de l'acceptance du détecteur ATLAS. D'autre part, concernant le petit nombre d'événements restant, il est utile de rappeler que la découverte du boson W au CERN n'a eu besoin que de 7 événements; des événements qui ont justement survécu aux coupures. A titre de comparaison, le nombre d'événements du signal est du même ordre de grandeur que celui obtenu par Barger *et al.* [16] qui, nous le rappelons: (i) ne tiennent pas compte des effets du détecteur, (ii) appliquent des coupures plus simples (notamment sur $|\eta(j)|$ et $p_T(j)$), et (iii) adoptent un choix différent de Q^2 . Notre étude sert donc à étayer leurs résultats.

Enfin, nous avons mentionné au premier chapitre, différents modèles, alternatifs au Modèle Standard, puisqu'ils ne tiennent pas compte du boson de Higgs, et optent donc pour un processus dynamique pour la brisure de symétrie. À titre de comparaison aux résultats obtenus par le Modèle Standard Minimal, les sections efficaces $\sigma(pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X)$ prédites par les modèles

alternatifs sont données par Barger *et al.* [16] (les références [15, 17, 18] peuvent également être consultées à ce sujet). Bien que nous n'ayons pas simulé des événements basés sur ces différents modèles et que, par conséquent, nous ne pouvons pas prédire précisément le nombre d'événements annuels qui survivraient à nos coupures, nous pouvons en faire une estimation. Si l'effet des coupures, de la résolution et de l'acceptance du détecteur, est le même que pour les événements du MSM, on s'attendrait aux résultats présentés dans le tableau VII.

Tableau VI: Sections efficaces totales de production et le rapport signal/dbf pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, après les coupures sur les jets et les leptons. Les valeurs données tiennent compte de la résolution et de l'acceptance du détecteur ATLAS.

Processus	Section efficace totale (fb)
<u>Signal</u>	
$W_L^+ W_L^+ (m_H = 1.0 \text{ TeV})$	0.136
$W_L^+ W_L^+ (m_H = 0.5 \text{ TeV})$	0.065
<u>Bruits de fond</u>	
$W_T^+ W_T^+$	0.033
$W^+ W^+$ (ech. gluon)	0.002
$W^+ t\bar{t} (m_t = 135 \text{ GeV})$	0.010
Total	0.045
<u>Rapport signal/bdf</u>	
$\rightarrow m_H = 1.0 \text{ TeV}$	3.02
$\rightarrow m_H = 0.5 \text{ TeV}$	1.44

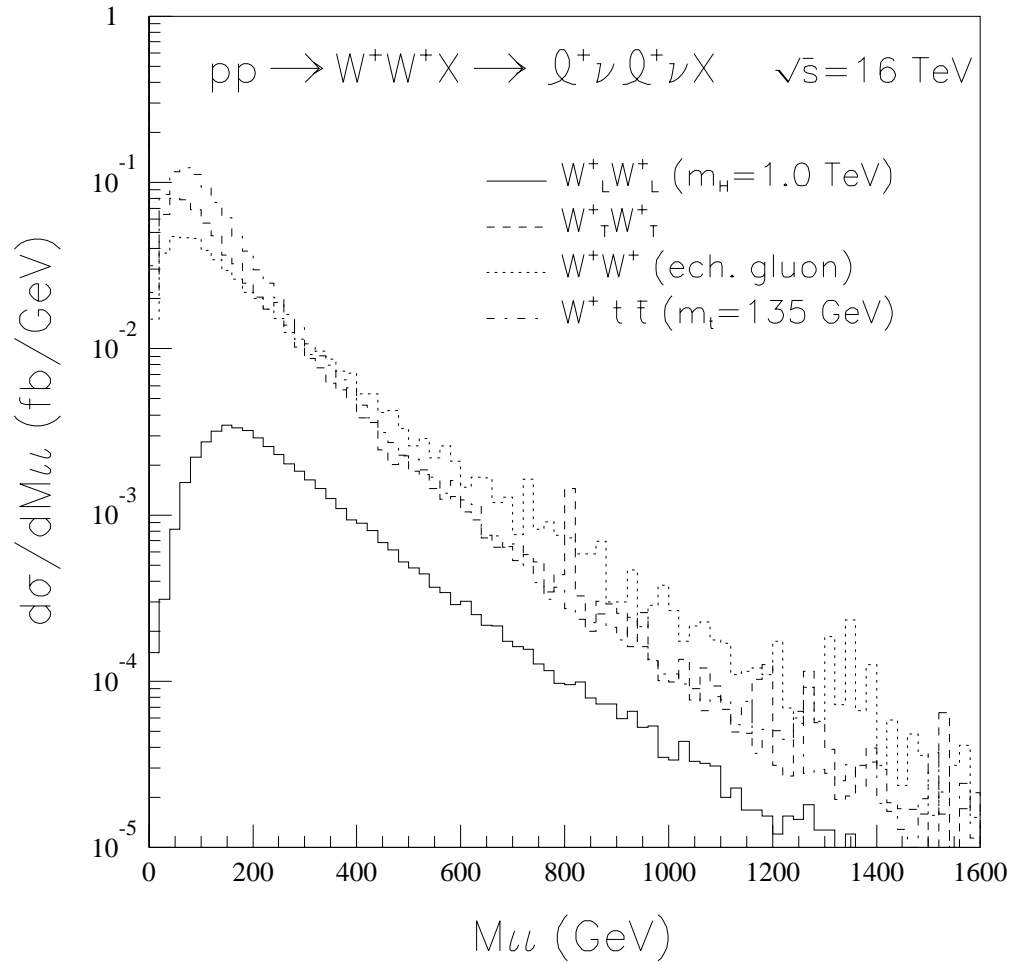


Figure 3.1: Distribution de la section efficace en fonction de la masse invariante $m_{\ell\ell}$ des deux leptons. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

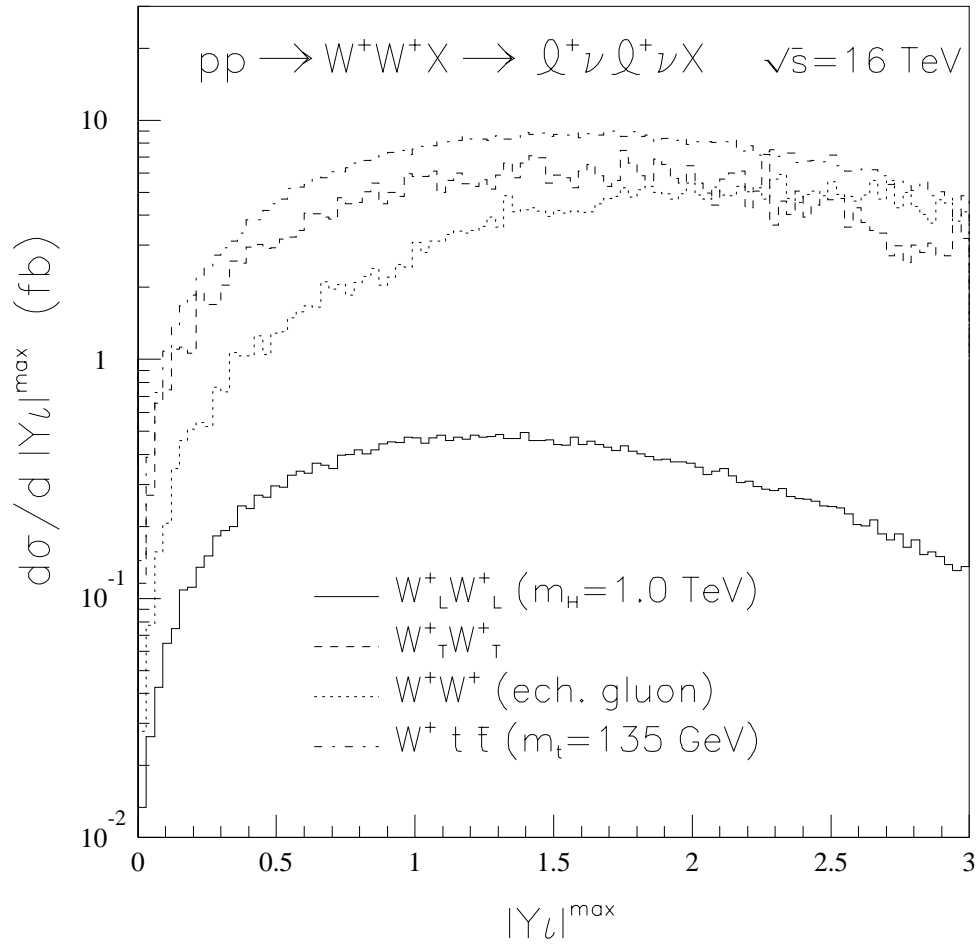


Figure 3.2: Distribution de la section efficace en fonction de y_ℓ^{\max} ($\max(y_{\ell 1}, y_{\ell 2})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

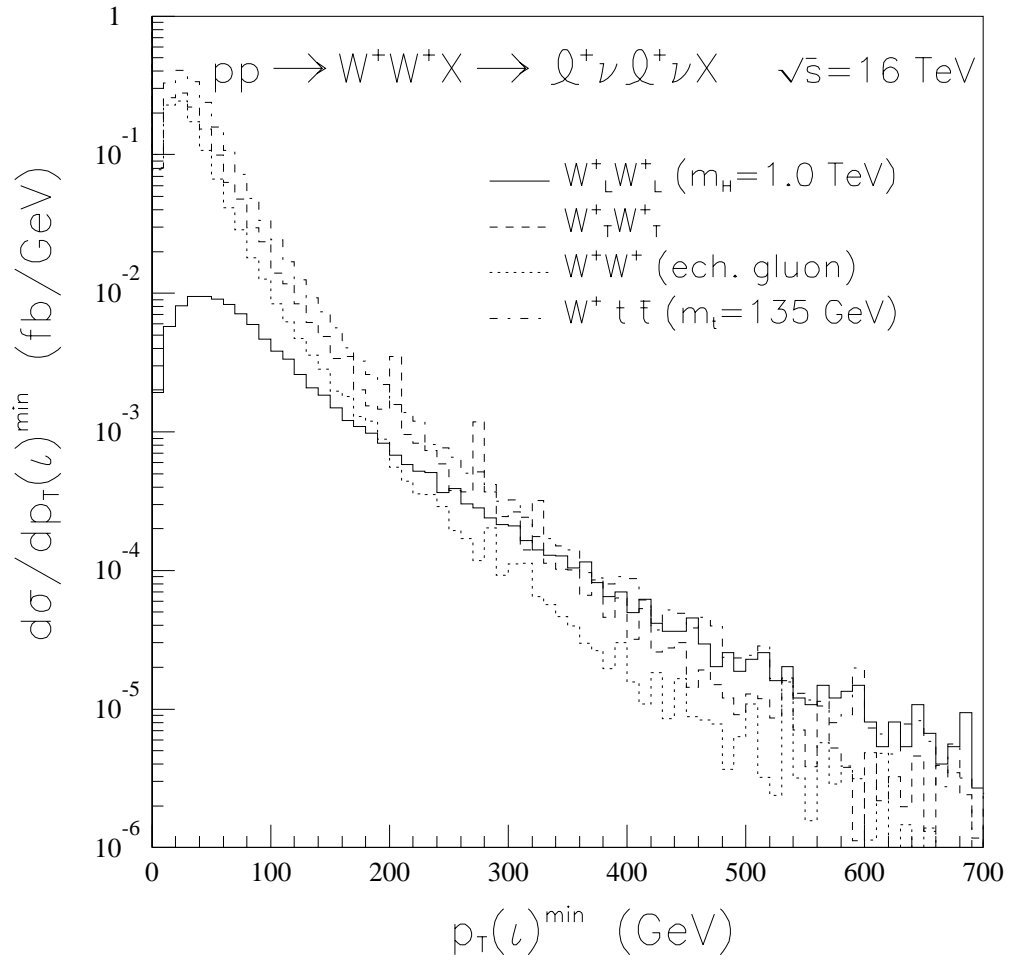


Figure 3.3: Distribution de la section efficace en fonction de $p_T(\ell)^{\min}$ ($\min(p_{T_{\ell_1}}, p_{T_{\ell_2}})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

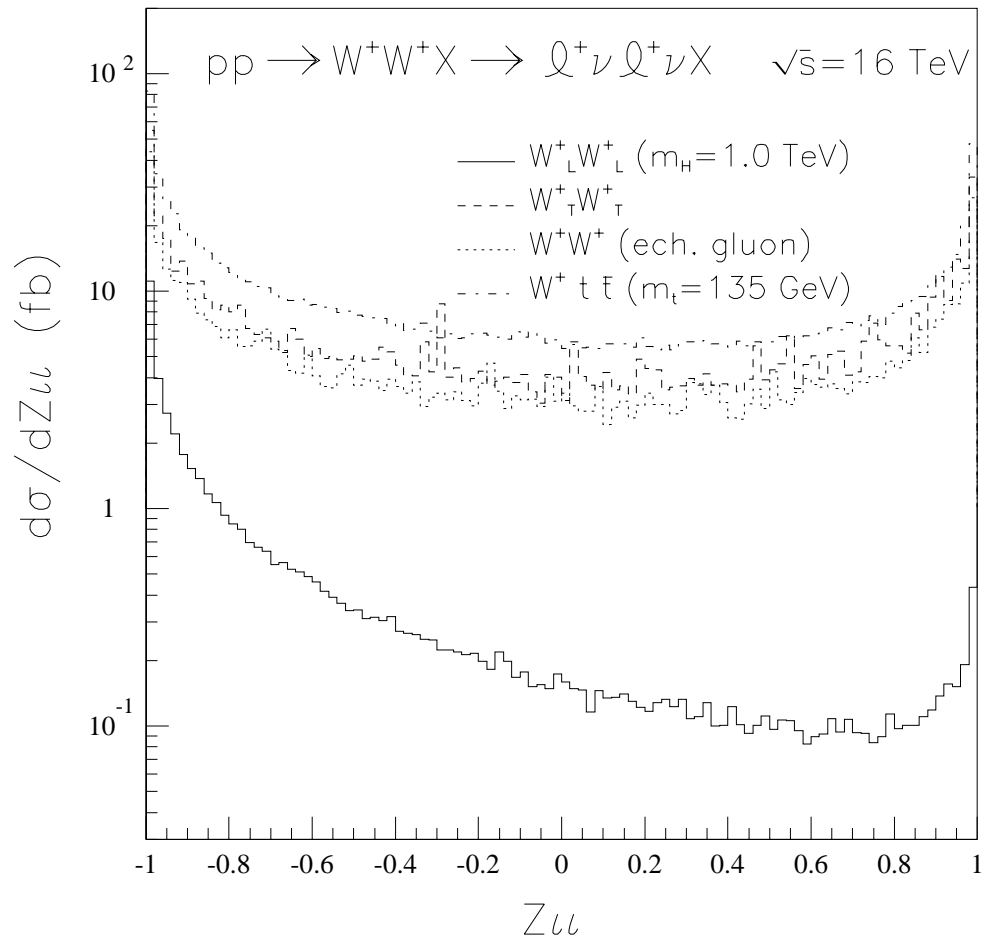


Figure 3.4: Distribution de la section efficace en fonction de $z_{\ell\ell}$ (cosinus de l'angle entre les deux leptons, dans le plan transverse). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+ W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

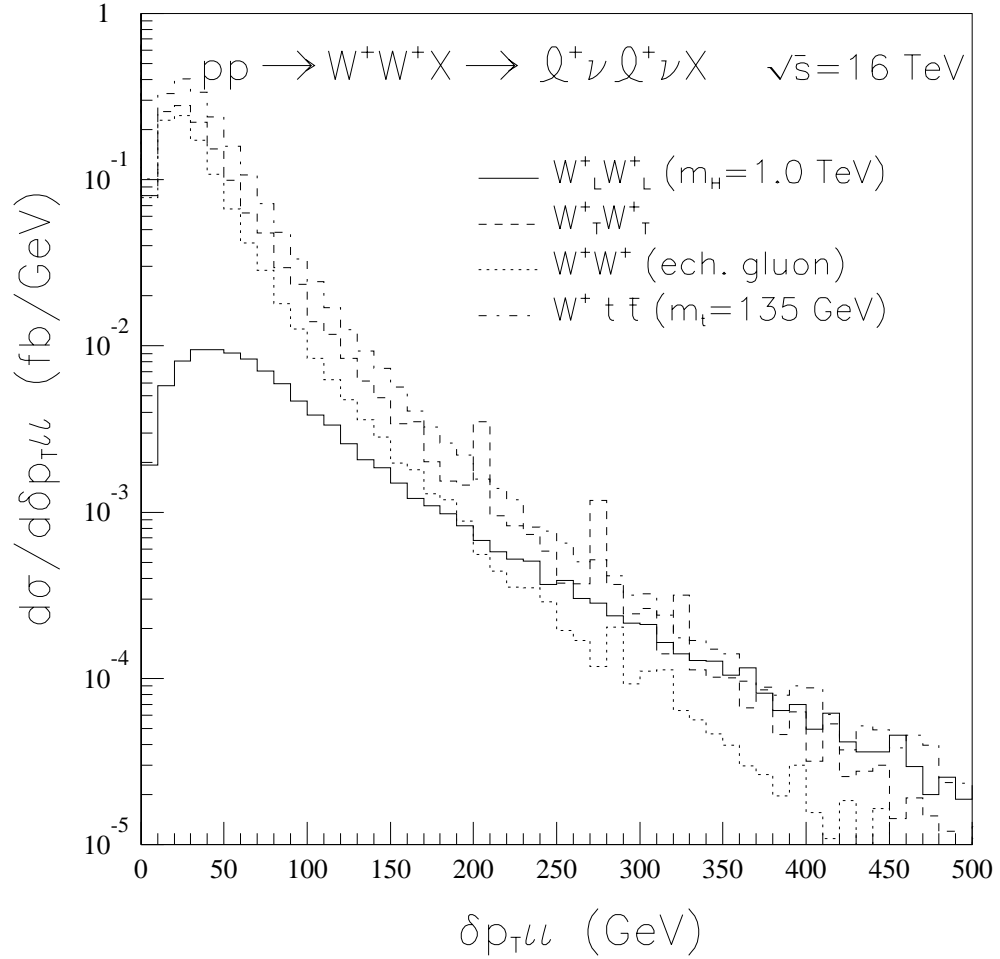


Figure 3.5: Distribution de la section efficace en fonction de $\delta p_T^{\ell\ell}$. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

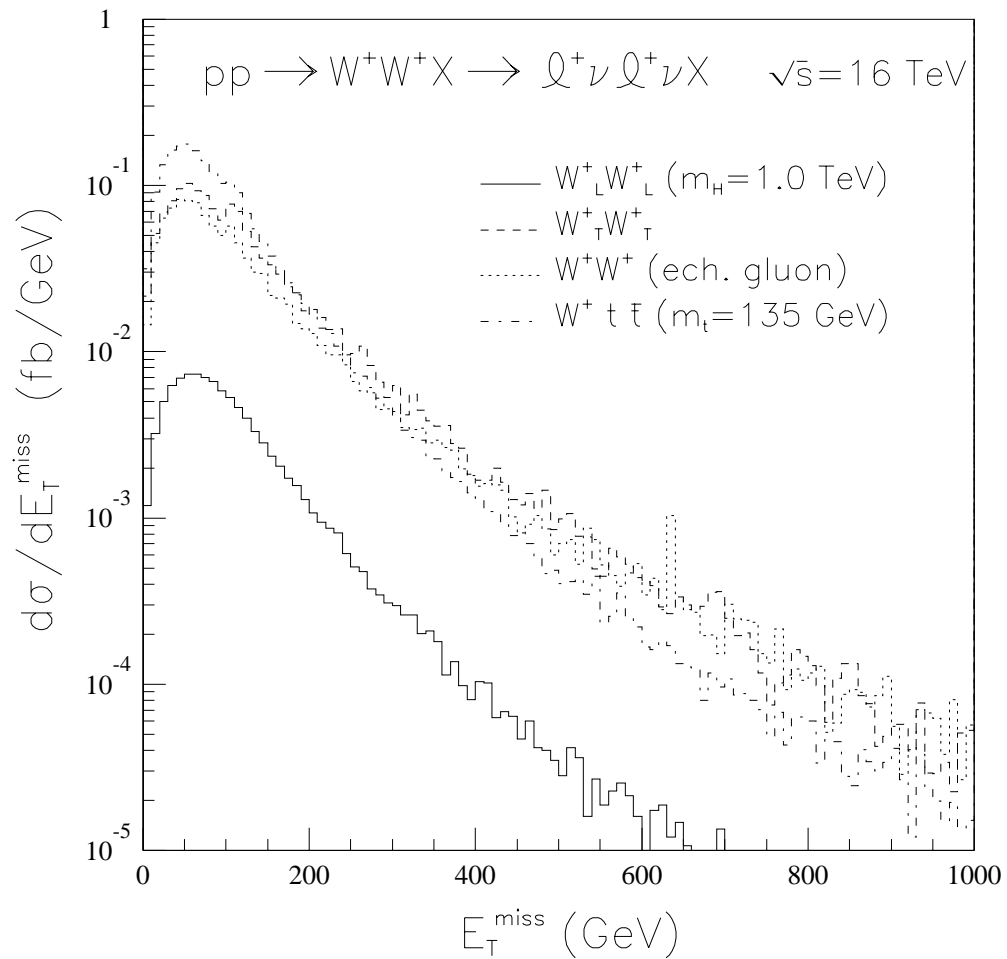


Figure 3.6: Distribution de la section efficace en fonction de E_T^{miss} (energie transverse manquante). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

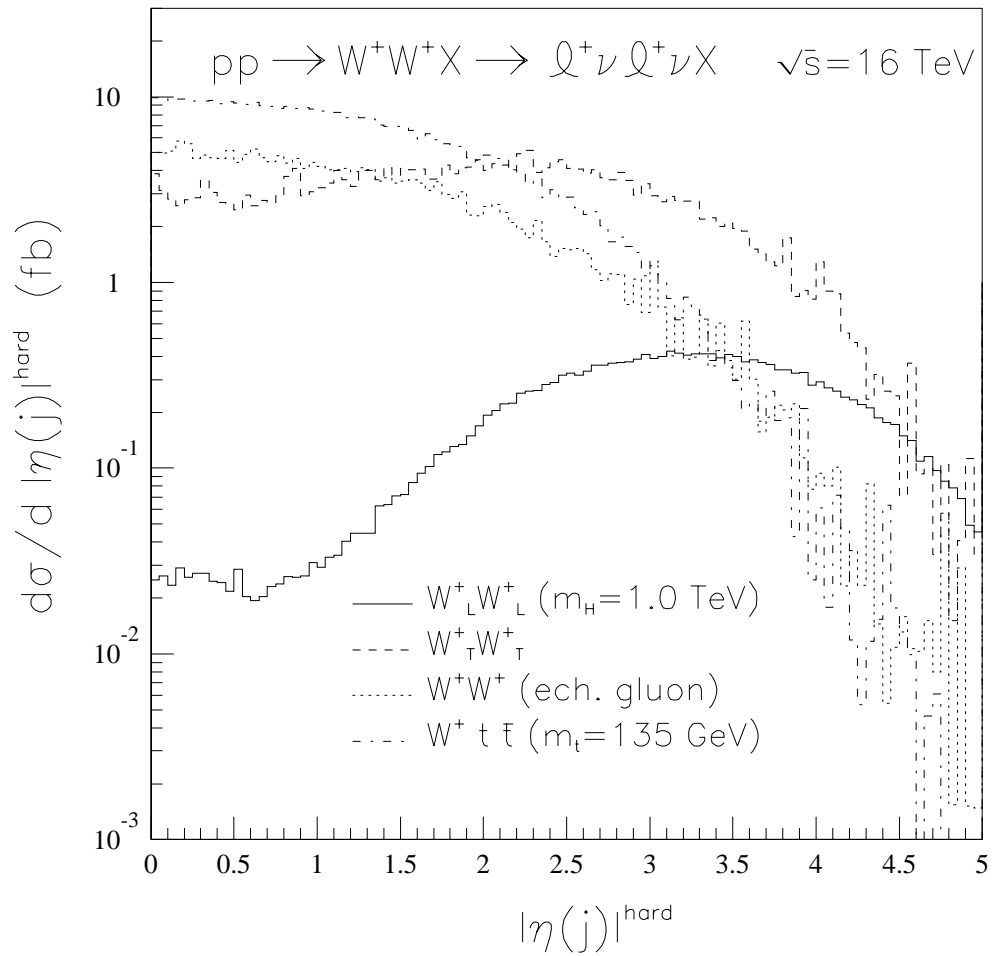


Figure 3.7: Distribution de la section efficace en fonction de $|\eta(j)|^{\text{hard}}$ (en valeur absolue), soit la pseudorapidité du jet ayant le plus grand p_T . La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

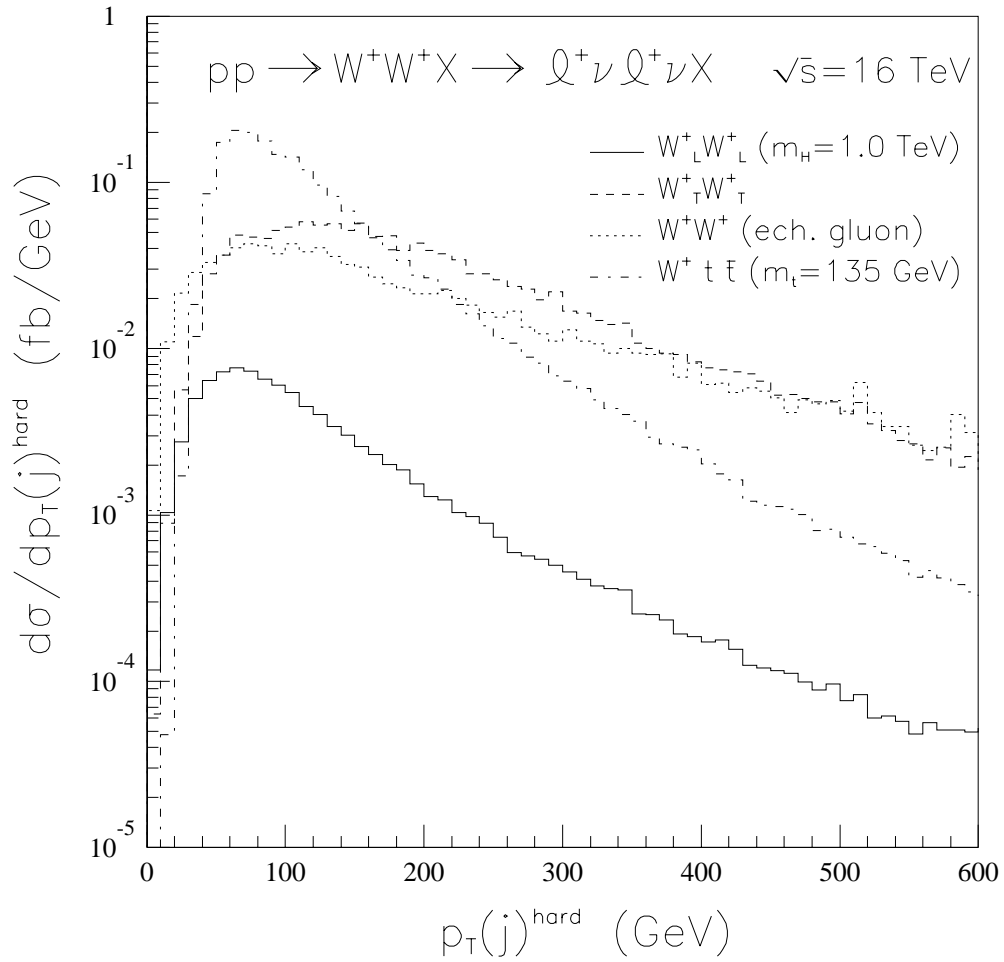


Figure 3.8: Distribution de la section efficace en fonction de $p_T(j)^{\text{hard}}$, soit le plus grand p_T des jets mesurés. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

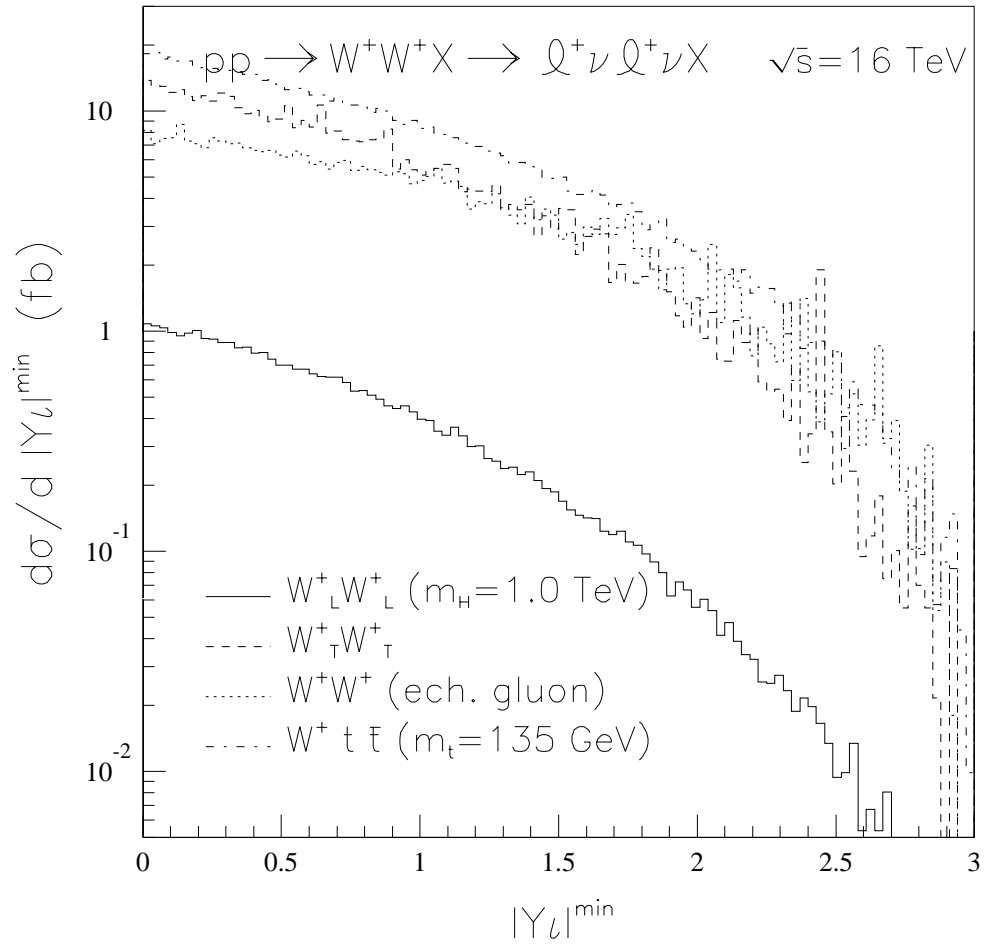


Figure 3.9: Distribution de la section efficace en fonction de $y_\ell^{\min} (\min(y_{\ell 1}, y_{\ell 2}))$. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

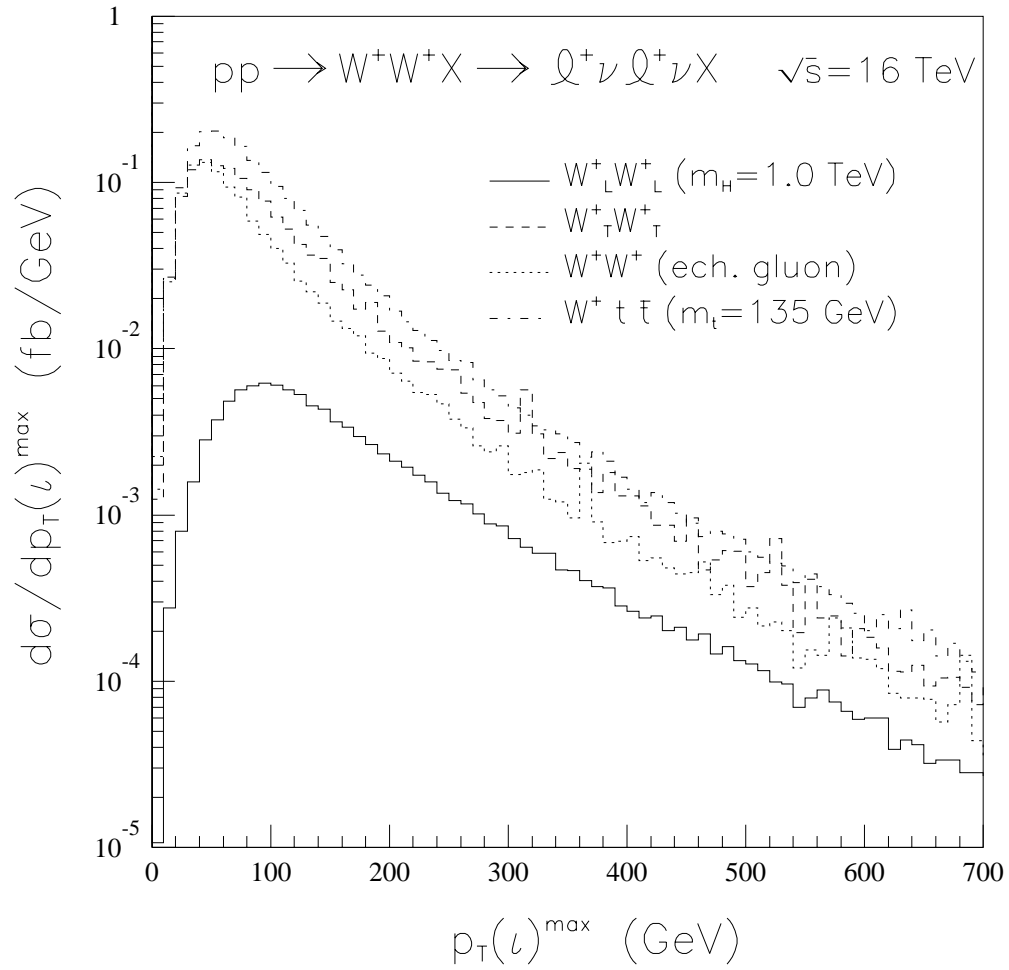


Figure 3.10: Distribution de la section efficace en fonction de $p_T(\ell)^{\max}$ ($\max(p_{T_{\ell_1}}, p_{T_{\ell_2}})$). La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+$ ($m_H = 1.0 \text{ TeV}$) et les bruits de fond.

$$pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X \quad \sqrt{s}=16 \text{ TeV}$$

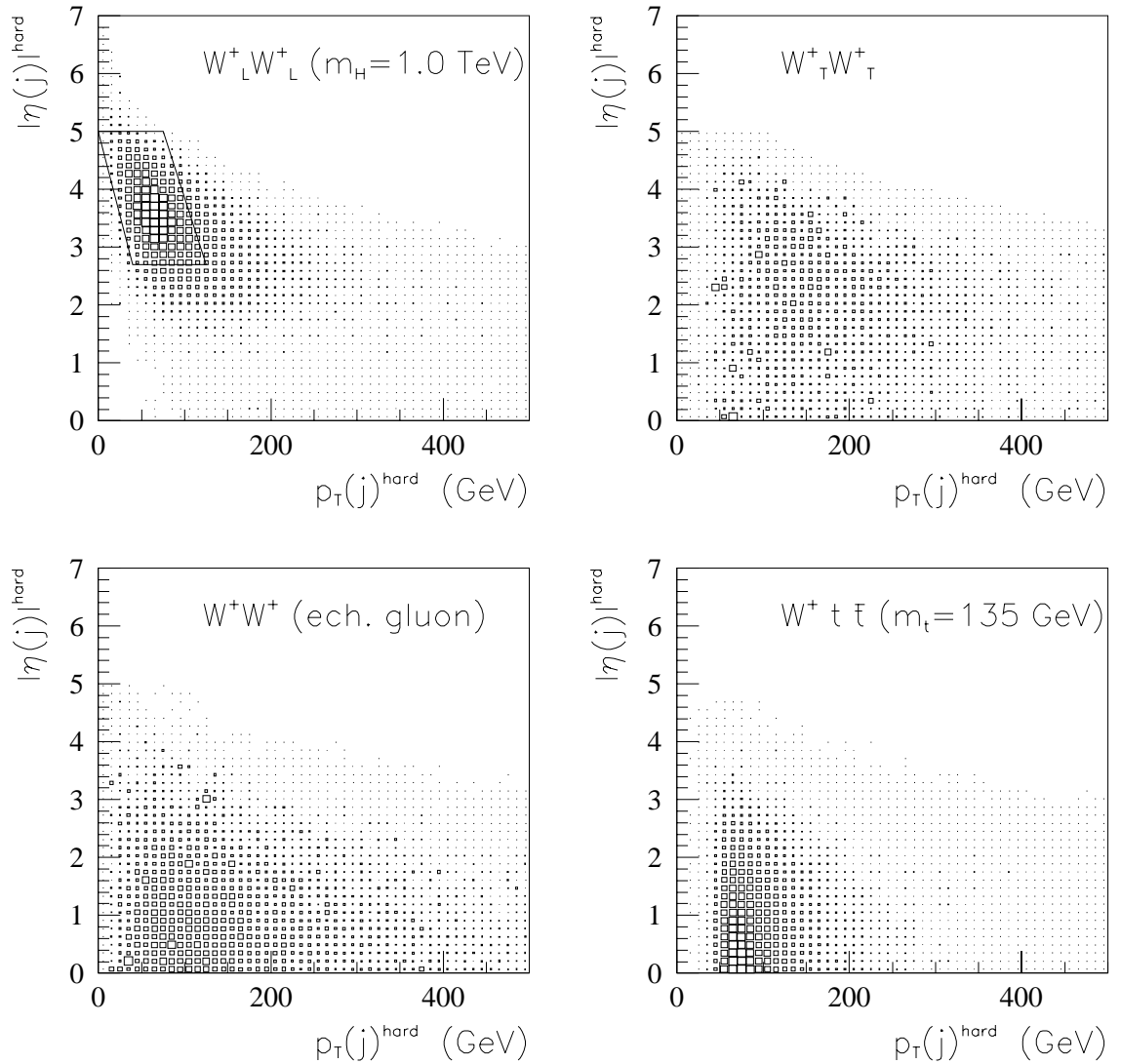


Figure 3.11: Distribution des événements dans l'espace sous-tendu par $p_T(j)^{\text{hard}}$ et $|\eta(j)^{\text{hard}}|$. La comparaison est faite entre le signal $W_L^+W_L^+ (m_H = 1.0 \text{ TeV})$ et les bruits de fond.

Tableau VII: Estimation des sections efficaces totales de production, des modèles alternatifs, pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, après les coupures sur les jets et les leptons.

Modèle alternatif	Section efficace totale (fb)
Diffusion $\pi^+\pi^+$ rééchelonnée	0.15
Théorème de basse énergie (LET)	0.23
Unitarisation brusque	0.25
Modèle $O(2N)$ de Higgs-Goldstone	0.09

Conclusion

Ce travail se voulait une étude du signal $W_L^+W_L^+$, qui est directement lié à la brisure de symétrie, dans le Modèle Standard Minimal de l'interaction électrofaible de GWS, et donc à l'existence d'un seul boson scalaire de Higgs, prédit par ce modèle. Les énergies du LHC seront essentielles à ces mesures proposées. La section efficace de production pour le processus $pp \rightarrow W^+W^+X$, qui sera mesurée au LHC, sera sans doute l'un des principaux résultats attendus. Le nombre d'événements qui seront observés imposera plus de contraintes sur les modèles favorisant un mécanisme alternatif pour la brisure de symétrie. Cette étude se voulait, en quelque sorte, une façon de tester le Modèle Standard dans ses prédictions.

Nous avons simulé, par méthodes de Monte-Carlo, la réaction $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ au LHC, à une énergie dans le centre de masse de 16 TeV. Nous avons pris en considération les capacités du détecteur ATLAS, c'est-à-dire que les événements perdus (non détectés) à cause de la non-herméticité du détecteur ainsi qu'à des effets dus à sa résolution sont pris en compte. Considérant les résultats obtenus au tableau VI du chapitre précédent, suite à des analyses faites sur les distributions d'observables choisies et tenant compte des sections efficaces de production pour le signal $W_L^+W_L^+$ et les bruits de fond résultant des coupures, nous pouvons conclure que le signal $W_L^+W_L^+$ peut être séparable des bruits de fond, malgré une perte relativement importante pour ce signal. Le rapport signal/bdf reste important. Sans parvenir à réduire complètement les bruits de fond, ce qui en pratique est impossible à réaliser, nous arrivons néanmoins à un rapport signal/bdf d'environ 3:1 et 1.5:1, pour des masses du Higgs de 1.0 TeV et de 0.5 TeV respectivement; ce qui est très satisfaisant.

Nous avons vu également que certaines coupures étaient très efficaces à réduire

les bruits de fond, sans perte significative pour le signal: la première coupure à faire était celle concernant les jets observés dans la réaction $pp \rightarrow W^+W^+X \rightarrow \ell^+\nu \ell^+\nu X$ et plus particulièrement la distribution des événements dans l'espace sous-tendu par $p_T(j)^{hard}$ et $|\eta(j)|^{hard}$. Elles réduisent les bruits de fond par un facteur ~ 20 , comparativement à une baisse de moins de 60% pour le signal $W_L^+W_L^+$. Même avec cette dernière coupure, le bruit de fond associé à la production $W_T^+W_T^+$ restait quand même assez élevé. Il a été donc nécessaire d'appliquer des coupures sur les observables reliées aux deux leptons détectés. Ceci avait comme conséquence de réduire encore davantage la production $W_T^+W_T^+$ à un niveau très faible; soit d'environ 3 événements par année. Les coupures sur les jets et leptons toutes deux réunies, faisaient en sorte que les bruits de fond, associés à la production de paire de W^+ par échange d'un gluon et par le processus $W^+t\bar{t}$, étaient réduits à un niveau tel que nous n'observerions pas plus de deux événements par année; c'est-à-dire que ces derniers sont pratiquement complètement atténués. En effet, le bruit de fond total a été réduit par un facteur ~ 1000 , c'est-à-dire une baisse de 99.9%. Mais il fallait garder un nombre d'événements observables, suffisamment grand afin de pouvoir l'exploiter. Avec une quinzaine d'événements pour le signal $W_L^+W_L^+$, dans le cas où $m_H = 1.0$ TeV, et cinq événements pour les bruits de fond, des contraintes importantes peuvent être mises sur les différents modèles alternatifs dont il a été fait mention.

Bibliographie

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, (1967) 1264; A. Salam, in *Elementary Particle theory*, édité par N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968).
- [2] G. Arnison *et al.*, UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 103.
- [3] M. Banner *et al.*, UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 476.
- [4] B. W. Lee, C. Quigg, et H.B. Thacker, Phys. Rev. **D 16** (1977) 1519; et Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 883.
- [5] L. Rolandi, Proceedings of XXVI Int. Conf. on HEP, (Aug 6-12, 1992) Dallas, Texas, J.R. Sanford, Ed., p. 56; et T. Mori, p. 1321.
- [6] Large Hadron Collider Workshop, en 3 volumes. CERN 90-10, ECFA 90-133.
- [7] M. Veltman, Acta Phys. Pol. **B 8** (1977) 475.
- [8] M. S. Chanowitz, M. K. Gaillard, Nucl. Phys. **B 261** (1985) 379-431.
- [9] A. Dobado, M.J. Herrero, et T.N. Truong, Phys. Lett. **B 235** (1990) 129.
- [10] T. Applequist, et C. Bernard, Phys. Rev. **D 22** (1980) 200.
- [11] R. Vega, *WW Physics and the Higgs Boson at the SSC Energies*, Thèse de Ph.D. (The University of Texas at Austin, 1988), UMI-8816600.
- [12] D. A. Dicus et R. Vega, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1110; et Phys. Rev. **D 37** (1988) 2474.
- [13] R. S. Chivukula, M. Golden, Phys. Rev. **D 41** (1990) 2795.

- [14] V. Barger, T. Han, et D. Zeppenfeld, *Phys. Rev.* **D 41** (1990) 2782.
- [15] J. Bagger *et al.*, FERMILAB-Pub-93/040-T, (juin 1993).
- [16] V. Barger, K. Cheung, et T. Han, *Phys. Rev.* **D 42**, (1990) 3052.

Nous remercions Barger *et al.*, pour avoir mis à notre disposition leur générateur Monte-Carlo.
- [17] M.S. Chanowitz et M. Golden, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1053; et *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 466 E.
- [18] M.S. Berger et M.S. Chanowitz, *Phys. Lett.* **B 263** (1991) 509.
- [19] D.A. Dicus, J.F. Gunion, et R. Vega, *Phys. Lett.* **B 258** (1991) 475.
- [20] ATLAS, letter of intent, CERN/LHCC/92-4, LHCC/I2, 1^{er} octobre 1992.
- [21] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132; *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508; *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.
- [22] Edgard Elbaz, *De l'électromagnétisme à l'électrofaible*, (Ellipes, 1989).
- [23] Proceedings of the International Symposium (WEIN, 1989), *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*, (édité par P. Depommier), page 31.
- [24] G.P. Lepage, "VEGAS - an adaptive multidimensional integration program", CLNS 80-447.
- [25] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, et S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, (Addison-Wesley, 1990).
- [26] Torbjörn Sjöstrand, *Pythia 5.6 and Jetset 7.3*, CERN-TH.6488/92.
- [27] J.M. Cornwall *et al.*, *Phys. Rev.* **D 10** (1974) 1145.
- [28] G.J. Gounaris *et al.*, *Phys. Rev.* **D 34** (1986) 3257.

- [29] T.-P. Cheng, et L.-F. Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, (Oxford University Press, Oxford, 1984).
- [30] J.F. Donoghue *et al.*, Phys. Rev. **D 38** (1988) 2195.
- [31] *Review of Particles Properties*, Phys. Rev. **D 45**, Part 2 (juin 1992).
- [32] D. A. Dicus et R. Vega, Phys. Lett. **B 217** (1989) 194.
- [33] P. Acton *et al.*, OPAL Collaboration, Z. Phys. **C 58** (1993) 219.
- [34] The LEP Collaborations: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Phys. Lett. **B 276** (1992) 247.
- [35] Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B 247**, (1984) 339.
- [36] Richard D. Field, *Applications of Perturbative QCD*, (Addison-Wesley, 1989).
- [37] MINUIT (Function Minimization and Errors Analysis), Version 92.1 (mars 1992), CERN Program Library Long Write-up D506.
- [38] E. Eichten *et al.*, Rev. Mod. Phys. **56**, 579 (1984) 579; **58** (1986) 1065 (E).
- [39] M.J. Duncan, G.L. Kane, et W.W. Repko, Nucl. Phys. **B 272** (1986) 517.
- [40] S. Bethke *et al.*, Nucl. Phys. **B 370** (1992) 310;
- [41] S. Catani *et al.*, Cavendish-HEP-91/5.
- [42] HBOOK, CERN Program Library Long Write-up Y250.
- [43] PAW (Physics Analysis Workstation) CERN Program Library Long Write-up Q121.